

# Régime permanent d'ébullition en milieu poreux : prise en compte de la conductivité thermique, des pertes latérales et des incondensables

DIDIER STEMMELEN, CHRISTIAN MOYNE et ALAIN DEGIOVANNI  
Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, U.R.A. C.N.R.S. 875,  
2, Avenue de la Forêt de Haye, 54504 Vandoeuvre Cedex, France

(Reçu le 3 décembre 1990 et sous forme finale le 5 juin 1991)

**Résumé**—On étudie, en régime permanent, l'ébullition dans une couche poreuse horizontale. La face inférieure imperméable est chauffée à flux constant, tandis que la face supérieure saturée par un fluide (eau) à pression ambiante est refroidie à température constante. Par rapport aux modèles précédemment publiés et pour se rapprocher des conditions observables expérimentalement, on examine successivement l'influence de la conduction en zone diphasique, des pertes de chaleur latérales et de la prise en compte de gaz incondensables (air) contenus dans le milieu.

## 1. INTRODUCTION

L'ÉTUDE DE l'ébullition en milieu poreux est un secteur de recherche s'inscrivant dans le cadre plus général de l'étude des transferts couplés de chaleur et de masse dans les milieux poreux. De telles situations d'ébullition se retrouvent dans différents phénomènes naturels et procédés industriels. C'est le cas notamment des gisements géothermiques à haute énergie où coexistent, à la fois, de la vapeur et de l'eau chaude. Il en est de même pour différentes techniques de séchage ou de cuisson des matériaux, à haute température, sous vide ou par micro-ondes. L'ébullition en milieu poreux se rencontre également dans des problèmes de simulation d'incendies : qu'il s'agisse de décrire les transferts de chaleur dans les murs de construction ou dans les parois de galeries de mines ou encore d'analyser la diffusion de radioéléments dans les terrains après un accident de centrale nucléaire. L'étude des transferts de chaleur dans les moules de fonderie, l'optimisation des caloducs ou le stockage en milieu géologique de déchets radioactifs à haute activité, constituent d'autres domaines d'application concernant ce sujet.

L'intérêt suscité par l'ébullition dans les milieux poreux n'est, selon la littérature scientifique, que très récent. Il faut bien admettre que la description des transferts couplés de chaleur et de masse en milieu poreux n'a atteint un degré de maturité que durant cette dernière décennie ; l'éclosion des modèles numériques, aptes à simuler les principaux phénomènes, a joué en cela un rôle déterminant. A notre connaissance, les études expérimentales de mise en ébullition d'un liquide dans un milieu poreux sont encore peu nombreuses. Dans un premier temps, des chercheurs souhaitant améliorer les performances des caloducs ont été amenés à examiner avec un soin

particulier les transferts s'effectuant dans les réseaux capillaires de ces derniers [1]. D'autres travaux, axés sur la conductivité thermique de milieux poreux, totalement ou partiellement saturés d'eau, ont mis à jour l'existence d'un effet caloduc au passage de la température d'ébullition de l'eau au sein de ces matériaux. Ainsi, Kar et Dybbs [2] observent sur des réseaux de fibres métalliques saturés d'eau et soumis à un flux de chaleur élevé, une zone de transition à très faible gradient de température où coexistent à la fois de la vapeur et de l'eau. Différents dispositifs dans lesquels le milieu poreux saturé de liquide est chauffé de façon intense sur une extrémité et refroidi sur l'autre, sont proposés [3-6]. Axés, soit sur la visualisation, soit sur la mesure de champs de température, ils mettent tous en évidence la présence de zones distinctes dans le milieu poreux : une zone saturée de liquide du côté le plus froid, une zone saturée de vapeur à proximité de l'extrémité chaude et une zone diphasique liquide-vapeur quasi isotherme où s'effectue le changement de phase. Un aspect particulièrement intéressant est signalé par Bau et Torrance [5], lesquels observent l'apparition d'instabilités thermiques de ces différentes zones sous certaines conditions. D'autres travaux plus récents relatent des expériences où le liquide traverse le milieu poreux et subit, au cours de son passage, un changement de phase [7, 8]. Par ailleurs, des essais réalisés au sein de notre laboratoire [9], concernant le séchage par contact sous vide et le séchage convectif en vapeur surchauffée, ont indiqué clairement, durant les cinétiques, l'existence d'une zone intermédiaire séparant les régions saturées de liquide et celles saturées de vapeur.

Les premiers modèles théoriques se sont attachés à donner une estimation en régime permanent de la répartition des différentes zones, en fonction du flux de chaleur traversant le matériau ainsi que la valeur

## NOMENCLATURE

$Bi$	nombre de Biot	$R$	constante des gaz parfaits
$C$	coefficient défini dans l'équation (20)	$S$	saturation en liquide
$C_i$	coefficients du système (28) ( $i = 1, 2, 3$ ) (cf. annexe)	$S^*$	saturation réduite, définie dans l'équation (29)
$d_0$	diamètre	$S_0$	section
$\mathcal{D}_v$	coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air	$T$	température
$f$	facteur de résistance à la diffusion gazeuse en milieu poreux	$T_0$	température imposée
$F$	fonction de Leverett, définie dans l'équation (16)	$x$	variable d'espace.
$f_a$	fraction moyenne d'air	Symboles grecs	
$g$	accélération de la pesanteur	$\varepsilon$	porosité
$h$	coefficient d'échange par convection	$\theta$	température [ C ]
$h_0$	hauteur	$\lambda$	conductivité thermique
$K$	perméabilité intrinsèque	$\nu$	viscosité cinématique
$K_r$	perméabilité relative	$\rho$	masse volumique
$K_{ij}$	coefficients du système (28) ( $i, j = 1, 2, 3$ ) (cf. annexe)	$\sigma$	tension superficielle
$L_v$	chaleur latente de vaporisation	$\omega$	fraction massique.
$M$	masse molaire	Indices	
$\dot{m}$	masse d'eau se vaporisant par unité de volume et de temps	a	air
$m_0$	périmètre	c	capillaire
$n$	densité de flux massique	g	phase gazeuse
$Nu$	nombre de Nusselt, défini dans l'équation (18)	irr	irréductible
$P$	pression	l	phase liquide
$q$	densité de flux de chaleur	max	maximum
$q_0$	densité de flux de chaleur imposée	s	phase solide
		sat	saturation
		v	vapeur
		vs	vapeur saturante
		$\infty$	à l'infini.

limite de ce flux pour laquelle la zone vapeur se manifestait [3, 5]. Malgré les hypothèses simplificatrices utilisées dans ces schémas, leurs auteurs obtiennent une évaluation assez précise de ces grandeurs, si nous nous référons aux travaux réalisés postérieurement. En revanche, ces mêmes hypothèses donnent parfois une vision erronée des phénomènes : par exemple, le fait que ces schémas conduisent à des valeurs constantes de la saturation sur toute la zone diphasique, assorties de discontinuités aux limites des zones contiguës. L'analyse de l'effet caloduc en milieu poreux, suggérée d'abord par Ogniewicz et Tien [10], reprise ensuite et complétée par Udell [6], semble s'affirmer comme une description précise du régime permanent d'ébullition d'un milieu poreux en vase clos. Il s'agit d'un modèle analytique monodimensionnel, donnant accès à l'ensemble des variables thermodynamiques de température, de saturation et de pression en zone diphasique. L'influence de la gravité et de la perméabilité y est analysée. D'autres articles proposent des résolutions adaptées de celle de Udell et pour lesquelles leurs auteurs ont examiné l'influence structurelle des matériaux, qu'il s'agisse de l'action d'une

distribution non uniforme de porosité [11] ou de l'effet introduit par des modèles de perméabilité relative et de pression capillaire différents [12].

Nous nous proposons ici de présenter un ensemble de résultats théoriques concernant l'étude du régime permanent d'ébullition de milieux poreux en vase clos. Notre point de départ reprend l'analyse faite par Udell. Après avoir rappelé brièvement les points essentiels de la résolution monodimensionnelle, nous abordons la prise en compte de la conductivité thermique du milieu (au sens de Fourier). Nous évaluons les domaines de validité de l'hypothèse qui tend à négliger la part conductive dans le milieu *vis-à-vis* du mécanisme de filtration de la vapeur et donc, du transfert de chaleur latente. Dans le souci de nous rapprocher au maximum des conditions expérimentales, nous examinons l'influence des pertes thermiques latérales en essayant toutefois de conserver un modèle monodimensionnel. Nous traitons ensuite de l'effet des incondensables pour de tels systèmes. Après avoir donné dans ce cas la formulation théorique du problème, nous en exposons les résultats. L'effet des gaz incondensables sur les transferts de chaleur et de

masse est alors discuté à partir d'une comparaison de ces résultats avec ceux obtenus précédemment.

## 2. PRISE EN COMPTE DE LA CONDUCTION

Les modèles classiques négligent habituellement la conduction de la chaleur en zone diphasique [5, 6]. Cette hypothèse, qui semble parfaitement justifiée pour des milieux de perméabilité intrinsèque élevée ( $K \geq 10^{-12} \text{ m}^2$ ), ne l'est plus lorsque l'on s'intéresse à des milieux peu perméables. A ce propos, Udell remarque que la part conductive du transfert est du même ordre de grandeur que la part convective pour des milieux de perméabilité  $K = 10^{-14} \text{ m}^2$ . En conséquence, nous avons décidé de remettre en cause cette hypothèse; un modèle théorique prenant en compte la conduction thermique en zone diphasique est proposé.

### 2.1. Formulation théorique

Nous considérons le problème monodimensionnel en régime permanent qui consiste à appliquer à un milieu poreux granulaire, initialement saturé avec un liquide—généralement de l'eau—un gradient de température élevé. Ce gradient est ajusté de façon à ce que les extrémités de l'échantillon soient à des

températures se situant de part et d'autre du point d'ébullition du liquide. Les conditions aux limites de l'échantillon poreux sont les suivantes :

- densité de flux de chaleur  $q_0$  imposée et paroi imperméable à la base,
- température  $T_0$ , pression  $P_0$ , saturation  $S_0 = 1$ , imposées au sommet,
- parois latérales imperméables et isolées thermiquement.

