

# ETUDE, EN REGIME TRANSITOIRE, DES INSTABILITES EN PRESENCE DES INTERACTIONS CONVECTION-RAYONNEMENT DANS UNE CAVITE FERMEE

S. Jaballah<sup>1</sup>, H. Sammouda<sup>1</sup>, A. Belghith<sup>2</sup>

1.LETTM, Dépt de physique, Faculté des Sciences de Monastir, 5019 Monastir-Tunisie

[Habib.Sammouda@fsm.rnu.tn](mailto:Habib.Sammouda@fsm.rnu.tn), [Samia.Jaballah@fst.rnu.tn](mailto:Samia.Jaballah@fst.rnu.tn)

2. LETTM, Faculté des Sciences de Tunis, Compus universitaire, le Belvédère 1060 Tunis-Tunisie

[Ali. Belghith@fst.rnu.tn](mailto:Ali.Belghith@fst.rnu.tn)

## Résumé

Dans ce travail, nous proposons une modélisation numérique pour prédire l'influence du rayonnement sur la convection naturelle au sein d'une enceinte remplie d'un fluide transparent aux radiations thermiques. Les parois de cette enceinte sont rigides dont les deux verticales sont maintenues à des températures constantes et différentes alors que les horizontales sont adiabatiques. Toutes ces parois sont considérées des surfaces grises d'émissivités non négligeables. Cet écoulement est régi en régime transitoire par les équations de Navier-Stokes et l'équation d'énergie en plus des conditions aux limites de type Newman. On utilise une méthode fractionnaire de type Newton pour la discrétisation temporelle et une méthode d'éléments finis pour la discrétisation spatiale. Les résultats sont obtenus sous forme de champs de vitesse et d'isothermes et de profils axiaux de températures et des composantes de vitesse ainsi que de quantités de chaleur transférées par convection ( Nusselt convectif,  $Nu_c$  ) et par rayonnement (Nusselt radiatif,  $Nu_r$ ). Ces grandeurs sont analysées au cours du temps et pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh,  $Ra$ , et d'émissivité,  $\epsilon$ .

## Mots clés :

Convection naturelle, Rayonnement , Stabilité, Eléments finis.

## Nomenclature :

d, h	Longueur et hauteur de la cavité [m]	$T_c$	Température chaude [K]
$\epsilon_i$	Emissivité de l'élément de surface $S_i$	$T_f$	Température froide [K]
$\mathbf{e}$	Emissivité moyenne $\mathbf{e} = 1/N \sum_{i=1}^N \epsilon_i$	$T_0$	Température de référence [K], $T_0 = T_c + T_f / 2$
$F_{ij}$	Facteur de forme entre les surfaces $S_i$ et $S_j$	$t^*$	Variable temps
Gr	Nombre de Grashof $Gr = Ra / Pr$	U, V	Composantes du vecteur vitesse dimensionnelle
Nu	Nombre de Nusselt	X, Y	Coordonnées adimensionnelles
$Nu_c$	Nusselt convectif	<b>Symboles grecs</b>	
$Nu_r$	Nusselt radiatif	$\Delta T$	Différence de température $\Delta T = T_c - T_f$
Pr	Nombre de Prandtl $Pr = \mathbf{n} / \mathbf{a}$	$\theta_0$	Rapport de température $\theta_0 = T_0 / T_H - T_c$
P	Pression adimensionnelle	$\theta$	Température adimensionnelle
$Q_r$	Flux radiatif échangé	$\alpha$	Diffusivité thermique du fluide
Ra	Nombre de Rayleigh $Ra = g \mathbf{b} \Delta T d^3 \mathbf{a} / \mathbf{n}$	$\lambda$	Conductivité du fluide [ $w.m^{-1}.K^{-1}$ ]
Re	Nombre de Reynolds $Re = V_0 d / \mathbf{n}$	$\mu$	Viscosité dynamique [ $kg.m^{-1}.s^{-1}$ ]
$\gamma_i$	Rapport de l'émissivité $\mathbf{g}_i = \epsilon_i / \mathbf{e}$	$\nu$	Viscosité cinétique de fluide [ $m^2.s^{-1}$ ]
T	Température dimensionnelle	$\rho$	Masse volumique du fluide [ $kg.m^{-3}$ ]
		$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann [ $w.m^{-2}.K^{-4}$ ]
		$\beta$	Coefficient d'expansion thermique du fluide [ $K^{-1}$ ]

