



Modélisation du transfert de chaleur dans un réacteur de pyrolyse sous pression réduite utilisé pour le traitement des sols contaminés

C. Roy^{a,b*}, J. C. Choque^a, J. Yang^b

^aDépartement de génie chimique, Université Laval, Sainte-Foy (Québec), Canada, G1K 7P4

^bInstitut Pyrovac inc., 1560, av. du Parc Beauvoir, Sillery (Québec), Canada, G1T 2M4

Reçu 16 décembre 1996; sous forme finale 20 juillet 1997

Résumé

L'étude vise à mieux comprendre les phénomènes de transfert de chaleur qui surviennent lors du traitement par pyrolyse sous vide des sols contaminés par des hydrocarbures. Un modèle est développé décrivant les différents phénomènes de transfert qui surviennent durant le processus d'évaporation de substances contenues dans les sols. Le modèle et sa résolution numérique s'appuient sur la compréhension des phénomènes se déroulant dans un milieu poreux et reposent sur un certain nombre d'hypothèses dont celle d'un milieu poreux ne contenant que de l'eau. Pour valider le modèle, les résultats théoriques ont été comparés aux résultats expérimentaux obtenus dans le cas du chauffage sous vide d'une couche de sable contenant de l'eau dans un réacteur cylindrique. Une bonne concordance est obtenue entre les données expérimentales et les résultats de la simulation. © 1998 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

Abstract

The objective of this study was to understand the heat transfer phenomena which take place during the treatment of hydrocarbon-contaminated soils by pyrolysis under a reduced pressure. This article deals with the modelling of the different heat transfer phenomena occurring during the process operation. The model which was developed and its numerical resolution are based on the phenomena taking place in a porous medium. One of the hypotheses used is that the model is limited to the heat transfer phenomena occurring in a porous medium which only contains water as a pure liquid. In order to validate the model, the theoretical results were compared with the experimental results obtained while heating under vacuum a bed of sand containing water in a batch cylindrical reactor. A good agreement was obtained between the predicted and the experimental results. © 1998 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

Mots clés: modèle; numérique; chaleur; masse; transfert; sols; décontamination; vacuum; pyrolyse

Nomenclature

C capacité calorifique

d diamètre moyen des particules

E taux d'évaporation par unité de volume

F_p facteur de forme entre les particules

F_s facteur de forme entre la surface supérieure du lit de sable et la paroi du réacteur

g intensité de la pesanteur

h enthalpie

h_{ig} enthalpie d'évaporation

h_r coefficient d'échange par rayonnement

H coefficient de rayonnement ($h_r = H \cdot T^3$)

k perméabilité intrinsèque du milieu

k_r perméabilité relative

M masse contenue dans le volume V

P pression

* Auteur pour correspondance. Tel.: 001 418 656 7406; fax: 001 418 656 2091; e-mail: croy@gch.ulaval.ca.

P_c	pression critique
q	densité de flux
Q	flux de fluide
r, z	coordonnées cylindriques
R_0	rayon de la couche de milieu poreux
R_m	constante des gaz de la phase vapeur
S	saturation en liquide
S_c	saturation corrigée en liquide, $S_c = (S - S_H)/(1 - S_H)$
S_H	saturation de l'eau stagnante
t	temps
T	température
T_c	température critique
u	énergie totale par unité de volume
v	vitesse du fluide
V	volume
x, y, z	dimensions d'espaces
Z_0	épaisseur de la couche de milieu poreux.

Symboles grecs

α	diffusivité thermique
δ	incrément de temps
ε	porosité du milieu poreux
η	viscosité cinématique
λ	conductivité thermique
μ	viscosité dynamique
ρ	masse volumique
σ	constante de Stefan-Boltzmann
ω	émissivité.

Indices

i, j, n	indices des noeuds du maillage
l	liquide
0	valeur initiale
p	paroi
v	vapeur
s	solide.

1. Introduction

Roy et al. ont récemment démontré le potentiel technique et économique de la technologie de la pyrolyse sous vide pour la restauration de sols contaminés avec des hydrocarbures [1]. Le traitement par pyrolyse sous vide de sols contaminés par des hydrocarbures légers peut s'apparenter à une opération de séchage sous vide à haute température d'un milieu poreux. Pour notre modèle, nous nous sommes limités à l'étude des phénomènes de transfert se déroulant dans un milieu poreux ne contenant qu'un liquide pur. Le modèle a été vérifié expérimentalement à différentes pressions opératoires pour un milieu constitué de sable ne contenant que de l'eau.

Les transferts couplés chaleur-matière dans les milieux poreux interviennent dans de nombreux processus naturels ou industriels à des échelles très variables: exploitation pétrolière, alimentation hydrique des plantes, séch-

age des matériaux de construction ou hydratation de produits divers. De cette diversité d'application est née une panoplie assez large de modèles théoriques. La plupart de ces modèles s'appliquent au séchage convectif de milieux poreux soumis à des températures relativement faibles, de l'ordre de 100°C, ou à la modélisation des transports de chaleur et d'humidité pour un sol soumis à une source de chaleur (ex: câbles électriques, conduites souterraines...) ou un sol assujéti à diverses conditions climatiques fluctuantes, ou encore dans le domaine de l'extraction pétrolière. On retrouvera une bibliographie plus complète dans l'ouvrage de Choque [2].

La majorité de ces travaux font état des phénomènes de transfert dans des milieux poreux soumis à des conditions de séchage relativement douces. À l'inverse, le traitement des sols contaminés se déroule dans des conditions opératoires plus sévères. Les sols traités passent par des gammes plus larges de température et de pression. Par conséquent, il faut ici considérer le transfert radiatif attribuable aux températures élevées alors que le transfert de chaleur par convection peut être ignoré en vertu des basses pressions employées. Quelques travaux seulement traitent des phénomènes de transferts dans des milieux poreux dans des conditions proches de celles de la présente étude. Parmi ceux-ci, Frank et Morrison [3] abordent l'étude analytique de l'écoulement transitoire unidirectionnel biphase et à deux composants dans un milieu poreux soumis à des conditions sévères de température et de pression telles que celles rencontrées lors d'une explosion nucléaire souterraine. Enfin, plus proche encore, les travaux de Sahota et Pagni [4] portent sur l'étude des écoulements biphases et binaires dans des milieux poreux, à une seule dimension ou axisymétrique. Les résultats du modèle théorique développé par ces auteurs ont été confrontés à l'expérience dans le cas d'un milieu poreux soumis à un feu. Dans leur étude, les auteurs ont en particulier élaboré un modèle simplifié dans lequel les mouvements de la phase liquide, le transfert de chaleur par convection et le transfert de matière par diffusion sont négligés.

