

Convection naturelle dans une cavité rectangulaire inclinée de différents rapports de forme

R. Zarrit ^{1,2*}, M.S. Boumaza ^{2†}, S. Kherrou ¹ et B. Dadda ¹

¹ Unité de Recherche Appliquée en Energies Renouvelables, URAER
Centre de Développement des Energies Renouvelables, CDER
47133, Ghardaïa, Algeria

² Laboratoire de Physique de Guelma, LPG
Département Science de la matière, Université 8 Mai 1945, Guelma, Algeria

(reçu le 15 Décembre 2015 – accepté le 25 Mars 2016)

Résumé - Dans ce travail, nous étudions numériquement la convection naturelle instationnaire et bidimensionnelle dans une cavité rectangulaire inclinée et chauffée différentiellement. Le nombre de Rayleigh varie entre $10^3 \leq Ra \leq 10^4$, le rapport de forme ($1 \leq A \leq 6$) et l'angle d'inclinaison θ comprise entre $\theta=0^\circ$ et 180° . En utilisant l'approximation de Boussinesq, les équations de Navier Stokes sont écrites avec la formulation fonction de courant-vorticité ($\psi-\Omega$), puis elles sont discrétisées par la méthode des différences finies. Nos calculs mettent en évidence l'influence de l'angle d'inclinaison et le rapport de forme sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur.

Abstract - In this work we study numerically the unsteady and two-dimensional natural convection in an inclined rectangular cavity heated differentially. The Rayleigh number varies between $10^3 \leq Ra \leq 10^4$, the aspect ratio ($1 \leq A \leq 6$) and the tilt angle θ between 0° and 180° . Using the Boussinesq approximation, the Navier Stokes equations are written with the stream function-vorticity ($\psi-\Omega$) formulation and are discretized by the finite difference method. Our calculations show the influence of the inclination angle and the aspect ratio on the structure of the fluid flow and heat transfer.

Keywords - Natural convection - Inclined cavity - Finite differences – Boussinesq approximation - Aspect ratio.

1. 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 confiné sont présents dans de nombreux phénomènes naturels et processus industriels (eg. le refroidissement des circuits électriques et les réacteurs nucléaires, le confort thermique dans l'habitat, les systèmes thermiques solaires).

L'étude d'un tel phénomène, a conduit à une importante bibliographie spécialisée qui s'est accumulée au fur des années. Une étude détaillée de la convection naturelle dans des milieux confinés a été donnée par Bèjan [1]. La majorité des travaux portant sur deux cas: la cavité horizontale chauffée par le bas dite de Rayleigh-Bénard et la cavité verticale différentiellement chauffée. La convection de Rayleigh-Bénard et l'instabilité hydrodynamique ont fait l'objet d'études intensives durant les dernières années. Parmi les premières études portant sur le sujet, nous pouvons citer les travaux de Gelfgat [2] et D'Orazio *et al.*, [15], Ouertatani *et al.*, [19] et Lappa [16], ou encore la

* r.zarrit@uraer.dz , s_kherrou@uraer.dz , dadbac@uraer.dz

† ms.boumaza@yahoo.fr

cavité verticale différentiellement chauffée par un gradient de température horizontal. Parmi ces études, on trouve celles de De Vahl Devis [9], Küblberck *et al.*, [12], Wan *et al.*, [4], Markatos *et al.*, [18] et Barakos *et al.*, [8].

En effet l'inclinaison peut aussi avoir un rôle important sur les phénomènes physiques rencontrés dans les domaines industriels et naturels. La littérature comporte de nombreux travaux relatifs au sujet de la convection naturelle dans une enceinte. Aussi, l'écoulement de la convection naturelle dans des cavités rectangulaires inclinées a été étudié expérimentalement et numériquement par de nombreux chercheurs. En se limite aux travaux liés à notre étude. A titre d'exemple, plusieurs études numériques ont été réalisées par Hamady *et al.*, [7], Soong *et al.*, [3], Wang *et al.*, [11], Raos [17] et Henderson *et al.*, [6] et récemment Pivovarov [5], G. Huelsz *et al.*, [10] et Khezzar *et al.*, [13, 14].

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 $10^3 \leq Ra \leq 10^4$, pour différentes inclinaisons variant de θ^0 à 180^0 . Le rapport de forme $A = H/L$ varie entre **1 et 6**.

