

Condensation dans une cavité remplie d'air humide.

Najma LAAROUSSI et Guy LAURIAT

Laboratoire d'Etude des Transferts d'Energie et de Matière (LETEM), Université de Marne-la-Vallée, Cité Descartes, Champs-sur-Marne, 77454 Marne-la-Vallée cedex 2

* (auteur correspondant : lauriat@univ-mlv.fr)

Résumé - L'objectif de cette étude numérique est de contribuer à la simulation des transferts de chaleur et de matière instationnaires associés à la condensation surfacique dans une cavité remplie, à l'instant initial, par de l'air humide. L'une des parois verticales, d'épaisseur finie, est mise en contact avec une ambiance froide alors que l'autre paroi verticale est maintenue à une température supérieure à la température de saturation. La modélisation s'appuie sur une formulation faiblement compressible. Les variations temporelles des champs de vitesse, pression, température et fractions massiques sont étudiées pour différentes conditions de refroidissement de la cavité.

Nomenclature

D	largeur de la cavité, m	T	température, K
D_{vm}	diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$	\mathbf{V}	vecteur vitesse
e	épaisseur de la paroi, m	W	fraction massique
h	enthalpie massique, J/kg	<i>Symboles grecs</i>	
h_{cv}	coefficient d'échange par convection, $W/m^2.K$	ρ	masse volumique, kg/m^3
h_{lv}	chaleur latente de changement d'état, J/kg	<i>Indices et exposants</i>	
H	hauteur de la cavité, m	a	air sec
k	conductivité thermique, $W/m.K$	m	mélange
M	masse molaire, g/mol	s	paroi solide
P	pression, N/m^2	v	vapeur d'eau
R	constante des gaz parfaits	-	moyenne volumique

1. Introduction

La convection thermosolutale induite par des gradients de température et de concentration de vapeur d'eau a une influence importante sur les transferts thermiques dans de nombreux systèmes industriels, dans l'habitat et dans les procédés de séchage. Du fait de son large domaine d'applications, la modélisation des phénomènes de condensation suscite un intérêt croissant qui a motivé un grand nombre de travaux au cours des dernières années, tant au niveau expérimental que numérique, [1,3] par exemple.

Lorsque la vapeur se condense sur les parois froides au cours d'un processus instationnaire dans un système fermé, les conditions aux limites solutales à imposer sur les parois ne correspondent pas aux modélisations usuelles consistant à imposer des concentrations ou des flux massiques uniformes et constants. Dans le problème étudié, les flux massiques pariétaux dépendent de l'évolution de la pression de vapeur saturante à la température locale des parois. La quantité d'eau condensée varie fortement au cours du temps jusqu'à ce qu'un régime stationnaire, caractérisé par un champ de concentration (ou de fraction massique) uniforme, soit atteint. Si les parois ne sont pas à la même température, les mouvements de convection naturelle sont d'origine purement thermique en régime stationnaire.

2. Modélisation

Dans cette étude, on considère la convection thermosolutale dans une cavité fermée, rectangulaire et bidimensionnelle (Fig.1). L'air humide est assimilé à un mélange binaire de

deux gaz parfaits dans lequel la vapeur d'eau est le constituant dilué. Toutes les propriétés thermophysiques du fluide varient avec la température et avec les fractions massiques des deux constituants mais sont indépendantes de la pression, à l'exception de la masse volumique. Elles sont calculées en utilisant les relations données par Fujii et al. [4]. Les équations de conservation sont traitées sous l'approximation de faibles effets de compressibilité (ou « faible Mach ») [5] afin de tenir compte des variations de masse volumique du mélange, dues à la disparition de l'un des constituants. Les difficultés liées à la modélisation du film de condensat sur les parois nous ont conduit à ne considérer, dans cette étape du travail, que le cas de surfaces non-mouillantes ayant des propriétés parfaites d'évacuation (super-hydrophobie) : l'eau liquide ruisselle immédiatement dans le réservoir schématisé sur la figure 1.

Les équations de conservation ne sont pas rappelées : elles correspondent à un écoulement faiblement compressible (filtrage des ondes acoustiques [5]). Le champ de pression moyen dans la cavité (ou pression thermodynamique) est calculé par la loi d'état du mélange :

$$\bar{P}(t) = \bar{\rho}_m R \bar{T}_m \left(\frac{\bar{W}_v}{M_v} + \frac{\bar{W}_a}{M_a} \right) \quad (1)$$

où les indices m , a et v désignent le mélange, l'air sec et la vapeur d'eau.

