

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



Université El-Hadj Lakhdar - Batna 1
Faculté des Sciences de la Matière
Département de Physique



Présentée par

Djamila BENYOUCEF

En vue de l'obtention du diplôme de Doctorat

Spécialité : Physique énergétique

Thème

**Etude de la convection naturelle dans une enceinte à
gradient de température pariétal horizontal et
vertical**

Soutenu le :

Devant le jury :

Président	BOUGOUL Saadi	Prof.	U. Hadj Lakhdar, Batna 1
Rapporteur	BEN MOUSSA Hocine	Prof.	U. Mostefa Ben boulaïd, Batna 2
Examineurs	AOUACHRIA Zeroual	Prof.	U. Hadj Lakhdar, Batna 1
	KHALDI Fouad	Prof.	U. Hadj Lakhdar, Batna 1
	BOURAS Fethi	Prof.	U. El-Oued
	DEMAGH Yassine	MCA.	U. Mostefa Ben boulaïd, Batna 2

Dédicace

À mes parents

À mes sœurs et mes frères

À mes nièces et mes neveux

À ma famille

À ma meilleure amie Samira

*À la mémoire du Dr Mostefa Zeroual, puisse Dieu le miséricordieux ait pitié de son
âme*

Djamila BENYOUCEF

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le Bon Dieu qui m'a donnée la santé et le courage d'accomplir ce modeste travail.

Mes remerciements sont adressés également à mes chers parents, pour leur amour, leurs sacrifices et leur patience.

Je tiens à remercier vivement et à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèses, le Monsieur Ben moussa Hocine, pour m'avoir honoré par son encadrement, sa disponibilité, ses orientations, ses précieux conseils et ses encouragements qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je tiens à exprimer ma gratitude au Professeur BOUGOUL Saadi ; qui m'a fait l'honneur de présider ce jury

Mes remerciements aussi aux membres de jury pour avoir accepté d'examiner ce travail, à savoir : Pr. AOUACHRJA Zeroual, Pr. KHALFI Fouad, Pr. BOURAS Fethi et Dr. DEMAGH Yassine.

Je remercie ma famille et mes amies pour leurs éternels soutiens et leurs confiances.

Je voudrais garder une place particulière à Mme NOUI Samira pour ces encouragements qui m'ont aidé à mener e travail à son terme.

Enfin, à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail qu'ils trouvent ici l'expression de mon sincère gratitude et mes remerciements les plus sincères.

TABLE DES MATIERES

Avant propos	ii
TABLE DES MATIERES	iv
NOMENCLATURE	vii
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	x
INTRODUCTION GENERALE	1
Objectifs de ce travail.....	3
CHAPITRE I	
GENERALITES ET ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE	5
I.1 Généralités.....	5
I.2 Similitude et transfert de chaleur.....	7
I.2.1 Grandeur de références.....	7
I.2.1.1 Longueur de référence.....	7
I.2.1.2 Rapport d'aspect.....	7
I.2.1.3 Température de référence.....	8
I.2.1.4 Vitesse de référence.....	8
I.2.2 Nombres sans dimensions.....	8
Nombre de Prandtl.....	9
Nombre de Grashof.....	9
Nombre de Rayleigh.....	10
Nombre de Nusselt.....	10
I.2.3 Approximation de Boussinesq.....	11
I.2.4 Régimes d'écoulements.....	12
❖ Régime laminaire.....	12
❖ Régime Turbulent.....	12
I.3. La convection naturelle dans une cavité confinée.....	13
I.3.1. Convection de Rayleigh-Bénard.....	13
I.3.2. Cavité différentiellement chauffée.....	20
I.3.3. Etat de l'art.....	25
• <i>CRB</i>	25
• <i>CDC</i>	31
• <i>Cavité mixte</i>	35
CHAPITRE II	
GENERALITES ET ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE	37
II.1 Introduction.....	37
II.2 Description du problème étudié.....	37
II.3 Equation générale.....	39
II.4 Equations de conservations.....	41
II.4.1 Equation de continuité.....	41
II.4.2 Equations de quantités de mouvements.....	41

II.4.3	Equation de conservation d'énergie	43
II.5	Hypothèses simplificatrices	43
•	Limitations du modèle de Boussinesq.....	44
II.6	Mise en Equations	45
II.6.1	Cavité horizontale.....	45
•	Conservation de la masse	45
•	Conservation de la quantité de mouvement	45
•	Conservation de l'énergie.....	45
II.6.2	Cavité inclinée.....	46
•	Conservation de la masse	46
•	Conservation de la quantité de mouvement	46
•	Conservation de l'énergie.....	46
II.7	Condition initial et les conditions aux limites	46
II.7.1	Conditions aux limites.....	47
➤	Condition de non-glissement	47
➤	Condition de l'écoulement libre	47
➤	Conditions thermiques de surface.....	47
II.7.2	Condition initiale.....	48
II.7.3	Condition initial et les conditions aux limites du problème proposé.....	48
II.7.3.1	Condition initiale.....	49
II.7.3.2	Conditions aux limites.....	49
II.8	Equations de conservations adimensionnelles.....	50
II.8.1	Equations adimensionnelles	51
➤	Cavité horizontale.....	51
➤	Cavité inclinée	51
II.8.2	Conditions aux limites.....	52
II.9	Taux de transferts thermique	52
•	Modèle bidimensionnel.....	53
•	Modèle tridimensionnel	53
 CHAPITRE III		
DESCRIPTION DE L'OUTIL NUMERIQUE		55
III.1	Introduction	55
III.2	Code CFD.....	56
III.2.1	Présentation du logiciel ANSYS-FLUENT.....	57
III.2.1.1	ANSYS	57
III.2.1.2	Fluent	57
•	Historique.....	57
•	Utilisation.....	58
III.3	Méthodes des volumes finis	58
III.4	Maillage.....	60
III.4.1	Type du maillage	60
•	Maillage structuré (quadra/hexa)	60
•	Maillage non structuré (tri/tétra).....	61
•	Maillage hybride.....	61

III.4.2	Présentation de GAMBIT	62
III.4.3	Maillage choisi	62
III.5	Discrétisation	63
III.5.1	Méthodes de discrétisations.....	63
III.5.2	Schéma de discrétisation	65
III.5.3	Choix du schéma de l'interpolation de la pression.....	66
III.5.4	Facteurs de sous-relaxation	67
III.5.5	Critère de convergence	68
III.6	Couplage Pression-Vitesse	68
III.7	Organigramme de fonctionnement	69
CHAPITRE IV		
	VALIDATION, RESULTATS ET DISCUSSION	71
IV.1	Introduction	71
IV.2	Indépendance du maillage.....	71
IV.3	Validation.....	73
IV.4	Champ dynamique	74
IV.4.1	Cellule de Rayleigh-Bénard horizontale	74
IV.4.1.1	<i>Sans chauffage latérale</i>	74
IV.4.1.2	<i>Avec chauffage latérale</i>	75
IV.4.2	Cellule de Rayleigh-Bénard incliné	77
IV.4.2.1	<i>Effet de l'angle sans chauffage latéral :</i>	78
IV.4.2.2	<i>Effet de l'angle avec chauffage latéral :</i>	79
IV.5	Résultats and discussion.....	82
IV.5.1	Champ thermique	82
IV.5.1.1	<i>Couche fluide horizontale</i>	82
IV.5.1.2	<i>Couche fluide inclinée</i>	86
IV.5.2	Taux de transfert de chaleur	91
IV.5.2.1	<i>Nombre de Nusselt local</i>	91
IV.5.2.2	<i>Nombre de Nusselt moyen</i>	94
IV.5.3	Analyse spectrale.....	96
CONCLUSION GENERALE		101
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		103
ANNEXES		112
	<i>Annexe A</i>	112
	<i>Annexe B</i>	118
RESUME		
ABSTRACT		
ملخص		

NOMENCLATURE

Symboles latins

A	rapport d'aspect
C_p	chaleur spécifique du fluide, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
e, e_1, e_2	épaisseur des parois de la cavité, m
g	accélération de la pesanteur, $m \cdot s^{-2}$
h	hauteur de la couche fluide
h_c	coefficient d'échange de chaleur convectif, $W \cdot m^{-2}$
H	hauteur de la couche fluide, m
k	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
l	largeur de la cavité, m
L	longueur de la cavité, m
Nu_{Loc}	nombre de Nusselt convectif local
\overline{Nu}	nombre de Nusselt convectif moyen
P	pression, Pa
Pr	nombre de Prandtl
Q	densité du flux de chaleur, $W \cdot m^{-2}$
Ra	nombre de Rayleigh
Ra_c	nombre de Rayleigh critique
S	surface, m^2
t	temps, s
T	température, °C; K
T_0	température à l'instant $t=0s$, °C, K
T_A	température du chauffage latérale, °C, K
T_{amb}	température ambiante
T_c	température chaude
T_f	température froide
u, v, w	Composantes de la vitesse selon (x, y, z) , $m \cdot s^{-1}$
x, y, z	coordonnées cartésiennes, m
X, Y, Z	coordonnées cartésiennes adimensionnelles

Symboles grecs

β	coefficient d'expansion volumique, K^{-1}
α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
ΔT	différence de température, $^{\circ}C$, K
ρ_0	masse du fluide à T_0 , $kg.m^{-3}$
ρ	masse du fluide à T , $kg.m^{-3}$
μ	viscosité dynamique du fluide
ν	viscosité cinématique du fluide, $m^2.s^{-1}$
γ	angle d'inclinaison, $^{\circ}$

Acronymes

CDC	Cavité Différentiellement Chauffé
CFD	Computational Fluid Dynamics (Dynamique des Fluides Numérique)
CRB	Convection de Rayleigh-Bénard
PR	Pseudo-Rouleau
rI	Rouleau Induit

LISTE DES TABLEAUX

Tableau II.1 : Propriétés physique de l'huile silicone 47V100 à 25°C [1].....	38
Tableau II.2 : Conditions aux limites sous formes adimensionnelles pour la cavité.....	52
Tableau III.1 : Codes CFD	57
Tableau III.2 : Schémas de discrétisation pour le calcul de Pression.....	67
Tableau III.3 : Valeurs par défaut des facteurs de sous-relaxation [109].....	67

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : Principe physique de la convection naturelle.	6
Figure I.2 : Résultats expérimentaux de Silveston (1958), Le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh [14].....	14
Figure I.3 : Visualisation des mouvements thermo-convectifs par Silveston en fonction du nombre de Rayleigh [14].....	15
Figure I.4 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh [14].	15
Figure I.5 : Transitions en fonction de Ra et Pr selon Busse [17]	17
Figure I.6 : Comportement caractéristique de fluide en fonction de nombre de Rayleigh.....	18
Figure I.7 : Effet de l'angle d'inclinaison sur la convection naturelle de (RB) [20].	19
Figure I.8 : Cartes dynamiques et thermiques au sein d'une cavité carrée aux parois verticales différentiellement chauffées	21
Figure I.9 : (a) Schéma du système étudié par Elsherbiny et (b) Influence de l'angle d'inclinaison sur le nombre de Nusselt [30].	22
Figure I.10 : Les différents régimes caractéristiques des écoulements de convection naturelle en cavité fermée en fonction du nombre de Rayleigh et du rapport de forme [20].	23
Figure I.11 : Champs dynamiques et thermiques expérimentaux au sein d'une cavité carrée aux parois verticales différentiellement chauffées à $Ra_H = 1.58 \cdot 10^9$ [38, 39].....	24
Figure I.12 : Rayleigh critique en fonction du rapport d'aspect cas bidimensionnel, $Bi = 1$, $a : 1 \leq A \leq 5$, $b : 5 \leq A \leq 10$ [49].....	26
Figure I.13 : Rayleigh critique en fonction du rapport d'aspect pour différentes valeurs (ϵ, λ) [50]	27
Figure I.14 : (a) La géométrie du problème, (b) Les excitations thermiques. [57]	29
Figure I.15 : Configuration de la référence [63].....	30
Figure I.16 : Isothermes et Lignes de courant pour : $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$, $1 \leq A \leq 5$, $Ra = 10^4$ [71].....	32
Figure I.17 : Evolution du nombre de Nusselt calculé Nu en fonction de Ra pour différentes inclinaisons (2 et 3 sont les détails de 1) [73]	33
Figure I.18 : Géométrie du problème [79].....	34
Figure I.19 : Géométrie du problème [85].....	36
Figure II.1 : Cavité Workbench	38
Figure II.2 : Vue éclatée de la cavité.....	39
Figure II.3 : La cellule Fluide, (a) horizontale, (b) inclinée.....	39
Figure III.1 : Volume de contrôle bidimensionnel	59
Figure III.2 : Maillages structurés et non structurés.....	61
Figure III.3 : Les différentes grilles topologiques traitées par "Fluent".....	62
Figure III.4 : Maillage choisi.....	63
Figure III-5 : Volume de contrôle pour la discrétisation de l'équation de transport d'un scalaire.....	64
Figure III-6 : Maillage quadrilatéral structuré.....	66
Figure III-6 : Organigramme de calcul.....	70
Figure IV.1 : Indépendance du maillage.	72
Figure IV.2 : Système d'axe et plans de représentation	73
Figure IV.3 : Champ de vitesse pour $\Delta T = 6.5^\circ C$ et sans chauffage T_A , $k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	75
Figure IV.4 : Champ de vitesse pour $\Delta T = 6.5^\circ C$, 1- $T_A = 42^\circ C$, 2- $T_A = 59.6^\circ C$, $k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}$	75

Figure IV.5 : Structure dynamique tridimensionnelle sans et avec chauffage, (a) : Sans chauffage T_A , (b) : $T_A = 42^\circ C$, (c) : $T_A = 59.6^\circ C$	76
Figure IV. 6 : Variation de longueur de rI en fonction de la température T_A , $k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	77
Figure IV.7 : Inclinaison horaire et antihoraire, (a) : Elément chauffant en bas, (b) : Elément chauffant en haut	77
Figure IV.8 : Profile de vitesse avec angle d'inclinaison, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, (a) : $\gamma = 10^\circ$, (b) : $\gamma = 25^\circ$, (c) : $\gamma = 60^\circ$	79
Figure IV.9 : Profile de vitesse pour $\gamma = 25^\circ$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, (a) : $T_A = 30.3^\circ$, (b) : $T_A = 40.2^\circ$	80
Figure IV.10 : Profile de vitesse pour $\gamma = 60^\circ$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, (a) : $T_A = 29.9^\circ$, (b) : $T_A = 52.7^\circ$, (c) : $T_A = 67.6^\circ$	81
Figure IV.11 : Profile de vitesse pour $\gamma = 90^\circ$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, (a) : $T_A = 40.2^\circ$, (b) : $T_A = 70.3^\circ$	82
Figure IV.12 : 3D Iso-Surfaces des isothermes de la couche fluide horizontale pour $\Delta T = 6.5^\circ C$, $k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, (a) : Sans chauffage latéral T_A , (b) : $T_A = 42^\circ C$, (c) : $T_A = 59.6^\circ C$	83
Figure IV.13 : Contours des isothermes 2D dans une cavité horizontale pour $\Delta T = 6.5^\circ C$, $k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, (a) : Sans chauffage latéral T_A , (b) : $T_A = 42^\circ C$, (c) : $T_A = 59.6^\circ C$	84
Figure IV.14 : Variation de longueur de rI en fonction de la température TA pour différents matériaux, $\Delta T = 8.2^\circ C$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	85
Figure IV.15 : Contour des isothermes dans le plan xz pour $\Delta T = 80.2^\circ C$, sans chauffage latéral T_A , $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	87
Figure IV.16 : Contour des isothermes dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ C$, $T_A = 30.3^\circ C$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	88
Figure IV.17 : Contour des isothermes dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ C$, $T_A = 52.7^\circ C$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	89
Figure IV.18 : Contour des isothermes dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ C$, $T_A = 67.6^\circ C$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	90
Figure IV.19 : Nombre de Nusselt locale dans une cavité horizontale proche de la paroi chaude en fonction de T_A , $\gamma = 0^\circ$, $\Delta T = 8.2^\circ C$	92
Figure IV.20 : Nombre de Nusselt locale en fonction de γ , $\Delta T = 8.2^\circ C$, (a) : Sans chauffage latéral T_A , (b) : avec chauffage latéral $T_A = 30.3^\circ C$	93
Figure IV.21 : Nombre de Nusselt locale proche de la paroi chaude dans une cavité horizontale en fonction de T_A , $\Delta T = 8.2^\circ C$, (a) : $\gamma = 25^\circ$, (b) : $\gamma = 60^\circ$, (c) : $\gamma = 90^\circ$	94
Figure IV.22 : Nombre de Nusselt moyen pour la paroi chaude Rayleigh-Bénard active, a- $\gamma = 0^\circ$, $Nu = f(T_A)$, b- $T_A = 0^\circ C, 30.3^\circ C$, $Nu = f(\gamma)$, c- $Nu = f(\gamma, T_A)$	95
Figure IV.23 : Analyse spectrale pour le point central $P2 = 0.05 \text{ m}$, a- $\gamma = 0^\circ$, b- $\gamma = 25^\circ$, c- $\gamma = 60^\circ$, d- $\gamma = 90^\circ$	97
Figure IV.24 : Analyse spectrale pour l'angle d'inclinaison $\gamma = 25^\circ$, a- Sans chauffage latéral T_A , b- $T_A = 30.3^\circ C$, c- $T_A = 52.7^\circ C$, d- $T_A = 67.6^\circ C$	98
Figure IV.25 : Analyse spectrale pour l'angle d'inclinaison $\gamma = 60^\circ$, a- Sans chauffage latéral T_A , b- $T_A = 30.3^\circ C$, c- $T_A = 52.7^\circ C$, d- $T_A = 67.6^\circ C$	99
Figure IV.26 : Analyse spectrale pour l'angle d'inclinaison $\gamma = 90^\circ$, a- Sans chauffage latéral T_A , b- $T_A = 30.3^\circ C$, c- $T_A = 52.7^\circ C$, d- $T_A = 67.6^\circ C$	100
Figure A-1 : Volume de contrôle 2D.....	114
Figure A-2 : Exemple d'un maillage 1D	115
Figure B.1 : Module de la vitesse dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ C$ et sans chauffage latéral T_A	118
Figure B.2 : Module de la vitesse dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ C$ et $T_A = 30.3^\circ C$	119

Figure B.3 : Module de la vitesse dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^{\circ}C$ et $T_A = 52.7^{\circ}C$	120
Figure B.4 : Module de la 5vitesse dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^{\circ}C$ et $T_A = 67.6^{\circ}C$	121

INTRODUCTION GENERALE

La théorie de transfert de chaleur est une science, qui étudie la façon, dont la chaleur se propage d'une région à une autre, sous l'influence d'une différence de température. Le transfert de chaleur est fréquemment rencontré dans la nature et dans différents systèmes industriels. Il résulte d'une interaction complexe au sein d'un milieu ou entre milieux dès qu'il y a un gradient de température. Cette interaction est responsable de la diversité des écoulements qui en résultent. La convection est un des quatre modes (conduction, convection, rayonnement et changement de phase) de transfert de chaleur qui a une importance vitale aussi bien dans le domaine fondamental que dans les domaines des applications telles que : le refroidissement des composants électroniques, la climatisation, les échangeurs de chaleur, les centrales nucléaires, les capteurs solaires...etc.

Les écoulements dus à la convection naturelle sont des mouvements de fluide générés par des variations spatiales de masse volumique dans le champ gravitationnel terrestre. On rencontre ces écoulements dans l'atmosphère, où le fluide chauffé à la surface chaude se dilate, s'élève et laisse place à un fluide plus froid et plus lourd provenant de plus haute altitude. La circulation de n'importe quel fluide dans une cavité confinée est régie par le même phénomène et s'effectue entre les sources chaudes et les sources froides. On distingue trois modes de transfert de chaleur par convection :

- ✓ la convection naturelle (libre).
- ✓ la convection forcée.
- ✓ la convection mixte.

Depuis plusieurs décennies, le transfert de chaleur par convection naturelle a fait l'objet de nombreux travaux de recherche et offre également un champ d'application diversifié. La convection est dite naturelle quand elle se déclenche et se poursuit spontanément. Elle est due à une différence de températures qui à son tour engendre des différences de masse volumique au sein de la masse fluide. Enfin, l'écoulement d'un fluide par convection naturelle (libre) est causé par la différence de sa masse volumique. Celles-ci peuvent résulter de gradients de température, de concentration

ou de la présence de plusieurs phases. La convection naturelle décrit le phénomène de la mise en mouvement par la poussée d'Archimède.

La convection libre en milieu confiné se divise en deux familles de problèmes donnant lieu à des comportements dynamiques et thermiques fondamentalement différents :

- ✓ Convection de Rayleigh-Bénard (CRB) : est le cas d'une cavité chauffée par le bas et refroidie par le haut.
- ✓ Convection différentiellement chauffée (CDC) : est le cas d'une cavité où les températures s'appliquent aux côtés latéraux (chauffement ou refroidissement).

D'une façon plus générale, la convection naturelle est un sujet de grand intérêt car il a de nombreuses applications industrielles. En effet, la convection naturelle entre en jeu dans le refroidissement des composants électroniques, le confort thermique ou le refroidissement de réacteurs nucléaires, la thermique des bâtiments, l'industrie métallurgique, la croissance des cristaux pour l'industrie des semi-conducteurs,...etc.

L'amélioration du transfert de chaleur par convection naturelle est l'objet principal de plusieurs travaux. Pour se faire ; un grand nombre de chercheurs ont mené plusieurs tentatives numériques et expérimentales portant sur la description des phénomènes gérant la convection, l'effet de la nature des systèmes dans lesquels elle a lieu (géométrie) et les propriétés des fluides impliqués (propriétés physico-chimiques et thermiques). Dans la plupart, les cavités rectangulaires continues à être la géométrie qui présente plus d'intérêt. Dans ce type d'enceinte, généralement deux parois sont maintenues à des températures différentes tandis que les autres sont isolées.

Le manuscrit de cette thèse est se divise en quatre parties :

Chapitre I : présente des généralités de la convection naturelle, ainsi qu'une étude bibliographique sur les travaux antérieurs relatifs aux cas d'une cavité horizontal ou inclinée soumis à l'un de familles de convection (CRB et CDC) afin d'en tenir compte pour orienter notre recherche vers des aspects non encore abordés par la littérature. Dans ce chapitre on distingue les travaux théoriques, expérimentaux et numériques considérant la convection thermique dans des cavités rectangulaire et cube à différentes conditions thermiques (température imposée ou flux imposé uniforme). Parmi les principales remarques notées suite à cette étude on peut citer :

- ✓ La séparation entre ces deux familles de convection.
- ✓ La rareté des travaux traitant les deux types de convection au même temps.

- ✓ La limitation de la plupart des études, considérant différentes géométries à des configurations bidimensionnelles.

Chapitre II : décrit le problème de la convection naturelle dans une cavité horizontale ou inclinée, soumise à un gradient de température pariétal mixte (horizontal et vertical). La configuration, les équations de conservations tridimensionnelles et les conditions aux limites relatives au modèle considéré combinées avec l'approximation de Boussinesq et d'autres hypothèses simplificatrices.

Chapitre III : Nous étudions numériquement par CFD (Computational Fluid Dynamics) nommé Fluent de l'ANSYS la configuration de la cavité, pour déterminer les méthodes de maillage, modèles, solution et autres paramètres les plus adaptés pour reproduire de manière fidèle la géométrie et les phénomènes se produisant dans la cavité confinée. Cela permet par la suite de modifier des paramètres pour optimiser la configuration initiale. Le système d'équations est discrétisé selon la méthode des volumes finis et résolu numériquement par le code utilisé, la géométrie et le maillage du domaine se fait sous ANSYS Workbench et Gambit.

Chapitre IV : Nous présentons les résultats numériques obtenus dans les cas de la convection naturelle laminaire dans une cavité horizontale et inclinée, tridimensionnelle, soumise à un nombre important des paramètres thermique et géométrique. Nous testons d'abord la configuration optimale issue de l'étude CFD dans la convection de Rayleigh-Bénard horizontale en permettant de simuler le comportement, cela rend possible la validation de différents résultats numériques obtenus aux ceux expérimentaux. Cette étude numérique est traitée pour distinguer l'effet du chauffage latéral ainsi que l'angle d'inclinaison sur les cartes dynamique et thermique de la convection de Rayleigh- Bénard et les validés aux ceux de Zeroual et al. [1, 2]. Investiguer le comportement structural des particules fluide au sein de la cavité confinée. Déduire est discuté le taux de transfert de chaleur (Nombre de Nusselt) le long des parois actives (soumise à une température).

Finalement, ce mémoire sera terminé par une conclusion générale ; en outre des perspectives pouvant s'ouvrir par le biais de ce travail, qui seront aussi développées.

Objectifs de ce travail

Les objectifs principaux du présent travail qui traite la convection naturelle dans une cavité remplie de huile silicone 47V100 ($Pr = 880$) peuvent être résumés par les points suivants :

- Simuler numériquement la convection naturelle laminaire dans une cavité rectangulaire tridimensionnelle remplie de l'huile silicone.
- Etudier l'aspect dynamique et thermique de la convection naturelle au sein d'un espace confiné.
- Mettre en évidence l'effet de l'inclinaison par rapport à l'horizontale et le chauffage latéral sur le taux du transfert.
- L'utilisation des capacités de simulation qu'offre le code "Fluent / ANSYS" représente une partie non négligeable du présent travail ainsi que son préprocesseur Gambit / workbench pour le maillage des configurations géométriques tridimensionnelles.

CHAPITRE I

GENERALITES ET ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 Généralités

Le terme "convection" semble avoir été inventé pour désigner un mode de propagation de la chaleur. La convection est une science qui groupe la mécanique des fluides et le transfert de chaleur. La convection est le mode de transfert thermique privilégié entre un solide et un fluide (liquide ou gaz). Elle est caractérisée par un transfert de chaleur associé au mouvement du fluide. On distingue trois types d'écoulements convectifs :

- *La convection naturelle* : Où le mouvement du fluide a pour origine un gradient de densité du fluide (par exemple à cause d'un gradient de température, de salinité, de concentration, d'un mélange de fluides, ...),
- *La convection forcée* : Pour laquelle le mouvement du fluide est imposé par une force extérieure (pompe, soufflerie, ...),
- *La convection mixte* : Où le mouvement du fluide résulte de la combinaison de la convection forcée et de la convection naturelle.

En convection naturelle, les mouvements des particules de fluide ont pour origine les différences de masse volumique induites par un gradient de température imposé, en présence du champ de gravité. En convection naturelle le transfert de chaleur global reste pour l'ingénieur une grandeur importante à caractériser.

Les écoulements de convection naturelle en cavité peuvent se classer en deux catégories suivant l'orientation du gradient de masse volumique par rapport à l'accélération de la pesanteur. Le gradient de température $\vec{\nabla} T$ à l'origine du mouvement peut être :

- Parallèle à l'accélération de la pesanteur ($\vec{\nabla} T \parallel g$) :

1. Générant des écoulements de type Rayleigh Bénard si le gradient de température est suivant ($-g$). La poussée d'Archimède est alors la seule force permettant la mise en mouvement du fluide. En effet, la masse volumique étant une fonction décroissante de la température, un gradient de masse volumique apparaît ainsi dans le fluide et la poussée d'Archimède $-\rho g \vec{K}$ met en mouvement celui-ci : le fluide chaud (plus léger) s'élève et est remplacé par de le fluide froid (plus lourd). Ce phénomène est représenté de manière schématique par la figure I.1 (a), pour un écoulement de convection naturelle de type Rayleigh-Bénard entre deux plaques planes horizontales à température T_1 et T_2 avec $T_2 < T_1$.
2. Un état d'équilibre parfaitement stable si $\vec{\nabla} \vec{T}$ est dirigé vers le bas ($+g$) (Figure I.1 (b)).

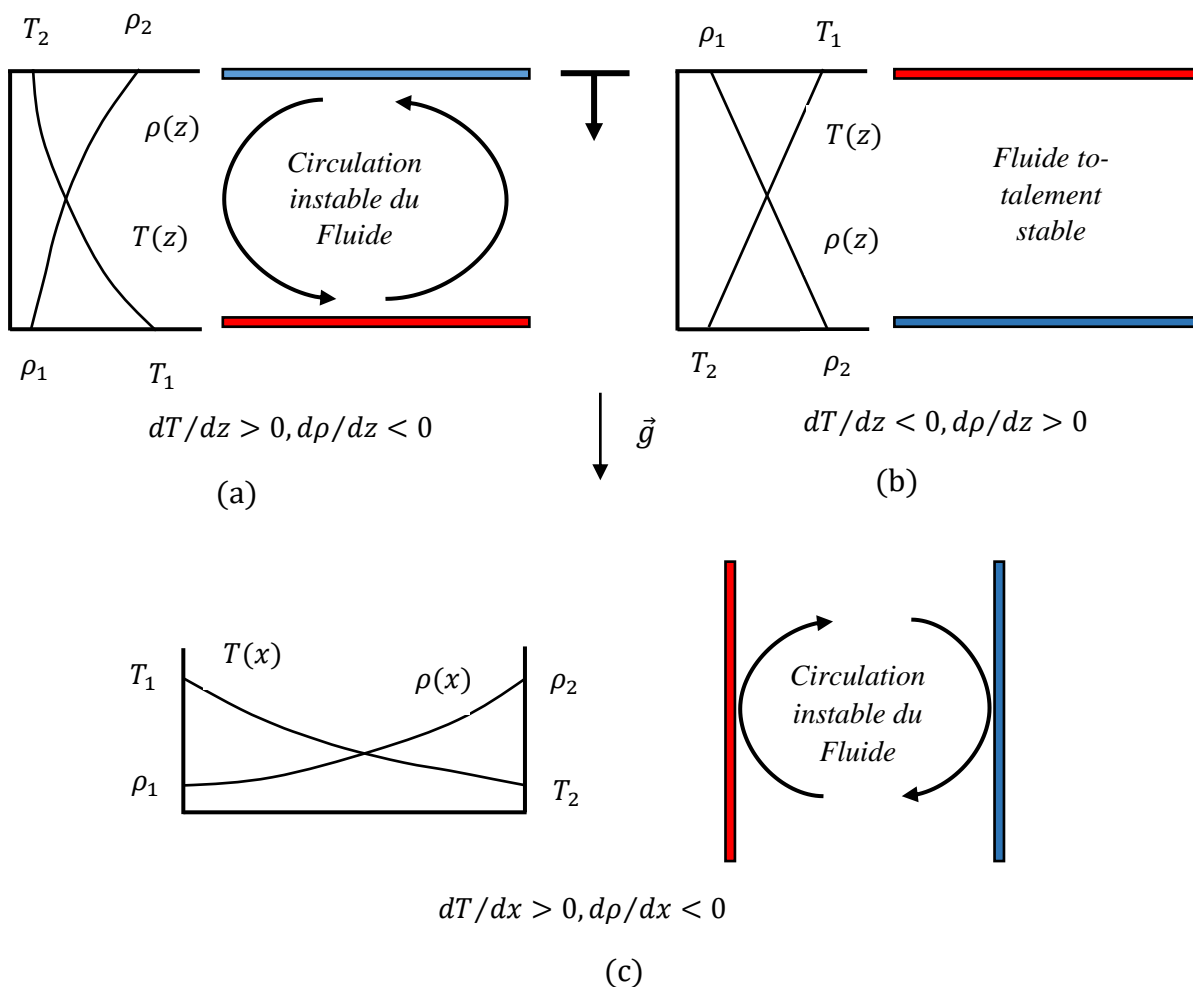


Figure I.1 : Principe physique de la convection naturelle.

(a) Gradient instable de température (RBC). (b) Gradient stable de température.

(c) Convection différemment chauffée (CDC).

- Perpendiculaire à l'accélération de la pesanteur ($\vec{V} \vec{T} \perp g$), c'est-à-dire des écoulements de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée (CDC). La configuration la plus courante pour CDC est une cavité confinée de forme parallélépipédique ayant deux parois verticales présentant une différence de température, les autres parois étant adiabatiques et schématisé sur la figure I.1 (c). Ce gradient de température entraîne une variation de la masse volumique du fluide qui provoque la mise en mouvement du fluide du fait des forces de flottabilité et le fluide est alors ascendant le long de la paroi chaude et descendant le long de la paroi froide.

I. 2 Similitude et transfert de chaleur

I. 2.1 Grandeur de références

Afin de caractériser un problème de convection naturelle, il est nécessaire de définir quelques grandeurs de références.

I.2.1.2 Longueur de référence

Le choix de la longueur de référence paraît évident pour les configurations simples mais devient plus délicat pour les configurations plus complexes. Il est généralement choisi de favoriser la direction correspondant à la force d'Archimède et donc la hauteur H de la cavité. Mais, dans le cas d'une cavité différentiellement chauffée dont la hauteur est plus grande que la largeur, c'est la longueur l qui sert de longueur de référence. Dans notre cas, la longueur de référence L_{ref} choisie est la hauteur de la cavité H .

I.2.1.2 Rapport d'aspect

Le rapport d'aspect important de la cavité est le rapport entre la longueur L et la hauteur H de la cavité :

$$\Gamma_V = \frac{L}{H} \quad (I-1)$$

Où

Γ_V : Rapport d'aspect vertical.

Un grand rapport d'aspect correspond donc à une cavité large. C'est souvent dans la limite de $\Gamma \rightarrow +\infty$ que les modèles théoriques s'effectuent (Rayleigh 1916) [3].

I.2.1.3 Température de référence

La convection naturelle se définit toujours avec au moins une température imposée qui peut être utilisée comme référence. Dans le cas où il existe deux températures imposées, on peut également utiliser la différence entre ces deux températures ΔT ou plus généralement la moyenne arithmétique T_0 .

$$\Delta T = T_c - T_f \quad (\text{I-2})$$

$$T_0 = \frac{T_c + T_f}{2} \quad (\text{I-3})$$

I.2.1.4 Vitesse de référence

Il est nécessaire d'utiliser une estimation pour déterminer la vitesse de référence de la convection naturelle car, contrairement au cas de la convection forcée ou mixte, aucune vitesse n'est imposée. La vitesse de référence généralement choisie est celle acquise par une particule fluide soumise à la force d'Archimède en négligeant toutes les dissipations (visqueuse et thermique) (séminaire Eurotherm de 1992 [4]).

$$v_{ref} = \sqrt{g\beta\Delta TL_{ref}} \quad (\text{I-4})$$

g : La gravité.

β : Coefficient de dilatation thermique.

ΔT : L'écart de température.

L_{ref} : La longueur caractéristique.

I.2.2 Nombres sans dimensions

La convection thermique a souvent recours aux nombres sans dimensions pour décrire les systèmes étudiés. En effet, cela permet de s'affranchir des propriétés des fluides et de la géométrie des écoulements, et ainsi de pouvoir comparer des résultats d'expériences réalisées avec des différents fluides. Il est possible de mettre en évidence les différents nombres sans dimensions caractéristiques de la convection thermique à partir de la résolution analytique du problème. Cela fait intervenir les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La majorité des écoulements de convection naturelle peut être caractérisée par deux nombres sans dimension :

- Le nombre de Prandtl Pr .
- Le nombre de Grashof Gr .

De ces deux nombres adimensionnels on peut en déduire le nombre de Rayleigh Ra. Le transfert de chaleur associé à ces écoulements est lui caractérisé par le nombre de Nusselt Nu.

Nombre de Prandtl

Est le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement (viscosité cinématique) et celle de la chaleur (diffusivité thermique). Le nombre de Prandtl compare la rapidité des phénomènes diffusion thermique et de diffusion visqueuse dans un fluide et s'écrit :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (I-5)$$

ν : La viscosité cinématique du fluide.

α : La diffusivité thermique.

Un nombre de Prandtl élevé indique que le profil de température dans le fluide sera fortement influencé par le profil de vitesse. Un nombre de Prandtl faible indique que conduction thermique est tellement rapide que le profil de vitesse a peu d'influence sur le profil de température. Tandis que dans le cas de l'air par exemple, avec un Prandtl de 0.71, les effets de la diffusion thermique et de la viscosité sont du même ordre.

Nombre de Grashof

Est un nombre adimensionnel utilisé en mécanique des fluides pour caractériser la convection libre dans un fluide. Il correspond au rapport des forces de gravité (poussée d'Archimède (force motrice)) sur les forces visqueuses (forces résistives). On définit le nombre de Grashof de la manière suivante :

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T L_{ref}^3}{\nu^2} \quad (I-6)$$

g : L'accélération de la pesanteur.

β : Le coefficient de dilatation thermique isobare ($\beta = 1/T$ pour les gaz parfait).

ΔT : La différence de température ($T_c - T_f$)

L_{ref} : La hauteur de la cellule de convection.

ν : La diffusivité thermique.

Nombre de Rayleigh

On peut le définir comme le produit du nombre de Grashof et du nombre de Prandtl. Caractérisant le transfert de chaleur au sein d'un fluide : inférieur à une valeur critique de 1708, le transfert s'effectue essentiellement par conduction, tandis qu'au-delà de cette valeur c'est la convection naturelle. Le nombre de Rayleigh « Ra » est le paramètre de contrôle de la convection thermique. Plus le nombre de Rayleigh est grand, plus la convection est intense.

Le nombre de Rayleigh peut s'interpréter comme une mesure de l'importance du mécanisme responsable de l'instabilité du fluide (la poussée d'Archimède) par rapport aux mécanismes de freinage (la diffusivité thermique et la viscosité). Il est également possible de voir le nombre de Rayleigh comme la différence de température ΔT adimensionnée. On le définit de la manière suivante :

$$Ra = Gr Pr = \frac{g \beta \Delta T H^3}{\alpha \nu} \quad (I-7)$$

Nombre de Nusselt

Représente le rapport entre le flux convectif et le flux conductif à travers une interface. Si la conduction est le mode de transfert dominant alors le nombre de Nusselt tendra vers 1, si l'influence de la convection est importante le nombre de Nusselt tendra vers $+\infty$. Le nombre de Nusselt s'écrit comme :

$$Nu = \frac{h L_{ref}}{k} \quad (I-8)$$

h : Coefficient de transfert thermique.

k : Conductivité thermique.

L_{ref} : Longueur caractéristique.

Aussi, on peut l'écrire : $Nu = f(Gr, Pr)$ ou $Nu = f(Ra, Pr)$

En convection naturelle le transfert de chaleur se caractérise par une relation simple entre ces nombres adimensionnels, du type :

$$Nu = A Ra^b Pr^c \quad (I-9)$$

Les exposants b et c sont toujours positifs et traduisent le régime de l'écoulement sur le transfert de chaleur.

I.2.3 Approximation de Boussinesq

Cette approximation est attribuée à Boussinesq [5], mais elle a été présentée pour la première fois par Oberbeck [6]. Depuis, les travaux traitant la convection naturelle dans les fluides dans le cadre de l'hypothèse dite d'Oberbeck-Boussinesq ont fait l'objet d'une abondante bibliographie ces dernières années.

En dynamique des fluides les flux entraînés par la flottabilité, les équations exactes sont intraitables. Une approximation est nécessaire, et la plus simple qui admet la flottabilité est l'approximation de Boussinesq. Cette approximation s'énonce comme suit :

« ... Il faut savoir que dans la plupart des mouvements provoqués par la chaleur sur nos fluides pesants, les volumes ou les densités se conservent à peu près, quoique la variation correspondante du poids de l'unité de volume soit justement la cause des phénomènes qu'il s'agit d'analyser.

De là résulte la possibilité de négliger les variations de la densité, là où elles ne sont pas multipliées par la gravité g , tout en conservant, dans les calculs, leur produit par celle-ci ... » (Boussinesq 1903) [5].

La modélisation de la convection naturelle est effectuée en considérant valide l'approximation de Boussinesq. Cette approximation est faite sous les hypothèses suivantes (Gray et Giorgini 1976) [7] :

- La masse volumique du fluide est constante, exceptée dans le terme de la poussée d'Archimède et ne dépend que des variations de température (l'influence des variations de pression sur la masse volumique est négligée).
- Les autres propriétés thermophysiques du fluide sont constantes.
- La dissipation visqueuse du fluide est supposée négligeable.

De cette manière le terme relatif à la poussée d'Archimède ($-\rho g$) s'écrit :

$$\rho(T)g = -\rho_0 g(1 - \beta(T - T_0)) \quad (\text{I-10})$$

Où : ρ_0 la masse volumique de référence ; T_0 la température de référence et β le coefficient de dilatation thermique isobare, L'hypothèse de Boussinesq est valable sur un intervalle de température ΔT défini autour d'une température de référence T_0 [$T_0 - \Delta T$; $T_0 + \Delta T$]. L'application de cette approximation se limite aux cas où les différences de température sont suffisamment faibles pour que $\beta(T - T_0) \ll 1$. Les principaux critères d'applicabilité de l'approximation de Boussinesq sont présentés à Tritton, 1988 [8] :

I.2.4 Régimes d'écoulements

On distingue deux régimes d'écoulement, le régime laminaire et le régime turbulent.

❖ Régime laminaire

Pour la convection naturelle verticale, le régime laminaire existe dès qu'il y a un écart de température. En revanche, pour la convection naturelle horizontale, le régime laminaire est déclenché par un écart de température ou une hauteur de fluide suffisant, correspondant à un nombre de Rayleigh critique égal à 1708. En dessous de cette valeur critique, le fluide n'est pas en mouvement, le transfert de chaleur est conductif et le nombre de Nusselt est égal à 1. Les lignes de courant restent côte à côte. Le transfert de quantité de mouvement et de chaleur entre deux lignes de courant adjacentes est uniquement contrôlé par l'effet de viscosité et de diffusivité du fluide.

❖ Régime Turbulent

Les lignes de courant s'entrelacent de manière irrégulière. Les particules de fluide adoptent des mouvements fluctuants autour d'un mouvement moyen dans une direction irrégulière. Il coexiste des structures turbulentes de tailles variables et constamment évolutives. Pour un écoulement donné, les dimensions de ces tourbillons sont comprises entre deux bornes : au-delà d'une certaine taille, un tourbillon perd son individualité et se trouve noyé dans l'écoulement général en deçà d'une taille minimale, sa quantité de mouvement devient insuffisante pour assurer sa survie, face aux effets de la viscosité, qui tendent à homogénéiser l'écoulement. Chaque tourbillon franchit successivement divers échelons de la plus grande à la plus petite taille, en se scindant à chaque étape en plusieurs tourbillons plus petits et en leur partageant son énergie cinétique. La diffusion moléculaire est ainsi supplantée par la diffusion turbulente.

I.3 La convection naturelle dans une cavité confinée

Deux grandes familles d'écoulements aux comportements très spécifiques de la convection naturelle dans des cavités confinées se distinguent, avec un côté aux parois verticales de la cavité différentiellement chauffées et d'autre part le problème de Rayleigh-Bénard caractéristique cette fois-ci une couche fluide chauffée par le bas. Il est important de bien connaître leurs caractéristiques car ces phénomènes apparaissent souvent de manière simultanée et couplée dans le cas de la convection naturelle confinée.

I.3.1 Convection de Rayleigh-Bénard

La convection de Rayleigh-Bénard a longtemps été un modèle expérimental et théorique des modèles de formation du système ("the granddaddy of canonical examples" Newell et al. 1993 [9]). Elle a une longue et riche histoire durant des décennies aussi bien pour ses différentes applications industrielles du point de vue de la recherche fondamentale. En outre, la convection est une partie importante de nombreux systèmes et processus physiques tels que la météo, le manteau terrestre, les éruptions solaires et les courants océaniques, pour ne citer que quelques exemples. Pour ces raisons, la convection de Rayleigh-Bénard est un excellent système sur lequel tester de nouvelles idées et approches pour comprendre la dynamique non linéaire.

Dans sa description la plus simple, un gradient de température verticale imposé du fond au sommet de la cavité ΔT . La structure du fluide est encore stable et au repos, si cet écart dépasse une valeur critique ΔT_c , la structure devient instable et des mouvements naissent à l'intérieur de la cavité. Ces mouvements augmentent l'échange de la chaleur et la transportent vers l'extérieur. Le mécanisme de base de la convection est le suit : La différence de température à travers le fluide provoque une variation de la masse volumique au voisinage du surface (chaude / froide). La différence de la masse volumique crée un écoulement descendant pour le fluide le plus lourd et un écoulement ascendant pour le fluide le plus léger.

Bénard en 1900-1901 [10, 11] fut le premier à rapporter des expériences sur le mouvement convectif dans une couche fluide mince de surface supérieure libre et chauffé par le bas, les cellules thermoconvectives prennent la forme d'hexagones réguliers. Ces cellules sont connues sous le nom de "cellules de Bénard", et Lord Rayleigh tente de fournir une explication théorique du mouvement de flottabilité en 1916 [3]. Il s'avère que la tension superficielle est en partie responsable du mouvement fluide observé de Bénard, ce phénomène connu aujourd'hui sous le nom de convection Bénard-Marangoni, mais le travail de Rayleigh est néanmoins très important car il fournit

une description précise du mécanisme d'instabilité primaire et de combinaison non dimensionnelle des propriétés de fluide et d'autres de système formant le paramètre de contrôle. Ce paramètre est maintenant connu sous le nom de nombre Rayleigh. Rayleigh a traité le problème d'un fluide avec des limites libres ; Jeffreys a étendu cette approche au cas plus physique, mais plus difficile, des limites rigides (Jeffreys 1926 et 1928) [12, 13].