Dans le but de modéliser le transfert de masse et de chaleur durant la pyrolyse d'un sol contaminé dans un réacteur batch cylindrique, on a développé un modèle en coordonnées cylindriques. Afin de valider ce modèle, on a effectué une série d'essais de pyrolyse avec du sable imbibé d'eau et on a comparé les résultats obtenus avec les résultats de la simulation. Les expériences ont été effectuées sous différentes pressions.

2. Théorie

Partant de la conservation de la masse et de l'énergie, on a établi les équations générales décrivant les principaux phénomènes de transfert de masse et de chaleur qui se déroulent lors du chauffage sous pression réduite

à haute température d'un milieu poreux contenant un liquide pur.

Pour la modélisation des transferts couplés chaleur-masse, on a posé quelques hypothèses spécifiques :

1. Le milieu poreux est supposé indéformable. La masse du solide ne varie pas.
2. Les phases liquide et vapeur sont constituées d'un composant pur, à savoir de l'eau, le composant volatil majeur des sols.
3. Le milieu poreux est assimilé à un milieu continu homogène.
4. Le milieu est en équilibre thermodynamique local [5], c'est-à-dire qu'en un point, à l'échelle du volume élémentaire représentatif (échelle intermédiaire entre l'échelle des pores et celle du milieu), les températures moyennes de chacune des phases solide, liquide et gazeuse sont égales. De plus, en présence de liquide, la pression de vapeur est égale à la pression de vapeur saturante éventuellement corrigée en vertu des lois de sorption.
5. Il n'y a pas de réaction chimique.
6. La vapeur est considérée comme un gaz idéal, vue les basses pressions employées.
7. La chaleur transmise par convection est supposée négligeable par rapport à celle fournie par conduction et rayonnement.
8. La masse volumique du liquide, les viscosités des phases liquide et vapeur, les capacités calorifiques du solide, du liquide et de la vapeur sont supposées constantes à basse pression.

Le modèle est développé pour le cas général en établissant les bilans de masse et d'énergie sur un volume de contrôle. À partir de ces hypothèses, on peut écrire les équations générales suivantes (la signification des symboles employés est donnée dans la section Nomenclature) :

2.1. Équations de conservation de masse

Pour la phase liquide :

$$\varepsilon \rho_l \frac{\partial S}{\partial t} = -\nabla \cdot \bar{Q}_l - E. \quad (1)$$

Pour la phase vapeur :

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v (1-S)) = -\nabla \cdot \bar{Q}_v + E \quad (2)$$

où S le facteur de saturation défini comme :

$$S = \frac{V_l}{V_l + V_v}. \quad (3)$$

En se référant aux travaux de Sahota et Pagni [4], il semble légitime de négliger les gradients de flux liquide. Les auteurs considèrent en effet que le coefficient de Darcy associé au mouvement du liquide est petit comparé à celui associé au mouvement de la phase gazeuse. Ceci est d'autant plus vrai pour les faibles teneurs en liquide

lorsque le liquide contenu dans les différents pores n'est plus interconnecté. Ainsi, l'équation (1) peut s'écrire :

$$\varepsilon \rho_l \frac{\partial S}{\partial t} = -E. \quad (4)$$

Pour décrire l'écoulement multiphasique en milieu poreux, on utilise la loi de Darcy généralisée. Si on néglige l'effet de la gravité, cette loi s'écrit pour la phase gazeuse :

$$\bar{Q}_g = -\rho_v \frac{k k_{rv}}{\mu_v} \nabla P. \quad (5)$$

On suppose que la perméabilité relative k_{rv} est uniquement fonction de la saturation en liquide S . Il existe dans la littérature [6-8] diverses expressions pour k_{rv} . La relation ici retenue est la suivante [9] :

$$k_{rv} = 1 - S. \quad (6)$$

2.2. Equations de conservation de l'énergie

$$C_{so} \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot \bar{q} - h_{ig} \cdot E \quad (7)$$

\bar{q} est la somme des flux de chaleur échangés par conduction et rayonnement :

$$\bar{q} = \bar{q}_c + \bar{q}_r. \quad (8)$$

où $\bar{q}_c = -\lambda \cdot \nabla T$.

La conductivité thermique λ est donnée par la loi proposée par Somerton et al. [10] :

$$\lambda = \lambda_0 + (\lambda_1 - \lambda_0)^2 \sqrt{S} \quad (9)$$

où : λ_0 est la conductivité thermique du milieu sec ; λ_1 est la conductivité thermique du milieu saturé.

q_r est le flux de chaleur par rayonnement. De manière générale, lorsque la température du lit est supérieure à 200 C, les échanges de chaleur par rayonnement entre les particules ne peuvent être ignorés. Le rayonnement est une fonction de la température, de la nature des surfaces, de leur émissivité et du facteur de forme. D'une manière générale, le flux de chaleur échangé par rayonnement entre deux surfaces grises aux températures T_1 et T_2 peut s'exprimer par la relation donnée par Wakao et Kaquei [11] :

$$q_r = \frac{\sigma}{2 \left(\frac{1}{\omega} - 1 \right) + \frac{1}{F_p}} (T_1^4 - T_2^4). \quad (10)$$

On peut aussi approximer le flux q_r de la manière suivante :

$$q_r = h_r (T_1 - T_2) \quad (11)$$

en définissant le coefficient d'échange par radiation h_r par :

$$h_r = \frac{\sigma}{2 \left(\frac{1}{\omega} - 1 \right) + \frac{1}{F_p}} T^3. \quad (12)$$

Il existe différentes formules exprimant les coefficients

d'échange par radiation dans un milieu poreux. Wakao et Kaquei [11] en ont regroupé quelques-unes. Nous utiliserons dans notre étude la formule suivante proposée par Wakao et Kato en 1969 [12] :

$$h_r = \frac{0.4536}{\left(\frac{2}{\omega} - 0.264\right)} \left(\frac{T}{100}\right)^3 \quad (13)$$

2.3. Equilibre thermodynamique

Compte tenu de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local, la pression de vapeur est égale à la pression de vapeur saturante :

$$P = P_{\text{sat}}(T) \quad (14)$$

Pour l'eau, on a utilisé la formule proposée par Reid et al. [13] :

$$P_{\text{sat}}(T) = P_c \cdot \exp \left\{ \frac{T_c}{T} (AX + BX^{1.5} + CX^3 + DX^6) \right\} \quad (15)$$

avec : $X = 1 - T/T_c$, $D = -1.23$, $A = -7.76$, $T_c = 647$ K, $B = 1.45$, $P_c = 221 \times 10^5$ Pa, $C = -2.77$, domaine de validité : $275 \text{ K} < T < 647.3 \text{ K}$.

