

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET
POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE BATNA
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT DE MECANIQUE

MEMOIRE

PRESENTE POUR L'OBTENTION DU DIPLOME DE

MAGISTERE

Spécialité : **MECANIQUE**

Option : **ENERGETIQUE**

PAR
IBRIR NADIA

THEME

**ETUDE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS UNE
CAVITE RECTANGULAIRE CONTENANT DU METAL
LIQUIDE**

SOUTENU LE.....2006.

Membres du jury :

ZEGADI Rabeh	Professeur	Univ. Sétif	Président
RAHAL Samir	M.C	Univ. Batna	Rapporteur
SI AMEUR Mohamed	Professeur	Univ. Batna	Examineur
BOUGRIOU Chérif	M.C	Univ. Batna	Examineur

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur
Et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DE BATNA

Faculté des Sciences de l'ingénieur
Département de Mécanique

Mémoire de Magistère

Spécialité : Mécanique Energétique

ETUDE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS UNE
CAVITE RECTANGULAIRE CONTENANT DU METAL
LIQUIDE

Présenté par

Nadia IBRIR

Dirigé par :

Dr. Samir RAHAL

Remerciements

Derrière ce travail se cache la présence, le support et l'ouverture d'esprit de mon encadreur, le Docteur [Samir Rahal](#), à qui je dois énormément. J'ai particulièrement apprécié ses encouragements, ses conseils et la liberté qu'il m'a accordée dans la poursuite de mon travail. Je lui suis aussi très reconnaissante pour m'avoir sensibilisé à l'importance de la communication scientifique.

Je remercie vivement le professeur [Rabeh ZEGADI](#) Qui m'a fait l'honneur de présider ce jury.

Je tiens aussi à remercier vivement le professeur [Mohamed SI AMEUR](#), et le docteur [Cherif BOUGRIOU](#) pour leur participation au jury de ce mémoire.

Je voudrais remercier vivement ma sœur Docteur [Ibrir Fathia](#) pour son aide, ses encouragements, et ses conseils.

Enfin, je désire manifester ma gratitude à ma petite famille et surtout, à mon époux [Fayçal](#). Fayçal et moi avons parcouru ensemble ce bon bout de chemin dont nous garderons sûrement de très bons souvenirs. Il s'est toujours intéressée à mes études et m'a aidé beaucoup plus qu'il peut le croire. J'ai vraiment été comblé de bonheur et d'amour aussi par la présence de mes enfants [Aya](#) et [Lotfi](#). Merci infiniment!

A toute ma famille.....

SOMMAIRE

SOMMAIRE

Nomenclature générale.....	1
Introduction générale.....	3
Chapitre I : Généralités et Synthèse bibliographique.	
I.1. Convection dans les cavités.....	6
I.1.1. Cavité avec gradient de température vertical.....	8
I.1.2. Cavité avec gradient de température horizontal.....	9
I.2. Les métaux liquides.....	11
I.2.1. Propriétés de quelques métaux liquides.....	13
I.2.1.1. Le Gallium.....	13
I.2.1.2. Le Mercure.....	13
I.2.2. Applications des métaux liquides.....	14
I.2.2.1. Les méthodes d'élaboration des monocristaux....	14
I.2.2.2. Refroidissement des composants électronique....	18
I.3. Synthèse bibliographique.....	19
Chapitre II : Modélisation et procédure de simulation numérique.	
II.1. Equations gouvernantes	23
II.1.1. Equation de continuité.....	23
II.1.2. Equations de quantité de mouvement.....	23
II.1.3. Equation de conservation d'énergie.....	24
II.2. Equations gouvernantes dans ANSYS.....	26
II.2.1. Equation de continuité.....	26
II.2.2. Equations de quantité de mouvement.....	27
II.2.3. Equation de conservation d'énergie.....	27

II.2.4. Modèles de turbulence.....	28
II.3. Conditions aux limites.....	30
II.4. Transfert de chaleur.....	30
II.2. Procédure et étapes de la simulation numérique.....	31
Chapitre III : Résultats numériques, interprétation et comparaison avec la littérature.	
III.1 Introduction à « ANSYS ».....	46
III.2 Validation.....	47
III.3 Influence du nombre de Prandtl.....	50
III.4. Etude du mercure.....	55
III.4.1 Simulation en 2D.....	55
III.4.1.1 Influence du nombre de Grashof.....	55
III.4.1.2 Influence du nombre de Rayleigh.....	57
III.4.1.3 Régime turbulent.....	63
III.4.1.4 Influence du rapport d'aspect.....	67
III.4.2 Simulation en 3D.....	71
Conclusions générales	77
Références Bibliographiques	79

NOMENCLATURE GENERALE

Nomenclature générale

Symboles latins :

A	A=L/H rapport d'aspect.
C _p	chaleur spécifique à pression constante [J/kgK].
d	largeur de la cavité [m].
g	accélération de la pesanteur [m/s ²].
Gr	nombre de Grashof.
H	hauteur de la cavité [m].
h	coefficient de transfert de chaleur [Wm ⁻² K].
L	longueur de la cavité [m].
Nu	nombre de Nusselt moyen.
Nu_{local}	nombre de Nusselt local.
p	pression [Pa].
p*	pression adimensionnelle.
Pr	nombre de Prandtl.
q	flux de chaleur [Wm ⁻²].
Ra	nombre de Rayleigh.
T	température [K].
T*	température adimensionnelle.
T_c	température de la paroi chaude [K].

T_f	température de la paroi froide [K].
T_m	température de fusion [K].
\vec{u}	vecteur vitesse = (u, v, w).[m/s]
u, v, w	composantes du vecteur vitesse.[m/s]
u^*, v^*, w^*	composantes adimensionnelles du vecteur vitesse.
x, y, z	coordonnées cartésiennes.
x^*, y^*, z^*	coordonnées cartésiennes adimensionnelles.

Symboles grecs :

α	diffusivité thermique [m ² /s].
β	coefficient de dilatation [K ⁻¹].
ΔT	différence de température [K].
λ	conductivité thermique [W/mK].
μ	viscosité dynamique [Kgm ⁻¹ s ⁻¹].
ν	viscosité cinématique [m ² /s].
ρ	masse volumique [Kg/m ³].
(τ)	angle d'inclinaison de la cavité [degré].

Propriétés thermophysiques de l'air, l'eau, le gallium et le mercure à 300 K. [8]

Propriété	T_m [K]	ρ [Kg/m ³]	C_p [J/kgK]	μ [Kgm ⁻¹ s ⁻¹]	λ [W/mK]	β [1/K]	Pr
Air	-	1,177	1006	18,46x10 ⁻⁶	0,026	3331x10 ⁻⁶	0,708
Eau	-	997,132	4193,453	851,49x10 ⁻⁶	0,614	566x10 ⁻⁶	5,813
Gallium	302,78	6095	397,6	1,95x10 ⁻³	31	1,27x10 ⁻⁴	0,025
Mercure	234,16	13529	139,3	1,523x10 ⁻³	8,54	181x10 ⁻⁶	0,024

INTRODUCTION GENERALE

Le but de ce travail est de mener une étude de la convection naturelle dans une enceinte rectangulaire contenant du métal liquide et soumise à un gradient horizontal de température. La convection naturelle dans les métaux liquides a fait l'objet d'études menées par les métallurgistes et les ingénieurs des réacteurs nucléaires parce que les métaux liquides sont un excellent milieu de transfert de chaleur [1].

L'intérêt pour l'étude de ce problème est également son implication dans la croissance des cristaux destinés à la fabrication des semi-conducteurs. En effet, l'apparition de la convection pendant la croissance cristalline peut conduire à des inhomogénéités qui conduisent à des striations et à des défauts qui affectent la qualité des cristaux obtenus par les techniques de Bridgman et de Czochralski [1-6]. Les oscillations de température dues aux instabilités de l'écoulement dans les métaux liquides induisent également un refroidissement non uniforme au niveau du front de la solidification [4]. Dans ce cas, la convection est étudiée dans le but de l'éviter ou de la réduire [1].

En plus de cet aspect pratique, l'étude des écoulements convectifs dans les métaux liquides présente un intérêt certain du point de vue recherche fondamentale. En effet ce type de fluides opaques à basses températures de fusion (par exemple 302.8 K pour le gallium) sont des fluides à bas nombre de Prandtl (Pr) et leurs comportements lorsqu'ils sont soumis à des gradients de

température sont assez différents de ceux observés dans les fluides à haut nombre de Pr (tel l'eau).

De nombreuses études ont été menées ces dernières années et qui ont permis de mieux comprendre les comportements des métaux liquides lorsqu'ils sont sollicités thermiquement.

Les résultats expérimentaux de la convection naturelle et de transfert de chaleur dans les métaux liquides sont très limités à cause de la difficulté à mener des mesures dans ce type de fluides opaques [4]. Seuls le nombre de Nusselt moyen ou la variation temporelle de la température sont disponibles dans la littérature. Ces résultats ont été corrélés en fonction des nombres de Grashof ou de Rayleigh [1].

Notre étude est présentée en trois chapitres :

Le premier chapitre est consacré à des généralités sur les métaux liquides, leurs descriptions ainsi que leurs applications. Une synthèse bibliographique sur la convection naturelle dans les cavités contenant des métaux liquides est également présentée.

Le deuxième chapitre présente la modélisation du problème et la procédure de simulation numérique en utilisant le module **FLOTRAN** du code **ANSYS**.

Le dernier chapitre est consacré à la présentation des résultats numériques avec des interprétations et comparaisons avec les résultats contenus dans la littérature.

Dans le cadre de cette étude, on a considéré l'influence des paramètres suivants :

- Le type de fluide utilisé (gallium, mercure, eau, air),

- Le gradient de température appliqué (nombre de Grashof),
- Le confinement de la couche fluide (rapport d'aspect),

Sur :

- Le taux de transfert de chaleur par convection (nombre de Nusselt),
- Les structures convectives qui apparaissent,
- Les régimes d'écoulement (laminaire, turbulent).

CHAPITRE I

Généralités et Synthèse bibliographique

I.1. Convection dans les cavités :

La convection est le mécanisme le plus important de transfert de chaleur entre une surface solide et un liquide ou un gaz.

Le transfert par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure (Figure I.1) s'effectue en plusieurs étapes. D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux molécules adjacentes du fluide. La chaleur ainsi transmise sert à faire augmenter la température et l'énergie interne de ces molécules. Ensuite les molécules vont se mélanger avec d'autres molécules situées dans une région à une température inférieure et transférer une partie de leur énergie. Dans ce cas l'écoulement transporte le fluide et l'énergie. L'énergie est, à présent, emmagasinée dans les molécules du fluide et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement.

La transmission de chaleur par convection est désignée, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection libre ou convection forcée. Lorsqu'il se produit au sein du fluide des courants dus simplement aux différences de température, on dit que la convection est naturelle ou libre. Par contre si le mouvement du fluide est provoqué par une action externe, telle une pompe ou un ventilateur, le processus est alors appelé convection forcée.

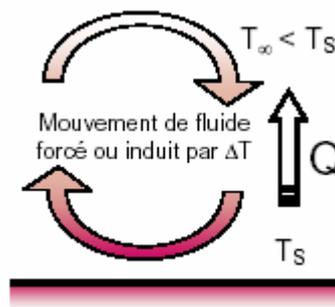


Figure 1.1 : Schéma du phénomène de transfert de chaleur par convection.

L'étude de la convection naturelle des fluides dans les cavités a fait l'objet d'un très grand nombre de travaux tant théoriques qu'expérimentaux. L'intérêt de son étude réside dans son implication dans de nombreux phénomènes naturels et industriels, tels que le refroidissement des circuits électroniques et des réacteurs nucléaires, l'isolation des bâtiments (cas du double vitrage), industrie métallurgique, la croissance des cristaux pour l'industrie des semi-conducteurs, ...etc.

La cavité rectangulaire (Figure I.2) continue à être la géométrie qui présente le plus d'intérêt [7]. Dans ce type de cavité (Figure I.2), généralement deux parois sont maintenues à des températures différentes ($T_2 < T_1$), tandis que les autres sont isolées. L'angle d'inclinaison (τ) entre les surfaces chauffée et refroidie et l'horizontale peut varier de 0° (cavité horizontale avec paroi chaude en dessous), à 90° (cavité verticale différentiellement chauffée), à 180° (cavité horizontale avec paroi chaude en dessus). [8]

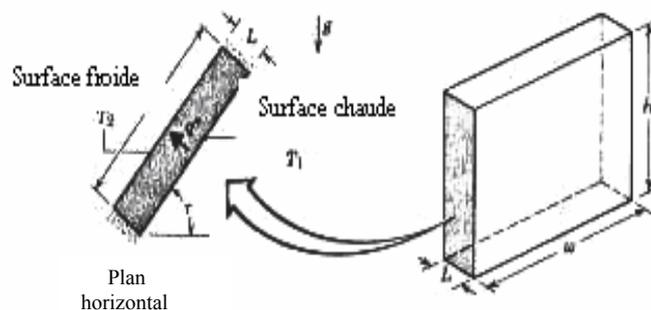


Figure I.2 : Convection naturelle dans les cavités rectangulaires.

I.1.1. Cavité avec gradient de température vertical :

La cavité horizontale chauffée par le bas et refroidie par le haut ($\tau=0$) correspond à la configuration de la convection de Rayleigh-Bénard qui traite de la stabilité et le mouvement d'un fluide, confiné entre deux plaques horizontales, maintenues à des températures uniformes et distinctes et soumis au champ de la gravitation. La convection de Rayleigh-Bénard a une longue et riche histoire, elle a été étudiée durant des décennies aussi bien pour ses différentes applications industrielles que du point de vue recherche fondamentale [9-12]. Le mécanisme de base de cette convection est comme suit (Figure I.3):

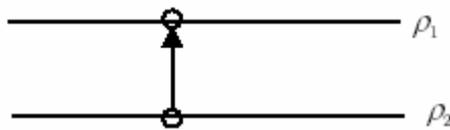


Figure I.3 : Schéma représente la particule fluide et le mécanisme de base de la convection de Rayleigh-Bénard.

Une perturbation fait monter rapidement une particule de façon qu'elle garde sa masse volumique constante (Figure I.3). Deux cas peuvent se produire :

- Si $\rho_2 > \rho_1$, la force d'Archimède est inférieure à son poids, la particule redescend, le mouvement est stable.

- Si $\rho_2 < \rho_1$, la force d'Archimède est supérieure à son poids, la particule continue à monter, le mouvement est instable.

Au delà d'une valeur critique de l'écart de température, des rouleaux contra-rotatifs, d'axes horizontaux apparaissent au sein du fluide (Figure I.4).

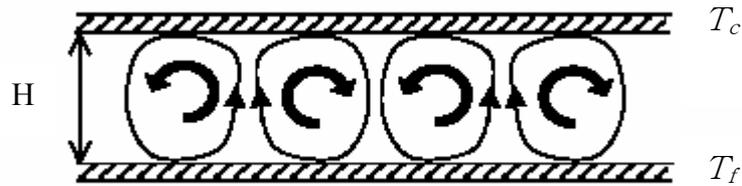


Figure I.4 : Schéma représentant les rouleaux de la convection de Rayleigh-Bénard.

Le paramètre adimensionnel qui caractérise cette instabilité est le

nombre de Rayleigh : Ra.
$$Ra = \frac{g\beta \frac{(T_c - T_f)}{L} H^4}{\nu\alpha}$$
 Où

g : accélération de la pesanteur.

β : coefficient de dilatation.

α : diffusivité thermique.

ν : viscosité cinématique.

H : hauteur de la cavité.

L : longueur de la cavité.

T_c : température chaude.

T_f : température froide.

- L'élément perturbateur : poussée d'Archimède.
- Les éléments stabilisateurs : la viscosité et la conductivité thermique.
 - Si $Ra < 1710 = Ra_c$, l'écoulement est stable
 - Si $Ra \geq 1710$, apparition des rouleaux de Bénard.

Ra_c étant la valeur critique de Rayleigh dans une couche horizontale infinie.

I.1.2. Cavité avec gradient de température horizontal :

Dans cette configuration, les parois verticales sont chauffée et refroidie, alors que les parois horizontales sont considérées

comme adiabatiques (Figure I.5). L'écoulement est alors monocellulaire avec le fluide ascendant le long de la paroi chaude et descendant suivant la paroi froide. Pour $Ra \leq 10^3$, le transfert de la chaleur est principalement par conduction dans le fluide et le nombre de Nusselt est égal à l'unité [8].

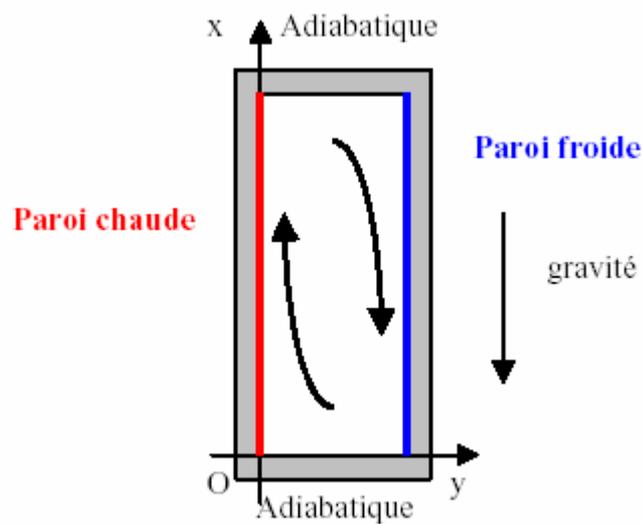


Figure I.5 : Schéma de la convection dans une cavité avec gradient de température horizontal

C'est cette dernière configuration qui fera l'objet de notre étude avec des cavités qui contiennent du métal liquide comme fluide de convection.

I.2. Les métaux liquides :

Pour avoir une idée de la différence entre les fluides usuels, ayant des Pr élevés, et les métaux liquides à bas Pr ; nous donnons (Tableau (I.1)) à titre d'exemple les caractéristiques d'un liquide à haut nombre de Pr (eau, $Pr = 1,72$) et d'un métal liquide à bas nombre de Pr (sodium, $Pr = 0,0072$).

	ρ	$\mu \times 10^4$	λ	C_p	$\beta \times 10^4$	$\nu \times 10^7$	Pr
Eau à 100 °C	958	2,81	0,68	4205	7,42	2,8	1,72
Na à 200°C	1130	4,4	81,5	1335	2,57	3,9	0,0072

Tableau. I.1: Propriétés thermophysiques de l'eau et du sodium [13].

Ces caractéristiques ne diffèrent fortement que par la conductivité et la viscosité et, corrélativement, par le nombre de Prandtl.

Au sein de la classe des métaux liquides, les caractéristiques peuvent être très variables (figure I.6), mais la conductivité thermique λ est toujours beaucoup plus grande que celle des fluides ordinaires et $Pr \ll 1$.

Les coefficients de convection des métaux liquides sont pour les mêmes surfaces d'échange et les mêmes écarts de température, beaucoup plus élevés que ceux des autres fluides ; d'où leur utilisation dans les applications qui font intervenir de très fortes densités de flux (refroidissement des réacteurs nucléaires notamment) [13].

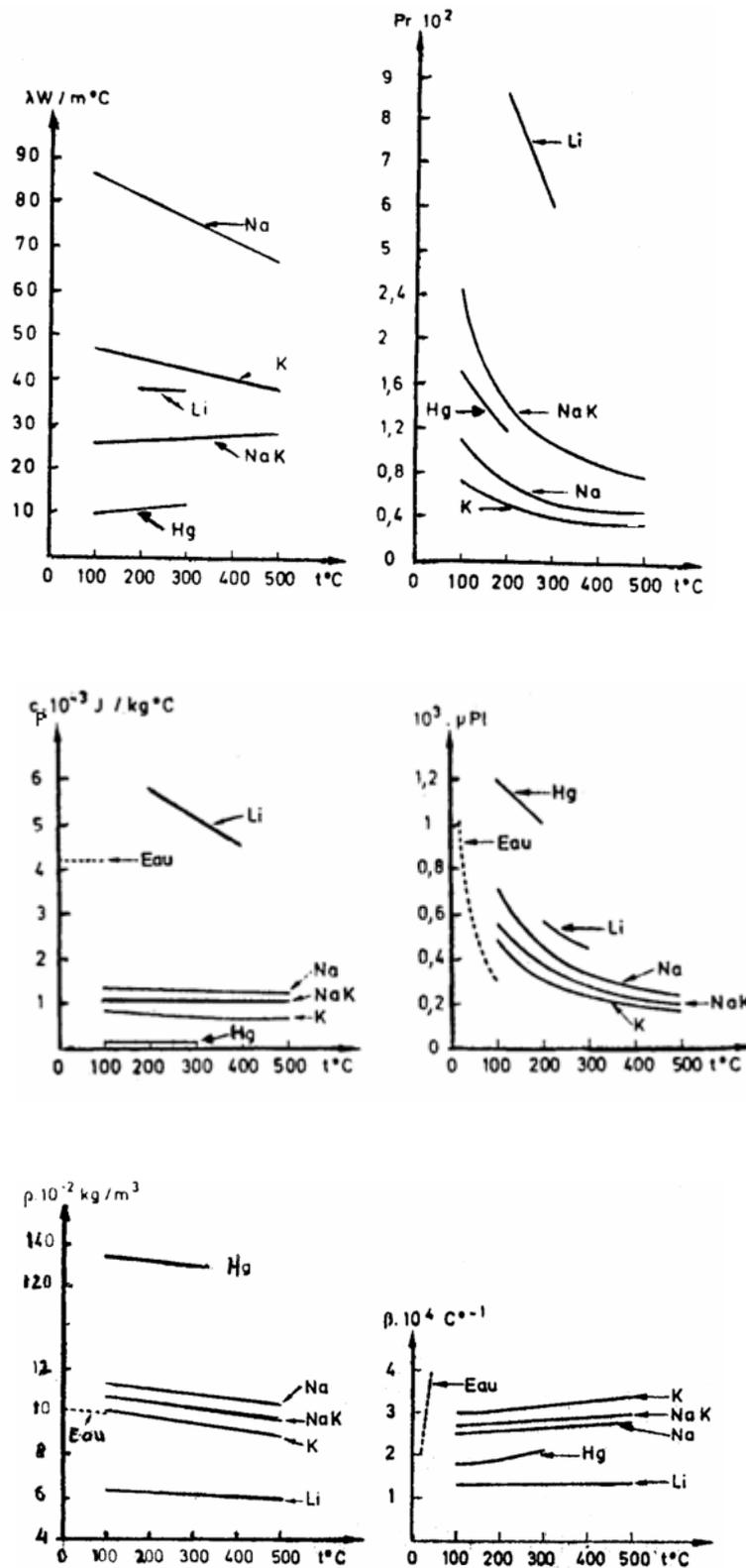


Figure (I.6) : Caractéristiques de quelques métaux liquides (mercure, sodium, lithium, Potassium) (ρ , β , C_p , μ , λ , Pr). (Les caractéristiques de l'eau sont également présentées à titre de comparaison) [13].

