

Simulation par volumes finis des transferts couplés en milieux poreux anisotropes : séchage du bois à basse et à haute température

P. PERRE et A. DEGIOVANNI

L E M T A , U A C N R S 875, Ecole des Mines, Parc de Saurupt, 54042 Nancy Cedex, France

(Reçu le 20 septembre 1989 et sous forme finale le 6 décembre 1989)

Résumé—Nous présentons un code bidimensionnel de calcul des transferts couplés de chaleur, de masse et de quantité de mouvement en milieu poreux. Le système d'équations, déduit de la théorie de Whitaker, a été modifié de façon à tenir compte des principales propriétés des résineux. Une description physique très complète et une approche bidimensionnelle étaient nécessaires pour ce milieu poreux fortement anisotrope, surtout lorsque la pression de la phase gazeuse devient importante. A basse température, l'extraction de liquide augmente le volume de la phase gazeuse et soumet le milieu à un vide partiel. Par contre, au-dessus du point d'ébullition, la pression de vapeur engendre une surpression interne importante qui pousse l'humidité dans le sens des fibres.

1 INTRODUCTION

LES TRANSFERTS en milieux poreux non saturés interviennent dans de nombreux processus naturels ou industriels, à des échelles fortement variables (bassins versants, champs pétroliers, alimentation hydrique des plantes, matériaux de construction, séchage ou hydratation de produits, etc.)

En matière de séchage, bien que le procédé soit utilisé depuis fort longtemps (notamment pour la conservation des denrées alimentaires), la connaissance scientifique des processus ne remonte qu'au début de ce siècle. De ce fait, il n'est pas surprenant que les dernières décennies aient vu des progrès considérables dans ce domaine [1-4].

L'échelle d'observation ou de description retenue, tant pour l'expérience que pour la simulation numérique, est l'échelle dite "macroscopique", pour laquelle le milieu poreux est assimilable à un milieu fictif, continu et homogène. Concernant cette échelle, les scientifiques sont parvenus à un consensus quant à la formulation à retenir pour rendre compte des transferts couplés. Ici, nous avons retenu, moyennant quelques modifications exigées par la nature du matériau bois, les équations du modèle que l'on peut qualifier de "complet". L'état du milieu est alors défini par le champ spatial de trois variables (la température, la teneur en eau et la pression de la phase gazeuse).

Les transferts massiques sont dus à la migration capillaire et la filtration de la phase liquide, la diffusion-convection de la phase gazeuse et la diffusion de l'eau adsorbée. Le bilan énergétique tient compte de la conduction, de la chaleur latente de vaporisation et de la chaleur différentielle de sorption.

La pression résulte d'un bilan du flux et du volume de la phase gazeuse. La prise en compte de cette

pression étend considérablement le domaine de validité des équations (notamment au séchage sous vide et au séchage à haute température).

Partant de ces équations et, moyennant la connaissance des paramètres, il est donc possible de simuler le processus par calcul numérique. Cependant, les équations sont fortement couplées et les coefficients particulièrement non-linéaires, la convergence est souvent difficile à assurer. À notre connaissance, la résolution de ce modèle complet n'a été effectuée que pour une seule dimension d'espace [5, 6].

Nous présentons ici une résolution 2-D de ces équations. Nous avons appliqué le modèle au séchage de résineux, à basse température puis à haute température. Ce dernier cas cumule toutes les difficultés sur le plan numérique : rapport de forme géométrique élevé (longueur/épaisseur = 10), large plage des rapports d'anisotropie des paramètres physiques (de 1 à 1000 suivant les propriétés considérées) et effet de la surpression interne (due à la température) très important.

Nous savons que les processus de transferts sont fortement dépendants du nombre de dimensions d'espace. Ainsi, nous verrons que le passage de une à deux dimensions permet une bien meilleure approche de la réalité. Le cas le plus spectaculaire est obtenu pendant la deuxième phase du séchage à haute température : les transferts sont typiquement bidimensionnels, avec apport de chaleur dans le sens transversal et perte de masse dans le sens longitudinal.