Silveston (1958) a effectué des mesures du nombre de Nusselt pour différents liquides (correspondants à différentes valeurs de Pr), en faisant varier la distance d entre 1.45 mm et 13 mm . Ces mesures sont illustrées sur la Figure I.2 pour des valeurs de Rayleigh comprises entre 10^2 et 10^7 . Elles ont été réalisées sous différentes conditions, en faisant varier des paramètres physiques tels que d et la nature du fluide. Une courbe maîtresse moyenne gouverne les mesures du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour toutes ces expériences [14]. En général, le nombre de Nusselt varie avec le nombre de Rayleigh Ra , et varie faiblement avec le nombre de Prandtl Pr [15].

Les Figures I.3 et I.4 montrent respectivement ; L'apparition des motifs observable dès que le nombre de Rayleigh atteint sa valeur critique, ces motifs deviennent de plus en plus complexes avec l'augmentation du nombre de Rayleigh et l'augmentation brusque de la valeur de Nusselt observée à des valeurs de Rayleigh proches de 1708 ; les valeurs expérimentales du nombre de Rayleigh critique $Ra_c = 1700 \pm 51$ sont donc en accord avec la théorie [14].

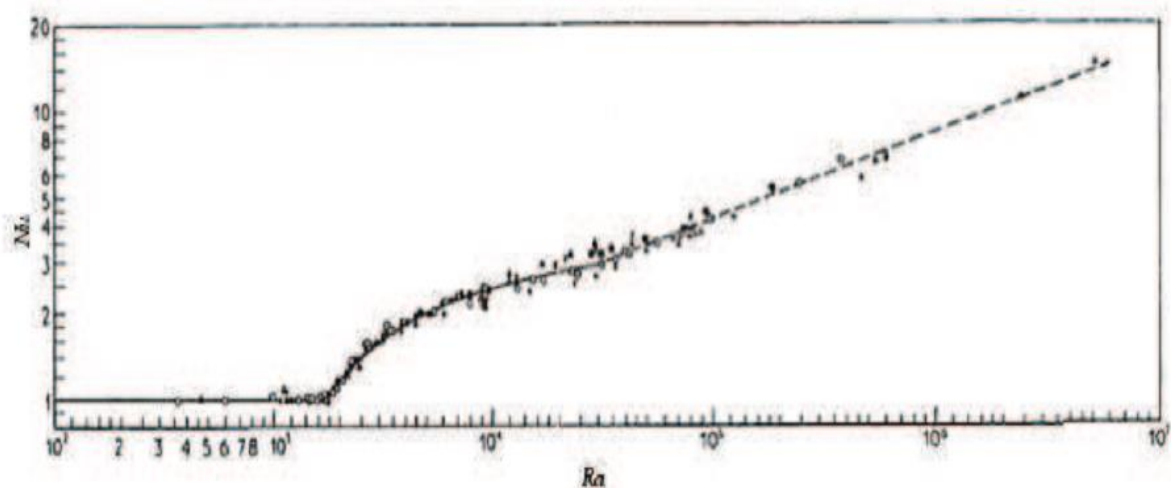


Figure I.2 : Résultats expérimentaux de Silveston (1958), Le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh [14] ; ◦ Eau ; + Heptan ; × Ethylen glucol ; • Huile de silicone AK3 ;
▲ Huile de silicone AK350 ; △ Air selon Mull & Raither.

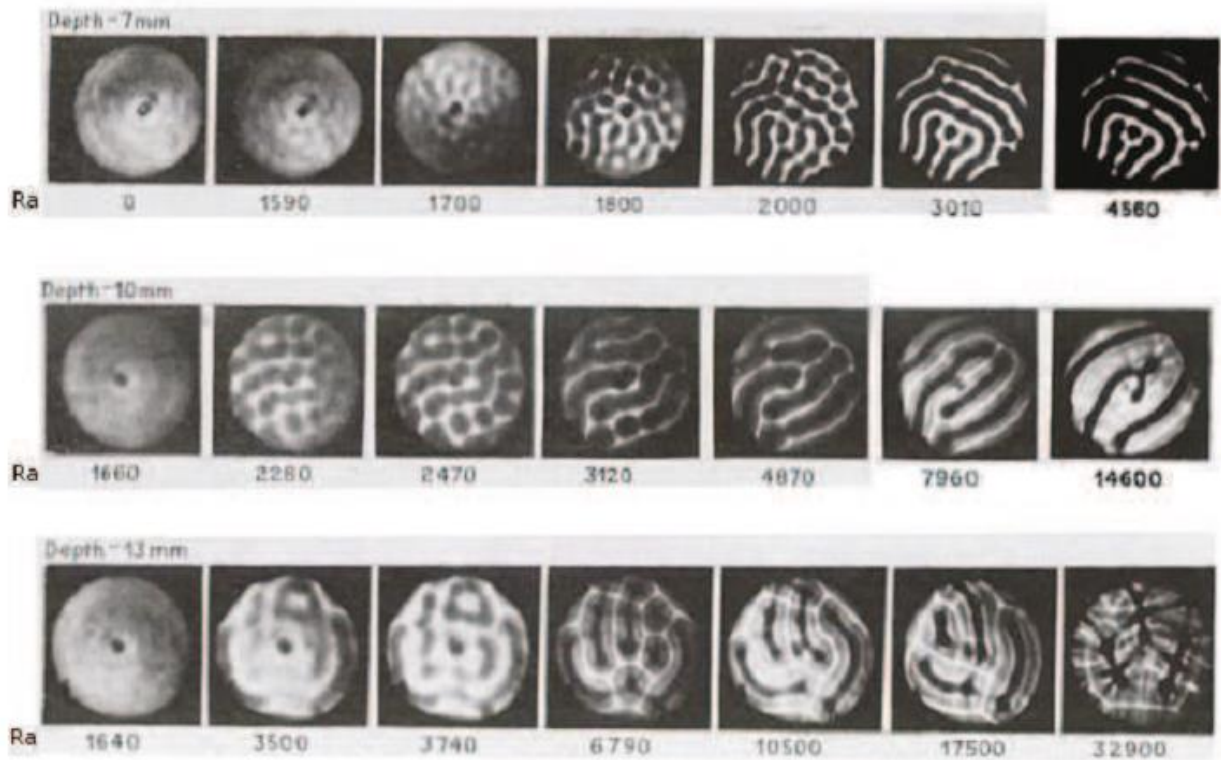


Figure I.3 : Visualisation des mouvements thermo-convectifs par Silveston en fonction du nombre de Rayleigh pour différentes épaisseurs [14].

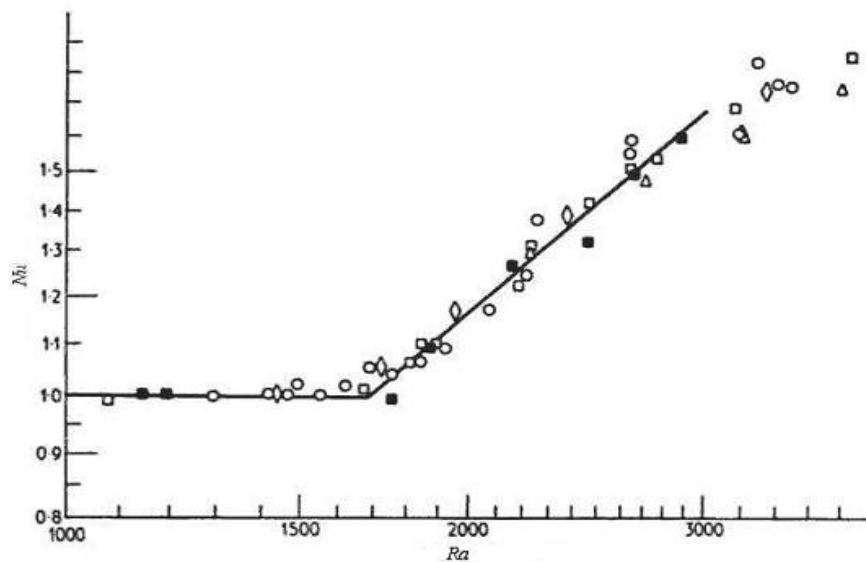


Figure I.4 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh ;

◦ Eau ; Δ Heptan ; \square Ethylen glucol ; \blacklozenge Huile de silicone AK3 ; \diamond Huile de silicone AK350 [14].

Dans le cas d'un domaine parallélépipédique de dimensions finies, Davis (1967) par une étude théorique de stabilité linéaire, Cotton (1970) par une étude numérique et Stork et Müller (1972)

par une étude expérimentale, montrent que les cellules naissent sous la forme de rouleaux horizontaux parallèles à la plus petite paroi latérale. Ils construisent un diagramme donnant Ra_c et le nombre de rouleaux se développant dans la cavité en fonction des dimensions horizontales du parallélépipède L et l (longueur et largeur). Ils montrent que plus la cavité est confinée, plus les rapports de forme $\Gamma_x = L/h$ et $\Gamma_y = l/h$ sont petits, plus Ra_c est élevé ; à l'opposé, quand les dimensions latérales tendent vers l'infini, Ra_c tend vers la valeur critique 1708. Enfin, le nombre de rouleaux se développant dans la cavité est environ égal à Γ_x . Cependant, ces résultats très simples doivent être nuancés. Par exemple, lorsque $l \approx L$, il n'existe plus de "petit" ou de "grand" côté. Dans ce cas, Stork et Müller (1972) ont observé des cellules plus complexes qui sont symétriques par rapport aux diagonales de cette boîte quasi carrée. Il a été montré que la valeur critique de Ra qui est 1708 et correspond au début de la convection cellulaire, est insensible au rapport d'aspect (supérieurs à 2) et indépendant du Pr [16].

Les régimes de convection sont contrôlés par le nombre de Rayleigh et le nombre de Prandtl, la transition entre les régimes est décrite sur un diagramme (Figure I.5) construit par Krishnamurti (1973) et modifié par Busse (1985). Les lignes délimitant les régions de différents régimes sont dessinées jusqu'à une certaine limite arbitraire, à partir de résultats expérimentaux qui ne sont pas toujours en accord avec ces limites précises ; de plus, des difficultés surviennent pour la détermination de la valeur du nombre de Rayleigh de transition, spécialement pour les transitions hystériques. Il apparaît évident que l'observation de la transition de l'état stationnaire à l'état instationnaire est spécialement subtile [17].

Le diagramme des régimes de convection se divise aux lignes suivantes :

- La courbe (I) : la ligne de conduction $Ra = Ra_c$; les fluides sont au repos au-dessous de cette ligne. Les rouleaux convectifs se situent au-dessus. Pour de grandes valeurs de Pr , cette région s'étend à des valeurs Rayleigh de l'ordre de $2 \cdot 10^4$.
- La courbe (II) : est une limite de l'apparition des instabilités convectives de type rouleaux-croisés issues de l'état stationnaire bimodal. Il est intéressant de signaler que, pour de grandes valeurs de Pr , l'état d'écoulement bimodal peut être stable en des Ra de l'ordre de 2×10^5 à 8×10^5 , mais instable à $Ra_c \approx 10^5$.

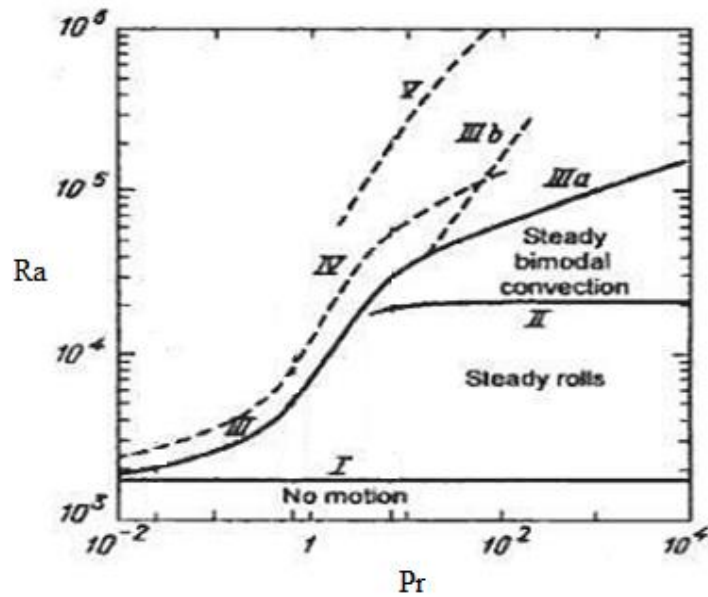


Figure I.5 : Transitions en fonction de Ra et Pr selon Busse [17].

Courbe I : rouleaux stables, courbe II : structures 3D, courbe III : convection dépendante du temps, courbe IV à V : convection turbulente.

➤ La courbe (III) : l'état instationnaire est atteint immédiatement pour de faibles valeurs de Pr , cette transition est associée avec le début d'une instabilité oscillatoire qui se manifeste d'elle-même en ondes qui se déplacent le long des rouleaux. Ce scénario est une prédiction théorique. Expérimentalement, et pour de faibles valeurs de Pr , il est impossible de déterminer une valeur limite universelle du Ra pour ces transitions dans des dispositifs expérimentaux différents [18-19]. Dans la région où $Pr \geq 50$, la valeur de Ra_c est presque constante (5.5×10^4). Des formes non-uniformes peuvent donner lieu à des oscillations (branche III a). Par contraste, le début de l'état instationnaire pour des formes de convection bimodale hautement uniformes peut avoir lieu à de très grandes valeurs de Ra (branche III b). Pour la convection à des $Ra \sim 10^5 - 10^7$ et pour des valeurs modérées de Pr , les écoulements sont fortement instationnaires.

➤ La courbe IV correspond à l'apparition des harmoniques d'un ordre supérieur dans le spectre des oscillations.

➤ La courbe V: Les écoulements thermo-convectifs sont complètement turbulents au-dessus.

Le problème de Rayleigh-Bénard décrit une cavité chauffée par le bas et refroidie par le haut. Généralement la largeur et la profondeur de cette cavité sont considérées beaucoup plus grandes que la hauteur voir même infinies. Le sens de la poussée d'Archimède est alors opposé à celui de la pesanteur. De nombreuses études traitent de cette configuration et permettent de définir

quatre types de comportements caractéristiques en fonction de la valeur de Rayleigh Ra par rapport au nombre de Rayleigh critique Ra_c (Busse 1978) [19].

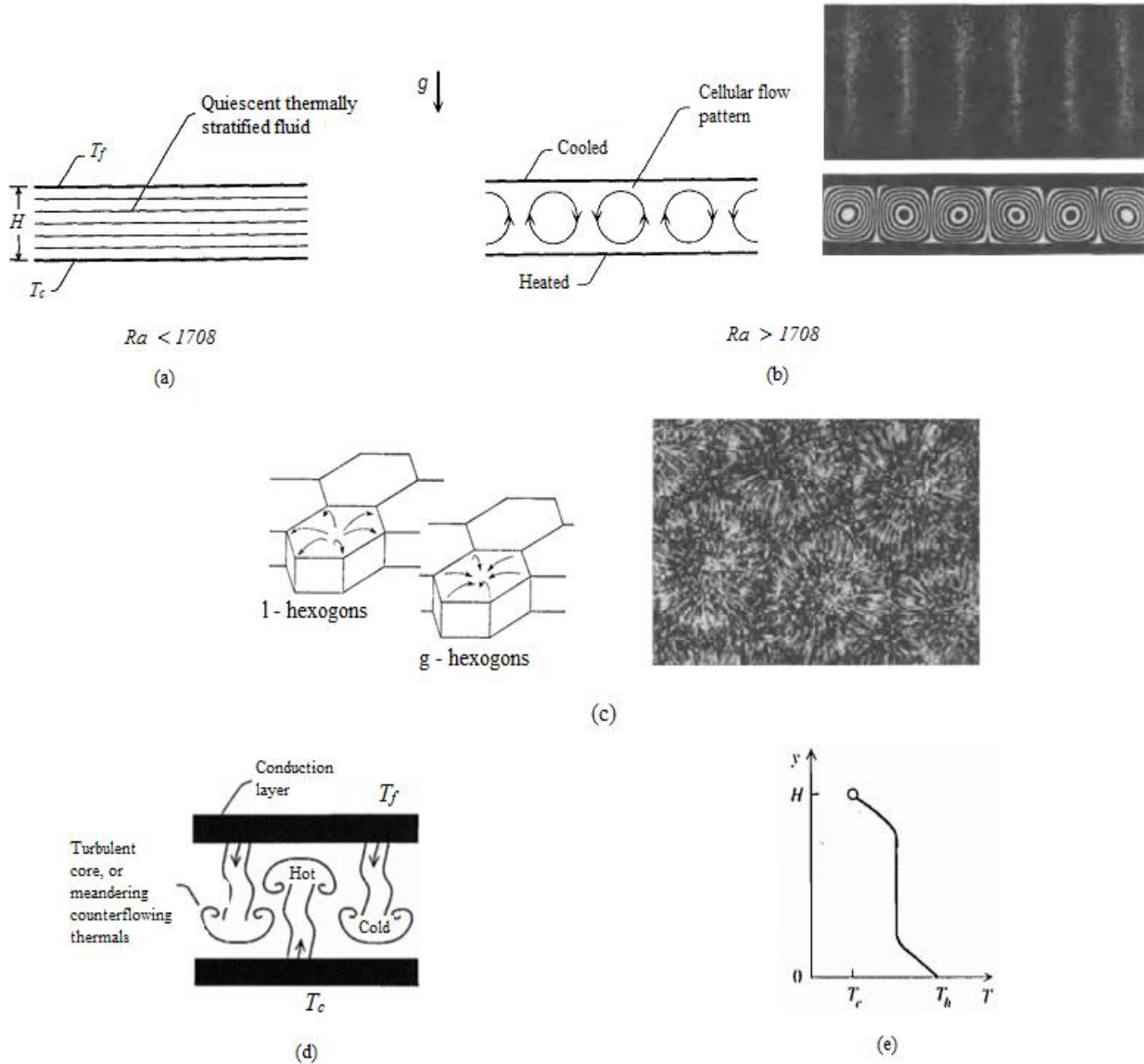


Figure I.6 : Comportement caractéristique de fluide en fonction de nombre de Rayleigh. (a) : Fluide immobile [17]. (b) : Rouleaux [17]. (c) : Hexagone de type l et g (Busse [19]). (d) : Structure de l'écoulement pour les régimes à grand Ra (Bejan [20]). (e) : l'évolution de la température entre les deux parois verticales pour les régimes à grand Ra (Bejan [20]).

➤ Pour $Ra < Ra_c$, le transfert thermique est purement conductif, le fluide reste immobile et le champ de température est linéaire entre les deux parois (Figure I.6, (a)) (Bejan [20]).

➤ A partir $Ra > Ra_c$, la convection naturelle laminaire apparaît sous forme de cellules, se met en place avec l'établissement de rouleaux contrarotatives et donc une perte de stabilité. Selon

Sparrow et al [21], dans l'air ($Pr = 0.71$), la valeur de Ra_c est de 1708 pour des parois à température uniforme et de 720 pour des parois à flux uniforme (Figure I.6, (b)).

- L'écoulement devient plus complexe à partir de $Ra = 10 \times Ra_c$ les cellules 2D (Figure I.6, (c)) se scindent en cellules 3D qui apparaissent hexagonales vues de dessus (Busse 1978) [19].
- Lorsque Ra devient plus grand, l'écoulement est turbulent. Des panaches chauds ascendants apparaissent à la paroi basse tandis que des panaches froids descendants apparaissent à la paroi supérieure. En se rapprochant des parois, les panaches chauds se refroidissent, les panaches froids se réchauffent, ils ralentissent formant ainsi des structures caractéristiques en champignon. Le cœur du fluide est turbulent et sa température est proche de la température moyenne T_0 ($T_0 = (T_c - T_f)/2$) alors que le régime est conductif à proximité des parois verticales ou la température varie linéairement (Bejan 1995 [20]). La structure de l'écoulement et l'évolution verticale de la température d'un cas de haut nombre de Rayleigh ($Ra \gg Ra_c$) [20] sont représentées par la Figure I.6, (d) et (e).

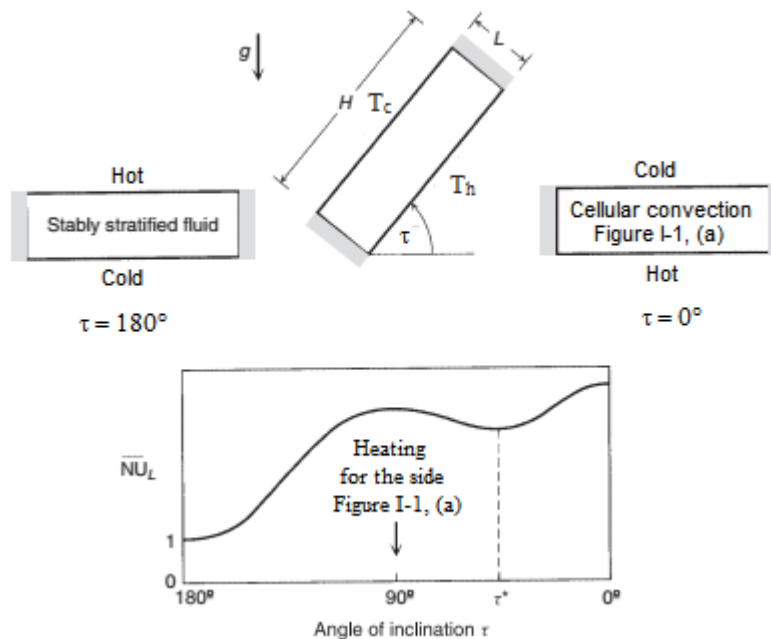


Figure I.7 : Effet de l'angle d'inclinaison sur la convection naturelle de (RB) [20].

Dans la configuration inclinée (Figure I.7), L est la distance mesurée dans le sens de la différence de température imposée ($T_h - T_c$). L'angle formé avec la direction horizontale, τ , est défini de telle sorte que dans la gamme $0^\circ < \tau < 90^\circ$, la surface chauffée est positionnée sous la surface refroidie. L'enceinte chauffée par le côté est le cas $\tau = 90^\circ$ de l'enceinte inclinée. Le cas $\tau = 0^\circ$ représente l'enceinte rectangulaire chauffée par le bas (figure I.1, (a)), sauf que maintenant la

distance entre les parois différentiellement chauffées est marquée L . L'angle τ a un effet dramatique sur les caractéristiques de chaleur et d'écoulement de l'enceinte. Lorsque τ décroît de 180° à 0° , le mécanisme de transfert de chaleur passe de la conduction pure à $\tau = 180^\circ$, à la convection unicellulaire à $\tau = 90^\circ$, et finalement à la convection de Bénard à $\tau = 0^\circ$. Le nombre de Nusselt référencé par conduction $Nu_L = qL / (k T)$ s'élève du niveau de conduction pure $Nu_H (180^\circ) = 1$ à une valeur Nu_L maximale près de $\tau = 90^\circ$. Lorsque τ descend en dessous de 90° , le nombre de Nusselt diminue et passe à travers un minimum local à un angle d'inclinaison spécial $\tau = \tau^*$, qui est une fonction du rapport de forme géométrique de l'enceinte [22] :

I.3.2 Cavité différentiellement chauffée

Les premiers travaux portant sur la convection naturelle ont été entrepris, dans les années 60 du 20^{ème} siècle, par De Vahl Davis et al [23, 24]. Ces auteurs ont utilisé la méthode des différences finies pour résoudre le problème de convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée. Ces études ont eu le mérite de lancer une compétition internationale sur le sujet. Elles ont montré que la distribution de température à mi-hauteur de la cavité est presque linéaire et le gradient thermique vertical tend vers zéro pour les valeurs du nombre de Rayleigh inférieures ou égale à 10^6 .

Cette configuration a vu apparaître les prémices de l'étude des écoulements de convection naturelle en milieu confiné et se compose d'un assemblage dans une tranche 2D de deux parois verticales opposées et portées à des températures différentes alors que les autres parois sont supposées adiabatiques. La différence de température entre les parois actives ($T_1 - T_2$), même faible, entraîne une mise en mouvement du fluide par convection naturelle. Le fluide subit donc une ascension le long de la paroi chaude avant d'impacter la paroi haute puis redescendre en suivant la paroi froide. Se crée alors une recirculation au milieu de la cavité avec une zone morte au centre. Les travaux d'Eckert et al. en 1961 [25] suivis de ceux de Newell et al. (1970) [26] quelques années plus tard furent parmi les premiers à relever différents régimes d'écoulement en fonctions du nombre de Grashof et du rapport d'aspect, définissant la géométrie de la cavité H/L , et ceci par voie expérimentale et numérique.

Cette configuration n'a depuis cessé de susciter l'intérêt de la communauté scientifique thermique et le challenge de ce type d'écoulement en ce qui concerne l'analytique, les expériences, la modélisation et simulation numérique correspond aujourd'hui encore à de nombreux travaux. La littérature fait état de diverses études, balayant une large gamme de nombres de Rayleigh ou Grashof et Prandtl, de rapports d'aspect allant de la cavité carrée $H/L = 1$ à la cavité $H/L \gg 1$,

une gamme de valeurs d'écart de température (ΔT), la longueur de la partie thermique active et divers angles d'inclinaison.

À titre d'exemple, la figure I.8 répertorie les comportements de l'écoulement (lignes de courant et isothermes) en fonction du nombre de Rayleigh pour une cavité carrée [27, 28, 29] dont les deux parois verticales (gauche et droite) sont chauffée et refroidie respectivement et les parois horizontales (basse et haute) sont considérées adiabatiques. Les cartes dynamique et thermique permettent de mettre en évidence la déformation de la structure d'écoulement (recirculation) au sein de la cavité, l'augmentation de la zone morte présente au centre et la stratification en température qui apparaît de manière plus claire dès que le Ra augmente.

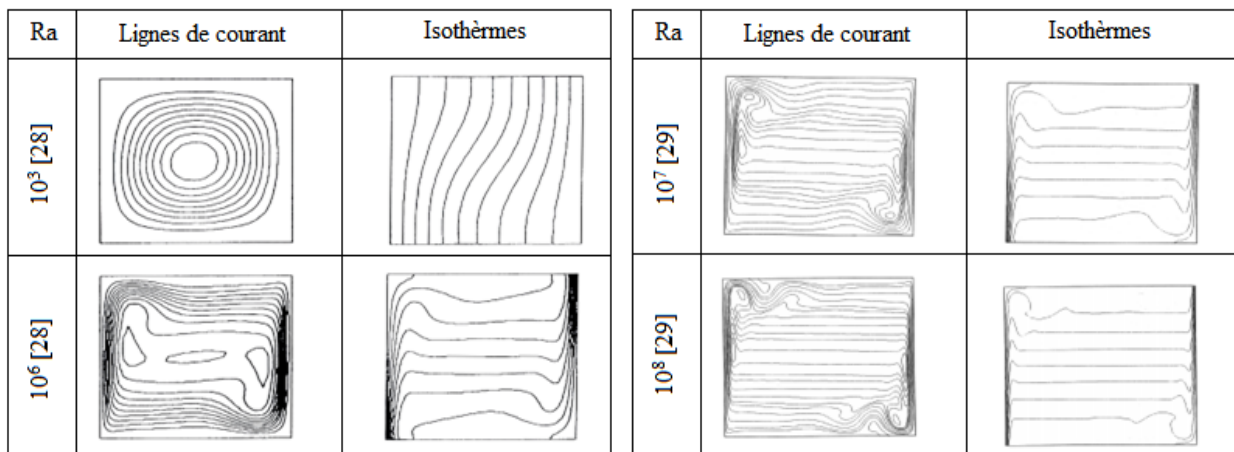


Figure I.8 : Cartes dynamiques et thermiques au sein d'une cavité carrée aux parois verticales différenciellement chauffées

Une cavité rectangulaire différenciellement chauffée remplie d'air comme fluide de travail, a été étudiée en régime permanent par Elsherbiny (1996) [30] pour deux rapports de forme (20 et 80) et des valeurs du nombre de Rayleigh Ra comprises entre 10^2 et 2×10^6 pour des angles allant de 0° (chauffé en bas) à 180° (chauffé en haut), schématiquement représentée figure I-9 (a). Un total de 226 points d'essai a été pris pour des mesures de transfert de chaleur dans des couches d'air chauffées par le haut à quatre orientations différentes dans la plage $120^\circ < \phi < 180^\circ$. Ainsi, ses résultats montrent que la transition entre les régimes conductif et convectif (lorsque le nombre de Nusselt dépasse l'unité) se fait pour des nombres de Rayleigh plus importants si on rapproche le système de la position horizontale chauffée en haut. Par ailleurs, pour un angle d'inclinaison donné, l'augmentation du rapport de forme entre 20 et 80 résulte en une réduction du nombre de Nusselt. L'influence de l'angle d'inclinaison sur le nombre de Nusselt pour deux valeurs du nombre de Rayleigh est montrée figure I.9 (b).

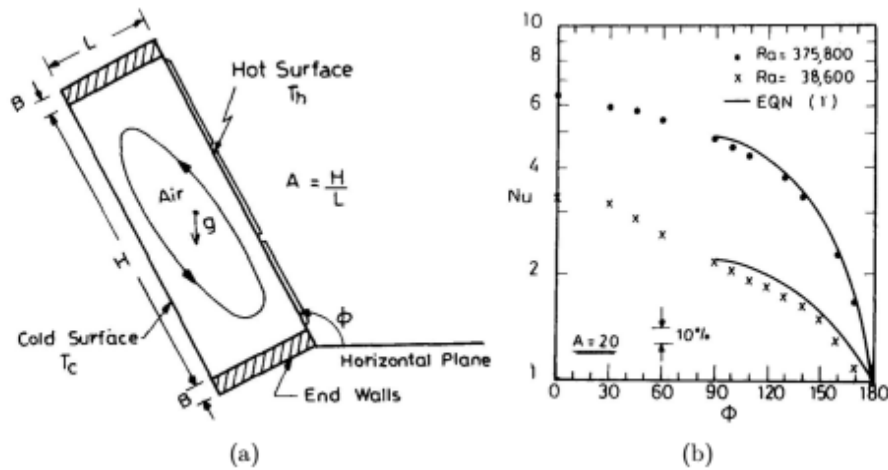


Figure I.9 : (a) Schéma du système étudié par Elsherbiny et (b) Influence de l'angle d'inclinaison sur le nombre de Nusselt [30].

Il est possible pour les écoulements de convection naturelle dans les cavités fermées de distinguer quatre comportements caractéristiques d'écoulement en régime stationnaire selon les valeurs du nombre de Rayleigh et du rapport de forme (Bejan 2013) [20]. Ces régimes sont schématiquement représentés sur la figure I.10. Dans ce graphique, le nombre de Rayleigh Ra est défini selon la relation (I.3, § I) avec la hauteur H de la cavité comme longueur caractéristique et ΔT est la différence de température entre les faces chaude et froide. Dans le système de notation adopté ici, ce nombre de Rayleigh est dénoté Ra_H . Pour les deux premiers régimes (conduction et grands systèmes), le transfert de chaleur se fait de manière analogue à la conduction (à l'échelle $(\lambda H \Delta T)/L$). Le troisième régime est celui dit « de couche limite » caractérisé par la formation de couches limites thermiques le long des parois verticales différentiellement chauffées, et où le fluide au centre est relativement stagnant et stratifié thermiquement avec des températures plus importantes en haut et plus faibles en bas. Quant au quatrième régime, il caractérise les écoulements dans les systèmes peu profonds et les transferts sont également caractérisés par une stratification thermique verticale. Les régimes 3 et 4 ont une échelle de transfert telle que : $(\lambda/\delta_{T,f})H\Delta T$. Ces quatre régimes ont été observés expérimentalement lors de plusieurs études pour des fluides à $Pr > 1$.

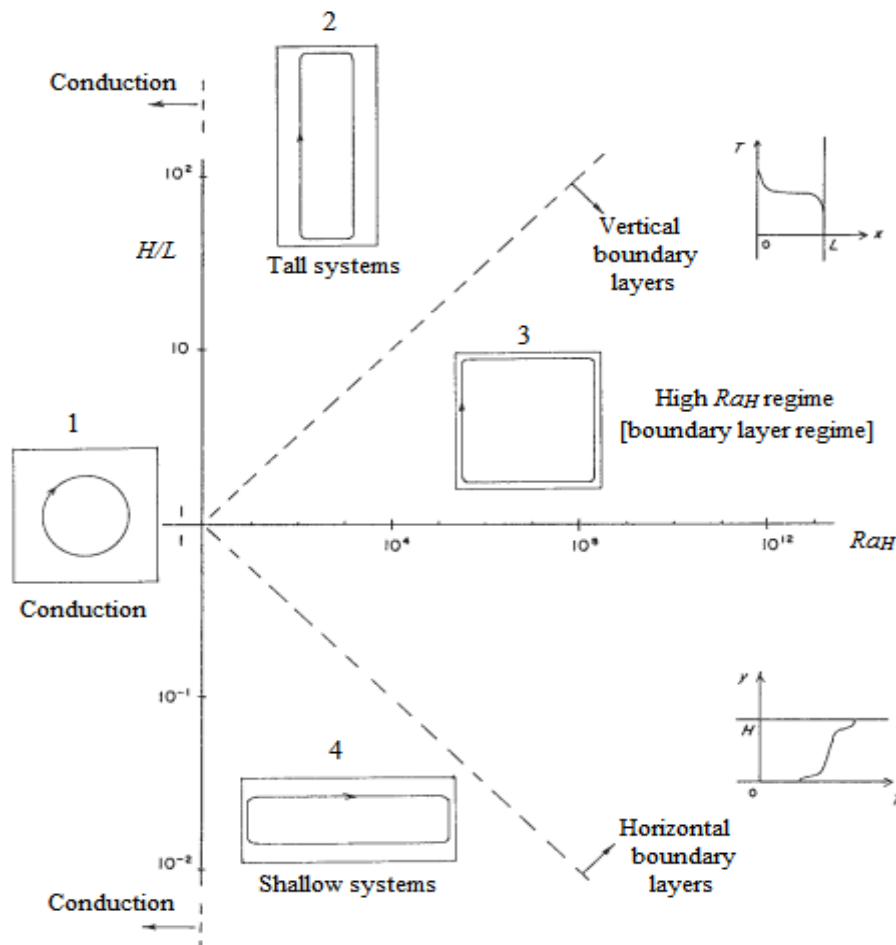


Figure I.10 : Les différents régimes caractéristiques des écoulements de convection naturelle en cavité fermée en fonction du nombre de Rayleigh et du rapport de forme [20].

Ces études examinent les cas d'écoulements laminaires. Le régime pleinement turbulent a été également exploré, le séminaire Eurotherm (1992) [2] présente l'ensemble des participations dans le but d'établir des solutions de référence et des comparaisons à des données expérimentales. En 2002, ils se sont focalisés sur l'étude de la stabilité d'écoulement par différentes méthodes pour déterminer le nombre critique de Rayleigh au-delà duquel des instationnarités apparaissent et d'identifier la solution correcte de l'écoulement instationnaire pour des valeurs particulières des nombres de Rayleigh et Prandtl dans des cavités à un rapport de forme ($H / L = 8$) [31-35].

Expérimentalement, la littérature apparaît plus pauvre en résultats vu les faibles vitesses générées par un tel écoulement qui rendent la mesure compliquée. De plus, la sensibilité aux conditions aux limites observées en convection naturelle confinée ne permet que très peu de comparaisons avec les résultats, en particulier l'hypothèse de paroi adiabatique et le flux thermique difficile à réaliser expérimentalement. Enfin, ce n'est qu'avec le récent développement des techniques de

mesures faisant intervenir des Lasers que des mesures fines ont pu être mises en œuvre au sein de cavités sans en perturber l'écoulement.

Les travaux de Mergui et Penot en 1996 et 1997 [36, 37] rapportent une étude expérimentale des écoulements de convection naturelle avec un soin tout particulier apporté au contrôle des conditions aux limites et à la caractérisation de ces dernières. L'étude se place dans le cas d'une cavité carrée aux parois verticales différentiellement chauffées et porte sur le comportement d'un écoulement à $Ra_H = 1.69 \times 10^9$. L'analyse détaillée des couches limites thermiques le long des parois chaudes et froides a permis de mettre en évidence l'apparition de structures intermittentes basse fréquence au niveau de la paroi chaude, se propageant dans la couche limite et interagissant avec les ondes en présence avant d'être éjectées vers l'intérieur de la cavité dès la mi-hauteur dans la partie haute. Dans cette gamme de nombres de Rayleigh, des effets dits non-Boussinesq sont relevés et perturbent l'écoulement au niveau des couches limites verticales.

En 2000, Tian et al. [38, 39] : réalisent une étude similaire pour un écoulement faiblement turbulent à $Ra_H = 1.58 \times 10^9$ et note également des phénomènes instationnaires dans la couche limite thermique chaude avec des fluctuations indépendantes de la vitesse et de la température (Figure I-11) dans une gamme de fréquences comprises entre [0.1Hz – 0.2Hz].

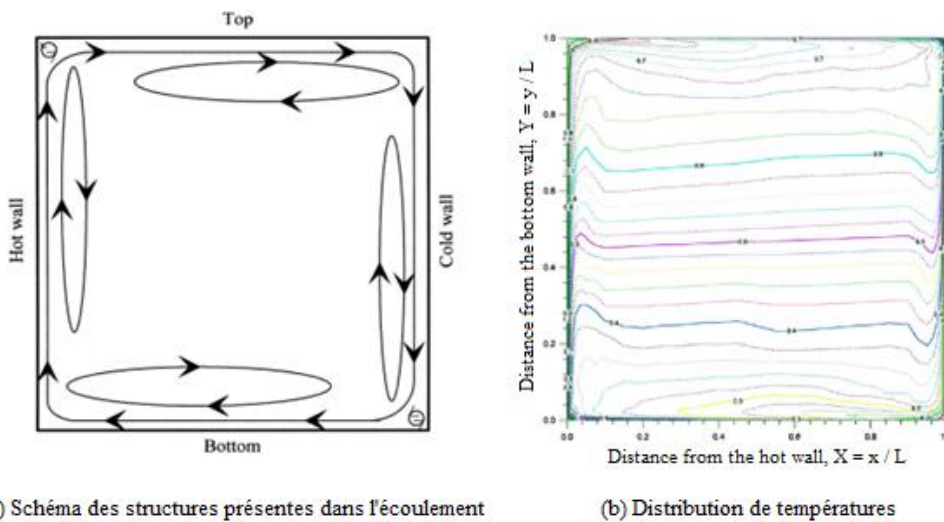


Figure I.11 : Champs dynamiques et thermiques expérimentaux au sein d'une cavité carrée aux parois verticales différentiellement chauffées à $Ra_H = 1.58 * 10^9$ [38, 39].

Salat et al. [40] ont dressé un bilan comparatif des résultats obtenus sur cette même configuration de cavité carrée différentiellement chauffée et issus d'expériences et de simulations numériques. Les conditions aux parois précises mesurées expérimentalement, ont été intégrées en tant que conditions aux limites dans les simulations 2D et 3D LES (Direct Numerical Simulation) et 3D

DNS (large Eddy Simulation) (DNS utilise la méthode spectrale de Chebyshev et LES la méthode des volumes finis avec un modèle de diffusivité local sous-maille), abandonnant ainsi l'hypothèse de parois horizontales parfaitement adiabatiques dans le but d'être plus représentatif des conditions réelles appliquées dans l'expérience comme le suggérait déjà en 1994 Le Quéré [28]. Ces travaux ont également permis de montrer que, bien que comparable dans certaines configurations et dans certaines coupes du plan d'étude, les simulations 3D donnaient de bien meilleurs résultats que leurs homologues 2D, confirmant une fois de plus que le confinement de l'écoulement induit un fort couplage dynamique et thermique entre les différentes frontières qu'une approche purement 2D ne peut complètement prévoir.

I.3.3 Etat de l'art

- **CRB**

Depuis, la convection de Rayleigh-Bénard a été particulièrement explorée et on peut citer notamment, les études de Normand et al [41], Ostrach [42], De Vahl Davis et al. [43], Khalifa Bdul-Jabbar [44] and Oztop et al [45]. Yang [46] et Mukutmoni et al [47]. Le comportement particulier de cet écoulement a été largement étudié en raison de son énorme présence dans des domaines naturels et industriels. La majorité des études analytiques, numériques et expérimentales concernant la convection naturelle en milieux fluide, portent sur les cas d'enceintes de formes régulières, rectangulaires ou cylindriques, ces études supplémentaires ont mis en relief les différences de comportement introduites avec la mise en forme de la cavité confinée en fonction des changements appliqués aux niveaux thermique, physique et géométrique. Afin de clarifier le problème nous devons collecter plus d'études antérieures.

Bodenschatz et al. [48] résume dans une revue les résultats de la convection de Rayleigh-Bénard qui ont été obtenus au cours de la dernière décennie. Elle se concentre sur la convection dans les gaz comprimés et les mélanges de gaz avec des nombres de Prandtl $Pr \leq 1$ pour des problèmes stationnaires horizontaux chauffés par le bas. En plus, elle couvre aussi brièvement la convection dans une telle cavité avec une rotation autour d'un axe vertical, avec inclinaison, et avec une modulation de l'accélération verticale.

Galfgat [49] a décrit une solution numérique complète d'un problème de référence récemment formulé, consacré à l'étude paramétrique de l'instabilité de Rayleigh-Bénard dans des boîtes rectangulaires à deux et trois dimensions. La solution est réalisée par la méthode spectrale de Galerkin avec des fonctions de base tridimensionnelles, sans divergent, définies globalement, qui

satisfont toutes les conditions aux limites. La description générale de ces fonctions de base tridimensionnelles, qui peuvent être utilisées pour un large éventail de problèmes, est présentée. Les résultats des calculs paramétriques sont présentés sous forme de courbes de stabilité montrant la dépendance du nombre critique de Rayleigh sur le rapport d'aspect de la cavité. Ces courbes sont constituées de plusieurs parties continues correspondantes à des différents modes, qui diffèrent par le nombre de rouleaux convectifs et sont inclus dans la figure I.12. Les résultats obtenus conduisent à de nouvelles conclusions sur les modèles des perturbations et sur les similitudes entre les modèles bi.- et tridimensionnels.

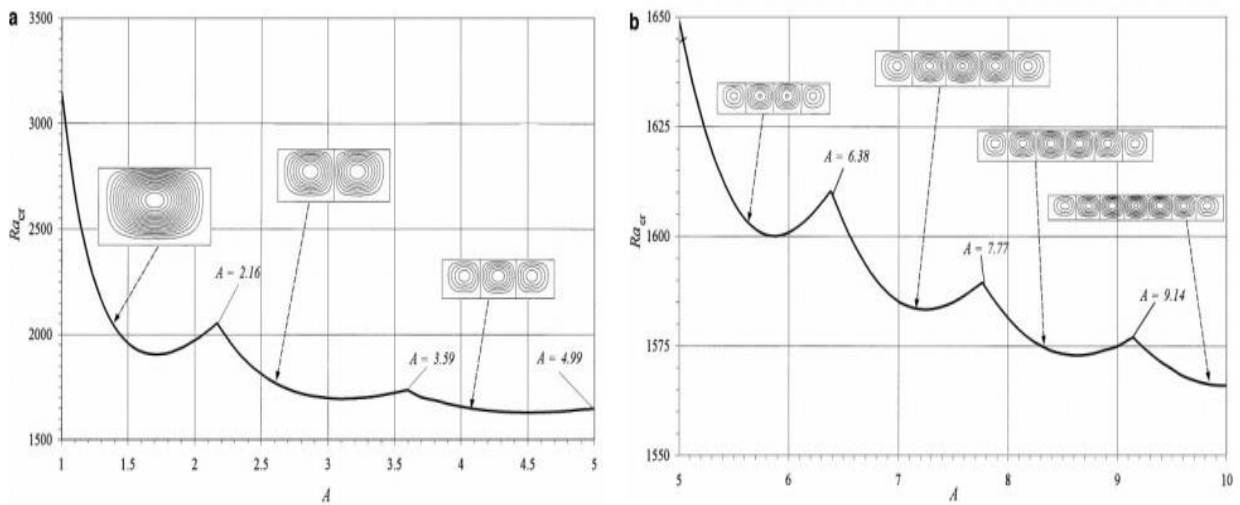


Figure I.12 : Rayleigh critique en fonction de rapport d'aspect cas bidimensionnel, $Bi = 1$

a : $1 \leq A \leq 5$, b : $5 \leq A \leq 10$ [49]

Le problème de Rayleigh-Bénard pour les fluides newtoniens et de nombreuses extensions intéressantes ont été un axe de recherche dans la littérature. Park et al. [50] ont étudié le problème de la stabilité linéaire de la convection de Rayleigh-Bénard des fluides viscoélastiques. Une méthode pseudo-spectrale de Chebyshev est généralisée pour résoudre le problème de stabilité hydrodynamique. Ils adoptent une équation constitutive très générale et examinent l'effet du rapport de forme, la source de chaleur, du nombre de Deborah λ et du temps de retard sans dimension sur le nombre critique de Rayleigh et la taille des cellules de convection. Les résultats du présent article peuvent être utilisés pour étudier la pertinence d'une équation constitutive et ses valeurs de paramètres adoptées pour un fluide viscoélastique donné. Park et al. [50] ont également comparé les résultats obtenus par Reddy et Voyé [46] utilisant la méthode des éléments finis pour le nombre critique de Rayleigh en fonction du rapport d'aspect compris entre 1 et 10, lorsque $\lambda = 0.0$, $(\epsilon, \lambda) = (0.6, 0.03)$ et $(\epsilon, \lambda) = (0.2, 0.4)$ dans le cas des fluides newtoniens (Figure I.13). Ces

résultats montrent des courbes lisses par morceaux, chaque section lisse de la courbe correspondant à une cellule convective au début de l'instabilité. Le nombre de ces cellules augmente discrètement lorsque le rapport d'aspect d_x / d_y augmente. Un autre fait intéressant à noter sur la figure I.13 est que le nombre d'ondes critiques, ou le nombre de cellules de convection pour un rapport d'aspect donné, augmente lorsque la valeur de λ augmente.