## 1-INTRODUCTION

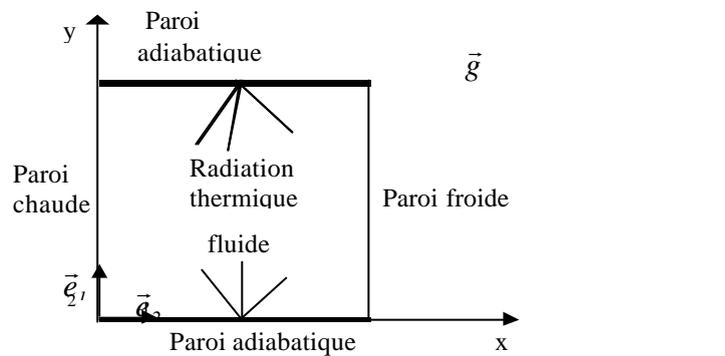
Dans la littérature [1] [2], le rayonnement des parois des enceintes chauffées a été toujours négligé alors qu'il peut agir fortement avec la convection naturelle pour établir le régime de l'écoulement du fluide considéré. En effet, les fluides et les gaz, intervenant dans les écoulements, sont généralement transparents aux radiations thermiques. Par ailleurs, les parois des enceintes sont des surfaces grises portées à des températures différentes et

leurs émissivités sont plus ou moins importantes. Ainsi, le transfert de chaleur dépendra des propriétés radiatives de ces parois qui évoluent à leur tour avec la température [3], [4]. En plus, la plus part de ces études ont été considérées en régime permanent alors que certaines propriétés radiatives varient au cours du temps et l'équilibre thermique ou dynamique est difficile à atteindre en présence du rayonnement d'où l'existence d'une interaction transitoire entre les phénomènes radiative et convective. Dans ce sens, on présente dans ce travail un modèle qui simule tous ces phénomènes et leurs interactions ainsi que leur influence sur la stabilité de l'écoulement.

## 2. DESCRIPTION ET FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME :

### 2.1. Hypothèses :

On considère une cavité carrée, remplie d'un fluide newtonien (air). Ses deux parois sont rigides dont les verticales sont maintenues à des températures constantes et différentes alors que les horizontales sont adiabatiques. Le mouvement des particules d'air est engendré par des faibles écarts de température ce qui nous permet de considérer que le fluide obéit aux hypothèses de Boussinesq. Toutes les propriétés thermo-physiques du fluide sont considérées constantes et indépendantes de la température. La dissipation visqueuse de l'énergie est négligeable.



**Figure 1** : Configuration et conditions aux limites

### 2.2 Mise en équations

Les équations adimensionnelles régissant cet écoulement sont les suivantes :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 & (1) \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} = -\vec{\nabla} P - \frac{1}{R_e} \nabla^2 \vec{U} - \frac{G_r}{R_e^2} \mathbf{q} \vec{e}_s & (2) \\ \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \mathbf{q} = \frac{1}{R_e P_r} \nabla^2 \mathbf{q} & (3) \end{cases}$$

en prenant comme référence  $t = t^* U_0 / d$  pour le temps,  $U_0 = \sqrt{g b \Delta T d}$  pour la vitesse,  $d$  pour la longueur et  $T_0$  pour la température. La vitesse de référence convective  $U_0$  permet d'avoir le nombre de *Grashof*  $Gr$  lié au nombre de *Reynolds*  $Re$  par la relation  $Gr = Re^2$ .

### 2.3 -Condition aux limites :

Comme les parois de la cavité sont rigides, les composantes de la vitesse des particules fluides seront nulles d'après la condition d'adhérence donc les conditions aux limites dynamiques sont :

$$\text{en } x=0, x=1, \quad u=v=0 \quad \text{et} \quad \text{en } y=0, y=1, \quad u=v=0$$

Le fluide est supposé transparent au rayonnement et les deux parois longitudinales sont fixées à des températures constantes, l'une chaude et l'autre froide:

$$\text{en } x=0 \text{ et } y \text{ quelconque, } \mathbf{q} = 0.5 \quad \text{et} \quad \text{en } x=1 \text{ et } y \text{ quelconque, } \mathbf{q} = -0.5$$

Au niveau des parois adiabatiques, à l'équilibre les échanges radiatif et conductif se compensent et on pourra écrire en chaque surface élémentaire d'aire  $S_j$  de ces parois :

$$\frac{\partial \theta_j}{\partial Y} + Nr Q_{ij} = 0 \text{ en } y = 0 \text{ et en } y = 1 \text{ pour tout } x$$

où  $Q_r$  est le flux radiatif net échangé telle que  $Q_{ij} = \frac{1}{S_j} \sum_{m=1}^{M+2} \frac{B_m - B_j}{\frac{1 - \varepsilon \gamma_m}{\gamma_m S_m} + \frac{\varepsilon}{S_m F_{m-j}} + \frac{1 - \varepsilon \gamma_j}{\gamma_j S_j}}$ ;

$Nr = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{e} T_0^4 d}{I (T_c - T_r)}$  est le nombre de couplage entre la radiation et la conduction.