2 FORMULATION DES TRANSFERTS COUPLÉS

La formulation des transferts couplés de chaleur et de masse en milieu poreux partiellement saturé a fait l'objet de nombreuses études. Le jeu d'équations

NOMENCLATURE

c	concentration molaire [mol m^{-3}]	Symbols grecs	
C_p	chaleur spécifique [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]	ϵ	fraction volumique
D	diffusivité [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]	λ	conductivité thermique [$\text{W m}^{-1} \text{C}^{-1}$]
h	enthalpie spécifique [J kg^{-1}] ou coefficient de transfert de chaleur [$\text{W m}^{-2} \text{C}^{-1}$]	μ	viscosité dynamique [Pa s]
Δh_v	chaleur latente de vaporisation [J kg^{-1}]	π	porosité (volume de vide/volume total)
Δh_s	chaleur différentielle de sorption [J kg^{-1}]	ρ	densité [kg m^{-3}]
H_r	humidité relative de l'air ambiant, ($p_v/p_{vs} \times 100$) [%]	σ	tension superficielle de l'interface eau-gaz [N m^{-1}]
k	perméabilité relative ou coefficient de transfert de masse [m s^{-1}]	Indices inférieurs	
K	perméabilité spécifique [m^2]	a	air sec
M	masse molaire [kg mol^{-1}]	atm	atmosphérique
$\langle m \rangle$	taux d'évaporation [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$]	b	eau liée
$\langle m_b \rangle$	taux d'évaporation de l'eau liée [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$]	c	cellulose ou capillaire
p	pression [Pa]	cr	critique
q	flux massique [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]	eff	effectif
R	constante des gaz parfaits [$\text{J mol}^{-1} \text{C}^{-1}$]	g	gaz (air + vapeur)
t	temps [s]	ini	initial value ($t = 0$)
T	température [$^{\circ}\text{C}$ or K]	l	liquide ou eau libre
T_h	température humide de l'air ambiant [$^{\circ}\text{C}$]	psf	point de saturation des fibres
T_s	température sèche de l'air ambiant [$^{\circ}\text{C}$]	s	sorption
u	vitesse [m s^{-1}]	sat	saturé en eau
x	fraction molaire	v	vapeur
X	teneur en eau [$(\text{kg d'eau}) (\text{kg de matière sèche})^{-1}$]	vs	vapeur saturante
		∞	ambient
		Indices supérieurs	
		-	valeur moyennée
		g	moyenne intrinsèque sur la phase gazeuse
		l	moyenne intrinsèque sur la phase liquide

présenté ici est fortement inspiré des publications de Whitaker [4, 7]. Les bilans de masse, d'enthalpie et de quantité de mouvement écrits de façon rigoureuse et pour chaque phase (solide, liquide et gazeuse) au niveau microscopique, constituent le point de départ retenu par cet auteur. Ces équations sont ensuite moyennées puis sommées sur un volume élémentaire représentatif. Cette démarche a pour principal avantage de montrer clairement le lien entre le milieu poreux réel et le milieu continu fictif. Elle illustre également la difficulté d'une telle approche: la plupart des coefficients qui interviennent au niveau macroscopique méritent encore leur nom de "phénoménologiques" puisqu'ils ne sont appréhendés que par l'expérience.

Le rêve du mécanicien, à savoir déduire les coefficients macroscopiques à l'aide des propriétés microscopiques, commence tout juste à se réaliser dans certains cas particuliers, la résolution des équations de fermeture sur la cellule de base d'un milieu supposé périodique autorise ce franchissement d'échelle [8].

Le jeu d'équations que nous avons utilisé initialement [9] a été modifié pour tenir compte de la spécificité du matériau bois [5, 6, 8-10] (aspiration des

punctuations aréolées et diffusion de l'eau adsorbée à la matrice cellulosique).

Dans les équations, une barre supérieure signifie que la valeur est moyennée et un indice supérieur, faisant référence à une phase, signifie que la moyenne est intrinsèque à cette phase (moyenne sur le seul volume occupé par la phase considérée).