Les conditions initiales sont : $T = T_0$, $\mathbf{V} = 0$ et $\bar{P}_0 = P_a$, pression atmosphérique.

Les conditions aux limites dynamiques sur la paroi chaude, à température supérieure à la température de saturation, sont $\mathbf{V} = 0$, $\forall t$. Sur les autres surfaces, la composante tangentielle de la vitesse est supposée nulle (condition d'adhérence admise même en présence de condensation [6]) alors que la composante normale dépend de la température locale : si elle est inférieure à la température du point de rosée, le flux massique de vapeur d'eau crée nécessairement une composante normale de vitesse non nulle. Cette composante est calculée à partir de l'expression du flux massique donné par les lois de Fick et de Raoult. La paroi peut donc être assimilée à une paroi poreuse. En notant \mathbf{t}_i et \mathbf{n}_i les vecteurs unitaires tangent et normal à la paroi « i » à température locale $T_{w,i}$ et p_{vs} la pression de vapeur saturante à $T_{w,i}$, les conditions aux limites dynamiques sur les surfaces adiabatiques et sur la paroi refroidie s'écrivent $\forall t > 0$

$$\begin{aligned} \mathbf{V} \cdot \mathbf{t}_i = 0, \quad \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} = -\frac{D_{v,m}}{(1-W_{v,i})} \frac{\partial W_v}{\partial n_i} \quad \text{si} \quad p_v(T_{w,i}) - p_{vs}(T_{w,i}) \geq 0 \\ \text{sinon} \quad \mathbf{V} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Les conditions aux limites de l'équation de transport de vapeur d'eau ont pour expression :

$$\begin{aligned} W_{v,i} = \frac{M_v p_{vs}(T_{w,i})}{[M_v p_{vs}(T_{w,i}) + (p_v(T_{w,i}) - p_{vs}(T_{w,i}))M_a]} \quad \text{si} \quad p_v(T_{w,i}) - p_{vs}(T_{w,i}) \geq 0 \\ \text{sinon} \quad \frac{\partial W_v}{\partial n_i} = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Les conditions aux limites thermiques sont :

- la paroi chaude est maintenue à une température supérieure à la température de saturation, $T = T_c$, $\forall t$.

- sur les autres parois internes, les conditions aux limites expriment la continuité des températures et des flux. La continuité des densités de flux s'écrit

$$q_w = -k_m \frac{\partial T_m}{\partial n_i} - (h_v - h_a) \rho_m D_{v,m} \frac{\partial W_v}{\partial n_i} + \frac{\rho_m h_{lv}}{(1 - W_{v,i})} \frac{\partial W_v}{\partial n_i} \quad \text{si } p_v(T_{w,i}) - p_{vs}(T_{w,i}) \geq 0$$

$$\text{sinon } q_w = -k_m \frac{\partial T_m}{\partial n_i}$$
(4)

où le second et le troisième termes représentent les densités de flux associées au transfert de matière (diffusion intermoléculaire) et au changement d'état. Ce dernier est prépondérant lorsque la vapeur d'eau se condense. Le refroidissement du mélange étant dû à la conduction thermique dans la paroi en contact avec l'ambiance extérieure avec un coefficient d'échange uniforme, h_{cv} (Fig.1), la densité de flux en $x = D+e$ s'écrit à tout instant :

$$-k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = h_{cv} (T_s - T_\infty) \quad \text{en } x = D + e, \quad \forall y$$
(5)

3. Résolution numérique

Les équations de conservation ont été résolues par une méthode de volumes finis sur un maillage cartésien non-uniforme mais structuré en utilisant un logiciel commercialisé (FLUENT 6.2) qui a été adapté afin de modifier les conditions aux limites dynamiques et massiques. L'adaptation a consisté à introduire des termes de source dans les équations de conservation : ces termes sont nuls dans les volumes de contrôle internes et représentent les conditions de flux et de vitesses normales dans les volumes adjacents aux parois froides. Nous avons retenu l'algorithme PISO pour traiter le couplage vitesse-pression, un schéma de discrétisation des termes convectifs décentré du second ordre et un schéma implicite d'intégration temporelle du second ordre associé à une méthode itérative interne qui permet de corriger la variation de la masse totale du mélange entre deux pas de temps. Une attention particulière a aussi été portée à la précision de l'intégration temporelle afin de s'assurer que la cinétique des transferts était correctement simulée. Les calculs ont été effectués sur des maillages non-uniformes 100×100 ou 200×200 avec une expansion géométrique comprise entre 1,01 et 1,06. Pour maintenir le nombre de Courant (CFL) à une valeur inférieure à l'unité, des pas de temps faibles ont été utilisés ($10^{-3} s = \Delta t = 10^{-2} s$).