La description expérimentale du régime permanent fait apparaître trois régions distinctes au sein d'un tel système (cf. Fig. 1)

- une zone à fort gradient thermique caractéristique du milieu poreux saturé avec de la vapeur surchauffée,
- une zone intermédiaire "diphasique", quasi-isotherme, dominée par des flux à contre-courant de liquide et de vapeur,
- une zone à faible gradient thermique localisée du côté de l'extrémité froide et caractéristique du milieu poreux saturé par le liquide.

Les hypothèses qui vont nous permettre de résoudre ce problème sont les suivantes: nous admettons tout d'abord que la matrice solide est indéformable, de

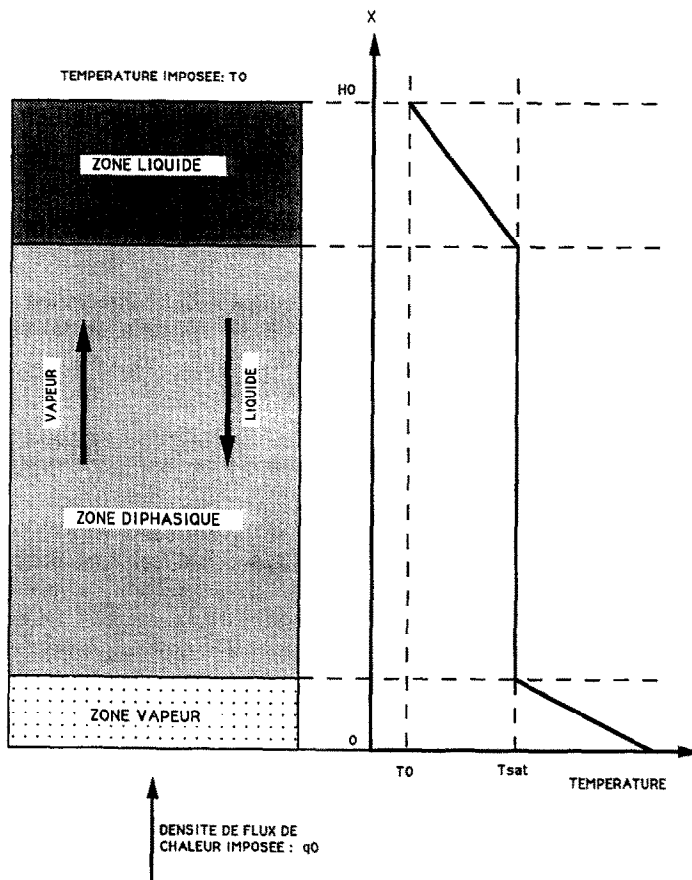


FIG. 1. Modélisation en trois zones.

façon à exclure les phénomènes liés à la fluidisation du milieu. Nous supposons ensuite qu'il est possible de définir un volume élémentaire représentatif pour lequel le matériau est assimilé à un milieu continu homogène et isotrope. Par ailleurs, nous éliminons les situations pour lesquelles il existe des réactions chimiques dans chacune des phases. Concernant les fluides contenus dans les pores du milieu, la phase liquide ne contient qu'un seul composant. Quant à la phase gazeuse, elle sera uniquement constituée par la vapeur du liquide remplissant les pores. Nous admettons au niveau du volume élémentaire représentatif introduit précédemment qu'il y a équilibre thermodynamique local. Concernant les transferts, les flux des phases liquide et gazeuse sont dominés par les forces de viscosité et peuvent être décrits de façon acceptable à partir de la loi de Darcy. Enfin, la convection de la chaleur sensible est négligée.

Partant de ces hypothèses, les densités de flux massique de liquide et de vapeur au sein de la zone diphasique sont écrites sous la forme suivante :

densité de flux massique de liquide

$$n_l = - \frac{KK_l}{v_l} \left( \frac{dP_l}{dx} + \rho_l g \right); \quad (1)$$

densité de flux massique de vapeur

$$n_v = - \frac{KK_v}{v_v} \left( \frac{dP_v}{dx} + \rho_v g \right); \quad (2)$$

densité de flux de chaleur

$$q = L_v n_v - \lambda \frac{dT}{dx} \quad (3)$$

avec  $P_l$  et  $P_v$  les pressions des phases liquide et vapeur,  $\rho_l$  et  $\rho_v$  les masses volumiques du liquide et de la vapeur,  $K$  la perméabilité intrinsèque du milieu poreux,  $K_l$  et  $K_v$  les perméabilités relatives du liquide et de la vapeur,  $v_l$  et  $v_v$  les viscosités cinématiques du liquide et de la vapeur,  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation du liquide,  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $\lambda$  la conductivité thermique pure du milieu.

La notion de conductivité thermique d'un milieu constitué de plusieurs phases a fait l'objet de nombreux travaux et reste un sujet largement ouvert [13]. Nous avons choisi un modèle parallèle de conduction pure, n'ignorant cependant pas le caractère simpliste d'une telle représentation

$$\lambda = (1 - \varepsilon)\lambda_s + \varepsilon S\lambda_l + \varepsilon(1 - S)\lambda_v \quad (4)$$

avec  $\varepsilon$  porosité du milieu,  $\lambda_s$  conductivité thermique du solide,  $\lambda_l$  conductivité thermique du liquide,  $\lambda_v$  conductivité thermique de la vapeur et  $S$  saturation en liquide du milieu.

Les équations de conservation de la masse et de l'énergie dans la zone diphasique en régime permanent s'écrivent sous une forme particulièrement simple

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_l}{dx} = -\dot{m} \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_v}{dx} = \dot{m} \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dq}{dx} = 0 \end{array} \right. \quad (7)$$

où  $\dot{m}$  est la masse d'eau liquide se vaporisant par unité de volume et de temps.

Il apparaît donc que la densité de flux de chaleur est constante dans toute la zone diphasique et vaut  $q_0$  (densité de flux de chaleur imposée).

En régime permanent, les interfaces entre les différentes zones liquide-diphasique d'une part, diphasique-vapeur d'autre part, peuvent être considérées comme des parois imperméables puisque la quantité de fluide contenue à l'intérieur de chacune de ces régions est fixée. Il résulte de ces conditions sur les limites de la zone diphasique que l'équation de conservation de la masse dans cette zone pourra être formulée de la façon suivante :

$$n_l + n_v = 0. \quad (8)$$

En remplaçant dans cette relation les densités de flux massique par leurs valeurs respectives et en supposant en outre, que la pression capillaire  $P_c$  ainsi que les perméabilités relatives ne dépendent que de la saturation en liquide, nous obtenons la forme développée de l'équation de conservation de la masse

$$\frac{dP_v}{dx} \left( \frac{K_l}{v_l} + \frac{K_v}{v_v} \right) - \frac{dS}{dx} \left( \frac{K_l}{v_l} \frac{dP_c}{dS} \right) + g \left( \frac{\rho_l K_l}{v_l} + \frac{\rho_v K_v}{v_v} \right) = 0. \quad (9)$$

L'équation de conservation de l'énergie permet d'identifier la densité de flux de chaleur imposée  $q_0$  à la densité de flux de chaleur transférée en zone diphasique

$$q_0 = - \left( \lambda \frac{dT}{dx} + L_v \frac{KK_v}{v_v} \frac{dP_v}{dx} + L_v \frac{KK_v}{v_v} \rho_v g \right). \quad (10)$$

En négligeant l'effet de Kelvin pour les milieux granulaires considérés dans cette étude, nous pouvons identifier la pression de vapeur  $P_v$  et la pression de vapeur saturante  $P_{vs}(T)$ . Le gradient de température dans la zone diphasique se calcule alors facilement

$$\frac{dT}{dx} = \frac{- \left( q_0 + \rho_v L_v \frac{KK_v}{v_v} g \right)}{\lambda + L_v \frac{KK_v}{v_v} \frac{dP_v}{dT}}. \quad (11)$$

En incorporant cette dernière relation dans l'équation de conservation de la masse (9), nous faisons apparaître le gradient de saturation en zone diphasique

$$\frac{dS}{dx} = \frac{g \left[ \frac{\rho_l \frac{K_{rl}}{v_l} + \rho_v \frac{K_{rv}}{v_v}}{\frac{K_{rl}}{v_l} + \frac{K_{rv}}{v_v}} \right] - \frac{q_0 v_v + \rho_v g}{L_v K K_{rv}}}{1 + \frac{\lambda v_v}{K K_{rv} L_v} \frac{dP_v}{dT}} \quad (12)$$

$$\left[ \frac{\frac{K_{rl}}{v_l}}{\frac{K_{rl}}{v_l} + \frac{K_{rv}}{v_v}} \right] \frac{dP_c}{dS}$$

Cette expression est à comparer à la relation suivante :

$$\frac{dS}{dx} = \frac{(\rho_l - \rho_v)g - \frac{q_0}{KL_v} \left( \frac{v_v}{K_{rv}} + \frac{v_l}{K_{rl}} \right)}{\frac{dP_c}{dS}} \quad (13)$$

obtenue lorsque la conductivité thermique est négligée. On vérifie ainsi qu'en faisant tendre  $\lambda$  vers 0 dans l'équation (12) on retrouve bien cette expression.