I.2.1. Propriétés de quelques métaux liquides :

I.2.1.1. Le Gallium :

Généralement, la bauxite est considérée comme la meilleure source de la production de gallium. Le Gallium est un métal liquide qui a un bas nombre Prandtl ($Pr = 0.025$ à $300K$) et a un point de fusion de $29.78^{\circ}C$.

Le Gallium a plusieurs propriétés qui lui donnent l'avantage sur le silicium dans beaucoup d'applications. Ces avantages sont particulièrement appréciés dans les applications de l'optoélectronique. Le gallium arsenic ($GaAs$) est ainsi utilisé pour fabriquer des diodes de laser, applications pour lequel le silicium ne peut être utilisé. Le $GaAs$ et le silicium peuvent convertir la lumière en énergie électrique, ce qui les rend utiles pour la fabrication des photodiodes et des cellules solaires, mais le $GaAs$ peut convertir plus de lumière disponible en énergie électrique.

Le gallium arsenic est environ dix fois plus résistant à la radiation que le silicium. Cette résistance est essentielle dans les utilisations dans l'espace où les composants sont exposés aux intenses radiations du soleil [14].

I.2.1.2. Le mercure :

En comparaison avec d'autres métaux, le mercure et ses minerais sont rares dans la croûte terrestre.

Le mercure élémentaire possède les caractéristiques d'un métal lourd et précieux. Il a de grandes conductivités électrique et thermique et une faible pénétrabilité à la lumière. Il est malléable à l'état solide. Son poids spécifique est plus élevé que celui du plomb

et il est relativement résistant aux influences chimiques. Propriété particulière du mercure, il se présente sous forme liquide à des températures beaucoup plus basses que les autres métaux: le point de fusion se situe à $-38,84^{\circ}\text{C}$ et la température d'ébullition à $356,5^{\circ}\text{C}$. Il est ainsi le seul métal qui est liquide à température ambiante. Il possède en outre un coefficient de dilatation thermique élevé, proportionnel à la température entre 0 et 100°C . Les domaines d'utilisation du mercure et de ses composés sont nombreux et très divers : instruments de mesure et de contrôle, fabrication des tubes fluorescents, etc...Le grand inconvénient du mercure est qu'il est toxique, ce qui a conduit à une forte diminution de son utilisation au cours des dernières années [15].

I.2.2. Applications des métaux liquides :

Quelques auteurs se sont intéressés aux problèmes de la convection naturelle dans une cavité rectangulaire contenant du métal liquide. Ces travaux étaient principalement justifiés par la nécessité de contrôler la croissance des cristaux destinés à la fabrication des semi-conducteurs ou d'améliorer le refroidissement des composants électroniques [16].

I.2.2.1. Les méthodes d'élaboration des monocristaux :

Semi-conducteur est le nom donné à un matériau caractérisé par des propriétés particulières, il s'agit d'un cristal qui conduit l'électricité mieux qu'un isolant et moins bien qu'un métal.

Dans la vie quotidienne, le terme semi-conducteur évoque l'ensemble des composants, dispositifs et même des systèmes microélectroniques ou électroniques, fabriqués à partir d'éléments semi-conducteurs.

Le principe des méthodes d'élaboration des monocristaux est de provoquer la solidification progressive d'une masse plus ou moins grande de métal liquide à partir d'un cristal « germe » unique [17]. La plupart des cristaux élaborés sont produits par les méthodes de Bridgman et de Czochralski qui vont être brièvement décrites dans ce qui suit :

a/ La méthode de Bridgman :

On distingue deux types :

i/ Technique de bridgman-stockbarger verticale :

Le principe de la technique de Bridgman-Stokbarger est illustré dans la figure (I.7.a), avec un exemple schématique de la réalisation pratique dans la figure (I.7.b). Le métal est fondu dans un creuset scellé de verre ou de quartz. L'ampoule se déplace dans un four dans lequel un gradient de température est établi. Elle passe ainsi progressivement d'une zone chaude au-dessus du point de fusion T_m dans une zone froide au-dessous du point de fusion. Le composé est solidifié progressivement à partir de l'extrémité inférieure de l'ampoule. En pratique, on utilise un four tubulaire vertical à deux zones de chauffage éventuellement séparées par un déflecteur thermique [17].

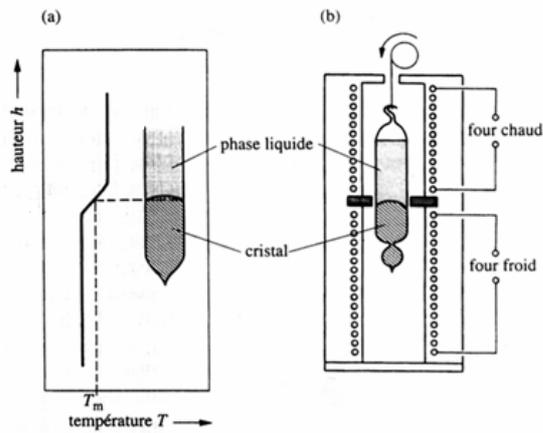


Figure I.7 : Schéma de principe de la technique de bridgman-stockbarger verticale.

ii/ Technique de bridgman-stockbarger horizontale :

Le principe de la technique de bridgman-stockbarger horizontale est semblable à celui de la technique verticale. Le matériau en fusion est contenu dans un creuset en forme de « bateau allongé ». Il est progressivement solidifié à partir d'une extrémité (figure I.8). Cette technique est utilisée, par exemple, pour la production industrielle de monocristaux de gallium arsenic dont le diamètre peut atteindre plusieurs centimètres [17].

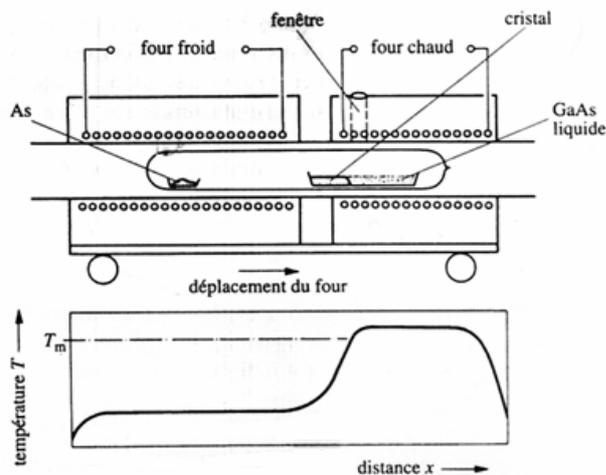


Figure I.8 : Schéma de principe de la technique de bridgman-stockbarger horizontale.

b/ Méthode de Czochralski :

Le procédé impliquant cette méthode est souvent désigné sous le nom d'étirage de cristaux. Pour un matériau donné, le premier procédé décrit par Czochralski en 1918, est encore aujourd'hui la méthode de croissance de cristaux la plus rapide.

L'étirage de cristaux est également la méthode qui produit un cristal de bonne qualité du point de vue pureté et homogénéité. Actuellement, la moitié des cristaux de haute qualité sont produits en utilisant la méthode de Czochralski.

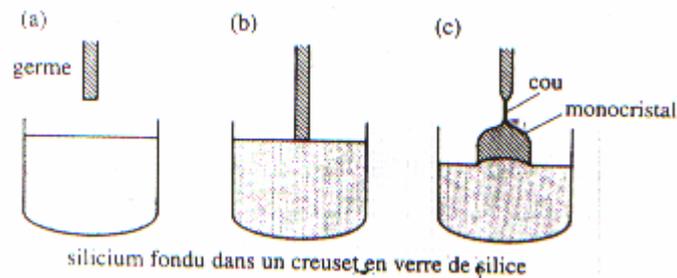


Figure I.9 : Schéma de principe de la méthode de Czochralski.

Par exemple la plupart des cristaux de silicium utilisés en microélectronique sont produits par cette méthode. Les cristaux les plus courants ont généralement des diamètres d'au moins 50 mm, les plus gros peuvent atteindre 200 mm de diamètre. Le principe du procédé est illustré dans la figure (I.9) et se déroule de la manière suivante : du silicium polycristallin est chauffé dans un creuset de verre de silice, au dessus du point de fusion du silicium, $T_m=1420^\circ\text{C}$. Après homogénéisation de la masse fondue, un « germe » monocristallin est plongé depuis le haut, partiellement fondu, puis retiré graduellement. La formation d'un étranglement par diminution

du diamètre favorise l'élimination des défauts. Le diamètre du monocristal en croissance est ensuite augmenté par la réduction de la vitesse de tirage. Des monocristaux de diamètre de l'ordre de 15-20 cm et de 1-2 m de long sont ainsi fabriqués.

Les perfectionnements de la technique de tirage consistent à agir principalement sur les courants de convection dans le bain liquide. Ainsi, l'écoulement au voisinage de l'interface solide/liquide influence le processus de croissance et la qualité structurale du cristal. En plus des courants de convections naturels liés aux gradients de température et aux tensions superficielles, interviennent des convections forcées causées par les rotations respectives du cristal et du creuset, ainsi que par le tirage du cristal [17].

I.2.2.2 Refroidissement des composants électroniques :

Dans un tout autre ordre d'idée, la miniaturisation croissante des circuits électroniques demande une dissipation de plus en plus efficace de la chaleur qui y est générée. Il s'agit en fait d'un des principaux obstacles à surmonter afin d'augmenter la puissance des ordinateurs et de l'électronique en général. Pour sa simplicité, le système de refroidissement actuellement le plus courant est la convection (naturelle ou forcée) en utilisant l'air ambiant. Un MCP (matériau à changement de phase), peut alors absorber une grande quantité de chaleur en fondant, ce qui en fait une alternative très intéressante pour dissiper la chaleur émanant des composants électroniques. Étant donné que le phénomène de fusion se produit à l'intérieur d'une plage de température étroite, il est alors possible de contrôler la température de ces composantes. La quantité de chaleur dissipée serait aussi de beaucoup supérieure à ce qu'il est possible d'obtenir en refroidissant les composants

électroniques par l'air ambiant. Il suffirait donc de juxtaposer à ces composants une enceinte de MCP qui permettrait de dissiper l'énergie produite par les sources de chaleur pour un temps d'utilisation donné. Ce système est particulièrement bien adapté à l'utilisation cyclique d'équipements électroniques. Le MCP peut alors céder sa chaleur (en se ressolidifiant) pendant la période d'inactivité [16].

I.3. Synthèse bibliographique

Il y'a une grande quantité de publications scientifiques consacrées à l'étude de la convection naturelle dans les enceintes; mais peu d'entres elles ont été consacrées aux métaux liquides. Les métaux liquides étant des fluides avec de très bas nombre de Prandtl (Pr), (par exemple $Pr = 0.024$ à $300K$ pour le mercure,) et la plupart des études ayant été généralement menées avec des fluides à haut Pr ; les résultats obtenus avec ces derniers fluides ne peuvent donc être directement transposés aux métaux liquides [18].

La plupart des études expérimentales ont été menées avec des fluides transparents que ont tous de hauts nombres de Prandtl. Très peu d'études ont été menées avec des métaux liquides parce que la visualisation des fluides opaques (à bas nombre Prandtl) ne peut être accomplie avec les techniques optiques classiques [4]. Une méthode en temps réel, basée sur la radioscopie, a été proposée pour la visualisation des écoulements dans le gallium liquide, par Campbell et Koster [4].

Ainsi, à cause du manque de techniques expérimentales de visualisation des écoulements, les études ont été essentiellement théoriques. Seuls des résultats expérimentaux concernant le nombre

de Nusselt ou la variation temporelle de la température sont disponibles [1].

Stewart et Weinberg [18] furent parmi les premiers à étudier la convection naturelle au sein d'une cavité rectangulaire bidimensionnelle avec des parois horizontales isolées, et des parois verticales isothermes, pour des nombres de Prandtl qui varient de 0.0127 (étain liquide) à 10.0 (eau) avec un nombre de Grashof qui varie de 2×10^3 à 2×10^7 en (2D). Ils ont comparé le comportement de l'écoulement dans plusieurs types de fluides, et ont démontré que le comportement de l'écoulement dans les métaux liquides est différent de celui des fluides usuels.

Stewart & Weinberg [19] ont étudié expérimentalement la distribution de température et le transfert de la chaleur dans une cavité rectangulaire remplie d'étain liquide. Viskanta et al. [20] ont développé un modèle numérique à trois dimensions pour la convection naturelle dans un métal liquide ($Pr = 0.02$) dans une cavité et ils ont comparé leurs résultats avec des résultats expérimentaux.

Une étude expérimentale et numérique du transfert de la chaleur dans des cavités verticales en 2D, remplies de métaux liquides, a été réalisée par Wolff et al. [21]. Les expériences ont été menés dans deux enceintes différentes avec deux parois latérales opposées qui sont maintenues à des températures différentes et les autres parois isolées. L'étain et le gallium ont été utilisés comme fluides de convection. Pour plusieurs valeurs des paramètres de contrôles (Gr , $Ra..$), il ont trouvé que la convection naturelle dans les métaux liquides est considérablement différente de celle dans les fluides à haut nombre de Prandtl. L'écoulement est

alors caractérisé par une grande cellule de convection dans le centre et de petites cellules de circulation dans les coins de la cavité. Leurs résultats numériques n'étaient pas en accord avec les mesures expérimentales, en particulier au centre de la cavité, le besoin pour des simulations numériques à trois dimensions précises s'est fait donc sentir. Malgré que [Viskanta et al. \[20\]](#) ont menés des simulations en 3D, ils ont mentionnés que leurs résultats numériques étaient préliminaires et ont besoin d'un raffinement du maillage. [Wolff et al. \[21\]](#) ont également insisté sur le besoin de simulations numériques à trois dimensions plus précises. [Derbail & Koster \[22\]](#) ont simulé numériquement et en 3D l'écoulement dans une cavité avec le gallium liquide comme fluide de convection. Ils ont comparé les résultats numériques obtenus aux résultats expérimentaux qu'ils ont obtenu par la technique de la radioscopie [\[6\]](#).

[Juel et al. \[24\]](#) ont mené une étude expérimentale et numérique en 3D qui a montré l'importance de l'effet de la troisième dimension sur l'écoulement convectif du gallium liquide.

Les études expérimentales dans des cavités avec des parois latérales chauffées différemment et remplies de métal liquide, avec de hauts nombres de Ra, sont très limitées. La plupart des études ont été menées en régime laminaire. [Wolf et al. \[21\]](#) ont mesuré les profils de température dans une cavité remplie d'étain liquide ($Pr = 0,011$) pour $Ra = 3,66 \times 10^5$. Leurs résultats ont montré que l'écoulement fluctue, mais aucune analyse supplémentaire n'a été menée pour vérifier si l'écoulement était turbulent ou non. [Mohamad et Viskanta \[1\]](#) ont examiné la convection naturelle turbulente de l'écoulement, dans des cavités avec des gradients de température horizontal et vertical, avec des fluides à bas nombre Prandtl. [Mohamad et Viskanta \[1\]](#) ont montré des profils de température,

mesurés dans une cavité remplie de gallium ($Pr = 0.0208$), pour $Ra = 1.08 \times 10^6$. Des résultats en simulations numérique directe (DNS) et avec le modèle $k-\varepsilon$ en 2D ont été comparés aux résultats expérimentaux. Pour la cavité avec un gradient de température horizontal, les résultats du transfert de chaleur peuvent être corrélés en fonction du nombre de Boussinesq ($B_0 = Ra \times Pr$). Une corrélation a été suggérée pour l'écoulement turbulent pour les cavités de rapport d'aspect de 1 jusqu'à 1/6 et pour $Ra \geq 5 \times 10^3$ et Pr allant de 0.022 à 0.005. Ils ont également trouvé que l'écoulement dans les cavités, chauffées différentiellement et avec un rapport de forme égal à l'unité, devient turbulent pour $B_0 = 4,8 \times 10^3$.

Ces dernières années, des études ont été menées sur la transmission de chaleur par convection naturelle en présence de champs magnétiques [26–31]. Un exemple de ces recherches, les travaux de Juel et al. [28], qui ont présenté les résultats d'une étude expérimentale et numérique sur les effets d'un champ magnétique sur la convection dans le gallium liquide. Le champ magnétique a été appliqué suivant une direction perpendiculaire à l'écoulement principal, ce qui a réduit la convection. Ils ont trouvé un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux. Ils ont montré aussi que les oscillations observées même à des gradients de températures élevés peuvent être supprimées par l'application du champ magnétique.

D'après cette recherche bibliographique, on a constaté que la plupart des études sur les métaux liquides dans les cavités, soumises à un gradient horizontal de températures ont été menées avec l'étain ou le gallium liquides comme fluide de convection. Le mercure qui n'a pas été considéré par ces études, fera ainsi l'objet d'une partie importante de notre travail.

CHAPITRE III

Modélisation et procédure de simulation numérique

II.1. Equations gouvernantes :

Les équations régissant l'écoulement sont les équations de continuité, de Navier-Stokes et l'équation d'énergie, qui expriment la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Pour une formulation simple du problème, nous allons considérer quelques approximations entre autres les approximations de Boussinesq.

Nous supposons alors que l'influence de la variation de la masse volumique n'est prise en compte que par l'intermédiaire des forces de volume; le fluide étant supposé newtonien, incompressible et l'écoulement stationnaire [25,17].

La masse volumique du fluide varie linéairement avec la température et est donnée par la relation suivante :

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

Où :

β : coefficient de dilatation cubique

ρ_0 : masse volumique de référence.

T_0 : température de référence.

Les équations de base régissant l'écoulement et les transferts de chaleur sont données respectivement par :

II.1.1. Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{II.2})$$

Qui, après simplification devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.3})$$

II.1.2. Equations de quantité de mouvement :

Les équations de quantité de mouvement s'écrivent de la manière suivante :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.4})$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g\beta(T - T_f) + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.5})$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.6})$$

II.1.3. Equation de conservation d'énergie :

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho C_p) \vec{u} \cdot \nabla T = \lambda \nabla^2 T \quad (\text{II.7})$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.8})$$

Où : u, v, w : composantes du vecteur vitesse.

p : pression.

ρ : masse volumique.

g : accélération de la pesanteur.

β : coefficient de dilatation.

ν : viscosité cinématique.

λ désigne la conductivité thermique et C_p , la chaleur spécifique du fluide à pression constante.

Pour mettre les équations (II.3) (II.4), (II.5), (II.6), et (II.8) sous formes adimensionnelles, [Derbail et Koster \[22\]](#) ont introduits les variables adimensionnelles suivantes :

$$\left. \begin{aligned}
 x^* &= \frac{x}{H} & u^* &= \frac{u}{\left(\frac{\alpha}{H}\right)} \\
 y^* &= \frac{y}{H} & v^* &= \frac{v}{\left(\frac{\alpha}{H}\right)} \\
 z^* &= \frac{z}{H} & w^* &= \frac{w}{\left(\frac{\alpha}{H}\right)} \\
 & & p^* &= \frac{p}{\rho \left(\frac{\alpha}{H}\right)^2} \\
 & & T^* &= \frac{T - T_f}{T_c - T_f}
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.9})$$

Où :

- H : hauteur de la cavité.
- T_c : température chaude.
- T_f : température froide.
- α : diffusivité thermique.

En introduisant les variables adimensionnelles (II.9) dans les équations de conservation, les équations gouvernantes adimensionnelles sont comme suit :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{II.10})$$

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \text{Pr} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (\text{II.11})$$

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p + A \text{Ra} \text{Pr} T + \text{Pr} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (\text{II.12})$$

$$\mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla^2 T \quad (\text{II.13})$$

Où, \mathbf{u} est le vecteur vitesse ($\mathbf{u} = (u, v)$) en 2D, $A = L/H$ est le rapport d'aspect de la cavité.

Dans les équations ci-dessus nous notons la présence des nombres caractéristiques, à savoir le nombre de Rayleigh (Ra) et le nombre de Prandtl (Pr). Ces nombres adimensionnels sont définis par :

$$\text{Ra} = \frac{g\beta \frac{(T_c - T_f)}{L} H^4}{\nu\alpha} \quad (\text{II.14})$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} \quad (\text{II.15})$$

Le nombre de Grashof (Gr) est défini comme étant :

$$Gr = \frac{Ra}{\text{Pr}}, \quad (\text{II.16})$$

donc

$$Gr = \frac{g\beta \frac{(T_c - T_f)}{L} H^4}{\nu^2} \quad (\text{II.17})$$

II.2. Les Equations gouvernantes dans ANSYS

Les équations adimensionnelles montrées ci-dessus ne sont pas les équations discrétisées par ANSYS. Ces équations ont été montrées dans le but de montrer la modélisation numérique et de définir les nombres adimensionnels caractéristiques du problème. Ansys utilise ses propres équations généralisées, l'utilisateur doit alors déterminer : (a) si le problème est laminaire (par défaut) ou turbulent ;(b) si le fluide est incompressible (par défaut) ou compressible.

Les équation utilisées par ANSYS sont présentées dans ce qui suit :

II.2.1. Equation de continuité :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.18})$$

Où :

V_x, V_y, V_z : composantes du vecteur vitesse.

II.2.2. Equations de conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_x}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y v_x)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z v_x)}{\partial z} &= \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + T_x \end{aligned} \quad (\text{II.19})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_y}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x v_y)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z v_y)}{\partial z} &= \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + T_y \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_z}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x v_z)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y v_z)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z v_z)}{\partial z} &= \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + T_z \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

Où :

g_x, g_y, g_z : composantes de l'accélération dues à la pesanteur ;

T_x, T_y, T_z : termes de pertes visqueuses.

