



des corrélations pour les nombres de Nusselt ( $Nu$ ) ou de Sherwood ( $Sh$ ), en fonction des paramètres caractéristiques du problème, ou à étudier les instabilités et mettre en évidence les différents modes et régimes d'écoulement. En pratique, le rayonnement thermique est souvent couplé aux autres modes de transfert de chaleur (conduction, convection). Malgré cela, les études portant sur la convection naturelle de double diffusion, négligent fréquemment la participation radiative du milieu. Parfois, lorsque celle-ci est prise en considération, le coefficient d'absorption du fluide est supposé uniforme (gris) [10] ou, à la limite, proportionnel à la concentration locale de l'espèce absorbante qui diffuse [11]. Ces hypothèses simplificatrices peuvent parfois conduire à des erreurs importantes. Ibrahim et Lemonnier [12], Laouar-Meftah et al. [13]-[14] et Cherifi et al. [15] sont parmi les premiers à considérer la convection naturelle de double diffusion dans des mélanges gazeux absorbants dont les propriétés radiatives (réelles) varient localement en fonction de la longueur d'onde, la température et la concentration. Les travaux numériques menés dans des cavités différentiellement chauffées, remplies de mélanges non homogènes (air-CO<sub>2</sub>, air-H<sub>2</sub>O ou N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub>), ont montré, entre autres, que le rayonnement volumique affecte la structure des écoulements, accélère la convergence vers l'état stationnaire pour un écoulement aidant (les forces de poussée d'origine thermique et massique coopèrent) et retarde l'atteinte d'une solution stable pour un écoulement opposant (i.e ; lorsque les forces de poussée thermiques et massiques agissent dans des directions opposées).

Dans le prolongement de travaux antérieurs [13]-[14], nous proposons ici d'analyser les effets du rapport de forme  $Ar = H/L$  d'une cavité rectangulaire sur la convection naturelle de double diffusion laminaire, en présence de rayonnement volumique d'un mélange gazeux non gris (air-H<sub>2</sub>O) dont les propriétés radiatives (réelles) sont évaluées par le modèle de gaz *SLW* de Denison et Webb [16]. Les résultats obtenus sous forme de champs de température, de concentration, de lignes de courant, de nombres de Nusselt et de Sherwood moyens sont discutés dans différentes situations correspondant à une cavité de largeurs  $L = 0.1\text{m}$  et  $0.3\text{m}$  ayant un rapport de forme  $Ar = 0.5, 1$  et  $2$ . Les effets du rayonnement volumique sont déterminés par comparaison avec le cas de la convection naturelle de double diffusion dans un fluide ayant les mêmes caractéristiques que le mélange air-H<sub>2</sub>O mais de coefficient d'absorption nul (fluide transparent).

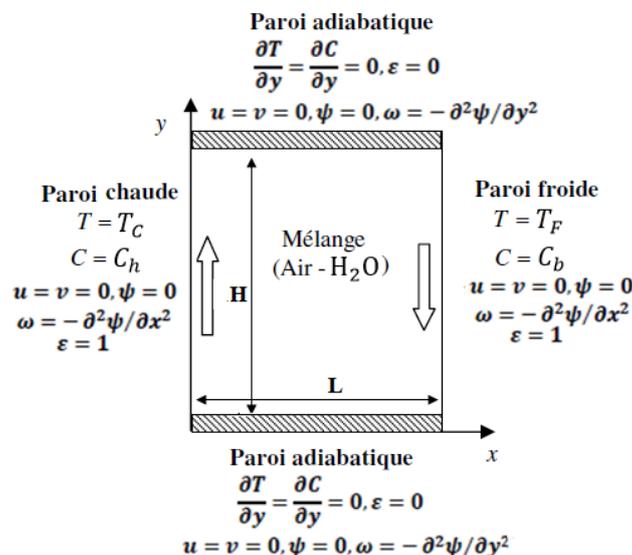


Figure 1 : Configuration géométrique et conditions aux limites

## 2. Formulation mathématique

### 2.1. Modèle physique et hypothèses

La géométrie considérée (Fig.1) est une cavité rectangulaire bidimensionnelle de hauteur  $H$  et largeur  $L$ . Les parois verticales noires sont soumises à des températures ( $T_C > T_F$ ) et concentrations ( $C_h > C_b$ ) constantes de façon à créer un écoulement aidant d'origine thermique. Dans cette configuration, les forces de poussée d'origines thermique et massique coopèrent et induisent un écoulement de même sens (aidant). Par ailleurs, les parois horizontales, parfaitement réfléchissantes, sont adiabatiques et imperméables. L'écoulement est supposé permanent, laminaire et bidimensionnel. Le fluide est un mélange binaire de gaz (air-H<sub>2</sub>O) dont une composante est parfaitement transparente au rayonnement (l'air) et l'autre un polluant (H<sub>2</sub>O) qui absorbe émet mais ne diffuse pas le rayonnement. Le mélange est newtonien, incompressible avec des propriétés thermophysiques constantes calculées à la température  $T_0$  et la concentration  $C_0$  de référence :  $T_0 = \frac{1}{2} (T_C + T_F)$  et  $C_0 = \frac{1}{2} (C_h + C_b)$ . L'étude est faite sous hypothèse de Boussinesq en négligeant le travail des forces visqueuses et de pression.