2. FORMULATION MATHÉMATIQUE

L'écoulement de convection naturelle est supposé laminaire. Il est régi par les équations de conservation de masse, de 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. On suppose également que la dissipation visqueuse et les sources de chaleurs sont négligeables dans l'équation de l'énergie.

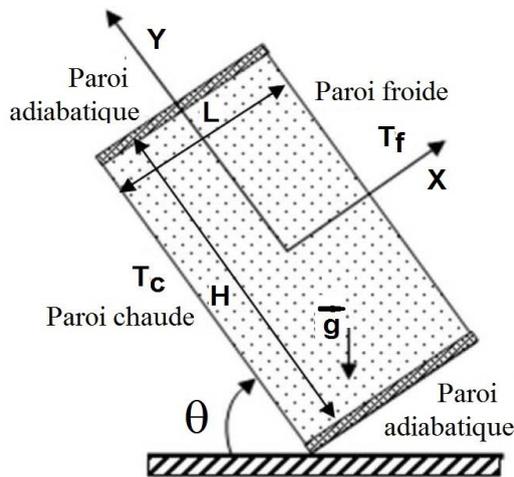


Fig. 1: Représentation schématique de l'enceinte dans un repère cartésien

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

$$\left\{ \begin{array}{l} (X, Y) = \left(\frac{X'}{L}, \frac{Y'}{L} \right), \tau = \frac{t' \alpha}{L^2}, U = \frac{uL}{\alpha}, \\ V = \frac{vL}{\alpha}, \Psi = \frac{\Psi'}{\alpha}, \Omega = \frac{\Omega' L^2}{\alpha}, T = \frac{T' - T_0'}{\Delta T'} \\ \text{et } \Delta T' = T'_c - T'_f \quad \text{et } T' = \frac{T'_c - T'_f}{2} \end{array} \right. \quad (1)$$

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

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

Pour- $\phi = T$

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

Pour- $\phi = \Omega$

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

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

Avec-

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

Pour- $r < 0$

Les conditions initiales sont:

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

Pour- $r \geq 0$, 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:

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

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

Sur les parois actives du domaine, le nombre de Nusselt local est donné par l'expression suivante:

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

Tandis que le nombre de Nusselt moyen est représenté par:

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

3. 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) (Kübelbeck *et al.*, [12], Aydin [20]) pour l'équation (2), qui est une forme générique des deux équations paraboliques, l'équation de l'énergie est celle du 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). Les composantes de la vitesse (6) sont déduites de la discrétisation par un schéma aux différences centrées.

Balayage suivant la direction X

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

Avec-

$$d_{I,J}^1 = aa_{I,J}^1 \phi_{I-1,J}^K + bb_{I,J}^1 \phi_{I,J}^K + cc_{I,J}^1 \phi_{I+1,J}^K + \Theta_{I,J}^{K+1/2} \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} a_{I,J}^1 = -\frac{U_{I-1,J}^k}{2\Delta X} - \frac{\Gamma}{\Delta X^2} & aa_{I,J}^2 = \frac{V_{I-1,J}^k}{2\Delta Y} + \frac{\Gamma}{\Delta Y^2} \\ b_{I,J}^1 = +\frac{2}{\Delta \tau} - \frac{2\Gamma}{\Delta X^2} & Bb_{I,J}^2 = +\frac{2}{\Delta \tau} - \frac{2\Gamma}{\Delta Y^2} \\ c_{I,J}^1 = \frac{U_{I+1,J}^k}{2\Delta X} - \frac{\Gamma}{\Delta X^2} & cc_{I,J}^2 = -\frac{V_{I+1,J}^k}{2\Delta Y} + \frac{\Gamma}{\Delta Y^2} \end{array} \right. \quad (13)$$

La température-

$$\Theta_{I,J}^{k+1/2} = 0 \quad (14)$$

La vorticité-

$$\Theta_{I,J}^{k+1/2} = \text{Ra} \cdot \text{Pr} \left(\frac{\sin \theta}{2\Delta X} \left(T_{I+1,J}^{k+1/2} - T_{I-1,J}^{k+1/2} \right) - \frac{\cos \theta}{2\Delta Y} \left(T_{I,J+1}^{k+1/2} - T_{I,J-1}^{k+1/2} \right) \right) \quad (15)$$

Balayage suivant la direction Y

$$a_{I,J}^2 \phi_{I-1,J-1}^{K+1} + b_{I,J}^2 \phi_{I,J}^{K+1} + c_{I,J}^2 \phi_{I,J+1}^{K+1} = d_{I,J}^2 \quad (16)$$