μ_e : viscosité efficace

Pour le cas laminaire, la viscosité efficace est simplement la viscosité dynamique. Pour le cas turbulent, elle dépend du modèle de turbulence.

II.2.3. Equation de conservation d'énergie (cas incompressible):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho C_p T) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v_x C_p T) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v_y C_p T) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z C_p T) \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q_v \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

Où :

Q_v : source de chaleur volumique.

K : conductivité thermique.

II.2.4. Modèles de turbulence

Il y'a six modèles de turbulence dans FLOTRAN.

- Modèle de turbulence κ - ϵ standard
- Modèle (Zero Equation)
- Modèle de turbulence RNG (Re-normalized Group Model)
- Modèle de turbulence NKE (New κ - ϵ Model due to Shih)
- Modèle de turbulence GIR (Model due to Girimaji)
- Modèle de turbulence SZL (Shi, Zhu, Lumley Model)

Pour notre simulation en régime turbulent, on a utilisé le modèle κ - ϵ standard à deux équations de transport qui est le plus utilisé et qui donne, en général, de bons résultats dans les configurations simples.

Les équations standard de l'énergie cinétique turbulente (κ) et de son taux de dissipation (ϵ) ont respectivement la forme suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y k)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z k)}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \\ &+ \mu_t \Phi - \rho \epsilon + \frac{C_4 \beta \mu_t}{\sigma_t} \left(g_x \frac{\partial T}{\partial x} + g_y \frac{\partial T}{\partial y} + g_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

Et

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x \varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y \varepsilon)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z \varepsilon)}{\partial z} \\
&= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \\
&+ C_{1\varepsilon} \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \Phi - C_{2\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{C_\mu (1 - C_3) \beta \rho k}{\sigma_t} \left(g_x \frac{\partial T}{\partial x} + g_y \frac{\partial T}{\partial y} + g_z \frac{\partial T}{\partial z} \right)
\end{aligned} \tag{II.24}$$

Où :

μ_t : viscosité turbulente.

Φ : la dissipation visqueuse est donnée par :

$$\Phi = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \tag{II.25}$$

La viscosité turbulente est calculée comme une fonction des paramètres de turbulence, à savoir l'énergie cinétique (k) et le taux de dissipation (ε)

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{K^2}{\varepsilon} \tag{II.26}$$

Les derniers termes dans les équations (II.23) et (II.24) sont employés pour modéliser l'effet de flottabilité. Des valeurs par défaut pour les diverses constantes dans le modèle k - ε sont donnés par :

$$\begin{aligned}
C_1, C_{1\varepsilon} &= 1.44 ; & C_2 &= 1.92 ; & C_\mu &= 0.09 ; & \sigma_k &= 1 ; & \sigma_\varepsilon &= 1.3 ; & \sigma_t &= 1 ; \\
C_3 &= 1.0 ; & C_4 &= 0 ; & \beta &= 0.0
\end{aligned} \tag{II.27}$$

II.3. Conditions aux limites :

Les conditions aux limites utilisées, sont comme suit :

$$y = 0, \quad y = H ; \quad u = v = 0, \quad \partial T / \partial Y = 0$$

$$x = 0, \quad u = v = 0, \quad T = T_f,$$

$$x = L, \quad u = v = 0, \quad T = T_c,$$

$$z = 0, \quad z = d ; \quad u = v = 0, \quad \partial T / \partial Z = 0.$$

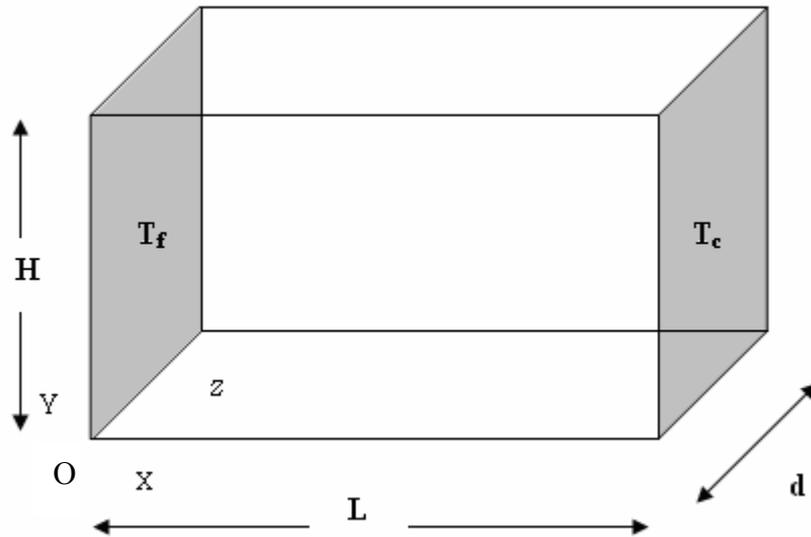


Figure II.1: Schéma représentant la forme de la cavité.

II.4. Transfert de chaleur

Le taux du transfert de la chaleur par convection est décrit par le nombre de Nusselt qui est le rapport entre la chaleur transférée par convection par rapport à la chaleur transférée par conduction. Le nombre de Nusselt (Nu) est défini comme suit:

$$Nu = \frac{hL}{\lambda} \tag{II.28}$$

h : coefficient de transfert de chaleur.

L : longueur de la cavité.

λ : conductivité thermique du fluide.

Pour une cavité chauffée différentiellement, le Nusselt moyen peut être calculé en moyennant les nombres de Nusselt locaux calculés au niveau de tous les nœuds de la paroi froide ou chaude. Le Nusselt moyen est alors donné par la relation :

$$Nu = \frac{\sum Nu_{local}}{n} \quad \text{Où} \quad (II.29)$$

n : nombre de nœuds

II-2. Procédure et étapes de la simulation numérique :

L'objectif principal dans cette étude est d'une part, comprendre le comportement des métaux liquides et d'autre part de maîtriser le code « [ANSYS](#) » et dégager ainsi une méthodologie de résolution de ce type de problème. Donc pour faire bénéficier le lecteur de l'utilisation de ce code, qui n'est pas tout à fait évidente, nous allons exposer, dans ce qui suit, un tutorial complet (étape par étape). L'exposé de la méthodologie de simulation par [Ansys](#) nous permet également de pouvoir interpréter d'une manière correcte les résultats qui en seront issus.

Dans ce qui suit, on va décrire la procédure de calcul à suivre pour simuler numériquement notre cas d'étude, en utilisant le module de calcul [Flotran](#) du logiciel [ANSYS](#). L'exemple de calcul montré concerne la simulation en 2D (figure II.2).

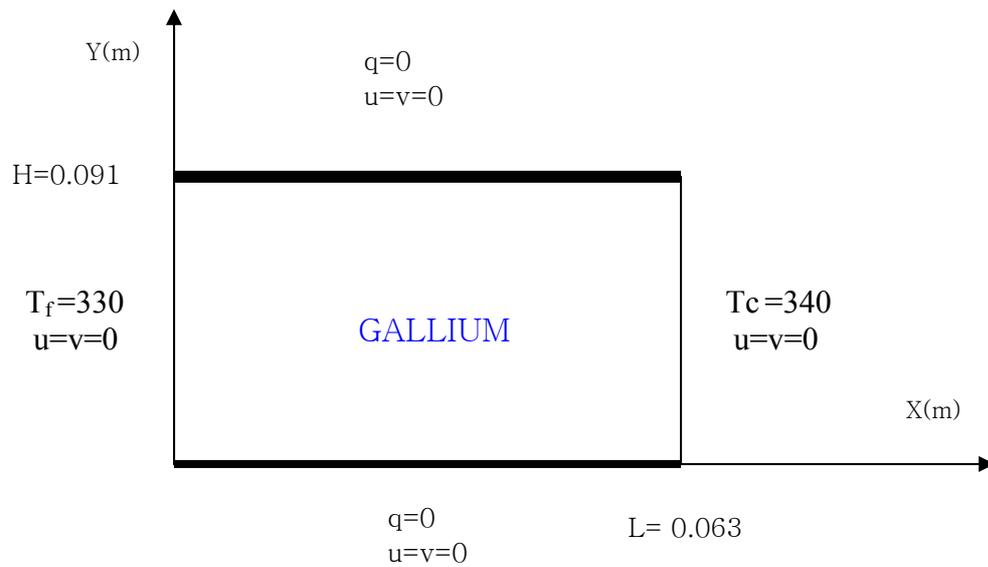


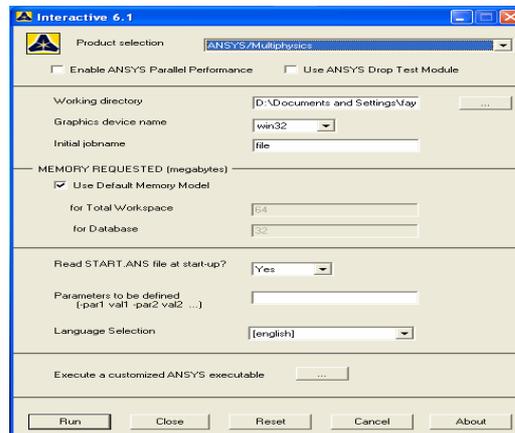
Figure II.2: Schéma représentant la forme de la cavité et les conditions aux limites.

Etape 1 : Lancement du programme ANSYS

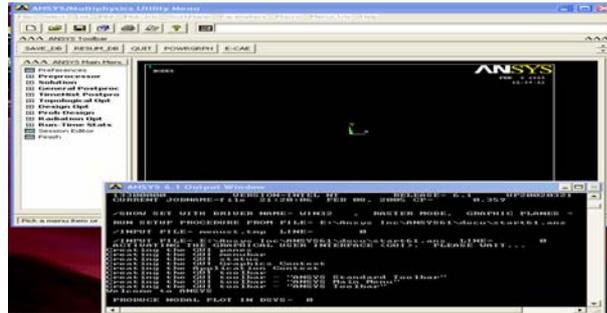
Cliquez sur **Interactive**.

Choisissez **ANSYS/Multiphysics**.

Cliquez sur **RUN**.

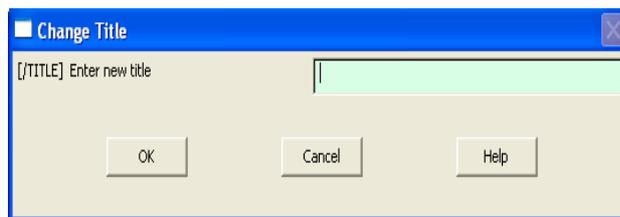
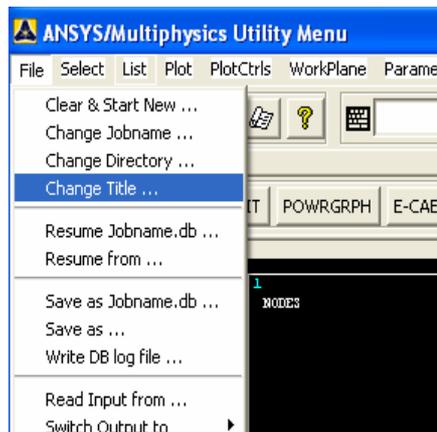


L'interface graphique suivante apparaît :



Etape 2 : Ecriture du titre de notre travail.

Après que nous ayons lancé le programme **Ansys**, pour choisir un titre pour notre travail, voici la marche à suivre : **Utility Menu > File > Change title**. Une zone de dialogue apparaît.



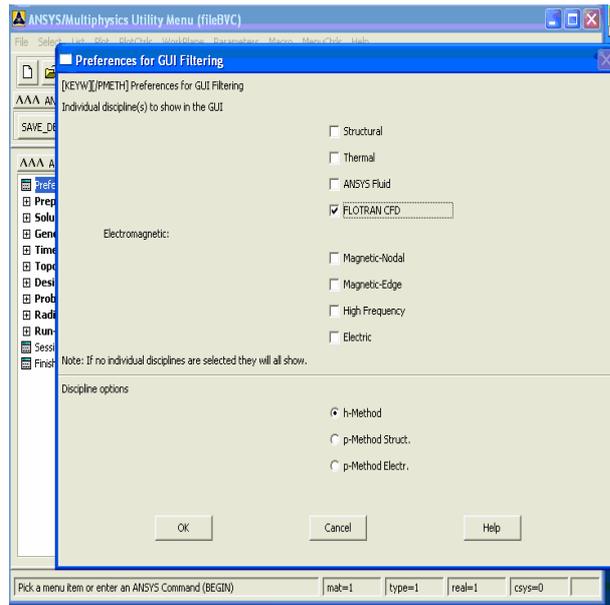
On écrit le titre de notre travail et on valide par **Ok**

Etape 3 : Choix du module.

Dans ce cas c'est le **FLOTRAN CFD**.

Main Menu > Preferences

Choisissez **FLOTRAN CFD** et on valide par **OK**



Etape 4: Choix du type d'élément de simulation.

Dans ce cas c'est le FLUID 141 du module FLOTRAN 2D.

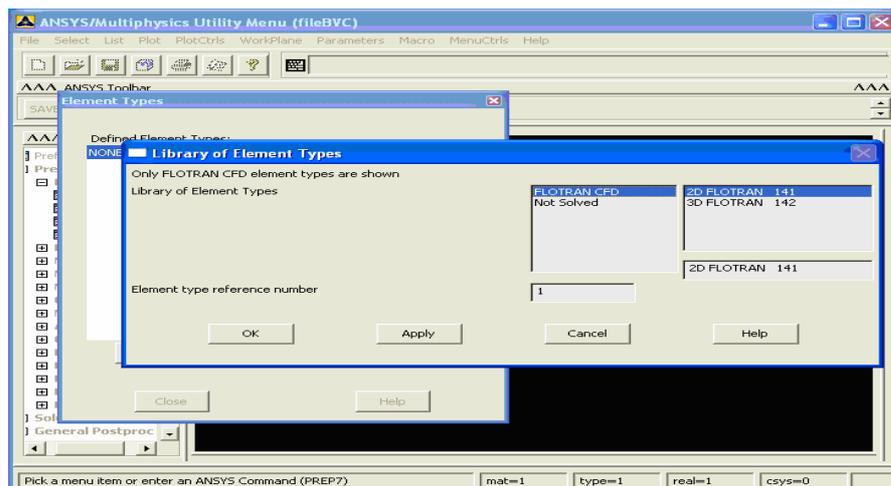
Main Menu > Preprocessor > Element Type > Add/Edit/Delete

Choisissez FLOTRAN CFD.

Choisissez 2D FLOTRAN 141.

Validez par OK.

Close.



Etape 5: Créez le domaine de simulation, dans ce cas c'est un rectangle de dimension (0.091 mx0.063m).

Main Menu > Preprocessor > Modeling > Create > Areas > Rectangle >
By Dimensions

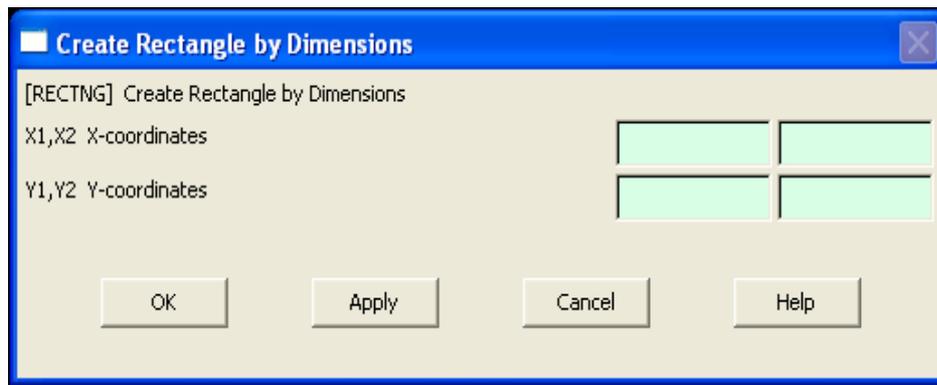
Entrez les valeurs suivantes:

$$X1 = 0 \quad X2 = 0.091$$

Entrez les valeurs suivantes:

$$Y1 = 0 \quad Y2 = 0.063$$

Barre d'outil: SAVE_DB



Etape 6: Génération du maillage.

Utility Menu > Plot > Lines

Main Menu > Preprocessor > Meshing > Mesh Tool

Choisissez **Lines Set**.

Apply (dans le **piking menu**).

Entrez 25 pour le **No** des éléments de divisions.

Entrez -2 pour le **Spacing ratio** (maillage non uniforme).

Apply.

Barre d'outil: SAVE_DB

Créez la maille de l'élément fini.

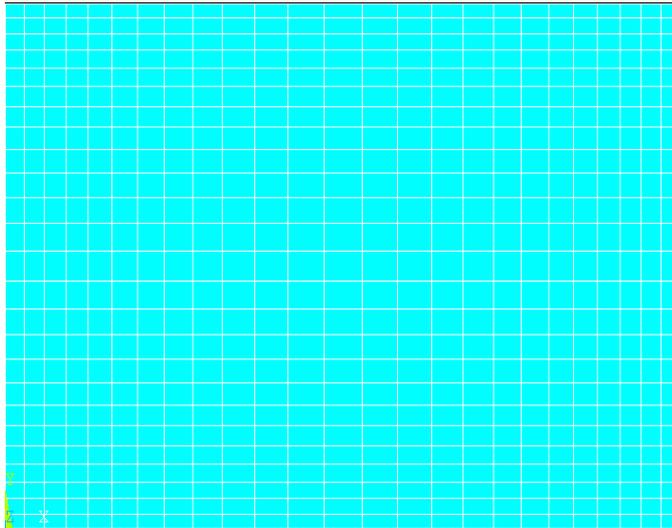
Choisissez **Mapped mesher**.

Choisissez **Mesh**.

Pick All.

Close, dans le **Mesh Tool**

On obtient le maillage suivant avec 676 noeuds :



Etape 7: Appliquez les conditions aux limites

- Soit sur les nœuds par:

Main Menu > Preprocessor > Loads > Define Loads > Apply > Thermal > Temperature > On nodes

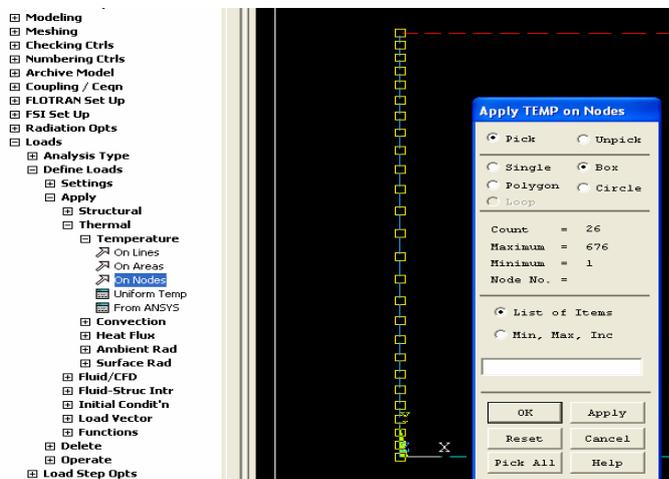
Le menu d'application de la température sur les noeuds apparaît. Vous choisissez **by box**, et rentrez les valeurs de la température d'après les conditions aux limites.

Vous devez sélectionner ses nœuds par :Utility Menu > Select > Everything.

SAVE_DB

- Soit sur les lignes par:

Main Menu > Preprocessor > Loads > Define Loads > Apply > Thermal > Temperature > On lignes.



Appliquer les vitesses nulles sur les lignes extérieures:

Main Menu> Preprocessor> Loads > Define Loads> Apply >
Fluid/CFD> Velocity > On Lines

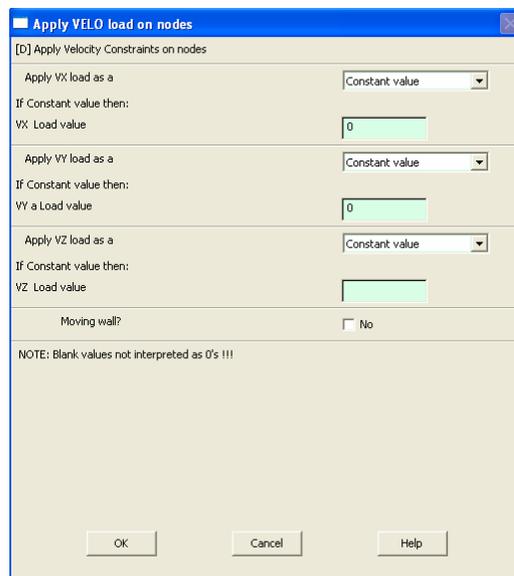
Choisissez les 4 lignes du rectangle

Validez par **OK** (dans le **picking menu**.)

Entrez 0.0 pour VX.

Entrez 0.0 pour VY.

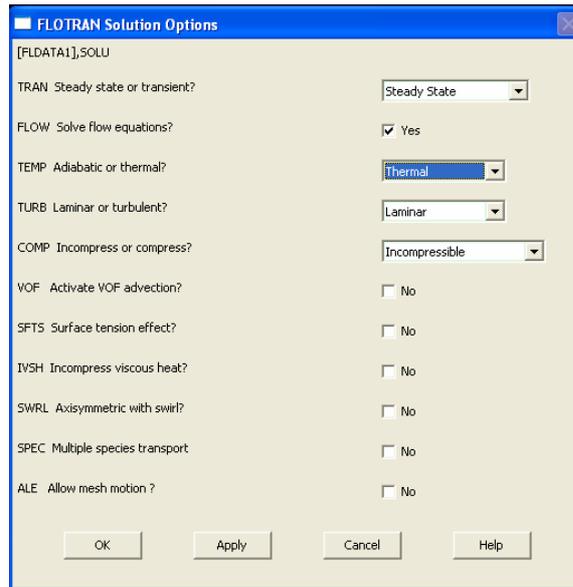
Validez par **OK**.



Etape 8 : Choix de l'état de l'écoulement

Pour la solution vous devez choisir et activer les commandes et les dispositifs de l'algorithme pour que la solution converge, si le cas est laminaire ou turbulent, compressible ou incompressible....

