



L'Effet du Rapport de Forme sur la Convection Naturelle dans une Cavité Rectangulaire Inclinée Remplie d'Air

Rida Zarrit^{#1}, Mohamed Seghir Boumaza^{*2}, Sofiane Kerrou^{#3}

[#]Unité de Recherche Appliquée en Energies Renouvelables, URAER,

Centre de Développement des Energies Renouvelables, CDER,

47133, Ghardaïa, Algeria

¹r.zarrit@uraer.dz

³s_kherrou@uraer.dz

^{*}Département Science de la matière,

Université 8 May 1948 Guelma

²ms.boumaza@yahoo.fr

Abstract— Dans ce travail, nous étudions numériquement la convection naturelle instationnaire et bidimensionnelle dans une cavité rectangulaire inclinée et chauffée différentiellement de rapport de forme $A=4$. En utilisant l'approximation de Boussinesq, les équations de Navier Stokes sont écrites par la formulation fonction de courant vorticité ($\psi-\Omega$), puis elles sont discrétisées par la méthode de différences finies. Nos calculs mettent en évidence l'influence de l'angle d'inclinaison compris entre 0° et 180° et le Rapport de forme sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur.

Mots clés— convection Naturelle; cavité inclinée; différences finies; approximation de Boussinesq; Rapport de forme

I. INTRODUCTION

Dans les milieux confinés, quand un fluide est soumis à un gradient de densité causés par des variations locales de température, des forces volumiques dues au champ de gravité induisent un mouvement convectif; c'est la convection naturelle. Ces écoulements de convection naturelle en espace confinée sont présents dans de nombreux phénomènes naturels et processus industriels, le refroidissement des circuits électriques et les réacteurs nucléaires, le confort thermique dans l'habitat, les systèmes thermiques solaires, sont autant d'exemples de leurs manifestations. L'étude d'un tel phénomène, a conduit à une importante bibliographie spécialisée qui s'est accumulée aux furs des années. Une étude détaillée de la convection naturelle dans des milieux confinée a été donnée par A. Béjan [1]. La majorité des travaux portant sur les deux cas suprêmes : la cavité horizontale chauffée par le bas dite de Rayleigh-Bénard et la cavité verticale différentiellement chauffée. La convection de Rayleigh-Bénard est l'instabilité hydrodynamique a fait l'objet d'études intensives durant les dernières années, parmi les premières

études portant sur le sujet, nous pouvons citer les travaux de A. Gelfgat [2] et M. C. D'Orazio et al [10], N. Ouertatani et al [14] et M. Lappa [11]. Ou encore la cavité verticale différentiellement chauffée par un gradient horizontale de température, parmi ces études, nous pouvons citer les travaux de G. De Vahl devis [7], K. Küblberck et al [9], N. C. Markatos et al [13], G. Barakos et al [6]. En effet l'inclinaison peut aussi avoir un rôle important sur les phénomènes physiques rencontrés dans les domaines industriels et naturels. On s'intéresse ici aux cas intermédiaires permettant de passer de l'une à l'autre des configurations en examinant la cavité inclinée. A titre d'exemple : Hamady et al [5], Soong et al [3] Wang et Hamed [8], Raos [12]. Henderson et al [4].

L'objectif de ce travail est l'étude de l'influence de l'inclinaison de l'enceinte sur l'aspect thermique, et la détermination de la structure de l'écoulement. Nous considérons de l'air avec un nombre de Prandtl $Pr = 0.71$ et pour un $Ra = 10^4$ et pour différentes inclinaisons variant de 0° à 180° , le rapport de forme $A = H/L$ variant entre 1 et 8.

II. FORMULATION MATHÉMATIQUE

L'écoulement de convection naturelle est supposé laminaire. Il est régi par les équations de conservation de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le fluide considéré est supposé newtonien, incompressible et visqueux et obéit à l'approximation de Boussinesq $\rho = \rho_0(1 - \beta(T' - T'_0))$ (les propriétés physiques du fluide sont considérées constantes sauf dans le terme de force de pesanteur). En suppose également que la dissipation visqueuse et les sources de chaleurs sont négligeables dans l'équation de l'énergie.