2.1 Bilans massiques

● Pour la phase liquide

$$\rho_l \frac{\partial \epsilon_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \bar{u}_l) = -\langle m \rangle \quad (1)$$

ρ_l est la masse volumique de liquide (supposée constante), ϵ_l la fraction volumique de la phase liquide, \bar{u}_l la vitesse moyenne du liquide et $\langle m \rangle$ le taux de changement de phase (masse de liquide qui s'évapore par unité de temps et de volume).

● Pour la phase gazeuse

La phase gazeuse est composée de deux constituants (l'air sec et la vapeur d'eau) et nécessite donc deux équations non liées

$$\frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_g \bar{u}_g) = \langle m \rangle + \langle m_b \rangle \quad (2)$$

$\bar{\rho}_g$ est la masse volumique moyenne de la phase gazeuse. \bar{u}_g la vitesse moyenne du gaz et $\langle m \rangle$ le taux de changement de phase de l'eau liée

Au sein de cette phase, nous pouvons écrire l'équation relative à la vapeur d'eau seule.

$$\frac{\partial \bar{\rho}_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_g \bar{u}_v) = \langle \dot{m} \rangle + \langle m_b \rangle \quad (3)$$

avec

$$\bar{\rho}_v \bar{u}_v = \bar{\rho}_g \bar{u}_g - \bar{\rho}_g \bar{D}_{\text{eff}} \nabla \left(\frac{\bar{\rho}_v}{\bar{\rho}_g} \right) \quad (3')$$

$\bar{\rho}_v$ est la masse volumique moyenne de la vapeur d'eau, \bar{u}_v la vitesse de la vapeur d'eau, liée à la vitesse barycentrique du gaz par l'intermédiaire de la diffusivité effective \bar{D}_{eff} , tenseur d'ordre 2.

• Pour l'eau adsorbée.

Dans le bois, matériau fortement hygroscopique, l'eau adsorbée, qui peut migrer à la surface de la matrice cellulosique, doit être prise en considération [5, 6, 8–11]

$$\frac{\partial \bar{\rho}_b}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_b \bar{u}_b) = -\langle \dot{m}_b \rangle \quad (4)$$

$\bar{\rho}_b$ représente la masse volumique de l'eau liée et $\bar{\rho}_b \bar{u}_b$ le flux moyen d'eau liée.

2.2 Equations de transport

Elles permettent d'obtenir les différents flux qui interviennent dans les équations de conservation de la masse

• Loi de Darcy généralisée

$$\bar{u}_g = - \frac{\bar{K}_g \bar{K}_g}{\mu_g} \nabla (\bar{p}_g^*) \quad (5)$$

$$\bar{u}_l = - \frac{\bar{K}_l \bar{K}_l}{\mu_l} \nabla (\bar{p}_l) \quad (6)$$

La loi de Darcy généralisée est actuellement l'un des seuls outils capable de décrire l'écoulement multiphasique en milieu poreux. En plus de la perméabilité intrinsèque \bar{K} , tenseur d'ordre 2, mesurée en présence d'une seule phase fluide, interviennent des perméabilités relatives, \bar{k}_g et \bar{k}_l , également tenseurs d'ordre 2. Ces paramètres sont supposés fonctions de la teneur en eau uniquement. Notons qu'ici, apparaissent deux perméabilités "intrinsèques" différentes, \bar{K}_g et \bar{K}_l , suivant que l'écoulement concerne la phase liquide ou la phase gazeuse. Cette particularité est due au phénomène d'aspiration des ponctuations aréolées, tout-à-fait spécifique des résineux [5, 6, 8–12].

Dans l'équation (6), la pression liquide \bar{p}_l est reliée à la pression gazeuse par l'intermédiaire de la pression capillaire p_c .

$$\bar{p}_l = \bar{p}_g - p_c \quad (7)$$

p_c est une caractéristique du milieu poreux, fonction de la température et de la teneur en eau.