Main Menu > preprocessor > FLOTRAN Set Up > solution options

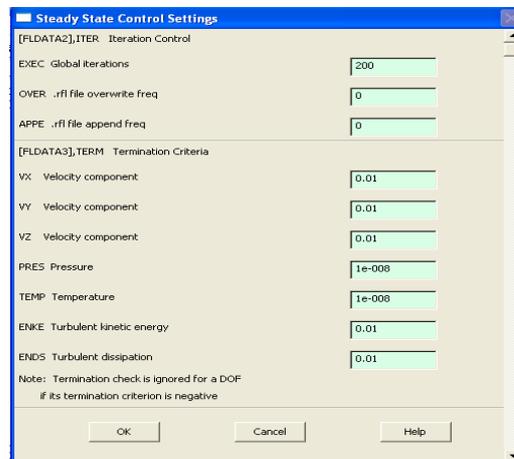


Etape 9 : Choix du nombre d'itérations

Main Menu > Solution > FLOTRAN Set Up > Execution Ctrl

Entrez 200 itérations globales.

Validez par **OK** pour appliquer et **close**.



Etape 10: Introduction des propriétés du fluide

Main Menu > Solution > FLOTRAN Set Up > Fluid Properties

Entrez les propriétés du fluide comme des constantes (masse volumique, viscosité, conductivité thermique, chaleur spécifique).

Fluid Properties

[FLDATA12],PROP,DENS
Density Constant
[FLDATA13],VARY,DENS
Allow density variations? No

[FLDATA12],PROP,VISC
Viscosity Constant
[FLDATA13],VARY,VISC
Allow viscosity variations? No

[FLDATA12],PROP,COND
Conductivity Constant
[FLDATA13],VARY,COND
Allow conductivity variations? No

[FLDATA12],PROP,SPHT
Specific heat Constant
[FLDATA13],VARY,SPHT
Allow specific heat variations? No

OK Apply Cancel Help

CFD Flow Properties

Density property type CONSTANT
Constant value 6116.56

Viscosity property type CONSTANT
Constant value 0.00204

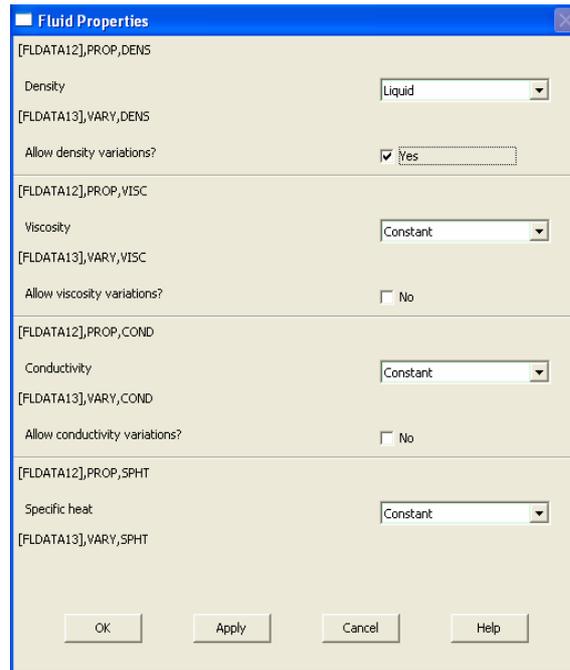
Conductivity property type CONSTANT
Constant value 28.68

Specific Heat Property Type CONSTANT
Constant value 384.7

OK Cancel Help

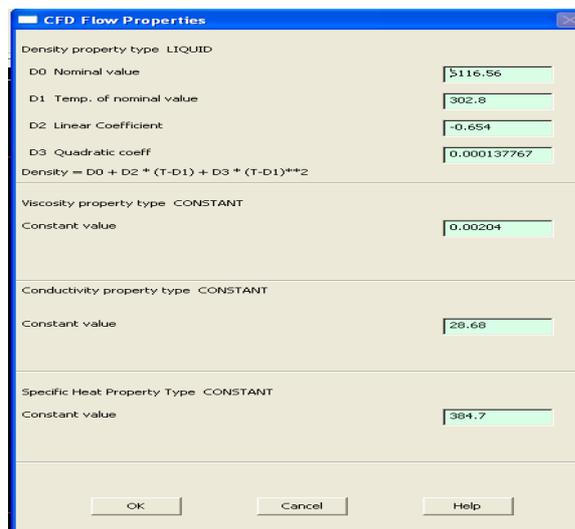
Introduisez les coefficients de la loi de variation de la masse volumique du liquide en fonction de la température.

Validez par **OK**.



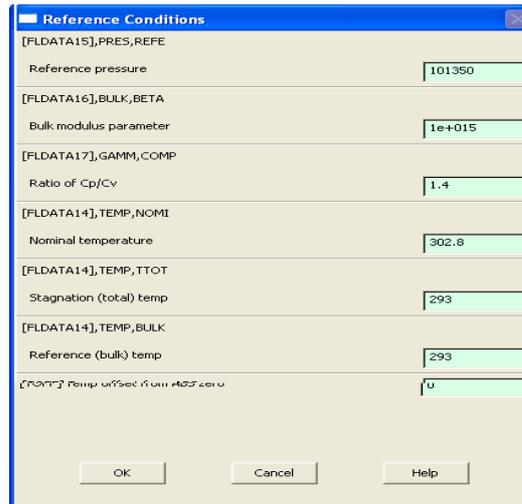
Une fenêtre apparaît pour faire entrer les coefficients de la loi de variation de la masse volumique en fonction de la température pour le liquide:

$$\text{Density} = \text{NOMI} + \text{COF2} * (\text{T} - \text{COF1}) + \text{COF3} * (\text{T} - \text{COF1})^2$$



Etape 11 : Etablissez les conditions de référence.

Entrez la température nominale ($\frac{T_f + T_c}{2}$).

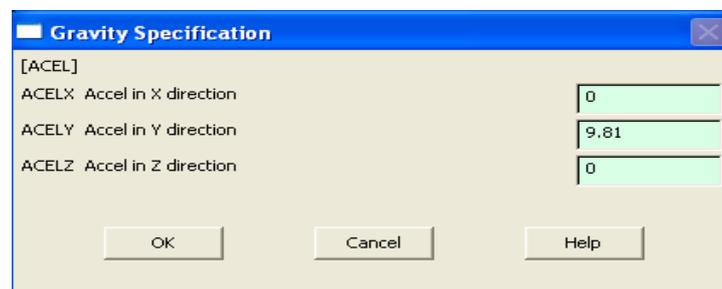


Main Menu>Preprocessor>FLOTRANsetUp>Flow environment>Gravity:

La boîte du dialogue de la spécification de la gravité apparaît.

Entrez 9.81 pour la valeur de l'accélération suivant Y.

Validez par OK.



Etape 12 : Exécutez FLOTRAN solution.

Main Menu > Solution > Run FLOTRAN

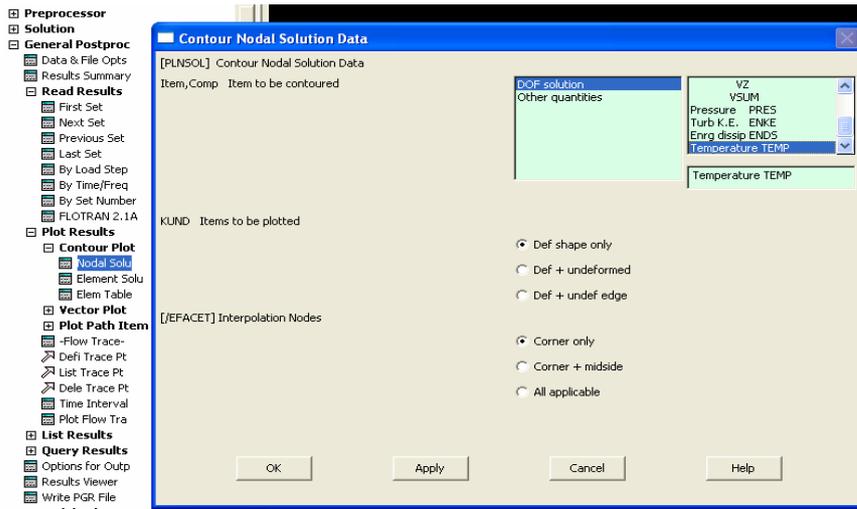
Fermez la fenêtre des renseignements quand la solution est obtenue.

Etape 13: lisez les résultats.

Main Menu> General Postproc> Read Results> Last set

Etape 14 : Tracé du champs de température par :

Main Menu > General Postproc > Plot Results > Contour Plot> Nodal Solu



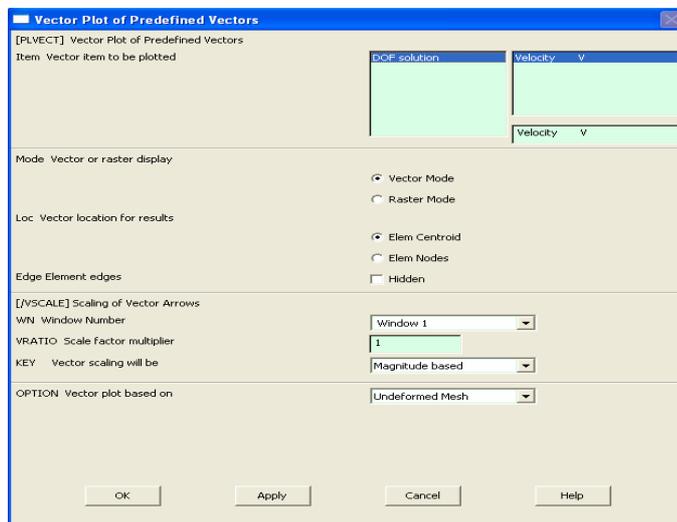
Etape15: Tracé du champs de vitesse par :

Main Menu > General Postproc > Plot Results > Vector Plot>
Predefined

Choisissez DOF solution.

Choisissez Vitesse V.

Validez par OK.



Etape 16: Animation

Main Menu > General Postproc > Plot Results > Flow Trace> Defi
Trace Pt

Choisissez 3 ou 4 points différents

OK (dans le picking menu).

Utility Menu > PlotCtrls > Animate > Particle Flow

Choisissez DOF Solution.

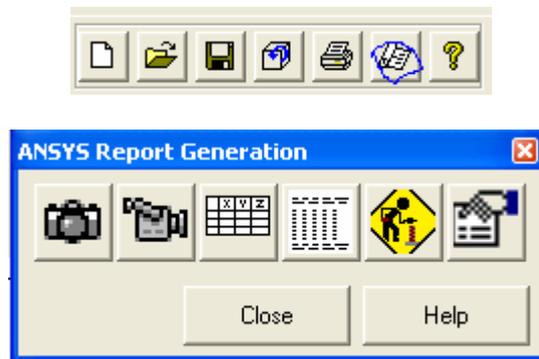
Choisissez Vitesse.

Validez par OK.

Choisissez close dans l' Animation Controller

Etape 17 : Obtention du rapport HTML

Dans la barre d'outil cliquez sur Report Generator



On obtient ce genre de résultats:

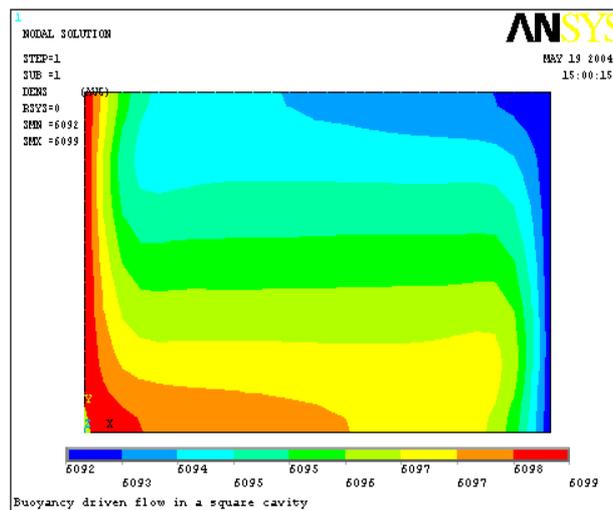


Figure II.3 : Champ de masse volumique pour le gallium
 $\Delta T = 10K$, $Gr = 3.2 \times 10^6$, $2D$.

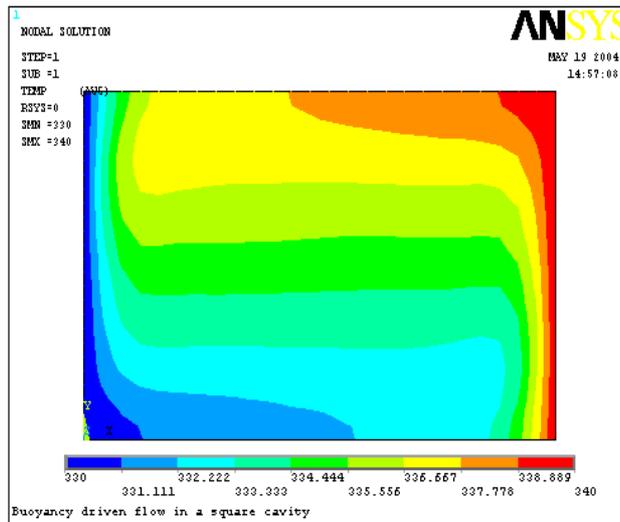


Figure II.4 : Champ de température pour le gallium
 $\Delta T = 10K$, $Gr = 3.2 \times 10^6$, 2D.

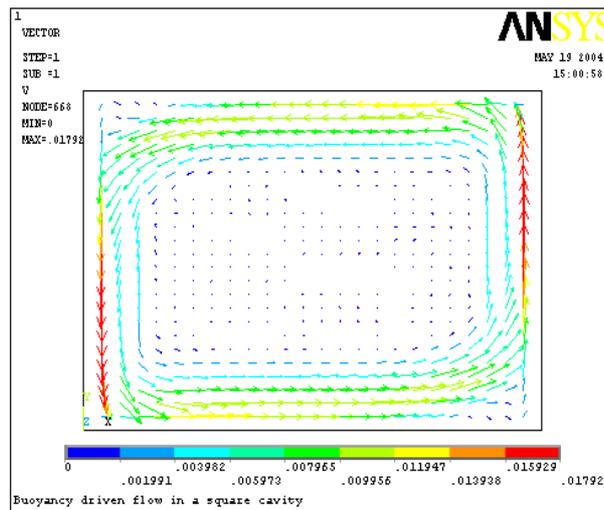


Figure II.5: Champ de vitesse pour le gallium
 $\Delta T = 10K$, $Gr = 3.2 \times 10^6$, 2D.

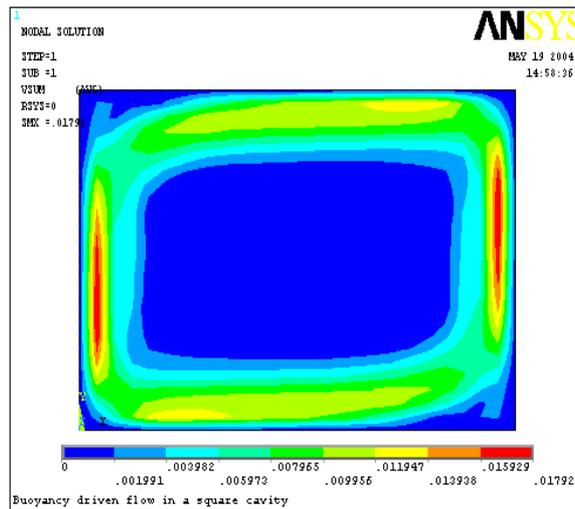
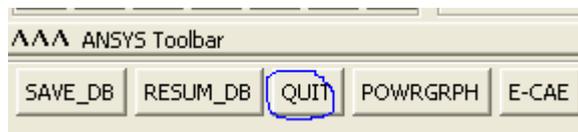


Figure II.6 : Lignes de courant pour le gallium $\Delta T=10K$, $Gr = 3.2 \times 10^6$, 2D.

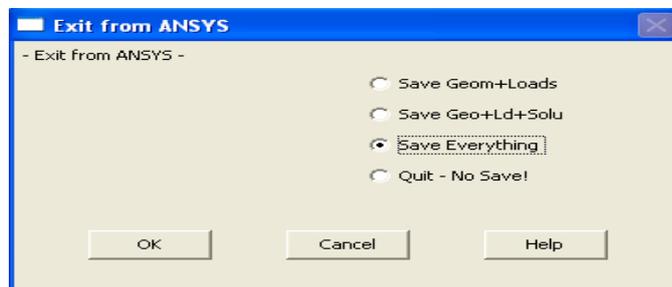
Etape 18 : Quitter le programme ANSYS

Dans la barre d'outil cliquez sur QUIT.



Choisissez Save Everything.

Cliquez sur OK



CHAPITRE III

Résultats numériques, interprétation et comparaison avec la littérature.

III.1 Introduction à « ANSYS »

Pour mener notre étude par simulation numérique, on a utilisé le code numérique [ANSYS](#), qui est l'un des codes de calcul, basé sur la méthode d'éléments finis, parmi les plus utilisés dans le monde.

Le code « [ANSYS](#) » comprend plusieurs composantes telles que : [ANSYS/Professionnel](#), [ANSYS/ Multiphysics](#), [ANSYS/ Structural](#)...etc. Chaque composante est destinée à l'un des domaines d'ingénierie, et son choix met automatiquement à la disposition de l'utilisateur les processus adéquats (type d'élément, conditions aux limites, tracés,...etc).

Dans notre analyse, on a utilisé le module [FLOTRAN](#) dans [ANSYS/ Multiphysics](#), qui permet de traiter la majorité des problèmes de mécanique des fluides et des transferts de chaleur. Il offre des outils puissants pour l'analyse en deux et trois dimensions, en utilisant un des deux éléments thermo-fluides : l'élément [FLUID 141](#), pour la simulation en [2D](#), et l'élément [FLUID 142](#), pour la simulation en [3D](#).

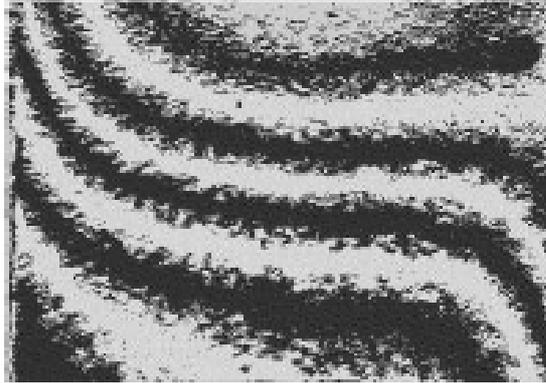
On trouve dans le manuel d'aide de « [ANSYS](#) » toutes les instructions qui permettent son exploitation à travers son interface utilisateur graphique "Graphical User Interface" ainsi que toute la documentation nécessaire.

De nombreux processus de calcul sont disponibles dans ce code et chaque processus est une sorte d'ensemble de fonctions qui effectuent une tâche spécifique. Par exemple, dans le pré-processus général "Preprocessor", on construit le modèle, le processus "Solution" dans lequel on applique les conditions initiales et aux limites. Le processus "PostProcessor" permet d'exploiter les résultats obtenus de différentes manières (courbes, tableaux ...etc.).

III.2 Validation:

La première étape consiste à valider notre simulation numérique en comparant nos résultats avec ceux publiés par d'autres auteurs. Pour cela, on a gardé les mêmes conditions (fluide de convection: gallium, cavité rectangulaire de dimensions $(0,050\text{m}\times 0,035\text{m}\times 0,002\text{m})$, régime laminaire, $\Delta T = 60\text{ K}$ et $Gr = 1,86\times 10^7$) que Derbail & Koster [22] qui ont obtenus leurs résultats avec le code numérique FIDAP (Figures. III.1.b. et III.2.a.) et Koster et al. [6] qui ont obtenus des résultats expérimentaux en utilisant la technique de radioscopie (Figure III.1.a.).

Les figures (III.1) et (III.2) montrent qu'il y a un accord qualitatif entre les résultats qu'on a obtenus et ceux de la littérature; ce qui nous permet de valider notre modélisation numérique.



(a)

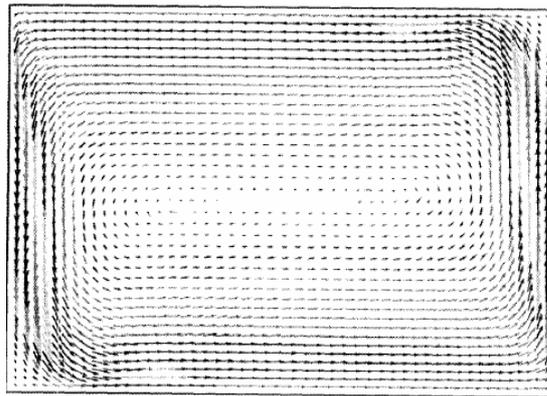


(b)

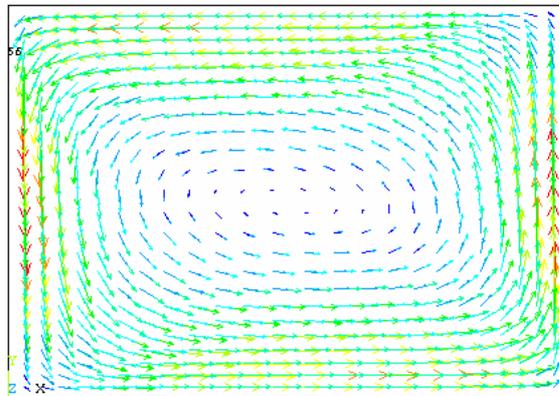


(c)

Figure III.1: Champs de température pour le gallium (a) résultats expérimentaux [6], (b) résultats numériques [22] (c) nos résultats (avec Ansys). $\Delta T = 60$ K et $Gr = 1,86 \times 10^7$.



(a)



(b)

Figure III.2: Champs de vitesse pour le gallium, (a) résultats numériques [22]. (b) nos résultats (avec Ansys). $\Delta T = 60$ K et $Gr = 1,86 \times 10^7$.