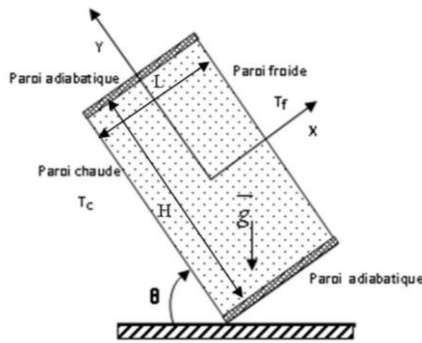


Fig.1 : Représentation schématique de l'enceinte dans un repère cartésien

En prenant la longueur de la cavité (L) comme longueur caractéristique, (L^2/α) comme temps caractéristique et (α/L) comme une vitesse caractéristique. Ainsi toutes les grandeurs adimensionnelles du problème sont données par :

$$\left. \begin{aligned} (X, Y) &= \left(\frac{X'}{L}, \frac{Y'}{L} \right), \tau = \frac{t'\alpha}{L^2}, U = \frac{UL}{\alpha}, \\ V &= \frac{VL}{\alpha}, \Psi = \frac{\Psi'}{\alpha}, \Omega = \frac{\Omega L^2}{\alpha}, T = \frac{T' - T'_0}{\Delta T'} \\ \text{et } \Delta T' &= T'_c - T'_f \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Pour un écoulement laminaire les équations adimensionnelles qui régissent le système, écrites en formulation fonction de courant-vorticité $(\Psi - \Omega)$, sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} \left(U\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial Y} \left(V\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right) = Q \end{aligned} \quad (2)$$

Pour : $\phi = T$:

$$\Gamma = 1 \text{ et } Q = 0 \quad (3)$$

Pour : $\phi = \Omega$:

$$\Gamma = Pr \text{ et } Q = Ra \left(\sin\theta \frac{\partial T}{\partial X} + \sin\theta \frac{\partial T}{\partial Y} \right) \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega \quad (5)$$

Avec

$$U = -\frac{\partial \Psi}{\partial Y} \text{ et } V = \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (6)$$

Pour $\tau < 0$:

Les conditions initiales sont :

$$T = U = V = \Psi = \Omega = 0. \quad (7)$$

Pour $\tau \geq 0$:

Les conditions aux limites hydrodynamiques sont caractérisées par l'imperméabilité des parois rigides et le non glissement des particules fluides sur celles-ci, ce qui donne $U=V=0$

Les conditions aux limites thermiques sont telles que :

$$\left. \begin{aligned} T = \pm \frac{1}{2} : X = \pm \frac{1}{2} \text{ et } -\frac{A}{2} \leq Y \leq +\frac{A}{2} \\ \frac{\partial T}{\partial Y} = 0 : Y = \pm \frac{A}{2} \text{ et } -\frac{1}{2} \leq X \leq +\frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

A est le rapport de forme de la cavité $A = H/L$

Sur les parois actives du domaine le nombre de Nusselt locale est donné par la formule suivante :

$$Nu(Y, \tau) = -\frac{\partial T}{\partial X} \Big|_{X=\pm \frac{1}{2}} \quad (9)$$

Ensuite le Nombre de Nusselt moyen est donné par la formule suivante :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{A} \int_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} -\frac{\partial T}{\partial X} \Big|_{X=\pm \frac{1}{2}} dY \quad (10)$$

III. MODELE NUMERIQUE

La méthode de résolution utilisée est basée sur un schéma numérique aux différences finies. La procédure de résolution consiste à utiliser la méthode implicite aux directions alternées (ADI) K. Kübelbeck et al [9], O. Aydin [15], pour l'équation (2), qui est une forme générique des deux équations paraboliques, l'équation de l'énergie et celle de transport de vorticité.

La méthode (ADI) donne lieu à un système algébrique tridiagonal facile à résoudre par l'algorithme de Thomas.

L'équation de courant (5), exprimant la vorticité Ω en fonction des dérivées partielles secondes de Ψ a été résolue par la méthode explicite de sur-relaxation par point (SOR), et les composantes de la vitesse (6) déduites de la discrétisation par un schéma aux différences centrée.

Balayage suivant la direction X

$$a_{I,J}^1 \phi_{I-1,J}^{K+\frac{1}{2}} + b_{I,J}^1 \phi_{I,J}^{K+\frac{1}{2}} + c_{I,J}^1 \phi_{I+1,J}^{K+\frac{1}{2}} = d_{I,J}^1 \quad (11)$$