Avec-

$$d_{I,J}^2 = aa_{I,J}^2 \phi_{I,J-1}^{K+1/2} + bb_{I,J}^2 \phi_{I,J}^{K+1/2} + cc_{I,J+1}^2 \phi_{I,J+1}^{K+1/2} + \Theta_{I,J}^{K+1} \quad (17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{I,J}^2 = -\frac{V_{I,J-1}^k}{2\Delta Y} - \frac{\Gamma}{\Delta Y^2} \\ b_{I,J}^2 = +\frac{2}{\Delta \tau} + \frac{2\Gamma}{\Delta Y^2} \\ c_{I,J}^2 = \frac{V_{I,J+1}^k}{2\Delta Y} - \frac{\Gamma}{\Delta Y^2} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} aa_{I,J}^2 = \frac{U_{I-1,J}^k}{2\Delta X} - \frac{\Gamma}{\Delta Y^2} \\ bb_{I,J}^2 = \frac{2}{\Delta \tau} - \frac{2\Gamma}{\Delta X^2} \\ cc_{I,J}^2 = -\frac{U_{I+1,J}^k}{2\Delta X} + \frac{\Gamma}{\Delta X^2} \end{array} \right. \quad (18)$$

La température-

$$\Theta_{I,J}^{k+1} = 0 \quad (19)$$

$$\Theta_{I,J}^{k+1} = Ra \cdot Pr \left(\frac{\sin \theta}{2\Delta X} (T_{I+1,J}^{k+1} - T_{I-1,J}^{k+1}) - \frac{\cos \theta}{2\Delta Y} (T_{I,J+1}^{k+1} - T_{I,J-1}^{k+1}) \right) \quad (20)$$

L'équation de courant (5), qui exprime la vorticité Ω en fonction des dérivées secondes de ψ , a été résolue par un schéma numérique explicite SOR. Les composantes de la vitesse (6) sont exprimées par un schéma de différence centrées.

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

$$\Psi_{I,J}^{P+1} = \Psi_{I,J}^P + \frac{\gamma}{\gamma^*} \left(\Psi_{I+1,J}^P + \Psi_{I-1,J}^P \right) + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y} \right)^2 \Psi_{I,J+1}^P + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y} \right)^2 \Psi_{I,J-1}^P - \gamma^* \Psi_{I,J}^P - \Delta X^2 \Omega_{I,J}^P \quad (21)$$

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

Le coefficient de sur-relaxation,

$$\gamma = \frac{2 \cdot (1 - (1 - \zeta)^{1/2})}{\gamma} \quad (22)$$

Avec-

$$\zeta = \frac{\left[\cos\left(\frac{\pi}{n-1}\right) + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y}\right)^2 \cos\left(\frac{\pi}{m-1}\right) \right]}{\left[1 + \left(\frac{\Delta X}{\Delta Y}\right)^2 \right]} \quad (23)$$

La vorticité sur les frontières du domaine a été évaluée par extrapolation des nœuds intérieurs, suivant la méthode de Woods, (Roach [20])

$$\Omega_P = -\frac{1}{2}\Omega_{P+1} - 3 \cdot \left(\frac{\Psi_{P+1} - \Psi_P}{\Delta\eta^2} \right) \quad (24)$$

L'indice P désigne une paroi rigide et $\Delta\eta$ représente 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 18 et 19:

$$U_{I,J}^{K+1} = \frac{\Psi_{I,J+1}^{K+1} - \Psi_{I,J-1}^{K+1}}{2 \cdot \Delta Y} \quad (25)$$

$$V_{I,J}^{K+1} = -\frac{\Psi_{I+1,J}^{K+1} - \Psi_{I-1,J}^{K+1}}{2 \cdot \Delta Y} \quad (26)$$

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

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

$$\frac{\sum_I \sum_J |f_{I,J}^{K+1} - f_{I,J}^K|}{\sum_I \sum_J |f_{I,J}^{K+1}|} \leq \varepsilon \quad (27)$$

Où f peut représenter les variables suivantes: T, Ω et ψ .

La précision ε fixée au préalable entre (10^{-4} et 10^{-6}). Nos résultats sont en bon accord avec les résultats disponibles dans la littérature. Le maximum d'erreur ne dépasse pas 1.8 %.