2.4. Conditions frontières et initiales

Initialement, la température, la pression et la teneur en liquide sont supposées constantes et uniformes :

$$T = T_0$$

$$P = P_0$$

$$S = S_0$$

On connaît la température de paroi du réacteur T_p en fonction du temps. La pression P_v est constante au cours de l'expérience. Du plus, le flux de masse est nul à la paroi du cylindre et d'après la symétrie du problème, la dérivée en fonction du rayon (d/dr) est nulle pour $r = 0$. On peut alors écrire :

$$\text{à } t > 0 \quad r = R_0 \quad T = T_p$$

$$Q_v = 0$$

$$z = 0 \quad T = T_p$$

$$Q_v = 0$$

$$z = z_0 \quad P = P_v$$

$$-\lambda(\partial T/\partial z) = \omega \sigma F_s (T_p^4 - T^4)$$

$$r = 0 \quad (\partial x/\partial r) = 0 \quad \text{avec } x = T, P, S.$$

3. Méthodologie

3.1. Résolution numérique

Le système d'équations à résoudre étant hautement non linéaire, il est impossible de trouver une solution

analytique. Pour résoudre ce système, il faut avoir recours à une méthode numérique. La méthode ici retenue est celle des volumes finis décrite par Patankar [14] et utilisée en deux dimensions, en coordonnées rectangulaires, par Perre et Degiovanni [15] dans le cas du séchage du bois. Avec cette méthode, le domaine de calcul est couvert par un réseau de points autour desquels sont construits des volumes de contrôle. Les surfaces de ces volumes sont communes pour deux noeuds adjacents. Tous les flux sont évalués sur ces surfaces. Un des principaux avantages de la méthode est de respecter rigoureusement les équations de conservation, non seulement de façon globale et pour des points suffisamment resserrés, mais aussi pour chaque volume du maillage, quelle que soit sa forme. Dans le cas présent, les équations seront développées dans le système de coordonnées cylindriques correspondant à la forme du réacteur expérimental. De plus, du fait de la symétrie angulaire, il faut travailler dans un espace de dimension deux : Or et Oz. Le programme développé en FORTRAN est disponible dans l'ouvrage de Choque [2].

3.2. Montage expérimental

Pour valider le modèle, différentes expériences ont été effectuées dans un réacteur en mode d'alimentation discontinue à l'échelle du laboratoire (voir Fig. 1). Le schéma du montage est illustré sur la Fig. 2. Ce montage comprend le réacteur, les condenseurs permettant de récupérer les vapeurs produites et une pompe mécanique permettant de maintenir le vide. Le réacteur a un volume utile de dix litres. Il est en acier inoxydable et mesure 25 cm de diamètre intérieur sur 30 cm de hauteur. Les parois

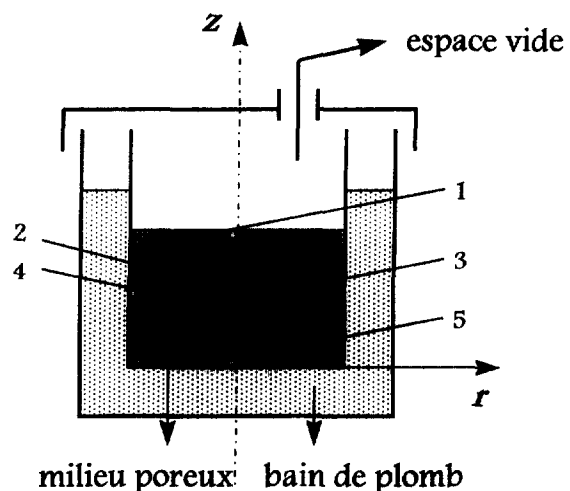


Fig. 1. Schéma simplifié du réacteur de pyrolyse sous vide montrant le positionnement des différents thermocouples dans le lit de sable. 1. À la surface du lit; 2. Au milieu; 3. Au mi-milieu; 4. À la paroi du réacteur; 5. Au fond.

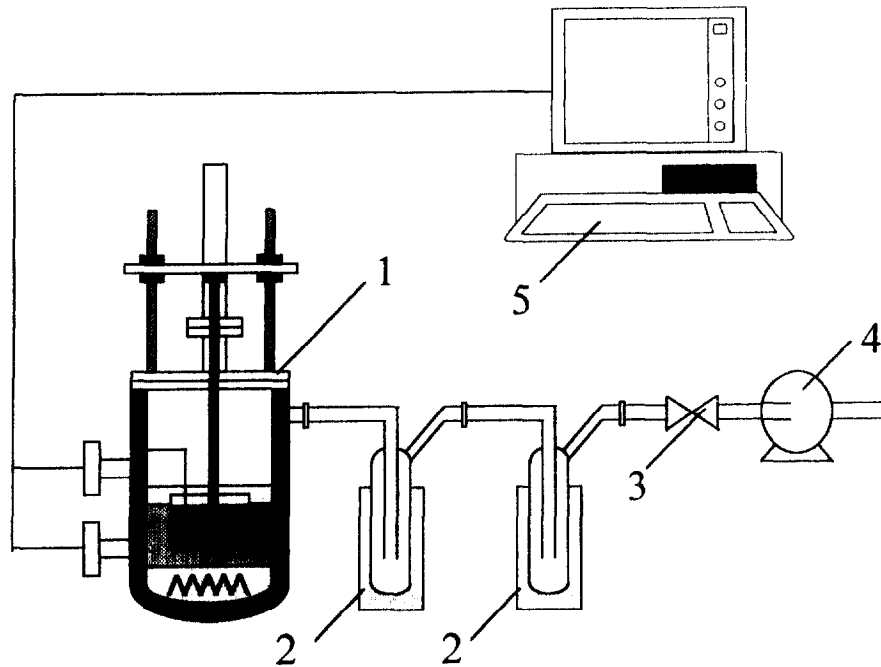


Fig. 2. Schéma du montage de laboratoire. 1. Réacteur; 2. Pièges à condensation; 3. Vanne manuelle; 4. Pompe à vide; 5. Microordinateur

du réacteur sont isolées au moyen d'une couche de 25 mm d'épaisseur de plâtre et de laine minérale. L'enceinte du réacteur contient deux récipients cylindriques. Le premier, contenant du plomb, est posé sur une résistance électrique permettant de faire fondre le plomb et de le maintenir à la température désirée. Le second, de 20 cm de diamètre intérieur et en acier inoxydable, contient le milieu poreux. Il est rendu mobile par un piston pneumatique extérieur auquel il est relié hermétiquement. Ce récipient est maintenu au-dessus du bain de plomb jusqu'à ce que le métal soit complètement fondu et ait atteint la température désirée.