### 2.2. Equations et méthodes de résolution

Compte tenu des hypothèses précédentes, les équations régissant l'écoulement et les transferts de chaleur et de masse, formulées en termes de vorticité ( $\omega$ ) - fonction de courant ( $\psi$ ), s'écrivent :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + g \left( \beta_T \frac{\partial T}{\partial x} + \beta_C \frac{\partial C}{\partial x} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{S_R}{\rho c_p} \quad (2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

$$-\omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (4)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad , \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (5)$$

Dans l'équation de l'énergie (2),  $S_R$  désigne le terme source volumique d'origine radiative. En utilisant la méthode des ordonnées discrètes (MOD) et le modèle de gaz non gris *SLW* de Denison et Webb [16], ce terme s'exprime comme suit :

$$S_R(x, y) = \sum_{k=1}^{N_g} \kappa_k(x, y) \left( \sum_{m=1}^{N_d} w_m(x, y) \cdot I_{k,m}(x, y) - 4a_k(x, y) \cdot \sigma T^4(x, y) \right) \quad (6)$$

Le modèle *SLW*, consiste à remplacer le gaz réel par une somme pondérée de  $N_g$  gaz gris, chacun d'entre eux étant caractérisé localement par un coefficient d'absorption  $\kappa_k$  et un facteur de pondération  $a_k$  ( $k = 0, N_g$  ; par convention,  $\kappa_0 = 0$ ). Dans la relation (6), le champ de luminance  $I_k$  est lui-même solution de l'équation de transfert radiatif (ETR) qui, pour chaque direction de propagation  $s$  (de coefficients directeurs  $(\mu_m, \eta_m)$ ), s'écrit :

$$\mu_m \frac{\partial I_{k,m}(x, y)}{\partial x} + \eta_m \frac{\partial I_{k,m}(x, y)}{\partial y} + \kappa_k(x, y) I_{k,m}(x, y) = \kappa_k(x, y) a_k(x, y) \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (7)$$

Le coefficient d'absorption local ( $\kappa_k$ ) de chaque gaz gris dépend de la section efficace d'absorption ( $C_{abs}$ ) et de la concentration du polluant ( $C$ ):

$$\kappa_k(x, y) = C_{abs_k} \times C(x, y) \quad (8)$$

Des détails supplémentaires de la modélisation mathématique de notre problème sont présentés dans la référence [14].

Nous effectuons le calcul en régime instationnaire jusqu'à atteindre une solution permanente en partant d'un fluide au repos, isotherme à  $T_0$  et homogène en concentration à  $C_0$ . Les équations (1)-(4) sont résolues par différences finies suivant un schéma ADI. L'équation de transfert radiatif (7) est résolue par la méthode des ordonnées discrètes avec la quadrature S8 (à  $N_d=80$  directions). Nous avons, également, utilisé onze gaz gris ( $N_g=11$ , dont un transparent) pour déterminer les caractéristiques du gaz réel (non gris), par le modèle *SLW* de Denison et Webb [16]. Après une étude de sensibilité de la solution au maillage (non présentée ici), nous avons opté pour un maillage variable en tangente hyperbolique ( $80 \times 80$ ) lorsque le rapport de forme  $Ar = 0.5$  (ou 1) et ( $80 \times 148$ ) pour un rapport de forme  $Ar=2$ . Comme nos modèles radiatifs (*SLW* et *MOD*) ont été déjà validés avec succès dans le cas de cavité carrée [13]-[14], nous nous limiterons à la validation de nos résultats dans le cas de la convection naturelle de double diffusion en cavité rectangulaire [7]-[9]. Les résultats obtenus sont en bonne concordance avec les références, les écarts relevés n'excédant pas les 3%.

		$\overline{Nu_c}$	$\overline{Sh}$
Présent travail	$Ar=2, Pr=0.7, Le=1$	2.884	2.884
Qin et al. [7]		2.834	2.834
Présent travail	$Ar=4, Pr=1, Le=2$	2.781	3.627
Yang et al. [9]		2.861	3.736

Tableau 1 : Nombres de Nusselt convectif et de Sherwood moyens pour une cavité rectangulaire à différents rapports de forme :  $Ra_L=10^5, N=-0.8$