Le **Tableau 1** montre cette comparaison en termes de nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh Ra.

Tableau 1: Comparaison des résultats du nombre de Nusselt Nu_{ch} pour:

$$10^3 \leq Ra \leq 10^6, \theta = 90^\circ, A = 1$$

	10^3	10^4	10^5	10^6
De Vahl Davis [8] (DF)*	1.117	2.238	4.509	8.817
Barakos et al., [9] (VF)*	1.114	2.245	4.510	8.806
Wan et al., [8] (EF)*	1.117	2.254	4.598	8.976
Le présent travail (DF)*	1.118	2.254	4.525	8.815

(DF)*- Différences finies ; (VF)*- Volumes finis ; (EF)*- Eléments finis

Le **Tableau 2** montre cette comparaison en termes de nombre de Nusselt en fonction du rapport de forme A.

Tableau 2: Comparaison des résultats du nombre de Nusselt Nu_{ch} pour:

$$\Theta = 0^\circ ; Ra = 10^4 ; A = 1 \text{ et } 4$$

	A = 1	A = 4
Ouertatani <i>et al.</i> , [19]	2.158	2.252
Soong <i>et al.</i> , [3]	-	2.525
Le présent travail	2.160	2.247

La figure 2 montre la comparaison de la température adimensionnelle relative au plan médian de la cavité ($X = 0.5$) avec les données expérimentales de Krane *et al.*, [22] pour un rapport de forme $A = 1$ et $Ra = 1.89 \times 10^{-5}$. Les résultats élaborés par notre code numérique montrent un bon accord avec les données expérimentales.

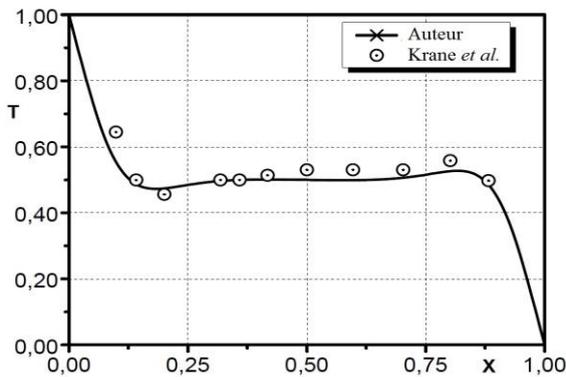


Fig. 2: Comparaison de nos résultats avec les résultats expérimentaux de Krane *et al.*, [22] pour $Ra = 8.9 \times 10^5$ et $A = 1$

4. DISCUSSION DES RESULTATS

Dans cette étude, on se limite à l'influence des paramètres gouvernant le système. L'étude de la convection naturelle de l'air ($Pr = 0.71$), confiné dans une cavité rectangulaire 2D chauffée différemment par deux côtés et inclinée par rapport au plan horizontal. Tous les résultats présentés ici ont été obtenus avec les paramètres principaux, à savoir, le nombre de Rayleigh Ra variant de 10^3 à 10^4 , le rapport de forme A , ($1 \leq A \leq 6$). 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 les lignes de courant pour le cas $Ra = 10^4$ sont présentées seulement pour les angles ($0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ$).

Pour un nombre de Rayleigh Ra donné et un rapport de forme A fixé préalablement, les étapes utilisées pour procéder aux calculs numériques sont:

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 faisant une estimation initiale de la vitesse et du champ de température ($U = V = 0$ et $T = T_{ini}$). Ensuite la solution obtenue pour l'angle $\theta = 0^\circ$ est utilisée comme condition initiale pour la solution du cas suivant d'inclinaison $\theta = 5^\circ$. Et ainsi de

suite jusqu'à l'angle critique θ_{cr} , alors une variation brusque dans la valeur du nombre de Nusselt est détecté.

Dans l'intervalle contenant cet angle critique, les calculs sont répétés avec une incrémentation de 1° afin de localiser l'angle critique θ_{cr} avec cette précision.

L'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh et de l'angle d'inclinaison est représentée par les figures (3-a-, 3-b-, 3-c-, 3-d-, 3-e-, 3-f-, 3-g-) pour les différents rapports de forme. On 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 est comprise entre θ_{cr} et 90° 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. Ces instabilités généralement sont associées à la convection naturelle dans une enceinte chauffée par le bas.