### 3-RESOLUTION NUMERIQUE :

On constate, d'après les équations, un couplage étroit entre les champs de vitesse et de pression et le caractère non linéaire des termes convectifs. Pour surmonter ces deux caractéristiques, un schéma quasi-linéaire à pas de temps fractionnaire et une méthode d'éléments finis sont utilisés respectivement pour les discrétisations temporelle et spatiale [5],[6] et [7]. La discrétisation temporelle induit trois problèmes dont deux sont de diffusion et un de convection. C'est un schéma à trois pas de temps, reposant sur les étapes intermédiaires  $n+1/3$ ,  $n+2/3$ ,  $n+1$ , d'erreur d'ordre  $q(\Delta t^2)$ .

Les équations locales sont données ci-après :

#### Etape I : étape de diffusion à divergence nulle

$$\frac{2}{\Delta t} \bar{U}^{n+1/3} - \frac{2}{3} \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{U}^{n+1/3} + \bar{\nabla} P^{n+1/3} = \frac{2}{\Delta t} \bar{U}^n + \frac{1}{3} \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{U}^n + \frac{G_r}{Re^2} T^n \bar{e}_g - (\bar{U}^n \cdot \bar{\nabla}) \bar{U}^n \quad (4)$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{U}^{n+1/3} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{2}{\Delta t} T^{n+1/3} - \frac{2}{3} \frac{1}{Pr Re} \nabla^2 T^{n+1/3} = \frac{2}{\Delta t} T^n + \frac{1}{3} \frac{1}{Pr Re} \nabla^2 T^n - (\bar{U}^n \cdot \bar{\nabla}) T^n \quad (6)$$

#### Etape II : étape de convection à divergence nulle

$$\frac{1}{\Delta t} \bar{U}^{n+2/3} - \frac{1}{3} \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{U}^{n+2/3} + (\bar{U}^{n+1/3} \cdot \bar{\nabla}) \bar{U}^{n+2/3} = \frac{1}{\Delta t} \bar{U}^{n+1/3} + \frac{2}{3} \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{U}^{n+1/3} + \frac{G_r}{Re^2} T^{n+1/3} \bar{e}_g - \bar{\nabla} P^{n+1/3} \quad (7)$$

$$\frac{1}{\Delta t} T^{n+2/3} - \frac{1}{3} \frac{1}{Pr Re} \nabla^2 T^{n+2/3} + (\bar{U}^{n+1/3} \cdot \bar{\nabla}) T^{n+2/3} = \frac{1}{\Delta t} T^{n+1/3} + \frac{2}{3} \frac{1}{Pr Re} \nabla^2 T^{n+1/3} \quad (8)$$

#### Etape III : seconde étape de diffusion à divergence nulle

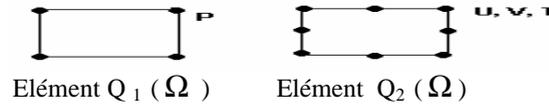
$$\begin{aligned} \frac{2}{\Delta t} \bar{U}^{n+1} - \frac{2}{3} \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{U}^{n+1} + \bar{\nabla} P^{n+1} &= \frac{2}{\Delta t} \bar{U}^{n+2/3} + \frac{1}{3} \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{U}^{n+2/3} \\ + \frac{G_r}{Re^2} \left( -\frac{1}{3} T^{n+1/3} + \frac{4}{3} T^{n+2/3} \right) \bar{e}_g + \left( \frac{1}{3} \bar{U}^{n+1/3} \cdot \bar{\nabla} - \frac{4}{3} \bar{U}^{n+2/3} \cdot \bar{\nabla} \right) \bar{U}^{n+2/3} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{U}^{n+1} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{2}{\Delta t} T^{n+1} - \frac{2}{3} \frac{1}{Pr Re} \nabla^2 T^{n+1} = \frac{2}{\Delta t} T^{n+2/3} + \frac{1}{3} \frac{1}{Pr Re} \nabla^2 T^{n+2/3} + \left( \frac{1}{3} \bar{U}^{n+1/3} \cdot \bar{\nabla} - \frac{4}{3} \bar{U}^{n+2/3} \cdot \bar{\nabla} \right) T^{n+2/3} \quad (11)$$