### 3. Résultats et interprétations

Les données de notre étude sont les suivantes : cavité rectangulaire de largeur  $L = 0.1$  m et  $0.3$  m ( $L$  étant la longueur de référence) ; paroi gauche à  $T_H = 570$  K et  $C_h = 3.51$  mol/m<sup>3</sup> (ou fraction molaire de 16% H<sub>2</sub>O) ; paroi droite à  $T_F = 540$  K et  $C_b = 2.19$  mol/m<sup>3</sup> (ou 10% H<sub>2</sub>O). Les propriétés thermophysiques du mélange sont calculées à un état de référence correspondant à  $P_0=1$  bar,  $T_0 = 555$  K et  $C_0=2.85$  mol/m<sup>3</sup>. Les trois rapports de forme ( $Ar = H/L = 0.5, 1, 2$ ) considérés ici correspondent, respectivement, à des cavités rectangulaire horizontale, carrée et rectangulaire verticale. Sur la base de ces données, les nombres adimensionnels relatifs à notre problème sont :  $Ra_L = 1.89 \times 10^5$  et  $5.10 \times 10^6$ ,  $N=0.44$ ,  $Pr = 0.75$ ,  $Pl = 0.0173$  et  $Le = 0.78$ . Notons que, dans notre situation, les forces thermiques dominantes ( $N=0.44$ ) qui gouvernent l'écoulement et coopèrent avec les forces volumiques massiques, imposent au fluide un écoulement dans le sens des aiguilles d'une montre.

Traisons d'abord la cavité de largeur  $L=0.1$  m. Les structures des champs de  $\psi$ ,  $T$  et  $C$  pour les différents rapports de forme  $Ar$  (0.5, 1 et 2) sont illustrées par la Fig. 2. Lorsque le rayonnement volumique est négligé (gaz transparent), la structure des champs est semblable à celle d'un écoulement de convection naturelle simple en régime intermédiaire (conductif-convectif) lorsque  $Ar = 0.5$  (cavité horizontale) et en régime de couche limite si  $Ar = 1$  et 2 (cavité carrée et verticale). En situation réelle (gaz non gris), le rayonnement volumique n'affecte pratiquement pas la structure de ces champs, pour  $Ar = 0.5$  et 1. Cela concerne en particulier les stratifications centrales en température et concentration, et la centrosymétrie des

différents champs préservés. Lorsque le rapport de forme augmente ( $Ar = 2$ ), les structures en question sont visiblement modifiées par le rayonnement (Fig.2, gaz non gris,  $Ar = 2$ ) : disparition de la centrosymétrie, destruction de la stratification verticale des champs avec une nette inclinaison des iso-concentrations au centre de la cavité. Sous l'effet du rayonnement (Fig. 3a), l'accélération des couches limites, par renforcement des forces thermiques sensibles au rayonnement, augmente avec l'accroissement du rapport de forme, ce qui explique la formation de tourbillons dans les parties supérieure et inférieure de la cavité à  $Ar = 2$  (Fig. 2c, gaz non gris). Pour des rapports de forme plus petits ( $Ar = 0.5$  et 1), cette accélération est relativement plus faible (que dans le cas précédent) et est sans aucune incidence sur la structure de l'écoulement. A son tour, l'intensification des couches limites contribue au renforcement des gradients pariétaux de concentration (par réduction du polluant  $H_2O$ ) au voisinage de la paroi gauche la plus chargée (Fig. 4a) et son augmentation sur la paroi la moins chargée. Cette tendance (renforcement) induit un petit accroissement des nombres de  $Sh$  (tableau 2).