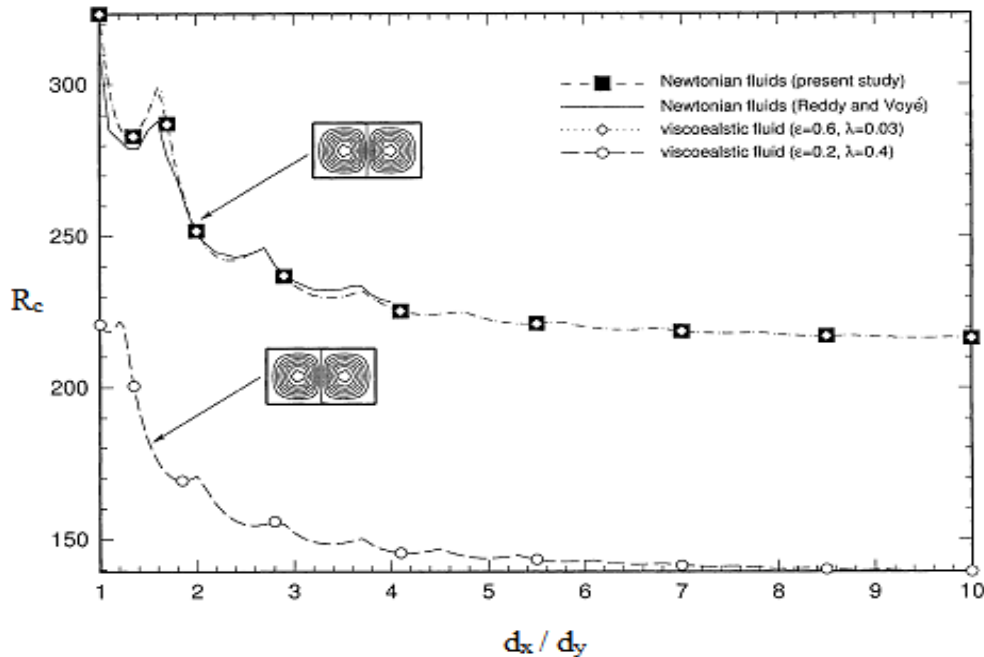


Figure I.13 : Rayleigh critique en fonction de rapport d'aspect pour différentes valeurs (ϵ, λ) [50]

Osman et al. [51] ont réalisé des simulations bidimensionnelles en régime permanent de convection naturelle laminaire dans des enceintes carrées avec des parois horizontales chauffées différemment tant que la paroi de fond à température plus élevée. Le transport thermique et dynamique est étudié pour des valeurs de Rayleigh (Ra) dans la gamme $10^3 - 10^5$ et un nombre de Prandtl (Pr) compris entre 0.1 et 100. Ils ont présenté les lignes du courant et les isothermes, calculé également le nombre de Nusselt pour différent valeur de Rayleigh. Les effets du nombre de Prandtl ont également été étudiés en détail et des explications physiques sont fournies pour le comportement observé. Tandis que, Wang [52, 53] a justifié rigoureusement le modèle infini du nombre de Prandtl de convection comme limite de l'approximation de Boussinesq à la convection de Rayleigh-Bénard lorsque le nombre de Prandtl approche de l'infini. Ces études offre une justification partielle du modèle infini-nombre de Prandtl pour la convection en tant que modèle simplifié valide pour la convection à grand nombre de Prandtl même dans le régime de longue durée.

Dans la convection de Rayleigh-Bénard (RB), le fluide dans une boîte est chauffé par le bas et refroidi par le haut [54]. La paradigmatique pour le transfert de chaleur turbulent, avec de nombreuses applications en physique atmosphérique et environnementale, en astrophysique et en technologie des procédés. Sa dynamique est caractérisée par le nombre de Rayleigh élevé. Cependant, pour Ra plus élevé, la situation est moins claire. Roche et al. ont observé plusieurs états dans RB. (2002) qui ont trouvé une bimodalité de Nu , avec une différence de 7% entre les deux ensembles de données. Par la suite, Chilla et al. (2004) et Sun, Xi & Xia (2005) ont montré qu'une inclinaison finie de l'échantillon peut provoquer une transition entre différents états d'écoulement. Plus tard Xi & Xia (2008) et Weiss & Ahlers (2011) ont montré que dans un échantillon $\Gamma = 0.5$ le flux peut être soit dans l'état de rouleau unique (single roll state), soit dans l'état de rouleau double (double roll state), chacun avec un transport de chaleur spécifique [55]

Stevens et al. [55] ont présenté les résultats de la simulation numérique directe pour la convection tridimensionnelle de Rayleigh-Bénard ; dans des échantillons de rapport d'aspect $\Gamma = 0.23$ et $\Gamma = 1/2$ jusqu'au nombre élevé de Rayleigh $Ra = 2 \times 10^{12}$ pour une gamme de nombres de Prandtl $0.5 < Pr < 10$. Aucune augmentation de $Nu = Ra^{1/3}$ avec Ra croissant, ni en raison d'une augmentation de Pr , ni en raison des conditions de flux de chaleur constante sur la plaque inférieure au lieu des conditions aux limites de température constante. Un récent développement expérimental, numérique et théorique de la convection turbulente de Rayleigh-Bénard présenté par Chillà [56]. Un accent particulier est mis sur la physique et la structure des couches limites thermiques et de vitesse qui jouent un rôle clé pour une meilleure compréhension du transport turbulent de la chaleur et de l'impulsion en convection à des nombres de Rayleigh élevés et très élevés. Discutons également des extensions importantes de la convection de Rayleigh-Bénard telles que les effets non-Oberbeck-Boussinesq et la convection avec des changements de phase.

Raji et al. [57] a présenté les résultats numériques de la convection naturelle dans une cavité carrée remplie d'air avec ses parois horizontales soumises à différents modèles de chauffage. La température de la surface horizontale inférieure (température chaude) est maintenue constante, tandis que celle de la surface opposée (température froide) varie sinusoïdalement avec le temps (Figure I.14). Les murs verticaux restants sont considérés comme adiabatiques. Le nombre de Rayleigh ($10^3 < Ra < 7 \times 10^6$) et le nombre de Prandtl ($Pr = 0.71$). Dans des conditions de refroidissement constantes, trois solutions différentes (Flux monocellulaire, bicellulaire d'écoulement vertical, et bicellulaire à flux horizontal) sont obtenues.

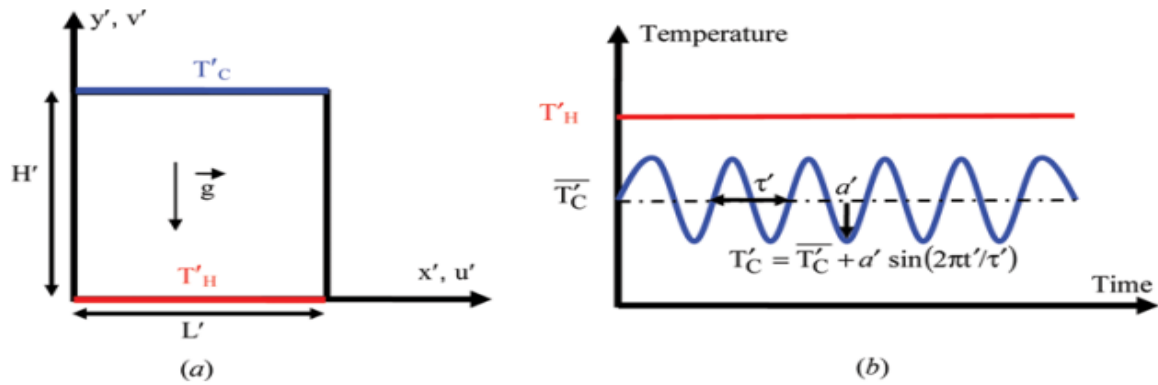


Figure I.14 : (a) La géométrie du problème, (b) Les excitations thermiques. [57]

D'Orazio et al [58] ont étudié numériquement la convection naturelle dans des enceintes rectangulaires 2D remplies d'air, chauffées par le bas et refroidies par le haut. Un modèle de calcul basé sur l'algorithme SIMPLE-C est utilisé pour résoudre les équations. Des simulations sont effectuées pour des rapports (hauteur / largeur) de l'enceinte $2 \leq A \leq 6$ et de Rayleigh dans la plage $10^3 \leq Ra \leq 2 \times 10^6$. L'évolution suivante de l'écoulement est détectée : une cellule stable \rightarrow deux cellules stables \rightarrow deux cellules périodiques \rightarrow une à trois cellules périodiques \rightarrow trois cellules périodiques. L'occurrence des phénomènes d'hystérésis est documentée. Les effets de l'inclinaison de l'enceinte sur la stabilité des différentes structures d'écoulement sont également analysés.

Les effets du rapport d'aspect A_R (rapport « hauteur/longueur ») sur la convection de Rayleigh-Bénard de fluides non-newtoniens inélastiques dans des enceintes rectangulaires ont été analysés numériquement par Yijit et al [59]. Des simulations ont été entreprises pour $0.25 \leq A_R \leq 4$, $10^3 \leq Ra \leq 10^5$ et $Pr = 10^3$. Ils ont constaté que la convection s'affaiblit avec un rapport d'aspect croissant, de plus, le modèle d'écoulement dépend aussi du choix de la condition initiale. Où les principaux résultats de la simulation ont été expliqués sur la base d'arguments d'échelle et les relations d'échelle ont été utilisées pour identifier différents régimes de convection naturelle des fluides de loi de puissance prenant en compte les effets du rapport d'aspect.

La géométrie de l'enceinte inclinée a fait l'objet d'une attention considérable dans la littérature sur le transfert de chaleur, une attention indubitablement stimulée par l'intérêt croissant pour la technologie des capteurs solaires. La recherche fondamentale dans ce domaine a été revue par Hart [60], Ozoe et al [61] et Soong et al [62].

Soong et al [62] ont étudié numériquement l'effet de l'angle d'inclinaison sur la transition du mode d'écoulement dans une enceinte rectangulaire inclinée chauffée par le bas et refroidie par le haut

avec deux parois latérales isolées (Figure I.15). Différents rapports d'aspect ont été considérés et le nombre de Rayleigh variait de $1,5 \times 10^3$ à 2×10^4 . Le phénomène de transition de mode de flux et le phénomène d'hystérésis pour $Ra > 2000$ ont été démontrés. Des années plus tard, Song et al. [63] ont étudié numériquement le comportement thermique de l'écoulement fluide dans une enceinte rectangulaire de rapport d'aspect $A = L/H = 4$, chauffée en bas à une température qui varié sinusoidalement avec le temps ($T = T_{h0} + \varepsilon \Delta T \sin(2\pi ft)$), où T_{h0} est la température moyenne, ε est l'amplitude d'oscillation, ΔT est la différence de température et f est la fréquence d'oscillation. L'objectif de ce travail était de savoir l'influence de cette condition sur le seuil de l'instabilité thermique et sur les performances du transfert de chaleur de la convection oscillatoire cellulaire près des conditions critiques. Pour examiner l'effet de l'échauffement dans plusieurs conditions, l'inclinaison de l'enceinte a été considérée. Les résultats montrent que la modulation de la paroi inférieure avec une haute amplitude et/ou avec une basse fréquence mène à une stabilité relative. En conclusion, cette étude présente plus de détails concernant la structure de l'écoulement et également l'amélioration du coefficient de transfert local, qui sont des paramètres utiles pour la compréhension du mécanisme de modulation.

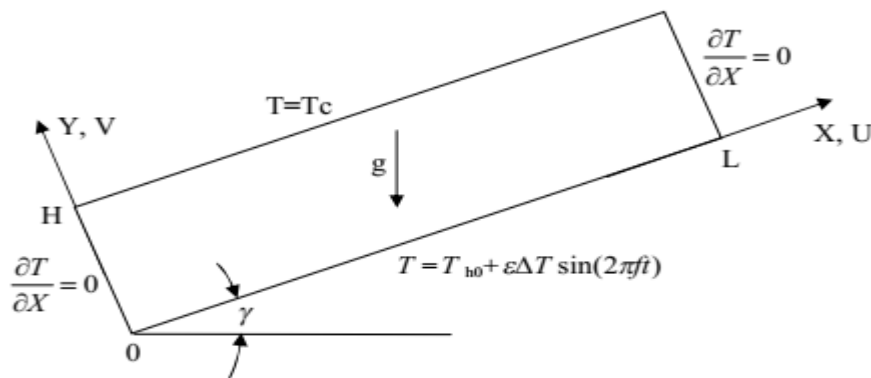


Figure I.15 : Configuration de la référence [63]

D'autres investigations numériques sont effectuées par Rahman et al [64] pour l'écoulement laminaire convectif libre d'un fluide avec ou sans génération de chaleur interne dans des enceintes rectangulaires de différents rapports d'aspect et sous différents angles d'inclinaison. Deux principaux paramètres de ce problème sont : Ra_E (Rayleigh externe) et Ra_I (Rayleigh interne). Les résultats sont obtenus pour un nombre de Rayleigh externe fixe $Ra_E = 26 \times 10^5$, avec numéro de Rayleigh interne, $Ra_I = 0$ (sans génération de chaleur interne), et également avec $Ra_I = 26 \times 10^5$ (avec génération de chaleur interne). Les cartes dynamiques et thermiques ne montrent aucune différence significative entre les cas avec et sans génération de chaleur interne autre qu'un léger décalage et des changements de la fonction du flux et des valeurs isothermes.

- *CDC*

Ou « window problem » comme on le trouve également dans la littérature. Récemment, la convection en cavité différentiellement chauffée a fait l'objet de nombreuses recherches expérimentales et numériques. Les études effectuées pour cette catégorie de convection naturelle dans des milieux confinés sont également vastes (Gill (1966) [65], Quon (1977) [66], Imberger [67], Markatos et al [68])

Un autre Benchmark numérique (BMS) pour un problème de transfert de chaleur par convection naturelle tridimensionnelle dans une cavité cubique différentiellement chauffée où le nombre de Prandtl est égal à 0.71 est présentée par Wakashima et al [69]. Les résultats sont obtenus pour trois nombres de Rayleigh 10^4 , 10^5 et 10^6 . Les équations de Navier –Stokes et de l'énergie en trois dimensions sont résolues par la méthode espace-temps (TSM) (formulation Ω - ψ) proposée par Saitoh (1991). Les résultats trouvés sont comparés avec ceux donnés par la littérature et font apparaître beaucoup de concordance.

Manz [70] a étudié le transfert de chaleur par convection naturelle de couches d'air dans des cavités verticales rectangulaires pour les rapports d'aspects ($A = 20, 40$ et 80). Utilisant le code dynamique des fluides computationnels (CFD). Les conditions aux limites sont imposées. Les nombres de Rayleigh étaient compris entre 10^3 et 10^6 . L'étude se concentre sur le flux de chaleur convectif global à travers la couche d'air. Les nombres moyens de Nusselt calculés en fonction des nombres de Rayleigh sont comparés avec cinq corrélations issues de la littérature qui sont basées principalement sur des données expérimentales. Sauf pour une corrélation, aucun nombre de Nusselt calculé ne s'écarte de plus de 20% des corrélations. La déviation est même $< 10\%$ pour $A = 20$. Par conséquent, cette étude améliore la position de départ pour de futures applications du code à des cas plus complexes d'éléments de façade, où moins ou pas de données expérimentales sont disponibles dans la littérature.

[71] En effet l'inclinaison peut aussi avoir un rôle important sur les phénomènes physiques rencontrés dans les domaines industriels et naturels. La littérature comporte de nombreux travaux relatifs au sujet de la convection naturelle dans une enceinte. Aussi, l'écoulement de la convection naturelle dans des cavités rectangulaires inclinées a été étudié expérimentalement et numériquement par de nombreux chercheurs. On se limite aux travaux liés à notre étude. A titre d'exemple, plusieurs études numériques ont été réalisées par Hamady *et al.* (1989), Soong *et al.* (1996), Wang *et al.* (2006), Raos (2001), Henderson *et al.* (2006) et récemment Pivovarov, G. Huelsz *et al.* (2013), Khezzar *et al.* (2012).

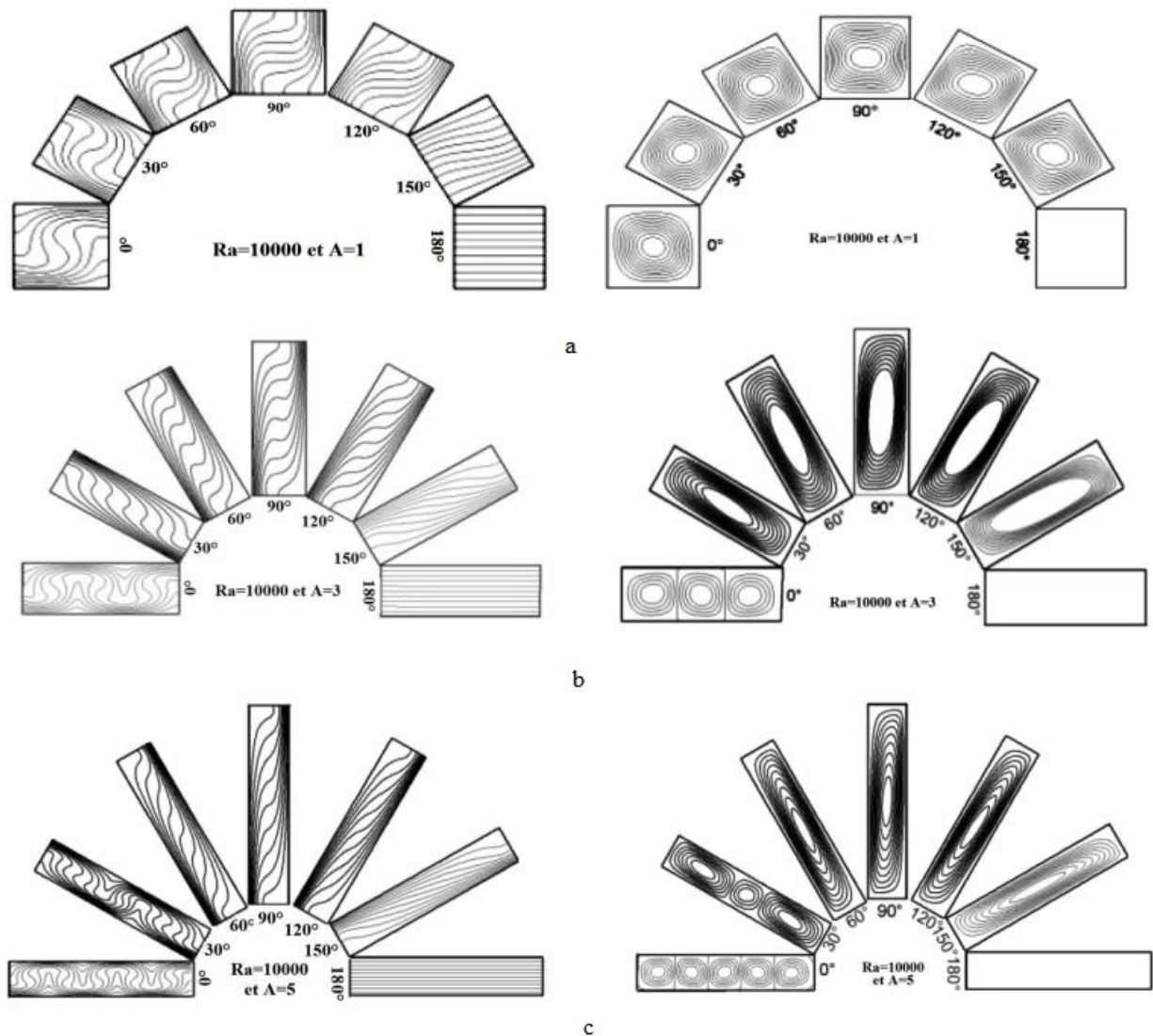


Figure I.16 : Isothermes et Lignes de courant pour : $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$, $1 \leq A \leq 5$, $Ra= 10^4$ [71]

Zarrit et al [71] ont étudié numériquement la convection naturelle instationnaire et bidimensionnelle dans une cavité rectangulaire inclinée et chauffée différentiellement. Le nombre de Rayleigh varie entre $10^3 \leq Ra \leq 10^4$, le rapport de forme ($1 \leq A \leq 6$) et l'angle d'inclinaison θ comprise entre $\theta = 0^\circ$ et 180° . Les résultats mettent en évidence l'influence de l'angle d'inclinaison et le rapport de forme sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur. La Figure I.16 (a, b et c) présentent l'évolution des lignes de courant et les isothermes respectivement. Les isothermes montrent deux zones, la première près des parois où les isothermes sont des lignes confinées et parallèles aux parois verticales chauffées. Cela témoigne d'un fort gradient de chaleur (formation de couche limite par effet d'un écoulement convectif). La deuxième zone, située au centre de la cavité, montre une stratification thermique du haut vers le bas. Le transfert thermique est donc purement conductif.

Baïri et al. [72] et Baïri [73] ont réalisé une étude sur la convection naturelle pour les grands nombres de Rayleigh en utilisant des techniques numériques et expérimentales dans des enceintes rectangulaires inclinées. Différents angles d'inclinaison de la cavité de 0° à 360° sont considérés. Ceci inclut l'analyse de plusieurs situations significatives correspondant à des inclinaisons de 0° (parois verticales actives), 90° (paroi chaude, convection de Rayleigh-Bénard) et 270° (paroi chaude, mode conducteur pur). Deux rapports d'aspect $A = L / H = 0,75$ et $1,5$ sont traités. Ils ont obtenu une corrélation entre les nombres de Nusselt et Rayleigh (Figure I.17) et une valeur minimale pour les nombres de Nusselt à $\alpha = 270^\circ$. Bien que, Varol et al. [74], ont étudié les effets de l'angle d'inclinaison sur la convection naturelle dans une enceinte avec chauffage sur une large gamme de paramètres ; Numéro de Rayleigh ; Nombre de Prandtl ; longueurs de radiateur sans dimension dans les directions x et y.

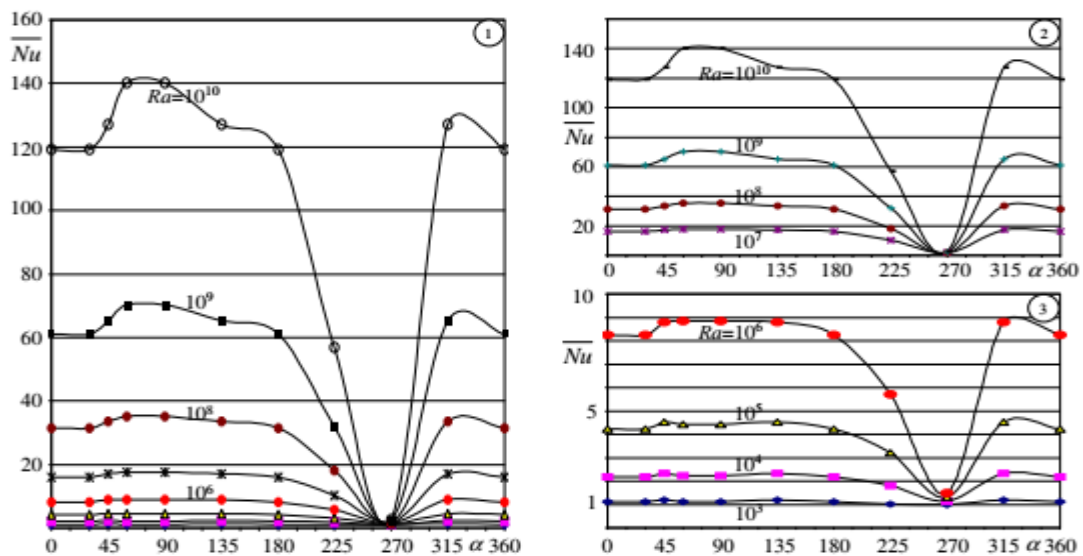


Figure I.17 : Evolution du nombre de Nusselt calculé Nu pour différentes Ra en fonction de l'inclinaisons (2 et 3 sont les détails de 1) [73]

Munir et al. [75], ont rapporté le comportement de l'écoulement du fluide et la caractéristique du transfert de chaleur des parois d'une enceinte chauffée différemment et inclinée selon différents angles d'inclinaison en utilisant le schéma numérique de Boltzmann à réseau de distribution double avec la même structure en treillis. De plus, Khezzar et al. [76], ont étudié la convection naturelle bidimensionnelle dans des cavités remplies de fluide chauffées par le bas avec un angle d'inclinaison variable numériquement. Un an plus tard, Thamer Khalif Salem [77], a mené un travail expérimental pour étudier l'influence de l'angle d'inclinaison sur le transfert de chaleur naturel dans une enceinte rectangulaire pour trois angles d'inclinaison ; trois débits massiques et

cinq flux thermiques. Aminossadati et al [78], ont étudié numériquement le flux laminaire convectif naturel bidimensionnel dans une enceinte carrée à divers angles d'inclinaison avec des parois adjacentes différentiellement chauffées. Leur étude montre différents modèles de champ d'écoulement et de lignes isothermes à des nombres élevés de Rayleigh, le nombre de Nusselt moyen, la fonction de flux maximum et les paramètres de température moyenne se comportent différemment à différents angles d'inclinaison.

Kalabin et al. [79] ont étudié numériquement la convection naturelle oscillatoire dans une enceinte carrée inclinée. L'une des parois verticales est maintenue à une température constante et la température de l'autre paroi variée sinusoïdalement avec le temps. Les deux autres parois sont adiabatiques (Figure I.18). Les équations de Navier–Stokes avec l'approximation de Boussinesq ont été résolues numériquement par utilisation de la méthode des volumes finis pour un nombre de Rayleigh égal à 5×10^5 et un nombre de Prandtl $Pr = 1$ sur une large gamme des fréquences d'oscillations. La dépendance du transfert de chaleur avec les fréquences d'oscillations a été investiguée pour différents angles d'inclinaisons. Il apparaît dans certains paramètres du problème, qu'il est possible de transférer la chaleur de la paroi froide vers la paroi chaude.

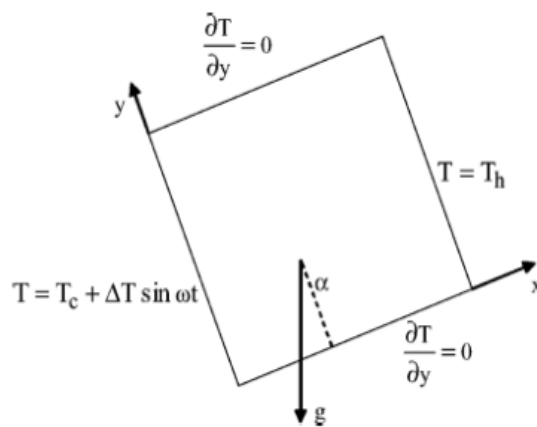


Figure I.18 : Géométrie du problème [79].

De Gassowski et al [80] ont étudié par simulation numérique tridimensionnelle, l'écoulement de convection naturelle dans une cavité carrée/cubique différentiellement chauffée. Les calculs mettent en évidence à la première bifurcation ($Ra \approx 3,2 \times 10^7$) l'apparition de structures tourbillonnaires tridimensionnelles à la sortie des couches limites verticales. Les principaux résultats de cette note sont d'une part, que l'écoulement redevient stationnaire pour des valeurs du nombre de Rayleigh Ra plus élevées ($Ra = 7 \times 10^7$ et 10^8 par exemple) tout en conservant ces structures tourbillonnaires tridimensionnelles et d'autre part, que des solutions stationnaires multiples différentes par leurs propriétés de symétrie, ont été obtenues pour $Ra = 10^8$. Enfin, l'écoulement

redevient instationnaire aux alentours de $Ra = 3 \times 10^8$, l'instabilité en jeu dans ce cas étant du type couches limites verticales.

- *Cavité mixte*

Ces deux familles de convection apparaissent souvent de manière simultanée et couplée dans le cas de la convection naturelle confinée. Ce cas existe depuis plusieurs années mais pauvrement présenté dans la littérature où les écoulements thermo-convectifs se déstabilisent par un second gradient de température. Shiralkar et al. [81] ont étudié le transfert de flux et de chaleur dans une enceinte soumise à des différences de température horizontales et verticales comparables, remplies d'air pour les nombres de Rayleigh jusqu'à 10^6 .

Kirkpatrick et al. [82] ont effectué des mesures expérimentales de transfert thermique à des nombres élevés de Rayleigh dans une enceinte cubique remplie d'eau. Quatre configurations différentes de surfaces verticales et horizontales chauffées et refroidies de manière différentielle. Toutes les expériences étaient des variations du cas de chauffage du bas. Des mesures expérimentales et des observations ont été faites, des modèles d'écoulement et de la distribution de température moyenne et fluctuante. Les résultats indiquent que le sol chauffé favorise le mélange dans l'enceinte et réduit la stratification thermique. Pour les conditions aux limites de l'expérience, le transfert de chaleur des surfaces horizontales n'était pas fortement lié à la présence d'un gradient de température horizontal.

Cerisier et al [83] ont effectué des études expérimentales et numériques (utilisant la méthode des éléments finis) dans un récipient rectangulaire pour un fluide à un nombre de Prandtl élevé ($Pr = 880$ à $25^\circ C$). Le motif des rouleaux convectifs est perturbé par le chauffage latéral de l'un des plus petits côtés de la boîte. Le nombre d'ondes du modèle de rouleau se situe dans une plage étroite ($\pm 10\%$ à $R = 4.6 R_c$). La présence du rouleau induit provoque une légère variation du nombre de rouleaux, en fonction des conditions aux limites de l'autre petit côté de l'enveloppe. Dans tous les cas, cette disparition respecte le couplage mécanique entre les rouleaux. Les champs de température et de vitesse sont évalués, ainsi que le transfert de chaleur. Les états transitoires observés lors de l'expérimentation sont bien reproduits par le modèle numérique bidimensionnel développé pour cette étude.

Corcione [84] a réalisé une étude numérique sur l'effet de diverses conditions thermiques des parois latérales de la cavité sur la transition en mode de convection naturelle en mode flux dans des enceintes horizontales rectangulaires, chauffées par le bas et refroidies par le haut. Différents

rappports largeur / hauteur ont été considérés. Les nombres de Rayleigh, basés sur la hauteur de cavité, étaient entre 10^3 à 10^6 . Les résultats de Corcione ont montré que le chauffage différentiel bidirectionnel a un effet significatif sur la transition de mode de convection naturelle à l'intérieur des cavités horizontales. Certaines de ces configurations de chauffage différentiel bidirectionnel considérées dans [84] impliquaient des discontinuités de température aux coins de la cavité. Aucune discussion n'a été fournie sur l'effet de ces discontinuités de température sur les nombres de Nusselt calculés.

Skouta et al. [85] ont exploré numériquement, à l'aide de la méthode des différences finies, la route vers le chaos suivie par le système lorsque le nombre de Rayleigh Ra augmente (Figure IV.19). Ils montrent que plus sa valeur est grande, plus les résultats sont sensibles aux choix des pas d'espace et de temps. L'attracteur transite d'un point limite à un cycle limite via une bifurcation de Hopf pour une valeur comprise de Ra entre 1.1×10^5 et 1.12×10^5 . Quand Ra continue d'augmenter, l'attracteur traverse une cascade sous harmonique. Un chaos semble apparaître lorsque ce nombre devient de l'ordre de 1.13×10^6 .

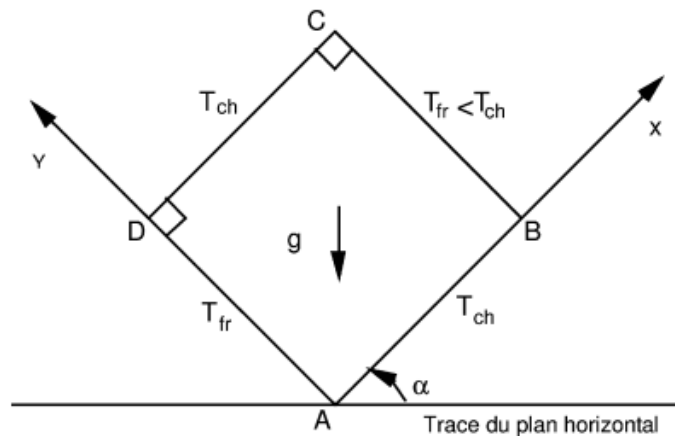


Figure I.19 : Géométrie du problème [85].

CHAPITRE II

MODELE PHYSIQUE ET MATHEMATIQUE

II.1 Introduction

Le phénomène de convection est généré par le développement d'instabilités dans un milieu initialement stable, auquel on superpose à un instant donné une petite perturbation. La nature de la perturbation n'est pas unique, mais conduit à différents types de convection : vitesse angulaire de rotation (instabilité de Taylor-Couette), densité, température. Dans ces deux derniers cas, le moteur de la convection est la poussée d'Archimède.

Dans les écoulements causés par la force de flottabilité, le comportement de fluide est complètement décrit par le champ d'écoulement, le champ thermique, la distribution de pression et les propriétés locales de fluide. Ces variables sont gouvernés par les lois fondamentales de conservation de la masse, la quantité de mouvement et la conservation d'énergie. La solution de cet ensemble des équations gouvernantes dépend des valeurs de plusieurs nombres adimensionnels. Dans le cas de convection naturelle dans des cavités confinées, nous distinguons les nombres : Rayleigh, Prandtl, et d'autres nombres sans dimensions représentés par plusieurs propriétés physiques dépendantes de la température. L'importance mutuelle des valeurs des nombres adimensionnels dépend des conditions thermiques et des facteurs géométriques.

Dans ce chapitre, nous allons décrire le problème considéré et établir les différentes équations mathématiques, les hypothèses simplificatrices ainsi que les conditions initiales et aux limites appropriées à notre configuration permettant la résolution du problème.

II.2 Description du problème étudié

On propose d'étudier numériquement le phénomène de la convection naturelle d'un fluide (huile Silicone Rhodorsil 47V100 dont ces propriétés physiques à 25°C sont indiquées dans le tableau II.1 [83]) dans une cavité parallélépipède horizontal et inclinée, ses parois horizontales inférieure/supérieure sont maintenues à des températures uniforme constante chaude (T_c) / froide

(T_f) respectivement, les autres parois latérales sont adiabatiques sauf la petite paroi latérale gauche qui est soumise à une température (T_A) variable.

La géométrie de la cavité considérée est illustrée sur les schémas (Figure II.1, II.2 et II.3). Il s'agit d'une cavité parallélépipède de dimensions : longueur $L = 12 \text{ cm}$, largeur $l = 5 \text{ cm}$ et une hauteur $H = 1.6 \text{ cm}$ ou $H = 1.8 \text{ cm}$. Les frontières horizontales (parois actives) sont maintenues à des températures ($T_c > T_f$) pour deux types de matériaux (polycarbonate et verre de conductivité thermique $0.22 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $0.18 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et deux valeurs pour leur épaisseur $e = 0.3 \text{ cm}$ ou 0.4 cm . Les parois latérales de la cavité parallélépipédique sont en polycarbonate transparent dont la conductivité thermique égale à $0.22 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour une épaisseur de $e_1 = e_2 = 1 \text{ cm}$. Dans le but d'imposer différentes températures au niveau de la petite paroi latérale pour créer un gradient horizontal sur la cavité on ajoute une pièce parallélépipédique de cuivre ($\lambda = 389 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) de dimensions ($0.5 \times 3 \times 0.5 \text{ cm}^3$) est encastrée au centre du volume de la paroi gauche.

Cette configuration a été étudiée expérimentalement par Zeroual et al (2000 et 2007) [1, 2] et par Cerisier et al. (1997, 1998) [86, 83]. Du point de vue numérique, elle a fait l'objet d'un exercice de comparaison numérique de cette thèse.

Viscosité cinématique	9.65×10^{-2}	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
Masse volumique	965	$\text{Kg}^{-1}.\text{m}^3$
Conductivité thermique	0.16	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Chaleur spécifique	1460	$\text{J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Coefficient de dilatation isobare	9.5×10^{-4}	K^{-1}
Nombre de Prandtl	880	

Tableau I.1 : Propriétés physique de l'huile silicone 47V100 à 25°C [83]

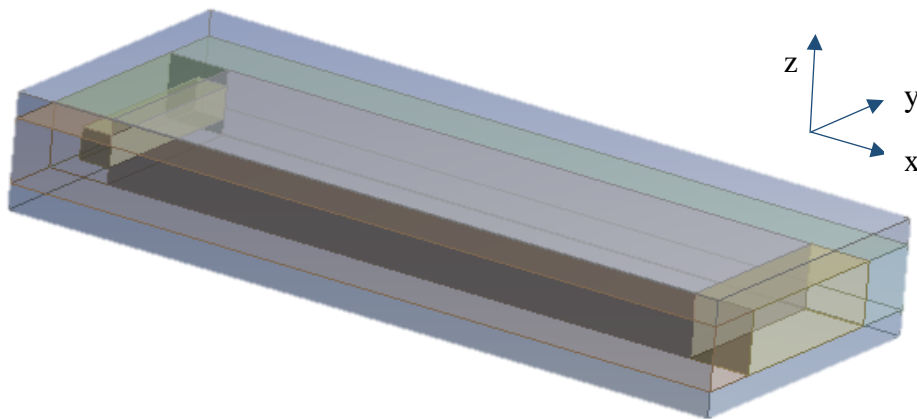


Figure II.1 : Cavité Workbench

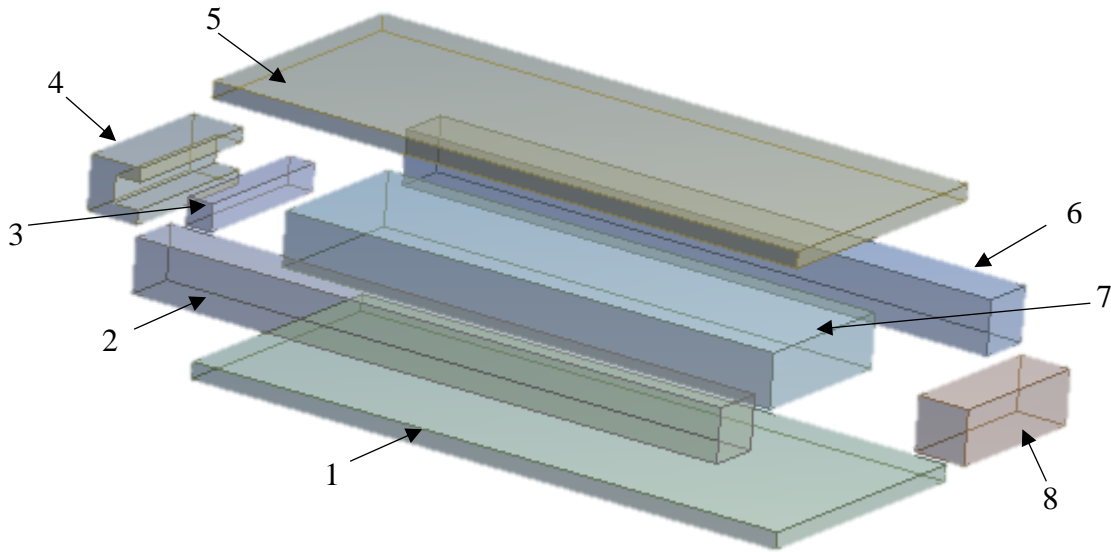


Figure II.2 : Vue éclatée de la cavité

- | | | | |
|---|--|---|---|
| 1 | Plaque du bas chauffée, T_c | 5 | Plaque du haut refroidie, T_f |
| 2 | Plaque avant adiabatique, $\varphi = 0$ | 6 | Plaque arrière adiabatique, $\varphi = 0$ |
| 3 | Pièce de cuivre mit à une température variable T_A | 7 | Zone de fluide silicone |
| 4 | Plaque gauche adiabatique, $\varphi = 0$ | 8 | Plaque droite adiabatique, $\varphi = 0$ |

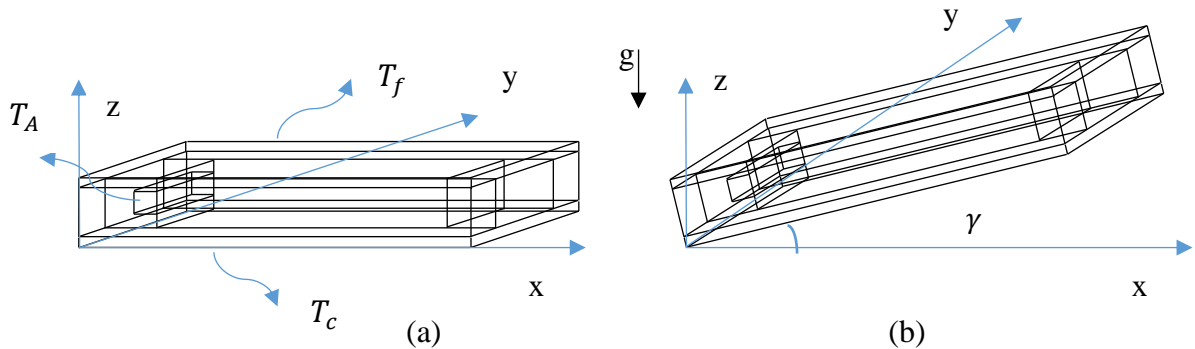


Figure II.3 : La cellule Fluide, (a) horizontale, (b) inclinée.

II.3 Equation générale

La convection naturelle engendrée par des transferts de chaleur au voisinage des surfaces chauffées a été largement étudiée tant au niveau théorique qu'expérimental. En mécanique des fluides, en supposant que le fluide est un milieu continu, on peut utiliser les lois classiques de conservation qui sont [87] :

- ❖ Loi de conservation de la masse ou l'équation de continuité.

- ❖ La conservation de quantité de mouvement (deuxième loi de Newton) ou les équations de quantité de mouvement.
- ❖ Loi de conservation d'énergie (premier principe de la thermodynamique) ou l'équation d'énergie.

Pour résoudre complètement un problème de convection naturelle conjuguée revient à déterminer en tout point du domaine d'étude et à tout instant les grandeurs caractéristiques du fluide étudié : le champ de vitesse, la température et la pression.

Nous présentons les équations qui régissent le phénomène de la convection naturelle en régime laminaire à l'intérieur d'une cavité fermée soumise à deux gradients de température horizontal et vertical. Donc on va aboutir vers la fin à un système d'équations. Pour résoudre toutes les équations considérées dans cette étude, il est nécessaire de spécifier les conditions aux limites de toutes les frontières du domaine proposé.

Ces trois lois de la physique classique peuvent être exprimées dans l'équation suivante :

$$\text{Accumulation} = \text{bilan des flux (entrée + sortie)} + \text{source} \quad (\text{II-1})$$

On peut décrire cette forme physique comme suite :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial x}}_T + \underbrace{\text{div}(\rho \phi \bar{V})}_C = \underbrace{\text{div}(\Gamma_\phi \bar{V} \phi)}_D + \underbrace{S_\phi}_S \quad (\text{II-2})$$

Où ϕ est la propriété transportée, Γ_ϕ le coefficient de diffusion et S_ϕ le terme source de la grandeur considérée. L'équation (II-2) est l'équation générale de transports, et l'universalité de cette équation a pour conséquence directe, que même la méthode numérique peut être utilisée pour traiter l'ensemble des phénomènes de transport. Elle est composée de quatre termes qui correspondent aux phénomènes Physiques bien connus qui sont :

T : Le terme instationnaire (accumulation)

C : Le terme de la convection

D : Le terme de la diffusion

S : Le terme de la source

Selon le problème considéré chacun de ces termes peuvent disparaître.

II.4 Equations de conservations

Les équations régissant le transfert de fluide et le transfert de chaleur, ainsi que d'autres équations de transport, peuvent être représentées par la forme conservatrice (équation (II-2)) [87]. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour obtenir les équations fondamentales de la convection naturelle. Nous suivrons ici l'approche considérant un volume de contrôle élémentaire et nous analyserons la variation dans le temps de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie contenues dans ce volume de contrôle.

Cette méthode qui consiste à faire un bilan de quantités transportées et produites au cours du temps dans un volume élémentaire de contrôle a été largement étudiée et peut facilement se retrouver dans des ouvrages de référence [88, 89]. Considérons maintenant quelques cas spécifiques de l'équation de conservation pour ϕ .

II.4.1 Equation de continuité

C'est l'équation qui exprime la loi de conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel. Elle s'exprime mathématiquement sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho V) = 0 \quad (\text{II-3})$$

Où :

ρ : La masse volumique.

V : Le vecteur vitesse.

II.4.2 Equations de quantités de mouvements

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

$$\frac{D(\rho V)}{Dt} = F - \text{grad}(P) + \mu (\Delta V) + \frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div}(V)) \quad (\text{II-4})$$

Où :

$\frac{D(\rho V)}{Dt}$: Le taux de variation et de transport de quantité de mouvement.