## 2.2. Résultats

La résolution est effectuée dans un cas particulier pour lequel une éprouvette poreuse d'une hauteur  $h_0 = 0.20$  m est chauffée à la base de façon intense (densité de flux de chaleur  $q_0$ ), refroidie sur son extrémité supérieure ( $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ) et isolée thermiquement sur ses parois latérales. Les coefficients physiques utilisés correspondent à ceux d'un lit de billes de verre de très faibles diamètres, le fluide étant de l'eau. Pour un tel milieu les perméabilités relatives sont approchées à partir de fonctions cubiques de la saturation

$$K_{rl}(S) = S^3 \quad \text{et} \quad K_{rv}(S) = (1-S)^3. \quad (14)$$

La pression capillaire est mise sous une forme faisant apparaître le terme adimensionnel  $F(S)$  appelé fonction de Leverett

$$P_c(S) = \sigma \sqrt{\left( \frac{\varepsilon}{K} \right)} F(S) \quad (15)$$

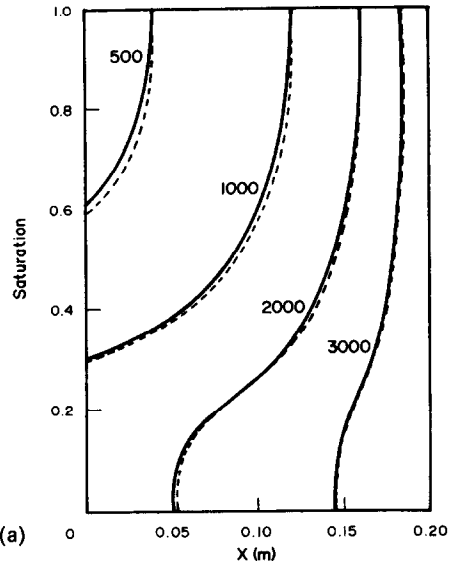
avec  $\sigma$  la tension superficielle de l'eau,  $\varepsilon$  la porosité du milieu et  $K$  la perméabilité intrinsèque du milieu.

La fonction de Leverett, corrélée à partir de résultats expérimentaux sur des milieux granulaires, est représentée par le polynôme suivant :

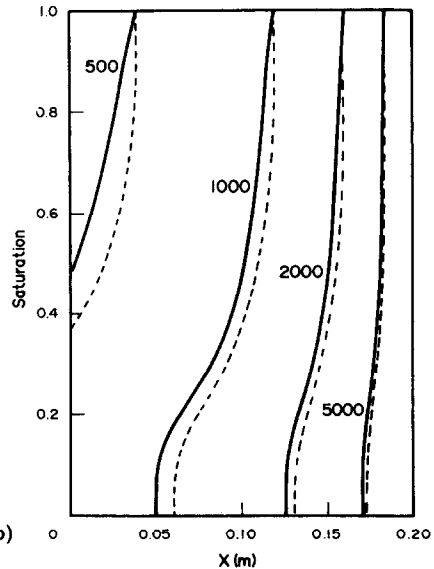
$$F(S) = 1.417(1-S) - 2.120(1-S)^2 + 1.263(1-S)^3. \quad (16)$$

Les coefficients physiques utilisés sont regroupés ci-dessous :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 0.4, & \sigma &= 0.058 \text{ N m}^{-1}, \\ g &= 9.81 \text{ m s}^{-2}, & R &= 8.32 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}, \\ \lambda_s &= 1.22 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}, & \lambda_l &= 0.67 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}, \\ v_l &= 0.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, & v_v &= 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, \\ \rho_l &= 1000 \text{ kg m}^{-3} \end{aligned}$$



(a)



(b)

FIG. 2. Comparaison des modèles sans conduction (---) et avec conduction (—) en zone diphasique. Profils de saturation :  $q_0 = 500, 1000, 2000, 3000 \text{ W m}^{-2}$ . (a)  $K = 10^{-12} \text{ m}^2$ ; (b)  $K = 10^{-13} \text{ m}^2$ .

$$\rho_v = \frac{P_v M_{\text{eau}}}{RT} \quad (T \text{ en Kelvin})$$

$$M_{\text{eau}} = 0.018 \text{ kg mol}^{-1}$$

$$L_v = (2500.8 - 2.441 \times \theta) 10^3 \text{ J kg}^{-1} \quad (\theta \text{ en } ^\circ\text{C}).$$

Nous utiliserons par la suite la corrélation suivante liant la pression de vapeur saturante à la température

$$\log_{10}(P_{vs}) = A - \frac{B}{\theta + C} \quad (\theta \text{ en } ^\circ\text{C}, P_{vs} \text{ en Pa}) \quad (17)$$

avec

$$A = 10.1946, \quad B = 1730.63, \quad C = 233.426.$$

Nous avons tracé sur la Fig. 2 les profils de saturation

obtenus pour différentes densités de flux de chaleur et respectivement pour des perméabilités intrinsèques de  $10^{-12}$  et  $10^{-13}$  m<sup>2</sup>. Les courbes tracées en trait pointillé rappellent l'allure des profils lorsque la conduction est négligée.

Il est souhaitable de s'attarder quelque peu sur ces deux figures qui mettent en évidence de façon claire différents phénomènes. On constate que, pour une densité de flux de chaleur inférieure à une valeur  $q_{\min}$  de l'ordre de  $400 \text{ W m}^{-2}$ , le processus d'ébullition en milieu poreux ne pourra pas se développer : le transfert de chaleur par conduction permet dans ce cas d'acheminer le flux de chaleur au travers de l'échantillon sans que la température sur la plaque inférieure n'excède la température de saturation de l'eau. Pour une valeur de la densité de flux de chaleur supérieure à  $q_{\min}$  il y a apparition d'une région diphasique à faible gradient de température, d'une hauteur d'autant plus élevée que la densité de flux de chaleur augmente. Au fur et à mesure de l'élévation de la densité de flux de chaleur, la saturation au niveau de l'extrémité inférieure de l'échantillon diminue jusqu'à atteindre une valeur nulle pour une densité de flux critique  $q_{cr}$  (de l'ordre de  $1500 \text{ W m}^{-2}$  pour  $K = 10^{-12} \text{ m}^2$  et  $800 \text{ W m}^{-2}$  pour  $K = 10^{-13} \text{ m}^2$ ). Au-delà de cette valeur critique il y a apparition et développement d'une zone saturée par de la vapeur surchauffée.  $q_{cr}$  représente une valeur critique par le fait qu'au-delà de cette valeur, la température de la plaque inférieure va très fortement augmenter pour de très faibles élévations de la densité de flux de chaleur. Ce phénomène, similaire au processus de "burn out" caractéristique de "l'ébullition en vase" d'un liquide à flux imposé, trouve son origine dans la disparition du processus convectif dès qu'il n'y a plus de traces d'eau sous forme liquide au voisinage de l'élément chauffant et dans la faible conductivité thermique du milieu poreux saturé par de la vapeur seule. Aussi n'existe-t-il plus de mode de transfert efficace pour transférer vers le haut la quantité de chaleur imposée ce qui se traduit par une forte élévation de la température de la plaque inférieure. Notons au passage que c'est pour la valeur critique  $q_{cr}$  que l'étendue de la zone diphasique est maximale.

Le tracé, pour une perméabilité de  $10^{-11} \text{ m}^2$ , a montré qu'il n'y avait quasiment pas de différences selon que l'on néglige ou que l'on tienne compte de la conduction. En revanche pour des perméabilités plus faibles et notamment en deçà de  $10^{-12} \text{ m}^2$ , la conduction de la chaleur est un mode de transfert à prendre en compte dans la description des mécanismes. Le modèle "sans conduction" nous donne en effet une sous-estimation de la saturation en zone diphasique et en conséquence une sous-estimation de la densité de flux critique  $q_{cr}$  pour laquelle apparaît une zone vapeur.

La Fig. 3 présente les profils de saturation, de température et de pression obtenus pour un milieu poreux de perméabilité intrinsèque égale à  $10^{-11} \text{ m}^2$  et soumis respectivement à des densités de flux de chaleur de  $600 \text{ W m}^{-2}$  et de  $6300 \text{ W m}^{-2}$ . Ces courbes mettent en

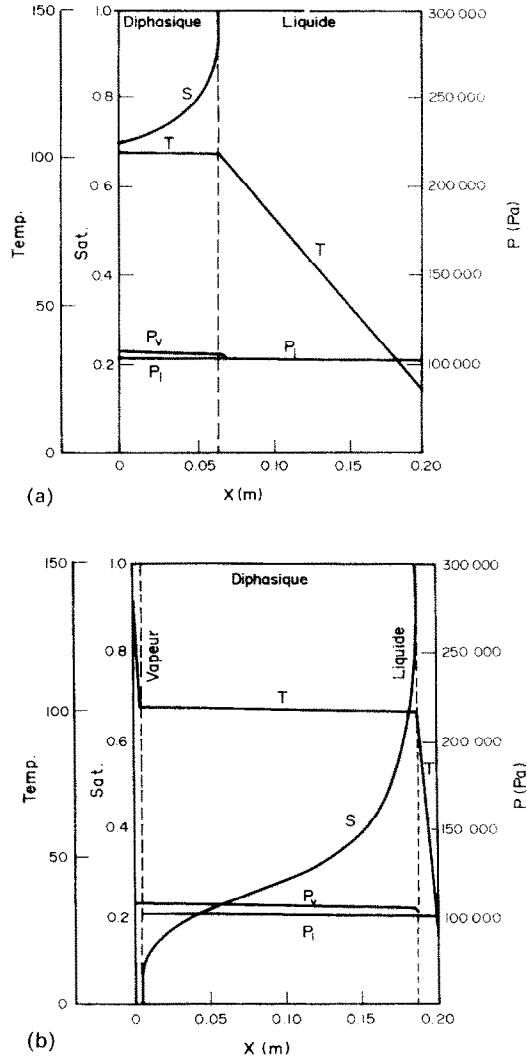


FIG. 3. Modèle avec conduction en zone diphasique. Profils de saturation, de température et de pression :  $K = 10^{-11} \text{ m}^2$ . (a)  $q_0 = 600 \text{ W m}^{-2}$ ; (b)  $q_0 = 6300 \text{ W m}^{-2}$ .