3.1. Tests de validation.

Des comparaisons ont été effectuées avec des résultats publiés se rapportant à l'une ou l'autre des difficultés rencontrées dans la simulation numérique, en particulier la représentation des conditions aux limites par des termes de source et le recours à un modèle faiblement compressible. Nous ne mentionnons ici que trois tests parmi les nombreux autres tests effectués.

3.1.1. Convection mixte dans une conduite verticale.

Yan *et al.* [6] et Hammou *et al.* [7] ont étudié les phénomènes de condensation/évaporation dans des conduites plane ou cylindrique en recourant à des systèmes d'équations de conservation simplifiées. Les hypothèses introduites dans ces travaux sont justifiées par les valeurs des nombres adimensionnels qui ont été considérés. Un modèle plus complet, comme celui employé dans cette étude, doit conduire à des résultats peu différents. La figure 2 montre que nos résultats sont en bon accord avec ceux de Hammou *et al.* [7].

3.1.2. Convection naturelle dans une cavité avec une grande différence de température.

Dans un système fermé dans lequel les variations de masse volumique ne peuvent pas être ignorées, la solution de référence choisie est celle d'un exercice de comparaison [5] portant

sur la convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée avec un écart de température entre parois relativement important ($2[T_c - T_f]/[T_c + T_f] = 1,2$) et en admettant que les propriétés thermophysiques varient selon la loi de Sutherland. Dans cette configuration, la masse totale du mélange reste constante mais le champ de masse volumique dépend de la pression thermodynamique et de la température. Des comparaisons ont été effectuées entre des valeurs calculées en régime stationnaire et celles obtenues par un code de calcul développé au LETEM (valeurs de référence) [8]. Ce code a été validé sur plusieurs configurations d'écoulements admises comme tests significatifs pour évaluer les performances de nouveaux outils de calcul [8]. Les écarts entre nos calculs et la solution de référence sont marginaux. Par contre, les temps de calcul diffèrent d'un ordre de grandeur lorsque l'algorithme utilisé est purement instationnaire.

3.1.3. Masse condensée dans une cavité refroidie.

Le troisième problème test est celui d'une cavité remplie d'air humide, initialement à température uniforme, et dont toutes les parois sont brusquement refroidies et maintenues à la même température constante. La thermodynamique permet de calculer les masses de vapeur d'eau à $t = 0$ et lorsque $t \gg \tau$. Par exemple, une cavité carrée bidimensionnelle de 20 cm de côté, initialement à $T_0 = 350$ K et remplie par de l'air d'humidité relative $HR_0 = 50\%$ à pression atmosphérique, contient 5,14 g/m de vapeur d'eau (masse totale de l'air humide : 37,2 g/m). Refroidie à 280 K, la pression diminue jusqu'à $6,51 \cdot 10^4$ N/m² et la masse totale de l'air est réduite de 4,84 g/m. Les calculs donnent les écarts entre les deux états thermodynamiques avec une précision supérieure à 0,01%, quelles que soient les conditions initiale et finale des simulations. Ils donnent l'évolution de la masse condensée et donc la durée du régime de condensation (dans l'exemple, cette durée est proche de 100 s).

4. Résultats

Toutes les solutions discutées dans cette partie se rapportent à une cavité de section carrée de côtés $D = 10$ cm, séparée de l'ambiance par une paroi d'épaisseur $e = 1$ mm et de conductivité thermique $k_s = 1$ W/mK. On fixe aussi les températures de la paroi chaude, $T_c = 350$ K, et de l'ambiance, $T_a = 280$ K. Dans tous les calculs, l'air humide et la paroi sont initialement à température uniforme $T_0 = T_c$. Les paramètres du problème sont l'humidité relative de l'air à l'instant initial, HR_0 , et le coefficient d'échange avec l'ambiance. Ces deux paramètres influent sur la durée du régime transitoire comme sur la masse d'eau condensée.