$grad(P)$: Les forces dues à la pression.

$\mu (\Delta V)$: Les forces nettes de viscosité.

$\frac{1}{3} \mu grad (div (V))$: Terme visqueux de Brinkman.

V est le vecteur vitesse, t le temps, F la force du corps par unité de volume, P la pression statique, ρ la masse volumique du fluide et μ Viscosité dynamique du fluide. Le dérivé total D / Dt représente la variation d'un champ par rapport au temps lorsqu'on accompagne le mouvement du point matériel qui se trouve à l'endroit où le champ est mesuré, il s'exprime en termes de dérivé local en tant que :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V \nabla \quad (\text{II-5})$$

[90] Comme mentionné précédemment, dans les écoulements de convection naturelle, la force motrice de base provient du champ de température (ou de concentration ou les deux). La variation de température provoque une différence de densité, ce qui entraîne une force de flottabilité due à la présence du champ de force du corps. Pour un champ gravitationnel, la force du corps $F = \rho g$, où g est l'accélération gravitationnelle. La variation de ρ avec la température qui donne lieu à l'écoulement. Le champ de température est lié au flux, et toutes les équations de conservation sont couplées par variation de la densité ρ . Par conséquent, ces équations doivent être résolues simultanément pour déterminer la distribution de la vitesse, de la pression et de la température dans l'espace et dans le temps.

En raison de cette complexité dans l'analyse de l'écoulement, plusieurs hypothèses simplificatrices et approximations sont généralement faits pour résoudre les écoulements de convection naturelle.

Dans l'équation de quantité de mouvement, la pression statique locale « P » peut être décomposée en deux termes : un P_{hy} , dû à la pression hydrostatique, et l'autre, P_{dy} la pression dynamique due au mouvement du fluide ($P = P_{hy} + P_{dy}$). L'ancien composant de pression, couplé à la force du corps agissant sur le fluide, constitue la force de flottabilité qui est le mécanisme d'entraînement de l'écoulement. Si ρ_0 est la densité du fluide dans le milieu ambiant, nous pouvons écrire le terme de flottabilité comme :

$$F - \nabla P = (\rho g - \nabla P_{hy}) - \nabla P_{dy} = (\rho g - \rho_0 g) - \nabla P_{dy} = (\rho - \rho_0)g - \nabla P_{dy} \quad (\text{II-6})$$

Le terme de flottabilité n'apparaît que dans l'équation de la quantité de mouvement suivant la direction de l'accélération gravitationnelle g , par conséquent, l'équation de la quantité de mouvement (II-5) devient :

$$\frac{D(\rho V)}{Dt} = (\rho - \rho_0)g - \text{grad}(P) + \mu (\Delta V) + \frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div}(V)) \quad (\text{II-7})$$

II.4.3 Equation de conservation d'énergie

L'équation de conservation d'énergie est obtenue à partir du premier principe de la thermodynamique. Ce principe met en relation les différentes formes d'énergie, soit :

$$\frac{D}{Dt} (\rho C_p T) = \Delta (kT) + q + \beta T \left(\frac{DP}{DT} \right) + \mu \Phi \quad (\text{II-8})$$

Avec :

$D(\rho C_p T) / Dt$: La variation totale d'énergie interne (par accumulation et convection).

$\Delta (kT)$: La variation d'énergie par conduction (Flux conductif).

q : Puissance volumique dissipée (source).

$\beta T (DP/DT)$: La variation d'énergie due à la compressibilité.

$\mu \Phi$: La dissipation irréversible due au frottement visqueux.

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{II-9})$$

Les coefficients C_p , k et β sont respectivement, la capacité calorifique, la conductivité thermique et le coefficient de dilatation isobare du fluide.

II.5 Hypothèses simplificatrices

Il est maintenant nécessaire d'effectuer un certain nombre d'hypothèses afin d'établir un modèle mathématique simple qui décrit la physique de ce problème, donc on adopte les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est stationnaire (instationnaire) et tridimensionnel :

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} \neq 0 \right) \quad (\text{II-10})$$

- Le fluide est Newtonien et incompressible.

$$\rho_0 = \text{Cst} \quad (\text{II-11})$$

- Ecoulement tridimensionnel (suivant les coordonnées x, y et z)
- Régime laminaire.
- La température (ou le flux) de la source de chaleur est constante dans le temps.
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.
- Le travail, induit par les forces visqueuses et de pression, est négligeable.
- La puissance volumique dissipée est négligeable.

$$\mu\Phi = 0 \quad (\text{II-12})$$

- Les propriétés physiques du fluide sont constantes sauf la masse volumique qui obéit à l'approximation de Boussinesq dans le terme de la poussée d'Archimède. L'équation I-10 :

$$\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0)) \quad (\text{II-13})$$

β : étant le coefficient de dilatation thermique défini de la façon suivante :

$$\beta = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_p \quad (\text{II-14})$$

Pour résoudre un problème de la convection naturelle, l'hypothèse de Boussinesq est généralement utilisée comme simplification. Celle-ci à ne prendre en compte la variation de la masse volumique ρ que dans le terme moteur de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Elle est applicable si les différences de température sont assez faibles pour que la relation suivante soit vraie :

$$\beta(T - T_0) \ll 1 \quad (\text{II-15})$$

- **Limitations du modèle de Boussinesq**

L'approximation de Boussinesq devient inadéquate et ne devrait pas être employé si les différences de température dans le domaine d'étude deviennent importantes. La modélisation

faible de nombre de Mach est introduite pour traiter les écoulements [91]. En outre, elle ne peut pas être utilisée dans les calculs de combustion ou les écoulements réactifs.

II.6 Mise en Equations

Ces hypothèses simplificatrices permettent de définir les équations caractéristiques du problème de la convection naturelle dans une cavité confinée horizontale et inclinée.

II.6.1 Cavité horizontale

- *Conservation de la masse*

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-16})$$

u, v et w étant les composantes du champ de vitesse $V(u, v, w)$ dans la direction x, y et z respectivement.

- *Conservation de la quantité de mouvement*

Suivant-x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-17})$$

Suivant-y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-18})$$

Suivant-z :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - g\beta(T - T_0) \quad (\text{II-19})$$

Avec : $\nu = \mu/\rho$ et $\Delta T = T - T_0$

- **Conservation de l'énergie**

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-20})$$

Où : $\alpha = k/\rho C_p$

II.6.2 Cavité inclinée

Les équations gouvernant le transfert de chaleur par convection et l'écoulement dans une cavité inclinée caractériser par la présence de l'angle d'inclinaison γ par rapport à l'horizontal suivant la direction y .

- **Conservation de la masse**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-21})$$

- **Conservation de la quantité de mouvement**

Suivant- x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + g\beta(T - T_0) \cos \gamma \quad (\text{II-22})$$

Suivant- y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-23})$$

Suivant- z :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - g\beta(T - T_0) \sin \gamma \quad (\text{II-24})$$

- **Conservation de l'énergie**

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-25})$$

II.7 Condition initial et les conditions aux limites

Pour obtenir des solutions aux champs de flux et de température, les conditions aux limites doivent être formulées et spécifiées. Les conditions aux limites sont des équations mathématiques décrivant ce qui se passe physiquement à une frontière. Dans le transfert de chaleur par convection naturelle, il est nécessaire de spécifier les conditions aux limites de la vitesse et de la température. Les conditions fréquemment rencontrées sont les suivantes [92].

II.7.1 Conditions aux limites

Dans les cas classiques de conduction ou convection elles sont de trois types :

➤ *Condition de non-glissement*

La vitesse du fluide s'annule à une limite fixe telle que la paroi d'un tube, la surface d'une plaque, d'un cylindre ou d'une cavité. Ainsi, les trois composantes de vitesse doivent disparaître. En coordonnées cartésiennes, cette condition est exprimée mathématiquement comme :

$$u(x, y, z, t) = v(x, y, z, t) = w(x, y, z, t) = 0 \quad (\text{II-26})$$

Où la coordonnée normale à chacune des surfaces est à l'origine ou à la longueur distinguée.

➤ *Condition de l'écoulement libre*

Il est courant de supposer une vitesse uniforme ou nulle loin d'un objet. Par exemple, une vitesse x-composante uniforme à $y = \infty$ est exprimée comme :

$$u(x, \infty, z, t) = V_{\infty} \quad (\text{II-27})$$

De même, une température uniforme loin d'un objet est exprimée

$$T(x, \infty, z, t) = T_{\infty} \quad \text{à } y = 0 \quad (\text{II-28})$$

➤ *Conditions thermiques de surface*

Deux conditions thermiques de surface sont utilisées dans l'analyse des problèmes de convection. Elles sont :

i. Température spécifiée (Dirichlet) :

Cette condition est écrite par exemple pour une paroi vertical comme :

$$T(x, 0, z, t) = T_0 \quad \text{à } y = 0 \quad (\text{II-29})$$

Notez que la température de surface T_0 n'a pas besoin d'être uniforme ou constante. Elle peut varier avec l'emplacement x et z ainsi qu'avec le temps.

ii. Flux de chaleur spécifié (Neumann)

La condition limite pour une surface qui est chauffée où refroidie à un flux spécifié est exprimée comme suit :

$$q_0 = -\lambda \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial n} \quad (\text{II-30})$$

Notez que le flux de chaleur q_0 pointe dans y -direction. Il n'a pas besoin d'être uniforme ou constant. Il peut varier avec l'emplacement x et z ainsi qu'avec le temps.

iii. Condition mixte (Fourier)

La condition mixte s'exprimée comme suit

$$q = -\lambda \nabla T = h (T - T_0) + q_0 \quad (\text{II-31})$$

Le coefficient d'échange h caractérise le flux emporté par convection par le fluide extérieur à température T_0 . Il est à noter que cette dernière condition de type Fourier permet de retrouver les deux premières en adoptant le coefficient d'échange à une valeur nulle (Neumann) ou infinie (Dirichlet).

II.7.2 Condition initiale

Outre les conditions aux limites, il est nécessaire dans le cas général de fixer les conditions initiales en se donnant les champs de température $T(x, y, z, t = 0)$, de vitesse $V(x, y, z, t = 0)$, de pression $p(x, y, z, t = 0)$ et de masse volumique $\rho(x, y, z, t = 0)$. Si l'on ne recherche que la solution stationnaire, ces conditions ne sont pas nécessaires ; toutefois comme les équations sont fortement couplées, la résolution doit s'effectuer à partir de champs arbitraires jouant le rôle de conditions initiales.

II.7.3 Condition initial et les conditions aux limites du problème proposé

Le problème de convection naturelle dans une cavité confinée étudié soumise aux types de conditions aux limites et initiaux suivants :

II.7.3.1 Condition initiale

En régime instationnaire, nous avons besoin d'initier les calculs par une solution de départ. Dans notre cas, nous avons utilisé comme solution initiale :

$$t = 0s \quad \left\{ \begin{array}{l} u(x, y, z, t) = v(x, y, z, t) = w(x, y, z, t) = 0 \\ P(x, y, z, t) = 0 \\ \Delta T(x, y, z, t) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II-32})$$

II.7.3.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites hydrodynamiques : Expriment le non-glissement des particules fluides sur les parois rigides de la cavité. Elles s'écrivent comme suit :

$$\left. \begin{array}{l} x = 0, L : u = 0 \\ y = 0, l : v = 0 \\ z = 0, H : w = 0 \end{array} \right\} \quad (\text{II-33})$$

Les conditions aux limites thermiques : Sont des conditions aux limites de type Dirichlet en température qui sont imposées sur les faces horizontales et sur une petite paroi latérale gauche, tandis que les parois verticales sont adiabatiques (conditions de type Neumann), sont données par les expressions suivantes [93] :

➤ *Les parois actives*

$$\left. \begin{array}{l} T_c = 27.6^\circ C \text{ pour } 0 \leq x \leq L; 0 \leq y \leq l \text{ et } z = 0 \\ T_f = 19.4^\circ C \text{ pour } 0 \leq x \leq L; 0 \leq y \leq l \text{ et } z = H \\ T_A = \text{Variable, pour } 0.5 \leq x \leq 1; 1 \leq y \leq 3 \text{ et } 0.55 \leq z \leq 1.05 \end{array} \right\} \quad (\text{II-34})$$

➤ **Les parois passives**

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{n=x,y \text{ et } z} &= 0 \text{ pour } 0 \leq x \leq L; 0 \leq y \leq 1 \text{ et } 0.3 \leq z \leq 1.3 \\ \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{n=x,y \text{ et } z} &= 0 \text{ pour } 0 \leq x \leq L; 4 \leq y \leq 5 \text{ et } 0.3 \leq z \leq 1.3 \\ \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{n=x,y \text{ et } z} &= 0 \text{ pour } 0 \leq x \leq 1; 1 \leq y \leq l \text{ et } 0.3 \leq z \leq 0.55 \\ \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{n=x,y \text{ et } z} &= 0 \text{ pour } 0 \leq x \leq 1; 1 \leq y \leq l \text{ et } 1.05 \leq z \leq H \\ \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{n=x,y \text{ et } z} &= 0 \text{ pour } 11 \leq x \leq L; 1 \leq y \leq l \text{ et } 0.3 \leq z \leq 1.3 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-35})$$

II.8 Equations de conservations adimensionnelles

L'adimensionnalisation consiste à transformer les variables dépendantes et indépendantes en des variables sans dimensions, c'est-à-dire qu'elles seront normalisées par rapport à certaines dimensions caractéristiques. Cela permet de spécifier les conditions de transfert de chaleur convective avec un nombre limité de paramètres de façon à rendre la solution plus générale, ainsi elle permet une meilleure approche de la réalité des phénomènes physiques, car elles sont indépendantes du système d'unités de mesure.

Plusieurs modèles mathématiques utilisés dans la littérature [94, 95, 96 et 97] pour simplifier les équations précédentes à une forme adimensionnelle. Ces modèles nécessitent de définir des changements de variables qui permettent d'obtenir toutes les informations relatives à l'évolution des champs dynamique et thermique dans les configurations proposés. Pour cela on adopte le modèle suivant par Baïri et al. 2007 et Baïri en 2008 [72, 73] basé sur les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} (X, Y, Z) &= \frac{(x, y, z)}{H} \\ (U, V, W) &= \frac{(u, v, w)}{\alpha/H} \\ P &= \frac{P}{\rho \alpha^2 / H^2} \\ \theta &= \frac{T - T_f}{(T_c - T_f)} \\ \tau &= \frac{t}{H^2 / \alpha} \end{aligned} \right. \quad (\text{II-36})$$

Le système d'équations définissant le problème s'écrit alors sous la forme adimensionnelle :

II.8.1 Equations adimensionnelles

➤ *Cavité horizontale*

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (\text{II-37})$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{II-38})$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{II-39})$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} + U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + Pr \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) + Ra Pr \theta \quad (\text{II-40})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \quad (\text{II-41})$$

➤ *Cavité inclinée*

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (\text{II-42})$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) + Ra Pr \theta \cos \gamma \quad (\text{II-43})$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{II-44})$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} + U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + Pr \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) - Ra Pr \theta \sin \gamma \quad (\text{II-45})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \quad (\text{II-46})$$

La mise sous forme adimensionnée des équations de conservation fait apparaître les nombres adimensionnels caractéristiques du problème :

➤ *Le nombre de Prandtl* : équation (I-1)

➤ **Le nombre de Rayleigh** : équation (I-3)

II.8.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sans dimension correspondant du problème proposé sont résumées sur le tableau suivant :

Condition	$U = V = W$	T
Plaque bas { Paroi bas Parois latérales	0	$\begin{cases} \theta_c = 1 \\ \frac{\partial \theta}{\partial n} _{n=X,Y} = 0 \end{cases}$
Plaque haut { Paroi haut Parois latérales	0	$\begin{cases} \theta_c = 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial n} _{n=X,Y} = 0 \end{cases}$
Paroi gauche-ex	0	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
Interface-cuivre-centre	0	$\theta_A = Variable$
{ Paroi devant – gauche Paroi devant – droite Paroi derrière – gauche Paroi devant – droite	0	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
Paroi droite-ex	0	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
paroi devant-ex	0	$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$
Paroi derrière-ex	0	$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$

Tableau II.2 : Conditions aux limites sous formes adimensionnelles pour la cavité

II.9 Taux de transferts thermique

Le taux de transfert thermique par convection naturelle dans une enceinte confinée soumise à un gradient de température horizontal (CDC) ou vertical (CRB) est décrit par le nombre sans dimension appelé nombre de Nusselt. Défini par le rapport du flux thermique dans un système convectif au flux thermique de conduction dans la même configuration. Ce nombre est déduit à partir de l'égalité des flux de chaleur à l'interface paroi-fluide.

Comme cela dépend de l'emplacement x , on l'appelle le nombre de Nusselt local et on lui donne le symbole Nu_{loc} . Ainsi nous définissons [98] :

$$Nu_{loc}(x, y) = \frac{h x}{\lambda} \quad (\text{II-47})$$

Où h : Coefficient de transfert convectif.

De même, le nombre moyen de Nusselt Nu_L pour une surface de longueur L est basé sur le coefficient de transfert thermique moyen \bar{h} et est défini comme :

$$\overline{Nu}_L = \frac{\bar{h} L}{\lambda} \quad (\text{II-48})$$

Le transfert thermique local à travers la paroi ($z = 0.3$) est déduit par le nombre de Nusselt défini par :

$$Nu_{loc}(x, y) = \left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Z=0.3} \quad (\text{II-49})$$

Le nombre de Nusselt local et moyen pour la cavité confinée étudié est donné pour les deux modèles bis- et tridimensionnels.

• **Modèle bidimensionnel**

Pour une géométrie bidimensionnelle du cas étudié, le nombre de Nusselt local est donné par l'expression suivante :

$$Nu_{2D} = \int_{X_1}^{X_2} \left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Z=0.3} dx ; X_1 = 1 \text{ et } X_2 = 11 \quad (\text{II-50})$$

Tandis que le Nusselt moyen est le suit :

$$\overline{Nu}_{2D} = \frac{1}{S} \int_{X_1}^{X_2} Nu_{Tran} dX ; X_1 = 1 \text{ et } X_2 = 11 \quad (\text{II-51})$$

• **Modèle tridimensionnel**

Le transfert thermique local à travers la paroi chaude ($Z = 0.3$) est représenté par le nombre de Nusselt local défini par :

$$Nu_{loc}(X, Y) = \left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Z=0.3} \quad (\text{II-52})$$

On définit le nombre de Nusselt transversal, en y donné, par :

$$Nu_{Tran}(X) = \int_{Y_1}^{Y_2} Nu_{loc}(X, Y) dY ; Y_1 = 1 \text{ et } Y_2 = 4 \quad (\text{II-53})$$

Pour la paroi $z = 0.3$, le nombre de Nusselt global est donné par :

$$Nu_{3D} = \int_{X_1}^{X_2} Nu_{Tran}(X) dX ; X_1 = 1 \text{ et } X_2 = 11 \quad (\text{II-54})$$

Donc la valeur moyenne du nombre de Nusselt est donnée par :

$$\overline{Nu}_{3D} = \frac{1}{S} \int_{X_1}^{X_2} Nu_{Tran} dX ; X_1 = 1 \text{ et } X_2 = 11 \quad (\text{II-55})$$

On s'intéresse à l'étude du taux de transfert thermique de la convection naturelle dans une cavité parallélépipède (étude tridimensionnelle) avec plus d'une paroi active. Le taux de transfert de chaleur est calculé au niveau de la partie active chaude.

CHAPITRE III

DESCRIPTION DE L'OUTIL NUMERIQUE

III.1 Introduction

Les phénomènes physiques résultant des modes de transfert de chaleur sont de nature complexe en raison du caractère fortement non linéaire des problèmes rencontrés. Pour traiter ce genre de problèmes, plusieurs voies et approches expérimentales, analytiques et numériques sont possibles. La voie expérimentale reste de loin la plus coûteuse en temps et en argent. De plus, les solutions analytiques des équations ne sont possibles que pour des situations particulières, c'est pourquoi on a souvent recours à des approches numériques.

La résolution des équations de conservation de la convection naturelle dans une cavité confinée se fait par l'utilisation d'une méthode numérique bien déterminée. Cette dernière consiste à développer les moyens de la résolution de ces équations. A cette étape, intervient le concept de la discrétisation des équations différentielles, qui a pour résultat, un système d'équations algébriques linéaires, ces équations décrivent les propriétés discrètes du fluide dans chaque nœud du domaine d'étude.

Aujourd'hui, les simulations numériques occupent une place dominante dans tous les domaines d'études. La simulation se présente presque toujours sous forme d'un programme ou d'outils informatiques, elle se définit comme l'utilisation ou la résolution de modèles correspondant à un système donné pour étudier le comportement de ce dernier dans un contexte précis. Elle est la suite logique de la modélisation qui est la première approche d'une simulation. La simulation ne supplante pas l'expérimentation mais la complète. Elle permet d'effectuer l'analyse du problème dans des conditions réalistes ou dans des conditions d'essais extrêmes/marginales. Ainsi, la simulation accroît le champ des tests pour un système.

Les codes de simulation numérique des écoulements, ou codes CFD (Computational Fluid Dynamics), offrent des fonctionnalités éprouvées de modélisation physique et fournit des résultats rapides et précis pour une très large gamme d'applications. Ainsi, résolvent les équations régissant

les mouvements d'un fluide. Ces équations traduisent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement du fluide (équations de Navier-Stokes), ainsi que la conservation de l'énergie [99].

L'objectif de cette partie est d'une part de nous familiarisons Fluent comme un outil numérique de résolution dans un contexte de transfert thermique par convection naturelle dans des volumes confinés.

III.2 Code CFD

CFD, *i.e.* "Computational Fluid Dynamics" (Dynamique des Fluides Numérique), est un ensemble de méthodes numériques permettant d'obtenir une solution approximative d'un problème de dynamique des fluides et/ou de transfert thermique. Les équations qui interviennent sont résolues par des méthodes numériques. Au départ, La solution est approximative et non pas exacte pour plusieurs raisons : la discrétisation des équations, des raisons de limitation de la puissance de calcul et de la mémoire, certains termes des équations à résoudre sont remplacés par des modèles empiriques qui ne sont pas exacts (régime turbulent). Cependant, grâce au développement des méthodes numériques et à des calculateurs de plus en plus puissants avec une grande capacité de mémoire, la CFD permet d'avoir des solutions très satisfaisantes. Ceci est encore plus vrai dans la plupart des domaines de l'industrie où très souvent une prédiction de l'ordre de grandeurs de valeurs moyennes est amplement suffisante.

La suite logiciels ANSYS d'analyse d'écoulement des fluides (Computational Fluid Dynamics, CFD) dispose d'une flexibilité, d'une précision et d'un champ d'application incroyable. ANSYS CFD inclut les outils les plus performants de dynamique des fluides d'ANSYS pour des résultats extrêmement rapides et précis quelle que soit l'application, fluide ou multi-physique. Découvrez les produits FLUENT, CFX, AIM et bien d'autres.

Le tableau III.1 [100, 101] recense les codes de calcul les plus répandus. On peut observer que la méthode des volumes finis est la plus employée dans ces codes utilisent, que nous décrivons ultérieurement. Pour notre travail, nous aurons recours au code ANSYS-Fluent, Nous disposons de la version 15.0.7 Le problème à résoudre peut-être en régime permanent comme en régime instationnaire.

Nom du code	Origine	Type	Méthode
ANSYS CFX	ANSYS Inc., Etats-Unis	C	FV
ANSYS ICEM-CFD	ANSYS Inc., Etats-Unis	C	FV
ANSYS FLUENT	ANSYS Inc., Etats-Unis	C	FV
ANSYS LS-DYNA	ANSYS Inc., Etats-Unis	C	FV
FLOTRAN	Computflow	C	FE
FLUENT	Fluent Inc., Etats-Unis	C	FV
GAMBIT	ANSYS Inc., Etats-Unis	C	FV
JASMINE	BRE-FRS, Royaume, Unis	R	FV
KAMELEON	SINTEF, Norvège	R	FV
SALOME	Open Cascade, France	C	FV
SIMULAR AIR	AVL, Allemagne	C	FV
STAR-CD	CD, Royaume, Unis	C	FV
TEACH-3D	Aalborg, Danemark	R	FV
TEMPEST	Battelle, Etats-Unis	R	FV
WISH-3D	TNO, Pays-Bas	R	FV

Tableau III.1 : Codes CFD. C : code commercial, R : code de recherche, FV : volumes finis, FE : éléments finis [100, 101].

III.2.1 Présentation du logiciel ANSYS-FLUENT

III.2.1.1 ANSYS

ANSYS propose une suite logicielle complète qui couvre l'ensemble des disciplines de la physique. Les utilisateurs ont accès à tous les domaines de la simulation numérique requis dans le processus de conception. L'ANSYS est un outil à usage général, utilisé pour construire des géométries, des maillages et aussi pour faire les simulations numériques basées sur les deux premières étapes et pour cela on utilise dans notre cas le code FLUENT.

III.2.1.2 Fluent

- **Historique** [102]

Un projet modeste financé par une société du New Hampshire, États-Unis appelé Create Inc. a conduit à l'élaboration d'un code de logiciel de Simulations Dynamiques de Fluides (CFD) facile à utiliser et interactif pour les ingénieurs. Dr Ferit Boysan fut l'un des premiers chercheurs à expérimenter cette technologie à l'Université de Sheffield au Royaume-Uni à l'époque. Il a collaboré avec Bart Patel, chef de service à Create Inc. Dans le même temps, Michael Engelman mis

en place Fluid Dynamics International (IDF) à Chicago, Illinois, USA. IDF a été un acteur majeur dans la simulation de ce type.

Cette collaboration entre l'Université de Sheffield et Creare Inc. a développé un produit interactif, facile à utiliser pour la communauté de l'ingénierie au sens large. Appelé FLUENT, la première version de ce logiciel a été lancée en Octobre 1983, le terme «FLUENT» a son origine technique dans le travail du brillant physicien anglais, Isaac Newton au 17ème siècle, qui a utilisé l'expression dans l'un de ses traités techniques sur les écoulements.

FLUENT a été un tel succès que le commerce des logiciels CFD a eu un essor très rapide, ce qui engendrait la séparation du groupe Creare en plusieurs sociétés distinctes, dont le siège de l'une d'entre elles est devenu au New Hampshire, en 1988. En Août 1995, FLUENT Inc. a été acquise par Aavid Thermal Technologies, Inc., une société basée dans le New Hampshire, spécialisée dans la gestion thermique des systèmes électroniques. En mai 2006, FLUENT Inc. a été acquise par ANSYS, Inc., une société de logiciels basée à Canonsburg, Pennsylvanie, cette dernière s'est spécialisée dans l'ingénierie assistée par ordinateur. ANSYS a été formé au début des années 1970.

- **Utilisation**

FLUENT est devenu l'un des logiciels commerciaux les plus utilisés dans les simulations dynamiques des fluides. Les domaines de l'utilisation de Fluent sont vastes et variés. Il est un outil moderne bien adapté à la modélisation de l'écoulement de fluides et de transfert thermique dans des géométries complexes. Il est programmé en langage (C) et offre toute la flexibilité et la puissance de ce langage. Fluent utilise la méthode des volumes finis pour simuler la dynamique des écoulements.

Les méthodes des volumes finis sont une classe de schéma de discrétisation qui a prouvé son efficacité dans l'approximation de la solution de systèmes de lois de conservation. Elles sont très utilisées en mécanique des fluides, météorologie, électromagnétisme et beaucoup d'autres domaines de l'ingénierie gouvernés par des systèmes conservatifs.

III.3 Méthodes des volumes finis

La méthode des volumes finis (Voir l'Annexe A) a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980 par Patankar [103], sa simplicité de mise en œuvre l'a rendue très populaire chez les scientifiques depuis les années 1970-1980. La méthode

des volumes finis est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi dans tout le domaine de calcul. Son avantage est qu'elle est conservative : tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans le volume voisin. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation, qui peuvent par la suite être résolues numériquement.

D'une façon générale, la méthode des volumes finis a pour but de définir à l'intérieur du domaine de calcul un réseau de points appelés nœuds, chaque nœud se trouve entouré par un volume élémentaire (Figure III.1) sur lequel on va intégrer les équations aux dérivées partielles. Pour deux points voisins, les volumes de contrôle respectifs doivent posséder un côté commun appelé interface. Il s'ensuit que la réunion de tous les volumes de contrôles forme le domaine de calcul.

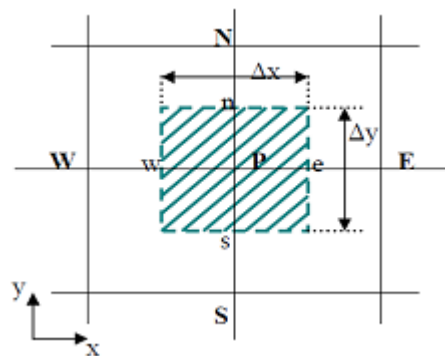


Figure III.1 : Volume de contrôle bidimensionnel.

L'un des principaux avantages de cette méthode par rapport aux autres (Zhao D.H. et al. (1994) [104] et (Tan W., 1992) [105]) est d'assurer une conservation intégrale exacte des grandeurs quelle que soit la taille du maillage et c'est pour cette raison qu'elle est très largement utilisée pour la résolution des phénomènes gouvernés par des équations à dérivées partielles [106]. En utilisant différents schémas d'approximations on peut intégrer les termes des équations différentielles modélisantes sur chaque volume de contrôle, où les valeurs et les quantités sont stockées aux nœuds du volume de contrôle. Ces équations algébriques produites expriment la conservation des quantités pour le volume de contrôle et pour tout le domaine de calcul.

La méthode des volumes finis qui a été adoptée dans cette étude consiste à exprimer le bilan de la grandeur étudiée sur un volume de contrôle.

La technique des volumes finis comporte essentiellement les étapes suivantes :

- La division du domaine considéré en volumes de contrôle.

- La formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles.
- Ecriture des équations algébriques aux nœuds du maillage.
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

III.4 Maillage

La génération du maillage (2D ou 3D) est une phase très importante dans une analyse numérique, vu son influence sur la solution calculée. Un maillage de très bonne qualité est essentiel pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et significatif. La qualité du maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul. Une bonne qualité de maillage repose sur la minimisation des éléments présentant des distorsions (skewness), et sur une bonne résolution dans les régions présentant un fort gradient. Un bon maillage doit également être suffisamment lisse [107].

III.4.1 Type du maillage

On définit deux types de maillage : structurés, et non structurés (Figure III.2 et III.3).

• Maillage structuré (quadra/hexa)

Un maillage structuré est un maillage qui peut être généré en reproduisant plusieurs fois une maille élémentaire. Il tire profit de la numérotation et la topologie est implicite. Dans ce type de maillage, tout nœud peut être repéré par (i, j, k) . En 2D, les éléments sont des quadrilatères, en 3D ce sont des hexaèdres. Il présente les avantages suivants :

- Présente un nombre inférieur de mailles par rapport à un maillage non structuré équivalent (Economique).
- Un maillage structuré réduit les risques d'erreurs numériques, lorsque l'écoulement moyen est aligné avec le maillage.

Ses inconvénients :

- Difficile à générer dans le cas d'une géométrie complexe.
- Difficile d'obtenir une bonne qualité de maillage pour certaines géométries complexes.

• **Maillage non structuré (tri/tétra)**

Les éléments de ce type de maillage sont générés arbitrairement sans aucune contrainte quant-à leur disposition. Ses avantages :

- Une bonne qualité de maillage généré sur une géométrie complexe.
- Les algorithmes de génération de ce type de maillage (tri/tétra) sont très automatisés.

Ses inconvénients :

- Difficile de contrôler localement la densité des mailles par rapport au maillage structuré.
- Impose une structure de données en capacités difficile de stockage.
- Engendre des erreurs numériques (fausse diffusion) qui peuvent être plus importantes si on le compare avec le maillage structuré.

• **Maillage hybride**

Maillage généré par un mélange d'éléments de différents types, triangulaires ou quadrilatéraux en géométries bidimensionnelles, tétraédriques, hexaédriques, prismatiques, ou pyramidaux en géométries tridimensionnelles. Il combine les avantages des maillages structurés et non structurés.

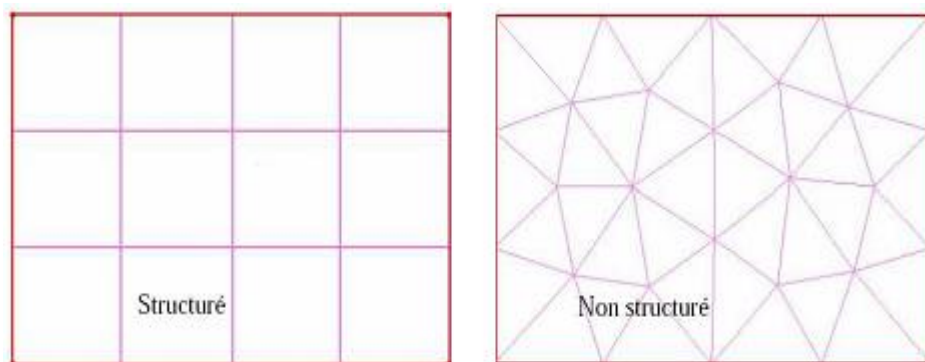


Figure III.2 : Maillages structurés et non structurés.

Fluent traite ces types de maillages qui sont en général tracés directement sur Workbench (Plateforme) de ANSYS 15.0.7 (ANSYS Meshing), ou importés d'autres logiciels de génération de maillages (GAMBIT [105]). Peut considérer Gambit comme un sous-ensemble de Workbench. Pour l'utilisation correcte de Fluent et pour connaître le lien entre les nœuds concernées et les nœuds ou faces voisines, il est à noter que "Fluent" mentionne dans ses mécanismes internes les

points avec les indices i, j, k, l...etc. En plus il donne des topologies de certaines grilles qu'il accepte de résoudre selon le problème posé.

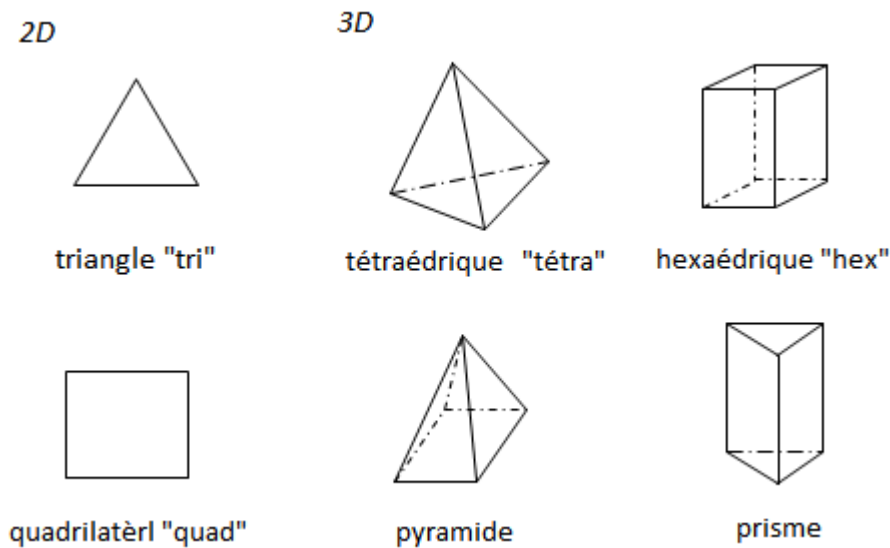


Figure III.3 : Les différentes grilles topologiques traitées par "Fluent".

III.4.2 Présentation de GAMBIT

[105] GAMBIT est un logiciel de DAO (Dessin Assisté par Ordinateur) et de génération de maillage (Mailleur), édité par la société ANSYS depuis 2006 (l'éditeur historique du logiciel était la société Fluent). Gambit est un logiciel qui permet de réaliser des géométries en 2D ou 3D et de construire le maillage. Largement répandus dans l'industrie en raison de son interface graphique puissante, il permet aussi de réaliser tout type de géométries complexes (fixes ou mobiles) associées à des maillages fixes ou adaptatifs.

Il assure également le maillage automatique de surfaces et de volumes en parallèle de l'introduction de conditions aux limites. Gambit est souvent considéré comme un mailleur de référence par les modélisateurs utilisant Fluent.

III.4.3 Maillage choisi

Avant de réaliser les simulations numériques, nous créons le modèle géométrique à l'aide du logiciel GAMBIT et l'importer vers le Workbench géométrie (ANSYS R15.0). Le choix du maillage est une étape cruciale de la simulation numérique. Il est donc important de bien choisir un maillage s'adaptant au mieux aux problèmes considérés.

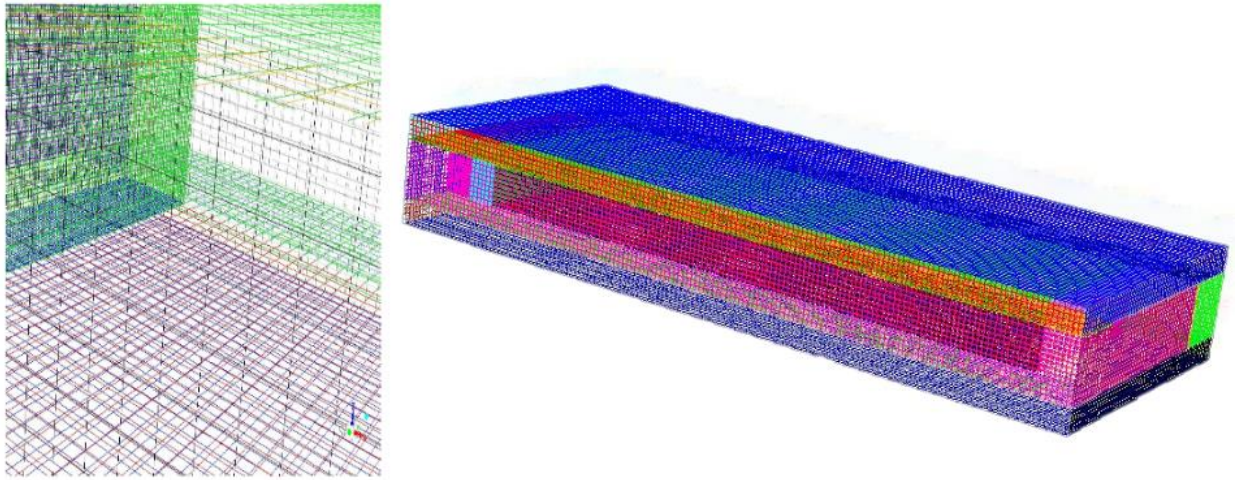


Figure III.4 : Maillage choisi

Nous avons choisi une modélisation en 3D dans le but d'étudier le transfert convectif dans une cavité parallélépipède. Le maillage réalisé est une grille structurée de cellules réparties uniformément dans le domaine de calcul. Une distribution de grille uniforme dans les trois directions a été générée pour les calculs dynamiques et thermiques.

III.5 Discrétisation

Après avoir sélectionné les équations différentielles à résoudre, il est nécessaire de transformer ces équations différentielles en équations algébriques où les variations continues des variables de l'écoulement sont représentées par des valeurs à des points discrets dans le temps et dans l'espace. Les locations discrètes dans l'espace sont représentées par des points nodaux (ou nœuds) choisis dans une grille numérique qui subdivise le domaine de l'écoulement selon la nature et la géométrie du domaine de calcul.

III.5.1 Méthodes de discrétisations

La procédure de discrétisation fait des approximations aux dérivées dans le temps et dans l'espace des variables de l'écoulement présentes dans l'équation générale (§ II équation II-2), à chaque nœud de la grille, en fonction algébrique des variables dans le nœud considéré et les nœuds en son voisinage. La discrétisation au cours des résolutions numériques se fait en suivant l'une des quatre méthodes :

- Méthode des différences finies.
- Méthode des volumes finis.
- Méthode des éléments finis.

➤ Méthode des spectrales.

Dans ce qui suit, on se limite à examiner uniquement la méthode des volumes finis dans le domaine de la dynamique et la thermique des écoulements de fluides.

Pour arriver à une formulation discrète des équations de conservations, on d'abord les intègre sur chaque volume de contrôle puis de les convertir en équations algébriques. Par exemple, en régime permanent pour un maillage tétraédrique (figure (III.5)), l'équation de transport d'un scalaire ϕ sous forme intégrale est exprimé par :

$$\oint \rho \phi \vec{U} d\vec{A} = \oint \Gamma_{\phi} \nabla \phi d\vec{A} + \int_V S_{\phi} dV \quad (III-1)$$

Γ_{ϕ} : Coefficient de diffusion.

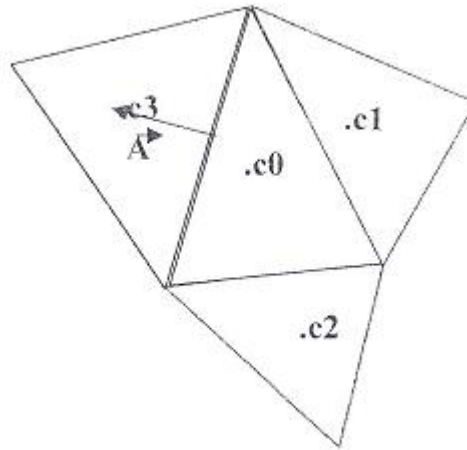


Figure III-5 : Volume de contrôle pour la discrétisation de l'équation de transport d'un scalaire

Sous forme discrète, l'équation (III-1) prend alors la forme suivante :

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho \phi_f U_f A_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_{\phi} (\nabla \phi)_n A_f + S_{\phi} V \quad (III-2)$$

Avec

ϕ_f : Valeur de ϕ transférée par convection à travers la face f .

A_f : Aire de la face f .

N_{faces} : Nombre de faces qui entourent la cellule.

$\rho_f \vec{U}_f \vec{A}_f$: Flux massique à travers la face f .

$(\nabla\phi)_n$: Valeur de $(\nabla\phi)_n$ perpendiculaire à la face f .

V : Volume du volume de contrôle.

Les valeurs des variables étant calculées au centre des volumes de contrôle, il faut présent exprimer les valeurs de ϕ et $\nabla\phi$ aux faces des volumes de contrôle en fonction des valeurs au centre des volumes. Diverses méthodes ont été développées pour faire ces interpolations et linéarisées les équations sous la forme :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (\text{III-3})$$

Avec ϕ :

= 1 pour l'équation de continuité,

= u, v, w pour l'équation de quantité de mouvement,

= T, h pour l'équation d'énergie.

a_p et a_{nb} sont les coefficients de linéarisation pour ϕ et ϕ_{nb} .

nb : indique les cellules voisines.

A l'exception des cellules adjacentes aux limites du domaine, les autres cellules ont un nombre de faces égal au nombre de cellules avoisinantes. Des équations similaires peuvent être écrites pour chaque cellule du maillage, ce qui permet de créer un système d'équations algébriques représenté par une matrice de coefficients dispersés (sparse coefficients matrix). Le code Fluent résout ce système linéaire en utilisant un solveur ponctuel implicite d'équations linéaires (Gauss-Seidel).

Les valeurs discrètes du scalaire sont stockées aux centres des cellules. Les termes de l'équation (III-2) sont discrétisés de manières différentes. Fluent propose plusieurs schémas de discrétisation.

III.5.2 Schéma de discrétisation

Les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence. Alors que le "Second Order Upwind Scheme" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage. Il existe aussi d'autres schémas de discrétisation :

➤ Schéma QUICK [108] : (**Q**uadratic **U**pwind **I**nterpolation for **C**onvective **K**inematics), est un schéma d'ordre supérieur disponible dans Fluent. Il prend en compte le flux aux interfaces. Ce schéma est plus précis dans le cas d'un maillage structuré aligné avec le sens de l'écoulement. Néanmoins, il peut être utilisé avec les maillages bien raffinés, non structurés ou hybrides, dans les zones à forts gradients.

Pour un maillage quadrilatéral ou hexaédrique où il n'y a qu'une seule face ou cellule en amont et en aval (figure III-6), ce schéma est décrit comme suit :

$$\phi_e = \theta \left[\frac{S_d}{S_c + S_d} \phi_P + \frac{S_d}{S_c + S_d} \phi_E \right] + (1 - \theta) \left[\frac{S_u + 2S_c}{S_u + S_c} \phi_P + \frac{S_u}{S_u + S_c} \phi_W \right] \quad (\text{III-4})$$

$\theta = 1$: C'est une interpolation centrée au second ordre.

$\theta = 0$: C'est le schéma second ordre amont.

$\theta = 1/8$: C'est le schéma Quick traditionnel dans le code "Fluent".

θ : est choisi d'une manière dépendante de la solution pour éviter d'introduire un nouvel extremum à celle-ci (à noter que pour un maillage hybride θ sera pris nul pour les faces des cellules non quadrilatérales ou non hexaédriques).

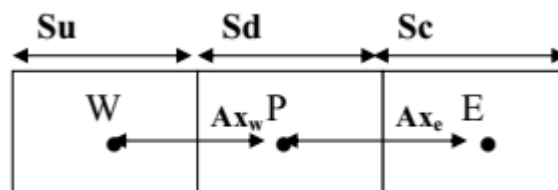


Figure III-6 : Maillage quadrilatéral structuré

➤ Schéma « Power Law » : est plus précis que le « First Order Upwind Schema » pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds ($Re < 5$). Sinon, il procure en général le même degré de précision.