évidence, suivant la valeur de la densité de flux de chaleur imposée, une répartition tantôt en deux zones (liquide et diphasique) tantôt en trois zones (liquide, diphasique et vapeur). Comme il a été dit précédemment, pour des perméabilités intrinsèques de cet ordre, il n'y a pas de différence sensible entre le modèle présenté ici et celui développé par Udell.

Sur les Figs. 4 et 5 nous avons tracé, pour deux valeurs prises de part et d'autre de la densité de flux de chaleur critique, les profils de saturation, de température et de pression. La perméabilité du milieu est désormais égale à  $10^{-13} \text{ m}^2$ . Ces profils sont, dans chaque cas, obtenus à partir du modèle négligeant la conduction en zone diphasique et de celui la prenant en compte. La comparaison de ces courbes fait apparaître des écarts significatifs lorsque la conduction est prise en considération. Le profil de température, notamment, ne présente plus de variation brutale au

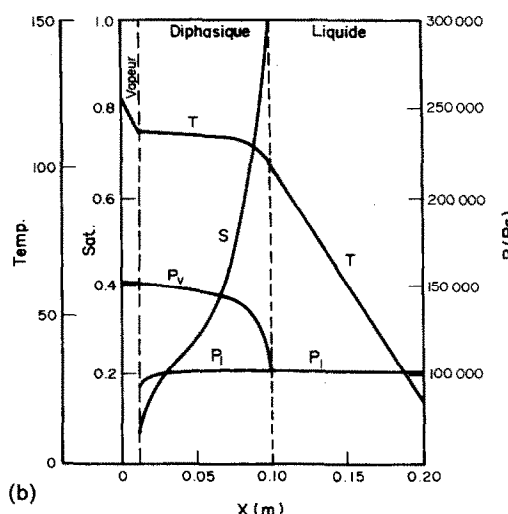
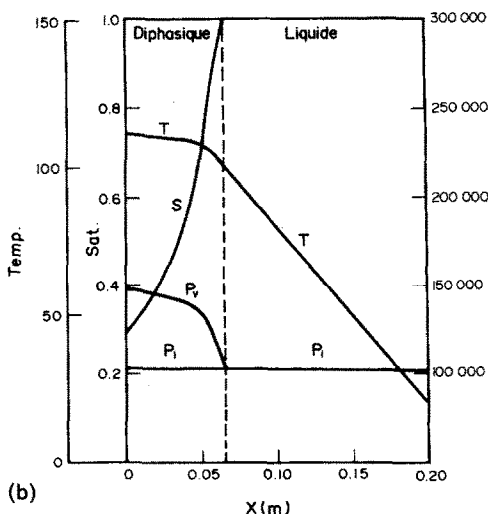
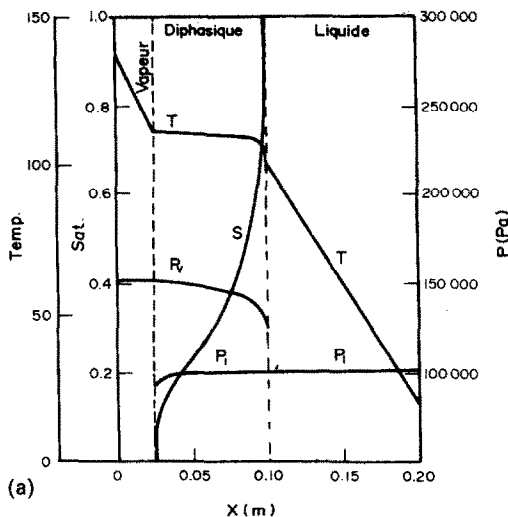
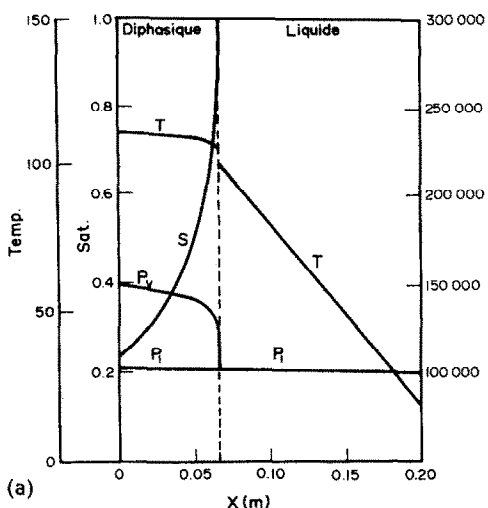


FIG. 4. Profils de saturation, de température et de pression sans conduction (a) et avec conduction (b) en zone diphasique:  $K = 10^{-13} \text{ m}^2$ ,  $q_0 = 600 \text{ W m}^{-2}$ .

FIG. 5. Profils de saturation, de température et de pression sans conduction (a) et avec conduction (b) en zone diphasique:  $K = 10^{-13} \text{ m}^2$ ,  $q_0 = 800 \text{ W m}^{-2}$ .

voisinage du "front liquide". Ceci signifie que la détection expérimentale de ce front à partir d'une mesure de température est incertaine.

De façon à caractériser l'importance des phénomènes conductifs en zone diphasique nous introduisons un nombre de Nusselt calculé comme étant le rapport de la quantité de flux de chaleur transférée par convection sur la quantité de flux de chaleur diffusée par conduction

$$Nu = \frac{q_0 + \lambda \frac{dT}{dx}}{-\lambda \frac{dT}{dx}} \quad (18)$$

Compte tenu des hypothèses que nous avons posées, ce nombre de Nusselt est nul dans les zones liquide et vapeur; il est maximum dans la région la plus sèche de la zone diphasique. Nous donnons à titre indicatif dans le tableau ci-dessous les valeurs maximales des

nombre de Nusselt pour différentes perméabilités intrinsèques et pour des densités de flux de chaleur au voisinage des valeurs critiques

$K$ ( $\text{m}^2$ )	$q_0$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$Nu$
$10^{-11}$	6300	$\sim 7650$
$10^{-12}$	1600	$\sim 820$
$10^{-13}$	800	$\sim 100$

Il ressort de ce tableau et de ce qui a été dit au préalable que, pour des nombres de Nusselt élevés ( $Nu \geq 1000$ ), on pourra légitimement négliger la conduction en zone diphasique.

### 3. PRISE EN COMPTE DES PERTES LATÉRALES DE CHALEUR

Les pertes thermiques latérales au niveau de la zone diphasique ne constituent pas, à proprement parler,

un phénomène fondamental du transfert couplé de chaleur et de masse. Pourtant l'analyse tenant compte des pertes thermiques latérales s'impose dans l'optique d'une comparaison des résultats théoriques avec les résultats expérimentaux.

### 3.1. Formulation théorique

Nous nous sommes intéressés au problème d'un échantillon poreux cylindrique de diamètre  $d_0$  et de hauteur  $h_0$ , soumis à des conditions identiques à celles appliquées dans le problème précédent, mais dont les parois latérales échangent de la chaleur par convection avec l'extérieur. La température de référence du milieu extérieur, loin des parois du dispositif, est  $T_\infty$ . Le coefficient d'échange convectif  $h$ , est un coefficient d'échange équivalent qui englobe, d'une part le coefficient d'échange réel avec l'extérieur (de l'ordre de  $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ) et d'autre part, la résistance thermique des parois isolantes entourant l'échantillon cylindrique.

Le calcul montre qu'avec une isolation grossière on peut aisément atteindre des coefficients d'échange de l'ordre de  $1 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . De façon à simplifier notre analyse et à conserver un modèle monodimensionnel nous faisons une hypothèse de type "ailette" dans la zone diphasique ainsi que dans les zones liquide et vapeur. Cette hypothèse est toujours justifiée en zone diphasique par l'importance du transfert de chaleur suivant l'axe longitudinal du milieu par rapport à celle du transfert radial. Dans les zones liquide et vapeur cette hypothèse n'est pas toujours valable et dépend de la géométrie du dispositif. Il faudra donc vérifier systématiquement la validité de cette hypothèse par le calcul du nombre de Biot représentatif du dispositif en zone liquide et éventuellement en zone vapeur si elle existe.

L'équation de conservation de l'énergie prenant en compte les pertes latérales se transforme ainsi :

$$\frac{d}{dx} \left( L_v n_v - \lambda \frac{dT}{dx} \right) S_0 + h m_0 (T - T_\infty) = 0 \quad (19)$$

avec  $m_0$  périmètre de l'éprouvette et  $S_0$  section de l'éprouvette.

Nous faisons l'hypothèse supplémentaire d'une zone diphasique à température quasi-uniforme ce qui est conforme au modèle de Udell et se justifie pour des perméabilités de l'ordre de  $10^{-11} \text{ m}^2$ . Ceci permet d'assimiler dans l'équation (19) la température locale  $T$  d'un point de la zone diphasique à une température moyenne de saturation du milieu  $T_{\text{sat}}$  puis d'intégrer l'équation. Le terme de conduction a été négligé compte tenu de l'hypothèse précédente. Dans ces conditions le gradient de saturation dans la zone diphasique s'exprime ainsi :

$$\frac{dS}{dx} = \frac{(\rho_l - \rho_v)g - \frac{q_0 - Cx}{KL_v} \left( \frac{v_v}{K_{rv}} + \frac{v_l}{K_{rl}} \right)}{\sigma \sqrt{\left( \frac{\varepsilon}{K} \right) \frac{dF}{dS}}} \quad (20)$$

avec

$$C = \frac{h m_0}{S_0} (T_{\text{sat}} - T_\infty)$$

(en faisant  $h = 0$ , on retrouve bien l'expression (13)).

Par intégration, à l'aide d'un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4, cette expression permet d'obtenir les profils de saturation.