A chaque pas de temps, on calcule les masses volumiques moyennes des constituants, les températures moyennes du mélange et de la surface intérieure de la paroi froide. On en déduit la pression thermodynamique $\bar{P}(t)$ par la loi d'état. Le régime permanent est supposé atteint lorsque la fraction massique moyenne de vapeur d'eau n'évolue plus pendant une durée suffisante (de l'ordre de 100 s).

La figure 3 représente l'évolution du flux massique de vapeur d'eau condensée sur la paroi froide pour trois valeurs de HR_0 dans le cas où $h_{cv} = 5$ W/m²K. Tant que la température la plus basse de la surface n'a pas atteint la température de rosée, il n'y a pas de condensation et le mouvement du fluide est dû uniquement à la convection naturelle d'origine thermique (le nombre de Grashof effectif augmentant au cours du temps). Cette période transitoire est d'autant plus longue que HR_0 est faible (~ 150 s pour $HR_0 = 50\%$). La convection thermosolutale débute alors et le flux massique de condensation augmente très rapidement jusqu'à atteindre un maximum : l'eau liquide étant immédiatement évacuée, la température de rosée augmente et le régime permanent est atteint lorsqu'il n'y a plus de condensation sur les parois, ce qui correspond à un champ de fractions massiques très faibles (valeur maximale de l'ordre de 0,04 située dans la partie la plus froide de la cavité, Fig. 5). Avec $T_a = 280$ K, la

convection en régime permanent est alors essentiellement thermique (rapport entre les nombres de Grashof solutal et thermique proche de 0,003).

Les isovaleurs des champs de l'écoulement sont représentées sur la figure 5 à plusieurs instants caractéristiques. Sur cette figure, les isolignes de température et de fonction de courant tracées en pointillés correspondent à un problème purement thermique ($HR_0 = 0\%$). Les effets thermosolutaux maximums sont observés au début du régime transitoire mais restent faibles : l'effet principal de la convection solutale est de favoriser la condensation qui produit une augmentation de température de la paroi froide. Le flux de chaleur latente est nettement plus important que le flux de chaleur sensible lorsque le flux massique est supérieur à $m_{cond} = 0,002 \text{ g/s}$, c'est-à-dire entre $t_1 = 40 \text{ s}$ et $t_2 \gg 400 \text{ s}$ pour $HR_0 = 80\%$ (Figs. 3 et 4). Les différences entre les solutions calculées en régime permanent pour $HR_0 = 0\%$ et $HR_0 = 80\%$ sont essentiellement dues aux écarts entre les pressions thermodynamiques : si $HR_0 = 0\%$ la pression thermodynamique reste constante alors qu'elle diminue lorsque la vapeur d'eau se condense (Fig. 6).

Une augmentation du coefficient d'échange avec l'ambiance froide produit une diminution plus rapide des températures de la paroi conductrice et réduit donc la durée du régime transitoire. Une diminution de h_{cv} à une valeur inférieure à celle du coefficient d'échange moyen interne conduit à une augmentation de la température moyenne du fluide et à une masse condensée plus faible.