III.3 Influence du nombre de Prandtl:

Pour voir l'influence du nombre de Prandtl, on a comparé le mercure qui est un métal liquide ($Pr = 0,0248$ à $T = 335$ K) avec l'eau ($Pr = 2,729$ à $T = 339^\circ\text{K}$). Les champs de température pour ces deux fluides pour des Grashof très voisins (mercure à $Gr = 6,5 \times 10^3$ et l'eau à $Gr = 6,7 \times 10^3$) sont ainsi montrés dans la figure (III.3). Le champs de température dans le mercure est encore dans un régime conductif (isothermes presque verticales) ($Ra = 1,6 \times 10^2$, $Nu = 1$) alors qu'on est en régime convectif pour l'eau (isothermes courbées) ($Ra = 1,8 \times 10^4$, $Nu = 2,865$).

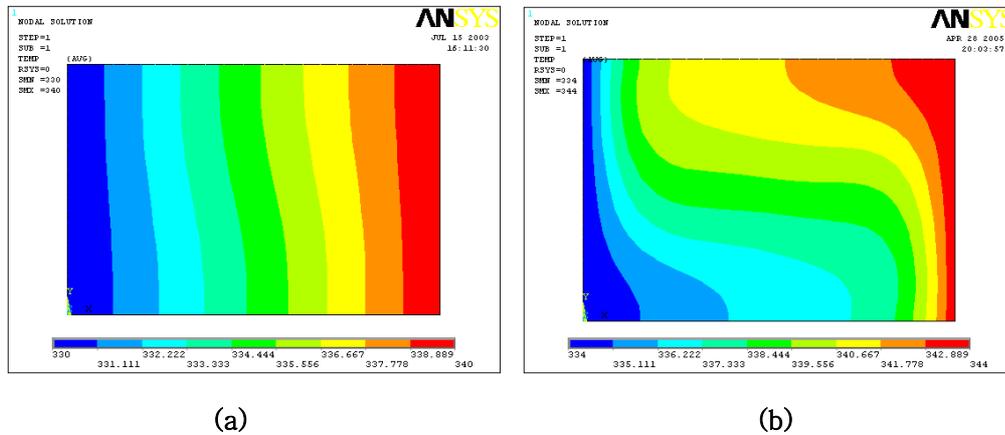


Figure III.3: Champs de température pour (a) mercure à $Gr = 6,5 \times 10^3$, (b) eau à $Gr = 6,7 \times 10^3$

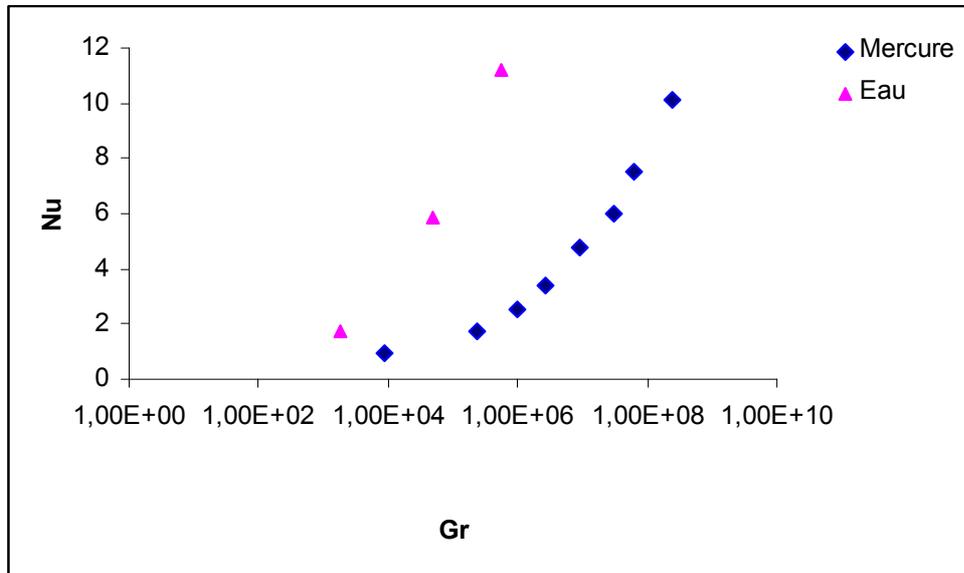


Figure III.4 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Grashof pour l'eau (Pr = 2,729) et le mercure (Pr = 0,0248).

La figure (III.4) montre le Nu en fonction du Gr pour les deux fluides. On peut voir qu'on doit imposer un Gr plus élevé pour causer le même transfert de chaleur par convection dans le fluide à bas Prandtl (mercure) qu'à un Prandtl plus élevé (eau). Ce graphe a été utilisé pour obtenir des corrélations entre le nombre de Nusselt et le nombre de Grashof. Ainsi, les équations (III.1) et (III.2) sont obtenues pour le mercure (Gr allant de 9×10^3 à $2,4 \times 10^8$) et l'eau (Gr allant de $1,80 \times 10^3$ à $5,5 \times 10^5$).

$$Nu = 0,1026Gr^{0,2371} \tag{III.1}$$

$$Nu = 0,1565Gr^{0,3268} \tag{III.2}$$

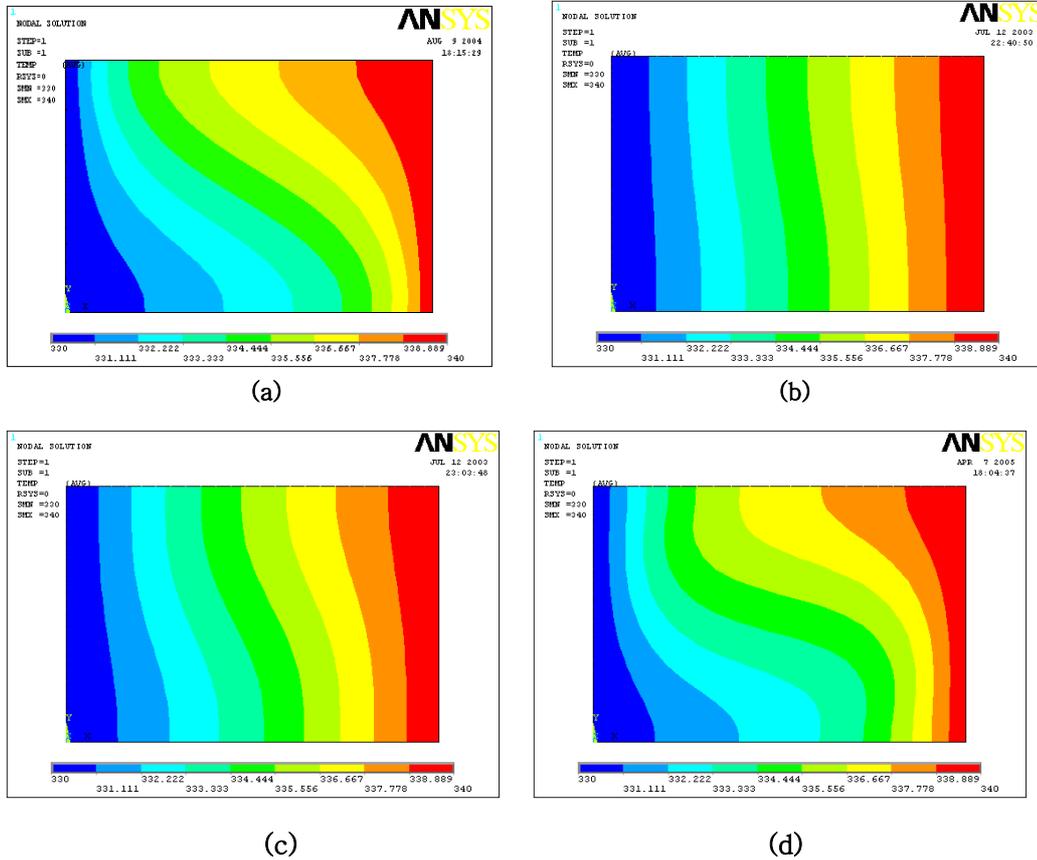


Figure III. 5 : Champs de température pour (a) Eau, (b) Air, (c) Gallium, (d) Mercure. Cavité de (0,0091m×0,0063 m). $\Delta T = 10$ K.

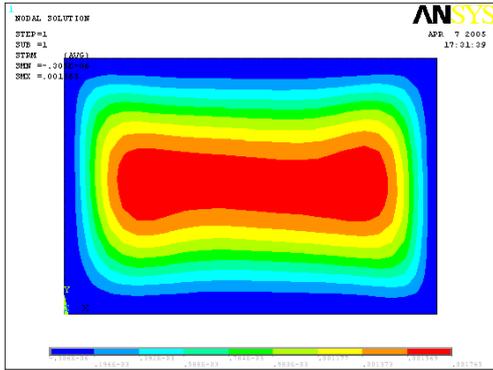
La figure (III.5) représente les champs de température obtenus pour différents fluides (eau, mercure, gallium et air) pour le même gradient de température et les mêmes dimensions de la cavité (0,0091m×0,0063m et $\Delta T = 10$ K). A partir de ces champs, on a calculé le flux de chaleur, et le nombre de Nusselt, qui sont présentés dans le tableau ci-dessous.

Fluide	Pr	Ra	Nu	q_{moy} [Wm ⁻²]
Eau	2,729	1,37x10 ⁵	5,85	4240
Air	0,706	1,6x10 ²	0,95	27
Gallium	0,027	8,6x10	1,3	32061
Mercure	0,024	6x10 ³	1,72	16213

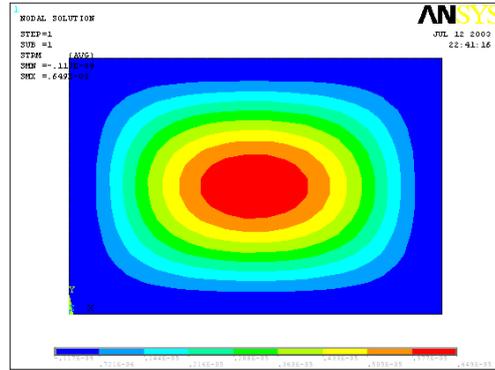
Tableau III.1 : Nusselt et flux de chaleur moyen pour différents fluides. Cavité de (0,0091m×0,0063 m) et $\Delta T = 10$ K.

Le tableau (III.1) présente des valeurs comparatives de différents fluides (eau, air, gallium, mercure), pour les mêmes dimensions de la cavité et la même différence de température appliquée. On remarque que les flux de chaleur dans les métaux liquides sont, pour le même écart de température et les mêmes dimensions de la cavité, beaucoup plus élevés que ceux des autres fluides. Par exemple le flux de chaleur dans le mercure est égal à presque 4 fois celui dans l'eau et 600 fois celui de l'air, d'où l'intérêt de l'utilisation des métaux liquides pour l'évacuation de grandes quantités de chaleur dans des applications telles que par exemple le refroidissement des réacteurs nucléaires.

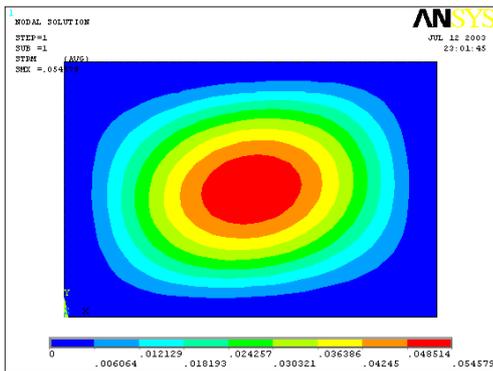
La figure (III.6) montre les lignes de courants pour l'eau, l'air, le Gallium, et le Mercure pour les mêmes dimensions de la cavité et le même gradient de température. On peut clairement voir l'influence de la variation du nombre de Prandtl sur la forme de la cellule convective.



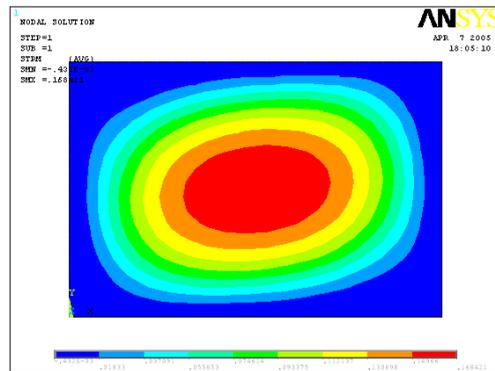
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure III. 6 : Lignes de courant pour (a) Eau, (b) Air, (c) Gallium, (d) Mercure. Cavité de dimensions (0,0091m \times 0,0063 m). $\Delta T = 10$ K.

III.4 Etude du mercure:

D'après notre recherche bibliographique, la plupart des études sur les métaux liquides dans les cavités soumises à un gradient horizontal de températures ont été menées avec l'étain ou le gallium liquides comme fluides de convection. Le mercure, qui n'a pas été considéré par d'autres auteurs, fera l'objet d'une étude détaillée dans ce qui suit.

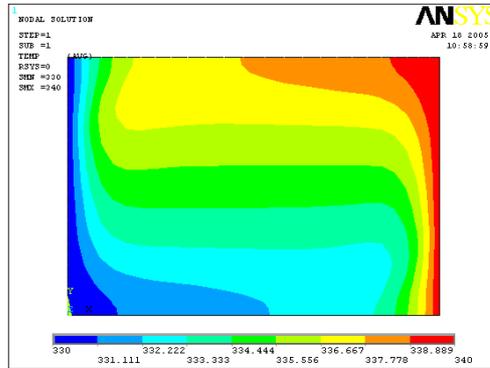
III.4.1 Simulation en 2D:

III.4.1.1 Influence du nombre de Grashof (due à la variation du gradient de température (ΔT)) :

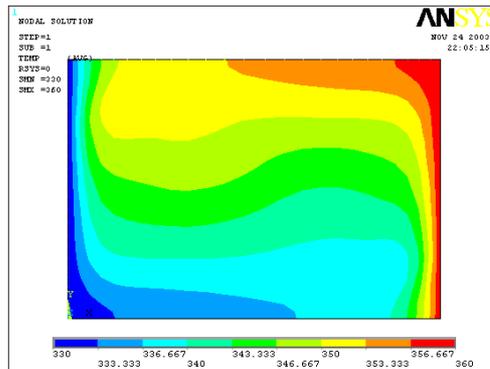
Le paramètre principal qui gouverne l'écoulement convectif est le nombre de Grashof qui compare les forces de flottabilité (force d'Archimède) aux forces visqueuses, et il est proportionnel au gradient de température appliqué [24].

On a tout d'abord étudié l'influence de la variation du nombre de Grashof on faisant changer la différence de température (ΔT) et en gardant la même enceinte.

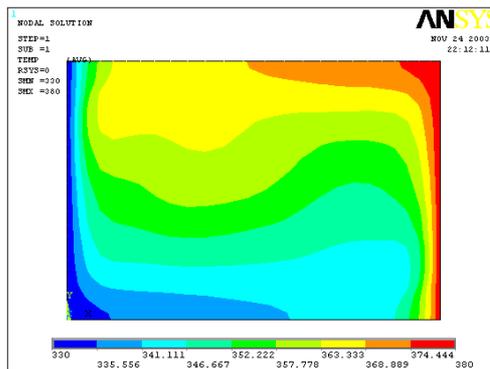
Ainsi, la figure (III.7) montre que les isothermes ont subi une légère variation malgré qu'on a fait croître le nombre de Grashof de $9,7 \times 10^6$ à $48,8 \times 10^6$. Pour voir des variations notables des champs thermiques et des régimes d'écoulements, on a pensé à faire varier le nombre de Grashof en changeant les dimensions de la cavité et on gardant le même rapport d'aspect (1,4) et le même ΔT (10K) ; de la même manière que ça a été fait par Mohamad et Viskanta [1], Stewart et Weinberg [18] et, Markatos et Pericleous [25].



(a)



(b)

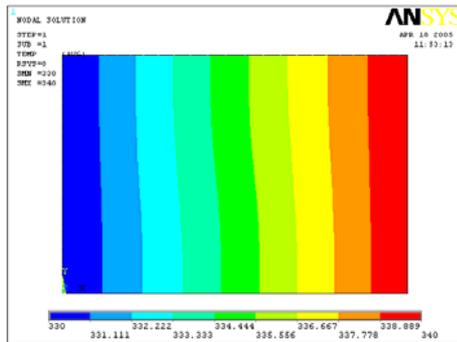


(c)

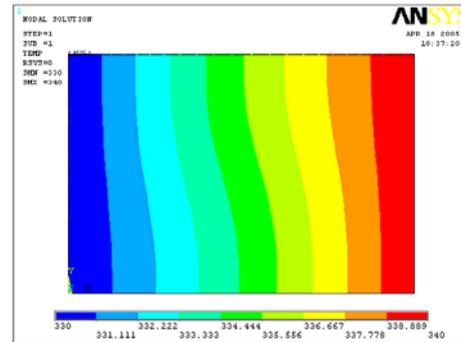
Figure III.7 : Champ de température pour le mercure pour (a): $\Delta T = 10K$, $Gr = 9,7 \times 10^6$ (b): $\Delta T = 30K$, $Gr = 30 \times 10^6$ (c): $\Delta T = 50K$, $Gr = 48,8 \times 10^6$

III.4.1.2 Influence du nombre de Rayleigh (due à la variation des dimensions).

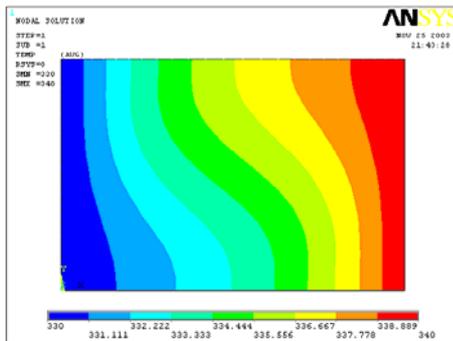
Les champs de température sont montrés dans la figure (III.7) pour un nombre de Ra allant de 65 (cellule de dimensions $0,0020m \times 0,0014m$) à 6×10^6 (cellule de dimensions $0,091m \times 0,063m$). Chaque champ est constitué de huit isothermes. L'isotherme de 330 K correspond à la paroi froide et l'isotherme de 340 K à la paroi chaude.



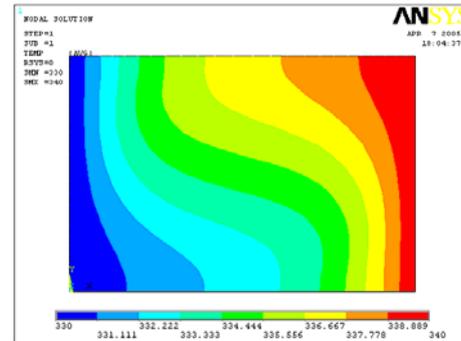
(a)



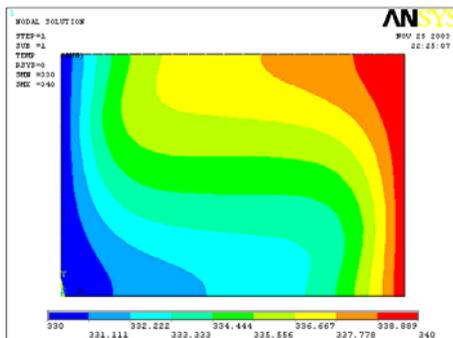
(b)



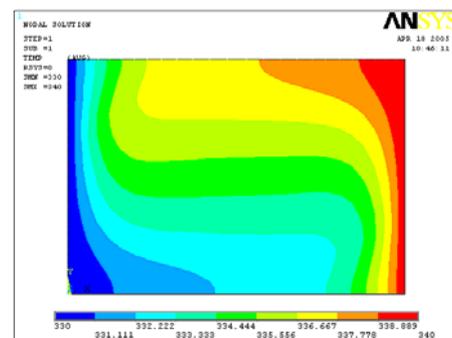
(c)



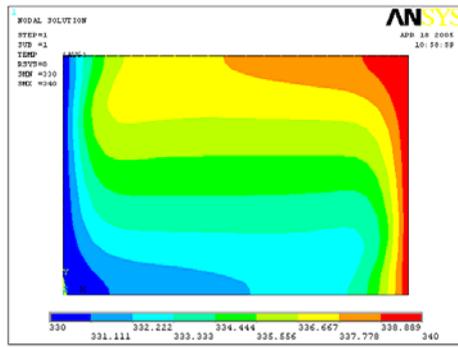
(d)



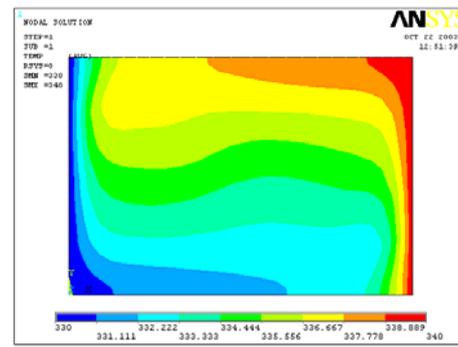
(e)



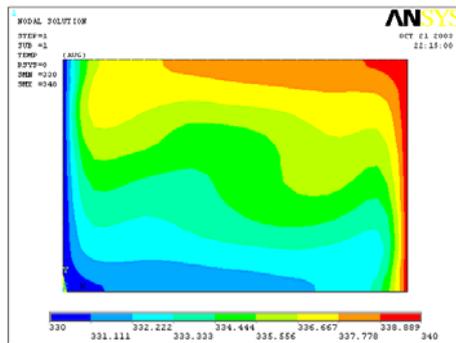
(f)



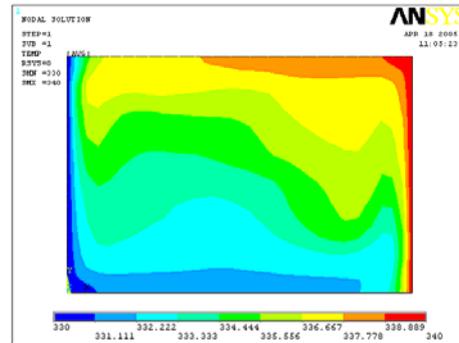
(g)



(h)



(i)



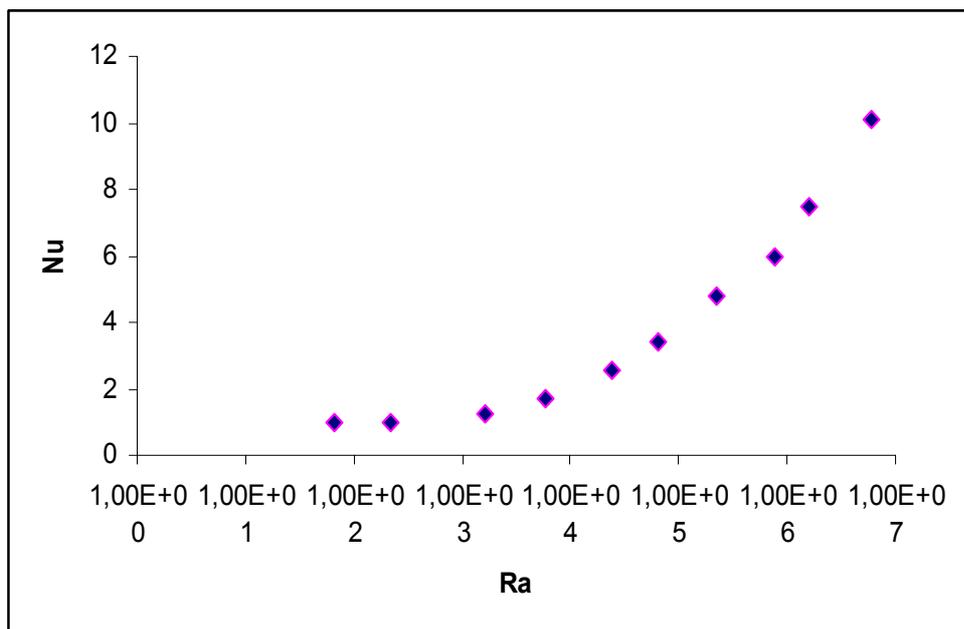
(j)

Figure III.8 : Champ de température pour le mercure : $Pr = 0,024$, $T_f = 330K$, $T_c = 340K$ et un nombre de Rayleigh de (a) $Ra = 6,5 \times 10^1$, (b) $Ra = 2,2 \times 10^2$, (c) $Ra = 1,6 \times 10^3$, (d) $Ra = 6 \times 10^3$, (e) $Ra = 2,42 \times 10^4$, (f) $Ra = 6,5 \times 10^4$, (g) $Ra = 2,2 \times 10^5$, (h) $Ra = 7,6 \times 10^5$, (i) $Ra = 1,6 \times 10^6$, (j) $Ra = 6 \times 10^6$.