C'est par cette relation (7) que s'exprime l'effet de la pression gazeuse sur la migration liquide

• Eau liée

$$\overline{\rho_b u_b} = -\bar{\rho}_c \bar{D}_b \nabla \left(\frac{\bar{\rho}_b}{\bar{\rho}_c} \right) \quad (8)$$

ρ_c est la masse volumique de la matrice cellulosique et \bar{D}_b la diffusivité de l'eau liée.

L'expression (8) revêt une forme simple qui permet d'exploiter directement les résultats expérimentaux de diffusion isotherme. En contrepartie, elle fait abstraction du délicat problème de recherche de "la force thermodynamique" qu'il faudrait employer pour ce type de diffusion et elle est inapte à la prise en compte de la thermodiffusion.

2.3 Bilan énergétique

L'équation relative à l'évolution de la température moyenne \bar{T} provient du bilan d'enthalpie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{h}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{u} \bar{h}) = \nabla \cdot (\bar{\lambda}_{\text{eff}} \nabla \bar{T}) \quad (9)$$

L'enthalpie spécifique de l'eau liée h_b est égale à celle de l'eau libre h_l moins la chaleur différentielle de sorption h_s , supposée indépendante de la température.

$$h_b(\bar{T}, \bar{\rho}_b) = h_l(\bar{T}) - h_s(\bar{\rho}_b) \quad (10)$$

Dans ces conditions

$$\bar{\rho} \bar{h} = \bar{\rho}_c h_c + \bar{\rho}_a h_a + \bar{\rho}_v h_v + (\bar{\rho}_l + \bar{\rho}_b) h_l - \int_0^{\bar{\rho}_b} h_s d\rho \quad (11)$$

et

$$\bar{\rho} \bar{u} \bar{h} = \bar{\rho}_g \bar{u}_g h_g + \bar{\rho}_v \bar{u}_v h_v + (\bar{\rho}_l \bar{u}_l + \bar{\rho}_b \bar{u}_b) h_l - \bar{\rho}_b \bar{u}_b h_s(\bar{\rho}_b) \quad (11')$$

L'équation (9) est développée en supposant toutes les chaleurs spécifiques constantes, d'où

$$\begin{aligned} \bar{\rho} C_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \Delta h_v (\langle \dot{m} \rangle + \langle m_b \rangle) + h_s \langle \dot{m}_b \rangle - \overline{\rho_b u_b} \nabla (h_s) \\ + \left[(\bar{\rho}_l \bar{u}_l + \bar{\rho}_b \bar{u}_b) C_{pl} + \sum_{i=a,v} (\bar{\rho}_i \bar{u}_i C_{pi}) \right] \cdot \nabla \bar{T} \\ = \nabla \cdot (\bar{\lambda}_{\text{eff}} \nabla \bar{T}) \quad (12) \end{aligned}$$

Dans la résolution numérique, les termes de transport de chaleur par convection, $[\dots] \nabla \bar{T}$, peuvent être négligés [9], tandis que le terme convectif dû à la chaleur différentielle de sorption ($\bar{\rho}_b \bar{u}_b \nabla (h_s)$) doit être retenu [10].

2.4. Relations thermodynamiques

La pression partielle de vapeur est égale à sa valeur d'équilibre

$$\bar{p}_v^* = p_v(\bar{T}, \bar{\rho}_b) \quad (13)$$

La phase gazeuse est assimilée à un mélange de gaz parfaits :

$$\bar{p}_i = \bar{p}_i R \bar{T}_i / M_i \quad \text{pour } i = a, v \quad (14)$$

$$\bar{p}_g = \bar{p}_a + \bar{p}_v \quad \text{et} \quad \bar{\rho}_g = \bar{\rho}_a + \bar{\rho}_v \quad (15)$$

3 RESOLUTION NUMERIQUE

3.1 Système d'équations à résoudre

Avant d'être discrétisé puis intégré par calcul numérique, le jeu d'équations décrit au chapitre 2 doit subir quelques transformations