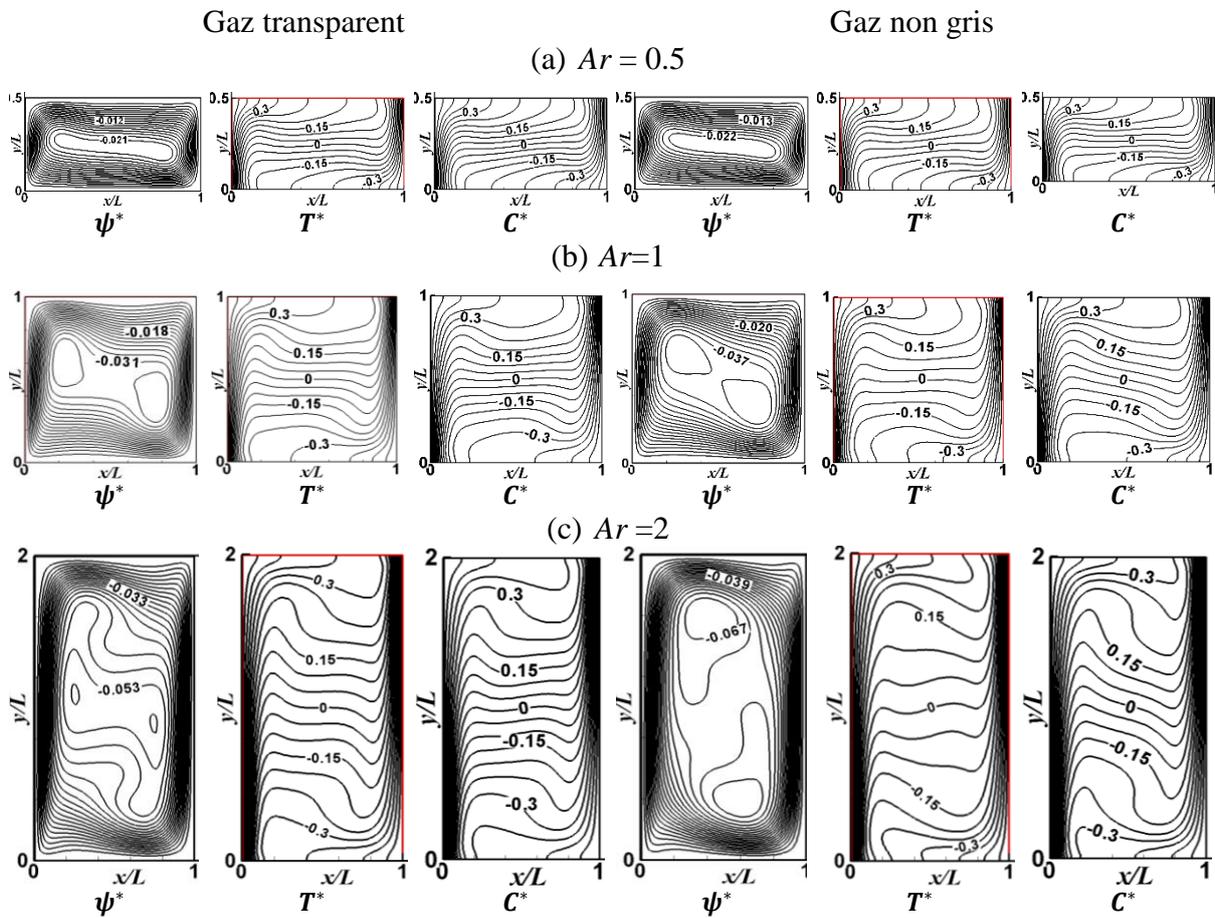


Figure2 : Structures des lignes de courant, des isothermes et des iso-concentrations adimensionnelles en fonction du rapport de forme  $Ar$ , pour un gaz transparent et non gris :

$$L = 0.1 \text{ m} ; \psi^* = \psi \sqrt{g\beta_T \Delta T L^3} ; T^* = (T - T_0) / \Delta T ; C^* = (C - C_0) / \Delta C$$

À partir de la Fig. 4a, on peut voir que le gaz non gris absorbe le rayonnement le long de la paroi adiabatique inférieure et s'échauffe (dans la partie inférieure) plus que ne le ferait un gaz transparent (Fig. 5a). Puis, dans son mouvement ascendant, le long de la paroi chaude (gauche), il gagne de la chaleur par convection et tend aussi à se refroidir par émission du rayonnement. Lorsque le rapport de forme est grand ( $Ar = 2$ ), la paroi chaude est suffisamment longue pour que le refroidissement par émission finisse par l'emporter sur le réchauffement par convection, ce qui explique la présence d'un gaz non gris plus froid qu'un gaz transparent au-delà de  $y/L \approx 1.25$  (Fig. 5a,  $Ar = 2$ ). Pour des parois relativement plus courtes (chemin optique plus faible)

à  $Ar = 1$  ou  $0,5$ , le gaz non gris reste pratiquement plus chaud que le gaz transparent (Fig. 5a,  $Ar = 1$  et  $0.5$ ). Ainsi, en réduisant les gradients de température aux parois actives, le rayonnement diminue les flux convectifs ( $\overline{Nu}_c$ ) (Table 2). Cette tendance (réduction) s'atténue avec l'augmentation du rapport de forme ( $\sim 7\%$  de réduction à  $Ar=0.5$  contre  $4\%$  à  $Ar=2$ ), car les gradients de température ne sont réduits que sur une partie de la paroi ( $0 < y/L < 1.25$ ) et sont augmentés sur l'autre (Fig.5a,  $L = 0.1m$ ,  $Ar = 2$ ). Les transferts totaux ( $\overline{Nu}_T$ ) ont subi une légère réduction aussi (en raison de la faible atténuation du transfert radiatif entre parois actives par le fluide) qui augmente avec l'augmentation du rapport de forme ( $\sim 2.49\%$  de réduction à  $Ar=0.5$  contre  $3.85\%$  à  $Ar=2$ ).