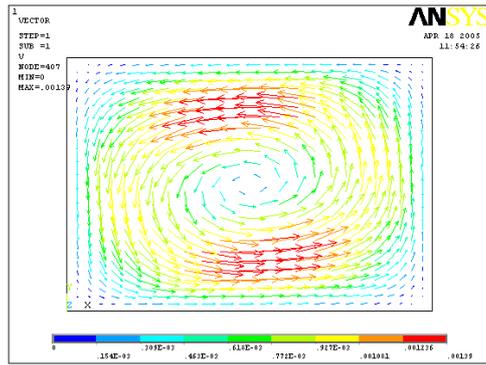
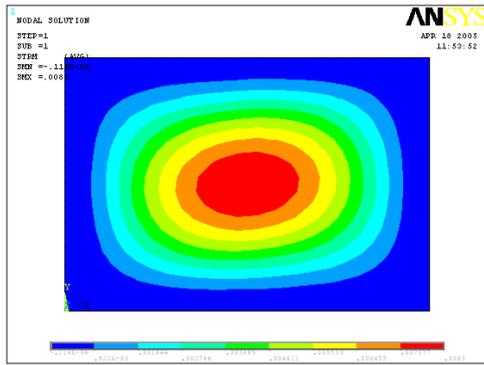
Le nombre de Nu est tracé en fonction de Ra dans la figure (III.9). Ce graphe montre que jusqu'à une valeur de Ra d'approximativement 10^3 , le transfert de chaleur est essentiellement par conduction. Cela peut être également constaté dans la figure (III.8) où au-dessous de $Ra = 10^3$, les isothermes sont des lignes presque verticales comme c'est le cas dans le transfert de chaleur par conduction.

A partir de la courbe de la figure (III.9), on a déduit l'équation (III.3) qui représente une corrélation entre le nombre de Nusselt et le nombre de Rayleigh (Ra allant de 65 à 6×10^6).

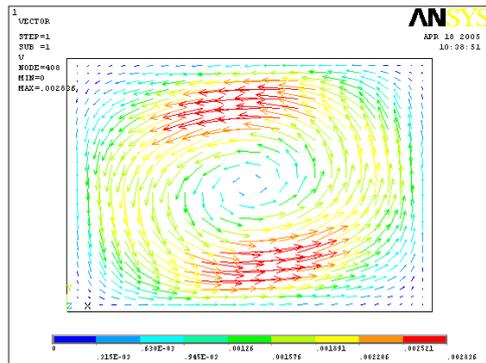
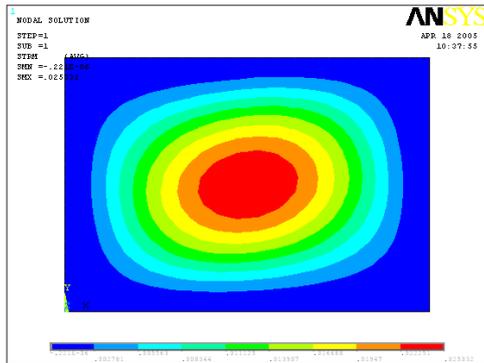
$$Nu = 0,2909 Ra^{0,2231} \quad (III.3)$$



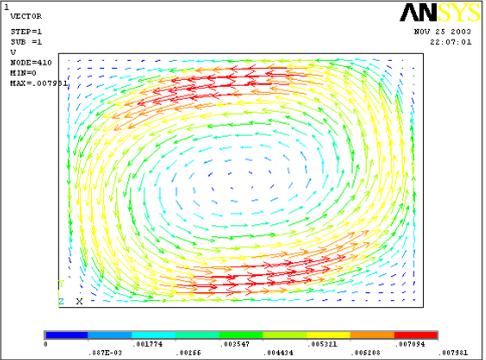
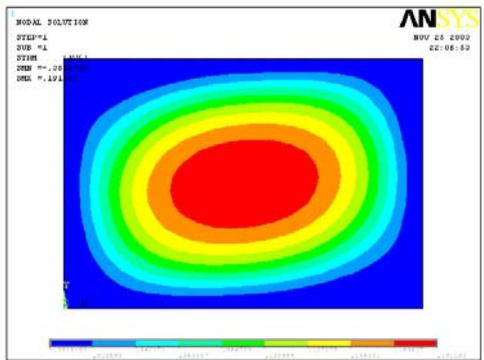
[Figure III.9](#) : Nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh pour le mercure.



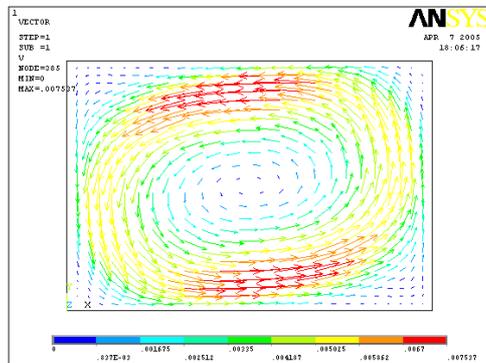
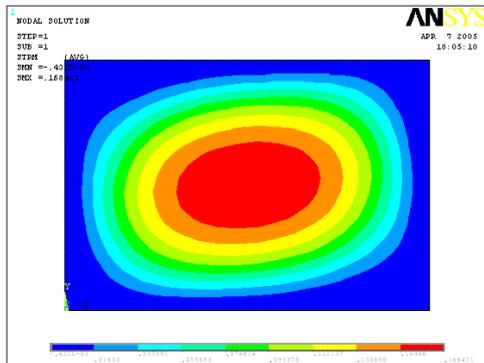
(a)



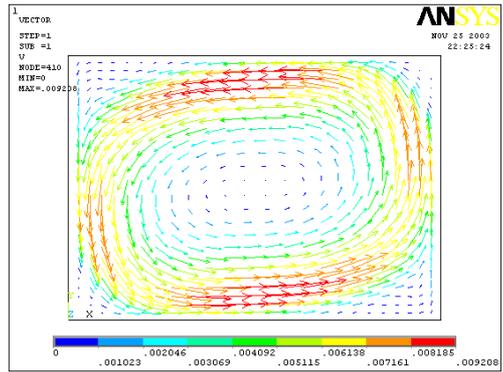
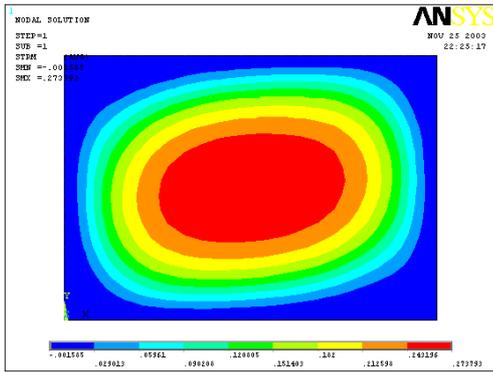
(b)



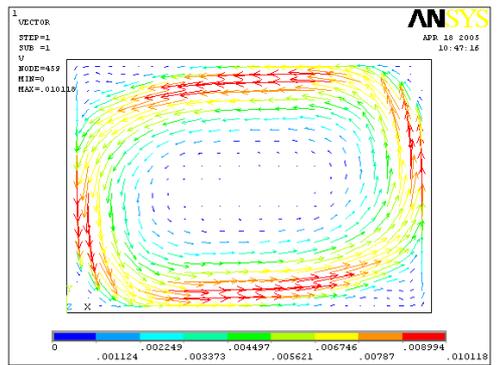
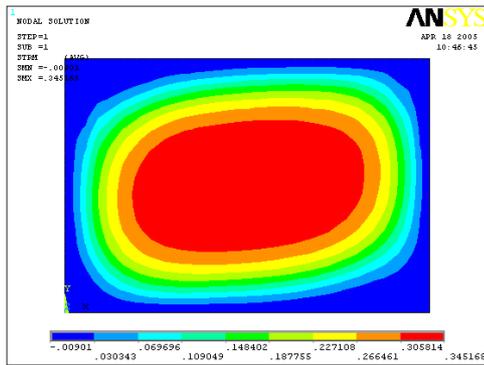
(c)



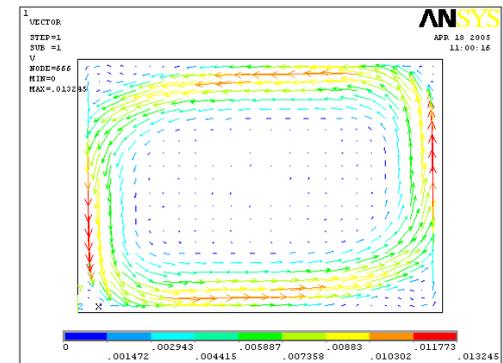
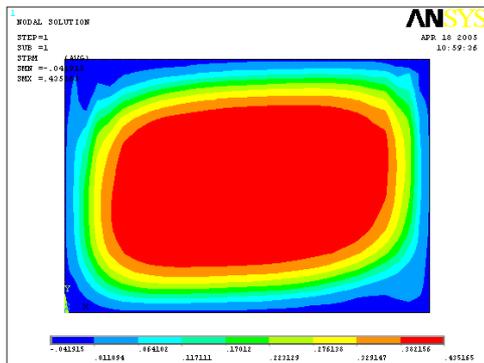
(d)



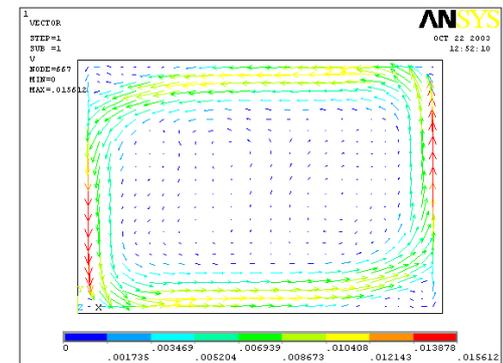
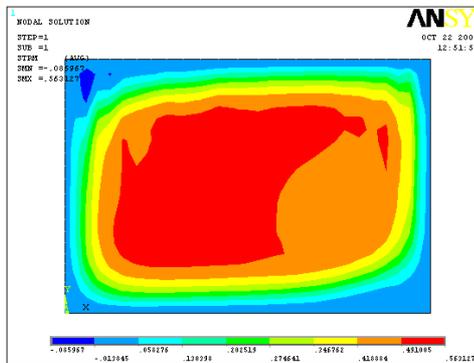
(e)



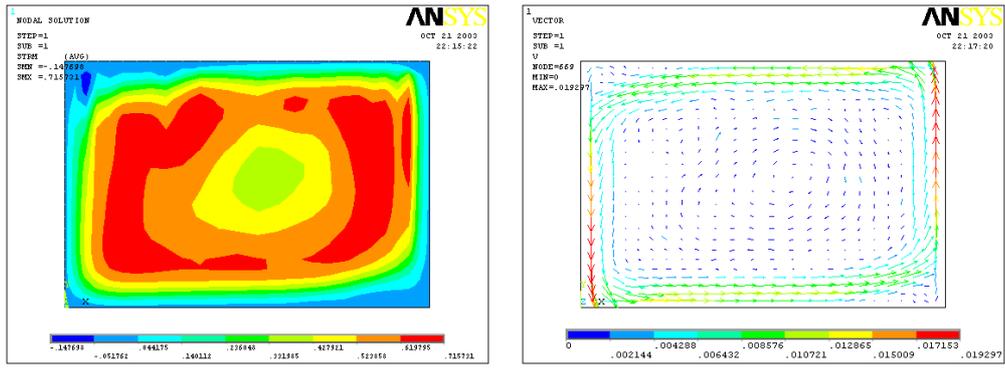
(f)



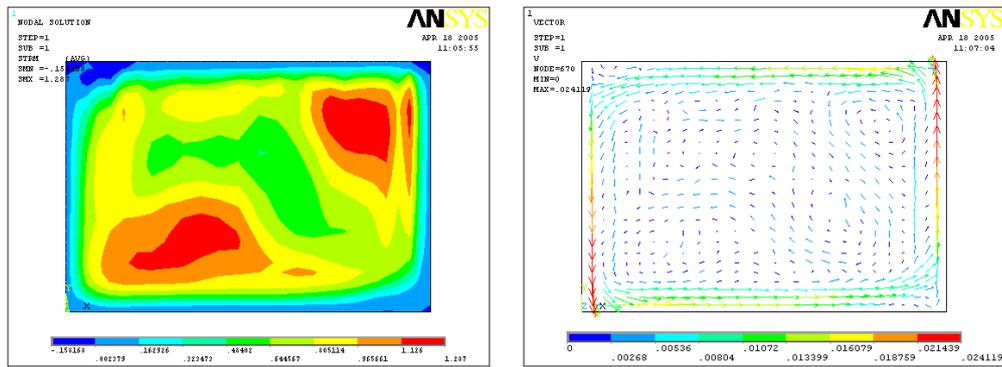
(g)



(h)



(i)



(j)

Figure III.10 : Champs de vitesses et lignes de courant dans le mercure pour un nombre de Rayleigh de (a) $Ra = 6,5 \times 10^3$, (b) $Ra = 2,2 \times 10^2$, (c) $Ra = 1,6 \times 10^3$, (d) $Ra = 6 \times 10^3$, (e) $Ra = 2,42 \times 10^4$, (f) $Ra = 6,5 \times 10^4$, (g) $Ra = 2,2 \times 10^5$, (h) $Ra = 7,6 \times 10^5$, (i) $Ra = 1,6 \times 10^6$, (j) $Ra = 6 \times 10^6$.

Dans la figure (III.10), on présente les champs de vitesse et les lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh. Ainsi pour $Ra \geq 2,42 \times 10^4$, les lignes de courant changent de forme et deviennent elliptiques et l'effet de la convection est plus prononcé. Ce comportement continue jusqu'à $Ra = 1,6 \times 10^6$ avec l'apparition de plusieurs circulations secondaires qui tournent à l'intérieur de la circulation principale.

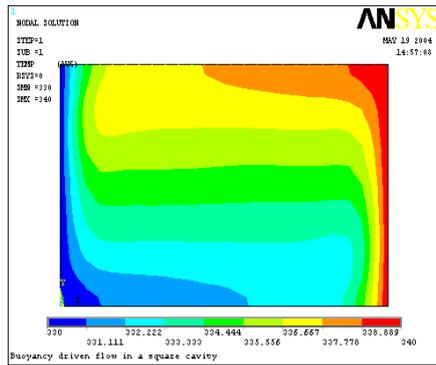
Pour $Ra = 6 \times 10^6$, on a apparition de deux zones de recirculation dans deux coins de la cavité, appelées "vortex" secondaires, ceci a été également observé par d'autres auteurs [1]. On peut également constater à partir de ces graphiques que la vitesse maximale (en

rouge) est de plus en plus proche des parois verticales lorsqu'on fait croître le nombre de Rayleigh.

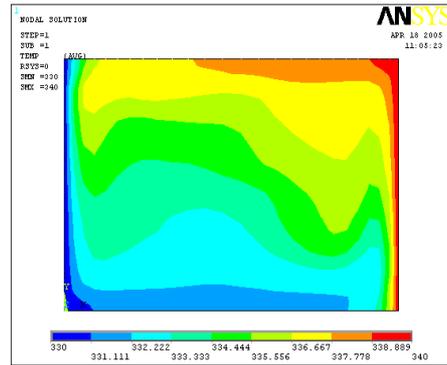
III.4.1.3 Régime turbulent:

L'accroissement du nombre de Rayleigh fait augmenter la complexité de l'écoulement [1], et ceci est évident dans la figure (III.10.). D'après Mohamad et Viskanta [1], l'écoulement dans le gallium devient turbulent pour $Ra = 1,77 \times 10^5$. Pour le mercure, on n'a pas trouvé dans la littérature le Rayleigh de transition vers le régime turbulent.

Pour avoir une idée de cette valeur critique de transition dans le mercure, on a simulé l'écoulement dans les deux fluides (gallium et mercure), pour la même cavité (de dimensions $0,091\text{m} \times 0,063\text{ m}$) et pour le même $\Delta T = 10\text{K}$ (Figure III.11). On peut ainsi voir que les isothermes dans le gallium ($Ra = 1 \times 10^5$) sont moins courbées que celles dans le mercure ($Ra = 2,2 \times 10^5$). On peut donc supposer que la valeur du Rayleigh, de transition vers la turbulence, est inférieure à celle dans le gallium et que pour $Ra = 6,5 \times 10^7$ l'écoulement dans le mercure est sûrement en régime turbulent. En plus, numériquement, pour cette dernière valeur de Ra ($Ra = 6,5 \times 10^7$), le programme de simulation, en régime laminaire, diverge.



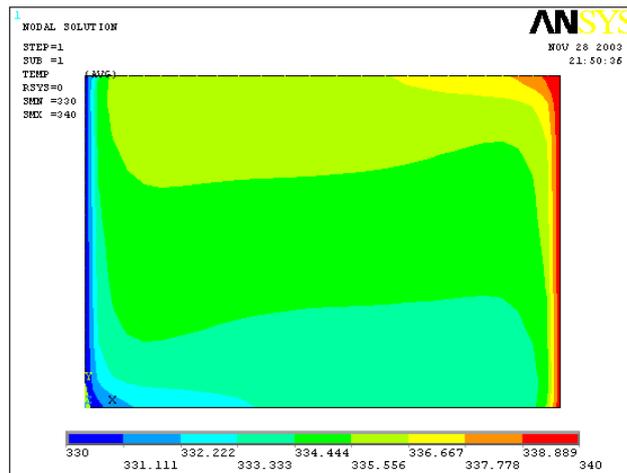
(a)



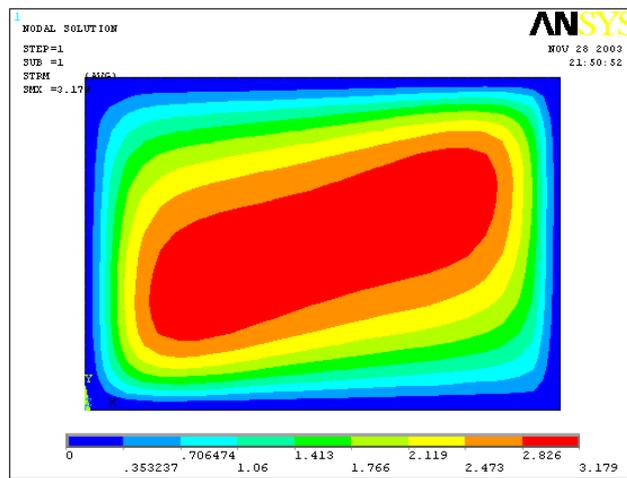
(b)

Figure III.11 : Champ de température pour (a) le gallium, (b) le mercure. Pour une cavité de (0,091mx0,063 m), $\Delta T = 10K$.

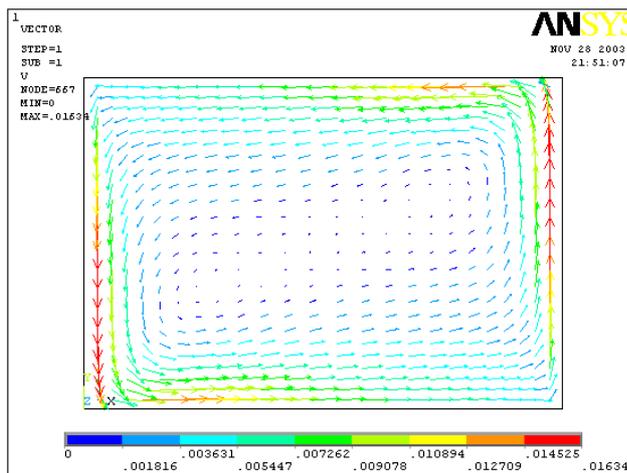
La figure (III.12) est la solution avec le model de turbulence ($k-\epsilon$) standard de ANSYS. Lorsqu'on fait augmenter le nombre de Ra à $2,2 \times 10^8$, on constate une grande perturbation dans les isothermes ainsi que l'apparition de plusieurs zones de recirculation indiquant une plus grande complexité et un degré plus élevé de turbulence. (Figure III.13).