Avec

$$d_{I,J}^1 = aa_{I,J}^1 \phi_{I,J-1}^K + bb_{I,J}^1 \phi_{I,J}^K + cc_{I,J}^1 \phi_{I,J+1}^K + \Theta_{I,J}^{K+\frac{1}{2}} \quad (11a)$$



$$\left. \begin{aligned} a_{i,j}^2 &= -\frac{U_{i-1,j}^k}{2\Delta X} - \frac{\Gamma}{\Delta X^2} & aa_{i,j}^2 &= \frac{V_{i-1,j}^k}{2\Delta Y} + \frac{\Gamma}{\Delta X^2} \\ b_{i,j}^2 &= \frac{2}{\Delta\tau} + \frac{2\Gamma}{\Delta X^2} & bb_{i,j}^2 &= \frac{2}{\Delta\tau} - \frac{2\Gamma}{\Delta Y^2} \\ c_{i,j}^2 &= \frac{U_{i,j+1}^k}{2\Delta X} - \frac{\Gamma}{\Delta X^2} & cc_{i,j}^2 &= -\frac{V_{i+1,j}^k}{2\Delta Y} + \frac{\Gamma}{\Delta Y^2} \end{aligned} \right\} (12a)$$

$$\gamma = \frac{2 \left[1 - (1 - \zeta)^{\frac{1}{2}} \right]}{\zeta} \quad (16)$$

Avec

$$\zeta = \frac{\left[\cos\left(\frac{\pi}{n-1}\right) + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y}\right)^2 \cos\left(\frac{\pi}{m-1}\right) \right]}{\left[1 + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y}\right)^2 \right]} \quad (16a)$$

La température:

$$\Theta_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} = 0 \quad (12b)$$

La vorticité :

$$\Theta_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} = RaPr \left[\frac{\sin\theta}{2\Delta X} \left(T_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - T_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}} \right) - \frac{\cos\theta}{2\Delta Y} \left(T_{i,j+1}^{k+\frac{1}{2}} - T_{i,j-1}^{k+\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (12c)$$

La vorticité sur les frontières du domaine a été évaluée par extrapolation des nœuds intérieurs, suivant la méthode de Woods P. Roach [16] par :

$$\Omega_P = -\frac{1}{2}\Omega_{P+1} - 3\left(\frac{\Psi_{P+1} - \Psi_P}{\Delta\eta^2}\right) \quad (17)$$

Avec P qui désigne une paroi rigide et $\Delta\eta$ le pas d'espace dans la direction normale à cette paroi.

Les composantes de la vitesse U et V sont déterminées explicitement par les expressions suivantes :

Balayage suivant la direction Y

$$a_{i,j}^2 \phi_{i,j-1}^{K+1} + b_{i,j}^2 \phi_{i,j}^{K+1} + c_{i,j}^2 \phi_{i,j+1}^{K+1} = d_{i,j}^2 \quad (13)$$

$$U_{i,j}^{K+1} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{K+1} - \Psi_{i,j-1}^{K+1}}{2\Delta Y} \quad (18)$$

Avec

$$d_{i,j}^2 = aa_{i,j}^2 \phi_{i,j-1}^{K+\frac{1}{2}} + bb_{i,j}^2 \phi_{i,j}^{K+\frac{1}{2}} + cc_{i,j}^2 \phi_{i,j+1}^{K+\frac{1}{2}} + \Theta_{i,j}^{K+1} \quad (13a)$$

$$V_{i,j}^{K+1} = -\frac{\Psi_{i+1,j}^{K+1} - \Psi_{i-1,j}^{K+1}}{2\Delta X} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{i,j}^2 &= -\frac{V_{i,j-1}^k}{2\Delta Y} - \frac{\Gamma}{\Delta Y^2} & aa_{i,j}^2 &= \frac{U_{i-1,j}^k}{2\Delta X} - \frac{\Gamma}{\Delta X^2} \\ b_{i,j}^2 &= \frac{2}{\Delta\tau} + \frac{2\Gamma}{\Delta Y^2} & bb_{i,j}^2 &= \frac{2}{\Delta\tau} - \frac{2\Gamma}{\Delta X^2} \\ c_{i,j}^2 &= \frac{V_{i,j+1}^k}{2\Delta Y} - \frac{\Gamma}{\Delta Y^2} & cc_{i,j}^2 &= -\frac{U_{i+1,j}^k}{2\Delta X} + \frac{\Gamma}{\Delta X^2} \end{aligned} \right\} (14a)$$

Pour calculer le nombre de Nusselt moyen, on calcule d'abord le nombre de Nusselt local à partir de l'équation (9) en utilisant un schéma aux différences finies à droite d'ordre un pour la paroi chaude et à gauche pour la paroi froide, ensuite sur chaque paroi le nombre de Nusselt moyen est calculé à partir de l'équation (10), en utilisant la méthode d'intégration de Simpson.