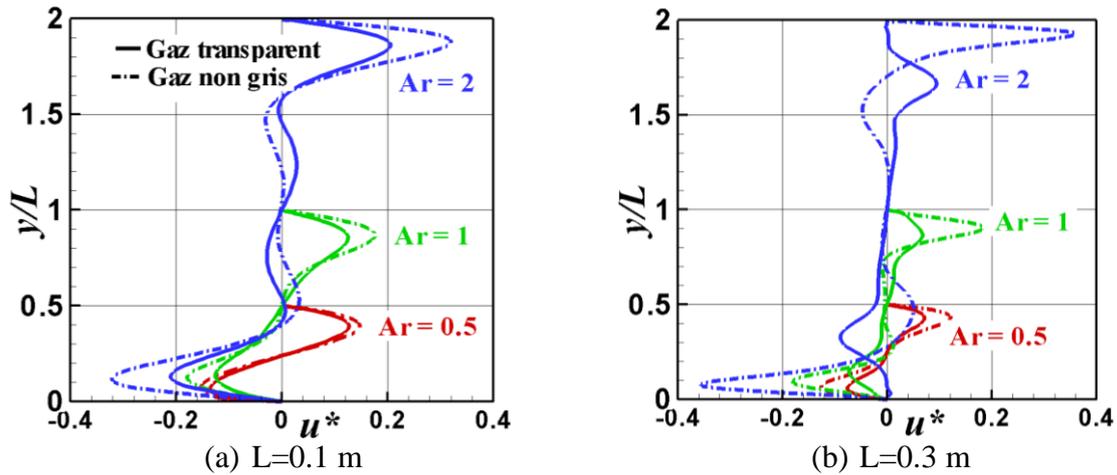


Figure 3 : Profils de vitesses horizontales adimensionnelles dans le plan médian  $x/L=0.5$  d'une cavité à différents rapports de forme  $Ar$  : (a)  $L = 0.1m$  et (b)  $0.3m$  ;  $u^* = u(g\beta_T\Delta TL)^{-0.5}$

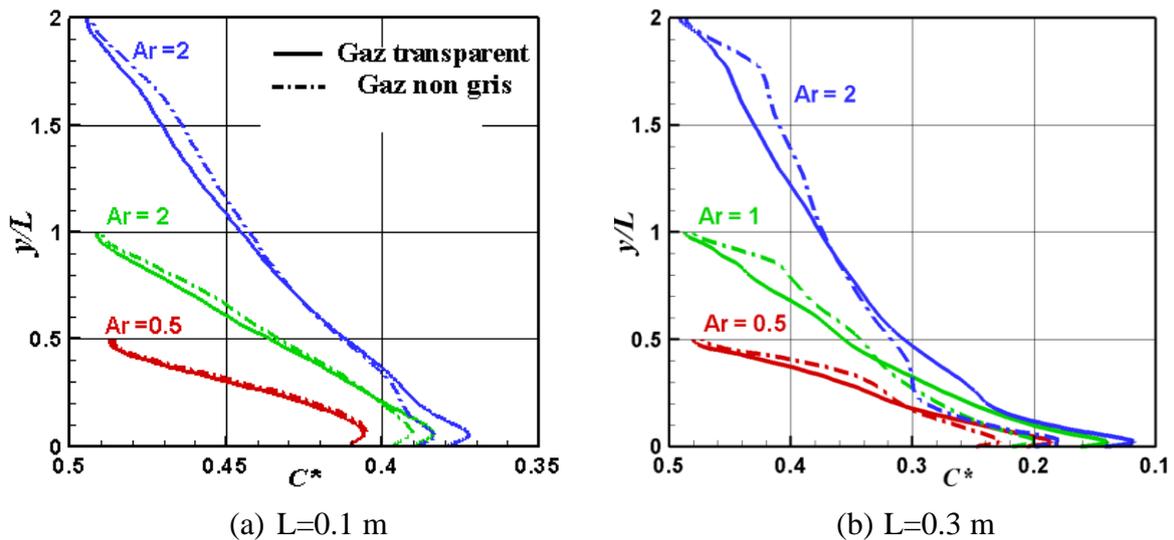


Figure4 : Profils de concentration adimensionnelle dans le plan  $x/L=0.065$  d'une cavité à différents rapports de forme  $Ar$  : (a)  $L = 0.1m$  et (b)  $0.3m$  ;  $T^* = (T - T_0)/\Delta T$

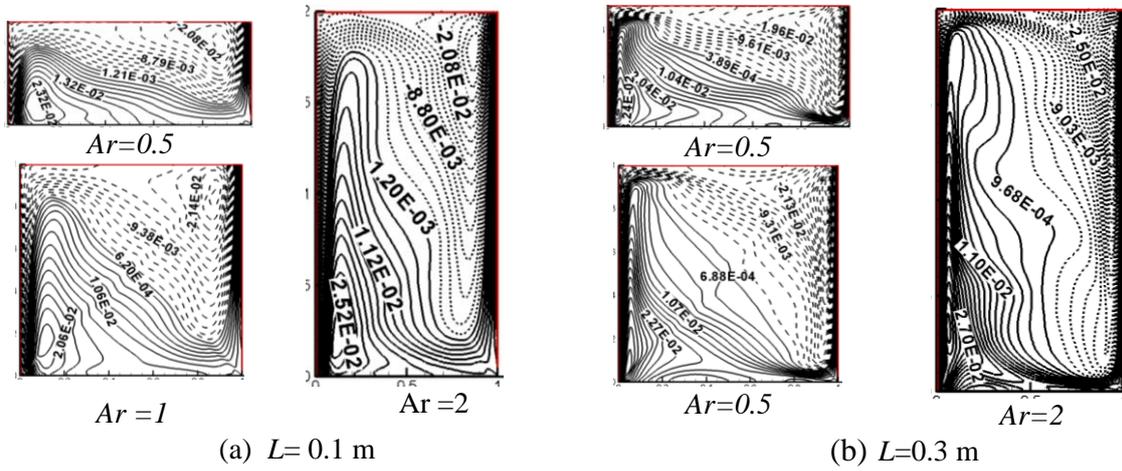


Figure 5: Champ de source radiative adimensionnelle ( $S_R/4\sigma T_0^4$ ) dans une cavité de largeur (a)  $L=0.1m$  et (b)  $L=0.3m$  et à différent rapport de forme  $Ar$  : absorption (traits continus), émission (pointillés)