On note que dans les étapes 1 et 3 de diffusion, les champs de vitesse et de pression sont solutions du problème de Stokes généralisé et les termes convectifs sont explicites. Alors que dans l'étape de convection, le terme convectif est semi-implicite. Le champ de température en différentes étapes et le champ de vitesse dans l'étape convective, vérifient des équations découplées auxquelles une approximation spatiale est directement appliquée.

D'après les travaux [10, 11,12] un choix convenable des espaces fonctionnels et des types d'éléments donne une combinaison d'interpolations inconditionnellement stable, à savoir des éléments quadrilatères avec des interpolations quadratiques  $Q_2$  pour la vitesse et des interpolations bilinéaires pour la pression  $Q_1$ . Quant à la température, elle est approchée avec le même élément et le même ordre d'interpolation que la vitesse  $Q_2$ .



**Figure 2** : Élément quadrilatère quadratique  $Q_2(\Omega)$  et bilinéaire  $Q_1(\Omega)$

Un maillage (21x21) a été choisi en se basant sur les mêmes travaux [10] et qui montrent que les résultats sont indépendantes de cette grille. Par ailleurs, on a choisi un pas de temps relativement faible, à savoir  $\Delta t = 10^{-2}$  pour une plage de nombres de Rayleigh variant de  $10^4$  à  $5 \cdot 10^7$ . L'évolution dans le temps du nombre de Nusselt moyen au niveau des parois verticales de la cavité ( $x = 0$  et  $x = 1$ ) et celle des composantes de la vitesse, permettent d'explorer le régime transitoire et l'effet de l'émissivité sur la stabilité de l'écoulement. Dans le cas de l'interaction entre la convection et la radiation thermique, le nombre de Nusselt dépendra non seulement du nombre Ra mais d'autres paramètres caractéristiques du rayonnement. Ainsi, une corrélation est établie entre la quantité de chaleur transférée par rayonnement ( $Nu_r$ ) et les surfaces rayonnantes (l'émissivité ( $\epsilon$ )) et le nombre de Rayleigh telle que  $Nu_r = f(Ra, \epsilon)$ . Ainsi, on peut interpréter le nombre de Nusselt moyen  $Nu$  comme étant le rapport du coefficient de convection-rayonnement de la paroi et du coefficient de conductivité correspondant.

$$Nu = Nu_c + Nu_r = \int_0^1 -\frac{\partial q}{\partial X} dY + Nr \int_0^1 Q_r dY.$$

## 4- RESULTATS ET DISCUSSIONS

### 4.1- Validation du modèle

Afin de valider notre modèle, on considère dans une première étape le cas d'une cavité fermée à parois non diffuses ( $\epsilon = 0$ ). La figure (3) illustre les isothermes et le champ de vitesses en régime quasi-stationnaire pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh prises entre  $10^4$  et  $10^6$  afin de garder un régime de couches limites laminaires. En comparant ces résultats aux résultats universels de De Vahl Davis [2] obtenus pour la même configuration, on constate une bonne concordance. Dans tous ces cas, on constate que le fluide monte le long des parois chaudes et descend le long des parois froides. Dans le cas où le nombre de Rayleigh est égal à  $10^4$ , la circulation de champ de vitesse et la déformation des isothermes notées dans la région centrale de la cavité, indiquent la dominance de la convection naturelle. Lorsque le nombre de Rayleigh, Ra, croît à la valeur  $10^6$ , la vitesse de l'écoulement augmente le long de deux parois verticales où se forme une couche limite épaisse. En plus, on constate une symétrie, par rapport au centre de la cavité, des champs alors que les isothermes sont normales aux parois adiabatiques.

### 4.2- Effet de l'émissivité sur les champs de vitesse et de température

L'effet général du rayonnement sur le comportement du fluide peut être analysé en faisant varier l'émissivité des parois de la cavité. Ces émissivités sont choisies de façon que celles des parois adiabatiques soient plus importantes que celles des parois isothermes.