Lors du montage on place dans le récipient intérieur le sable humide de façon à obtenir un lit de 10 cm d'épaisseur, soit une masse d'environ 8–9 kg selon le degré d'humidité de l'échantillon. Après avoir installé convenablement les différents thermocouples, on ferme hermétiquement le réacteur. Tout le système est alors mis sous vide à l'aide de la pompe mécanique.

Des expériences ont été réalisées pour différentes pressions opératoires. La procédure suivie est la suivante: le bain de plomb est chauffé jusqu'à une température de 350°C environ. Une fois cette température atteinte, on plonge à l'aide du piston le récipient contenant le sable à une humidité connue dans le bain de plomb fondu lequel est maintenu à une température voisine de 350°C. Cinq expériences ont été réalisées pour des pressions opératoires

totales de 2,7, 6,7, 9,3, 13,3 kPa ainsi qu'à la pression atmosphérique.

4. Résultats

4.1. Résultats expérimentaux

La Fig. 3 illustre les courbes de températures expérimentales obtenues pour l'essai effectué à 2,7 kPa. Les courbes des températures données par les différents thermocouples placés à l'intérieur du lit de sable présentent des allures identiques. Les températures à l'intérieur du milieu poreux partiellement saturé évoluent en deux phases liées aux zones liquide et vapeur. La Fig. 3 montre que la durée de la zone liquide est dépendante de la position du thermocouple au sein du milieu poreux. Dans la zone liquide le matériau atteint un régime de quasi-équilibre thermique durant lequel les températures n'évoluent pas dans le temps. La zone vapeur est caractérisée par une montée rapide en température qui tend en fin d'expérience vers la température correspondant à celle du bain de plomb. La Fig. 4 montre la température mesurée dans le lit de sable quand la pression au-dessus du lit de sable est augmentée jusqu'à 1 atm. Dans cette figure, les courbes de température augmentent en trois étapes. À la première étape, la température du sable et du liquide

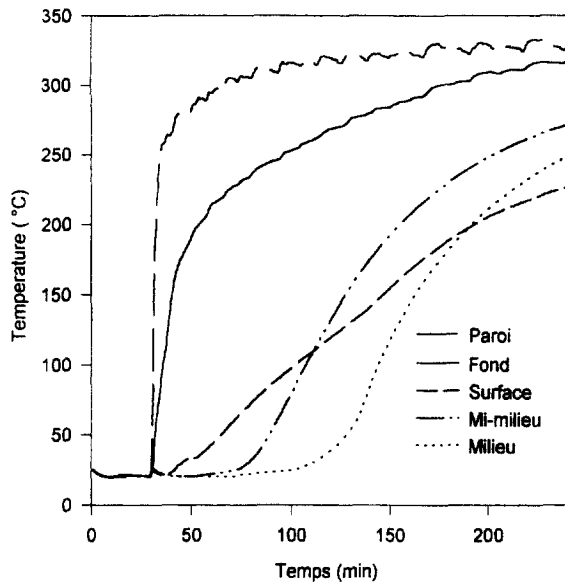


Fig. 3. Températures relevées pour l'expérience effectuée à 2,7 kPa.

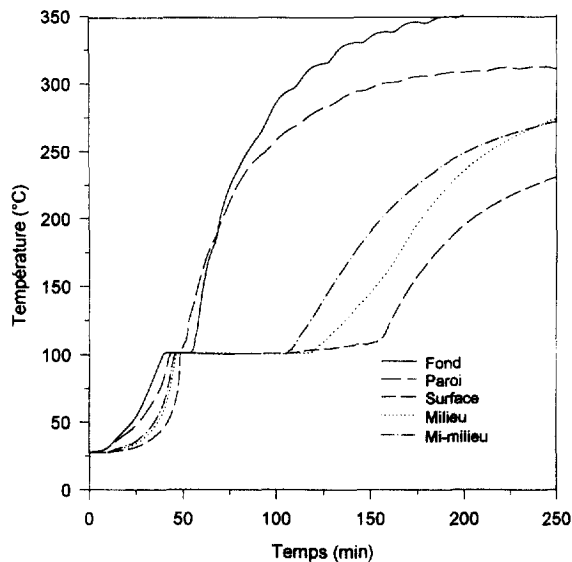


Fig. 4. Températures relevées pour l'expérience effectuée à 101 kPa.

augmente d'une température initiale de 28°C jusqu'à 101°C. À la deuxième étape, le liquide s'évapore et la température demeure constante à 101°C. À la troisième étape, tout le liquide s'est évaporé et le sable est sec. À ce moment, la température du sable augmente d'une façon constante pour atteindre la température de la paroi T_p . Les Figs. 3 et 4 indiquent que les températures d'ébullition mesurées à différents endroits sont identiques,

même si la température a été mesurée au milieu ou au bord du lit. Ceci implique que la pression est uniforme partout dans le lit et qu'il n'y a pas de surpression au sein du lit de sable. Pour les tests effectués à des pressions totales de 6,7, 9,3 et 13,3 kPa, des courbes de température semblables ont été obtenues pour les trois étapes et une phase de température constante a été observée lors de l'évaporation du liquide. Le Tableau 1 présente les températures d'ébullition mesurées au milieu du lit pour tous les tests effectués à différentes pressions à la surface du lit de sable. Les résultats montrent une ressemblance entre la température d'ébullition de l'eau au centre du lit et la valeur rapportée dans la littérature avec une pression égale à la pression à la surface du lit de sable. Les petites différences observées sont attribuables à l'erreur expérimentale. Les petites irrégularités observées en début de palier, vers 30 min, sont attribuables à la plongée dans le bain de plomb chaud du récipient contenant le milieu poreux. Il survient alors une évaporation brutale et massive créant une légère surpression au sein du milieu poreux.