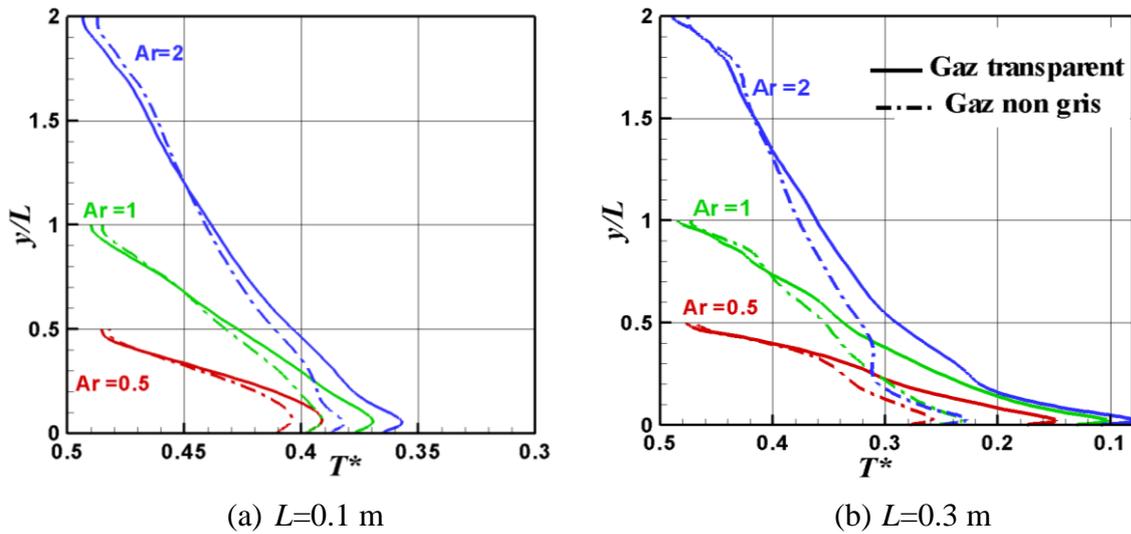


Figure 6 : Profils de température adimensionnelle dans le plan  $x/L=0.065$  d'une cavité à différents rapports de forme  $Ar$  : (a)  $L=0.1m$  et (b)  $L=0.3m$  ;  $T^* = (T - T_0)/\Delta T$

Considérons maintenant une cavité de plus grande largeur ( $L=0.3m$ ) : le chemin optique devient plus important, favorisant davantage la contribution radiative du milieu (Fig. 5b). Rappelons que dans ce cas, en absence du rayonnement, la structure principale des champs (pour les trois rapports de forme) est celle d'un écoulement de convection naturelle en régime de couches limites minces avec stratification au centre (Fig. 7, gaz transparent). Les effets radiatifs observés ici sont similaires à ceux relevés précédemment (à  $L = 0.1m$ ), mais en plus prononcés. En effet, la perturbation des champs de ( $\psi$ ,  $T$  et  $C$ ) par la présence de l'espèce absorbante est visible même à faible valeur de  $Ar$  (0.5). Avec l'augmentation de ce paramètre, les effets s'amplifient encore, entraînant une altération radicale des structures (destruction totale de la stratification, et de la Centrosymétrie) : par exemple, pour un rapport de forme  $Ar = 2$ , les petites cellules aux voisinages des parois horizontales observées à  $L = 0.1m$  (Fig. 2c, gaz non gris) sont plus grandes et intenses : elles tendent à homogénéiser la température et concentration du fluide dans ces régions. Sur le tableau 3, nous pouvons également noter une réduction plus marquée des flux convectifs aux parois en raison d'un plus fort affaiblissement des gradients pariétaux de température (Fig. 6b). Sous l'effet du rayonnement, l'accélération (plus importante ici) des couches limites (qui joue en la faveur des transferts convectifs), tend à amortir la réduction des  $Nuc$  lorsque  $Ar$  augmente. L'impact des échanges radiatifs sur les transferts de masse reste

modéré en passant à  $L = 0.3\text{m}$ , car dans ce cas, les gradients de concentration pariétaux causés par un gaz non gris (Fig. 4b,  $y/L = 0$ ) sont assez faibles (par rapport à ceux du même gaz à  $L = 0.1\text{ m}$ , (Fig. 4a,  $y/L = 0$ )) malgré l'accélération importante du fluide.