Lorsque ($0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cr}$), le mécanisme de la convection de Rayleigh-Bénard s'établit près de $\theta = 0^\circ$, qui se traduit par une augmentation remarquable du nombre de Nusselt.

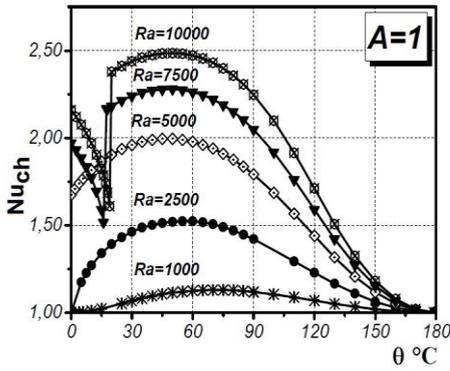
Cette position favorise le transfert de la chaleur par convection dès que $Ra > Ra_{cr}$. Le nombre de Nusselt commence à décroître lentement jusqu'à atteindre un seuil critique minimale à $\theta = \theta_{cr}$. Au-delà de θ_{cr} , la convection naturelle devient stable et bidimensionnel. Généralement, entre ($0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cr}$), le nombre de Nusselt moyen Nu_{ch} prend des valeurs plus élevées que dans l'intervalle ($\theta_{cr} \leq \theta \leq 180^\circ$). La figure 3 montre que la valeur de θ_{cr} dépend du nombre de Rayleigh et du rapport de forme A de l'enceinte.

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} . Entre 60° et 80° , le nombre de Nusselt prend une valeur maximale selon le nombre de Rayleigh et le rapport de forme.

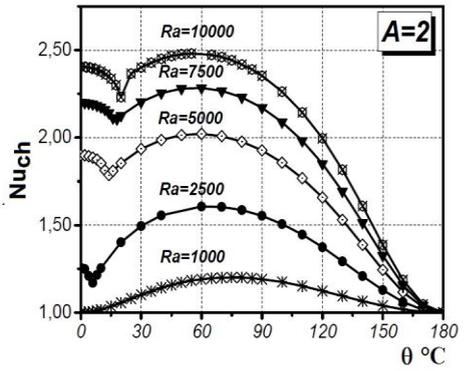
Dans la troisième zone ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$), en augmentant l'angle d'inclinaison θ au-delà de 90° , le nombre de Nusselt commence à diminuer rapidement. Quand l'angle d'inclinaison s'approche de $\theta = 180^\circ$, cavité horizontale chauffée par le haut, le nombre de Nusselt moyen Nu_{ch} tend vers une valeur fixe ($Nu_{ch} = 1$) indiquant ainsi que le régime d'écoulement est purement conductif, puisque la cavité horizontale est chauffée du haut vers le bas.

Les figures (4-a-, 4-b- et 4-c-) et (5-a-, 5-b- et 5-c-) présentent l'évolution des lignes de courant et les isothermes respectivement. Les isothermes montrent deux zones, la première près des parois où les isothermes sont des lignes confinées et parallèles aux parois verticales chauffées. Cela témoigne d'un fort gradient de chaleur (formation de couche limite par effet d'un écoulement convectif).

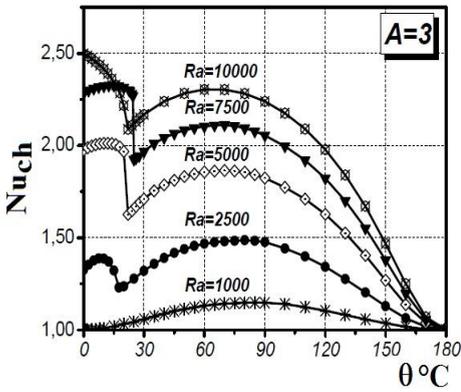
La deuxième zone, située au centre de la cavité, montre une stratification thermique du haut vers le bas. Le transfert thermique est donc purement conductif.