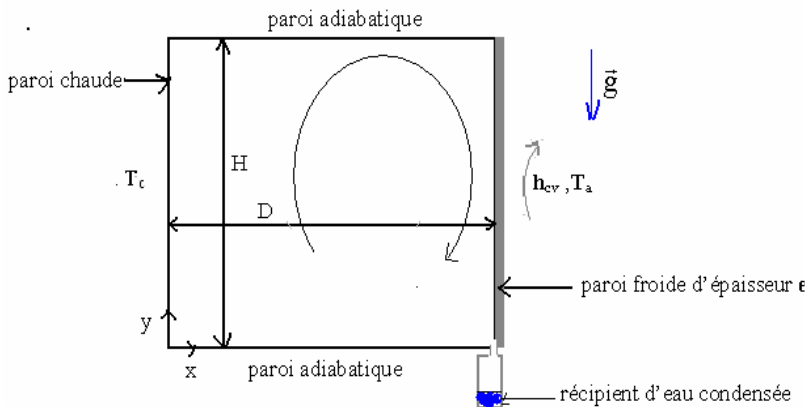


Figure 1 : Représentation schématique de la cavité

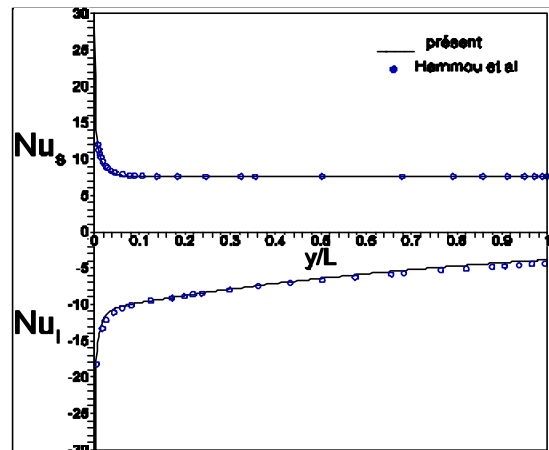


Figure 2 : Comparaison avec les résultats de Hammou et al. [7]

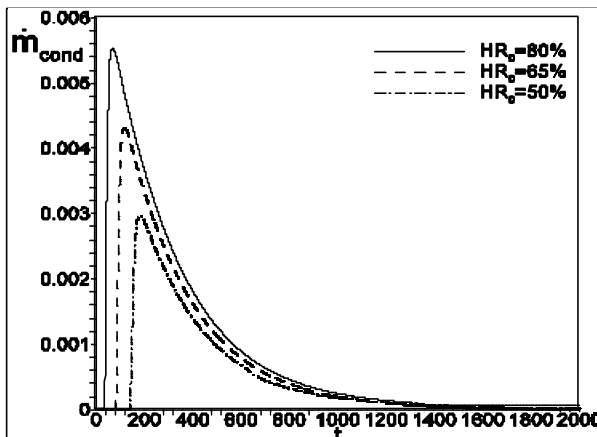


Figure 3 : Evolutions du flux massique de vapeur d'eau condensée sur la paroi froide (g/s)

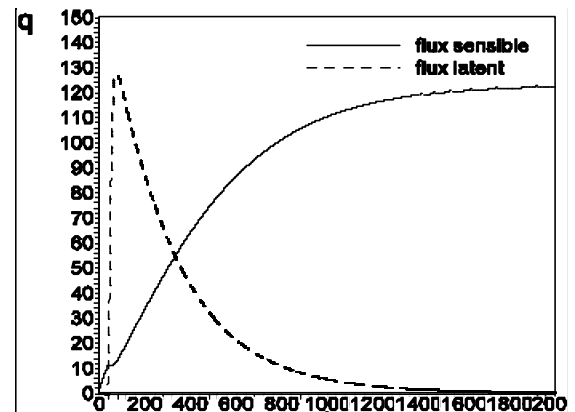


Figure 4 : Evolutions des flux de chaleur sur la paroi froide (W/m^2) : $HR_0 = 80\%$