La température:

$$\Theta_{i,j}^{k+1} = 0 \quad (14b)$$

$$\Theta_{i,j}^{k+1} = RaPr \left[\frac{\sin\theta}{2\Delta X} \left(T_{i+1,j}^{k+1} - T_{i-1,j}^{k+1} \right) - \frac{\cos\theta}{2\Delta Y} \left(T_{i,j+1}^{k+1} - T_{i,j-1}^{k+1} \right) \right] \quad (14c)$$

L'équation de courant (5), qui exprime la vorticité Ω en fonction des dérivées secondes du Ψ a été résoudre par un schéma numérique explicite SOR, et les composantes de la vitesse (6) exprimées par un schéma de différence centres.

L'équation de courant est donnée par la formule suivante:

$$\Psi_{i,j}^{P+1} = \Psi_{i,j}^P + \frac{\gamma}{\gamma^*} \left[\left(\Psi_{i+1,j}^P + \Psi_{i-1,j}^P \right) + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y} \right)^2 \Psi_{i,j}^P + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y} \right)^2 \Psi_{i,j-1}^P - \gamma^* \Psi_{i,j}^P - \Delta X^2 \Omega_{i,j}^P \right] \quad (15)$$

Le critère de convergence appliqué pour atteindre le régime permanent (régime établi) est :

$$\frac{\sum_I \sum_J |f_{i,j}^{K+1} - f_{i,j}^K|}{\sum_I \sum_J |f_{i,j}^{K+1}|} \leq \varepsilon \quad (20)$$

Avec f est : T , Ω et Ψ , et ε est la précision fixé au préalable.

Nos résultats sont en bon accord est le maximum d'erreur ne dépassant pas 1.8 %.

Le tableau 1 montre cette comparaison en termes du nombre de Nusselt.

Avec $\gamma^* = 2 \left(1 + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y} \right)^2 \right)$

Le coefficient sur-relaxation



**Le 3^{ème} Séminaire International sur les Energies Nouvelles et
Renouvelables**
**The 3rd International Seminar on New and Renewable
Energies**

Unité de Recherche Appliquée en Energies Renouvelables,
Ghardaïa - Algérie 13 et 14 Octobre 2014



TABLEAU 1 : COMPARAISON DES RESULTATS DU NOMBRE DE NUSSELT Nu_{ch}
POUR $\theta = 90^\circ$ et $A = 1$

| | 10^3 | 10^4 | 10^5 | 10^6 |
|-------------------------|--------|--------|--------|--------|
| <i>De Vahl Davis</i> | 1.117 | 2.238 | 4.509 | 8.817 |
| <i>Barakos et al</i> | 1.114 | 2.245 | 4.510 | 8.806 |
| <i>D. C. Wan et al</i> | 1.117 | 2.254 | 4.598 | 8.976 |
| Présente travail | 1.118 | 2.247 | 4.525 | 8.815 |

Le tableau 2 montre cette comparaison en termes du nombre de Nusselt.

TABLEAU 2 : COMPARAISON DES RESULTATS DU NOMBRE DE NUSSELT Nu_{ch}
POUR $\theta = 0^\circ$, $Ra = 10^4$, $A = 1$ et 4

| | $A = 1$ | $A = 4$ |
|-------------------------|---------|---------|
| <i>Ouertatani et al</i> | 2.158 | 2.252 |
| <i>Soong et al</i> | - | 2.525 |
| Présente travail | 2.160 | 2.247 |

I. DISCUSSION DES RÉSULTATS

Recommended font sizes are shown in Table 1.

Dans cette étude, on se limite à l'influence des paramètres gouvernant le système. L'analyse sera menée en étudiant l'aspect thermique et dynamique due à la convection naturelle de l'air ($Pr = 0,71$), confiné dans une cavité rectangulaire 2D chauffée différentiellement par deux côtés et inclinée par rapport au plan horizontal. Tous les résultats présentés ici ont été obtenus pour les paramètres principaux suivants : le nombre de Rayleigh Ra variant de 10^3 à 10^4 , le rapport de forme A ($1 \leq A \leq 8$), et l'angle d'inclinaison θ , incrémenté de $\theta=0^\circ$ cavité horizontale chauffée par le bas (Rayleigh-Bénard) vers 180° , cavité horizontale chauffée par le haut. Les isothermes et lignes de courant pour le cas $Ra = 10^4$ seront présentées seulement pour les angles suivants : ($0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ$).

Les étapes utilisées pour procéder aux calculs numériques sont exprimées clairement. Pour un nombre de Rayleigh Ra donné et un rapport de forme A fixé préalablement, les calculs sont déroulés comme suite.