III.5.3 Choix du schéma d'interpolation de la pression

Divers schémas pour le calcul de la pression aux faces des cellules ont été étudiés pour le problème de validation (tableau III-2).

Le schéma PRESTO a été retenu pour les suivantes simulations. Pour les termes diffusifs un schéma de 2^{ème} ordre a été utilisé. Un schéma Euler Implicite est utilisé pour la discrétisation temporelle.

Nom du schéma	Description
Standard	La valeur de la pression aux faces est calculée à partir des coefficients de l'équation de conservation de la quantité de mouvement.
linéaire	La valeur de la pression aux faces correspond à la pression moyenne dans les cellules voisines.
2 ^{ème} Ordre	La valeur de la pression aux faces est calculée à l'aide d'un schéma de 2 ^{ème} ordre.
Body Force Weighted « BFW »	La valeur de la pression aux faces est calculée en supposant que le gradient de la différence entre la pression et les forces de volume est constante.
Pressure Staggering Option « PRESTO »	La valeur de la pression aux faces est calculée à l'aide d'une procédure similaire à celle des maillages décalés « Straggered grid »

Tableau III.2 : Schémas de discrétisation pour le calcul de Pression.

III.5.4 Facteurs de sous-relaxation

Les facteurs de sous-relaxation sont utilisés dans le cas des problèmes non linéaires. Il est nécessaire de contrôler le changement d'un scalaire ϕ du domaine fluide lors de la résolution numérique afin d'éviter la divergence du calcul numérique. Le critère de sous relaxation réduit le changement des paramètres durant chaque itération. La nouvelle valeur dépend donc de la valeur précédente et de l'écart entre les deux valeurs :

$$\phi = \phi_{old} + \alpha \Delta\phi \quad (III-5)$$

Où α est le facteur de sous-relaxation. Dans le logiciel Fluent, les facteurs de relaxation sont compris entre 0 et 1.

Dans notre cas, les valeurs de sous-relaxation sont données dans le tableau (III-3) :

	Pression	Quantité de mouvement	Energie	Densité
Modèle laminaire	0.3	0.7	1	1

Tableau III.3 : Valeurs par défaut des facteurs de sous-relaxation [109].

III.5.5 Critère de convergence

Le critère de convergence ou le critère d'arrêt du calcul est le critère qui doit être vérifié pour arrêter le calcul. A chaque itération, Fluent permet de juger de l'état de la convergence par le biais du calcul des résidus R_ϕ pour chaque variable (pression, composantes de vitesse, énergie, ...). Par définition, R_ϕ peut s'écrire :

$$R_\phi = \frac{\sum_{mailles} |\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_p \phi_p|}{\sum_{mailles} a_p \phi_p} < \varepsilon \quad (\text{III-6})$$

Ces résidus nous renseignent sur le degré de déséquilibre de l'équation associée à chaque variable sur toutes les mailles du domaine. La convergence est déterminée à partir de ces résidus. Il est conseillé d'examiner d'une part, les résidus ainsi que leur évolution et d'autre part, les valeurs des quantités calculées. Le choix adéquat des conditions initiales permet d'atteindre une convergence accélérée et une solution stable.

Remarque :

Un contrôle supplémentaire de la convergence consiste à calculer la somme de tous les flux sur le domaine de calcul, la somme de chacun de ces flux doit être égale à zéro pour s'assurer d'une bonne convergence.

La convergence du calcul est fixée par défaut dans Fluent à 10^{-3} . Ce critère ne satisfait pas forcément la qualité et la précision de la solution. Le logiciel arrête alors les itérations lorsque le résidu est stabilisé et inférieur à la valeur du critère de convergence par défaut. Nous utiliserons les résidus normalisés pour juger de la convergence des calculs. Pour notre problème étudié, l'atteinte de la convergence est déclarée quand les résidus répondent à :

$$R_{\text{Continuité},u,v,w} < 10^{-6} \text{ et } R_T < 10^{-6}$$

III.6 Couplage Pression-Vitesse

Le couplage Vitesse-Pression est traité en résolvant les équations de quantité de mouvement et une équation pour la pression dérivée d'une combinaison de l'équation de continuité et celles de quantité de mouvement. « Fluent » dispose de trois algorithmes de couplage (SIMPLE, SIMPLEC, PISO).

Les deux premières, très similaires, sont les algorithmes «SIMPLE» (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et «SIMPLE-C» (SIMPLE Consistent). Ce dernier se différencie du premier par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation de pression proche de 1. Ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas. Mais peut conduire à des instabilités de la solution.

Algorithme «PISO» (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) : Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille «SIMPLE». Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques « highly skewed ».

Le couplage entre vitesse et pression pour le cas de la convection naturelle se fera à l'aide de l'algorithme « SIMPLE », La procédure itérative de résolution est décrite dans (Patankar, 1980) et (Fluent Incorporated, 1995). Les différentes étapes sont répétées jusqu'à ce que l'erreur sur chaque équation de conservation, sur chaque volume de contrôle, et sur le domaine tout entier, soit inférieure à une valeur définie au préalable.

III.7 Organigramme de fonctionnement

L'organigramme présenté en figure III.7 résume la méthodologie qui est devenue standard découpant le processus de simulation en quatre tâches distinctes au cours des deux dernières décennies, qui sont : Modeleur géométrique, Générateur de maillage, Résolution des équations et Analyse et visualisation.

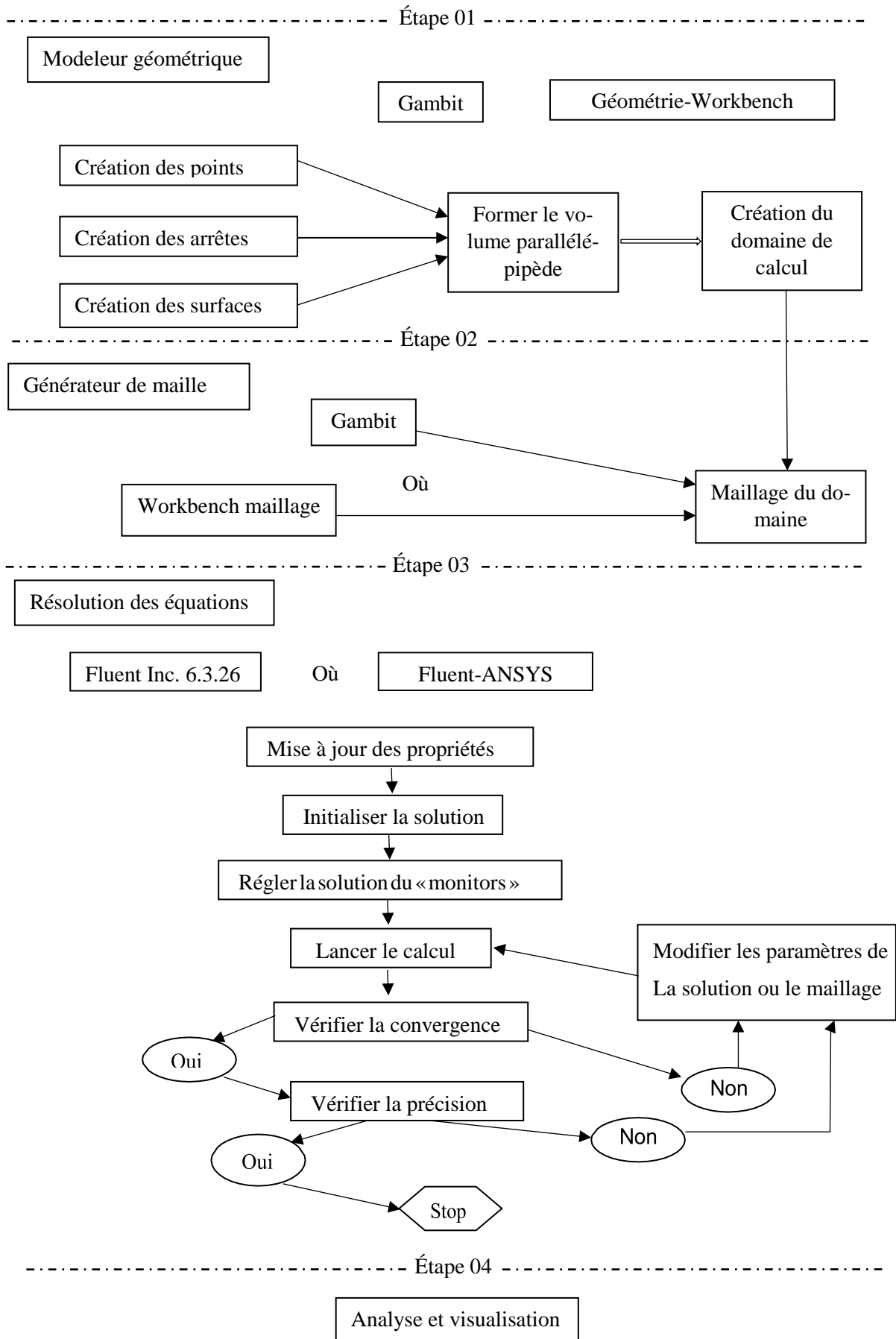


Figure III.7 : Organigramme de calcul

CHAPITRE IV

VALIDATION, RESULTATS ET DISCUSSION

IV.1 Introduction

Arriver au terme de cette étude nous rappelons brièvement les objectifs atteints. Après avoir présenté la convection naturelle inhérente aux cavités (chapitre I), les équations qui décrivent le phénomène de la convection naturelle en régime laminaire (chapitre II), la formulation numérique et la résolution des équations algébriques sur FLUENT (chapitre III) nous essayons d'analyser les résultats obtenus.

Dans ce chapitre, nous validerons et discuterons les résultats obtenus à partir de la simulation intègre du logiciel Fluent. Il s'agit de la convection naturelle de l'huile Silicone au sein d'une cavité fermée qui possède une forme parallélépipède. Nous présentons la validation des résultats numériques du problème étudié aux résultats expérimentaux obtenus par Zeroual et al [1] et Zeroual et al [2]. Pour ce faire, nous validerons indépendamment l'adaptation du modèle convectif de Rayleigh-Bénard. Puis, la vérification et la validation de l'effet des deux paramètres (température latérale et angle d'inclinaison) sur la structure convective de Rayleigh-Bénard. Au début on teste l'indépendance du maillage.

Les principaux résultats obtenus reflétant le comportement des champs dynamiques et thermiques pour notre configuration, sont exposés dans ce chapitre. L'obtention de ces champs a été réalisée en utilisant le logiciel de visualisation Tecplot 360 Ex R3, quant aux courbes, elles ont été réalisées en utilisant le logiciel Origine 8.

IV.2 Indépendance du maillage

Dans une modélisation CFD-ANSYS, la solution doit être indépendante de la densité du maillage pour être sûr du réalisme de la solution que donne le solveur après la convergence.

Un maillage de qualité est nécessaire pour obtenir une bonne convergence lors de la simulation numérique. Il ne doit être ni trop lâche pour ne pas perdre d'informations, ni trop dense pour ne

pas nécessiter trop de temps de calcul. Diverses configurations de maillage ont été testées afin de déterminer la meilleure convention entre la précision des résultats et le temps de calcul.

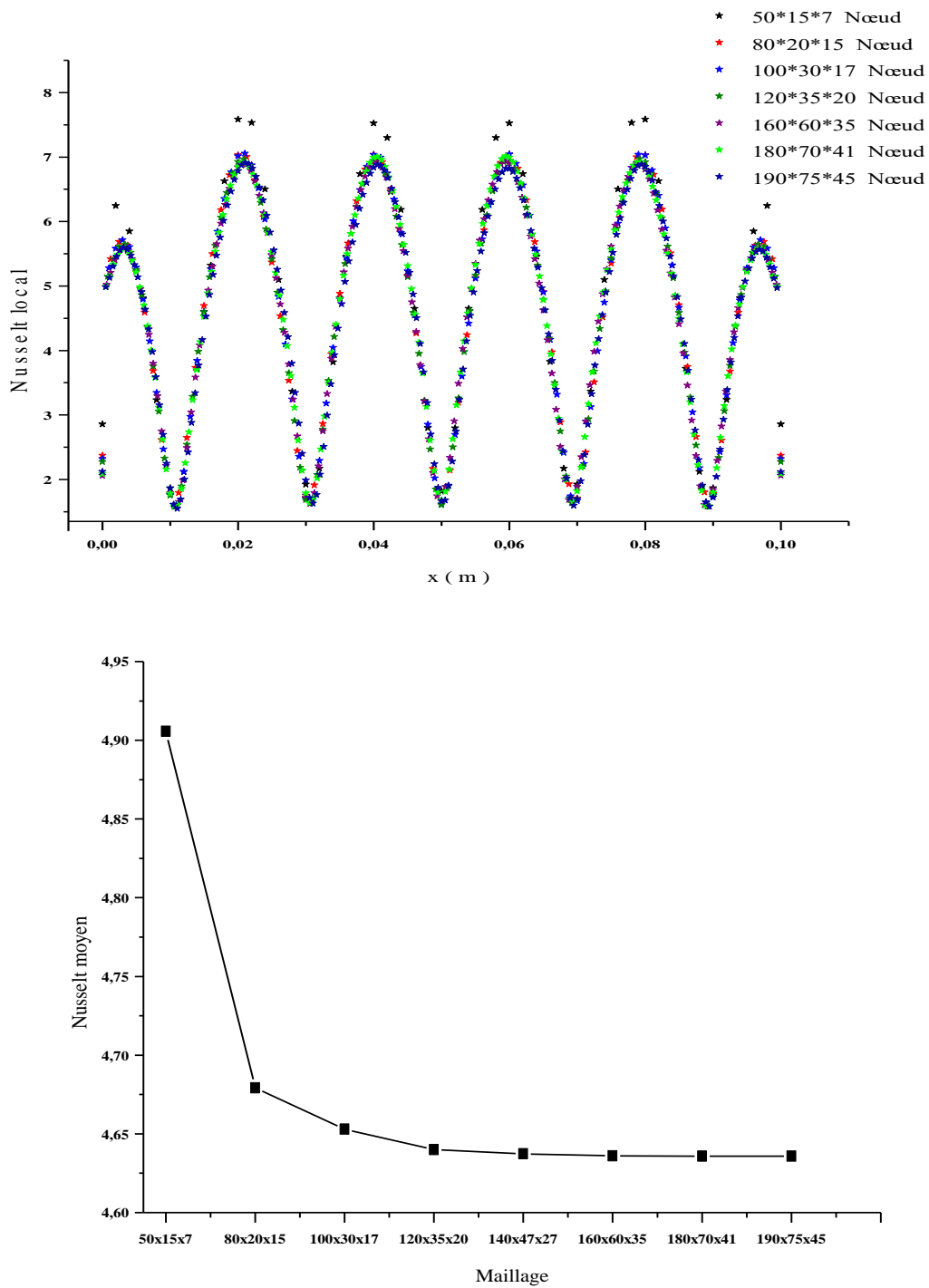


Figure IV.1 : Indépendance du maillage

(a) : Nombre de Nusselt local, (b) : Nombre de Nusselt Moyen

Une étude d'indépendance du maillage a été réalisée. Pour ce faire, on a fixé la géométrie de cavité donnée puis la maillé successivement avec des densités de nœuds différentes : $50 \times 15 \times 7$, $80 \times 20 \times 15$, $100 \times 30 \times 17$, $120 \times 35 \times 20$, $160 \times 60 \times 35$, $180 \times 70 \times 41$ et $190 \times 75 \times 45$. Les tests effectués généralement sont de comparer les profils de vitesses, de températures et de concentrations simulés. Pour atteindre une visualisation précise de l'indépendance du maillage la Figure IV.1 (a et b) trace le nombre de Nusselt locale et le Nombre de Nusselt moyen pour les différentes mailles choisies respectivement.

La densité du maillage affecte évidemment sur le temps de calcul et le nombre d'itérations nécessaires pour la convergence d'une solution. A partir de $120 \times 35 \times 20$ mailles, les différences entre les profils simulés sont plus importantes. Pour toutes les simulations, on considérera un maillage de $160 \times 60 \times 35$ éléments qui correspond le mieux pour un équilibre entre la précision et le temps de calcul par rapport aux autres maillages. Car des mailles plus fines, si elles n'ont qu'une influence minime sur les résultats, augmentent en revanche considérablement le temps de calcul.

IV.3 Validation

La première étape consiste à valider les résultats de la simulation numérique obtenus avec ceux expérimentaux publiés par d'autres auteurs. Pour cela, on garde les mêmes dimensions de la géométrie, propriétés thermophysiques du fluide, type de régime et les mêmes conditions aux limites.

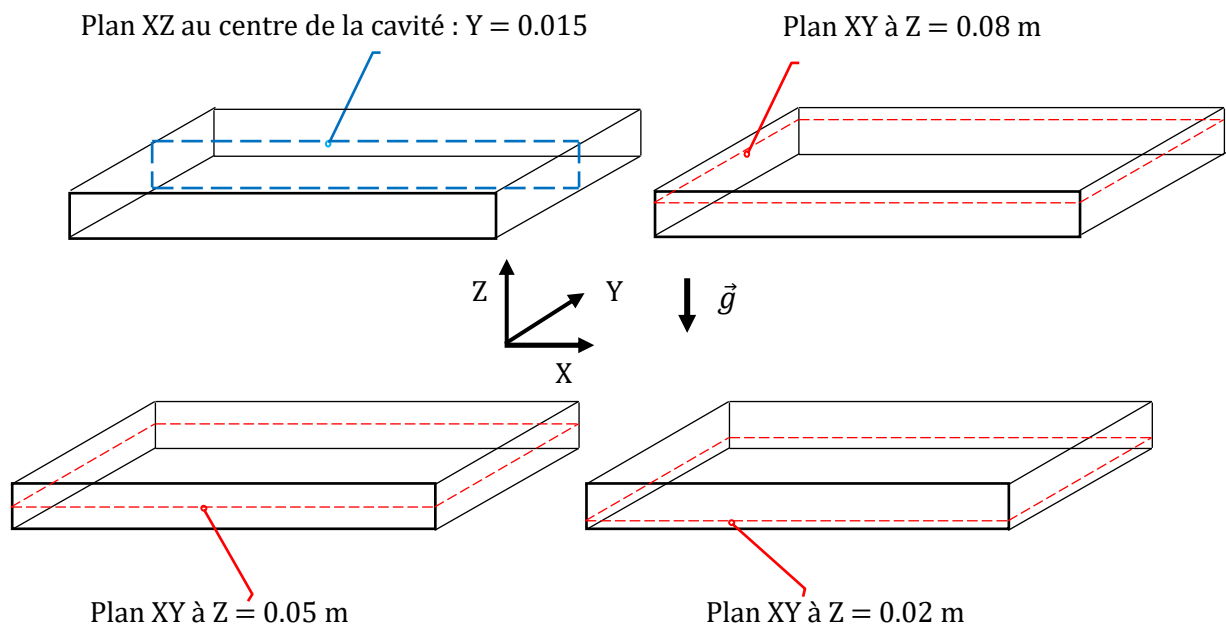


Figure IV.2 : Système d'axe et plans de représentation

Cette partie présente la validation des résultats de la modélisation tridimensionnelle aux ceux expérimentaux de la convection naturelle laminaire. Elle est basée sur la comparaison avec les résultats référencés [1 et 2] pour l'huile silicone confinée dans une cellule de Rayleigh-Bénard horizontale (section IV.4.1) et de la cellule de Rayleigh-Bénard inclinée (section IV.4.2) classique ou déstabilisée par un chauffage latéral. La comparaison est satisfaisante pour un maillage choisi, écart de température $\Delta T = 6.5^{\circ}\text{C}$ et 8.2°C , nombre de Prandtl $Pr = 880$, un nombre de Rayleigh vertical $Ra_V = 6261.95$ et un nombre de Rayleigh horizontal Ra_H variable (inférieur ou égal à 10^5).

Il est important de noter le système d'axe utilisé dans la modélisation : l'axe vertical est l'axe z et les axes x et y sont horizontaux. L'axe de la cellule de convection est parallèle à l'axe y et le mouvement du fluide se fait dans un plan xz (voir Figure IV.2). Les plans de représentation sont illustrés sur la figure IV.2.

IV.4 Champ dynamique

On s'intéresse dans ce qui suit à la caractérisation dynamique de la convection naturelle. Cela signifie l'investigation de la structure de la couche fluide horizontale observée au sein de la cavité confinée qui est soumise premièrement à un gradient de température vertical $\Delta T = 6.5^{\circ}\text{C}$ (convection classique RB), puis la déstabiliser par un gradient de température horizontale placé au niveau de la plaque latérale gauche. L'angle d'inclinaison est un autre paramètre à étudier, son influence sur la cellule de Rayleigh-Bénard.

IV.4.1 Cellule de Rayleigh-Bénard horizontale

IV.4.1.1 Sans chauffage latérale

L'analyse des résultats de la cellule de Rayleigh-Bénard horizontale (chauffée par le bas et refroidie par le haut) obtenus montre surtout que les fluctuations de vitesse sont importantes. Par ailleurs, même à des valeurs très éloignées de la valeur critique du nombre de Rayleigh (1708), une structuration très cohérente et organisée autour de dix rouleaux est particulièrement bien visible. Tous ces rouleaux sont couplés mécaniquement, c'est à dire contrarotatifs, ces derniers sont appelés "cellules de Bénard". La présentation des résultats (Figure IV.3) est bidimensionnelle suivant le plan $y = 0.015$ m.

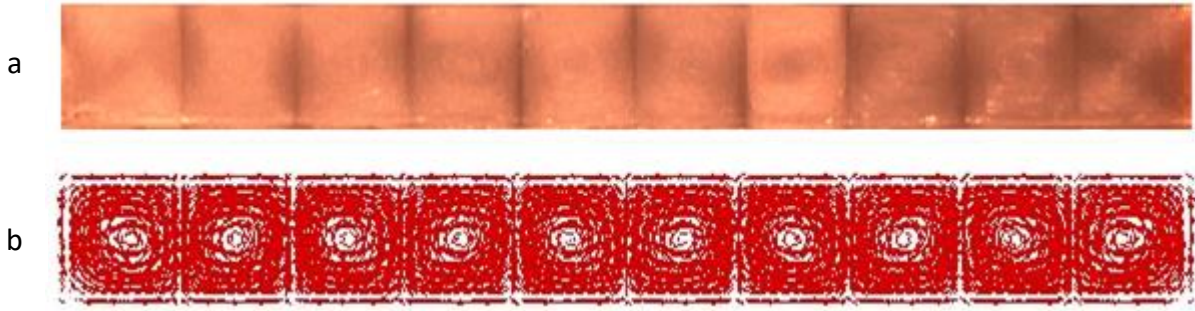


Figure IV.3 : Champ de vitesse pour $\Delta T = 6.5 \text{ }^\circ\text{C}$ et sans chauffage T_A , $k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

a- Zeroual et al [2] b- Fluent

IV.4.1.2 Avec chauffage latérale

L'application du chauffage latéral au niveau de la petite paroi verticale gauche dite convection tritherme ; déstabilise la structure convective de la cellule de Rayleigh-Bénard. Dans ce qui suit, la Figure IV.4 montre la structure formée par deux types de rouleaux ; des rouleaux de Bénard (rB) égaux au voisinage à un rouleau induit (rI) provoqué par la température latérale, ce dernier comprime les autres. Ces rouleaux sont aussi contrarotatifs.

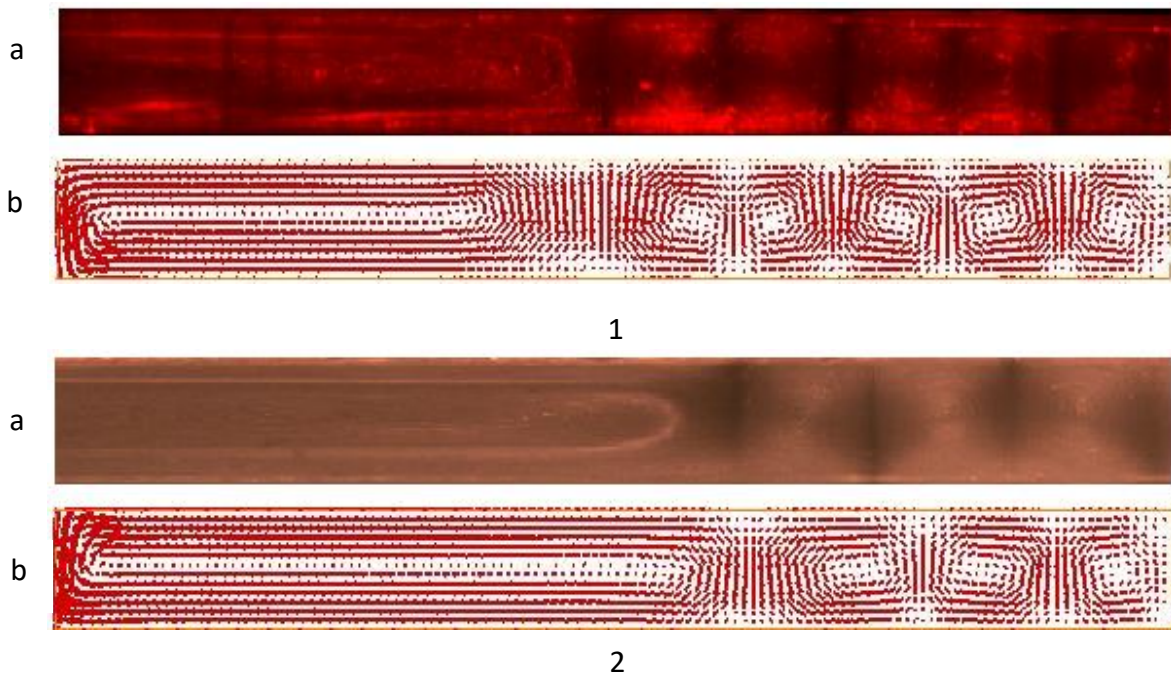


Figure IV.4 : Champ de vitesse pour $\Delta T = 6.5 \text{ }^\circ\text{C}$, $k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

1- $T_A = 42^\circ\text{C}$, 2- $T_A = 59.6^\circ\text{C}$

a- Zeroual et al [2] b- Fluent

La figure IV.5 présente la structure convective tridimensionnelle du fluide au sein de la cavité, où elle apparaît sous forme de tubes parallèles à l'axe y . Les tubes sont contrarotatifs en tailles égales dans le cas sans chauffage (Figure IV.5, a), tandis que le tube au voisinage du chauffage latéral s'affecte et s'expansée (Figure IV.5, b et c).

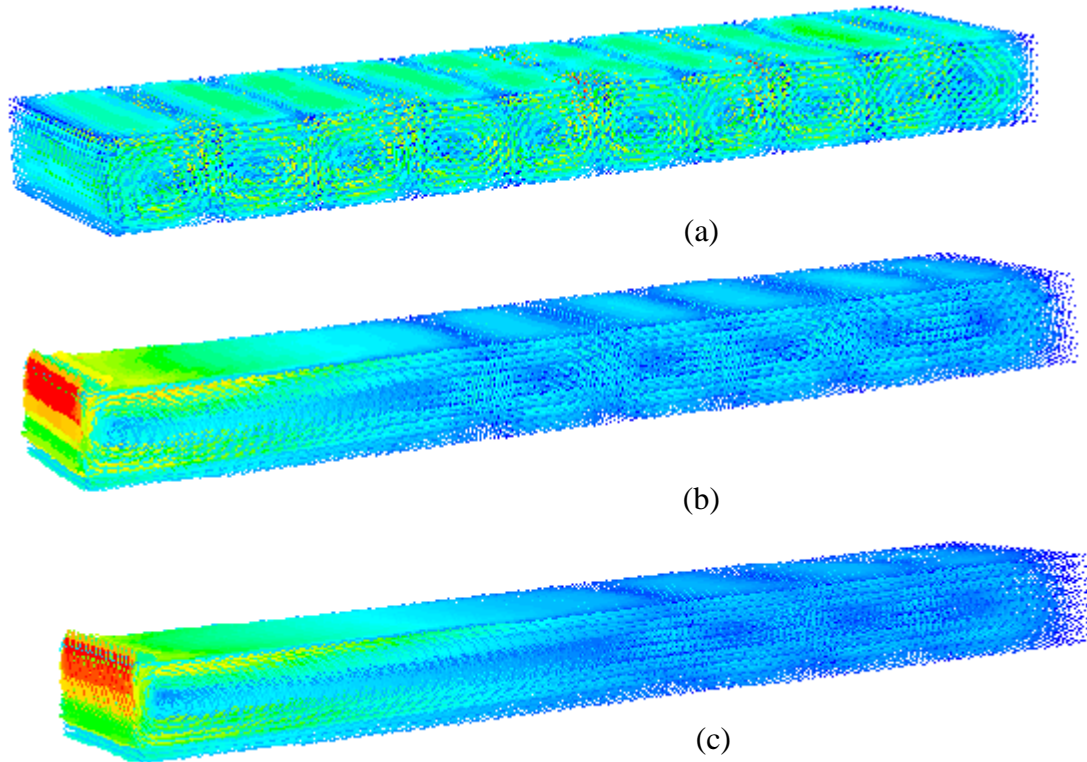


Figure IV.5 : Structure dynamique tridimensionnelle sans et avec chauffage

(a) : Sans chauffage T_A , (b) : $T_A = 42^\circ C$, (c) : $T_A = 59.6^\circ C$

Il convient également de noter que l'influence de chaque gradient reste limitée à une partie distincte de la cavité totale. Nous notons que la présence de ce gradient de température horizontale modifie la structure de motif, ce gradient déstabilise la convection classique et son influence est présente par le rouleau induit (rI), la longueur de ce dernier est proportionnelle à la température, elle augmente avec l'augmentation de la température latérale.

La Figure IV.6 confirme la proportionnalité directe, elle compare l'effet de la variation de la longueur du rouleau induit (rI) en fonction de la température latérale (T_A) pour deux écart de température ($\Delta T = 6.5$ et $\Delta T = 8.2^\circ C$). La comparaison est faite entre les résultats numériques trouvés et les résultats expérimentaux (Zeroual et al [2]). L'allure des courbes représentatives sont strictement les mêmes. La longueur du rI est largement affectée par la variation de ΔT verticale ; elle augmente quand ΔT verticale diminue.

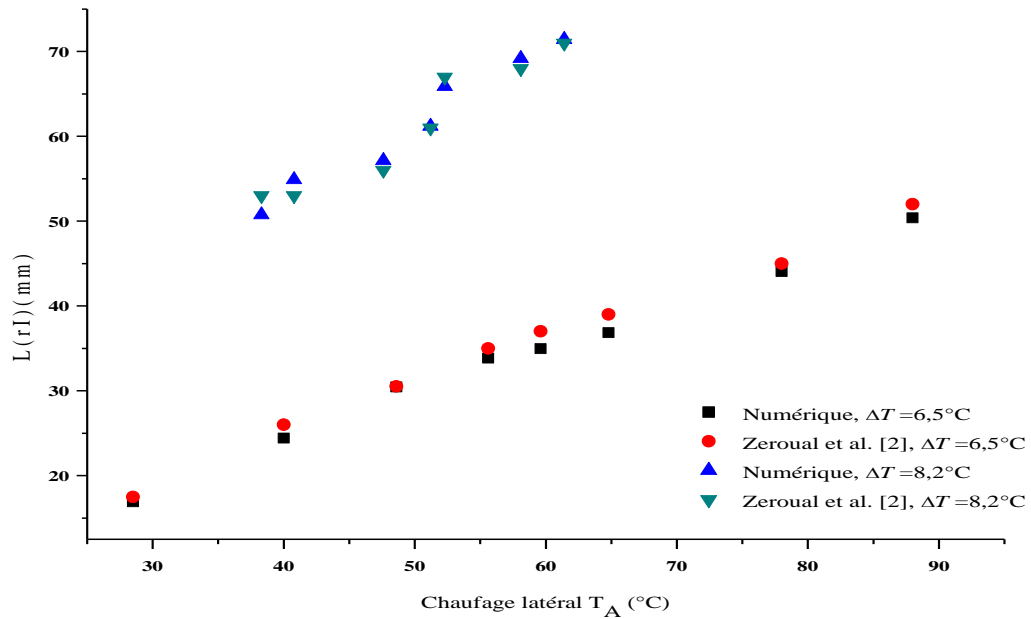


Figure IV. 6 : Variation de longueur de rI en fonction de la température T_A , $k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

La comparaison présentée dans les figures précédentes montrent une bonne concordance entre nos résultats et ceux trouvés par la littérature pour les cavités horizontale (Cerisier et al. 1998).

IV.4.2 Cellule de Rayleigh-Bénard incliné

L'angle d'inclinaison est un autre paramètre à étudier son influence sur la structure convective de Rayleigh-Bénard, avec ou sans chauffage latérale. L'inclinaison s'applique dans le sens horaire et antihoraire, cela signifie que la paroi latérale contenant l'élément chauffant en haut ou en bas de la cavité (voir Figure IV.7).

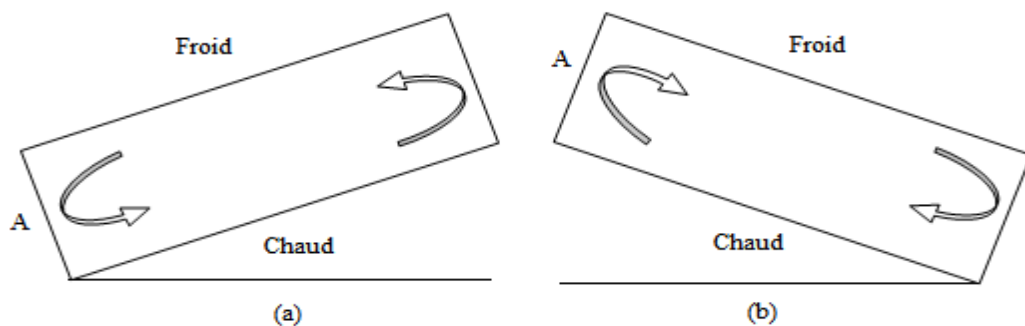


Figure IV.7 : Inclinaison horaire et antihoraire.

(a) : Élément chauffant en bas, (b) : Élément chauffant en haut

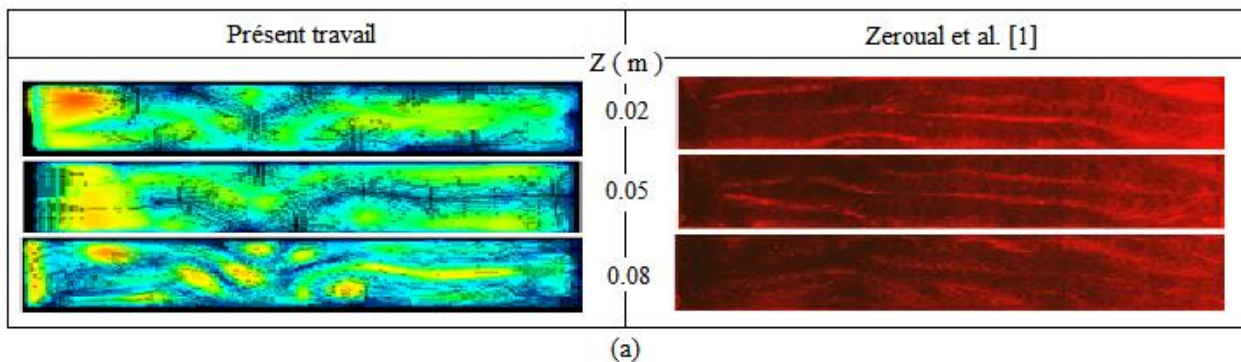
Nous comparons dans ce qui suit des résultats ; l'effet du paramètre géométrique (γ) sur la structure d'évolution numérique et expérimentale [1], d'abord sans chauffage latéral et après avec chauffage pour certains angles. Les figures sont obtenues dans chaque cas au niveau de trois plans horizontaux parallèles comme l'indique la Figure IV.2 ($z = 0.02$ m, $z = 0.05$ m et $z = 0.08$ m) avec le sens antihoraire (Figure IV.7 (a)).

IV.4.2.1 Effet de l'angle sans chauffage latéral :

Dans cette partie le chauffage latéral ne s'applique pas pour tous les angles. Pour ce cas, la convection est gérée par le gradient de température vertical provoqué par le chauffage du fond et le refroidissement du sommet. La Figure IV. 8 (a, b et c) comparent les résultats numériques et expérimentaux des cartes dynamiques (champ de vitesse) dans une cavité inclinée pour les angles 10° , 25° et 60° dans trois plans différents (xy).

Les résultats présentent l'effet de l'angle d'inclinaison sur le comportement du fluide ; ils montrent qu'il y a une perturbation totale au niveau des rouleaux transversaux Rayleigh-Bénard montrés par 10 tubes perpendiculaires au gradient de température vertical et les remplacent par un, deux ou trois rouleaux longitudinaux (RL) obliques par rapport à l'axe x, nommé "pseudo-rouleaux PR" [92]. Cette structure est non stationnaire, et l'influence de l'accroissance de l'angle d'inclinaison est traduit par la diminution relative des PR, qui s'élargissent aux voisinages des parois latérales verticales jusqu'à 60° , jusqu'au cas de la cavité verticale. Les deux rouleaux se rejoignent et forment un écoulement, ascendant / descendant le long des surfaces chaude / froide [110], [111].

Tandis que pour les faibles inclinaisons (inférieures à 10°), la structure est formée d'un mélange de rouleaux transversaux et longitudinaux et elle peut être considérée comme la transition d'un réseau à l'autre [Cerisier 1997, Zeroual 2007] [112-2].



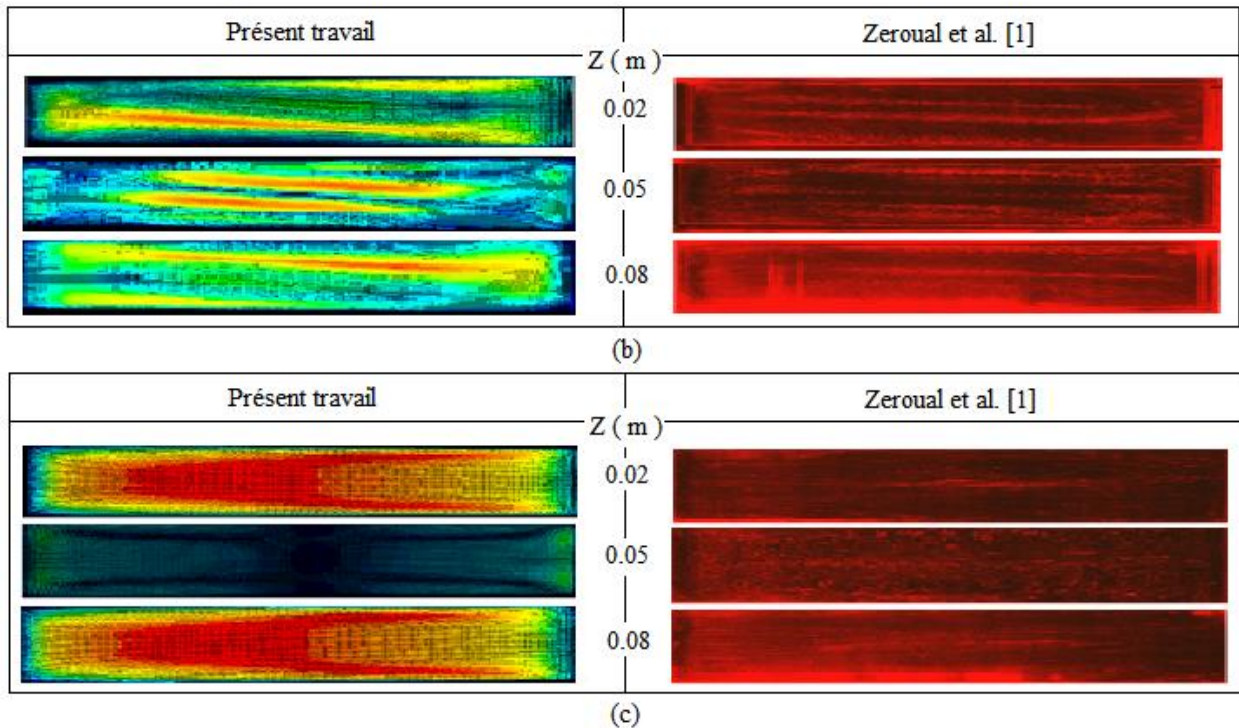


Figure IV.8 : Profil de vitesse avec angle d'inclinaison, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$

(a) : $\gamma = 10^\circ$, (b) : $\gamma = 25^\circ$, (c) : $\gamma = 60^\circ$

IV.4.2.2 Effet de l'angle avec chauffage latéral :

Comme déjà souligné, le chauffage de la paroi latérale gauche a une influence sur la structure convective, ceci est le résultat d'un écoulement secondaire près des parois [113] ou les rouleaux transverses. Cette influence est bien confirmée expérimentalement [1, 2], dont l'augmentation du chauffage latéral T_A provoque l'augmentation de la taille du rouleau adjacent (Figures IV.4 et IV.6). L'augmentation du chauffage latéral T_A avec la présence de l'angle d'inclinaison produit une deuxième déstabilisation d'écoulement convectif, mais pour des grands angles, il est loin d'avoir les mêmes influences que dans le cas classique ($\gamma = 0^\circ$ ou faible angle).

L'effet de l'angle d'inclinaison et du chauffage latéral est très clair sur la convection naturelle dans des cavités confinées à partir des résultats expérimentaux et numériques obtenus. Les Figures IV.9, IV.10 et IV.11 ci-dessous montrent que la présence de ces deux paramètres en parallèle influés sur la structure.

L'influence de T_A et γ sur les structure nommée « PR » se résume dans les points suivants :

- L'apparition de rouleaux longitudinaux au côté adiabatique.

- La diminution de la taille du PR selon la longueur x et même par la position des plans contenant ces PR (Figure IV.9).
- L'allure générale de la structure reste inchangée pour l'angle $\gamma = 25^\circ$.
- La taille du rouleau du bord et sa variation deviennent plus importantes.
- L'effet du chauffage latéral est associé à l'effet des parois actives (chauffée et refroidie) pour l'angle $\gamma = 25^\circ$, dans les zones $Z \leq 0,002 m$ et $Z \geq 0,008m$: la structure est formée d'un rouleau de bord descendant ou ascendant.
- Au voisinage de la paroi latéral droite, les RL s'appuyant sous forme de cône de faible dimension. En augmentant T_A , le rouleau de bord augmente et remplit la cavité (Figure IV.11).