### 3.2. Résultats

Nous avons représenté sur la Fig. 6 les profils de saturation et de température pour deux valeurs différentes de la densité de flux de chaleur imposée et, chaque fois, pour plusieurs coefficients d'échange équivalents. Les paramètres propres à ces essais sont regroupés ci-dessous :

$$K = 10^{-11} \text{ m}^2, \quad h_0 = 0.20 \text{ m}, \quad d_0 = 0.05 \text{ m}$$

$$T_0 = 20^\circ\text{C}, \quad T_\infty = 20^\circ\text{C}$$

$$\begin{cases} q_0 = 3000 \text{ W m}^{-2} & \text{(Figs. 6(a) et (b))} \\ q_0 = 8000 \text{ W m}^{-2} & \text{(Figs. 6(c) et (d)).} \end{cases}$$

Nous avons vérifié, pour nos jeux de valeurs, que les nombres de Biot calculés en zone liquide, ou en zone vapeur lorsqu'elle existait, pouvaient justifier l'utilisation d'un modèle unidirectionnel (pour  $h = 5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ :  $Bi = 0.125$ —au delà de cette valeur les effets bidimensionnels deviennent importants). Pour chaque densité de flux de chaleur, les courbes obtenues avec pertes sont comparées au modèle avec parois adiabatiques. La courbe correspondant au modèle sans pertes latérales a été tracée directement à partir du programme simulant le modèle de Udell.

Les pertes thermiques modifient sensiblement l'allure des profils d'humidité et de température, du fait par exemple, que la densité de flux de chaleur au niveau du front liquide a une valeur plus faible que la valeur imposée à la base du dispositif. Il en résulte un déplacement de la position de ce front vers le bas de l'éprouvette. Nous constatons en revanche, lorsque la zone vapeur n'existe pas, que la valeur de la saturation à la base de l'échantillon est peu modifiée selon la valeur du coefficient d'échange (cf. Fig. 6(a)).

## 4. PRISE EN COMPTE DE L'EFFET DES INCONDENSABLES

Nous développons à présent un modèle décrivant, en régime permanent, les transferts de chaleur et de masse en milieu poreux avec changement de phase et prise en compte de l'effet des gaz non condensables. Le dispositif étudié, quant à sa géométrie et ses conditions aux limites, est identique à celui que nous avons analysé précédemment, hormis le fait qu'une quantité d'un gaz incondensable, classiquement de l'air, est présente dans la phase gazeuse contenue dans la structure poreuse. La présence d'air dans le système peut s'expliquer soit par un piégeage initial dans le massif poreux, soit par dissolution initiale de faibles quan-



tités de gaz dans le liquide. La condition aux limites en saturation sur la surface supérieure de l'échantillon ( $S = 1$ ) est modifiée en conséquence. En outre, nous nous intéressons aux effets de saturation irréductible au voisinage des zones sèches afin de donner une plus juste description des phénomènes.

#### 4.1. Formulation théorique

Les hypothèses fondamentales posées au para-

graphe 2.1 sont globalement maintenues. En outre, les transferts conductifs en zone diphasique ne sont pas négligés *vis-à-vis* des transferts de type convectif. Le mouvement de la phase gazeuse est supposé obéir à la loi de Darcy traduisant le mouvement convectif du mélange gazeux et à la loi de Fick exprimant les flux diffusifs de la vapeur et de l'air.

Nous écrivons les expressions des différents flux massiques de liquide, de vapeur et d'air :

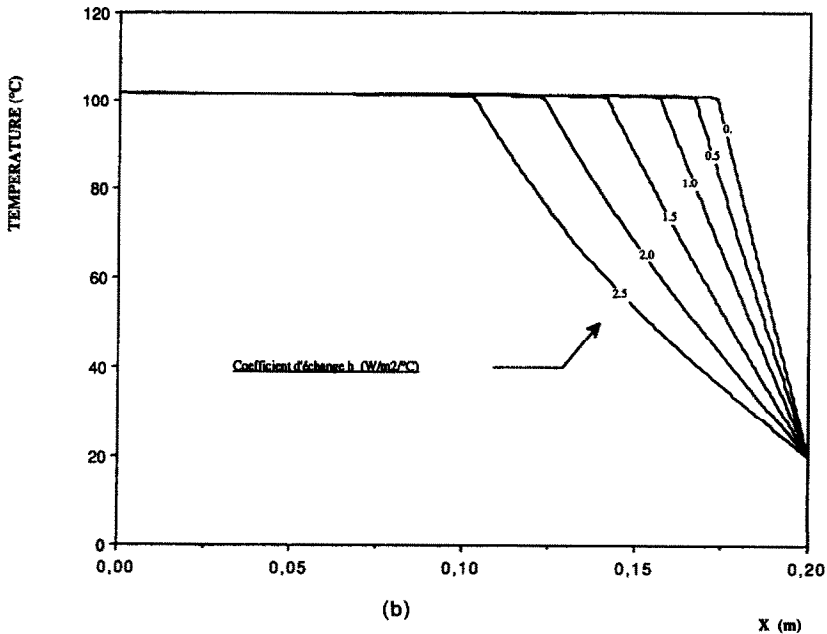
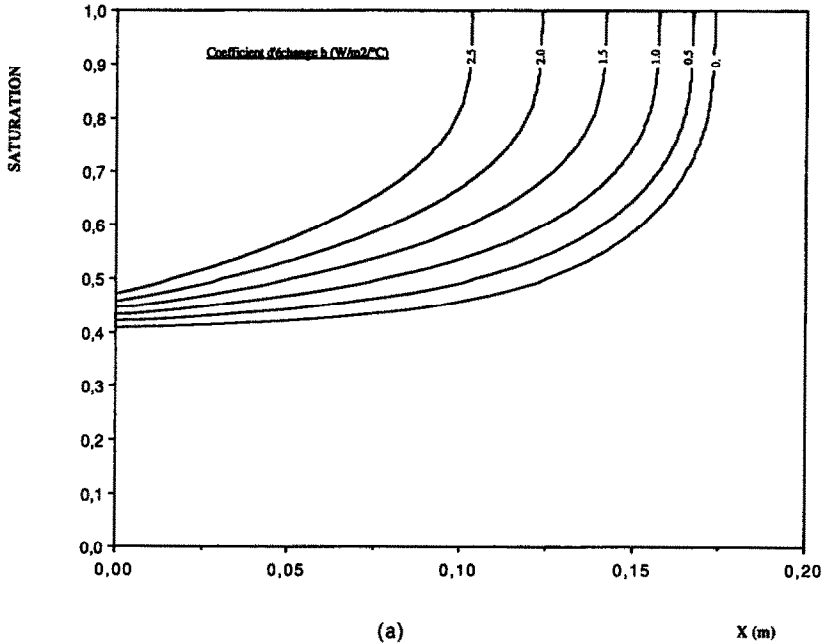


FIG. 6. Modèle avec pertes latérales. Profils de saturation et de température. (a) Profils de saturation,  $K = 10^{-11} \text{ m}^2$ ,  $q_0 = 3000 \text{ W m}^{-2}$ ; (b) profils de température,  $K = 10^{-11} \text{ m}^2$ ,  $q_0 = 3000 \text{ W m}^{-2}$ ; (c) profils de saturation,  $K = 10^{-11} \text{ m}^2$ ,  $q_0 = 8000 \text{ W m}^{-2}$ ; (d) profils de température,  $K = 10^{-11} \text{ m}^2$ ,  $q_0 = 8000 \text{ W m}^{-2}$ .

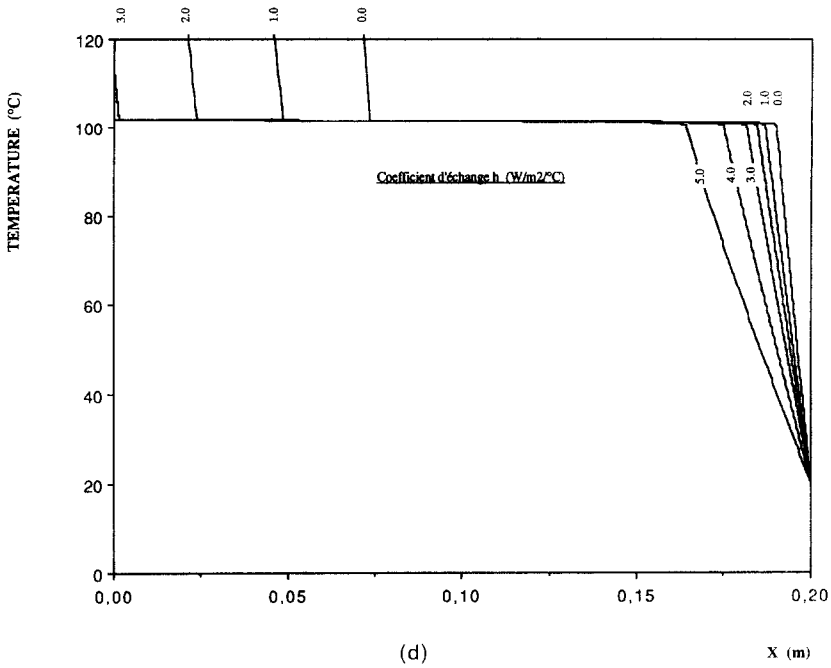
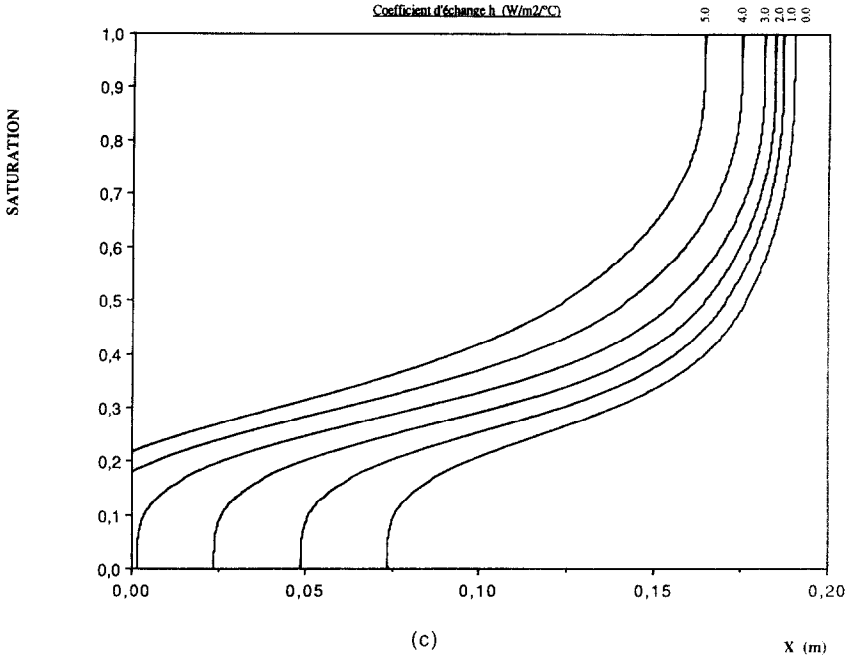