Ainsi, seront obtenues 3 équations principales qui permettront d'accéder à l'évolution temporelle de chacune des 3 variables indépendantes retenues (température, teneur en eau et pression totale de la phase gazeuse) [5]

- Celle relative à la température est directement issue de l'équation (12), dans laquelle $\langle m \rangle$ et $\langle m_b \rangle$ sont calculés à partir des équations (2) et (4) (le terme d'accumulation $\partial \bar{p}_g / \partial t$ est négligé dans (2))

- Le bilan massique global est obtenu par sommation des équations (1), (3) et (4)

$$\bar{\rho}_c \frac{\partial X}{\partial t} = \nabla \cdot \left[\rho_i \frac{\tilde{K}_i \tilde{K}_i}{\mu_i} \nabla (\bar{p}_g^g - p_c) + \bar{\rho}_g^g \frac{\tilde{K}_g \tilde{K}_g}{\mu_g} \nabla (\bar{p}_g^g) + \bar{\rho}_g^g \tilde{D}_{cH} \nabla \left(\frac{\bar{\rho}_v}{\bar{\rho}_g} \right) + \bar{\rho}_c \tilde{D}_b \nabla \left(\frac{\bar{\rho}_b}{\bar{\rho}_c} \right) \right] \quad (16)$$

X est la teneur en eau de milieu définie par

$$X = (\bar{\rho}_1 + \bar{\rho}_v + \bar{\rho}_b) / \bar{\rho}_c \quad (17)$$

- La pression totale de la phase gazeuse est la somme des pressions partielles de vapeur d'eau et d'air. La première est donnée par l'isotherme de sorption tandis que la seconde provient de l'équation de conservation de l'air sec (équations (2) et (3)), développée conformément aux relations des gaz parfaits :

$$\frac{\partial \bar{p}_g^g}{\partial t} = \frac{\partial \bar{p}_a^g}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p}_v^g}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial t} - \frac{RT}{M_a \varepsilon_g} \left(\nabla (\bar{\rho}_a^g \cdot \bar{u}_a) + \bar{\rho}_a^g \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial t} \right) + \frac{\bar{p}_a^g}{T} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (18)$$

3.2 Méthode numérique

Pour le modèle bidimensionnel nous avons repris la méthode qui avait donné entière satisfaction pour une seule dimension [5, 9, 11]. Il s'agit de la méthode du volume fini préconçue par Patankar [13].

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. C'est sur ces surfaces que seront évalués tous les flux.

Cette méthode a pour principal avantage 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.

Cet avantage s'exprime pleinement dans le cas

d'équations fortement couplées et non linéaires. Il autorise en particulier un bilan précis de l'air sec contenu dans le milieu.

La Fig. 1 montre les caractéristiques du volume entourant le point $P_{i,j}$, situé à mi-distance des surfaces de contrôle, donc au centre de gravité du volume i,j . Leurs coordonnées sont notées $i-1/2,j$ et $i+1/2,j$ selon Ox et $i,j-1/2$ et $i,j+1/2$ selon Oy . Il faut garder à l'esprit que cette notation n'est que formelle car c'est seulement dans le cas d'un maillage régulier que ces surfaces sont exactement à mi-chemin des deux points adjacents.

$\Delta x_{i,j}$ et $\Delta y_{i,j}$ représentent l'épaisseur et la largeur du volume tandis que $\delta x_{i-1/2,j}$ et $\delta y_{i,j-1/2}$ représentent les distances respectives entre les points $P_{i-1,j}$ et $P_{i,j}$ d'une part et $P_{i,j-1}$ et $P_{i,j}$ d'autre part (pour un maillage régulier, $\Delta x = \delta x$ et $\Delta y = \delta y$).