❖ Angle $\gamma = 10^\circ$

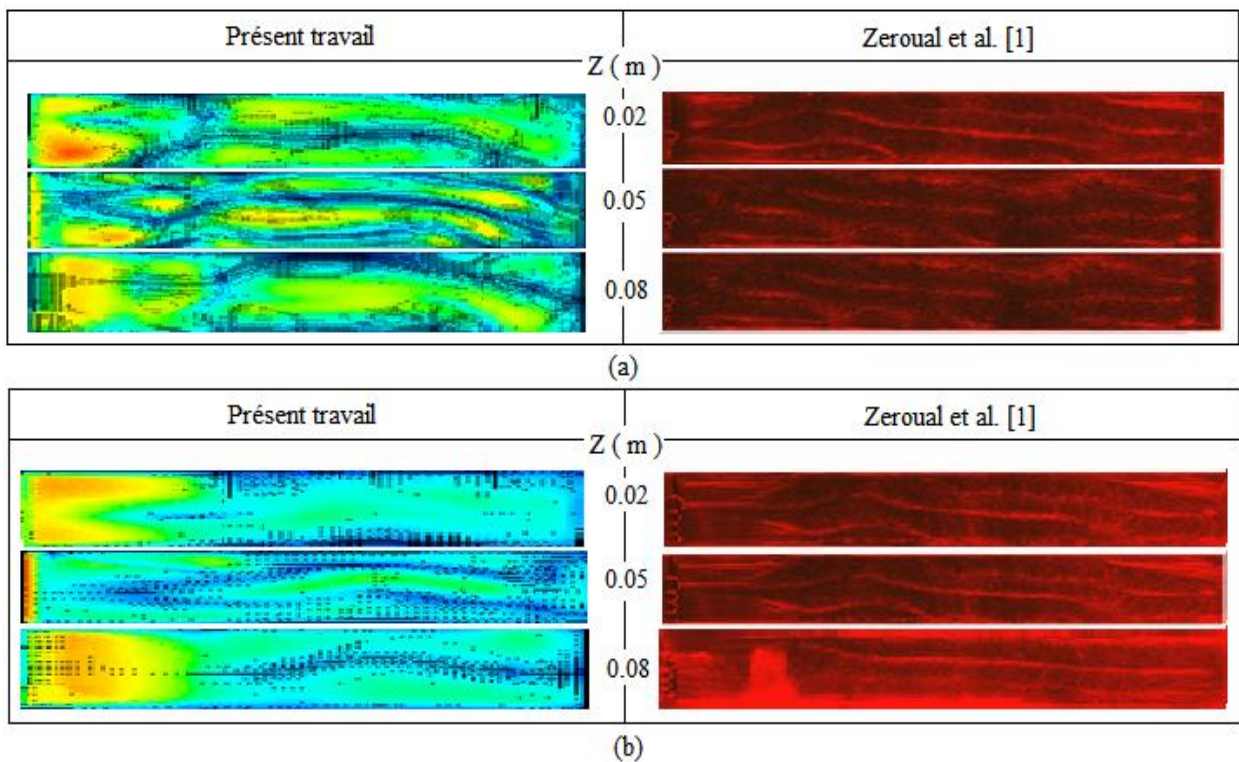


Figure IV.9 : Profile de vitesse pour $\gamma = 10^\circ$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

(a) : $T_A = 30.3^\circ$, (b) : $T_A = 40.2^\circ$

❖ Angle $\gamma = 25^\circ$

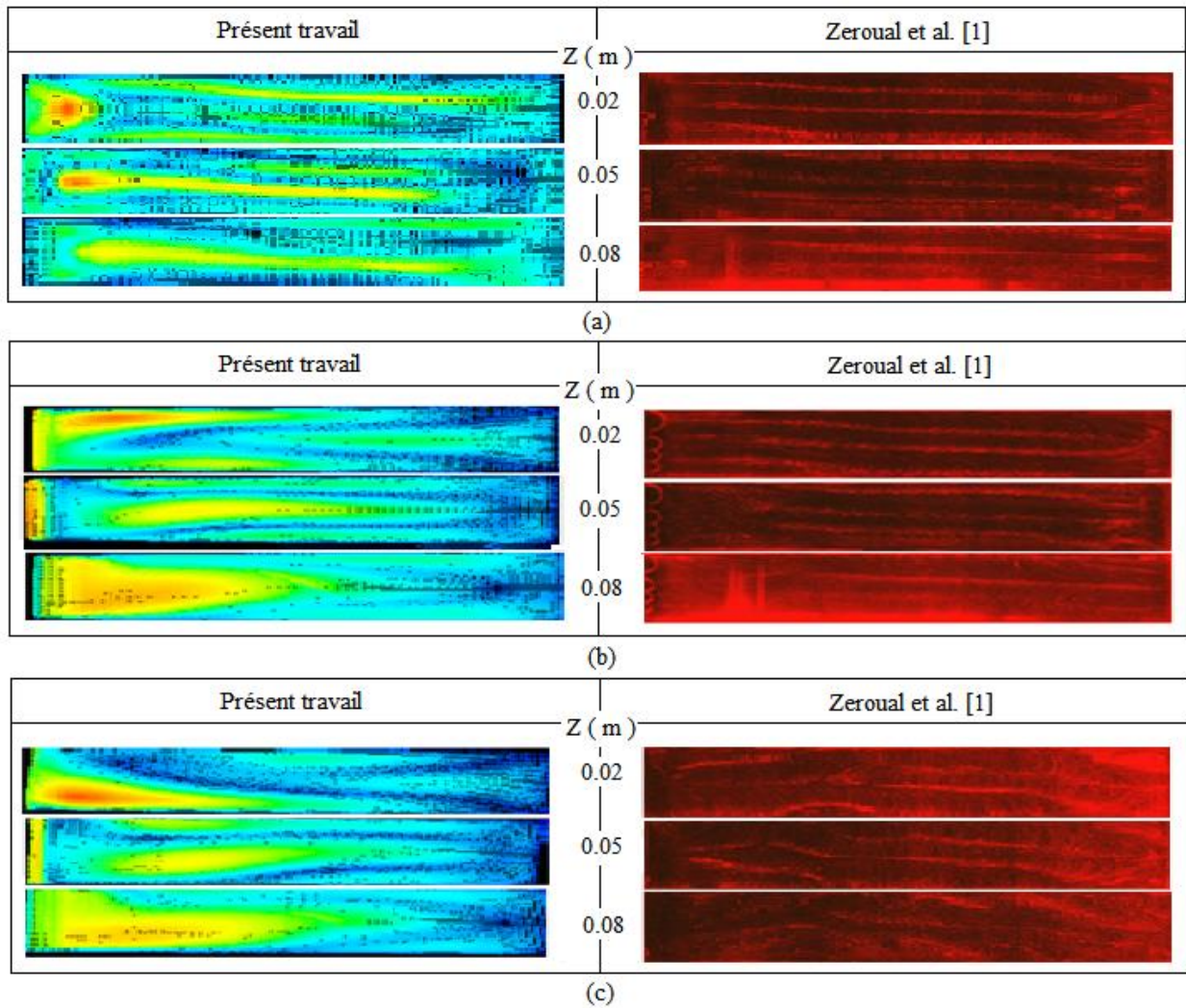
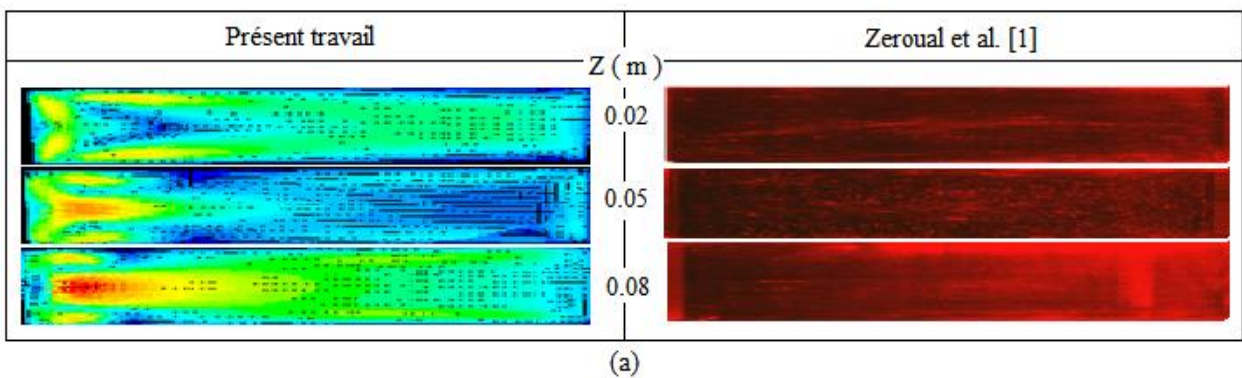


Figure IV.10 : Profile de vitesse pour $\gamma = 25^\circ$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

(a) : $T_A = 29.9^\circ$, (b) : $T_A = 52.7^\circ$, (c) : $T_A = 67.6^\circ$

❖ Angle $\gamma = 60^\circ$



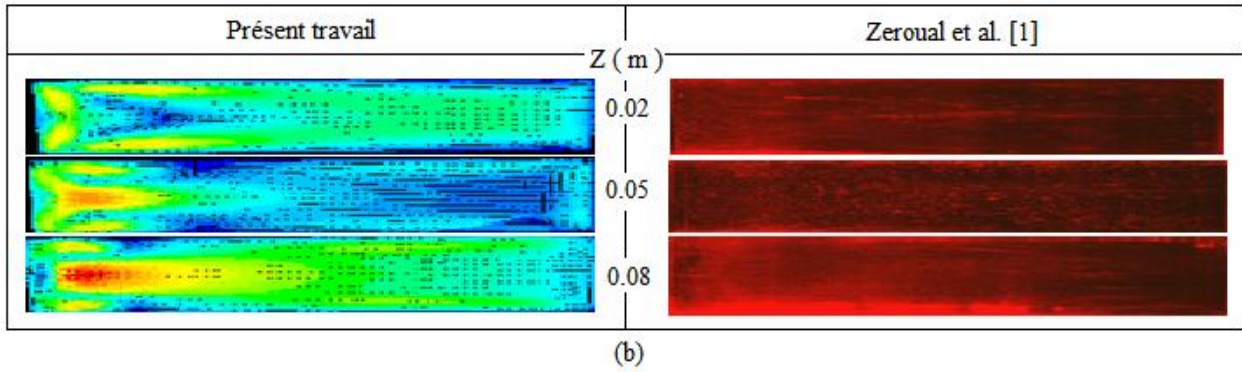


Figure IV.11 : Profile de vitesse pour $\gamma = 60^\circ$, $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

(a) : $T_A = 40.2^\circ$, (b) : $T_A = 70.3^\circ$

Comme on a déjà signalé, la comparaison présentée dans ces Figures ci-dessus montre que nos résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

IV.5 Résultats et discussion

Cette partie de ce chapitre est consacrée beaucoup plus à la présentation des résultats numériques thermiques de la convection naturelle, dans une cavité confinée soumise à un gradient de température verticale déstabilisé par un chauffage latérale et angle d'inclinaison. L'effet du chauffage latéral et l'angle d'inclinaison ont été pris en compte. Les simulations réalisées montrent que leurs effets, associé à la convection naturelle modifie sensiblement les régimes d'écoulement et le taux de transfert de chaleur.

IV.5.1 Champ thermique

Afin d'étudier l'influence des paramètres additifs sur le champ thermique des parois actives (Cellule de Rayleigh-Bénard), l'effet de ces additions sur le champ vertical de température établis pour la couche fluide horizontale ou inclinée sont comparés un à un dans les figures de cette section. Le champ thermique est représenté par les contours sur les figures ci-dessous.

IV.5.1.1 Couche fluide horizontale

Le chauffage latéral présenté à la petite paroi gauche par T_A , est le paramètre principal de déstabilisation de la couche fluide horizontale (CRB). Les cartes thermiques 3D et 2D dans la cavité sont présentées sur les figures IV.12 et IV.13 pour une différence de température verticale $\Delta T = 6.5^\circ\text{C}$, dont les cartes dynamiques sont comparées auparavant (voir § VI.4.1). Elles tracent les contours de température dite isotherme, ces isothermes se déforment en des plans horizontaux

($Ra_c < 10^3$) (conduction ou faible convection) à des oscillations au fur et à mesure que la convection s'intensifie ($Ra_c > 10^3$).

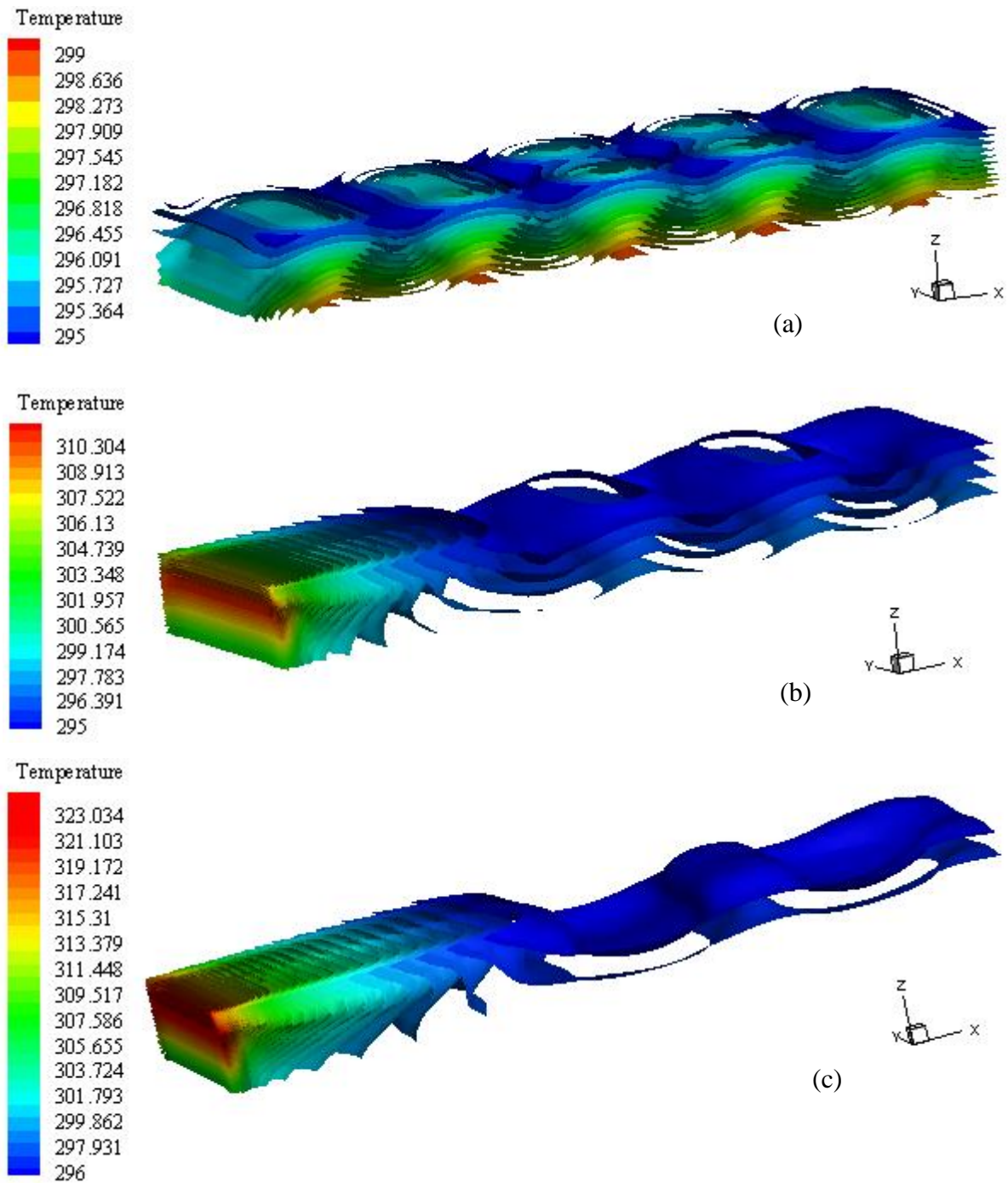


Figure IV.12 : 3D Iso-Surfaces des isothermes de la couche fluide horizontale pour

$$\Delta T = 6.5^\circ\text{C}, k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$$

(a) : Sans chauffage latéral T_A , (b) : $T_A = 42^\circ\text{C}$, (c) : $T_A = 59.6^\circ\text{C}$

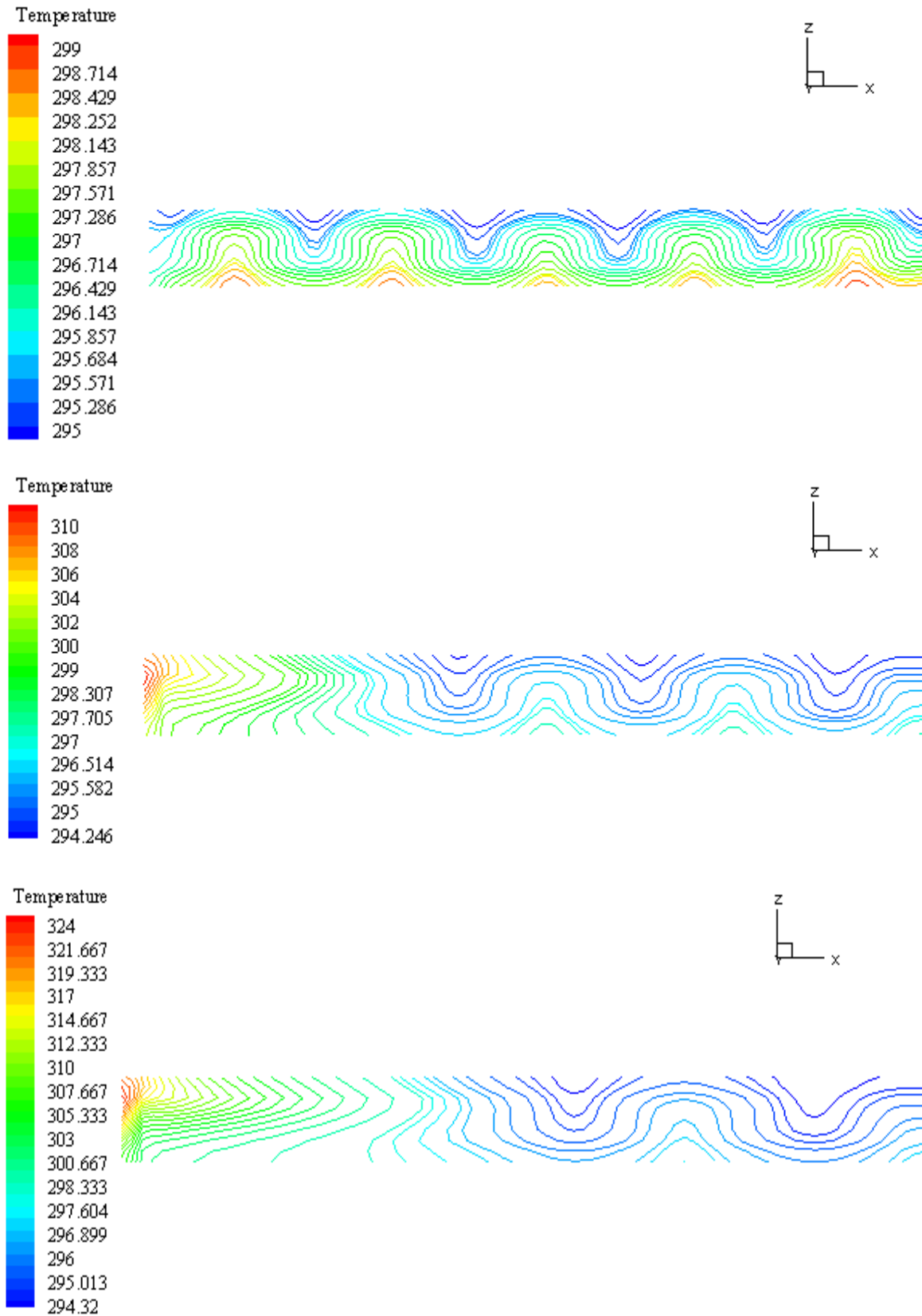


Figure IV.13 : Contours des isothermes 2D dans une cavité horizontale pour $\Delta T = 6.5^\circ\text{C}$,

$$k = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$$

(a) : Sans chauffage latéral T_A , (b) : $T_A = 42^\circ\text{C}$, (c) : $T_A = 59.6^\circ\text{C}$.

Sur l'espace que prend la propagation de la température, la cellule de Rayleigh-Bénard (zone fluide) est assez importante dans le cas sans chauffage que dans le cas avec chauffage (Figure IV.12, a et Figure IV.12, b et c). Le transfert convectif produit par le gradient de température vertical est homogène et dominant. L'application du chauffage latérale déstabilise l'image homogène des isothermes RB ainsi annule sa domination dans la cavité, comme déjà signalé chaque gradient de température reste limitée à une partie distincte de la cavité totale.

Des essais numériques examinent l'effet de la nature des parois actives (parois horizontales de la cavité) sur la structure convective déstabilisé par le chauffage latérale. La Figure IV.14 résume les résultats obtenus de la longueur du rI en fonction de T_A pour cinq types de matières à différente conductivité thermique. L'effet de changement de la substance des parois horizontales est très clair, dont la taille de rI diminue avec l'accroissement de la conductivité thermique.

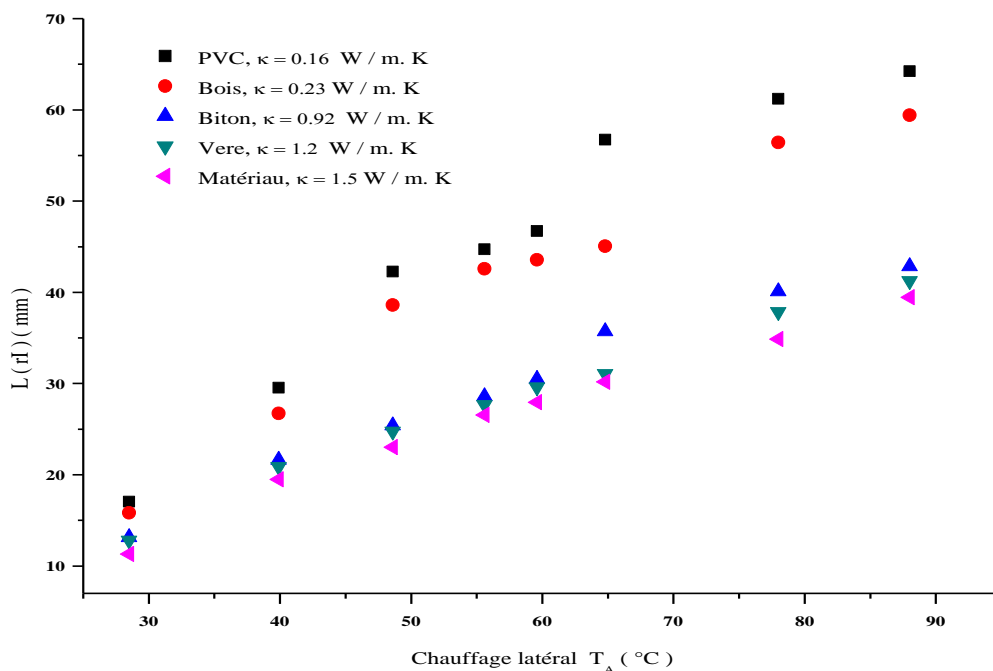


Figure IV.14 : Variation de longueur de rI en fonction de la température T_A pour différentes matériaux, $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$ et $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

IV.5.1.2 Couche fluide inclinée

Les figures IV.15, IV.16, IV.17 et IV.18 clarifient respectivement la forme des champs thermique pour divers valeur de T_A en fonction de l'angle d'inclinaison ($\gamma = 10^\circ, 25^\circ, 60^\circ$ et 90°). Les figures sont présentées sur le plan xy.

Ces figures montrent qu'il y a un phénomène de convection déstabilisé par deux paramètres additifs (angle d'inclinaison et chauffage latéral) à proximité aux endroits actifs, notamment pour des valeurs élevées de T_A et γ . On remarque qu'à chaque fois qu'on augmente l'angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale à même valeur de température :

- Les isothermes perdent peu à peu leurs formes sinusoïdales connues dans les cavités Rayleigh-Bénard et deviennent en forme arbitraire ou presque courbée en fonction de l'angle d'inclinaison à faible valeurs de la température ($T_A = 0^\circ, 30.3^\circ$). elles occupent tout le domaine du fluide.
- À basse température T_A , la forme sinusoïdale déformée est située à côté de l'inclinaison et au voisinage de la petite paroi latérale droite pour les deux premiers angles, qui disparaissent graduellement pour les angles $\gamma \geq 60^\circ$ jusqu'à attendre le cas vertical (la convection différentiellement chauffée $\gamma = 90^\circ$).
- Les basses températures du chauffage latéral et la variation de l'angle d'inclinaison influent sur le domaine étudié sans être dominant.
- Les figures IV.17 et IV.18 sont inhérentes aux isothermes à des températures élevées, qui deviennent fortement intenses à proximité de la paroi refroidie pour une gamme d'angle $25^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ et cause un écoulement secondaire ascendant dans le sens inverse de l'inclinaison (voire les figure B.3 et B.4 de l'annexe B) créée par le chauffage latéral élevé.
- L'écoulement secondaire créé par le chauffage latéral élevé en adition à l'inclinaison s'augmente. Pour l'angle $\gamma = 90^\circ$ cet écoulement secondaire se produit faiblement dans le sens inverse à partir de la température $T_A > 42^\circ$, c'est-à-dire au voisinage de la paroi chauffante jusqu'à s'inclure dans toute la cavité à une température latérale $T_A = 67.6^\circ C$.

Les figures dynamiques correspondantes à ces explications thermiques sont présentées par l'annexe B, où nous avons jugé utile de montrer ce champ dynamique pour bien visualiser le développement de l'écoulement.

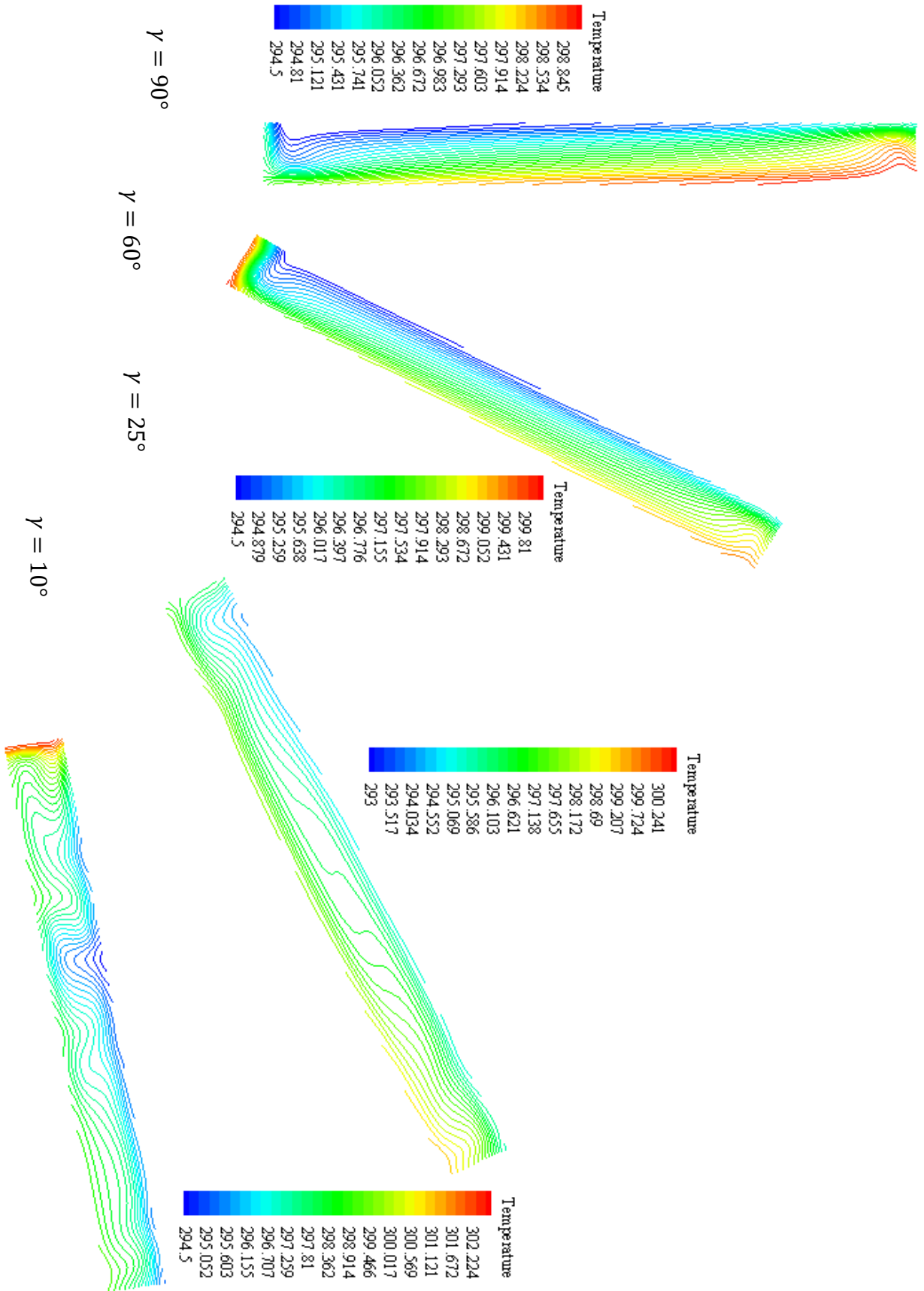


Figure IV.15 : Contour des isothermes dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$, sans chauffage latéral T_A , $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

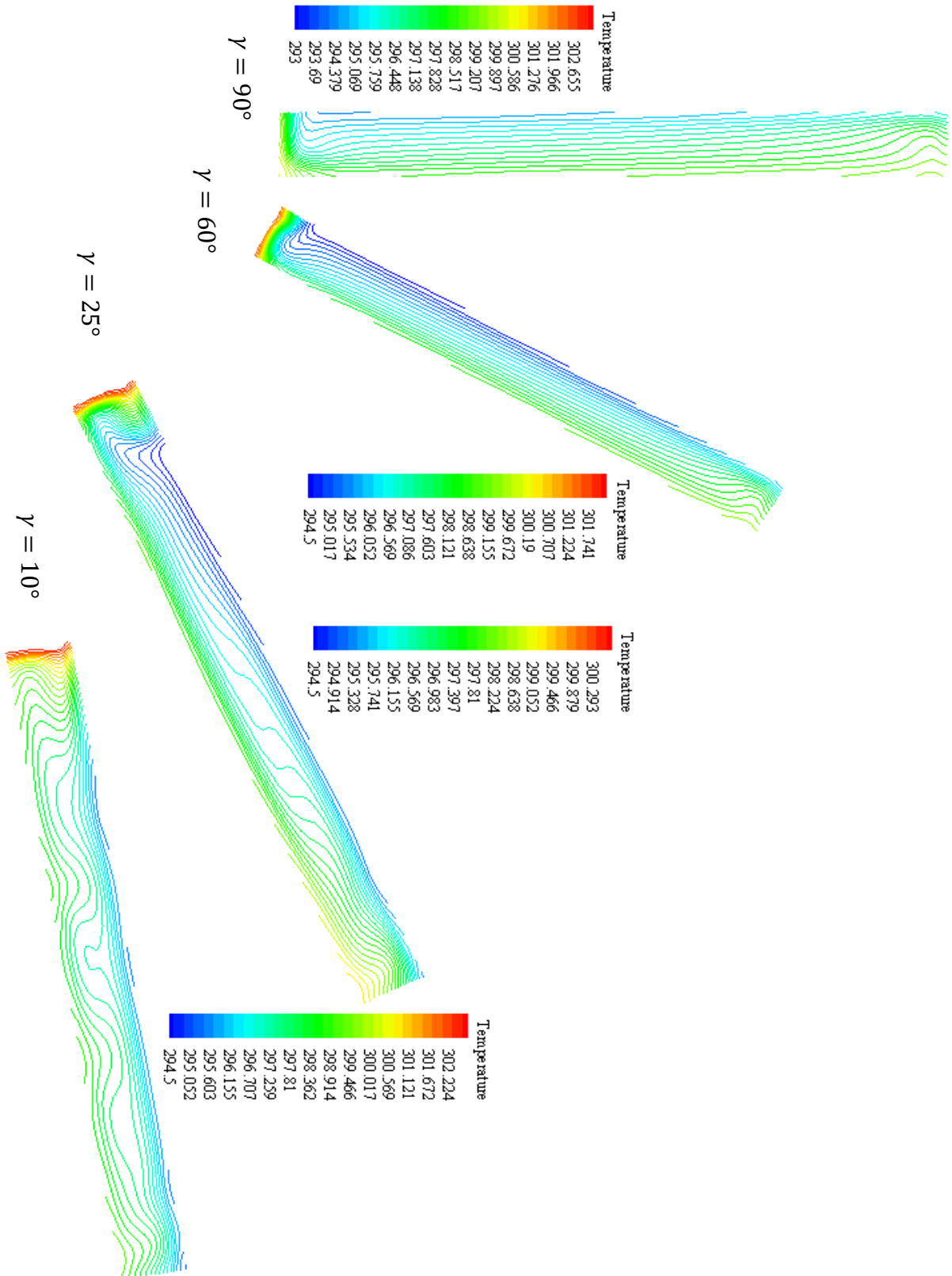


Figure IV.16 : Contour des isothermes dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$, $T_A = 30.3^\circ\text{C}$,
 $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

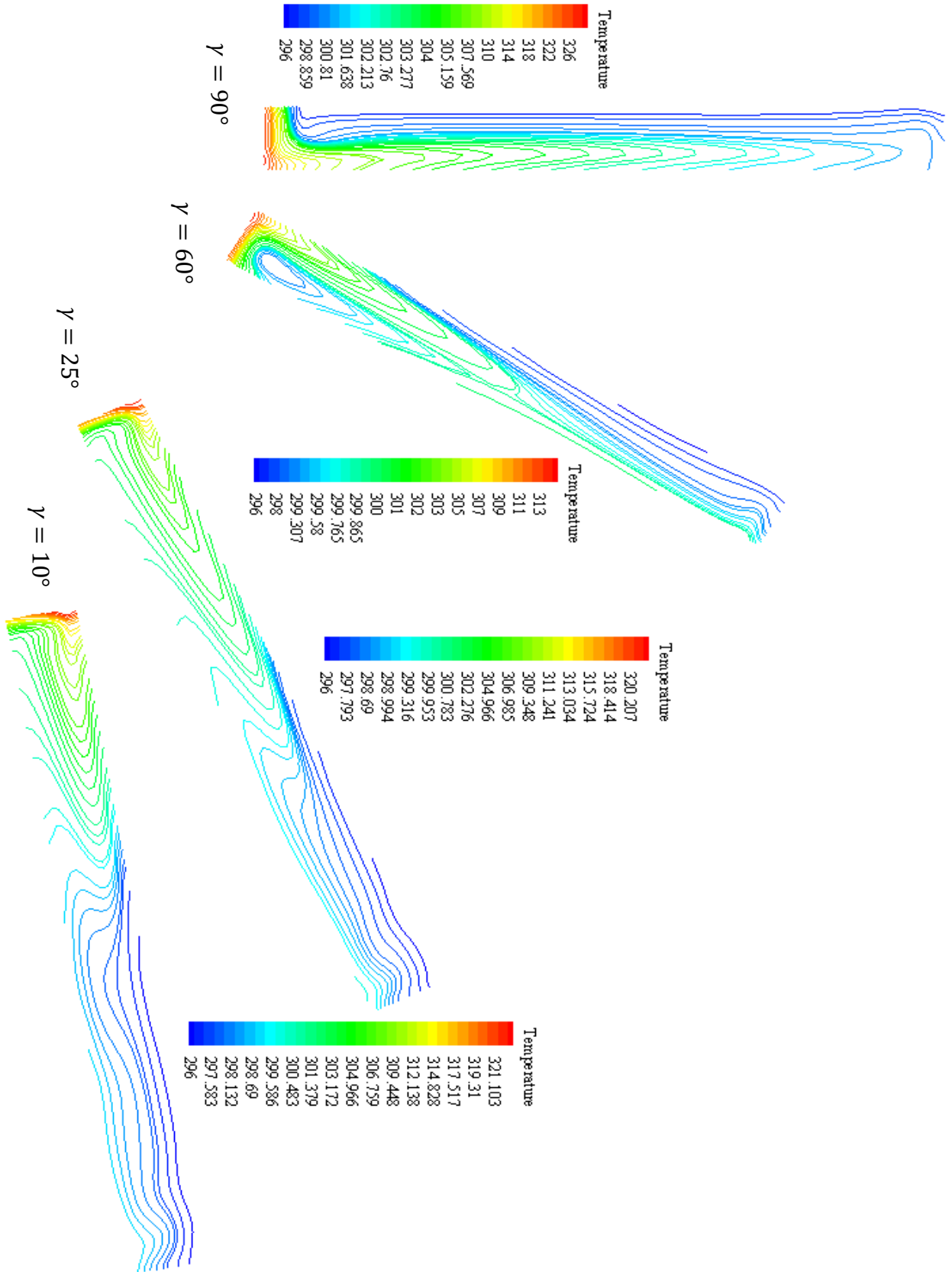


Figure IV.17 : Contour des isothermes dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$, $T_A = 52.7^\circ\text{C}$,
 $k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

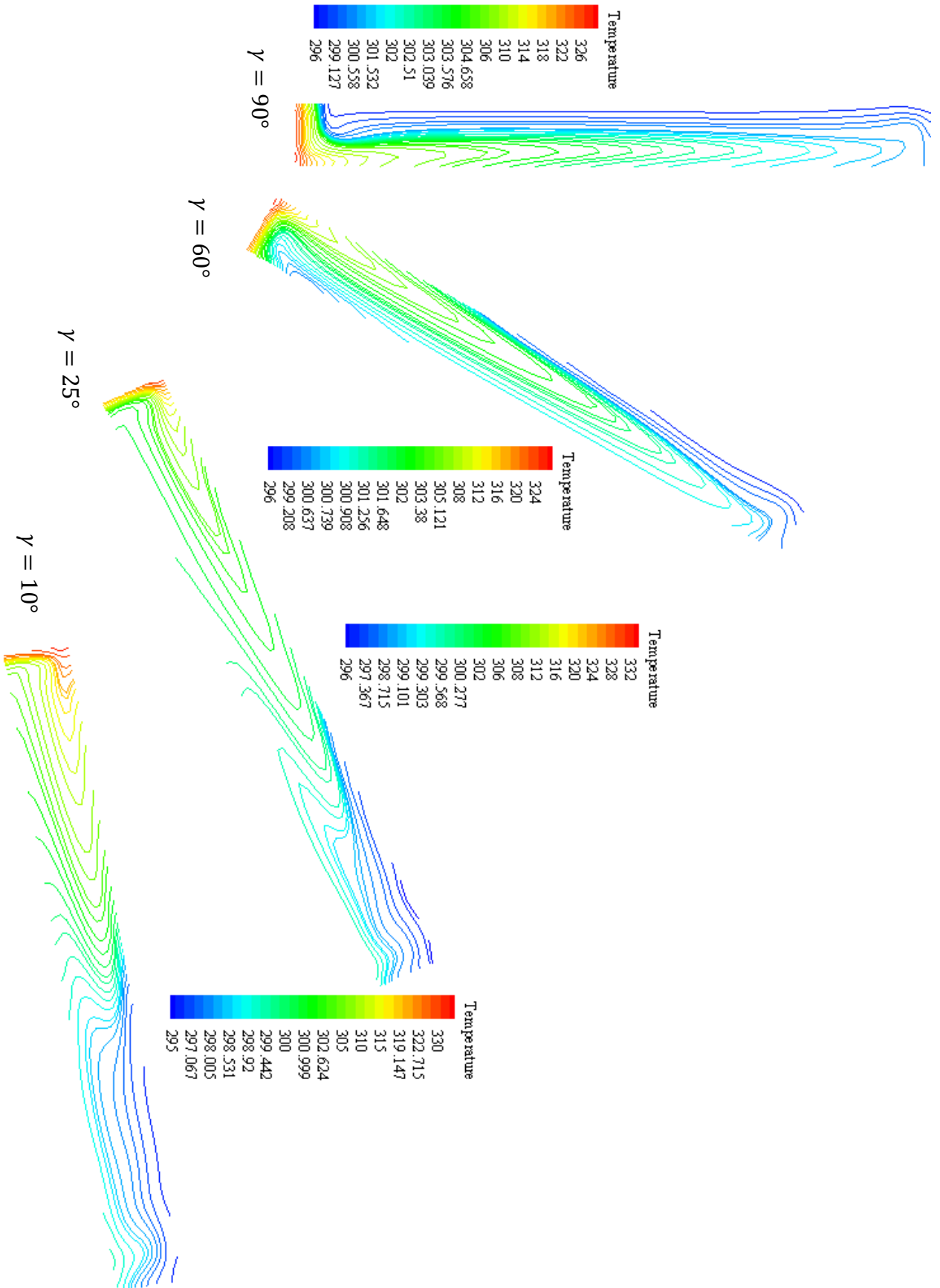


Figure IV.18 : Contour des isothermes dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$, $T_A = 67.6^\circ\text{C}$,

$$k = 0.18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$$

IV.5.2 Taux de transfert de chaleur

Le taux de transfert de chaleur par convection naturelle à travers une cavité parallélépipède est obtenu en évaluant la moyenne de nombre de Nusselt sur les parois actives de la cavité. À travers l'analyse des caractéristiques de transfert de chaleur [114], le coefficient de transfert thermique local et moyen à la sous-couche fluide laminaire près de la paroi active est déjà exprimé § II.9.

La variation du nombre de Nusselt en fonction du chauffage latéral et de l'inclinaison dans le régime convectif est affichée en dessous pour quelques conditions expérimentales. On peut constater que le nombre de Nusselt est différent du cas classique des écoulements de convection influencés par des paramètres physiques et géométriques (comme le présent cas étudié) en tant que comportement fluide dans les cavités. Dans cette étude, le nombre de Nusselt est présenté par le code Fluent (ANSYS) et tracé par le logiciel Origin 8. Ces graphiques présentent l'effet des deux paramètres aditifs sur la structure convective de la cellule Rayleigh-bénard, elles présentent le taux de transfert proche de la paroi chaude horizontale.

IV.5.2.1 Nombre de Nusselt local

La cellule de Rayleigh-Bénard dite convection classique est l'instabilité du fluide provoqué par l'échauffement / refroidissement des parois horizontales bas / haut, respectivement. Cela signifie que le nombre de Nusselt convient aux sous-couches laminaires des parois active (bas / haut), nos résultats sont présentés proche de la paroi chaude (bas).

La figure IV.19 présente le nombre de Nusselt locale sans inclinaison $\gamma = 0^\circ$ en fonction du chauffage latéral T_A . On voit que le nombre de Nusselt local a une oscillation temporelle (sans chauffage latéral). La distribution du nombre de Nusselt local a perdu sa propriété périodique régulièrement près de la paroi du chauffage latéral ($T_A > 0^\circ\text{C}$) [115]. Il est clair qu'au voisinage de la petite paroi latérale gauche de cette figure, les valeurs de nombre de Nusselt local augmentent avec l'augmentation de T_A .

La figure IV.20 (a et b) montre l'évolution du nombre de Nusselt local le long de la paroi du fond pour cinq inclinaisons différentes (0° ; 10° ; 25° ; 60° et 90°) et à deux cas de température latérale (Sans chauffage latéral T_A et $T_A = 30.3^\circ\text{C}$). Grâce à ces données graphiques, on peut distinguer les cas suivants :

✓ Le nombre de Nusselt local a perdu l'oscillation temporelle pour les quatre derniers angles.

✓ Pour un angle faible ($\gamma = 10^\circ$), le nombre de Nusselt local augmente au milieu de la paroi du fond entre 0,03 m et 0,07 m, où on peut voir un pic et une diminution dans les parois latérales gauche (où nous avons appliqué l'angle d'inclinaison et le chauffage latéral) et droite (la limite adiabatique).

✓ Pour les angles $\gamma \geq 25^\circ$, le nombre de Nusselt local a un maximum et un minimum près des côtés verticaux gauche et droit, respectivement.

Les figures IV.21 (a, b et c) représentent l'effet du chauffage latéral avec même angle d'inclinaison sur la distribution du nombre de Nusselt local le long de la paroi inférieure (chaude). La tendance est presque linéaire pour l'angle d'inclinaison le plus élevé. Le transfert de chaleur maximum est obtenu près de la paroi verticale gauche, pour toutes les valeurs de T_A .

En figure IV.21, c ; il y a une énorme différence entre l'angle d'inclinaison $\gamma = 90^\circ$ et les deux autres, on observe que les valeurs maximale et minimale inversent leur position pour la paroi chauffée ainsi le long de la paroi chaude sauf pour le cas sans chauffage latéral T_A .