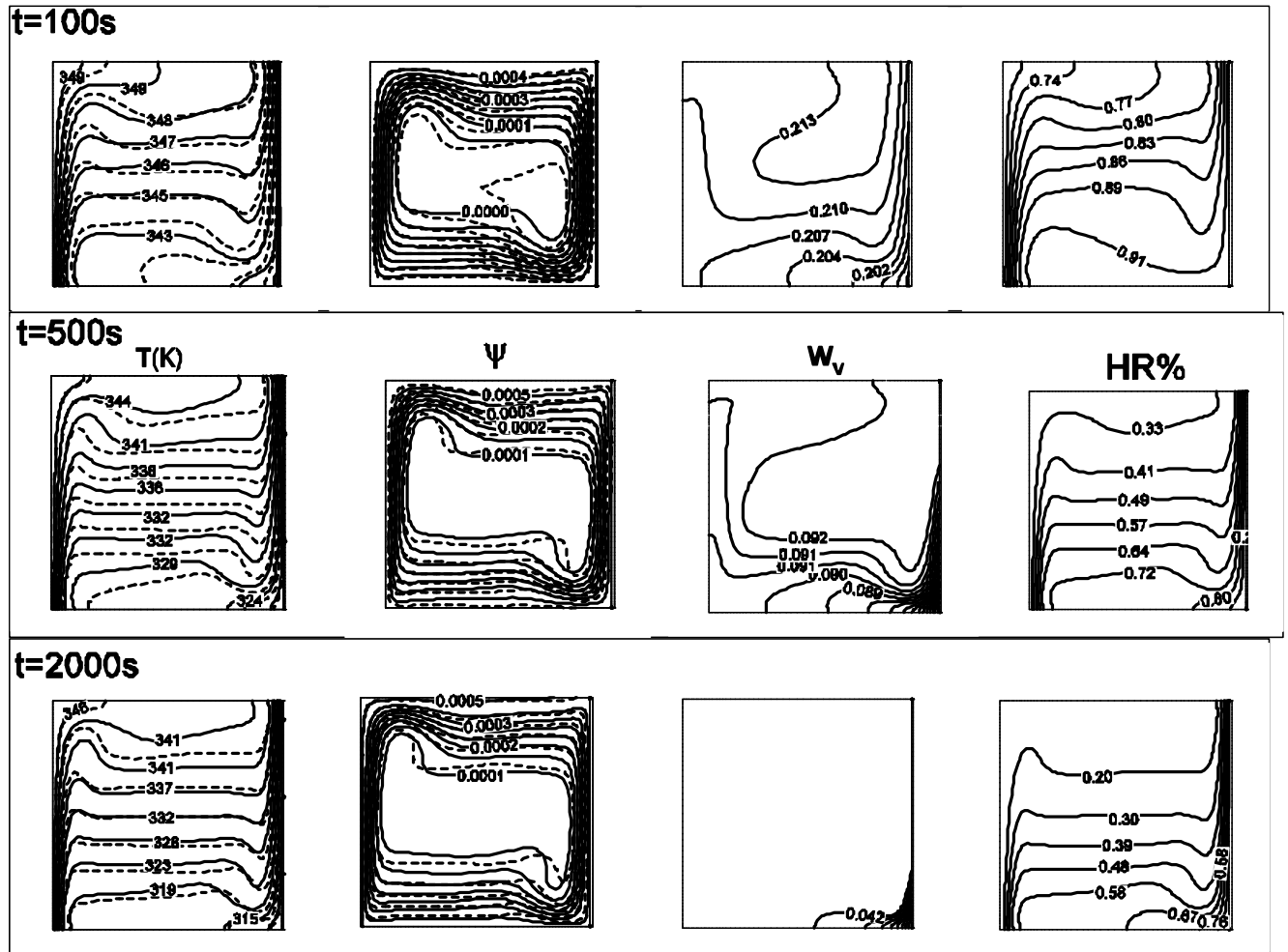


Figure 5 : Isothermes, lignes de courant, isolignes de la fraction massique de vapeur d'eau et de l'humidité relative à différents instants ($h_{cv}=5W/m^2.K$, traits pleins : $HR_0=80\%$, pointillés : $HR_0=0\%$).

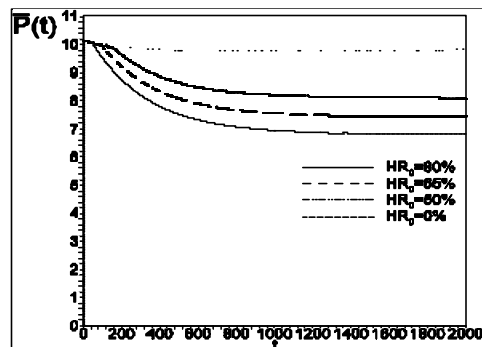


Figure 6 : Evolutions de la pression thermodynamique pour différentes humidités relatives à l'instant initial ($10^4 N/m^2$).

Références

- [1] J.A. Weaver and R. Viskanta, *ASME J. Heat Transfer*, 113 (1991) 141-147.
- [2] G. Desrayaud and G. Lauriat, *Heat and Mass Transfer*, 37 (2001) 67-76.
- [3] E.P. Volchkov, V.V. Terekhov and V.I. Terekhov, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47 (2004) 1473-81.
- [4] T. Fujii, Y. Kato and K. Mihara, *Sei San Ka Gaku Ken Yu Jo, Report No 66*, Kyu Shu University, Japan (1977)
- [5] H. Pallière et al. , *ESAIM, Math. Model. Numer. Anal.*, 39 (2005) 617-621.
- [6] W.M. Yan, T.F. Lin and C.J. Chang, *Wärme und Stoffübertragung*, 23 (1988) 69-76.
- [7] Z.A. Hammou, B. Benhamou, N. Galanis and J. Orfi, *Int. J. Thermal Sciences*, 43 (2004) 531-539
- [8] O. Touazi, Thèse de Doctorat, université de Marne-la-Vallée, 2006.