En comparant ces résultats avec ceux du cas précédent ( $\epsilon = 0$ ), on constate que les gradients de température près des parois isothermes diminuent et les couches limites thermiques croissent avec l'émissivité. En effet, la figure (4) illustre l'influence de l'émissivité sur les champs de vitesse et de température à travers la variation de l'émissivité  $\epsilon$  sur une plage de valeurs de 0 à 1, pour un nombre de Rayleigh constant égal à  $2 \cdot 10^6$  et au temps  $t = 40$ . On note que pour des faibles valeurs d'émissivité les distributions de la température et de la vitesse sont plus influencées alors que cette influence est non significative dès que l'émissivité augmente.

### 4.3- Effet de l'émissivité sur le transfert de chaleur

#### 4.3.1 - Nusselt convectif

La figure (5) illustre la variation du nombre de Nusselt convectif en fonction du nombre de Rayleigh, pour les deux cas extrêmes de l'émissivité  $\epsilon = 0$  et  $\epsilon = 1$ . On note que le transfert de chaleur entre les parois et l'air, emprisonné dans la cavité, devient plus important en augmentant le nombre de Rayleigh, indépendamment du rayonnement des parois. A faible nombre de Rayleigh, le transfert de chaleur dépend principalement de la

conduction. En effet, les surfaces rayonnantes influent sur la distribution de la température, créent un gradient de température, près des parois, évoluant lentement en renforçant la conduction. Quand on augmente le nombre de Rayleigh, les limites thermiques près des parois apparaissent et le rôle de la convection devient très important dans le transfert de chaleur. Ainsi, le rayonnement affaiblit le gradient de température près des parois et d'où, il résulte une diminution du taux de transfert de chaleur par convection pour un nombre de Rayleigh élevé.

#### 4.3.2 - Nusselt radiatif

La figure (6) illustre la variation du nombre de Nusselt radiatif en fonction de l'émissivité pour différentes valeurs de Rayleigh  $Ra = 5 \cdot 10^4$ ,  $10^5$  et  $10^6$ . On constate que le transfert de chaleur par rayonnement augmente rapidement avec l'émissivité. Ceci indique que les surfaces rayonnantes jouent un rôle très important dans le transfert de chaleur au sein de la cavité et particulièrement quand l'émissivité est élevée.

En augmentant l'émissivité des parois isothermes, celles-ci deviennent radiativement actives par une émission d'énergie qui sera absorbée par le fluide au voisinage des parois, surtout du côté de la face chaude où l'énergie émise est plus importante. Ainsi, la transmission de cette énergie au sein du milieu sera assurée à la fois par la convection et par le rayonnement.

### 4.4 Effet de l'émissivité sur la stabilité de l'écoulement

#### 4.4.1 - Influence de l'émissivité sur les profils axiaux de température

La figure (7) illustre la variation des profils axiaux de température aux plans médians horizontal et vertical pour différentes valeurs d'émissivité. On constate que ces profils sont confondus dans la zone centrale de la cavité alors qu'ils sont différents au niveau des couches limites formées près des parois verticales et horizontales.

#### 4.4.2- Influence de l'émissivité sur l'instationnarité des champs de vitesse et des isothermes

D'après la littérature [13], la valeur critique du nombre de Rayleigh qui permet de passer d'un régime stationnaire au régime instationnaire pour l'écoulement considéré est situé entre les valeurs  $10^7$  et  $10^8$ . Ainsi, pour  $Ra = 5 \cdot 10^7$  et au temps  $t=20$ , on a fait varier les valeurs de l'émissivité ( $\epsilon = 0, 0.5, 1$ ). La figure (8) illustre les isothermes et le champ de vitesses pour ces valeurs. On constate que lorsque l'émissivité augmente les cellules convectives se multiplient et l'écoulement commence à perdre sa stabilité. Pour confirmer ces constatations on a représenté, sur la Figure (9), en trois points particuliers du plan médian horizontal l'évolution au cours du temps de la composante horizontale de la vitesse. On constate que ces profils de vitesse sont très influencés par l'émissivité aussi bien près de la paroi chaude (figure 9-a), qu'au centre de la cavité (figure 9-b) et près de la paroi froide (figure 9-c).