Commençant par l'augmentation de l'angle d'inclinaison θ de 0° vers 180° avec une incrémentation de 5° . Dans ce cas, les champs de vitesses et de température à $\theta = 0^\circ$ sont d'abord calculés en utilisant comme estimation initiale de la vitesse et les champs de température ($U = V = 0$ et $T = T_{ini}$). Ensuite la solution obtenue pour l'angle $\theta = 0^\circ$ est utilisée aussi comme condition initiale pour la solution de cas d'inclinaison $\theta = 5^\circ$, qui est ensuite utilisé aussi comme une condition initiale pour le cas $\theta = 10^\circ$, et ainsi de suite. L'intervalle contenant l'angle critique (θ_{cr}) à laquelle le mode

de transition est déterminé, par exemple entre 20° et 25° , les calculs sont ensuite répétés à partir de 20° en incrément de 1° afin de localiser l'angle critique avec précision de 1° .

Nombre de Nusselt moyen Nu_{ch}

L'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh et l'angle d'inclinaison est représentée sur les figures (2a, 2b, 2c, 2d, 2e, 2f, 2g) pour les différents Rapport de forme. En remarque bien que cette évolution est subdivisée en trois parties, la première partie a lieu pour ($0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cr}$), La seconde partie pour ($\theta_{cr} \leq \theta \leq 90^\circ$), et la troisième partie pour ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$).

Lorsque l'enceinte rectangulaire chauffée différentiellement est inclinée par rapport à la direction de la pesanteur. L'angle d'inclinaison θ devient un paramètre supplémentaire qui joue un rôle important. En augmentant θ de 0° à 180° , l'écoulement de fluide et le transfert de chaleur sont affectés par des instabilités thermiques et dynamiques, généralement sont associés à la convection naturelle dans une enceinte chauffée par le bas.

Lorsque ($0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cr}$), l'écoulement de fluide et le transfert de chaleur sont affectés par des instabilités thermiques et dynamiques. Le mécanisme de la convection de Rayleigh-Bénard s'établit près de $\theta = 0^\circ$, qui se traduit par une augmentation du nombre de Nusselt remarquable. Le nombre de Nusselt commence à décroître lentement jusqu'à atteindre un seuil critique minimale à $\theta = \theta_{cr}$, une transition d'un mode d'écoulement instable 2D où 3D et multicellulaire à un écoulement stable et monocellulaire. Au-delà de θ_{cr} , la convection naturelle devient stable bidimensionnel. Généralement, dans la première zone ($0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cr}$), le nombre de Nusselt moyen Nu_{ch} reste supérieur que dans la deuxième partie, cette position favorise le transfert de la chaleur par convection dit que le nombre de Rayleigh est $Ra > Ra_{cr}$. La variation du nombre de Nusselt en fonction de l'angle d'inclinaison est illustrée sur la figure 5. La valeur de θ_{cr} dépend du nombre de Rayleigh et du rapport de forme de l'enceinte A .

Dans la seconde partie ($\theta_{cr} \leq \theta \leq 90^\circ$), l'augmentation de l'angle d'inclinaison de la cavité au delà de l'angle θ_{cr} a pour conséquence une augmentation régulière du nombre de Nusselt moyen Nu_{ch} , pour avoir une valeur maximale entre 60° et 80° selon le nombre de Rayleigh et le rapport de forme.

Dans la troisième zone ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$), en augmentant l'angle d'inclinaison θ au-delà de 90° , le nombre de Nusselt commence à diminué rapidement. Quand l'angle d'inclinaison s'approche de $\theta = 180^\circ$, cavité horizontale chauffée par le haut, dans ce cas le nombre de Nusselt moyen Nu_{ch} reste toujours inférieur et elles tendent vers une valeur fixe ($Nu_{ch} = 1$) lorsque le l'angle d'inclinaison augmente à partir de 120° , indiquant ainsi que le régime d'écoulement purement conductif, puisque la cavité a subit une position horizontale dont la cavité est chauffée de haut vers le bas. Les figures (3-a



3-b et 3-c) et (4-a, 4-b et 4-c) présentent l'évolution des lignes de courant et les isothermes respectivement. Les isothermes montrent deux zones, la première près des parois, les isothermes sont des lignes confinées et en parallèle avec les parois verticales chauffées. Cela est témoin d'un fort gradient de chaleur (formation de couche limite par effet d'un écoulement convectif). La deuxième zone centrale, elle montre une stratification thermique de haut vers le bas, le transfert donc est purement conductif.