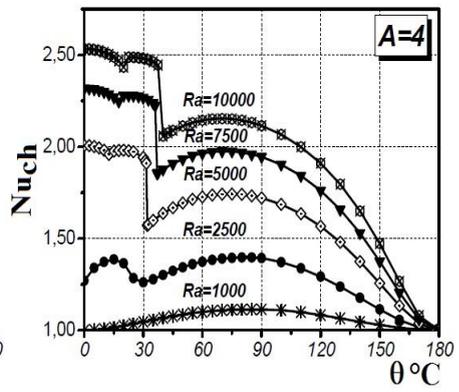
-a-



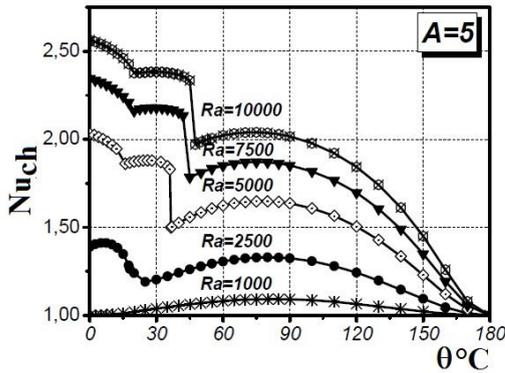
-b-



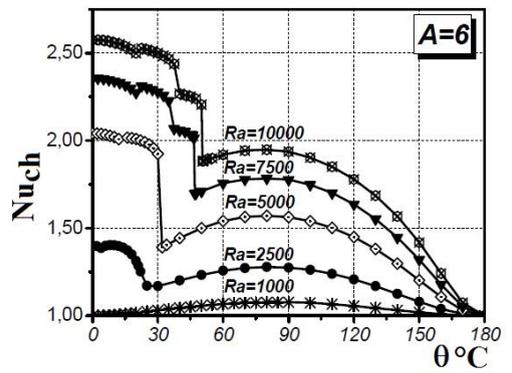
-c-



-d-

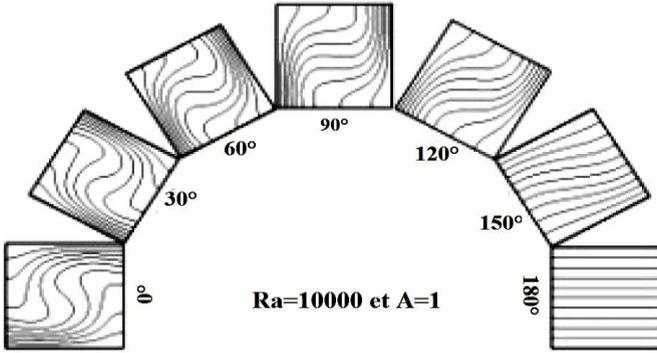


-e-

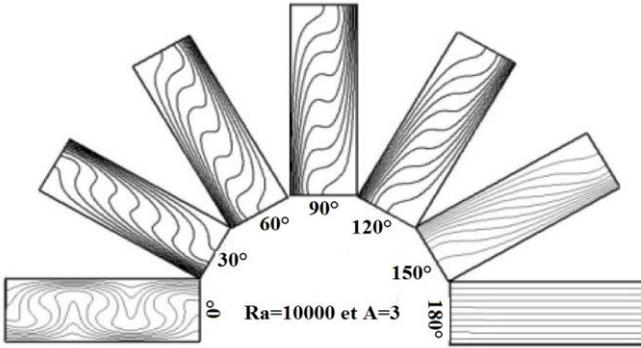


-f-

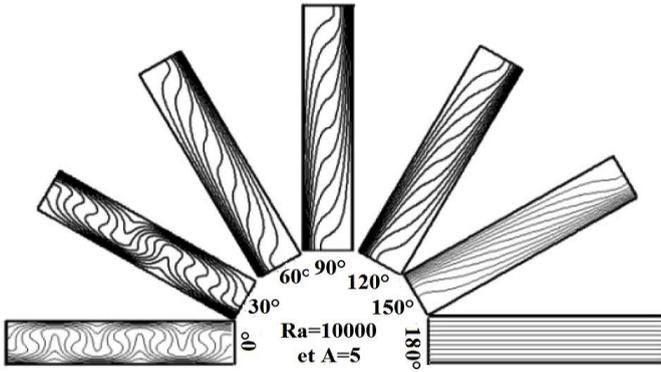
Fig. 3: Effet de Ra sur les variations de Nu_{ch} en fonction de θ pour plusieurs rapports de forme A