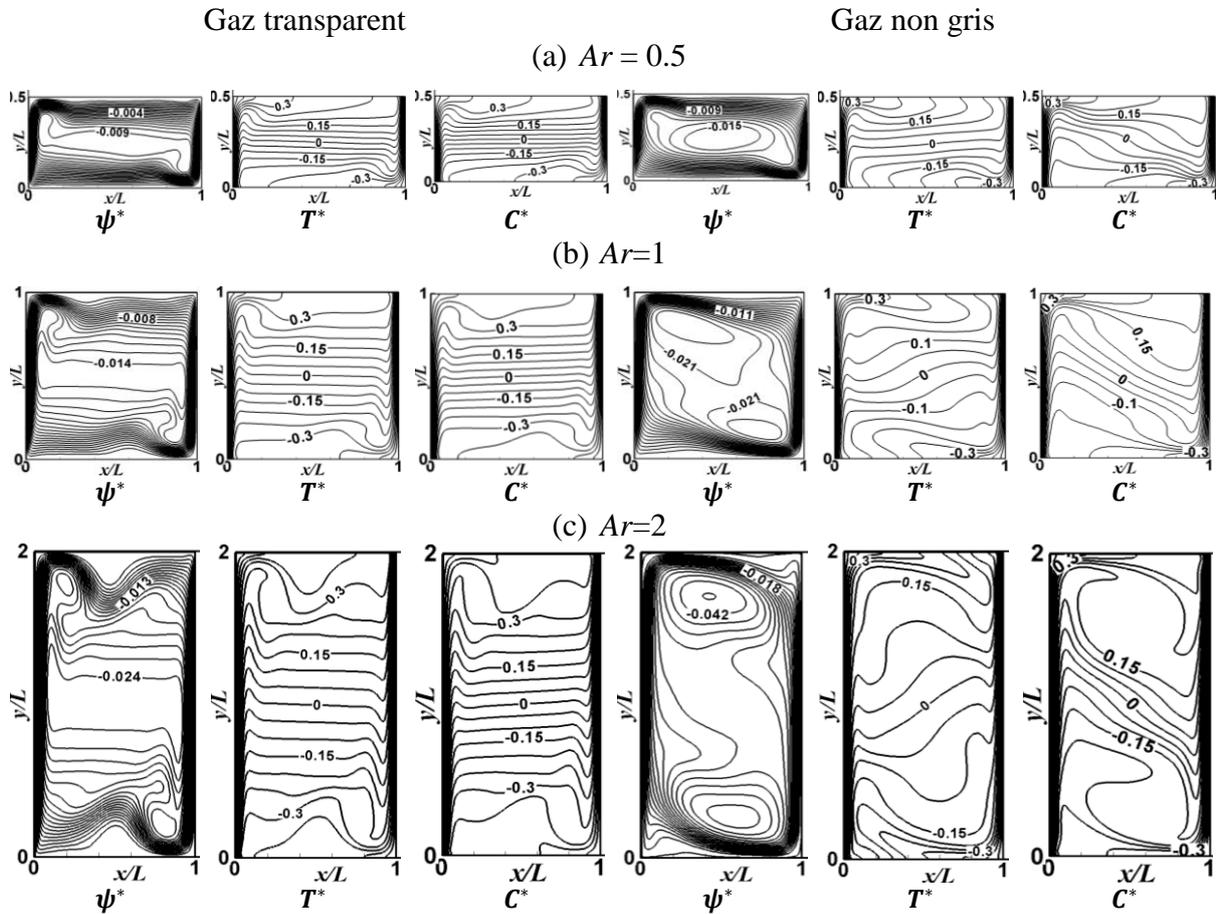


Figure 7 : Structures des lignes de courant, des isothermes et des iso-concentrations adimensionnelles en fonction du rapport de forme  $Ar$ , pour un gaz transparent et non gris :

$$L = 0.3\text{ m} ; \psi^* = \psi \sqrt{g\beta_T \Delta T L^3} ; T^* = (T - T_0)/\Delta T ; C^* = (C - C_0)/\Delta C$$

$Ar$	$\overline{Nu}_c$				$\overline{Nu}_T$		$\overline{Sh}$	
	Paroi chaude		Paroi froide		(a)	(b)	(a)	(b)
	(a)	(b)	(a)	(b)				
0.5	5.88	5.45	5.88	5.36	55.45	54.07	4.99	5.18
1	6.16	5.71	6.16	5.62	68.09	65.85	5.42	5.56
2	5.64	5.38	5.64	5.30	80.97	77.85	5.03	5.13

Tableau 2 : Nombres de Nusselt (convectif, total) et de Sherwood moyens pour une cavité de largeur  $L=0.1\text{m}$  à différents rapports de forme  $Ar$  : (a) Gaz transparent, (b) Gaz non gris

Ar	$\overline{Nu_c}$				$\overline{Nu_T}$		$\overline{Sh}$	
	Paroi chaude		Paroi froide		(a)	(b)	(a)	(b)
	(a)	(b)	(a)	(b)				
0.5	16.50	13.57	16.50	13.50	165.21	157.80	14.41	14.57
1	15.34	12.88	15.34	12.92	201.16	189.60	13.64	13.57
2	13.44	11.53	13.44	11.50	239.44	222.76	12.03	11.75

Tableau 3 : Nombres de Nusselt (convectif, total) et de Sherwood moyens pour une cavité de largeur  $L=0.3$  m à différents rapports de forme Ar : (a) Gaz transparent, (b) Gaz non gris