L'analyse de ces courbes permet de formuler quelques remarques. Tout d'abord, le fait que la température dans la zone liquide soit exactement égale à la température de saturation révèle l'absence de surpression liée à l'évaporation du liquide au sein du matériau et donc d'une perméabilité assez élevée. L'influence de la perméabilité sur l'évolution temporelle des pressions et des températures a été étudiée ultérieurement au sein du lit. On remarque aussi que les paliers correspondant à la zone liquide ont des longueurs différentes selon la position des thermocouples à l'intérieur du lit de sable. Les paliers sont d'autant plus étroits que les thermocouples sont proches des frontières du lit. Cette cassure dans le profil des températures à différents moments met en évidence le passage du front d'évaporation se déplaçant des bords du lit vers le centre, séparant ainsi la couche de sable en deux zones: une zone liquide et une zone vapeur.

4.2. Valeurs numériques des coefficients utilisés dans la simulation

Les diverses corrélations et valeurs numériques retenues pour les différentes simulations sont données au

Tableau 1
Température d'ébullition mesurée dans le lit de sable sous différentes pressions

Pression (kPa)	T_b (°C) from measurement	T_b (°C) from literature
2,7	21	22,1
6,7	37	37,5
9,3	43	44,5
13,3	52	51,6
101	101	99,1

Tableau 2. Elles proviennent pour la plus grande partie des travaux de Udell [16, 17]. Udell utilise en effet le même type de sable que celui utilisé dans notre étude, à savoir du sable d'Ottawa (VWR Scientific, Montréal, Canada) de granulométrie 20–28 mesh.

En ce qui concerne la conductivité thermique, les valeurs des conductivités sèche et saturée associées à la formule sont plus faibles que celles utilisées par Udell [16], soit $\lambda_0 = 0,582 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $\lambda_1 = 1,130 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. La valeur de la perméabilité peut varier de 10^{-10} à 10^{-14} m^2 selon la granulométrie et la porosité du sable [18]. Dans la littérature, Udell [16] emploie une valeur de perméabilité de $1,39 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ pour des particules de sable avec un diamètre $d = 0,6\text{--}0,8 \text{ mm}$ et une porosité de $\varepsilon = 0,33$. Les caractéristiques de ce sable sont très semblables à l'échantillon que nous avons testé. Toutefois, Bau [9] rapporte dans ses travaux, pour un sable de type silice S-151 de diamètre $0,21\text{--}0,32 \text{ mm}$, une valeur de perméabilité de $64,0 \times 10^{-12} \text{ m}^2$. Kozeny-Carman [19] ont fourni l'équation suivante pour calculer la perméabilité selon la granulométrie et la porosité du sable :

$$k = \frac{d^2}{180} \cdot \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2}$$

En utilisant l'équation (16), on trouve pour k une valeur $2,25 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ laquelle est beaucoup plus grande que la valeur employée. Ces valeurs issues de la littérature sont donc très différentes.

La perméabilité d'un milieu poreux est une donnée difficile à évaluer expérimentalement. Il existe une grande disparité des valeurs de k dans la littérature. Dans le présent travail, nous n'avons observé expérimentalement dans le lit poreux aucune surpression qui en fait aurait engendré une température supérieure à la température de

saturation correspondant à la pression opératoire. Ainsi, dans ce cas particulier on peut conclure que la valeur de la perméabilité est élevée. À ce propos, Sahota et Pagni [4] ont élaboré un modèle simplifié supposant un coefficient de Darcy infini représentant très bien le séchage d'un milieu poreux composé de poudre d'alumine.

La Fig. 5 représente l'évolution des températures au milieu du lit en fonction du temps pour des perméabilités différentes. On observe que plus la perméabilité est faible, plus la surpression, visualisée par une augmentation de

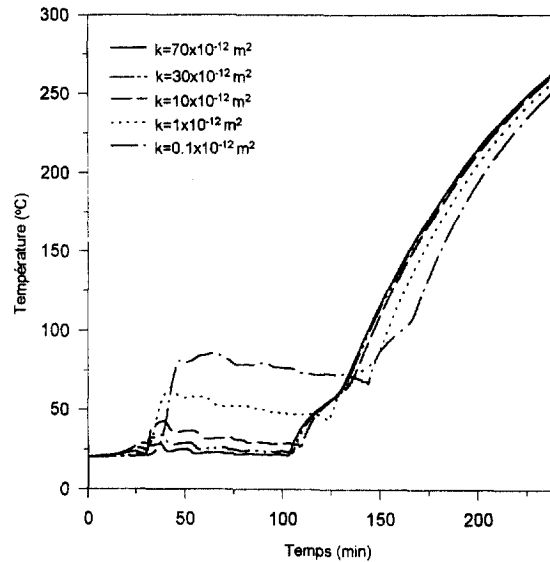


Fig. 5. Évolution des température pour différentes valeurs de la perméabilité.

Tableau 2
Valeur et corrélations des coefficients caractérisants le fluide de le milieu poreux

Dimension de la couche et milieu poreux					
R_0	0.093	m	Z_0	0.1	m
Propriétés physico-chimiques de la phase solide					
ρ_s	2600	kg m^{-3}	K	70×10^{-12}	m^2
C_{ps}	879	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	ε	0,33	
λ_0	0,35	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	S_0	0,205	
λ_1	0,60	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	S_h	0,005	
λ	$\lambda_0 + (\lambda_1 - \lambda_0)S^{0.5}$	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	σ	$5,67 \times 10^{-8}$	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$
Propriétés physico-chimiques de la phase liquide					
ρ_l	998,2	kg m^{-3}	h_{fg}	$2,456 \times 10^6$	J kg^{-1}
C_{pl}	4187	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$			
Propriétés physico-chimiques de la phase gazeuse					
μ_v	$12,3 \times 10^{-6}$	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	K_{rv}	$1 - S$	
R_m	961,9	$\text{J kg}^{-1} \text{mol}^{-1} \text{K}^{-1}$			

la température engendrée au sein du milieu poreux au cours de la première phase, est importante. Ces surpressions peuvent même dans certains cas particuliers de milieux très peu poreux provoquer des fissures dans la matrice solide. En définitive, la valeur de la perméabilité ne requiert pas, dans le cas présent, une précision absolue. Elle doit juste être supérieure à une certaine valeur correspondant à l'apparition dans le milieu poreux d'une surpression infime ou nulle. Ainsi, la perméabilité de $k = 70,0 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ à la Fig. 5 sera celle retenue dans le cadre de ce travail. Il s'agit de la valeur minimale pour la perméabilité qui ne cause pas de phénomènes de surpression dans le lit. Cette valeur est beaucoup moins grande que celle de Kozeny-Carman [19] et plus grande que la valeur rapportée dans les travaux de Udell [16] et est très semblable à la valeur de perméabilité utilisée dans le travail de Bau [9]. De plus, il faut se rappeler que la valeur de la perméabilité comme d'ailleurs celle de la conductivité thermique dépendent fortement de la manière dont est tassé le milieu poreux, d'où les différences entre nos valeurs et celles de la littérature.