Nous allons illustrer la méthode de discrétisation sur la conservation de l'air sec. En effet, bien qu'ayant une expression simple, cette équation comporte tous les termes intéressants (termes d'accumulation, de diffusion et de convection). Cette équation est intégrée sur le volume de contrôle $V_{i,j}$ et sur l'intervalle de temps $[t, t + \Delta t]$

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_{V_{i,j}} \left\{ \frac{\partial \bar{\rho}_a}{\partial t} + \nabla [\bar{\rho}_g^g \bar{u}_g - \bar{\rho}_g^g \tilde{D}_{cH} \nabla (\bar{\rho}_a / \bar{\rho}_g)] \right\} dV dt = 0 \quad (19)$$

Plusieurs hypothèses permettent d'évaluer l'expression (19)

- Le terme d'accumulation $\partial \bar{\rho}_a / \partial t$ pris au point $P_{i,j}$ représente sa moyenne sur tout le volume

- Les flux, supposés constants pendant l'intervalle de temps, sont évalués à l'instant $t + \Delta t$ (schéma totalement implicite). Le flux moyen sur une face est représenté par sa valeur à mi-largeur

Nous obtenons ainsi une expression de la forme suivante (l'indice supérieur représente le temps, n pour t et $n+1$ pour $t + \Delta t$) :

$$\begin{aligned} & [(\bar{\rho}_a)_{i,j}^{n+1} - (\bar{\rho}_a)_i^n] \Delta x \Delta y \\ & + [(D \cdot \mathbf{i} + C \cdot \mathbf{i})_{i+1/2,j}^{n+1} - (D \cdot \mathbf{i} + C \cdot \mathbf{i})_{i-1/2,j}^{n+1}] \Delta y \cdot \Delta t \\ & + [(D \cdot \mathbf{j} + C \cdot \mathbf{j})_{i,j+1/2}^{n+1} - (D \cdot \mathbf{j} + C \cdot \mathbf{j})_{i,j-1/2}^{n+1}] \Delta x \cdot \Delta t = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

D représente la diffusion et C la convection

Pour l'exemple choisi :

$$D = -\bar{\rho}_g^g \tilde{D}_{cH} \nabla (\bar{\rho}_a / \bar{\rho}_g)$$

et

$$C = \bar{\rho}_a^g \cdot \bar{u}_g$$

Pour exprimer les différents termes de (20), la démarche suivante est adoptée

- Les coefficients sont évalués sur les surfaces de

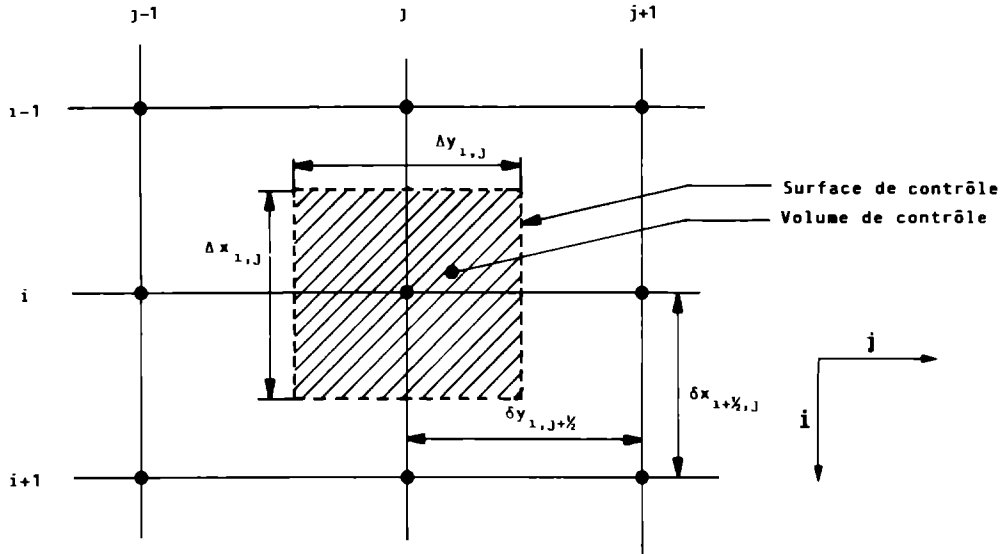


FIG 1 Caractéristiques du volume de contrôle utilisé dans la résolution numérique

contrôle en supposant leurs variations linéaires entre deux noeuds, par exemple :

$$\tilde{D}_{\text{eff},1,2,j} = \frac{\Delta x_{1,j} \cdot \tilde{D}_{\text{eff},1,j} + \Delta x_{1,j-1} \cdot \tilde{D}_{\text{eff},1,j}}{2\delta x_{1,j-1/2}}$$