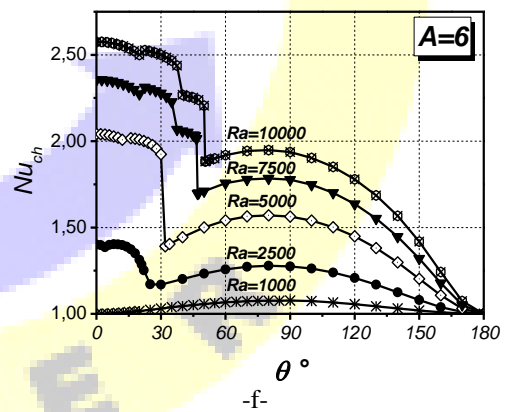
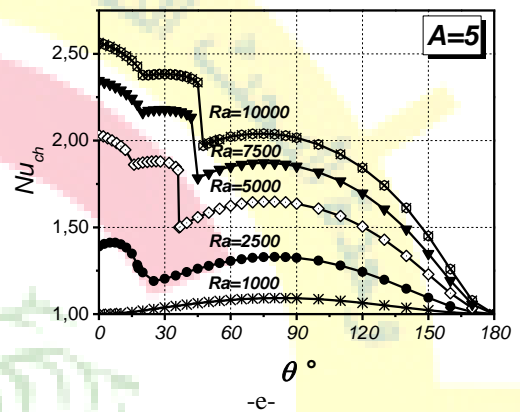
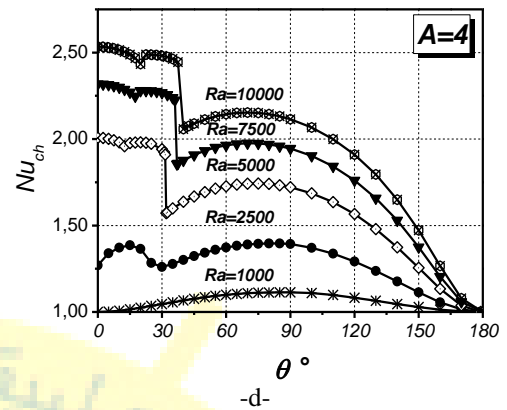
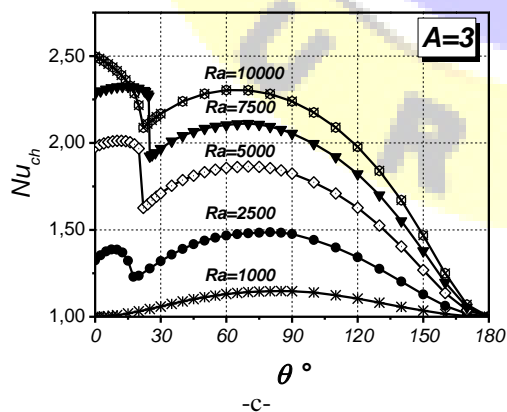
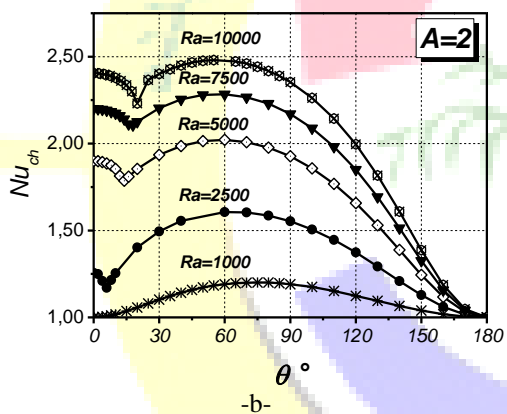
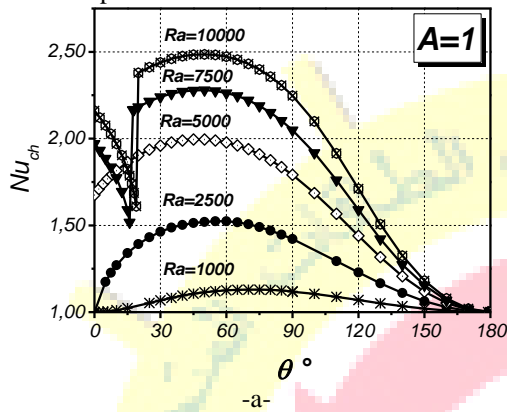


Fig.2 Effet de Ra sur les variations de Nu_{ch} en fonction de θ pour plusieurs rapports de forme A