4.3. Comparaison de résultats expérimentaux et simulés

On a comparé les températures mesurées expérimentalement et les températures calculées au moyen du modèle. Toute la difficulté réside, ici, dans le fait d'imposer au modèle les conditions opératoires les plus proches de la réalité. Les paramètres à fixer sont la pression (constante au cours de l'expérience) et les températures de paroi (fonction du temps). Pour fixer les températures aux parois, on considère deux périodes. La première correspond au temps pendant lequel le cylindre contenant le sable humide est maintenu au-dessus du bain de plomb en fusion. Au cours de cette période, les températures de la paroi latérale et du fond du récipient évoluent différemment du fait de l'exposition différente au rayonnement thermique généré par le bain de plomb en fusion. Pendant la seconde période, le cylindre contenant le sable humide est immergé dans le bain de plomb fondu. À noter qu'il n'y a pas de contact direct entre l'échantillon et le bain de plomb fondu, si ce n'est celui à travers la paroi du récipient lui-même. Les températures de la paroi latérale et celle au fond du récipient sont alors semblables et fluctuent autour de la température de contrôle. Rappelons que la valeur de la saturation initiale en liquide a été déterminée en ajoutant au sable parfaitement sec une masse connue de liquide et en le mélangeant jusqu'à l'obtention d'un milieu homogène.

Ainsi, pour les diverses expériences, on peut comparer sur les Figs. 6-10 les résultats expérimentaux (valeurs discrètes) aux résultats théoriques provenant de la résolution numérique (lignes continues). La comparaison a été effectuée en quatre points du lit : au fond du lit, au milieu, au mi-milieu et à la surface. Les Figs. 6 et 7 illustrent les résultats de la comparaison dans le cas de

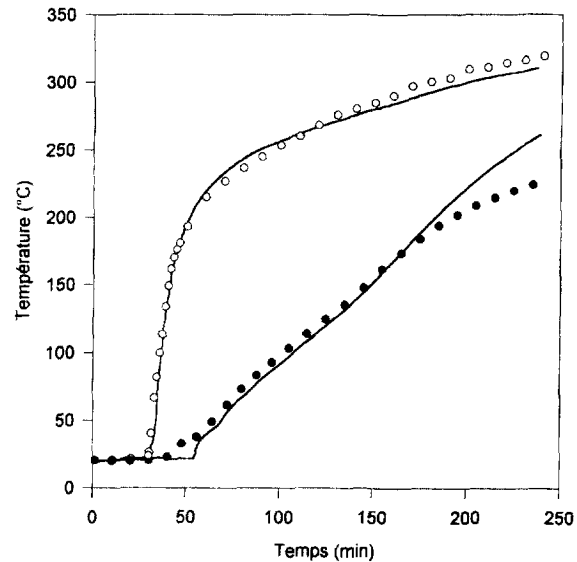


Fig. 6. Résultats expérimentaux et théoriques à une pression de 2,7 kPa. Thermocouple positionné au fond (○) et à la surface du lit (●).

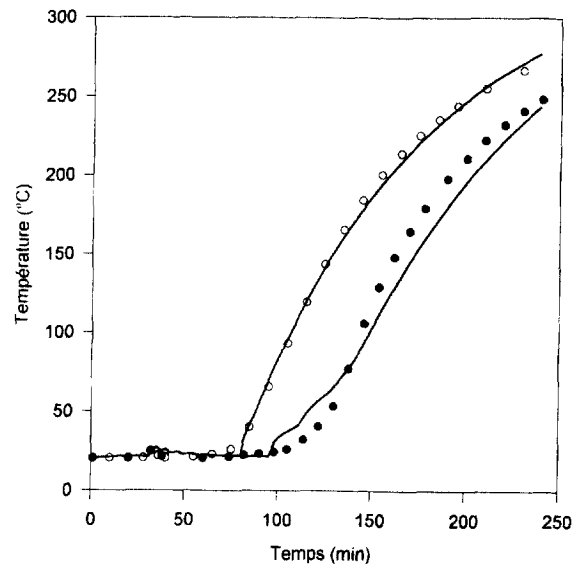


Fig. 7. Résultats expérimentaux et théoriques à une pression de 2,7 kPa. Thermocouple positionné au milieu (●) et au mi-milieu du lit (○).

l'expérience effectuée à 2,7 kPa. La concordance est assez bonne pour l'ensemble des points pour les différentes expériences.

On remarque une différence en fin d'expérience plus importante dans le cas des températures de surface (Fig. 6). Ceci est vraisemblablement imputable à l'hypothèse de la température uniforme tout au long de la paroi et

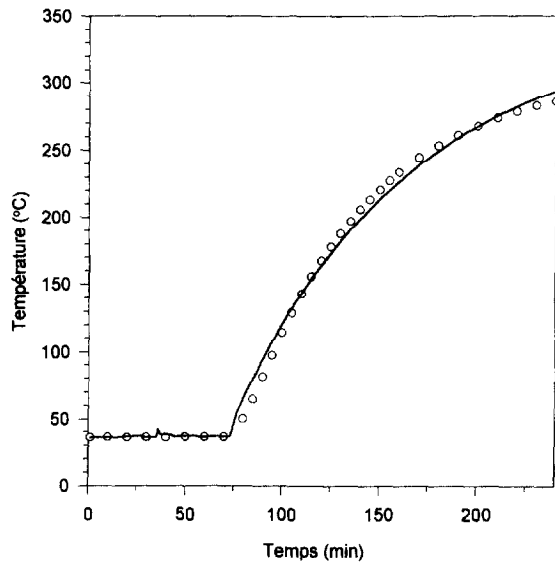


Fig. 8. Résultats expérimentaux et théoriques à une pression de 6,7 kPa. Thermocouple positionné au mi-milieu du lit.