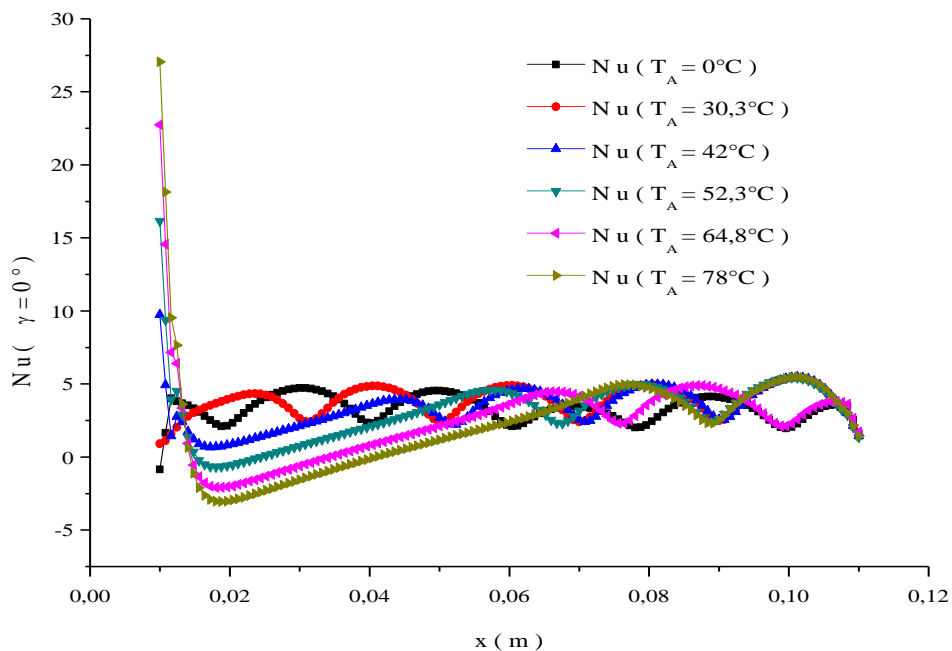


Figure IV.19 : Nombre de Nusselt locale dans une cavité horizontale proche de la paroi chaude en fonction de T_A , $\gamma = 0^\circ$, $\Delta T = 8.2^\circ C$

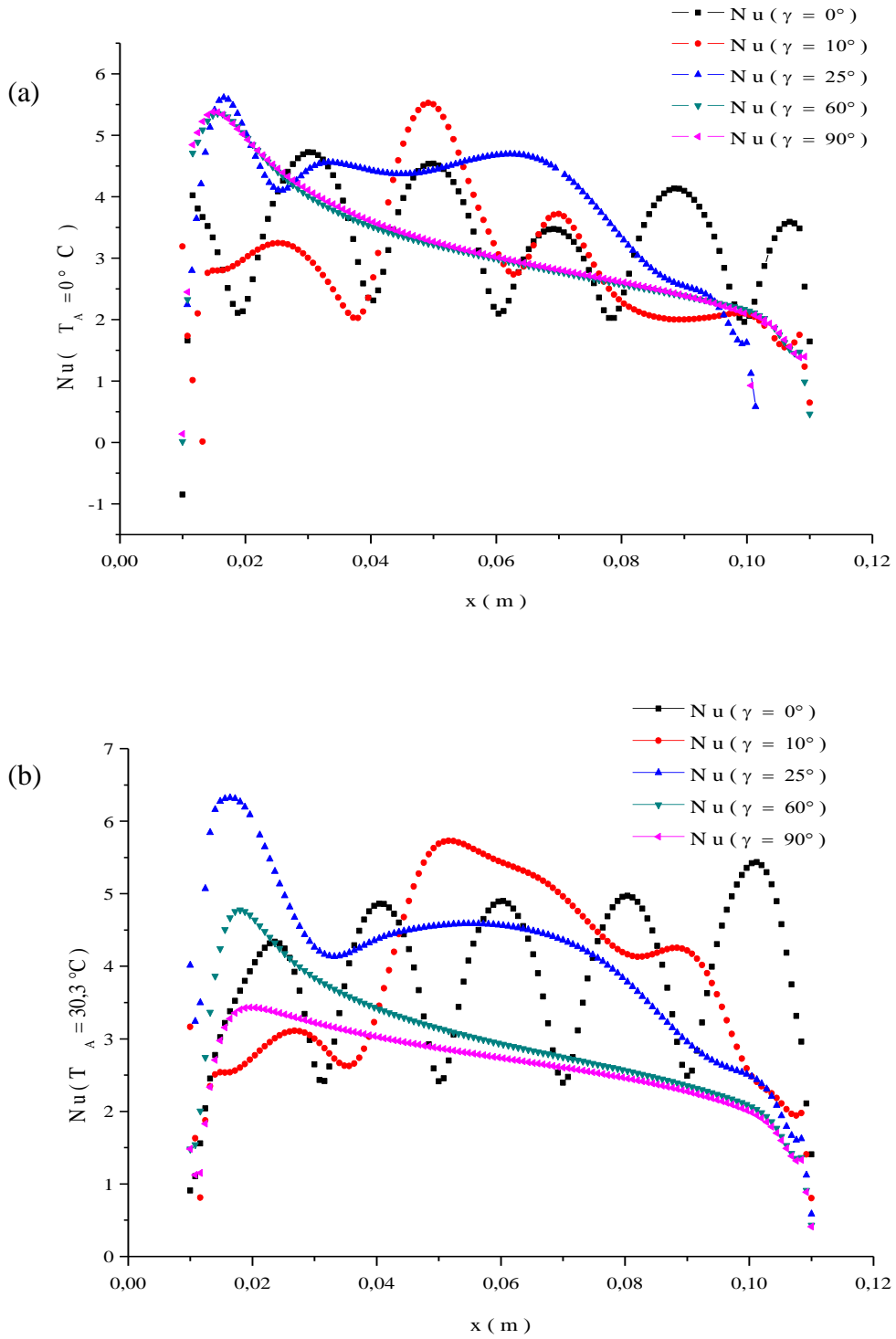


Figure IV.20 : Nombre de Nusselt locale en fonction de γ , $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$

(a) : Sans chauffage latéral T_A , (b) : avec chauffage latéral $T_A = 30.3^\circ\text{C}$

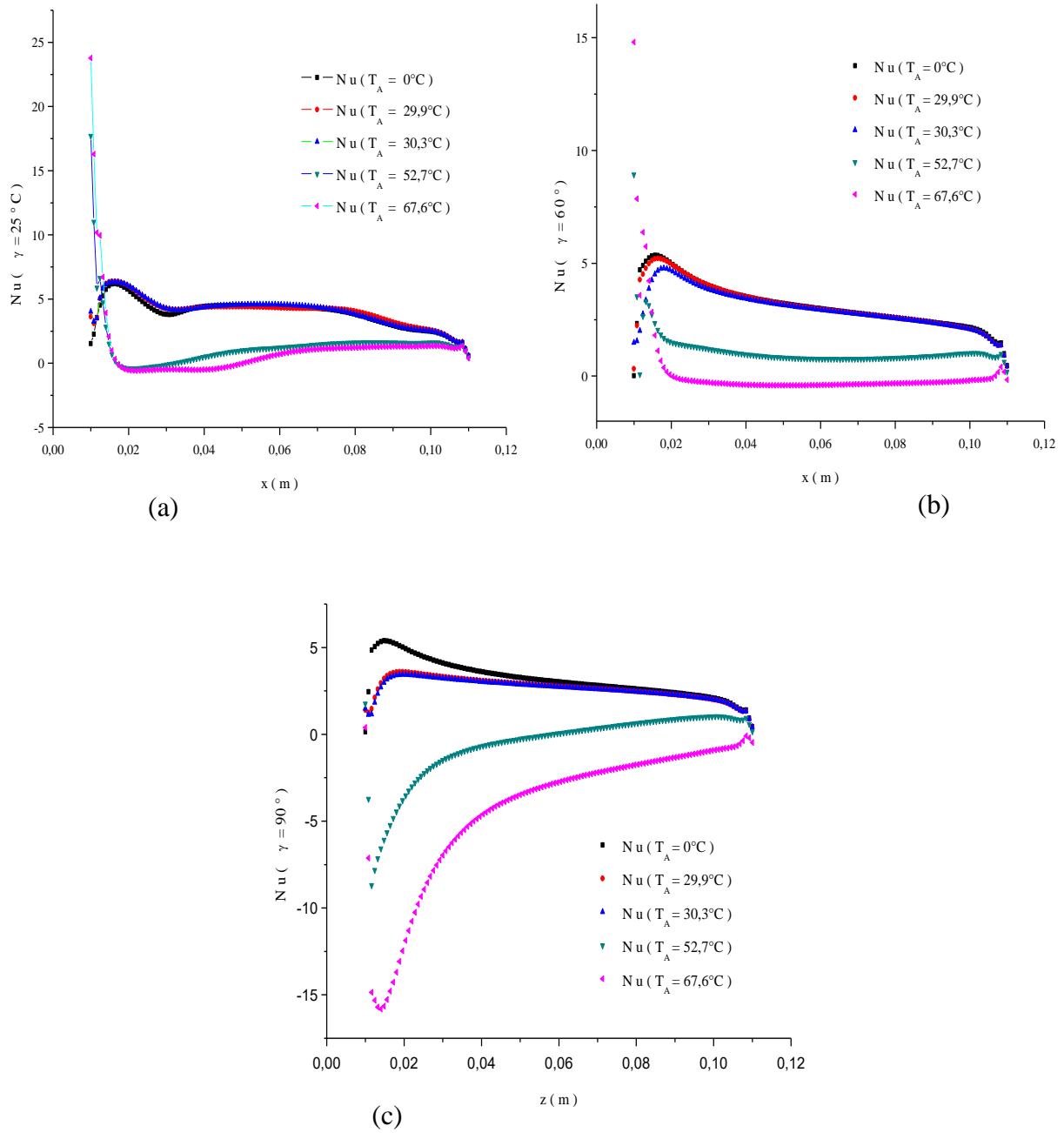


Figure IV.21 : Nombre de Nusselt locale proche de la paroi chaude dans une cavité horizontale en fonction de T_A , $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$

(a) : $\gamma = 25^\circ$, (b) : $\gamma = 60^\circ$, (c) : $\gamma = 90^\circ$

IV.5.2.2 Nombre de Nusselt moyen

Les figures IV.22 (a, b et c) résument le transfert de chaleur global pour les deux cas d'inclinaison et de chauffage latéral pour la paroi horizontale bas. La figure IV.22, a : illustre les effets du chauffage latéral sur le transfert de chaleur. Comme on peut le voir sur la figure, il y a

une grande influence du chauffage latéral sur le nombre de Nusselt moyen en raison de l'augmentation de T_A ; Nu diminue pour les plus grandes valeurs de T_A qui est bien montré dans la figure IV.22, a. De même, la figure IV.22, b indique la variation de \overline{Nu} en fonction de l'angle d'inclinaison pour deux cas (sans chauffage latéral T_A et avec $T_A = 30.3^\circ C$). Comme prévu, la valeur de \overline{Nu} diminue pour une faible inclinaison, puis augmente de nouveau pour $\gamma = 25^\circ$ et redescend pour les deux derniers angles supérieurs. Enfin, la valeur de \overline{Nu} en fonction de (T_A, γ) est représentée sur la figure IV.22, c la valeur de \overline{Nu} diminue avec l'augmentation de la valeur des deux paramètres (T_A et γ).

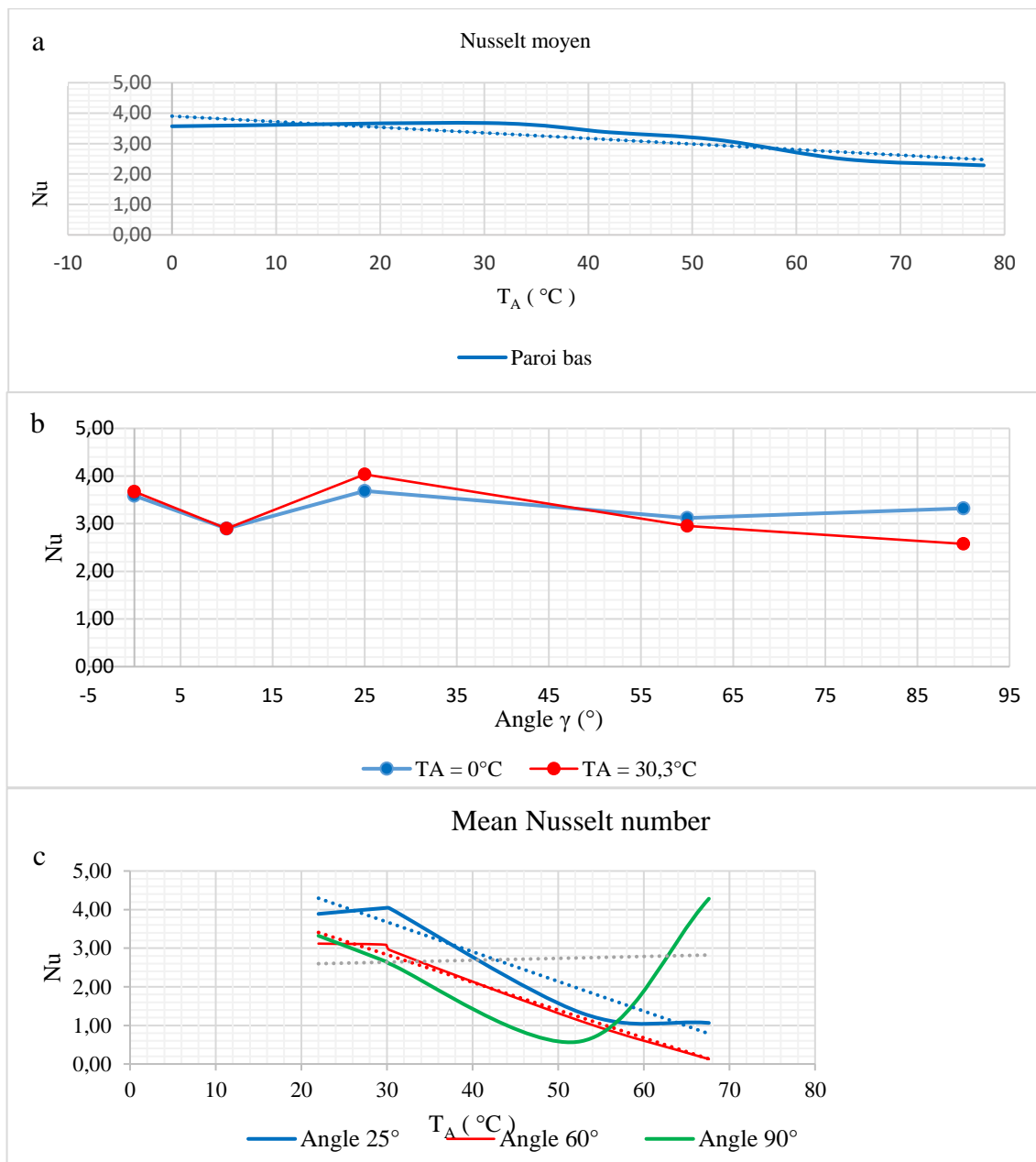


Figure IV.22 : Nombre de Nusselt moyen pour la paroi chaude Rayleigh-Bénard active
 a- $\gamma = 0^\circ$, $Nu = f(T_A)$, b- $T_A = 0^\circ C, 30.3^\circ C$, $Nu = f(\gamma)$, c- $Nu = f(\gamma, T_A)$

On conclut que le taux de transfert de chaleur calculé du bas vers le haut de la cavité horizontale diminue proche de la sous-couche fluide chaude (paroi bas) en fonction de l'augmentation de la température latérale T_A , cela signifie que le chauffage latéral minimise la chaleur proche de cette paroi (le but désiré). Tandis que un chauffage et différentes inclinaisons (T_A, γ), la configuration d'inclinaison de 60° présente un bon résultat (car le chauffage est minimal). Mais l'inclinaison 90° le Nusselt augmente à nouveau après une forte réduite.

IV.5.3 Analyse spectrale

L'analyse spectrale est un moyen de clarifier les fluctuations imposées par les deux facteurs variables : Le chauffage latéral et l'angle d'inclinaison sur la grandeur spécifique de la convection naturelle en fonction de la fréquence. On présente la stabilité du problème traité par l'amplitude en fonction de la fréquence. Dans cette étude, l'analyse spectrale touche la forme visuelle de la stabilité de la convection naturelle tracée par la courbe FFT Fluent. Malgré que la stabilité du phénomène traité est atteinte ; ce type d'analyse montre que la variation de l'un des paramètres thermiques et géométriques comme le chauffage latéral et l'effet d'angle d'inclinaison sur la représentation de l'amplitude caractéristique du système, qui sont bien représentés sur les figures ci-dessous. Cette méthode est basée sur le choix de divers points dans le domaine étudié et trace leurs amplitudes en fonction de la fréquence ; ces points sont situés au centre selon l'axe des ordonnées z et varient selon l'axe des abscisses ($P_1 = 0,01\text{ m}$, $P_2 = 0,05\text{ m}$ et $P_3 = 0,09\text{ m}$) pour différentes températures latérales et angles d'inclinaison.

Figure IV.23 (a, b, c et d) présentent l'analyse du point central ($P_2 = 0,05\text{ m}$) en fonction de l'angle inclinaison (0° , 25° , 60° et 90°). Il est bien noté que l'angle d'inclinaison déstabilise l'amplitude du système convectif ; exprimé par de petites vibrations proches de l'amplitude originale du système, qui est directement proportionnelle à l'angle. Ces vibrations de l'amplitude augmentent avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison et leurs nombres diminuent. Les figures IV.24, IV.25 et IV.26 montrent l'analyse spectrale pour trois angles différents en trois points avec quatre différentes températures latérales T_A . La présence des deux paramètres affecte clairement l'amplitude du système étudié par la présence de fluctuations.

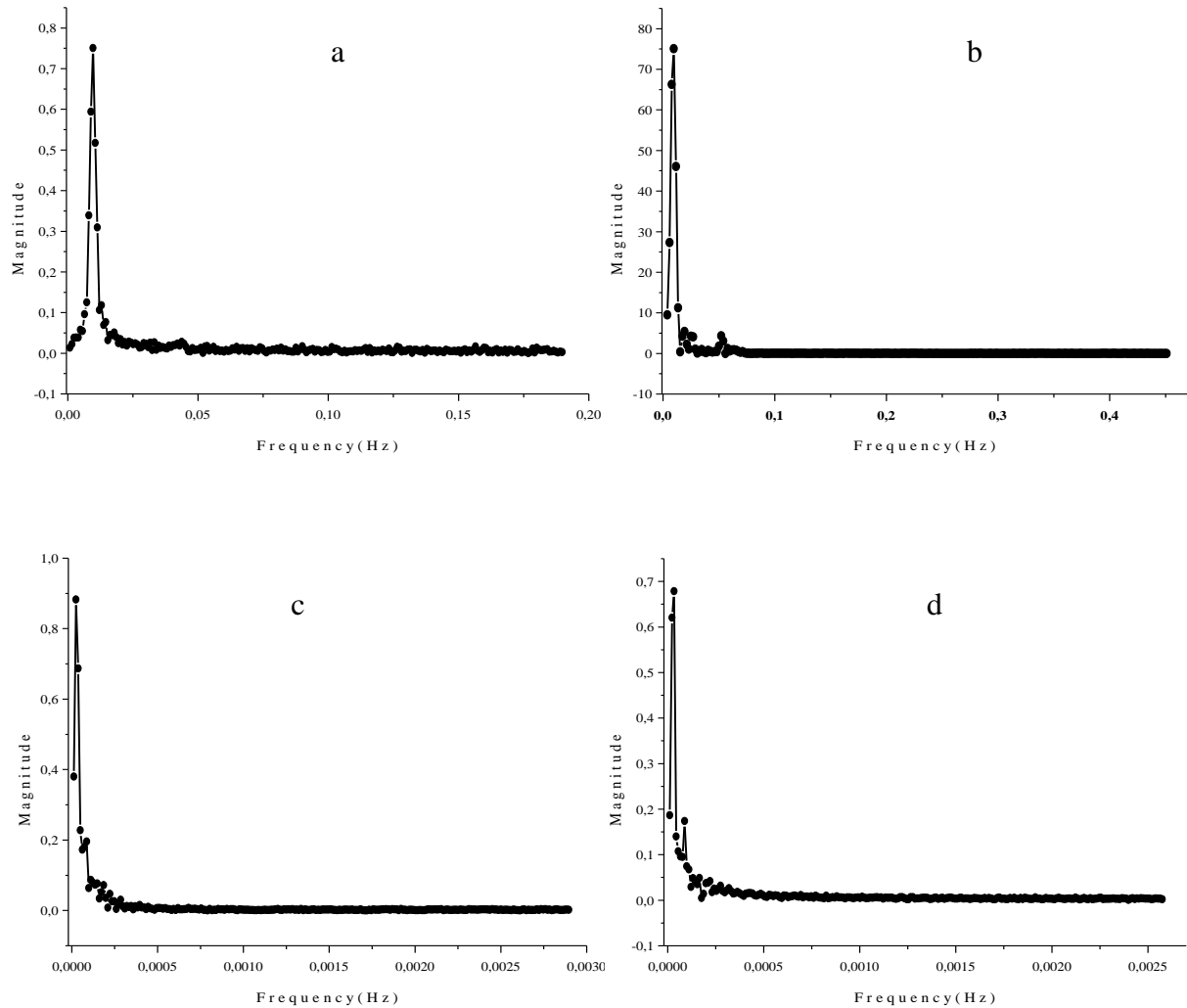


Figure IV.23 : Analyse spectrale pour le point central $P_2 = 0.05 m$

a- $\gamma = 0^\circ$, b- $\gamma = 25^\circ$, c- $\gamma = 60^\circ$, d- $\gamma = 90^\circ$.

Pour l'angle 25° , figure IV.24 (a, b, c et d) ; les fluctuations ont une importance proche de la paroi latérale active donc au point $P_1 = 0,01 m$ et l'amplitude devient faible à partir de ce point quelle que soit la valeur de T_A . Alors que ces fluctuations sont concentrées et ont une faible amplitude sans chauffage latéral pour l'angle $\gamma = 60^\circ$ sauf le troisième point (figure IV.25, a), contient deux amplitudes importantes. L'application de l'effet de chauffage latéral sur leur concentration ainsi que leur amplitude en tout point (Figure IV.25, b, c et d). La chaleur latérale est directement proportionnelle à l'amplitude de la fluctuation et inversement proportionnelle à la concentration de leur présence. Figure IV.26, (a, b, c et d) illustrent que : comme l'angle $\gamma = 60^\circ$ sans chauffage latéral l'angle $\gamma = 90^\circ$ pour $T_A = 0^\circ C$ dans les trois points ont la même configuration, mais avec une plus grande amplitude. Ces fluctuations écrasées au début du chauffage latéral pour les basses températures mais il se manifeste à nouveau pour des valeurs plus élevées.

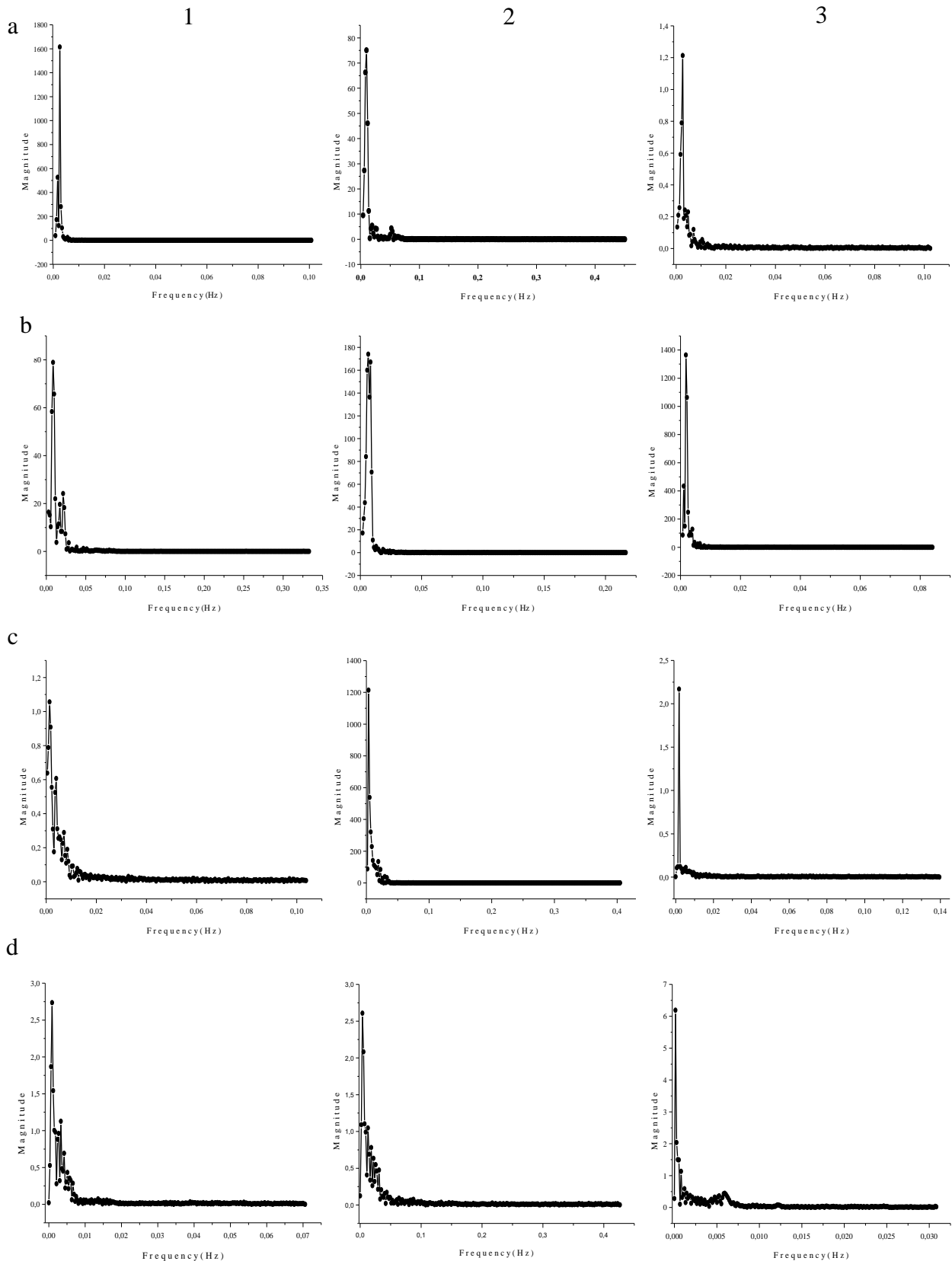


Figure IV.24 : Analyse spectrale pour l'angle d'inclinaison $\gamma = 25^\circ$

a- Sans chauffage latéral T_A , b- $T_A = 30.3^\circ C$, c- $T_A = 52.7^\circ C$, d- $T_A = 67.6^\circ C$.

Points : 1- $P_1 = 0.01$ m, 2- $P_2 = 0.05$ m, $P_3 = 0.09$ m.

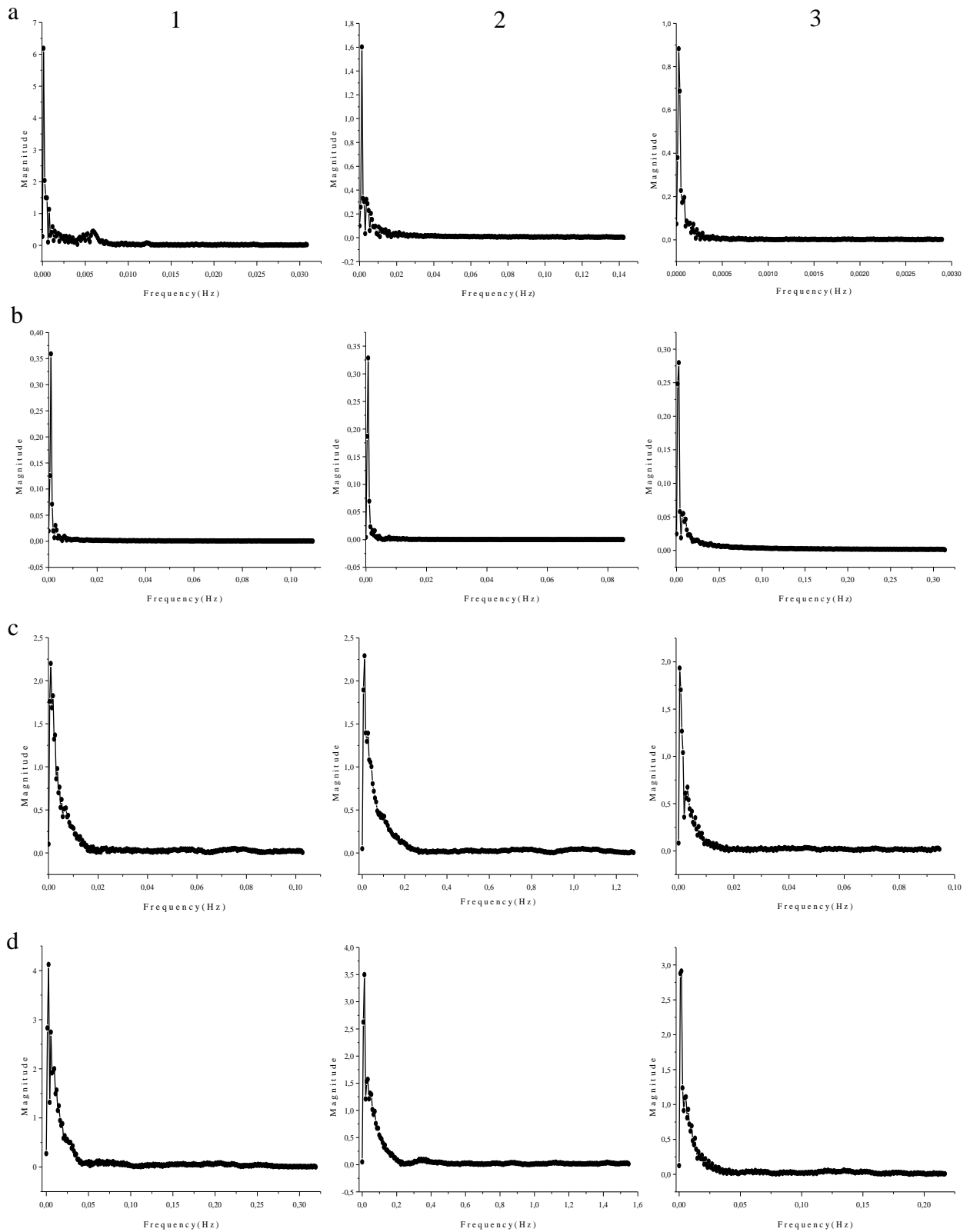


Figure IV.25 : Analyse spectrale pour l'angle d'inclinaison $\gamma = 60^\circ$

a- Sans chauffage latéral T_A , b- $T_A = 30.3^\circ C$, c- $T_A = 52.7^\circ C$, d- $T_A = 67.6^\circ C$.

Points : 1- $P_1 = 0.01$ m, 2- $P_2 = 0.05$ m, $P_3 = 0.09$ m.

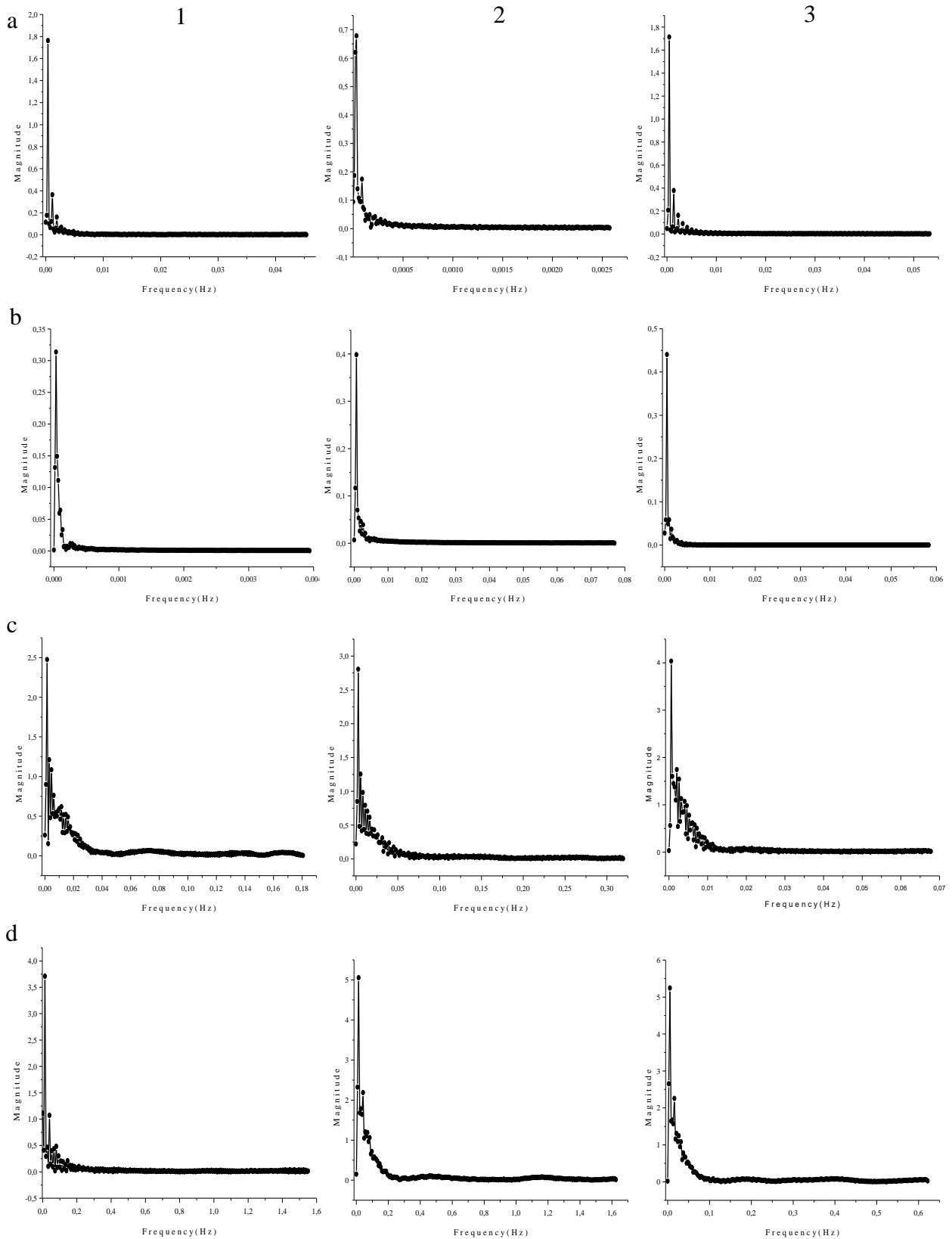


Figure IV.26 : Analyse spectrale pour l'angle d'inclinaison $\gamma = 90^\circ$

a- Sans chauffage latéral T_A , b- $T_A = 30.3^\circ C$, c- $T_A = 52.7^\circ C$, d- $T_A = 67.6^\circ C$.

Points : 1- $P_1 = 0.01$ m, 2- $P_2 = 0.05$ m, $P_3 = 0.09$ m.

CONCLUSION GENERALE

L'étude présentée dans cette thèse porte sur la convection naturelle laminaire dans une enceinte. La configuration géométrique du modèle physique est une cavité parallélépipède horizontale et inclinée, soumise à un gradient de température pariétal mixte (horizontal et vertical). Les conditions aux frontières sont de type Dirichlet (températures imposées).

L'objectif principal du présent travail a été d'apporter une contribution au vaste domaine de la convection naturelle dans sa branche d'écoulements en milieu clos. Cette thématique de recherche, fortement multidisciplinaire, fait appel au couplage naturel entre dynamique et thermique donnant lieu, le cas échéant, à des écoulements induits au caractère souvent non-intuitif

Le problème a été abordé selon une approche numérique, basée sur la méthode des volumes finis en utilisant le code CFD «Fluent / ANSYS». Nous avons pu déterminer les champs dynamique et thermique (isothermes), pour différents angles d'inclinaison et différent chauffage latéral et même rapport d'aspect bien déterminé.

Le but de l'étude de la convection naturelle dans des cavités confinées soumises à un gradient de température pariétal mixte est pour bien cerner les phénomènes qui peuvent avoir lieu comme les transferts de chaleur et améliorer les échanges thermiques et on cherche même à améliorer le degré d'isolation dans quelques structures industrielles.

Perspectifs

Ce travail mérite d'être élargi par des études complémentaires pour mieux comprendre ce phénomène de convection naturelle à plusieurs parois chauffantes et pour cela nous suggérons ce qui suit :

- Application de cette modélisation dans un modèle réel.

- Faire varier le nombre de Prandtl en injectant des substances au fluide (Nanofluide).
- Elargir le nombre des parois chauffantes dans les deux cas de cavités (horizontale et inclinée).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Zeroual M., Cerisier P. (2000). The effect of walls conductivity on the convective structure in three heated walls vessel, World Renewable Energy Congress VI, Chapter 486. pp. 2249-2254
- [2] Zeroual M., Cerisier P., Zereg M. (2007). Experimental study of Rayleigh-Bénard convection destabilized by heated sidewall, Eng. Applied Sciences, Vol. 2, No. 6. pp. 1048-1053.
- [3] Rayleigh L. (1916). On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the underside, Phil. Mag., vol. 32, p. 529.
- [4] Henkes, R. A., & Hoogendoorn, C. J. (1993). Turbulent Natural Convection in Enclosures: A computational and experimental benchmark study: Proceedings of the Eurotherm Seminar No. 22, March 25-27, 1992, Delft, the Netherlands. Editions europeennes Thermique et industrie.
- [5] Boussinesq, J. (1903). Théorie analytique de la chaleur : mise en harmonie avec la thermodynamique et avec la théorie mécanique de la lumière (Vol. 2). Gauthier-Villars.
- [6] Oberbeck, A. (1879). Über die wärmeleitung der flüssigkeiten bei berücksichtigung der strömungen infolge von temperaturdifferenzen. Annalen der Physik, 243(6), 271-292.
- [7] Gray, D. D., & Giorgini, A. (1976). The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases. International Journal of Heat and Mass Transfer, 19(5), 545-551.
- [8] Tritton, D.J. (1988). Physical Fluid Dynamics. Oxford Science Publications.
- [9] Newell, A. C., Passot, T., & Lega, J. (1993). Order parameter equations for patterns. Annual review of fluid mechanics, 25(1), 399-453.
- [10] Benard, H. (1900). Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide," Rev. Gen. Sci. Pure Appl., vol. 11, p. 1309.
- [11] Benard, H. (1901). Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en régime permanent," Ann. Chim. Phys., vol. 23, p. 62.
- [12] Jeffreys, H. (1926). The stability of a layer of fluid heated below," Phil. Mag., vol. 2, p. 833.
- [13] Jeffreys, H. (1928). Some cases of instability in fluid motion," Proc. Roy. Soc. A, vol. 118, p. 195.
- [14] Chandrasekhar, S. (1961). Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Clarendon Press, Oxford.
- [15] Drazin, P. G., & Reid, W. H. (2004). Hydrodynamic stability. Cambridge university press.

- [16] Stork, K. Müller, U. (1972). Convection in boxes: experiment. *J. Fluid Mech.*, vol. 54, part 4, pp. 599-611.
- [17] Getling, A. V. (1998). *Rayleigh-Bénard convection, structures and dynamics*. World Scientific Edition.
- [18] Sano, O. (1994). *Formation and transitions of patterns in thermal convection*. Research of Pattern Formation. KTK Edition.
- [19] Busse. F. H. (1978). Non-linear properties of thermal convection. *Reports on Progress in Physics*, 41, 1929-1967.
- [20] Bejan, A. (2013). *Convection heat transfer*, John Wiley & Sons, Fourth Edition.
- [21] Sparrow, E. M. Goldstein, R. J. and Jonsson, V. K. (1964). Thermal instability in a horizontal fluid layer: effect of boundary conditions and non-linear temperature profile. *Journal of Fluid Mechanics*, 18 (4), 513-528.
- [22] Arnold, J. N., Catton, I., & Edwards, D. K. (1976). Experimental investigation of natural convection in inclined rectangular regions of differing aspect ratios. *Journal of Heat Transfer*, 98(1), 67-71.
- [23] DE Vahl Davis, G. (1960). Laminar natural convection in an enclosed rectangular cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 1 (1), pp. 1675-1693.
- [24] DE Vahl Davis, G. Kettleborough, C. F. (1968). Natural convection in an enclosed rectangular cavity, *Trans. I. E. Aust.*, MC1, 43-49.
- [25] Eckertf, E. R. G. & Carlson, W. O. (1961). Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2(1-2), 106IN3111-110120.
- [26] Newell, M. E. & Schmidt, F. W. (1970). Heat transfer by laminar natural convection within rectangular enclosures. *J. Heat Transfer*, 92(1), 159-168.
- [27] G. De Vahl Davis. Natural convection in a square enclosure: A benchmark numerical exercise. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 3: 249-264, 1983.
- [28] De Vahl Davis, G. (1983). Natural convection in a square Enclosure: A comparison exercise. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 3: 227-248.
- [29] Quéré, P. Le. (1991). Accurate solutions to the square thermally driven cavity at high Rayleigh number. *Computers & Fluids*, 200: 29-41.
- [30] Elsherbiny, S. M. (1996). Free convection in inclined air layers heated from above. *International journal of heat and mass transfer*, Vol. 39 (18), pp. 3925-393.
- [31] Armfield, S., & Schultz, A. (2002). Unsteady natural convection in tall side-heated cavities. *International journal for numerical methods in fluids*, 40(8), 1009-1018.

- [32] Christon, M. A., Gresho, P. M., & Sutton, S. B. (2002). Computational predictability of time-dependent natural convection flows in enclosures (including a benchmark solution). *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 40(8), 953-980.
- [33] Christon, M. A., Gresho, P. M., & Sutton, S. B. (2002). Computational predictability of time-dependent natural convection flows in enclosures (including a benchmark solution). *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 40(8), 953-980.
- [34] Salinger, A. G., Lehoucq, R. B., Pawlowski, R. P., & Shadid, J. N. (2002). Computational bifurcation and stability studies of the 8: 1 thermal cavity problem. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 40(8), 1059-1073.
- [35] Turek, S., & Schmachtel, R. (2002). Fully coupled and operator-splitting approaches for natural convection flows in enclosures. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 40(8), 1109-1119.
- [36] Mergui, S. and Penot, F. (1996). Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée investigations à $Ra = 1.69 \times 10^9$. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39 : 563–574.
- [37] Mergui, S. and Penot, F. (1997). Analyse des vitesse et température de l'air en convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée à $Ra = 1.69 \times 10^9$. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 40 (14), pp. 3427-3441.
- [38] Tian, Y.S. and Karayiannis, T.G. (2000). Low turbulence natural convection in an air-filled square cavity. Part I: The thermal and fluid flow fields. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43: 849–866.
- [39] Tian, Y.S. and Karayiannis, T.G. (2000). Low turbulence natural convection in an air-filled square cavity. Part II: The turbulence quantities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43: 849–866.
- [40] Salat, J. Xin, S. Joubert, P. Sergent, A. Penot, F. and Le Quéré, P. (2004). Experimental and numerical investigation of turbulent natural convection in a large air-filled cavity. *international journal of heat and fluid Flow*, 25: 824–832.
- [41] Normand, C. Pomeau, Y. & Velarde, M. G. (1977). Convective instability: a physicist's approach. *Reviews of Modern Physics*, 49(3), 581.
- [42] S. Ostrach, (1988). Natural convection in enclosures, *Heat Transfer ASME*, Vol. 110, No. 4-b. pp. 1175- 1190.
- [43] De Vahl Davis G., Jones I.P. (1983). Natural convection in a square cavity: A bench mark numerical solution. *Int. J. Numer. Meth. Fluid*, Vol. 3, pp. 227-248.

- [44] Khalifa Abdul-Jabbar N. (2001). Natural convective heat transfer coefficient - A review, II. Isolated vertical and horizontal surfaces, *Energy Convers. Manage*, Vol. 42, pp. 505-517.
- [45] Öztop H. F., Estellé P., Yan W. M., Al-Salem K., Orfi J., Mahian O. (2015). A brief review of natural convection in enclosures under localized heating with and without nanofluids, *Int. Commun. Heat Mass Transfer*. Vol. 60, pp. 37-44.
- [46] Yang, K. T. (1988). Transitions and bifurcations in laminar buoyant flows in confined enclosures. *Journal of Heat Transfer*, 110(4b), 1191-1204.
- [47] Mukutmoni, D. & Yang, K. T. (1994). Flow transitions and pattern selection of the Rayleigh-Bénard problem in rectangular enclosures. *Sadhana*, 19(5), 649-670.
- [48] Bodenschatz, Eberhard, Werner Pesch, and Guenter Ahlers. (2000). Recent developments in Rayleigh-Bénard convection. *Annual review of fluid mechanics* 32. 1: 709-778.
- [49] Gelfgat, A. Y. (1999). Different modes of Rayleigh-Bénard instability in two-and three-dimensional rectangular enclosures. *Journal of Computational Physics*, 156(2), 300-324.
- [50] Park, H. M., and D. H. Ryu. (2001). "Rayleigh-Bénard convection of viscoelastic fluids in finite domains." *Journal of non-Newtonian fluid mechanics* 98.2-3, 169-184.
- [51] T. Osman, Laminar. (2012). Rayleigh-Bénard convection of yield stress fluids in a square enclosure, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 171-172. 83-96.
- [52] Wang, Xiaoming. (2004). Infinite Prandtl number limit of Rayleigh-Bénard convection. *Communications on Pure and Applied Mathematics* 57. 10. 1265-1282.
- [53] Wang, H., & Hamed, M. S. (2006). Flow mode-transition of natural convection in inclined rectangular enclosures subjected to bidirectional temperature gradients. *International journal of thermal sciences*, 45(8), 782-795.
- [54] Reddy, B. D., & Voyé, H. F. (1988). Finite element analysis of the stability of fluid motions. *Journal of Computational Physics*, 79(1), 92-112.
- [55] Stevens, Richard JAM, Detlef Lohse, and Roberto Verzicco. (2011). Prandtl and Rayleigh number dependence of heat transport in high Rayleigh number thermal convection. *Journal of fluid mechanics* 688 31-43
- [56] Chillà, F., & Schumacher, J. (2012). New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *The European Physical Journal E*, 35(7), 58.

- [57] Raji, A., Hasnaoui, M., Firdaouss, M., & Ouardi, C. (2013). Natural convection heat transfer enhancement in a square cavity periodically cooled from above. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 63(7), 511-533.
- [58] D'Orazio, M. C., Cianfrini, C., & Corcione, M. (2004). Rayleigh–Bénard convection in tall rectangular enclosures. *International journal of thermal sciences*, 43(2), 135-144.
- [59] Yigit, S., Poole, R. J., & Chakraborty, N. (2015). Effects of aspect ratio on laminar Rayleigh–Bénard convection of power-law fluids in rectangular enclosures: A numerical investigation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 91, 1292-1307.
- [60] Hart, J. E. (1971). Stability of the flow in a differentially heated inclined box. *Journal of Fluid Mechanics*, 47(3), 547-576.
- [61] Ozoe, H., Fujii, K., Lior, N., & Churchill, S. W. (1983). Long rolls generated by natural convection in an inclined, rectangular enclosure. *International journal of heat and mass transfer*, 26(10), 1427-1438.
- [62] Soong, C. Y., Tzeng, P. Y., Chiang, D. C., & Sheu, T. S. (1996). Numerical study on mode-transition of natural convection in differentially heated inclined enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(14), 2869-2882.
- [63] Soong, C. Y., Tent, P. Y., & Hsieh, C. D. (2001). Numerical study of bottom-wall temperature modulation effects on thermal instability and oscillatory cellular convection in a rectangular enclosure. *International journal of heat and mass transfer*, 44(20), 3855-3868.
- [64] Rahman, M., & Sharif, M. A. R. (2003). Numerical study of laminar natural convection in inclined rectangular enclosures of various aspect ratios. *Numerical Heat Transfer: Part A: Applications*, 44(4), 355-373.
- [65] Gill, A. E. (1966). The boundary-layer regime for convection in a rectangular cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 26(3), 515-536.
- [66] Quon, C. (1977). Free convection in an enclosure revisited, *J. Heat Trans.*, 99, 340-342.
- [67] Patterson, J. and Imberger, J. (1980). Unsteady natural convection in a rectangular cavity, *J. Fluid*, vol. 100, pp. 65-86.
- [68] Markatos and Pericleous, (1984). Laminar and turbulent naturel convection in an enclosed cavity, *I.J.H.M.* vol. 27 N°5.
- [69] Wakashima, S., & Saitoh, T. S. (2004). Benchmark solutions for natural convection in a cubic cavity using the high-order time–space method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(4), 853-864.