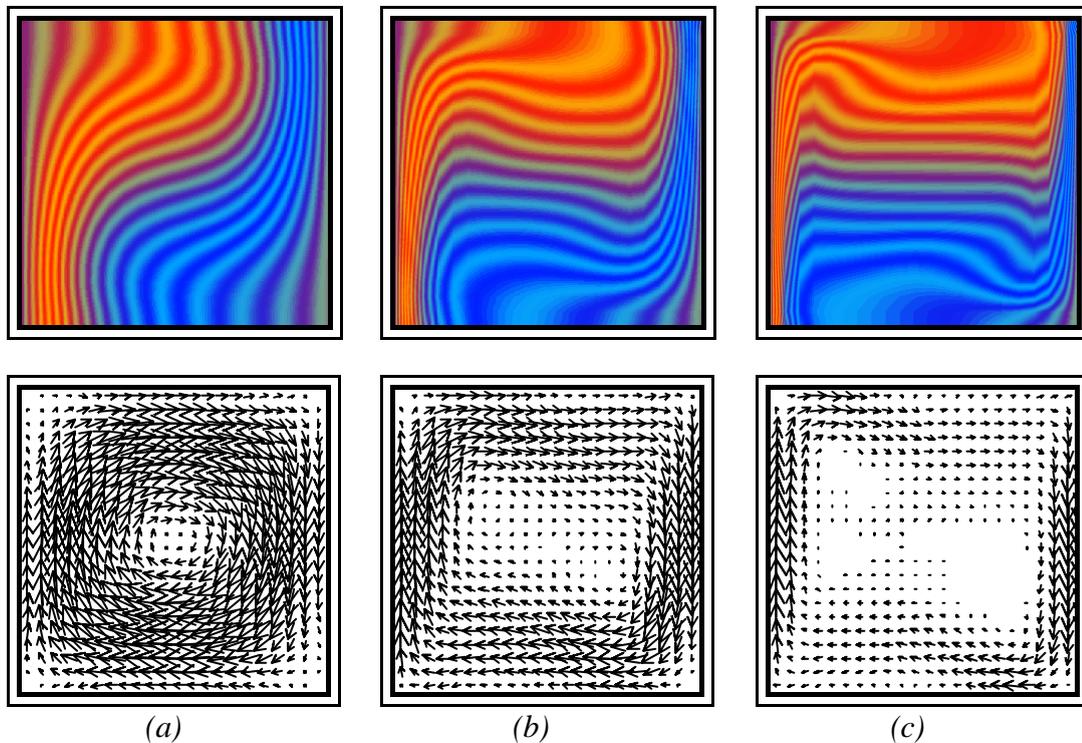
## 5- CONCLUSION

La considération du rayonnement des parois a un effet notable sur les champs de température et de vitesse au sein de l'enceinte. Les couches limites thermiques, formées près des parois, sont légèrement influencées par les surfaces rayonnantes. La stabilité, au sens de l'instationnarité du régime, se perd ou se s'accroît en augmentant ou en diminuant l'émissivité. Par ailleurs, le nombre de Nusselt convectif augmente avec le nombre de  $Ra$  indépendamment de l'existence des surfaces radiatives contrairement au nombre de Nusselt radiatif qui croît rapidement avec l'émissivité.