(a)

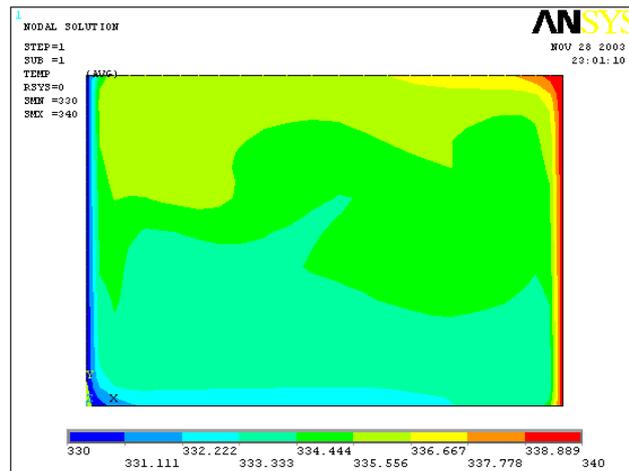


(b)

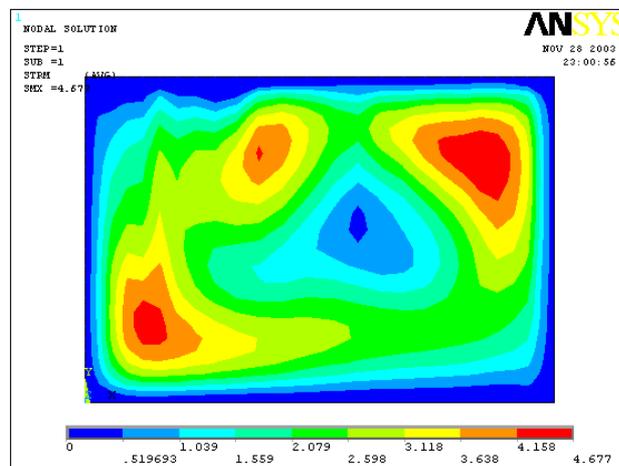


(c)

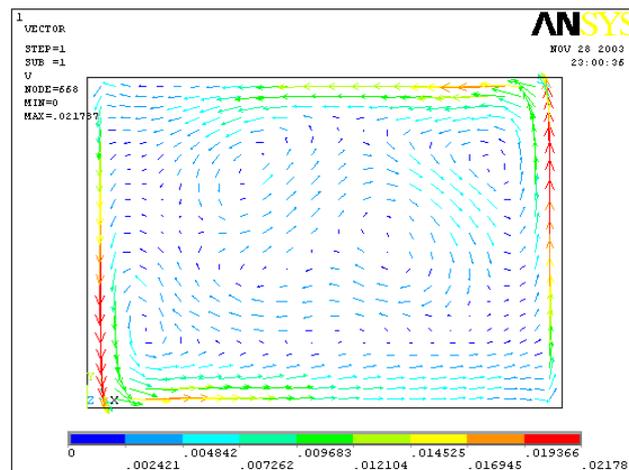
Figure III.12 : Champs de (a) : température, (b) : lignes de courant (c) : vitesse, pour le mercure pour $Ra = 6,5 \times 10^7$, $\Delta T = 10K$.



(a)



(b)



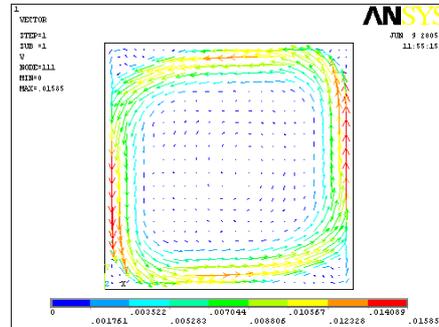
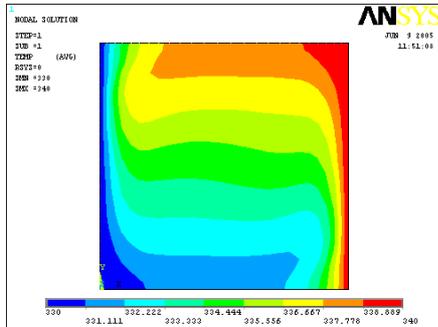
(c)

Figure III.13 : Champs de (a) : température, (b) : lignes de courant (c) : vitesse pour le mercure. $Ra = 2,2 \times 10^8$, $\Delta T = 10K$.

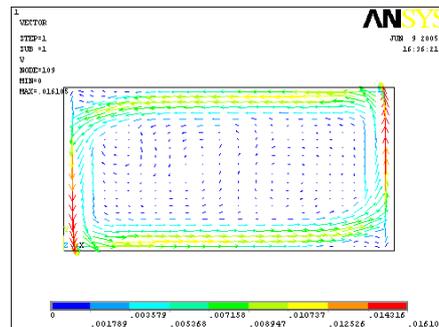
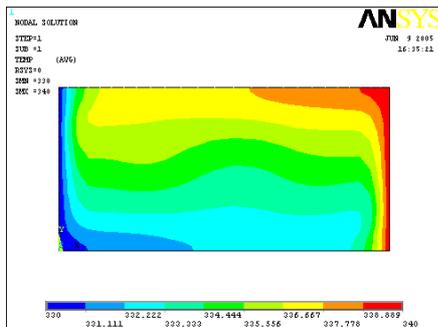
III.4.1.4. Influence du rapport d'aspect

Pour l'étude précédente, on a gardé le même rapport d'aspect d'aspect ($A = 1,4$). L'influence de la variation du rapport d'aspect sur l'écoulement et le transfert de chaleur, est étudiée dans ce qui suit.

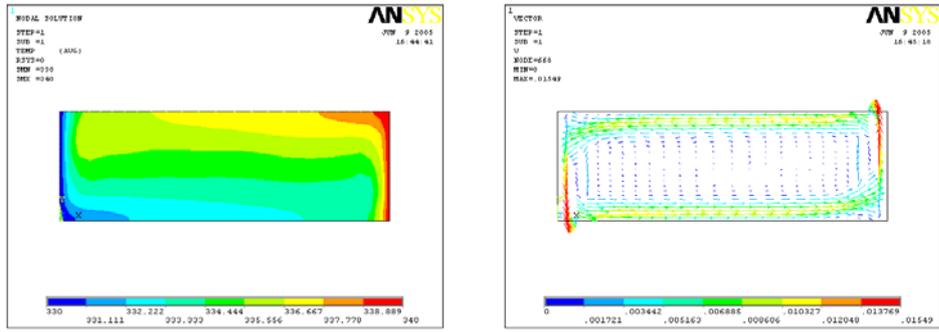
Ainsi dans la figure (III.14), les champs de température et de vitesse, pour des valeurs du nombre d'aspect allant de 1(cavité carrée) à $A = 4$ (cavité rectangulaire horizontale allongée), sont présentés.



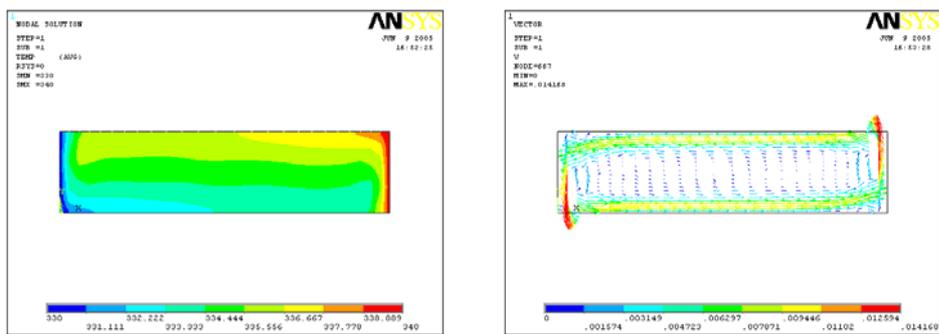
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure III.14 : Champs de température et de vitesse dans le mercure pour des rapports d'aspect (a) : $A = 1$, (b) : $A = 2$, (c) : $A = 3$, (d) : $A = 4$.

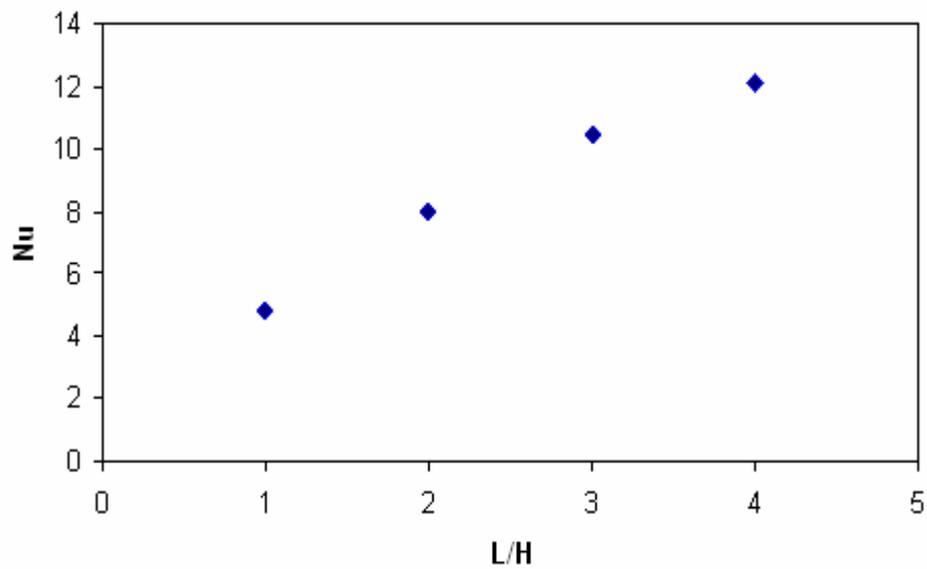
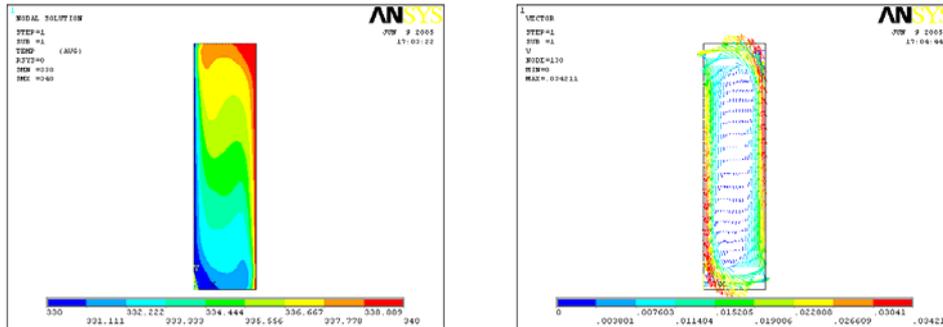


Figure III.15 : Nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport d'aspect A (cavité horizontale).

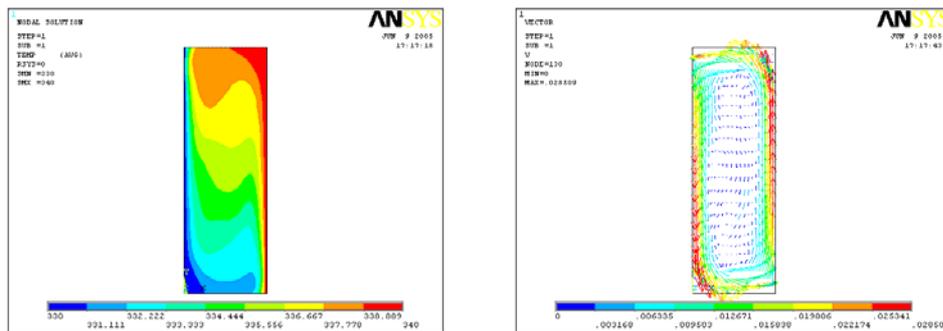
La figure (III.15) représente le nombre de Nusselt en fonction du rapport d'aspect, variation qui est linéaire avec Nu allant de 4 à 12. A partir du graphe de la figure (III.15), on a déduit l'équation (III.4) qui représente une corrélation entre le nombre de Nusselt et le rapport d'aspect pour une cavité horizontale.

$$Nu = 2,413(L/H) + 2,795 \quad (III.4)$$

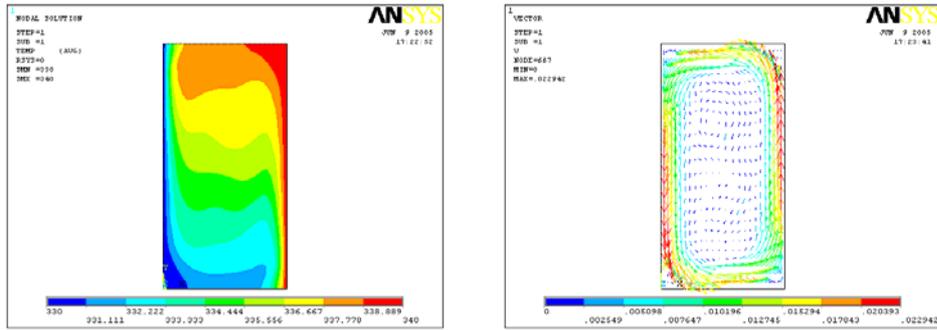
Dans la figure (III.16), les champs de température et de vitesse, pour des valeurs du nombre d'aspect allant de $1/4$ à $3/4$, correspondant à des cavités rectangulaires verticales, sont présentés.



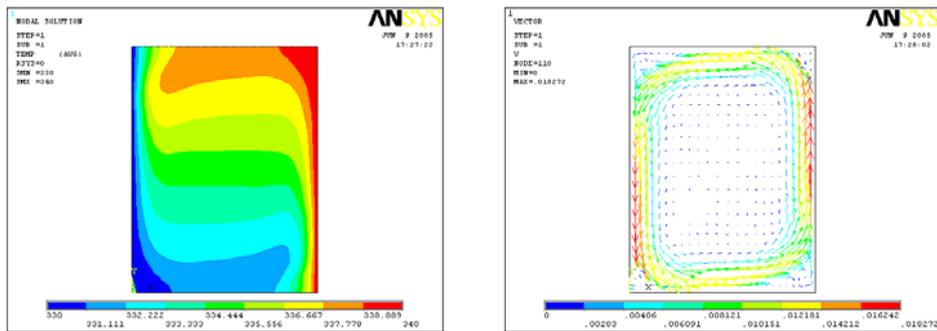
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure III.16: Champs de température et de vitesse dans le mercure pour des rapports d'aspect (a) : $A = 1/4$, (b) : $A = 1/3$, (c) : $A = 1/2$, (d) : $A = 3/4$.

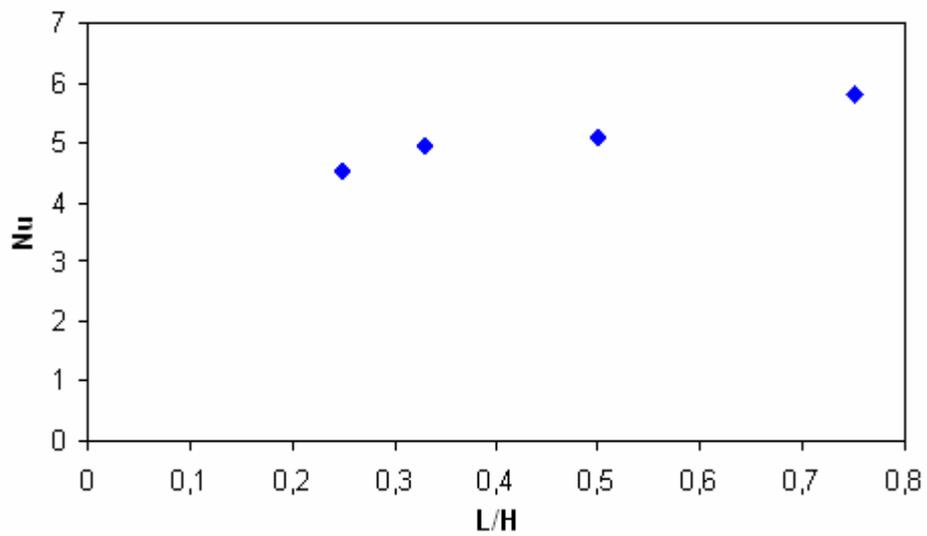


Figure III.17 : Nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport d'aspect A (cavité verticale).

La figure (III.17) représente le nombre de Nusselt en fonction du rapport d'aspect, variation qui est linéaire avec Nu allant

de 4 à 6. A partir du graphe de la figure (III.17), on a déduit l'équation (III.5) qui représente une corrélation entre le nombre de Nusselt et le rapport d'aspect pour une cavité verticale.

$$Nu = 2,3356(L/H) + 4,019 \quad (III.5)$$

On peut remarquer que la première configuration (cavité horizontale) permet d'atteindre des valeurs de Nusselt plus élevées (jusqu'à 12) alors que dans la configuration de cavité verticale, le Nusselt ne dépasse pas la valeur de 6, pour l'intervalle des rapports d'aspect, considéré.

III.4.2) Simulation en 3D:

Dans la littérature qu'on a consultée, on a constaté que la plupart des études numériques ont été réalisées en 2D [18, 21, 22, 23]; dans le peu de simulations menées en 3D, la troisième dimension a été prise très petite [20,22]. Pour cela on a pensé qu'il serait utile de mener une étude en 3D (la modélisation en 3D reflétant mieux la réalité) en faisant varier la troisième dimension pour voir son influence sur l'écoulement convectif. On a donc utilisé l'élément FLUID 142 du module FLOTRAN d'ANSYS. Ainsi, une première configuration en 3D qui contient 3380 nœuds a été considérée (Figure III.18.a); une autre modélisation qui contient 7436 nœuds et qui correspond à une épaisseur trois fois plus grande que la première est montrée dans la figure (III.18.b).

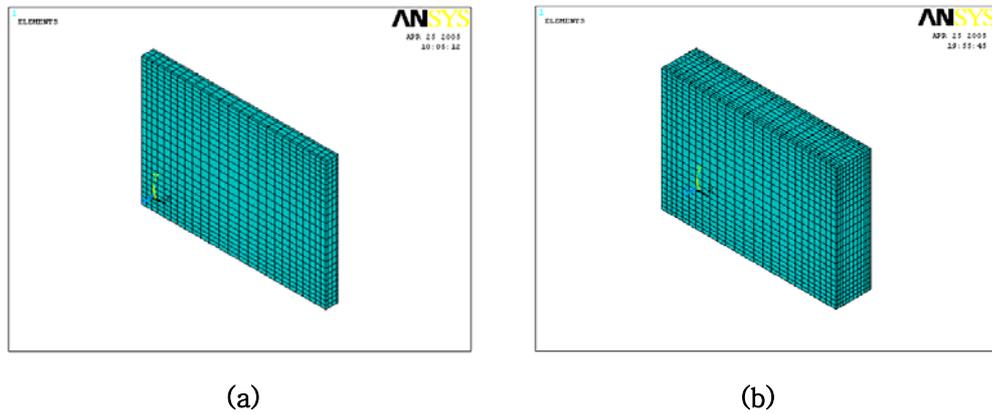


Figure III.18 : Maillage, (a) 3D avec l'épaisseur 0,002 m, (b) 3D épaisseur 0,006 m.

Dans la figure (III.19), on montre les champs de température dans le mercure, comme fluide de convection, et pour une même valeur de Ra , correspondant respectivement à la simulation en 3D (épaisseur 0,002 m) (figure III.19.a) et à l'épaisseur 0,006 m (figure III.19.b).

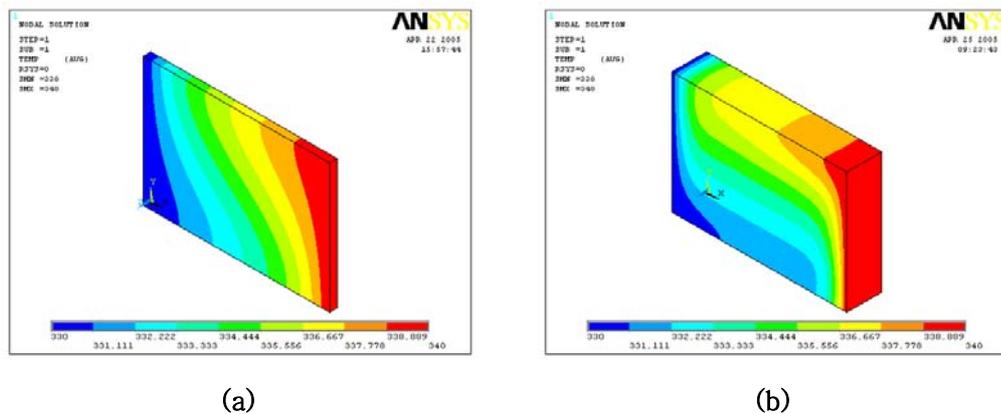


Figure III.19 : Champs de température, (a) : 3D avec l'épaisseur de 0,002 m, (b) : 3D avec l'épaisseur de 0,006 m.

A partir de la figure (III.19), on peut constater que pour ces dimensions, le champs de température est le même quelle que soit la section selon z (la troisième dimension). On montre ainsi dans la figure (III.20), les champs de température en 2D et au niveau d'une section pour les simulations en 3D pour les deux épaisseurs considérées.