- [70] Manz, H. (2003). Numerical simulation of heat transfer by natural convection in cavities of facade elements. *Energy and Buildings*, 35(3), 305-311.
- [71] Zarrit, R., Boumaza, M. S., Kherrou, S., & Dadda, B. (2016). Convection naturelle dans une cavité rectangulaire inclinée de différents rapports de forme. *Revue des Energies Renouvelables*, 19(1), 97-109.
- [72] Bairi, A., Laraqi, N., & de Maria, J. G. (2007). Numerical and experimental study of natural convection in tilted parallelepipedic cavities for large Rayleigh numbers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 31(4), 309-324.
- [73] Bairi, A. (2008). Nusselt-Rayleigh correlations for design of industrial elements: Experimental and numerical investigation of natural convection in tilted square air-filled enclosures. *Energy Conversion and Management*, 49(4), 771-782.
- [74] Varol, Y., Oztop, H. F., Koca, A., & Ozgen, F. (2009). Natural convection and fluid flow in inclined enclosure with a corner heater. *Applied Thermal Engineering*, 29(2-3), 340-350.
- [75] Munir, F. A., Sidik, N. A. C., & Ibrahim, N. I. N. (2011). Numerical simulation of natural convection in an inclined square cavity. *Journal of Applied Sciences*, 11, 373-378.
- [76] Khezzar, L., Siginer, D., & Vinogradov, I. (2012). Natural convection of power law fluids in inclined cavities. *International Journal of Thermal Sciences*, 53, 8-17.
- [77] Salem, T. K. (2013). The influence of inclination angle on natural convection in a rectangular enclosure. *Academic Research International*, 4(2), 111.
- [78] Aminossadati, S. M., & Ghasemi, B. (2005). The effects of orientation of an inclined enclosure on laminar natural convection. *International Journal of Heat and Technology*, 23(2), 43-49.
- [79] Kalabin, E. V., Kanashina, M. V., & Zubkov, P. T. (2005). Heat transfer from the cold wall of a square cavity to the hot one by oscillatory natural convection. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 47(6), 609-619.
- [80] De Gassowski, G., Xin, S., & Daube, O. (2003). Bifurcations et solutions multiples en cavité 3D différentiellement chauffée. *Comptes Rendus Mécanique*, 331(10), 705-711.
- [81] Shiralkar, G. S., & Tien, C. L. (1982). A numerical study of the effect of a vertical temperature difference imposed on a horizontal enclosure. *Numerical Heat Transfer*, 5(2), 185-197.
- [82] Kirkpatrick, A. T., & Bohn, M. (1986). An experimental investigation of mixed cavity natural convection in the high Rayleigh number regime. *International journal of heat and mass transfer*, 29(1), 69-82.

- [83] Cerisier, P., Jaeger, M., Medale, M., & Rahal, S. (1998). Mechanical coupling of convective rolls in a high Prandtl number fluid. *Journal of heat transfer*, 120(4), 1008-1018.
- [84] Corcione, M. (2003). Effects of the thermal boundary conditions at the sidewalls upon natural convection in rectangular enclosures heated from below and cooled from above. *International Journal of Thermal Sciences*, 42(2), 199-208.
- [85] Skouta, A., Randriazanamparany, M. A., & Daguinet, M. (2001). Étude numérique de la convection naturelle instationnaire bidimensionnelle dans une enceinte allongée, de grand axe horizontal et de section carrée, inclinée eu égard au plan horizontal et chauffée par deux côtés opposés. *International journal of thermal sciences*, 40(4), 352-365.
- [86] Cerisier, P. Rahal, S. (1996). Experimental study of the competition between convective rolls in an enclosure. *Dynamics of multiphase flows across interfaces*, 105-116.
- [87] Bejan, A. Kraus, D. (2003). *Heat transfer handbook*, John Wiley & Sons, Inc.
- [88] Murthy, J. Y. (2002). *Numerical methods in heat, Mass, and Momentum Transfer*, Draft Edition. Spring.
- [89] Marcoux, M. Costeseque, P. (007). Study of transversal dimension influence on species separation in thermogravitational diffusion columns. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*. Vol. 32, No. 3, pp. 289-298.
- [90] Platten, J. K. Legros, J. C. (1984). *Convection in liquids*, 1st Edition. Springer-Verlag. Berlin.
- [91] LAAROUSSI, N. (2008). Contribution à la simulation numérique des transferts de chaleur par conduction, rayonnement et convection thermo-solutales dans les cavités. Thèse de Doctorat. PARIS-EST.
- [92] Latif M. Jiji. *Heat*, (2006). convection. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Allemagne.
- [93] Zeroual Mostefa. (2007). Convection d'un fluide (à haut Prandtl ou faible) dans un récipient rectangulaire à plusieurs paroi chauffantes. Thèse de Doctorat. Département de Mécanique. Université de Batna. Algérie.
- [94] Fusegi, T. Hyun, J. M. Kuwahara, K. (1991). Three-dimensional simulations of natural convection in a sidewall-heated cube. *International journal for numerical methods in fluids*, Vol. 13, No. 7, pp. 857-867.
- [95] Veyret, D. Cericier P. at Rahal, S. (1998). Etudes numérique et expérimentale des transferts de chaleur convectifs dans une enceinte rectangulaire inclinée. *Entropie*, Vol. 34, No. 214, pp. 48-52.

- [96] Wakitani, S. (2001). Numerical study of three-dimensional oscillatory natural convection at low Prandtl number in rectangular enclosures. *Transactions-American Society of Mechanical Engineers Journal of Heat Transfer*, 123(1), 77-83.
- [97] Aminossadati, S. M., & Ghasemi, B. (2005). The effects of orientation of an inclined enclosure on laminar natural convection. *International Journal of Heat and Technology*, 23(2), 43-49.
- [98] Varol, Y., Oztop, H. F., Koca, A., & Ozgen, F. (2009). Natural convection and fluid flow in inclined enclosure with a corner heater. *Applied Thermal Engineering*, 29(2), 340-350.
- [99] Muriel Regard. (1996). "Contribution à l'étude des mouvements d'air dans le bâtiment à l'aide d'un code de champ : application a la ventilation naturelle d'un local par une ou deux grandes ouvertures". L'institut national des sciences appliquées de Lyon, France.
- [100] IEA Annex 20. (1992). Airflow through large openings in buildings. IEA Annex 20, Sub-task 2, Technical Report. Lausanne, Suisse: J. van der Maas, LESO-PB, EPFL, 163 p.
- [101] <https://fr.wikipedia.org/wiki/ANSYS>.
- [102] <https://www.ccs.uky.edu/UserSupport/SoftwareResources/Fluent/>.
- [103] Patankar S. V. (1980). Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere McGraw-Hill, Washington, DC.
- [104] Zhao, D. H., Shen, H. W., Tabios III, G. Q., Lai, J. S., & Tan, W. Y. (1994). Finite-volume two-dimensional unsteady-flow model for river basins. *Journal of Hydraulic Engineering*, 120(7), 863-883.
- [105] Tan, W. Y. (1992). Shallow water hydrodynamics: Mathematical theory and numerical solution for a two-dimensional system of shallow-water equations (Vol. 55). Elsevier.
- [106] GAMBIT 2.0 Documentation: User's guide. Modelling guide. Tutorial guide. Fluent. Inc. 2001.
- [107] Fedala, D. (2007). 'Manuel de maillage sous Gambit et de simulation sous Fluent applications. note de cours, Laboratoire d'Energétique et de Mécanique des Fluides Interne, ENSAM, CER de Paris.
- [108] Gambit 2.2.30, User's Guide (2006).
- [109] ANSYS-Fluent 15.0.7, User's Guide (2009).
- [110] Sundström, L. G., & Kimura, S. (1996). On laminar free convection in inclined rectangular enclosures. *Journal of Fluid Mechanics*, 313, 343-366.
- [111] Bühler, K., Kirchartz, K. R., & Oertel, H. (1979). Steady convection in a horizontal fluid layer Stationäre Konvektion in einer horizontalen Flüssigkeitsschicht. *Acta Mechanica*, 31(3-4), 155-171.

- [112] Cerisier, P., Veyret, D., & Rahal, S. (1997). Convection in an inclined rectangular box. In Fifth Triennial International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualisation. September (pp. 1-4).
- [113] Masuoka, T., & Shimizu, G. (1987). Effects of lateral walls on the stability of natural convection in an inclined fluid layer. *Heat transfer. Japanese research*, 16(2), 82-91.
- [114] Caretto L.S., Gosman A.D., Patankar S.V., Spalding D. B. (1972). Two calculations procedures for steady, three-dimensional flows with recirculation, *Proceedings of the Third International Conference on Numerical Methods in Fluid Mechanics*, Springer Verlag, Vol. 19. pp. 60-68.
- [115] Varol, Y., & Oztop, H. F. (2008). A comparative numerical study on natural convection in inclined wavy and flat-plate solar collectors. *Building and Environment*, 43(9), 1535-1544.

ANNEXES

ANNEXE A

1. La méthode des volumes finis.

Rappelons que la formulation mathématique des lois de conservation régissant les phénomènes physiques comme les transferts de chaleur ou les écoulements des fluides, est généralement écrite sous forme **d'équations aux dérivées partielles du type conservatif**. (PATANKAR, 1980 ; EYMARD, 1997 ; DROTZ, 2004 ; CONCALVES, 2005 ; HERBIN, 2006).

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \phi) - \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) = S_\phi \quad (\text{A-1})$$

Chacune de ces équations met en jeu une quantité physique et des variables associées. L'équation aux dérivées partielles traduit un équilibre dans lequel plusieurs phénomènes interviennent. Nous distinguons :

$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}$	le terme transitoire ou in stationnaire
$\nabla \cdot (\rho U \phi)$	le terme convectif
$\nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi)$	terme diffusif
S_ϕ	source

Le problème différentiel ainsi posé est par nature continu. L'expression de la solution à partir d'une formule analytique est en général impossible à mettre en évidence. Il est alors nécessaire de passer par une approximation du problème, c'est-à-dire de le remplacer par plusieurs problèmes discrets représentant localement le problème continu de façon approchée. Cette procédure, appelée **discrétisation ou approximation**, permet notamment une résolution numérique discrète des équations continues. Le problème ainsi posé revient à trouver les solutions de n équations sur des éléments n du domaine. La solution générale sur le domaine est liée à la résolution des n locaux. La résolution des équations de continuité, de **Navier-Stokes** et de l'énergie est faite au moyen de la méthode de conservation de volumes finis (**FINITE-VOLUME-METHODE -CAST**) décrite

par PERIC et SCHEUERER en 1987 (HERBIN 2006). Les éléments important de cette méthode sont les suivants :

1. Discrétisation de la zone de calcul (déjà expliquée-maillage-),
2. Discrétisation des équations de conservation,
3. Algorithmes de résolution des systèmes correspondants d'équations différentielles linéaires.

2. la discrétisation des équations conservatrices.

1.1. Considérations générales.

Considérons le domaine Ω qui forme le domaine de calcul, de sorte qu'il soit continu, et qui est composé des volumes élémentaires notés Ω_i de telle sorte que :

$$\Omega = \sum_{i=1}^n \Omega_i \quad (\text{A-2})$$

A partir des équations de conservation, on veut calculer les valeurs de la variable au centre de chaque volume de contrôle défini par le maillage. L'intégration de l'équation de conservation sur tout le domaine est donnée par :

$$\int_{\Omega} [\partial \rho \phi / \partial t + \nabla \cdot (\rho U \phi)] = \int_{\Omega} [\nabla \cdot (\Gamma_{\phi} \nabla \phi) + S_{\phi}] \quad (\text{A-3})$$

Cette intégrale peut être écrite sous la forme d'une somme d'intégrales locales :

$$\int_{\Omega} f dV = \sum_{i=1}^n \int_{\Omega_i} f dV \quad (\text{A-4})$$

La méthode consiste alors à intégrer l'équation de conservation, écrite sous sa forme conservative, sur chaque volume Ω_i :

$$\int_{\Omega} [\partial \rho \phi / \partial t + \nabla \cdot (\rho U \phi)] = \int_{\Omega} [\nabla \cdot (\Gamma_{\phi} \nabla \phi) + S_{\phi}] dV \quad (\text{A-5})$$

Dans le cadre des maillages cartésiens, les volumes de contrôle Ω_i sont représentés par la Figure (C-1). La méthode des volumes finis est équivalente à un bilan sur le volume de contrôle.

Ω_i : On assure alors la conservation sur chaque volume élémentaire et donc sur le domaine tout entier.

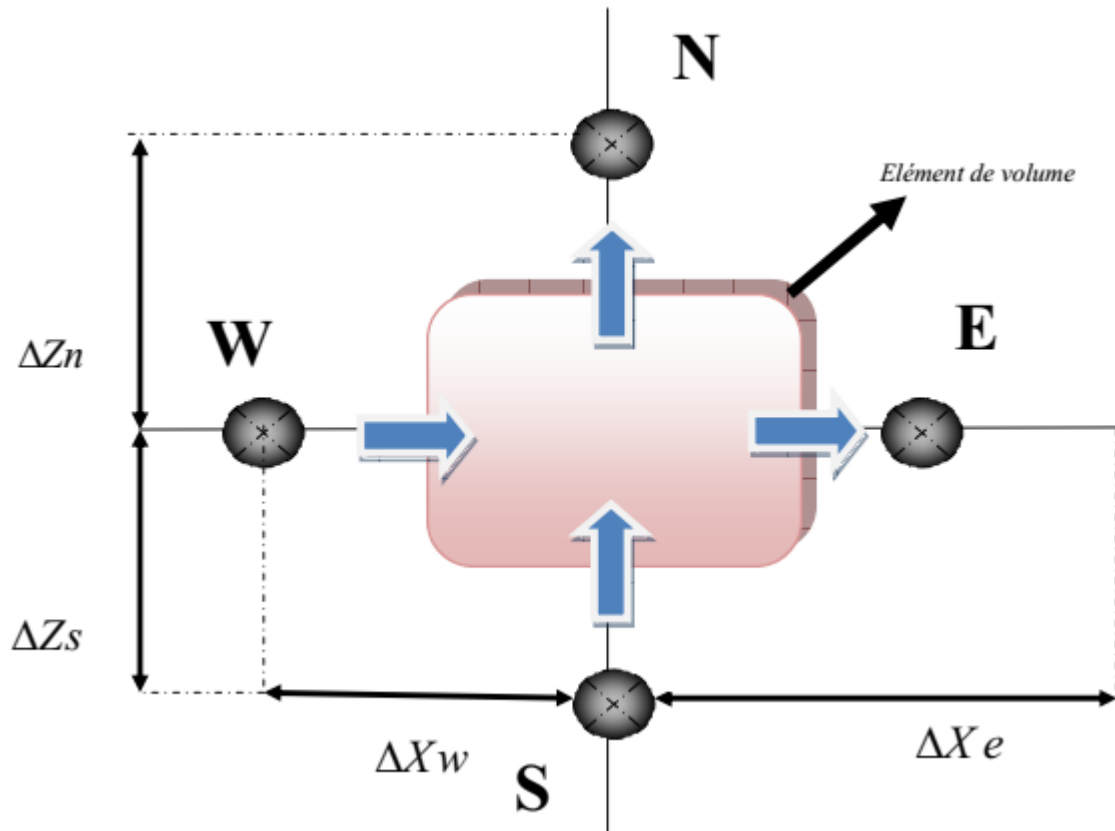


Figure A-1 : Volume de contrôle 2D

1.2. Discrétisation des termes convectifs et diffusifs.

La discrétisation de l'équation de conservation exprimée de façon intégrée sur chaque volume de contrôle nécessite d'explicitier chaque terme d'intégration. On note f^c le flux convectif $\rho U \phi$ et f^d le flux diffusif $(\Gamma_\phi \nabla \phi)$.

Le théorème de **Green-Ostrogradski** (ou théorème de la divergence) permet alors décrire, avec : $f(\phi) = f^c$ ou $f(\phi) = f^d$

$$\int_{\Omega_i} (\nabla f(\phi) dV_i) = \int_{\Gamma_i} (f(\phi) n) dS = \Psi_e + \Psi_w + \Psi_s + \Psi_n \quad (\text{A-6})$$

Où n est la normale sortante à l'interface du volume de contrôle. La discrétisation spatiale nécessite de connaître les flux $f^{(i)}$, c'est-à-dire les valeurs de u ou de son gradient sur chaque face du volume de contrôle. Chaque type deux est approxime par un schéma base sur une méthode de différences finies pour les flux différentiels, ou sur des interpolations polynomiales d'ordre 1 ou

2 pour les flux scalaires. Pour illustrer les schémas de discrétisation, nous prendrons les exemples du maillage 1D dans la figure. (C-2).

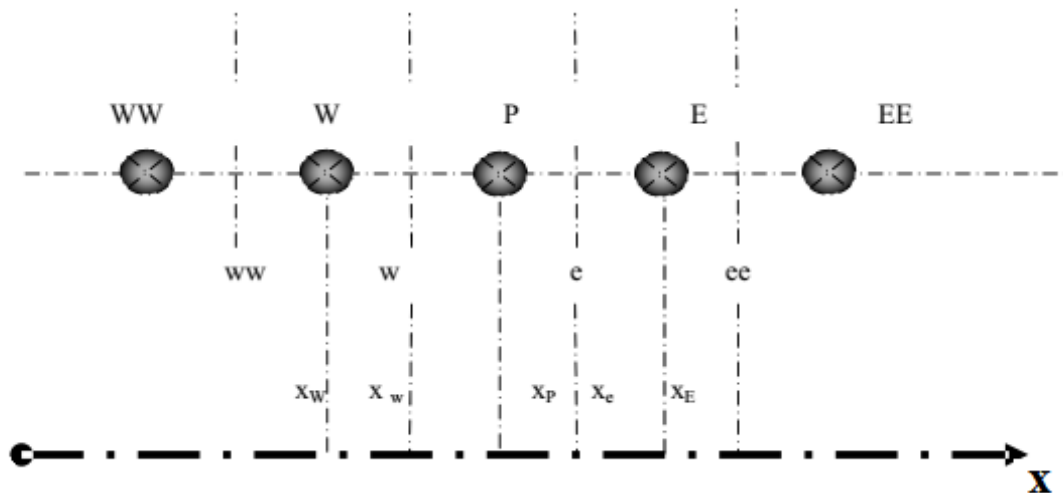


Figure A-2 : Exemple d'un maillage 1D

➤ Schéma centré

Dans le cas d'un flux scalaire, la variable c à l'interface du volume de contrôle est évaluée linéairement par moyenne pondérée d'ordre 2 entre les nœuds amont et aval :

$$\phi_C = \alpha\phi_E + (1 - \alpha)\phi_P$$

Avec α le coefficient d'interpolation linéaire :

$$\alpha = \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P}$$

Dans le cas d'un flux différentiel, on utilise la méthode des différences finies. A l'aide d'un développement de Taylor d'une fonction f , on peut écrire un schéma d'ordre 2 pour f' :

$$f'(x) = \frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h}$$

Si on applique à l'évolution du gradient de ϕ , on obtient alors :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_e = \frac{\phi_e - \phi_P}{x_E - x_P} \quad (\text{A-7})$$

Remarque : La discrétisation des gradients dans le code de calcul est toujours du type schéma centré.

➤ Schéma Upwind ou simple amont

Dans le cas d'un flux scalaire, la valeur de ϕ_e est remplacée par celle en amont de l'interface et dépend donc du sens de l'écoulement :

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P & \text{Si } U \cdot n > 0 \\ \phi_E & \text{Si } U \cdot n < 0 \end{cases}$$

➤ Schéma hybride

$$P_e = \frac{F}{D} = \frac{\rho U \Delta x}{\Gamma_\phi}$$

Son comportement est déterminé par l'intensité du nombre de Peclet. Celui-ci exprime le rapport entre les forces convectives et les forces diffusives :

- Dans le cas où $P_e \leq 2$ le schéma centré est utilisé.
- Si $P_e > 2$ le schéma simple amont est utilisé.

➤ Schéma Quick

La variable ϕ_e est évaluée par une interpolation quadratique basée sur deux nœuds en amont (F et FF) et sur un nœud en aval (B) de l'interface.

$$\phi_e = \phi_F + \alpha_1(\phi_{FF} + \phi_F) + \alpha_2(\phi_B + \phi_b)$$

Les coefficients de l'interpolation α_1 et α_2 dépendent du sens de $U \cdot n$ et sont alors donnés par :

$$\alpha_1 = \frac{(x_e - x_F)(x_e - x_{FF})}{(x_B - x_F)(x_B - x_{FF})}$$

$$\alpha_2 = \frac{(x_e - x_F)(x_b - x_e)}{(x_f - x_F)(x_B - x_{FF})}$$

Dans le cas où $U \cdot n > 0$ on a :

$$\phi_e = \phi_P + \frac{(x_e - x_P)(x_e - x_E)}{(x_P - x_E)(x_W - x_E)}(\phi_W + \phi_P) + \frac{(x_e - x_P)(x_W - x_e)}{(x_P - x_E)(x_W - x_E)}(\phi_P + \phi_E) \quad (\text{A-8})$$

1.3. Discrétisation de terme source

Dans la majorité des cas, on assimile le terme source à une valeur moyenne sur le volume de contrôle :

$$\int_{\Omega_P} S_\phi dV_i = S_\phi \Delta x \Delta y \Delta z \quad (\text{A-9})$$

1.4. Discrétisation de terme in stationnaire

Pour l'intégration de ce terme particulier, on considère uniquement la variation en temps, en assimilant la variable ϕ à sa valeur au centre du volume de contrôle :

$$\int_{\Omega_P} \left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right) dV = \frac{\partial \rho_P \phi_P}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (\text{A-10})$$

ANNEXE B

Suite des résultats dynamiques

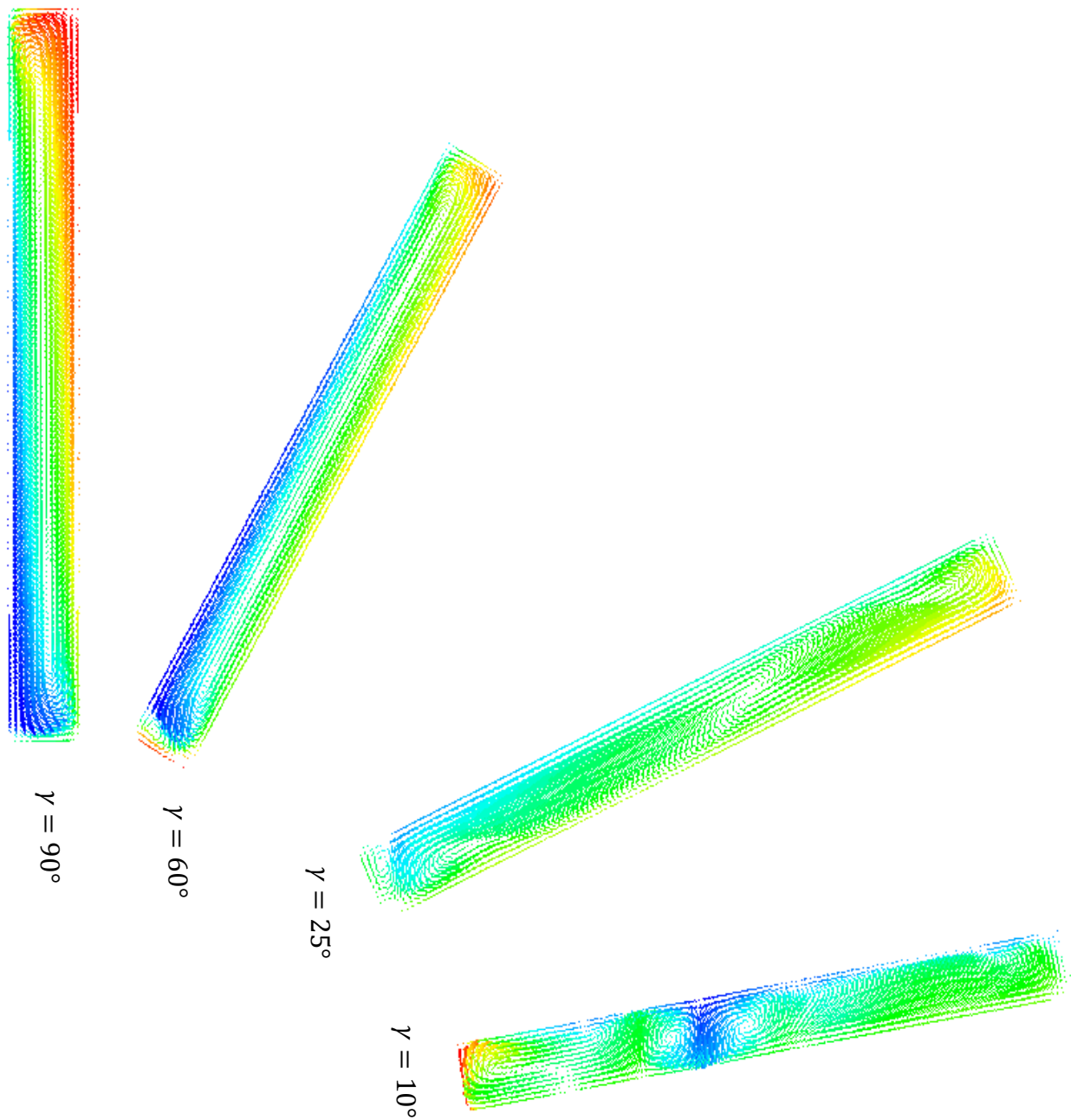


Figure B.1 : Module de la vitesse dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ\text{C}$ et sans chauffage latéral T_A

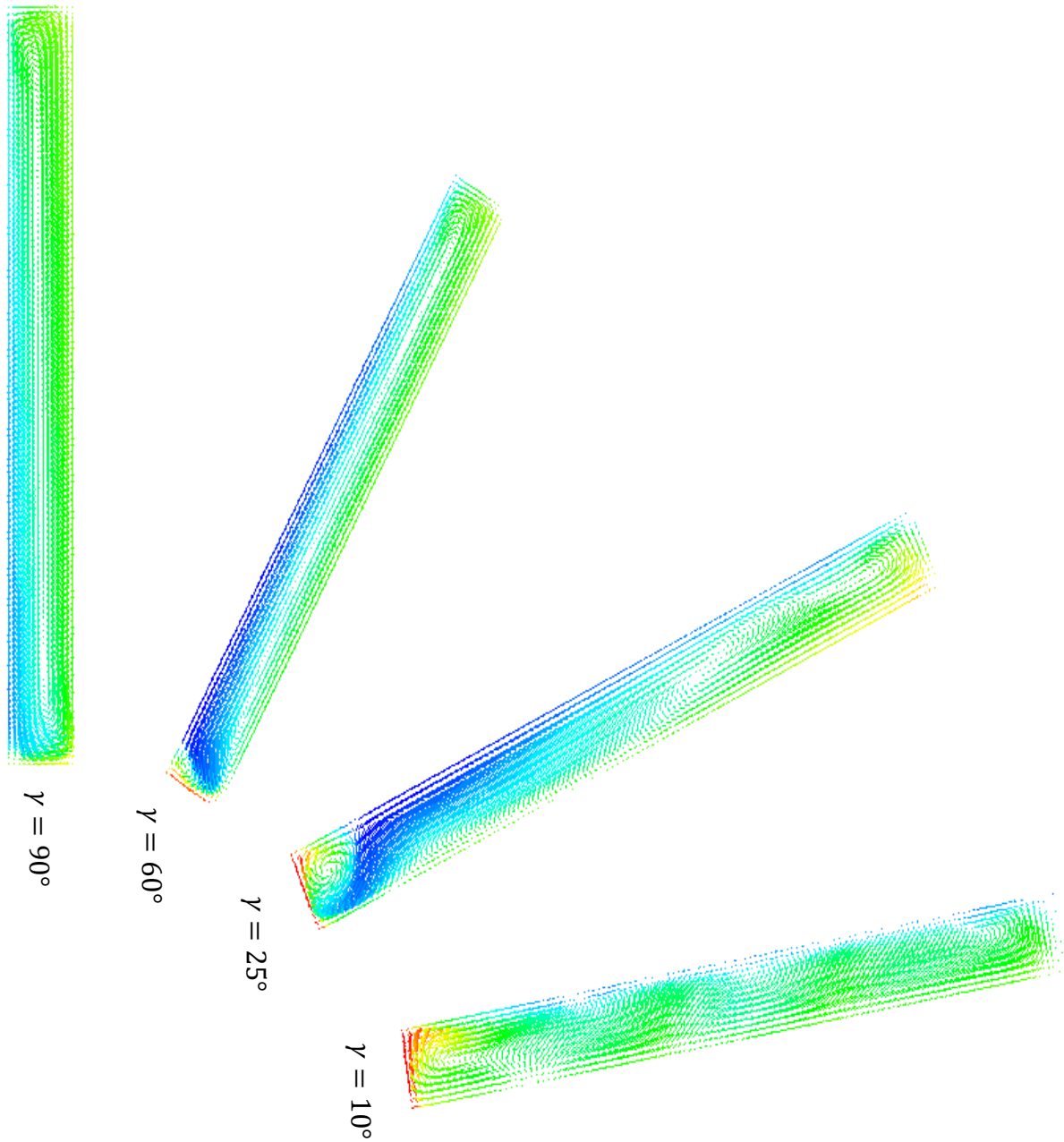


Figure B.2 : Module de la vitesse dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ C$ et $T_A = 30.3^\circ C$

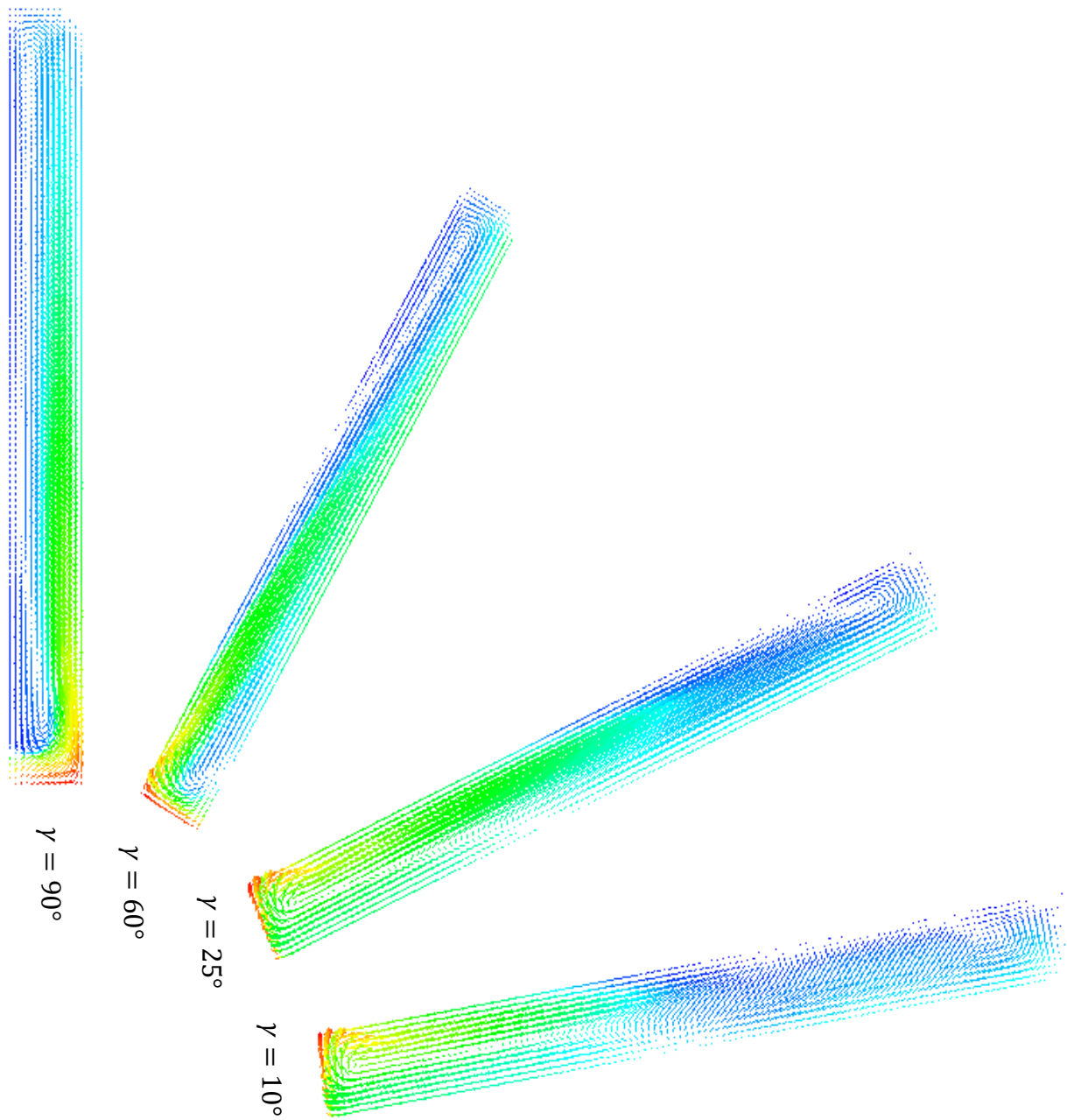


Figure B.3 : Module de la vitesse dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ C$ et $T_A = 52.7^\circ C$

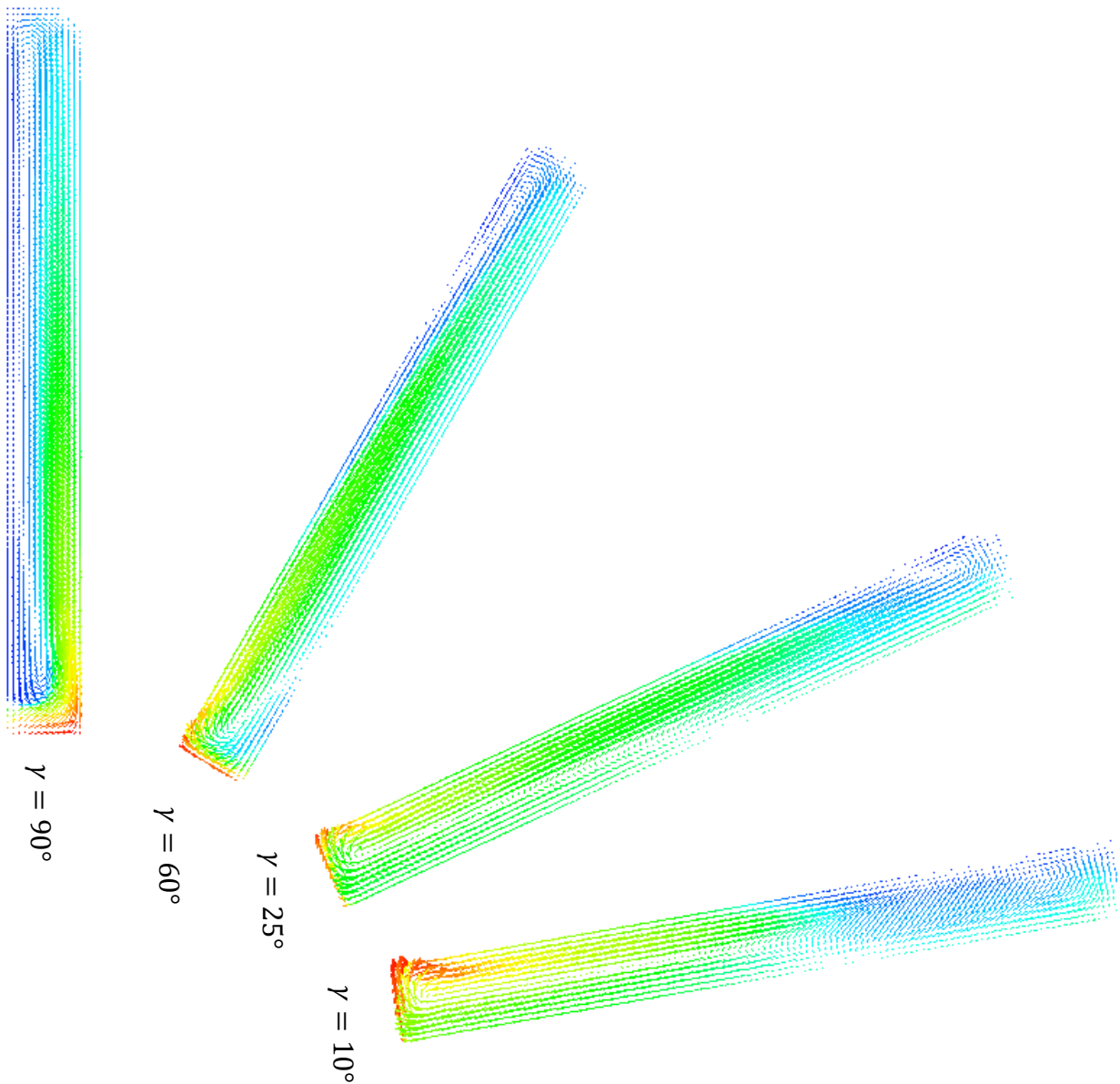


Figure B.4 : Module de la vitesse dans le plan xz pour $\Delta T = 8.2^\circ C$ et $T_A = 67.6^\circ C$

RESUME

Cette thèse porte sur la modélisation numérique des écoulements confinés de la convection naturelle au sein d'une cavité rectangulaire remplie d'un fluide laminaire à un nombre de Prandtl élevé (horizontale et inclinée) soumise à un gradient de température pariétal mixte (horizontal ou vertical). Elle s'inscrit dans un contexte de comparaison associant des approches numériques et expérimentales. Le phénomène de Rayleigh-Bénard correspond à l'état instable dans lequel se trouve une couche horizontale d'un fluide, soumise à un gradient de température vertical. Si ce dernier dépasse une valeur critique, des mouvements convectifs naissent à l'intérieur du fluide. La déstabilisation de la thermoconvection de Rayleigh-Bénard par des différentes valeurs du chauffage latéral a été abordée dans les deux cas. Les équations qui régissent ce phénomène ont été résolues par une approche numérique, basée sur la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLE a été utilisé pour le couplage pression-vitesse. Un code CFD (Fluent / ASYS) a été choisi comme un outil de calcul. Les effets du chauffage latéral sur les champs thermique et dynamique et sur le taux de transfert de chaleur à travers les parois actives sont présentés dans cette étude. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus par d'autres littératures.

Mots clés : Cavité Inclinée, CFD Simulation, Convection de Rayleigh-Bénard, Convection Naturelle, Nombre de Nusselt, Simulation Numérique, Transfert de Chaleur.

ABSTRACT

This thesis deals with the numerical modeling of confined flows of natural convection in a rectangular laminar fluid filled cavity at high Prandtl number (horizontal and inclined) subjected to a mixed wall temperature gradient (horizontal or vertical). It fits into a context of comparison associating to numerical and experimental approaches. The Rayleigh-Bénard phenomenon corresponds to the unsteady state in which there is a horizontal fluid layer subjected to a vertical temperature gradient. If this latter exceeds a critical value, convective movements are generated inside the fluid. The destabilization of the Rayleigh-Bénard thermoconvection by different side heating values was discussed in both cases. The governing equations of this phenomenon have been solved by a numerical approach, based on the finite volume method. The SIMPLE algorithm was used for pressure-velocity coupling and a CFD code (Fluent / ASYS) was chosen as a calculation tool. The effects of the small side wall heating on the thermal and dynamic fields and on the rate of heat transfer through the active walls are presented in this study. The results obtained are compared with those obtained by other literatures.

Keywords: Inclined Cavity, CFD Simulation, Rayleigh-Bénard Convection, Natural Convection, Nusselt Number, Numerical Simulation, Heat Transfer.

ملخص

ترتكز هذه الرسالة على النمذجة العددية للتدفقات الحرارية الطبيعية المحصورة في تجاويف مستطيلة تحوي سائل ذي عدد Prandtl مرتفع (أفقي ومائل) يتعرض إلى تدرج في درجة الحرارة الجدارية المختلطة (أفقي أو مائل). وهو جزء من سياق المقارنة بين المقاربات العددية والتجريبية. تتوافق ظاهرة Rayleigh-Bénard مع حالة الطبقة الأفقية للسائل الغير المستقرة، تخضع لتدرج أفقي في درجة الحرارة. إذا تجاوزت هذه الأخيرة القيمة الحرجة، يتم توليد حركات الحمل الحراري داخل السائل. دست ظاهرة الإخلال باستقرار الحمل الحراري لـ Rayleigh-Bénard بواسطة قيم مختلفة للتدفئة الجانبية في كلتا الحالتين. تم استخدام منهج المحاكاة العددية الذي يعتمد على أساس طريقة الأحجام المحدودة لحل المعادلات التي تحكم بهذه الظاهرة. استخدام خوارزمية SIMPLE لاقتران الضغط والسرعة واختيار كود CFD (Fluent/ANSYS) كأداة حسابية. هذه الدراسة تعرض آثار التسخين الجانبي على الحقول الحرارية والدينامية وعلى معدل نقل الحرارة من خلال الجدران النشطة. تتم مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع تلك التي تم الحصول عليها من الأدبيات الأخرى.

الكلمات المفتاحية: التجويف المائل، محاكاة CFD، النقل الحراري Rayleigh-Bénard، النقل الحراري الطبيعي، رقم Nusselt، المحاكاة العددية، انتشار الحرارة.

RESUME

Cette thèse porte sur la modélisation numérique des écoulements confinés de la convection naturelle au sein d'une cavité c remplie d'un fluide laminaire à un nombre de Prandtl élevé (horizontale et inclinée) soumise à un gradient de température pariétal mixte (horizontal ou vertical). Elle s'inscrit dans un contexte de comparaison associant des approches numériques et expérimentales. Le phénomène de Rayleigh-Bénard correspond à l'état instable dans lequel se trouve une couche horizontale d'un fluide, soumise à un gradient de température vertical. Si ce dernier dépasse une valeur critique, des mouvements convectifs naissent à l'intérieur du fluide. La déstabilisation de la thermoconvection de Rayleigh-Bénard par des différentes valeurs du chauffage latéral a été abordée dans les deux cas. Les équations qui régissent ce phénomène ont été résolues par une approche numérique, basée sur la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLE a été utilisé pour le couplage pression-vitesse. Un code CFD (Fluent / ASYS) a été choisi comme un outil de calcul. Les effets du chauffage latéral sur les champs thermique et dynamique et sur le taux de transfert de chaleur à travers les parois actives sont présentés dans cette étude. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus par d'autres littératures.

ABSTRACT

This thesis deals with the numerical modeling of confined flows of natural convection in a rectangular laminar fluid filled cavity at high Prandtl number (horizontal and inclined) subjected to a mixed wall temperature gradient (horizontal or vertical). It fits into a context of comparison associating to numerical and experimental approaches. The Rayleigh-Bénard phenomenon corresponds to the unsteady state in which there is a horizontal fluid layer subjected to a vertical temperature gradient. If this latter exceeds a critical value, convective movements are generated inside the fluid. The destabilization of the Rayleigh-Bénard thermoconvection by different side heating values was discussed in both cases. The governing equations of this phenomenon have been solved by a numerical approach, based on the finite volume method. The SIMPLE algorithm was used for pressure-velocity coupling and a CFD code (Fluent / ASYS) was chosen as a calculation tool. The effects of the small side wall heating on the thermal and dynamic fields and on the rate of heat transfer through the active walls are presented in this study. The results obtained are compared with those obtained by other literatures.

ملخص

ترتكز هذه الرسالة على النمذجة العددية للتدفقات الحرارية الطبيعية المحصورة في تجاويف مستطيلة تحوي سائل ذي عدد Prandtl مرتفع (أفقي ومائل) يتعرض إلى تدرج في درجة الحرارة الجدارية المختلطة (أفقي أو مائل). وهو جزء من سياق المقارنة بين المقاربات العددية والتجريبية. تتوافق ظاهرة Rayleigh-Bénard مع حالة الطبقة الأفقية للسائل الغير المستقرة، تخضع لتدرج أفقي في درجة الحرارة. إذا تجاوزت هذه الأخيرة القيمة الحرجة، يتم توليد حركات الحمل الحراري داخل السائل. دست ظاهرة الإخلال باستقرار الحمل الحراري لـ Rayleigh-Bénard بواسطة قيم مختلفة للتدفقة الجانبية في كلتا الحالتين. تم استخدام منهج المحاكاة العددية الذي يعتمد على أساس طريقة الأحجام المحدودة لحل المعادلات التي تحكم بهذه الظاهرة. استخدام خوارزمية SIMPLE لاقتزان الضغط والسرعة واختيار كود CFD (Fluent/ANSYS) كأداة حسابية. هذه الدراسة تعرض آثار التسخين الجانبي على الحقول الحرارية والدينامية وعلى معدل نقل الحرارة من خلال الجدران النشطة. تتم مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع تلك التي تم الحصول عليها من الأدبيات الأخرى.