FIG. 6—Continued.

densité de flux massique de liquide

$$n_l = -\frac{KK_{rl}}{v_l} \left( \frac{dP_l}{dx} + \rho_l g \right); \quad (21)$$

densité de flux massique d'air

$$n_a = -\frac{KK_{rg}}{v_g} \left( \frac{dP_g}{dx} + \rho_g g \right) (1 - \omega_v) + \rho_g \mathcal{D}_v f \frac{d\omega_v}{dx} \quad (23)$$

densité de flux massique de vapeur

$$n_v = -\frac{KK_{rg}}{v_g} \left( \frac{dP_g}{dx} + \rho_g g \right) \omega_v - \rho_g \mathcal{D}_v f \frac{d\omega_v}{dx}; \quad (22)$$

avec  $P_g$  pression du gaz (vapeur + air),  $P_l$  pression du liquide,  $\mathcal{D}_v$  coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air,  $f$  facteur de résistance à la diffusion, et  $\omega_v$  frac-

tion massique de vapeur

$$\omega_v = \frac{\rho_v}{\rho_a + \rho_v} = \frac{P_v M_v}{(P_g - P_v)M_a + P_v M_v}. \quad (24)$$

Nous devons maintenant exprimer les équations de conservation pour l'énergie, pour l'eau ainsi que pour le gaz incondensable :

energie

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda \frac{dT}{dx} \right) - L_v \frac{dn_v}{dx} = 0; \quad (25)$$

eau (liquide + vapeur)

$$\frac{d}{dx} (n_l + n_v) = 0; \quad (26)$$

incondensable

$$\frac{dn_a}{dx} = 0. \quad (27)$$

La dernière relation, associée avec la condition limite sur la plaque inférieure (paroi imperméable), nous autorise à dire qu'une fois le régime permanent obtenu, le gaz incondensable est immobile. L'étape suivante de la résolution consiste à remplacer dans les équations de conservation (25)–(27) les densités de flux massique par leur expression développée (21)–(23). Le système d'équations se met alors sous cette forme simplifiée

$$\begin{cases} K_{11} \frac{dT}{dx} + K_{12} \frac{dS}{dx} + K_{13} \frac{dP_g}{dx} + C_1 = 0 \\ K_{21} \frac{dT}{dx} + K_{22} \frac{dS}{dx} + K_{23} \frac{dP_g}{dx} + C_2 = 0 \\ K_{31} \frac{dT}{dx} + K_{32} \frac{dS}{dx} + K_{33} \frac{dP_g}{dx} + C_3 = 0. \end{cases} \quad (28)$$

Les expressions des différents coefficients  $K_{ij}$  et  $C_i$  sont données en annexe.

Par combinaison des équations du système (28), nous pouvons extraire les différents gradients de saturation, de température et de pression. Le système différentiel est ensuite réécrit en prenant comme variable unique  $S$ . La résolution de ce système est à nouveau réalisée par une méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4. La quantité d'air piégé dans l'échantillon poreux est fixée en imposant à la température du front, séparant la zone liquide de la zone diphasique, une valeur inférieure à la température de saturation. La fraction massique moyenne d'incondensable peut être recalculée en fin de résolution par intégration sur la longueur de l'éprouvette des fractions massiques locales. Elle est finalement ajustée à la valeur imposée par méthode itérative. Cette solution présente l'avantage de ne pas compliquer outre mesure la résolution.

#### 4.2. Résultats

Nous pouvons à présent fournir les résultats numériques en régime permanent calculés à partir de

cette modélisation pour différentes quantités d'air contenues dans le milieu et pour différentes densités de flux de chaleur  $q_0$ . Par la suite, nous définissons par fraction moyenne d'air  $f_a$ , le rapport de la masse d'air contenue effectivement dans le milieu poreux, sur la masse d'air correspondant au volume total des pores. Par ailleurs, nous faisons apparaître la variable réduite  $S^*$  définie comme suit :

$$S^* = \frac{S - S_{irr}}{S_{max} - S_{irr}} \quad (29)$$

où  $S_{irr}$  est la saturation irréductible du milieu,  $S_{max}$  est la saturation maximale.

Nous avons tracé sur la Fig. 7 les profils pour plusieurs fractions moyennes d'air  $f_a$ . Les paramètres caractérisant le milieu poreux et ses conditions aux limites sont regroupées ci-dessous :

perméabilité	$K = 10^{-11} \text{ m}^2$
hauteur de l'échantillon	$h_0 = 0.20 \text{ m}$
température de la face supérieure	$T_0 = 20^\circ \text{C}$
densité de flux de chaleur imposée (face inférieure)	$q_0 = 600 \text{ W m}^{-2}$
saturation maximale	$S_{max} = 0.95$
saturation irréductible	$S_{irr} = 0.05$ .

Ajoutons que la valeur  $f_a = 0.020$  est un cas limite pour lequel, compte tenu de la saturation maximum  $S_{max} = 0.95$ , l'air se situe exclusivement dans la zone liquide. Il n'y a donc pas d'air dans la zone diphasique constituée alors uniquement d'eau et de vapeur. Les résultats obtenus sont par conséquent analogues pour  $f_a = 0.020$  à ceux donnés au début de ce chapitre. L'ensemble de ces courbes suscite de notre part plusieurs remarques générales :

- Les profils de saturation et de pression du gaz dépendent fortement de la quantité d'air piégé dans le milieu. Le "front liquide" y apparaît clairement et sa position peut être déplacée de façon très significative pour des variations infimes de  $f_a$ . Dans la zone la plus chaude, les profils se superposent, ce qui montre que l'air y est en quantité négligeable et qu'il se concentre principalement vers la zone liquide.
- Les profils de température et de fraction massique de vapeur semblent ne pas dépendre de la quantité d'air. Seuls les profils obtenus pour  $f_a = 0.020$  se distinguent des autres profils au voisinage du "front liquide". En conséquence, la position de ce front ne peut plus être obtenue à partir d'un simple tracé du profil de température.
- D'autre part, la zone diphasique n'apparaît plus isotherme dans ce cas. Il existe cependant une zone isotherme dont la température est égale à  $T_{sat}$  et qui correspond à la région de la zone diphasique où la phase gazeuse est constituée presque entièrement de vapeur (fraction massique de vapeur  $> 0.99$ ).