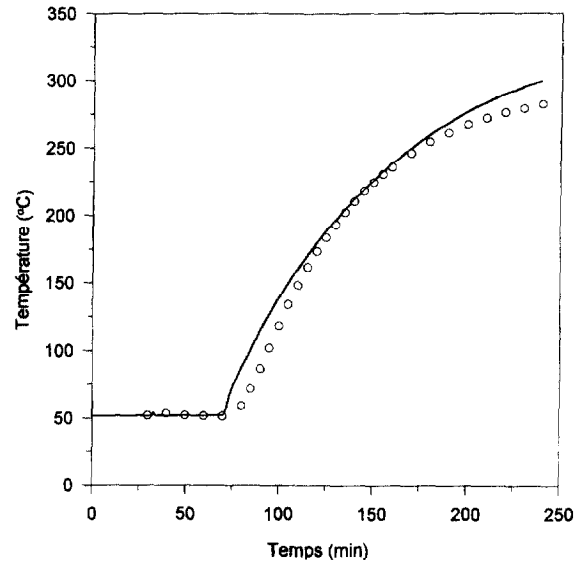


Fig. 10. Résultats expérimentaux et théoriques à une pression de 13,3 kPa. Thermocouple positionné au mi-milieu du lit.

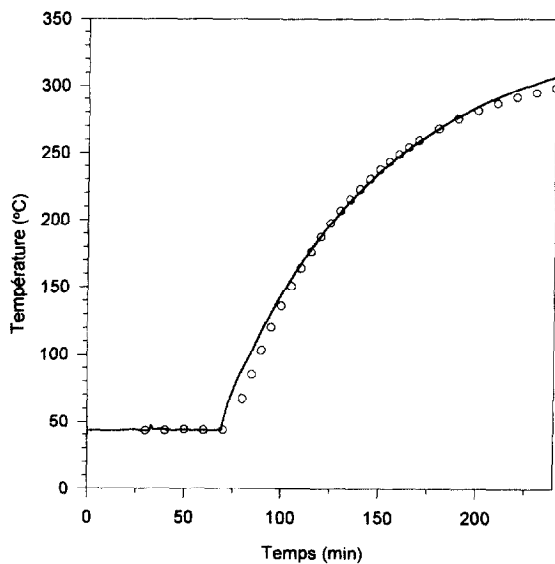


Fig. 9. Résultats expérimentaux et théoriques à une pression de 9,3 kPa. Thermocouple positionné au mi-milieu du lit.

aussi à une mauvaise représentation des transferts par rayonnement entre l'environnement extérieur et la surface du lit. Le modèle proposé semble d'autant plus satisfaisant que les valeurs données aux différents paramètres tels que la conductivité thermique et la perméabilité sont des valeurs physiquement représentatives du milieu. La concordance des températures aux pressions de 6,7, 9,3 et 13,3 kPa est, elle aussi, accept-

able, comme le montrent à titre illustratif les Figs. 8–10 pour une localisation à mi-milieu du lit.

5. Discussion

À la lumière des résultats obtenus, on peut tenter de décrire les différentes étapes se déroulant au cours du traitement thermique du milieu poreux. Pendant la première étape, représentée par le palier à température constante, la chaleur apportée par la conduction et la rayonnement est évacuée localement du fait de l'évaporation. La quantité de liquide évaporée correspond à l'énergie à évacuer pour maintenir la température du milieu à la température d'équilibre fixée par la pression d'opération. La première étape dure donc jusqu'à épuisement du liquide localement présent. La Fig. 11 illustre ce phénomène. Cette figure montre l'évolution dans le temps de la température et de la saturation au milieu du lit. Le phénomène d'évaporation s'effectue en un endroit précis évoluant au cours du temps au sein du milieu poreux. Ce lieu est appelé 'front d'évaporation' et délimite la frontière entre la zone liquide et la zone vapeur. Au cours de la seconde étape, la température évolue dû fait des transferts de chaleur par conduction et rayonnement. La Fig. 12 représente la carte 'thermique' du milieu poreux au temps $t = 60$ minutes pour l'expérience effectuée à 2,7 kPa abs. Les différentes zones permettent de visualiser les champs de température. On peut y observer une évolution 'logique' des températures au sein du lit allant du plus chaud (aux parois), au plus froid (au centre). On y dis-

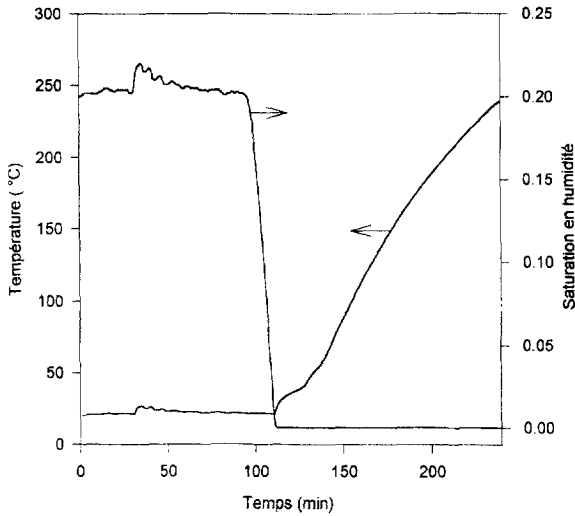


Fig. 11. Évolution théorique de la température et de la saturation en liquide au centre du lit pour l'expérience effectuée à 2,7 kPa.

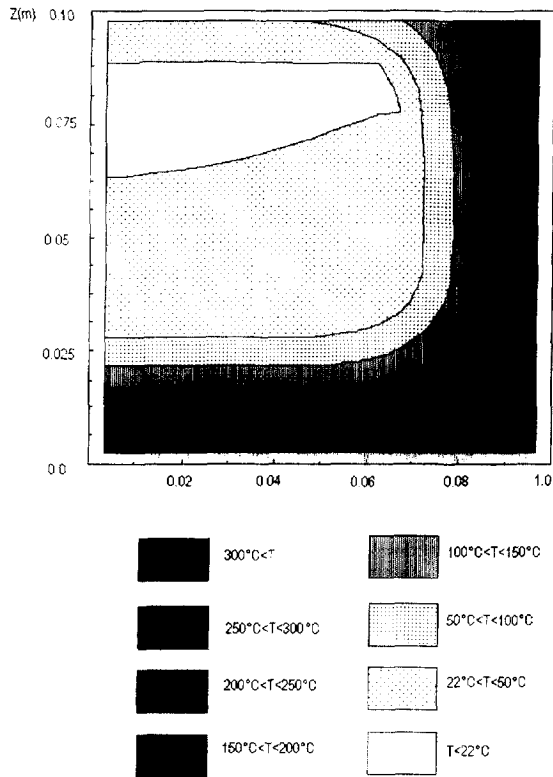


Fig. 12. Champ des températures théoriques observées au sein du milieu poreux au temps $t = 60$ min pour l'expérience effectuée à 2,7 kPa.

tingue aussi la zone liquide où $T = 22$ C, de la zone vapeur où $T > 22$ C.