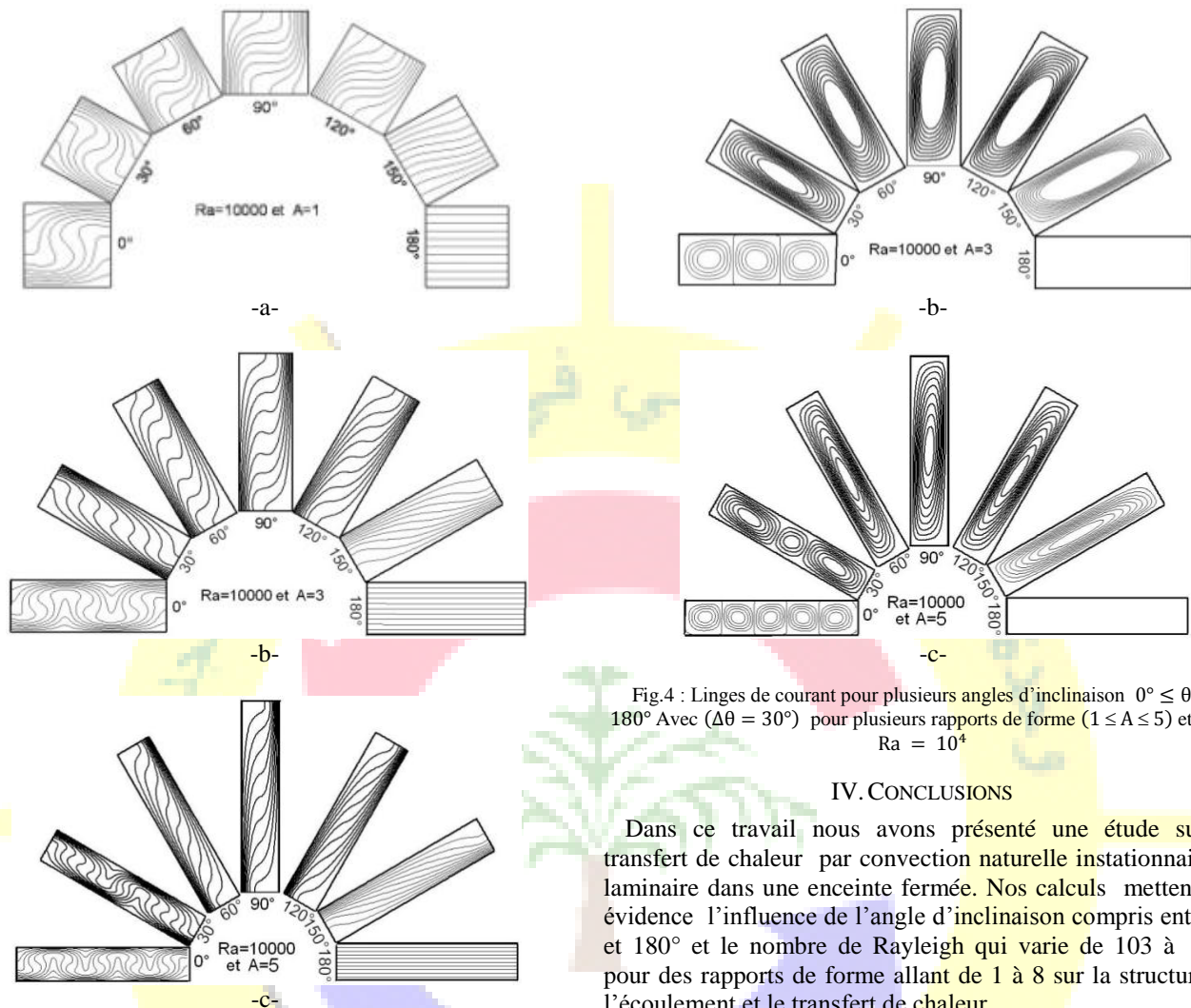


Fig.3 : isothermes pour plusieurs angles d'inclinaison $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ Avec ($\Delta\theta = 30^\circ$) pour plusieurs rapports de forme ($1 \leq A \leq 5$) et pour $Ra = 10^4$

Fig.4 : Lignes de courant pour plusieurs angles d'inclinaison $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ Avec ($\Delta\theta = 30^\circ$) pour plusieurs rapports de forme ($1 \leq A \leq 5$) et pour $Ra = 10^4$

IV. CONCLUSIONS

Dans ce travail nous avons présenté une étude sur le transfert de chaleur par convection naturelle instationnaire et laminaire dans une enceinte fermée. Nos calculs mettent en évidence l'influence de l'angle d'inclinaison compris entre 0° et 180° et le nombre de Rayleigh qui varie de 10^3 à 10^4 , pour des rapports de forme allant de 1 à 8 sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur.