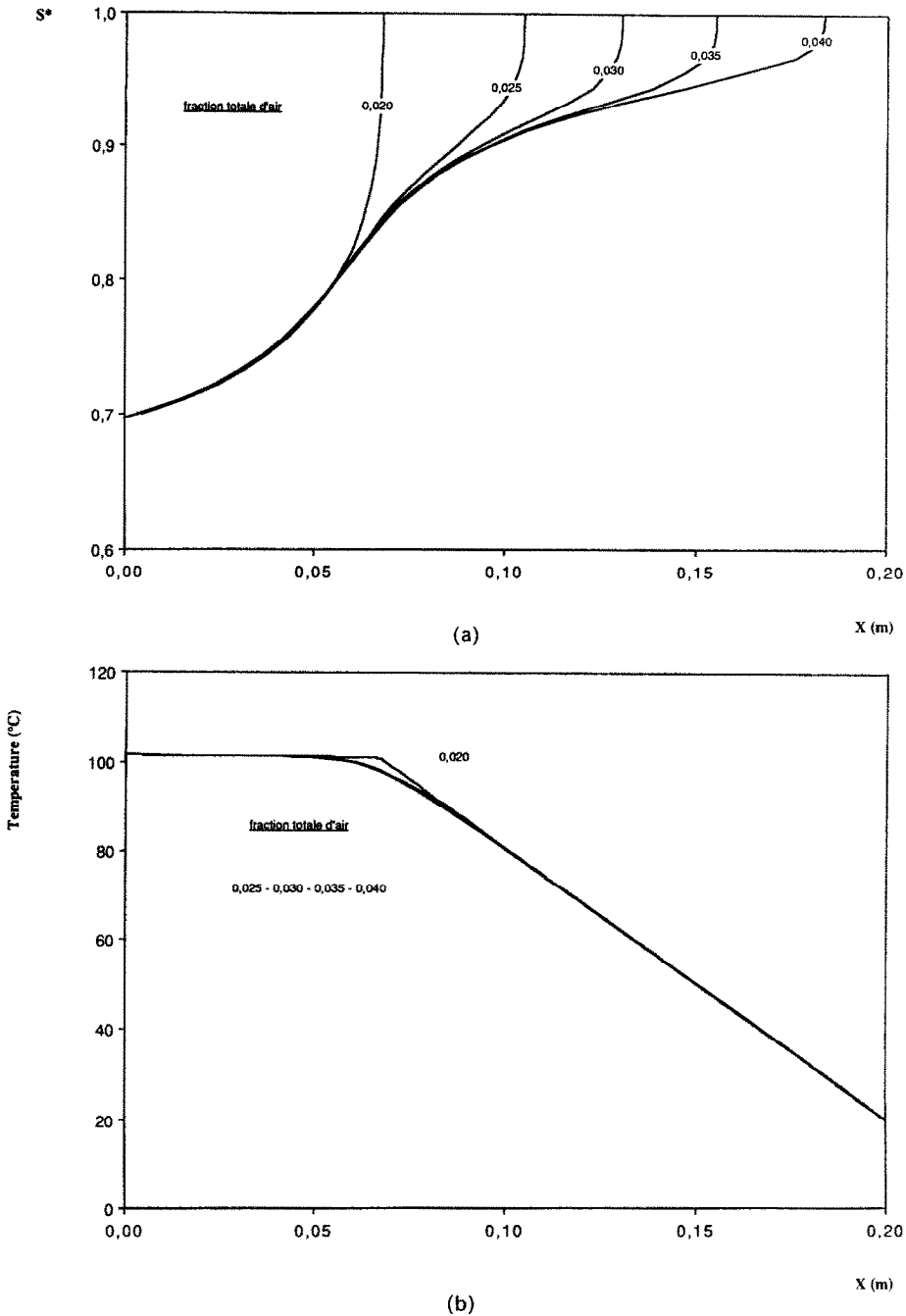
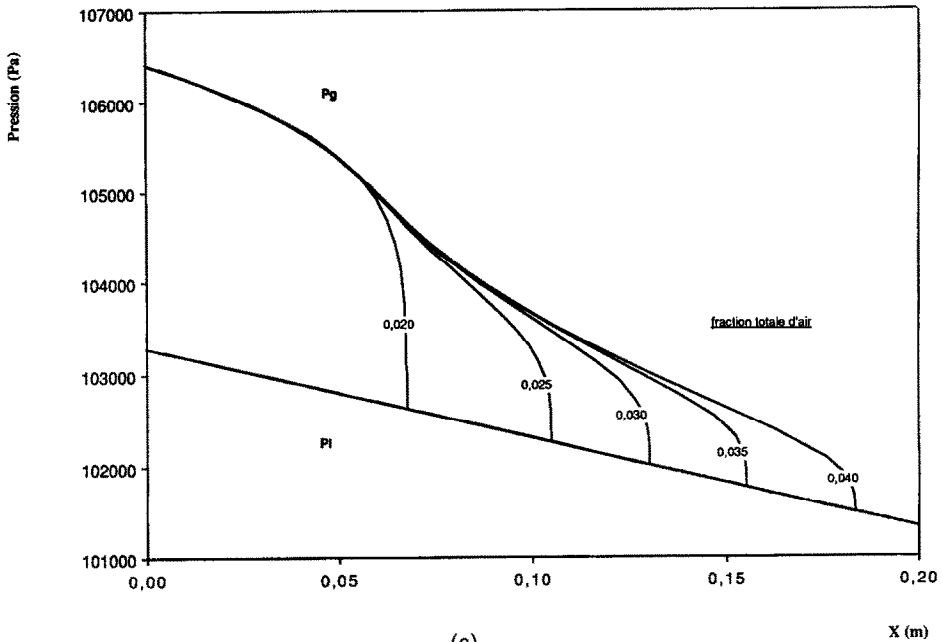


FIG. 7. Modèle avec prise en compte des incondensables.  $K = 10^{-11} \text{ m}^2$ ,  $q_0 = 600 \text{ W m}^{-2}$ ,  $S_{\text{irr}} = 0.05$ ,  $S_{\text{max}} = 0.95$ ,  $f_a = 0.020-0.025-0.030-0.035-0.040$ : (a) profils de saturation réduite; (b) profils de température; (c) profils de pression (liquide et gaz); (d) profils de fraction massique de vapeur.

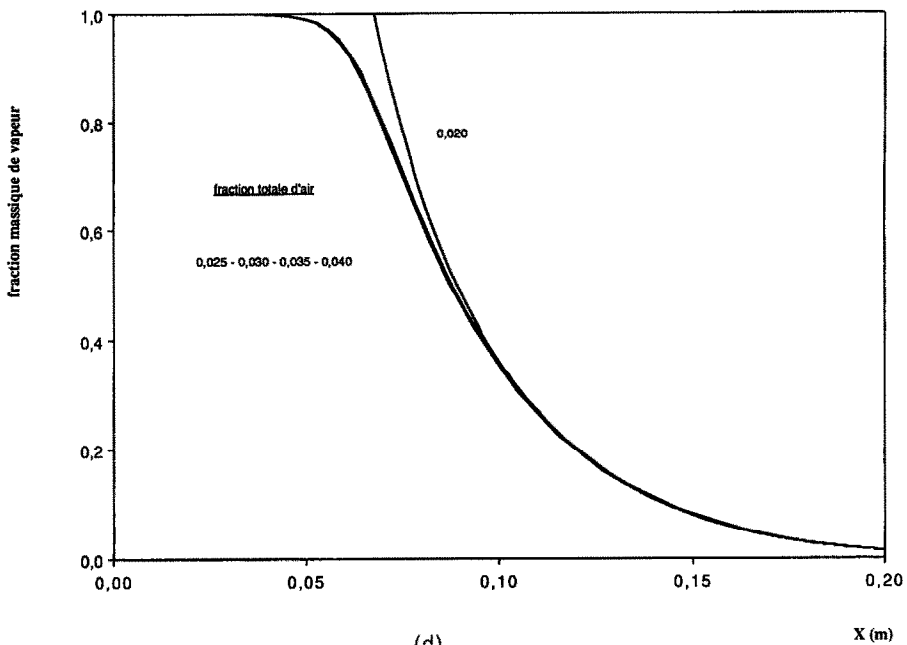
Nous avons fait également varier les densités de flux de chaleur imposées  $q_0$ . Les paramètres utilisés lors de cette simulation sont identiques à ceux sélectionnés précédemment. La fraction moyenne d'air choisie  $f_a = 0.004$  est très faible compte tenu du niveau élevé des densités de flux de chaleur imposées.

En effet, pour une valeur donnée  $f_a$  de la fraction moyenne d'air et pour une saturation maximale  $S_{\text{max}}$  fixée, il existe une gamme restreinte de densités de flux

de chaleur admissibles. Pour des valeurs élevées de  $q_0$ , la zone liquide devient extrêmement mince et par ailleurs la quantité d'air retenue en zone diphasique est faible. Il existe donc dans ce cas une densité de flux de chaleur maximum au delà de laquelle le modèle ne saurait fournir de solution pour la quantité d'air imposée. En revanche, pour des petites valeurs de la densité de flux de chaleur, l'étendue de la zone liquide devient importante et la quantité d'air qui y est piégée



(c)



(d)

FIG. 7—Continued.

doit rester évidemment inférieure à la valeur correspondante à  $f_a$ . Il existe donc une densité de flux de chaleur minimale en deça de laquelle le modèle confirme qu'il n'existe pas de solution.

La Fig. 8 représente les profils de saturation et de température pour les différentes valeurs de  $q_0$  énoncées ci-dessus. Il s'agit sur ces courbes de la saturation réelle et non réduite, ce qui nous autorise, s'il y a lieu, à représenter la zone vapeur pour laquelle  $S = 0$ . L'examen approfondi du profil de saturation relatif à  $q_0 = 7000 \text{ W m}^{-2}$  fait apparaître un saut au passage

du "front vapeur", la saturation passant directement de  $S = S_{irr}$  à  $S = 0$ . En effet, il n'y a pas d'existence possible pour une zone dont la saturation serait comprise entre ces deux valeurs puisqu'aucun mécanisme ne permet d'y assurer le transfert de masse. Dès lors, le transfert de chaleur ne peut s'y effectuer que par conduction pure et s'accompagne nécessairement d'un très fort gradient de température. La vaporisation des dernières traces d'eau liquide devient alors inéluctable, transformant cette région en zone vapeur.