-a-

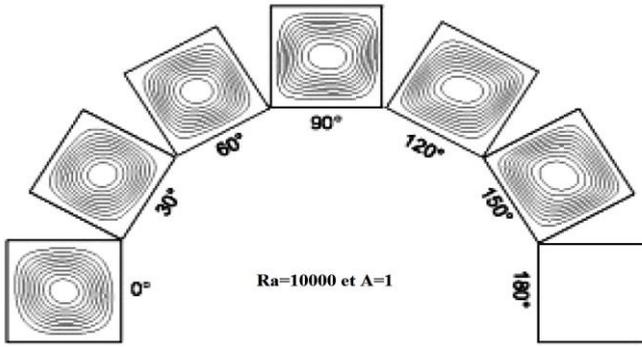


-b-

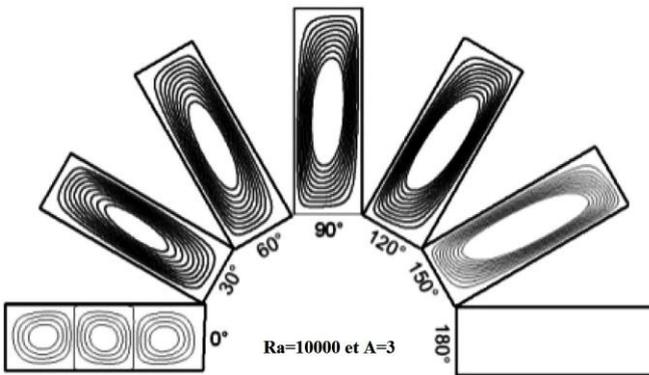


-c-

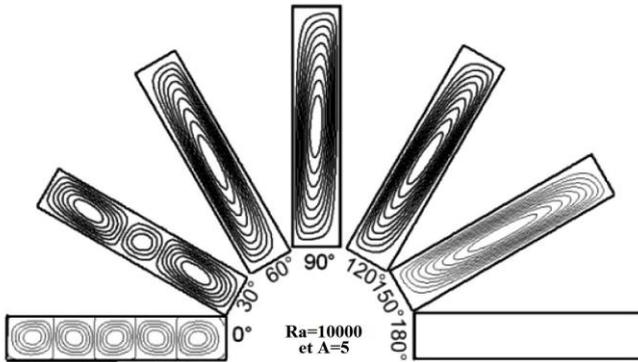
Fig. 4: Isothermes pour plusieurs angles d'inclinaison $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ avec $(\Delta\theta = 30^\circ)$ pour plusieurs rapports de forme ($1 \leq A \leq 5$) et pour $Ra=10^4$



-A-



-B-



-C-

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

5. CONCLUSIONS

Dans ce travail, nous avons présenté une étude sur le transfert de chaleur par convection naturelle instationnaire et laminaire dans une enceinte fermée. Le nombre de

Rayleigh variant de $10^3 \leq Ra \leq 10^4$, le rapport de forme $1 \leq A \leq 6$ ($1 \leq A \leq 6$). L'angle d'inclinaison θ compris entre 0° et 180° .

Nos calculs mettent en évidence l'influence de l'angle d'inclinaison, le nombre de Rayleigh et le rapport de forme sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur.

Les résultats trouvés révèlent l'existence d'un angle critique θ_{cr} dépendant du rapport de forme A et du nombre de Rayleigh Ra .

La valeur maximale de Nusselt moyen Nu_{ch} se trouve dans l'intervalle ($0^\circ \leq \theta < \theta_{cr}$) pour $A < 2$ et dans l'intervalle ($0_{cr} \leq \theta \leq 90$) pour $A < 2$.

En général, au voisinage de ($\theta \approx 0^\circ$), l'écoulement est multicellulaire (rouleaux longitudinaux formant des cellules contrarotatives). Pour ($\theta > \theta_{cr}$), l'écoulement est monocellulaire. Dans le cas où ($\theta \approx 180^\circ$), le fluide stagne et une stratification thermique est bien marquée.

Les résultats numériques obtenus sont en bonne concordance avec les résultats disponibles dans la littérature.