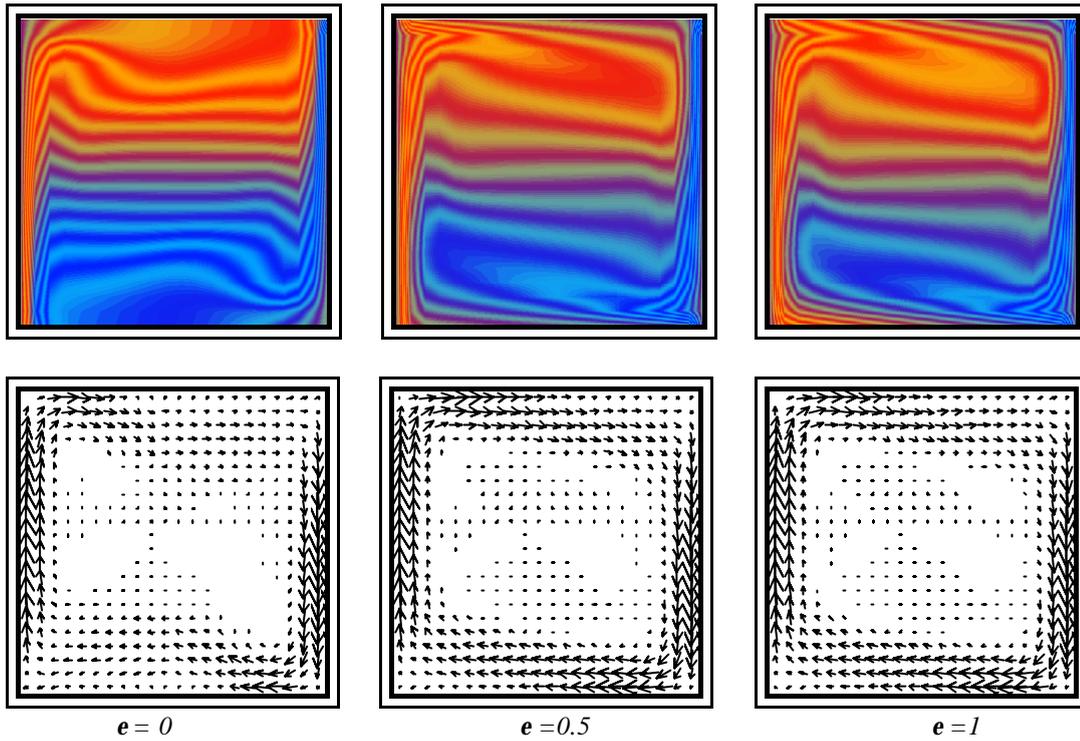
## REFERENCES

- [1] OSTRACH S., et HANTMAN R.G. "Natural convection inside a horizontal cylinder", Chem. Engr. Comm., 9, pp. 213-243 (1981).
- [2] DE VAHL DAVIS, "Natural convection of air in square cavity: A bench mark Numerical solution", Int. J. Num. Metho. Fluids, Vol. 3, pp. 249-260, (1983).
- [3] WANG W.Q., YANG M. and TAO W.Q., "Natural convection in a square enclosure with an internal isolated vertical plate", Wärme-und Stoffübertragung 29:161-169, (1994).
- [4] DE SAMPAIO P.A.B., "Petrov-Galerkin formulation for incompressible Navier Stokes equations using the same order interpolation for velocity and pressure", Int. J. Num. Metho. Eng. Vol. 31, pp. 1135-1149, (1991).
- [5] MATTIAS J. KETHD, FRANCISCO E. "Radiation Boundary Conditions for Finite Element Solutions of Generalized Wave Equations", Int. J. Num. Metho. Fluids, vol. 12, 765-783 (1991).
- [6] CAHOUE J. et CHABART J.P. "Some fast 3D finite element solvers for the generalized stokes problem", Int. J. Num. Metho. Fluids, 8, 869-885 (1988).
- [7] LABADI G. et LASBLEIZ P. "Quelques méthodes de résolution des problèmes en éléments finis", Rapport EDF, HE4 /83-01(1983).

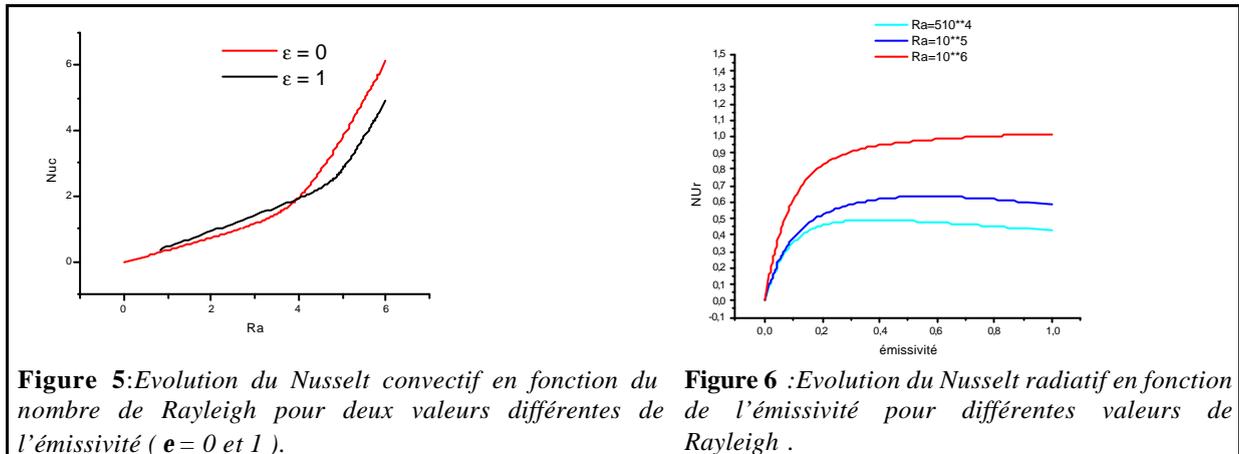
- [8] KASSEMI and M. H.N. NARAGHI, "Analysis of Radiation-Natural Convection Interactions in 1-g and low-g Environments Using discrete Exchange Factor Method", *Int. J. Heat Transfer*. Vol. 36, No. 17, pp. 4141-4149, (1994).
- [9] M. AKIYAMA and Q. P. CHONQ, "Numerical analysis of natural convection with surface radiation in a square enclosure", *Num. heat Transfer*, part A, 31: 419-433, (1997).
- [10] SAMMOUDA H. "Développement et application de la méthode des éléments finis pour les écoulements fortement chauffés dans les espaces confinés et semi confinés", Thèse doctorat d'état es-sciences physiques, Université Tunis II, Faculté des Sciences de Tunis, (1999).
- [11] SAMMOUDA H., ROYERE C., BELGHITH A. and MAALEJ M. "Heat transfer in a rotating furnace of sand-boiler at 1000 KW thermal concentration system<sup>2</sup>", *Renewable Energy*, pp.17-21-47, (1999).
- [12] SAMMOUDA H; BELGHITH A. and C. SURRY "Finite element simulation of transient natural convection of low-Prandtl-number fluids in heated cavity", *Int. J. Num. Metho. For Heat & Fluid Flow*, vol. 9, No. 5, pp.612-624 (1999).
- [13] LeQueré "Instabilités des écoulements en convection naturelle en cavité différentiellement chauffées", <http://www.limsi.fr/individu/plq/instabilite.html>