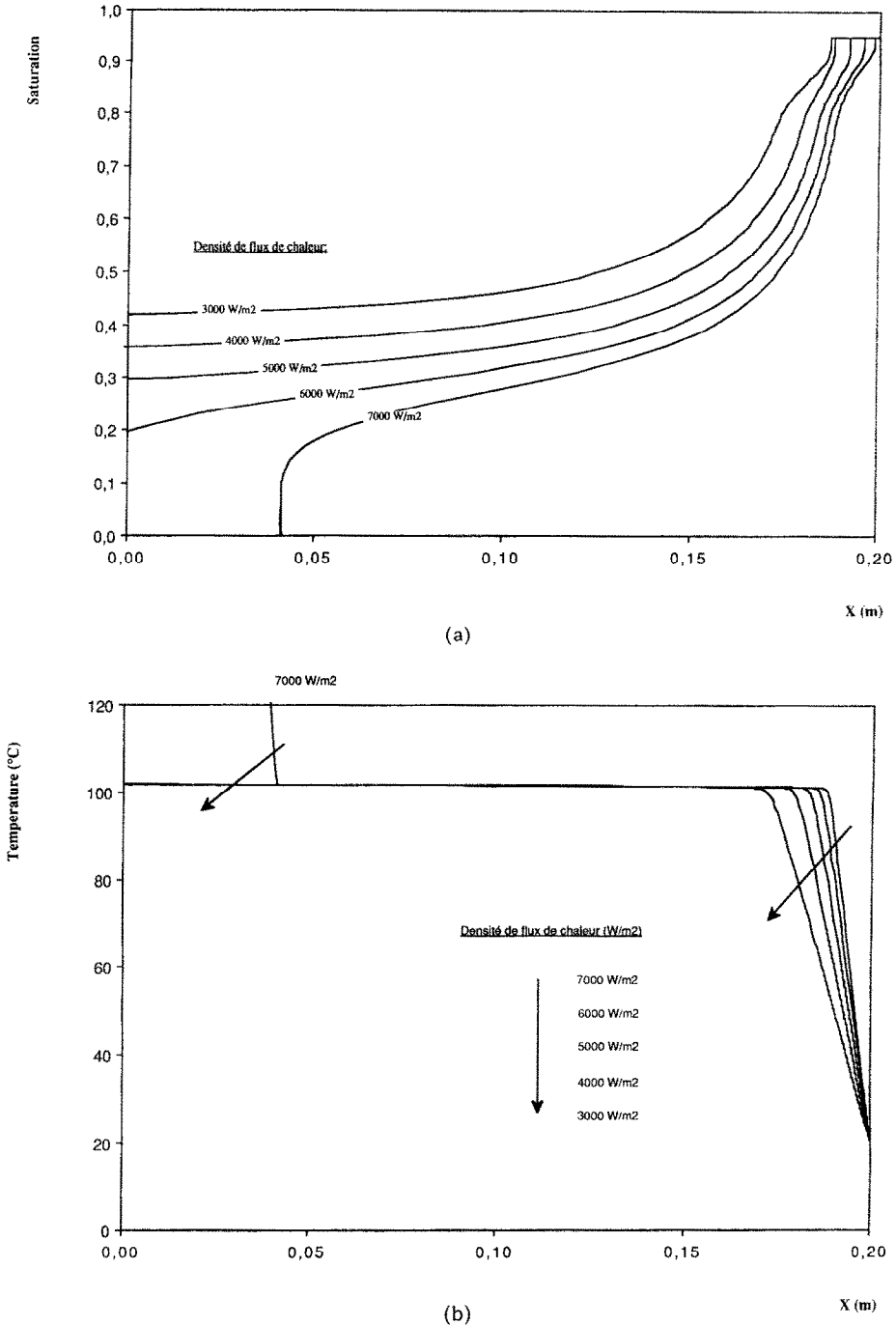


FIG. 8. Modèle avec prise en compte des incondensables.  $K = 10^{-11} \text{ m}^2$ ,  $f_a = 0.004$ ,  $S_{\text{irr}} = 0.05$ ,  $S_{\text{max}} = 0.95$ ,  $q_0 = 3000\text{-}4000\text{-}5000\text{-}6000\text{-}7000 \text{ W m}^{-2}$ : (a) profils de saturation : (b) profils de température.

**5. CONCLUSION**

Au cours de cette étude théorique du régime permanent, nous avons d'abord retrouvé numériquement les résultats donnés par Udell et montré leur limite pour des milieux de faible perméabilité ( $K \leq 10^{-12} \text{ m}^2$ ). Ceci nous a amenés à modifier le modèle et prendre en compte la conductivité thermique de la zone diphasique.

Souhaitant établir un outil numérique se rapprochant au mieux des conditions opératoires, nous avons tenu compte des pertes de chaleur avec l'extérieur et montré comment elles perturbaient les phénomènes.

Nous nous sommes enfin intéressés à la prise en compte des gaz incondensables. Un modèle numérique traitant de l'effet d'une faible désaturation initiale du milieu a été mis au point. Il a montré que

de très faibles quantités d'air piégé dans le milieu, pouvaient, par des effets de concentration locale, modifier sensiblement les phénomènes. Nous avons constaté en particulier, que la répartition des différents constituants à l'équilibre ne pouvait plus être déduite uniquement du profil de température: la donnée du profil de température par exemple, ne suffit plus à situer la position du "front liquide". Par ailleurs, nous retiendrons aussi de cette étude, que les modèles qui tenteraient de déduire de façon globale les transferts, sans séparer le milieu en différentes zones, seraient voués à l'échec. En effet, la simulation tenant compte des incondensables fait apparaître des régions où le gaz est constitué exclusivement de vapeur. Ainsi un modèle à trois équations avec comme inconnues la température, la saturation et la pression totale gazeuse, devient inadapté pour décrire les phénomènes dans ces régions où deux équations seulement suffisent.

### REFERENCES

1. J. K. Ferrell and J. Alleavitch, Vaporization heat transfer in capillary wick structures, *Chem. Engng Prog. Symp. Ser.* **66**(102), 82-91 (1970).
2. K. Kar and A. Dybbs, Effective thermal conductivity of fully and partially saturated metal wicks, *IV Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 3, pp. 91-97 (1978).
3. W. C. H. Sondergeld and D. L. Turcotte, An experimental study of two-phase convection in a porous medium with applications to geological problems, *J. Geophys. Res.* **82**, 2045-2053 (1977).
4. C. H. Sondergeld and D. L. Turcotte, Flow visualization studies of two-phase thermal convection in a porous layer, *Pure Appl. Geophys.* **117**, 321-330 (1978).
5. H. H. Bau and K. E. Torrance, Boiling in low-permeability porous materials, *Int. J. Heat Mass Transfer* **25**, 45-55 (1982).
6. K. S. Udell, Heat transfer in porous media considering phase change and capillarity—the heat pipe effect, *Int. J. Heat Mass Transfer* **28**, 485-495 (1985).
7. A. Podaire, Etude des phénomènes de changement de phase par autovaporisation en milieu poreux, Thèse de Docteur Ingénieur, Institut National Polytechnique de Toulouse (Février 1981).
8. L. Tadrist, S. Cioulachtjian, R. Santini, R. Ocelli and J. Pantaloni, Heat transfer in porous media with a liquid flow, *Proc. Ninth Int. Heat Transfer Conf.*, Jerusalem, Israel, Vol. 5, pp. 225-229 (1990).
9. C. Moyne, Transferts couplés chaleur-masse lors du séchage: prise en compte du mouvement de la phase gazeuse, Thèse d'Etat, Institut National Polytechnique de Lorraine (Septembre 1987).
10. Y. Ogniewicz and C. L. Tien, Porous heat pipe, AIAA 14th Thermophysic Conf., Orlando, Florida (June 1979).
11. Y. K. Chuah and V. P. Carey, Analysis of boiling heat transfer and two-phase flow in porous media with non-uniform porosity, *Int. J. Heat Mass Transfer* **28**, 147-154 (1985).
12. C. Doughty and K. Pruess, A semianalytical solution for heat-pipe effects near high-level nuclear waste packages buried in partially saturated geological media, *Int. J. Heat Mass Transfer* **31**, 79-90 (1988).
13. S. Azizi, Conductivité thermique des matériaux poreux humides: mesure par méthode flash et interprétation, Thèse de Docteur Ingénieur, Institut National Polytechnique de Lorraine (Mars 1988).

### ANNEXE

Expressions des coefficients  $K_{ij}$  et  $C_i$

$$K_{11} = \lambda + L_v \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dT} \right)_{S,P_g}$$

$$K_{12} = L_v \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dS} \right)_{T,P_g}$$

$$K_{13} = L_v \left( \frac{KK_{rg}}{v_g} \omega_v + \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dP_g} \right)_{T,S} \right)$$

$$K_{21} = \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dT} \right)_{S,P_g}$$

$$K_{22} = - \frac{KK_{rl}}{v_l} \frac{dP_c}{dS} + \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dS} \right)_{T,P_g}$$

$$K_{23} = K \left( \frac{K_{rl}}{v_l} + \frac{K_{rg}}{v_g} \omega_v \right) + \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dP_g} \right)_{T,S}$$

$$K_{31} = \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dT} \right)_{S,P_g}$$

$$K_{32} = \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dS} \right)_{T,P_g}$$

$$K_{33} = \rho_g \mathcal{D}_v f \left( \frac{d\omega_v}{dP_g} \right)_{T,S} - (1 - \omega_v) \frac{KK_{rg}}{v_g}$$

$$C_1 = q_0 + L_v \frac{KK_{rg}}{v_g} \omega_v \rho_g g$$

$$C_2 = K \left( \frac{K_{rl}}{v_l} \rho_l + \frac{K_{rg}}{v_g} \rho_g \omega_v \right) g$$

$$C_3 = - \frac{KK_{rg}}{v_g} (1 - \omega_v) \rho_g g.$$

### STEADY-STATE BOILING IN POROUS MEDIA: TAKING INTO ACCOUNT THE HEAT CONDUCTIVITY, THE LATERAL HEAT LOSSES AND NON-CONDENSING GASES

**Abstract**—Steady-state boiling in a horizontal porous layer is studied. The lower face is impervious and heated with a constant heat flux whereas the upper face is saturated with a fluid (water) and cooled at constant temperature. In comparison with the previously published studies and in order to simulate more realistic conditions, the influence of the conductive heat transfer in the two-phase region, of lateral heat losses and of the taking into account of non-condensing gases (air) inside the medium are successively examined.

STATIONÄRES SIEDEN IN PORÖSEN MEDIEN UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DER  
WÄRMEKAPAZITÄT, SEITLICHER WÄRMEVERLUSTE UND NICHT-KONDENSIERBARER  
GASE

**Zusammenfassung**—Das stationäre Sieden in einer waagerechten porösen Schicht wird untersucht. Die Unterseite der Schicht ist undurchlässig und wird mit konstanter Wärmestromdichte beheizt, während die Oberseite mit einem Fluid (Wasser) gesättigt ist und auf konstante Temperatur gekühlt wird. Der Einfluß des Wärmetransports durch Leitung, seitlicher Wärmeverluste und nicht-kondensierbarer Gase (Luft) im Medium werden nacheinander untersucht. Dies geschieht um einen Vergleich mit früheren Veröffentlichungen zu ermöglichen und um realistischere Bedingungen nachzubilden.

УСТАНОВИВШЕЕСЯ КИПЕНИЕ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ: УЧЕТ  
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ, ПОПЕРЕЧНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ И  
НЕКОНДЕНСИРУЮЩИХСЯ ГАЗОВ

**Аннотация**—Исследуется установившееся кипение в горизонтальном пористом слое, нижняя сторона которого является непроницаемой и нагревается постоянным тепловым потоком, а верхняя насыщена жидкостью (водой) и охлаждается при постоянной температуре. В отличие от ранее опубликованных исследований в данной работе для моделирования более реальных условий анализируется влияние кондуктивного теплопереноса в двухфазной области, поперечных тепловых потерь и неконденсирующихся газов (воздуха) в среде.