REFERENCES

- [1] A. Bejan, '*Convection Heat Transfer*', 3^{ed} Ed. John Wiley and Sons, New-York, 2004.
- [2] A. Yu. Gelfgat, '*Different Modes of Rayleigh-Benard Instability in Two- and Three-Dimensional Rectangular Enclosures*', Journal of Computational Physics, Vol. 156, N°2, pp. 300 - 324, 1999.
- [3] C.Y. Soong, P.Y. Tzeng, D.C. Ching and T.S. Sheu, '*Numerical Study on Mode Transient of Natural Convection in Differentially Heated Inclined Enclosures*'. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 39, N°14, pp. 2869 - 2882, 1996.
- [4] D.C. Wan, B.S.V. Patnaik, and G.W. We, '*A New Benchmark Quality Solution for the Buoyancy - Driven Cavity by Discrete Singular Convolution*', Numerical Heat Transfer, Part B, Vol. 40, N°4, pp. 199 - 228, 2001.
- [5] D.E. Pivovarov, '*Three-Dimensional Convective Interactions in an Inclined Longitudinal Air Layer*', Fluid Dynamics, Vol. 48, N°3, pp. 321 - 329, 2013.
- [6] D. Henderson, H. Junaidi, T. Grassie, J. Currie, '*Experimental And CFD Investigation of an ICSSWH at Various Inclinations*', Renewable and Sustainable Energy Reviews, Vol. 11, N°6, pp. 1087 - 1116, 2007.
- [7] F.J. Hamady, J.R. Lloyd, H.Q. Yang, K.T. Yang, '*Study of Local Natural Convection Heat Transfer in an Inclined Enclosure*', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 32, N°9, pp. 1697 -1708,1989.
- [8] G. Barakos, E. Mitsoulis and D. Assimacopoulos, '*Natural Convection Flow in a Square Cavity Revisited: Laminar and Turbulent Models with Wall Functions*', International Journal For Numerical Methods in Fluids, Vol. 18, N°7, pp. 695 - 719, 1994.

- [9] G. de Vahl Davis, 'Natural Convection of Air in a Square Cavity: A Bench Mark Numerical Solution', International Journal For Numerical Methods in Fluids, Vol. 3, N°3, pp. 149 – 164, 1983
- [10] G. Huelsz and R. Rechtman, 'Heat Transfer due to Natural Convection in an Inclined Square cavity Using the lattice Boltzmann Equation Method', International Journal of Thermal Sciences, Vol. 65, pp. 111 - 119, 2013.
- [11] H. Wang and M.S. Hamed, 'Flow Mode-Transition of Natural Convection in Inclined Rectangular Enclosures Subjected to Bidirectional Temperature Gradients', International Journal of Thermal Sciences, Vol. 45, N°8, pp. 203 - 217, 2006.
- [12] K. Küblbeck, G.P. Merker and J. Straub, 'Advanced Numerical Computation of Two-Dimensional Time Dependent Free Convection in Cavities', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 23, pp. 35 - 144, 1980.
- [13] L. Khezzer, D. Siginer and I. Vinogradov, 'Natural Convection in Inclined Two Dimensional Rectangular Cavities', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 48, N°2, pp. 227-239, 2012.
- [14] L. Khezzer, D. Siginer and I. Vinogradov, 'Natural Convection of Power Law Fluids in Inclined Cavities', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 53, N°23-24, pp. 08 - 17, 2012.
- [15] M.C. D'Orazio, C. Cianfrini and Corcione, 'Rayleigh-Benard Convection in Tall Rectangular Enclosures', International Journal of Thermal Sciences, Vol. 43, N°2, pp. 135 - 144, 2004.
- [16] 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', Crystal Research and Technology, Vol. 40, N°6, pp. 531 - 549, 2005.
- [17] M. Raos, 'Numerical Investigation of Laminar Natural Convection in Inclined Square Enclosures', Facta Universitatis, Series: Physics, Chemistry and Technology, Vol. 2, N°3, pp.149 - 157, 2001.
- [18] N.C. Markatos and K.A. Pericleous, 'Laminar and Turbulent Natural Convection in a Enclosed Cavity', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 27, N°4, pp. 755 – 772, 1984.
- [19] N. Ouertatani, N. Ben Cheikh and B. Ben Bia, 'Numerical Simulation of Two-Dimensional Rayleigh-Benard Convection in an Enclosure', Comptes Rendus Mecanique, Vol. 336, N°5, pp. 464 - 470, 2008.
- [20] O. Aydin, A. Ünal and T. Ayhan, 'Natural Convection in Rectangular Enclosures Heated from One Side and Cooled from the Ceiling', International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 42, N°13, pp. 2345 – 2355, 1999.
- [21] P. Roache, 'Computational Fluid Dynamics', Hermosa, Albuquerque, New Mexico, 1980.
- [22] R.J. Krane and J. Jessee, 'Some Detailed Field Measurements for a Natural Convection Flow in a Vertical Square Enclosure', Proceedings 1st ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, Vol. 1, pp. 323 - 329, 1983.