**Figure 3** : Les isothermes et le champ de vitesse quasi-stationnaires pour  $Ra = 10^4$  (a),  $Ra = 10^5$  (b),  $Ra = 10^6$  (c),  $T_0 = 293.5$  K,  $\theta_0 = 29.35$  et  $\varepsilon = 0$ .

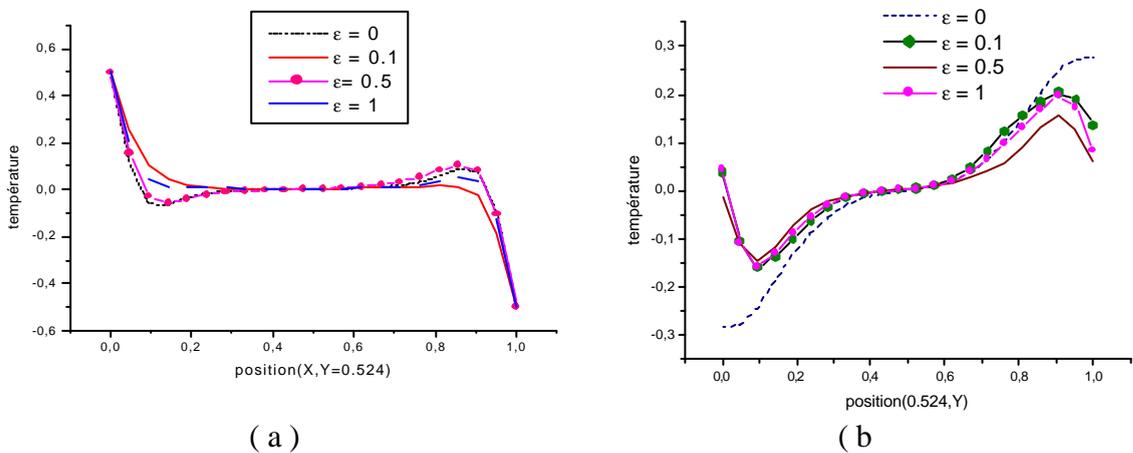


**Figure 4 :** Variation des isothermes et champs de vitesse quasi-stationnaires (à l'instant  $t = 40$ ) pour  $Ra = 210^6$ ,  $T_0 = 293.5 K$ ,  $q_0 = 29.35$  et différentes valeurs de l'émissivité ( $e = 0, 0.5$  et  $1$ ).



**Figure 5:** Evolution du Nusselt convectif en fonction du nombre de Rayleigh pour deux valeurs différentes de l'émissivité ( $e = 0$  et  $1$ ).

**Figure 6 :** Evolution du Nusselt radiatif en fonction de l'émissivité pour différentes valeurs de Rayleigh .



(a)

(b)

**Figure 7:** Influence de l'émissivité sur la température aux plans médians horizontal (a) et vertical (b)