#### 4. Conclusion

Nous avons analysé l'effet du rapport de forme sur la convection naturelle de double diffusion et du rayonnement volumique de gaz réel (non gris) dans une cavité différentiellement chauffée de largeur  $L=0.1$  m et  $0.3$  m et trois rapports de forme  $Ar = 0.5, 1$  et  $2$ . La variation spectrale de l'absorption du fluide dans la cavité (mélange air- $H_2O$  à 13%  $H_2O$  en moyenne) a été prise en compte par le modèle SLW de Denison et Webb [10]. Les résultats obtenus, dans le cas d'un écoulement aidant d'origine thermique, montrent que la présence d'une espèce absorbante dans une cavité de largeur  $L = 0.1$  m accélère un peu l'écoulement, affaiblit les gradients pariétaux de température et renforce les gradients de concentration, mais sans aucune incidence sur les structures des champs ( $\psi, T$  et  $C$ ) pour les rapports de formes  $Ar = 0.5$  et  $1$ . Les effets radiatifs en question ne deviennent visibles que pour  $Ar = 2$ . Dans une cavité de plus grande dimension ( $L=0.3$  m), les effets du rayonnement sont accrus et augmentent avec le rapport de forme. Les transferts de chaleurs (convectifs et totaux) sont essentiellement réduits dans la cavité de grandes dimensions ( $L=0.3$  m). Le transfert de masse reste insensible au rayonnement, du moins pour les configurations considérées dans cette étude.

#### Références

- [1] J. S. Turner, Double diffusive phenomena, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 6 (1974) 37–56.
- [2] Y. Kamotani, L. W. Wang, S. Ostrach, H. D. Jiang, Experimental study of natural convection in shallow enclosures with horizontal temperature and concentration gradients, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 28 (1985) 165-173
- [3] J. Lee, M. T. Hun, K. W. Kim, Natural convection in confined fluids with combined horizontal temperature and concentration gradients, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31 (1988) 1969-1977
- [4] J. A. Weaver, R. Viskanta, Natural convection in binary gases due to horizontal thermal and solutal gradients, *J. Heat Mass Transfer*, 113 (1991) 141-147.
- [5] V. Trevisan, A. Bejan, Combined heat and mass transfer by natural convection in a vertical enclosure, *J. Heat Transfer*, 109 (1987) 104–112
- [6] C. Beghein, F. Haghghat, F. Allard, Numerical study of double-diffusive natural convection in a square cavity, *Int J. Heat Mass Transfer*, 35 (1992) 833.
- [7] Q. Qin, Z.A. Xia, Z.F. Tian, High accuracy numerical investigation of double-diffusive convection in a rectangular enclosure with horizontal temperature and concentration gradients, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 71 (2014) 405–423.
- [8] H. Sun, G. Lauriat, D.L. Sun, W.Q. Tao, Transient double-diffusive convection in an enclosure with large density variations, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 53 (2010) 615–625

- [9] J.Q. Yanga, B.X. Zhaoa, Numerical investigation of double-diffusive convection in rectangular cavities with different aspect ratio I: High-accuracy numerical method, *Comput. Math. Appl.* 94 (2021) 155–169
- [10] M. N. Borjini, H. Ben Aissia, K. Halouani, B. Zeghmami, Effect of optical properties on oscillatory hydromagnetic double-diffusive convection within semitransparent fluid, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49 (2006) 3984–3996.
- [11] A. Mezrhab, D. Lemonnier, S. Meftah, A. Benbrik, Numerical study of double diffusion convection coupled to radiation in a square cavity filled with a participating grey gas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41(2008) 195501 (16pp).
- [12] A. Ibrahim, D. Lemonnier, Numerical study of coupled double diffusive natural convection and radiation in a square cavity filled with a N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub> mixture, *Int. Com. Heat Mass Transfer*, 36 (2009) 197-202.
- [13] S. Laouar-Meftah, D. Lemonnier, D. Saury, A. Benbrik, M. Cherifi, Comparative Study of Radiative Effects on Double Diffusive Convection in Non-Gray Air-CO<sub>2</sub> Mixtures in Cooperating and Opposing Flow. *Math. Prob. Eng.* 2015; 1-17.
- [14] S. Laouar-Meftah, M. Cherifi, D. Lemonnier, A. Benbrik, Gas radiation effects on opposing double-diffusive convection in a non-gray gas air-H<sub>2</sub>O mixtures, *Int. J. Therm. Sci.*, 77 (2014) 38-46.
- [15] M. Cherifi, S. Laouar-Meftah, A. Benbrik, D. Lemonnier, D. Saury, Interaction of radiation with double diffusive natural convection in a three dimensional cubic cavity filled with a non-gray gas mixture in cooperating cases, *Numer. Heat Transfer Part A.* 69 (2016) 479-496.
- [16] M. K. Denison and B. W. Webb, "The spectral line-based weighted sum of gray gases model in nonisothermal and nonhomogenous media, *J. Heat Transfer*, 117 (1995) 359-63