Il existe un angle critique, un point de transition causée par des instabilités thermique où l'écoulement change d'un mode d'écoulement multicellulaire (2D ou 3D selon Ra et A) à un autre monocellulaire bidimensionnel, provoquée par des effets hydrodynamique. L'angle critique θ_{cr} dépend du Rapport du forme A et du nombre de Rayleigh Ra . En augmentant le nombre de Rayleigh cet angle varié de 20° à 60° .

L'évolution du taux de transfert de chaleur est subdivisée en trois parties, la première partie a lieu pour ($0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cr}$), La seconde partie pour ($\theta_{cr} \leq \theta \leq 90^\circ$), et la troisième partie pour ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$).

En générale, quand le nombre de Rayleigh $Ra > 10^3$ et l'angle d'inclinaison au voisinage de ($\theta \approx 0^\circ$), l'écoulement est multicellulaires (rouleaux longitudinales formant des cellules contrarotatifs). Pour l'angle d'inclinaison ($\theta > \theta_{cr}$), l'écoulement est monocellulaire de sens horaire. Dans le cas ($\theta \approx 180^\circ$) le fluide est stagné et une stratification thermique est bien remarquée.



REFERENCES

- [1] A. Bejan, "Convection heat transfer", 3ed Ed. John Wiley and Sons, New-York, 2004.
- [2] A. Yu. Gelfgat, "Different Modes of Rayleigh-Bénard Instability in Two- and Three-Dimensional Rectangular Enclosures", J. Comp. Phys., Vol. 2, No.156, pp. 300-324, (1999).
- [3] C. Y. Soong, P. Y. Tzeng, D. C. Ching, T. S. Sheu, "Numerical study on mode transient of natural convection in differentially heated inclined enclosures". Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 14, pp. 2869-2882, (1996).
- [4] D. Henderson, H. Junaidi, T. Grassie, J. Currie, "Experimental and CFD investigation of an ICSSWH at various inclinations". Renewable and Sustainable Energy Reviews, No. 11, pp. 1087-1116, 2007
- [5] F. J. Hamady, J. R. Lloyd, H. Q. Yang, K. T. Yang, "Study of local natural convection heat transfer in an inclined enclosure", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32, No. 9, pp. 1697-1708, 1989
- [6] G. Barakos, E. Mitsoulis et D. Assimacopoulos, "Natural Convection Flow in a Square Cavity Revisited : Laminar and Turbulent Models with Wall Functions", Int. J. For Numer. Meth. in Fluids, Vol.17, pp. 695-719 (1994).
- [7] G. De Vahl Davis, "Natural Convection of Air in a square Cavity: A Bench Mark Numerical Solution". Int. J. Num. Methods in Fluids, Vol.3, pp. 149-164 (1983).
- [8] H. Wang, M. S. Hamed, "Flow mode-transition of natural convection in inclined rectangular enclosures subjected to bidirectional temperature gradients", Int. J. Thermal Sciences, Vol.45, pp. 203-217, (2006).
- [9] K. Kübelbeck, G. P. Merker, J. Straub, "Advanced numerical computation of two-dimensional time-dependent free convection in cavities", Int. J. Heat Mass Transfer, 23, pp. 135-144, (1980).
- [10] M. C. D'Orazio, C. Cianfrini, M. Corcione, "Rayleigh-Bénard convection in tall rectangular enclosures", Int. J. Therm. Sciences, Vol. 43, pp. 135-144, (2004).
- [11] M. Lappa, "Review: Thermal convection and related instabilities in models of crystal growth from the melt on earth and in microgravity: Past history and current status", Cryst. Res. Technol., Vol. 40, No. 6, pp. 513-549, (2005)
- [12] M. Raos, "Numerical investigation of laminar natural convection in inclined square enclosures". Facta Universitatis, Series : Physics, chemistry and technology Vol. 2, No. 3, pp.149-157, (2001)
- [13] N. C. Markatos, K. A. Pericleous, "Laminar and Turbulent Natural Convection in a Enclosed Cavity", Int. J. Heat Mass Transfer, 27, pp. 755-772 (1984).
- [14] N. Ouertatani, N. Ben Cheikh, B. ben Bia, "Numerical simulation of two-dimensional Rayleigh-Bénard convection in an enclosure", C. R. Mecanique, 336, PP.464-470, (2008)
- [15] O. Aydin, A. Ünal and T. Ayhan, "Natural Convection in Rectangular Enclosures Heated from One Side and Cooled from the Ceiling", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 42 (13), pp. 2345-2355 (1999).
- [16] P. Roache, "Computational Fluid Dynamics", Hermosa, Albuquerque, New Mexico, (1980).