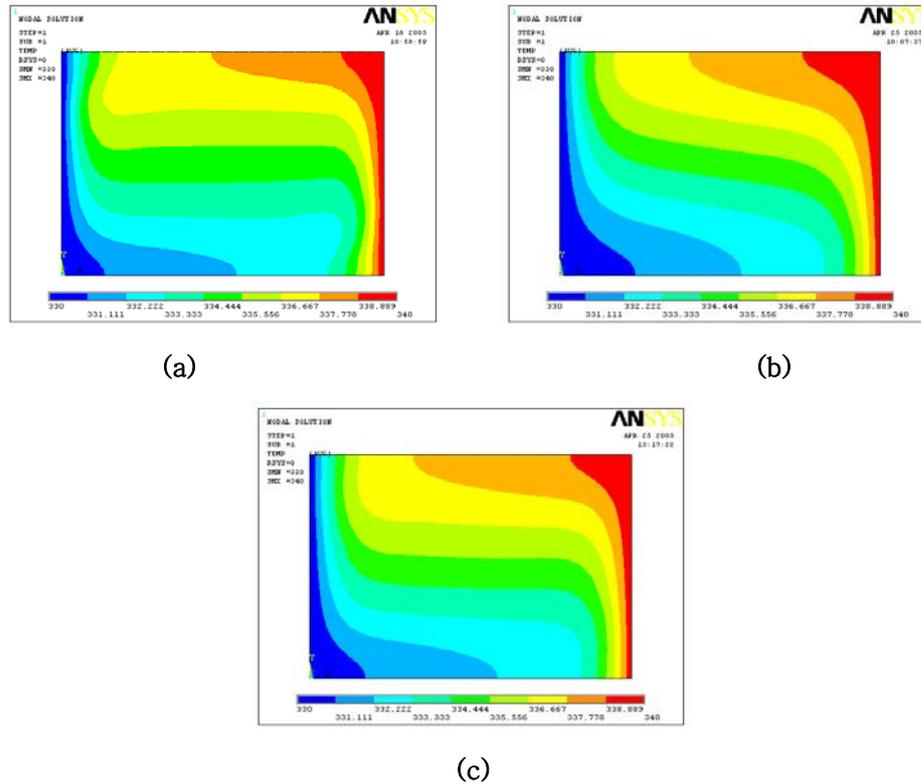
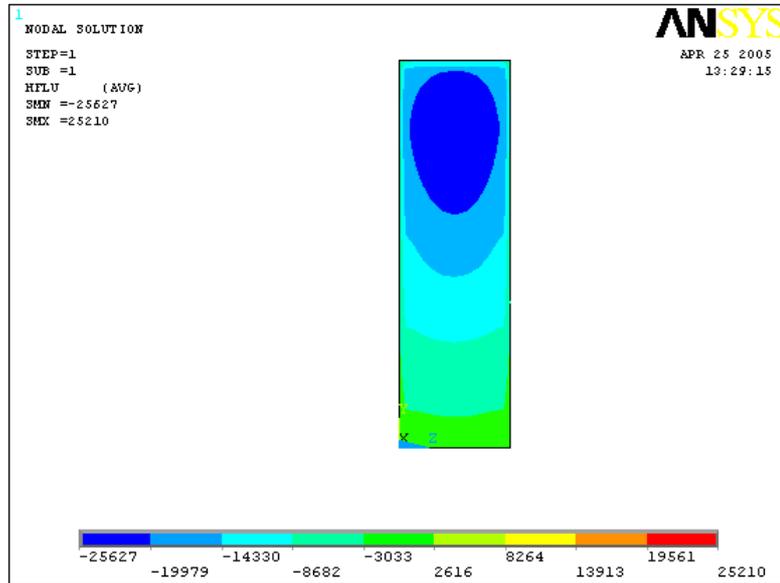
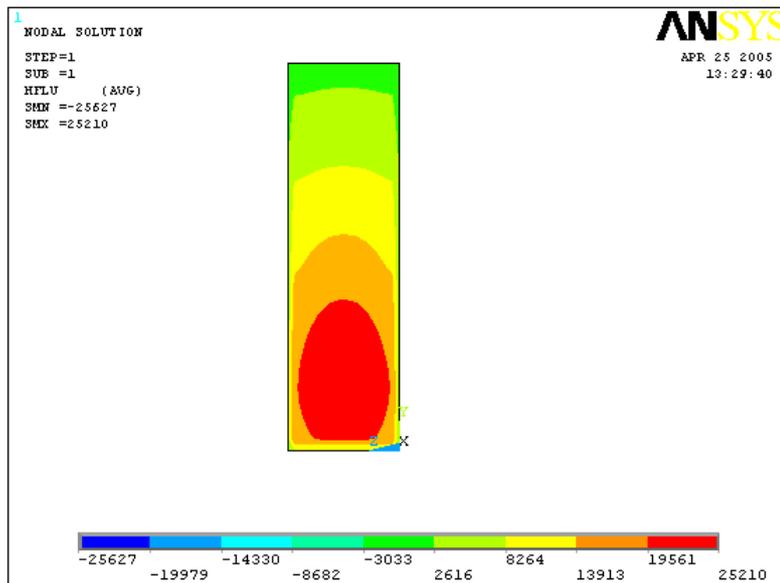


Figure III.20 : Champs de température pour le mercure à $Ra = 2,2 \cdot 10^5$. (a) : 2D, (b) : 3D, épaisseur de 0,002m, (c) : 3D, épaisseur de 0,006m.

Pour le modèle à deux dimensions, le nombre de Nusselt moyen à la paroi froide a été obtenu en faisant la moyenne du nombre de Nusselt local à 26 points nodaux selon une ligne, alors que dans le modèle à trois dimensions, le Nu moyen est calculé à partir des valeurs locales du Nusselt au niveau de 130 points nodaux situés sur une surface pour l'épaisseur de 0,002 m et 286 points nodaux pour l'épaisseur de 0,006 m. Les valeurs locales de Nu sont calculées à partir des valeurs locales des flux de chaleur. On montre dans la figure (III.21) les flux de chaleur au niveau des faces froide et chaude. Les valeurs du flux à la paroi froide sont négatifs par contre celles de la paroi chaude sont positifs et ceci par convention du sens du flux de chaleur. Les flux de chaleur moyens, au niveau des faces froide et chaude, en fonction de la hauteur de la cavité, sont représentés dans la figure (III.22).

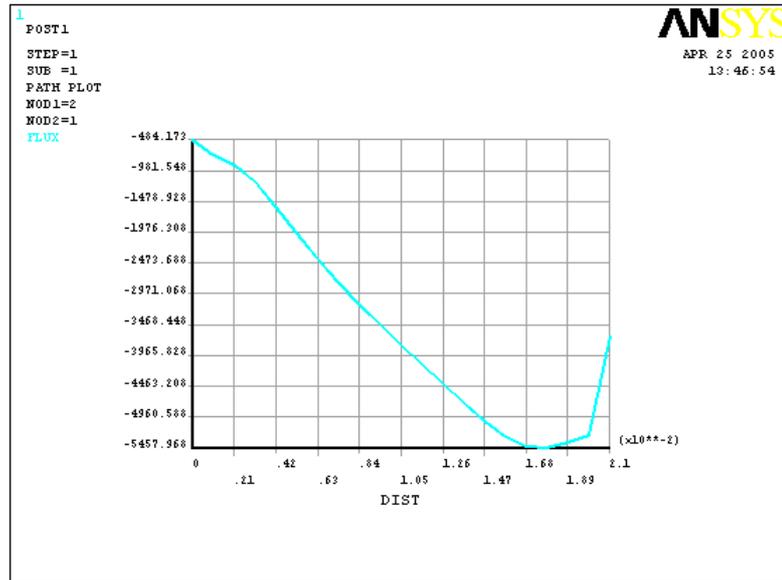


(a)

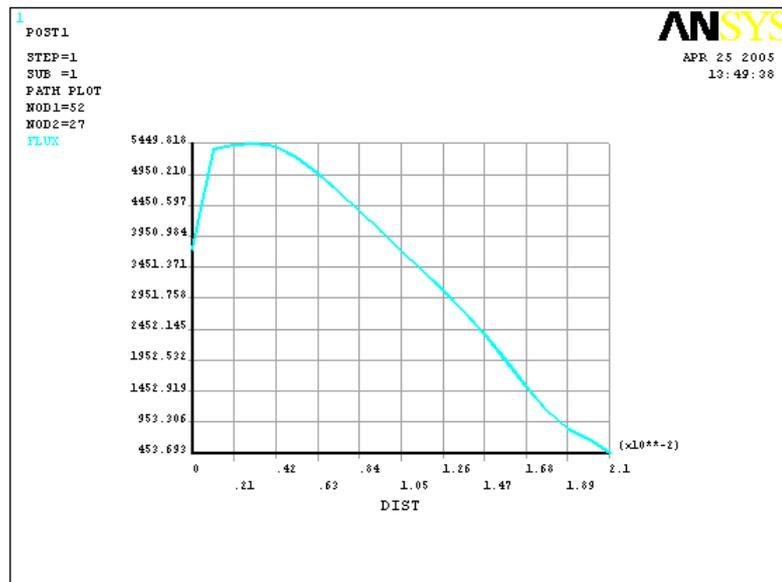


(b)

Figure III.21 : Flux de chaleur au niveau de (a) : la face froide, (b) : la face chaude pour le mercure à $Ra = 2,2 \cdot 10^5$ en 3D, épaisseur 0.006m.



(a)



(b)

Figure III.22 : Flux de chaleur moyens au niveau de la face (a) froide, (b) chaude, en fonction de la hauteur de la cavité, pour le mercure à $Ra = 2,2 \cdot 10^5$ en 3D, épaisseur 0,006m.

On a calculé les nombres de Nusselt, et on a trouvé $Nu = 2,5965$ pour l'épaisseur de $0,002$ m et $Nu = 3,7137$ pour l'épaisseur de $0,006$ m et ce pour $Ra = 2,2 \cdot 10^5$ ($Gr = 8,8 \times 10^6$).

Lorsqu'on fait croître la troisième dimension (selon z), en la faisant passer de $0,006$ m à $0,01$ m, on peut constater d'après la figure (III.23) que les champs de température et de vitesse varient avec z (la troisième coordonnée).

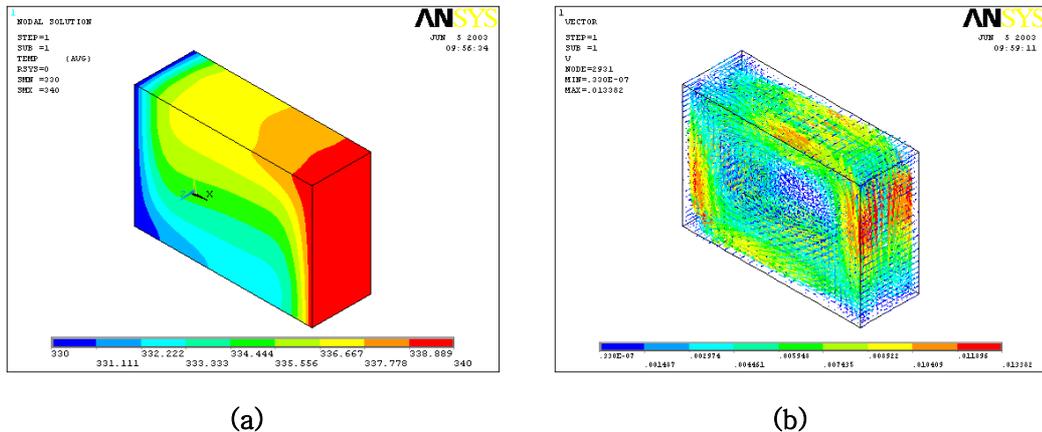


Figure III.23 : (a) Champs de température, (b) Champ de vitesse pour le mercure à $Ra = 2,2 \cdot 10^5$ en 3D pour l'épaisseur de $0,01$ m.

Pour cette dernière épaisseur, Le Nu moyen a été calculé à partir des valeurs locales au niveau de 338 points nodaux et on a trouvé $Nu = 3,98$. On peut remarquer que le Nusselt moyen augmente avec l'accroissement de l'épaisseur, passant de $Nu = 2,5965$ pour l'épaisseur de $0,002$ m à $Nu = 3,98$ pour l'épaisseur de $0,01$ m.

Donc pour les épaisseurs inférieures à $0,006$ m, les champs de température et de vitesse étant indépendants de la coordonnée z , on peut mener l'étude de l'influence des différents paramètres de contrôles (gradient de température, dimensions de la cavité, rapport d'aspect) en 2D. L'étude en 3D est nécessaire pour les dimensions plus grandes, telle celle de $0,01$ m.

Dans ce mémoire, on a mené une étude numérique de la convection naturelle dans une enceinte soumise à un gradient horizontal de température. Une modélisation du problème, en [2D](#) et [3D](#), a été menée en utilisant le code [ANSYS](#), qui se base sur la méthode des éléments finis. Un premier travail de validation a été réalisé en comparant nos résultats avec ceux d'autres auteurs.

Pour montrer l'influence de la nature du fluide sur les écoulements convectifs, des fluides, à hauts nombres de Prandtl (tel l'eau) et d'autres à bas nombres de Prandtl (tels le mercure et le gallium), ont été utilisés. On a obtenu des résultats qui montrent que ce type de fluides opaques (métaux liquides), à basses températures de fusion et à bas nombres de Prandtl ([Pr](#)), ont des comportements assez différents de ceux observés dans les fluides à haut nombre de [Pr](#) (comme l'eau).

Par la suite, une étude détaillée avec le mercure, comme fluide de convection, a été menée. Le mercure a été choisi, parce que peu d'études ont été menées en utilisant ce fluide, alors qu'il intervient dans plusieurs applications. En effet, d'après la recherche bibliographique, qui a été menée, la plupart des études sur les métaux liquides dans les cavités, soumises à un gradient horizontal de température, ont été réalisées avec l'étain ou le gallium liquides, comme fluides de convection.

Une étude en fonction des paramètres de contrôle de notre configuration, à savoir le gradient de température appliqué (nombre de Grashof ou nombre de Rayleigh), la géométrie (rapport d'aspect), a été également menée. On a pu ainsi voir, à travers les champs de température, de vitesse et le nombre de Nusselt, l'influence de ces paramètres sur les structures convectives observées, sur le régime convectif ainsi que sur le taux de transfert de chaleur. Des

corrélations entre les nombres de Nusselt et de Grashof (ou Rayleigh) ont été également obtenues.

Une détermination approximative du Rayleigh critique de transition vers la turbulence a été réalisée. Ainsi, une étude en régime turbulent, en utilisant le modèle ($k-\epsilon$) a été considérée.

L'influence de la troisième dimension a été également considérée, ce qui a permis de voir, qu'en dessous d'une certaine épaisseur, l'étude en 2D est suffisante alors qu'au-delà de cette valeur, le passage en 3D est absolument nécessaire pour que les résultats numériques puissent refléter la réalité physique.

CONCLUSIONS GENERALES

Dans ce mémoire, on a mené une étude numérique de la convection naturelle dans une enceinte soumise à un gradient horizontal de température. Une modélisation du problème, en [2D](#) et [3D](#), a été menée en utilisant le code [ANSYS](#), qui se base sur la méthode des éléments finis. Un premier travail de validation a été réalisé en comparant nos résultats avec ceux d'autres auteurs.

Pour montrer l'influence de la nature du fluide sur les écoulements convectifs, des fluides, à hauts nombres de Prandtl (tel l'eau) et d'autres à bas nombres de Prandtl (tels le mercure et le gallium), ont été utilisés. On a obtenu des résultats qui montrent que ce type de fluides opaques (métaux liquides), à basses températures de fusion et à bas nombres de Prandtl ([Pr](#)), ont des comportements assez différents de ceux observés dans les fluides à haut nombre de [Pr](#) (comme l'eau).

Par la suite, une étude détaillée avec le mercure, comme fluide de convection, a été menée. Le mercure a été choisi, parce que peu d'études ont été menées en utilisant ce fluide, alors qu'il intervient dans plusieurs applications. En effet, d'après la recherche bibliographique, qui a été menée, la plupart des études sur les métaux liquides dans les cavités, soumises à un gradient horizontal de température, ont été réalisées avec l'étain ou le gallium liquides, comme fluides de convection.

Une étude en fonction des paramètres de contrôle de notre configuration, à savoir le gradient de température appliqué (nombre de Grashof ou nombre de Rayleigh), la géométrie (rapport d'aspect), a été également menée. On a pu ainsi voir, à travers les champs de température, de vitesse et le nombre de Nusselt, l'influence de ces paramètres sur les structures convectives observées, sur le régime convectif ainsi que sur le taux de transfert de chaleur. Des

corrélations entre les nombres de Nusselt et de Grashof (ou Rayleigh) ont été également obtenues.

Une détermination approximative du Rayleigh critique de transition vers la turbulence a été réalisée. Ainsi, une étude en régime turbulent, en utilisant le modèle ($k-\epsilon$) a été considérée.

L'influence de la troisième dimension a été également considérée, ce qui a permis de voir, qu'en dessous d'une certaine épaisseur, l'étude en 2D est suffisante alors qu'au-delà de cette valeur, le passage en 3D est absolument nécessaire pour que les résultats numériques puissent refléter la réalité physique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A. A. Mohamad and R. Viskanta, “Modeling of turbulent buoyant flow and heat transfer in liquid metals”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36, 2815–2826 (1993).
- [2] K. Kakimoto, M. Eguchi, H. Watanabe and T. Hibiya, “Direct observation by x-Ray radiography of convection of molten silicon in the Czochralski growth method”, *J. Crystal Growth*, 88, 365–370 (1988).
- [3] K. Kakimoto, M. Eguchi, H. Watanabe and T. Hibiya, “In-Situ observation of Solid-liquid interface shape by x-ray radiography during silicon single crystal growth”, *J. Crystal Growth*, 91, 509–514 (1988).
- [4] T. A. Campbell and J. N. Koster, “Visualization of liquid/solid interface Morphologies in gallium subject to natural convection”, *J. Crystal Growth*, 140, 414–425 (1994).
- [5] T. A. Campbell and J. N. Koster, “Radioscopic visualization of indium antimonide growth by vertical Bridgman-Stockbarger technique”, *J. Crystal Growth*, 147, 408–410 (1995).
- [6] J. N. Koster, T. Seidel and R. Derebail, “A radiosopic technique to study Convective fluid dynamics in opaque liquid metals”, *J. Fluid Mech*, 343, 29–41 (1997).
- [7] R. J. Goldstein, E. R.G. Eckert, W. E. Ibele, S.V. Patankar, T.W. Simon, T.H. Kuehn, P.J. Strykowski, K.K. Tamma, J.V.R. Heberlein, J.H. Davidson, J. Bischof, F.A. Kulacki, U. Kortshagen, and S. Garrick “Heat transfer-a review of 2001 literature” *Int. J. Heat Mass Transfer*, 46,1887–1992 (2003).
- [8] F. P. Incorpera and D. P. Dewitt. “Introduction to heat transfer”, Second edition, Wily (1990).
- [9] P. Cerisier, M. Jaeger, M. Medale and S. Rahal, “Mechanical coupling of convective rolls in a high Prandtl number fluid”, *J. Heat Transfer*, 120, 1008–1018 (1998).
- [10] P. Cerisier, S. Rahal, J. Cordonnier and G. Lebon, “Thermal

influence of boundaries on the onset of Rayleigh–bénard convection”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41, 3309–3320 (1998).

[11] E. Bodenschatz, W. Pesch and G. Ahlers, “Recent developments in Rayleigh – Bénard convection”, *Ann. Review Fluid Mech.*, 32, 709–778 (2000).

[12] J. M. Aurnou and P. L. Olson, “Experiments on Rayleigh–Bénard convection, magnetoconvection and rotating magnetoconvection in liquid gallium.” *J. Fluid Mech*, 430, 283–307 (2001).

[13] R. Giblin, “Transmission de la chaleur par convection naturelle”, Edition Eyrolles, Paris (1974).

[14] D. A. Kramer, “Gallium and Gallium compounds” dans “*Metals Handbook*” – volume 2: Properties and Selection: Nonferrous Alloys and Special-Purpose Materials, Edited by ASM International Handbook Committee, 740–749, tenth edition (1990).

[15] L. Hofer et J. R. Meier, “Risques professionnels dus au mercure et à ses composés”, Division Médecine du travail, Suva Lucerne. 2eme édition. (1999).

[16] B. BINET, “Etude de la fusion dans des enceintes munies de sources de chaleur discrète”, Thèse de Doctorat, université de Sherbrooke (Québec), CANADA, (1998).

[17] F. Lévy, “Physique et technologie des semi-conducteurs”, Presses polytechniques et universitaires Romandes, Première édition, Lausanne (1995).

[18] M.J. Stewart and F. Weinberg, “Fluid flow in liquid metals I. Theoretical analysis”, *J. Crystal Growth*, 12, 217–227 (1972).

[19] M.J. Stewart and F. Weinberg, “Fluid flow in liquid metals II. Experimental observations”, *J. Crystal Growth*, 12, 228–238 (1972).

[20] R. Viskanta, D.M. Kim and C. Gau, “Three-dimensional natural convection heat transfer of a liquid metal in a cavity”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29, 475–485 (1986).

[21] F. Wolff, C. Beckermann and R. Viskanta, “Natural convection

of liquid metals in vertical cavities”, Experimental Thermal and Fluid Science, 1, 83–91 (1988).

[22] R. Derbail and J.N.Koster, “Numerical simulation of natural convection of gallium in a narrow gap”, Int. J. Heat Mass Transfer, 40, 1169–1180 (1997).

[23] M. G. Braunsfurthi, A. C. Skeldon, A. Juel, T. Mullin and D. S. Riley “Free convection in liquid gallium”, J. Fluid Mech, 342, 295–314. (1997).

[24] A. Juel, T.Mullin, H. Ben Hadid and D. Henry, “Three-dimensional free convection in molten gallium”, J. Fluid Mech, 436, 267–281 (2001).

[25] N. C. Markatos and K. A. Pericleous, “ Laminar and turbulent natural convection in an enclosed cavity”, Int. J. Heat Mass Transfer, 27, n° 5, 755–772 (1984).

[26] R. W. Series and D.T. J. Hurle, “The use of magnetic fields in semiconductor crystal growth”, J. Crystal Growth, 113, 305–328 (1991).

[27] H. Ben Hadid and Daniel Henry, “Numerical study of convection in the horizontal Bridgman configuration under the action of a constant magnetic field. Part 2.Three-dimensional flow” J. Fluid Mech, 333, 57–83 (1997)

[28] A. Juel, T. Mullin, H. Ben hadid, and D. Henry, “Magnetohydrodynamic convection in molten gallium”, J. Fluid Mech, 378, 97–118 (1999).

[29] R. Mobner, and U. Muller “A numerical investigation of three-dimensional magnetoconvection in rectangular cavities” Int. J. Heat Mass Transfer 42, 1111–1121 (1999).

[30] I. Di Piazza and M. Ciofalo, “MHD free convection in a liquid-metal filled cubic enclosure. I. Differential heating” Int. J. Heat Mass Transfer, 45, 1477–1492 (2002).

[31] I. Di Piazza and M. Ciofalo, “MHD free convection in a liquid-metal filled cubic enclosure. II. Internal heating” Int. J. Heat Mass Transfer, 45, 1493–1511 (2002).