6. Conclusions

L'étude visait la modélisation des différents phénomènes de transfert qui se déroulent lors du chauffage sous vide à haute température d'un milieu poreux de type sable partiellement saturé d'eau, cette dernière représentant un composant majeur des sols contaminés. L'étude s'est articulée selon plusieurs étapes. Tout d'abord, un modèle théorique a été développé qui a abouti à un système d'équations différentielles partielles. Ce système a ensuite été simplifié en vue de sa résolution numérique dans le cas du chauffage sous vide du milieu poreux dans un réacteur de type cuve cylindrique. La méthode de résolution par volumes finis a été employée.

L'algorithme de résolution a été validé de plusieurs manières. Tout d'abord, la comparaison des résultats numériques à la solution analytique dans le cas de la conduction simple dans un cylindre infini a révélé une très bonne concordance entre les résultats. Ensuite, la comparaison entre les températures calculées numériquement et celles relevées expérimentalement pour des essais effectués à différentes pressions, pour un milieu constitué de sable contenant de l'eau, a montré elle aussi une bonne concordance. Ceci a permis de valider les différentes hypothèses et corrélations choisies et plus particulièrement celles qui concernent les perméabilités relatives et la conductivité thermique. Les valeurs choisies pour les différents paramètres sont en accord avec celles trouvées dans la littérature. Il sera intéressant de déterminer ultérieurement de façon expérimentale des paramètres comme la conductivité thermique.

Le modèle et les corrélations utilisées, validés expérimentalement dans le cas du sable contenant de l'eau pourraient aussi, a priori, être utilisés pour tout milieu poreux partiellement saturé par un liquide pur comme de l'eau ou un hydrocarbure léger. Les équations restent en effet valables tant qu'il n'y a pas décomposition thermique des molécules. Dans ce dernier cas, il faudrait alors tenir compte des termes liés aux réactions de décomposition dans l'équation de conservation de l'énergie et prendre en compte les pressions partielles des différents constituants gazeux.

Lors du développement du modèle, le mouvement du liquide au sein du milieu poreux a été négligé, ce qui semble tout à fait raisonnable pour le cas étudié. Cependant, il faudrait sans doute reconsidérer cette hypothèse dans le cas d'un milieu poreux de saturation élevée dans lequel le liquide des différents pores serait interconnecté. La prise en compte de ce phénomène ne devrait pas être trop difficile à incorporer au modèle existant. L'équation de continuité pour le liquide contiendrait alors un terme

supplémentaire défini selon la loi de Darcy et introduisant le terme de perméabilité relative pour la phase liquide.

Références

- [1] Roy C, de Caumia B, Blanchette D, Pakdel H, Couture G, Schwerdtfeger AE. Vacuum pyrolysis process for the remediation of hydrocarbon-contaminated soils from 'Les Vidangeurs de Montréal' site, Province of Quebec, Canada. *Remediation* 1994/1995;111–30.
- [2] Choque JC. Étude du transfert de chaleur dans un réacteur de pyrolyse sous vide utilisé pour le traitement des sols contaminés par des hydrocarbures. Mémoire de maîtrise, Université Laval, Québec, 1994.
- [3] Frank A, Morrison JR. Transient multiphase multicomponent flow in porous media. *Int J Heat Mass Transfer* 1973;16:2331–42.
- [4] Sahota MS, Pagni PJ. Heat and mass transfer in porous media subject to fires. *Int J Heat Mass Transfer* 1979;22:1069–81.
- [5] Whitaker S. Heat and mass transfer in granular porous media. *Advances in Drying*, Vol. 1. New York: Hemisphere, 1980. pp. 23–61.
- [6] Fatt I, Klikoff, WA. Effect of fractional wettability on multiphase flow through porous media. AIME Technical Note 2043, AIME Transactions 1959;216:246.
- [7] Wyllie MRJ. Relative permeability. In: Frick, editor. *Petroleum Production Handbook*, Vol. 2. New York: McGraw-Hill, 1962.
- [8] Botset HG. Flow of gas-liquid mixtures through consolidated sands. *Trans AIME* 1940;136:91–108.
- [9] Bau HH, Torrance KE. Boiling in low permeability porous materials. *Int J Heat Mass Transfer* 1982;25:45–55.
- [10] Somerton WH, Keese JA, Chu SL. Thermal behavior of unconsolidated oil sands. *Soc Pet Eng J* 1974;14:n5.
- [11] Wakao N, Kagueli S. *Heat and Mass Transfer in Packed Beds*. New York: Gordon and Breach Science Publishers, 1984. pp. 161–294.
- [12] Wakao N, Kato K. Effective thermal conductivity of packed beds. *J Chem Eng Japan* 1969;2:24.
- [13] Reid C, Prausnitz JM, Sherwood TK. *The Properties of Gases and Liquids*. New York: McGraw-Hill, 1977.
- [14] Patankar SV. *Numerical and Fluid Flow*. Washington DC: Hemisphere, 1980.
- [15] Perre P, Degiovanni A. Simulation par volumes finis des transferts couplés en milieu poreux anisotropes: séchage du bois à basse et à haute température. *Int J Heat Mass Transfer* 1990;33:2463–78.
- [16] Udell KS. Heat transfer in porous media heated from above with evaporation, condensation and capillary effects. *J Heat Transfer* 1983;105:485–92.
- [17] Udell KS. Heat transfer in porous media considering phase change and capillarity. The heat pipe effect. *Int J Heat Mass Transfer* 1985;28:485–95.
- [18] Holtz RD, Kovacs WD. *An Introduction to Geotechnical Engineering*. New Jersey: Prentice-Hall Inc., 1981. p. 210.
- [19] Bear J. *Dynamics of Fluids in Porous Media*. New York: Elsevier, 1972.