—Les gradients des variables sont supposés constants entre deux noeuds

$$\left(\frac{\partial X}{\partial t}\right)_{i-1/2,j} = \frac{X_{i,j} - X_{i-1,j}}{\delta x_{i-1/2,j}}$$

—Lorsque la convection devient importante, la grandeur convectée ne peut être évaluée sur la surface de contrôle sous peine de divergence (cas fréquent dans le sens des fibres à haute température) Pour remédier à ce problème, nous avons eu recours à un schéma amont [13]

$$\begin{aligned} (\rho \cdot (u \cdot \mathbf{i}))_{i-1/2,j} &= \rho_{i-1,j} (u \cdot \mathbf{i})_{i-1/2,j} \quad \text{si } (u \cdot \mathbf{i})_{i-1/2,j} > 0 \\ &= \rho_{i,j} (u \cdot \mathbf{i})_{i-1/2,j} \quad \text{si } (u \cdot \mathbf{i})_{i-1/2,j} < 0 \end{aligned}$$

3.3 Configuration géométrique du problème simulé

La planche simulée est supposée faire partie de la pile d'un séchoir. Le flux d'air, à caractéristiques fixées (température, humidité relative et vitesse), s'écoule perpendiculairement à la longueur des planches, dans le canal réalisé par des baguettes entre deux lits successifs. Ainsi, à condition de proscrire le bord d'attaque de la pile, les coefficients d'échange peuvent être supposés constants sur toute la surface.

Les axes du repère cartésien sont parallèles aux plans de symétrie géométrique de la planche. De plus, en tout point de celle-ci, les directions principales d'anisotropie du matériau sont confondues avec les axes du repère. Ainsi, tous les tenseurs d'ordre 2 seront-ils représentés par des matrices diagonales

Pour une planche horizontale, les forces capillaires

du bois sont assez importantes pour imposer à l'équilibre un profil hydrostatique presque uniforme dans le sens de l'épaisseur. Ceci permet de négliger la gravité et d'obtenir deux plans de symétrie orthogonaux : seul un quart de la planche doit être modélisé (Fig. 2)

3.4 Conditions aux limites

(a) Sur les plans de symétrie ($x = l$ ou $y = L$)

Il suffit d'écrire que les flux de chaleur, d'air et d'humidité sont nuls

$$[\tilde{\lambda}_{\text{eff}} \cdot \nabla \bar{T} + \overline{\rho_b u_b} \cdot h_s + \Delta h_v (\rho_i \bar{u}_i + \overline{\rho_b u_b})] \cdot \mathbf{n} = 0$$

$$\bar{u}_a \cdot \mathbf{n} = 0$$

$$[\rho_i \bar{u}_i + \overline{\rho_b u_b} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (21)$$

(b) Sur les faces d'échanges ($x = 0$ ou $y = 0$)

En raison de la prépondérance de la chaleur latente vis-à-vis de la chaleur sensible, l'influence du transfert de masse sur le transfert de chaleur peut être négligé. Le flux de chaleur à travers la couche limite sera donné classiquement par un coefficient d'échange

$$q_c = h(\bar{T}_0 - T_r) \quad (22)$$

Le flux de masse à l'extérieur du milieu poreux est donné par le modèle du film qui reste valable pour des transferts de masse importants

$$q_v = k_c M_v \ln \left(\frac{1 - x_{v,r}}{1 - x_{v,0}} \right) \quad (23)$$

Le coefficient k qui intervient dans l'expression (23) est défini à la limite des transferts de masse faibles et peut donc être déterminé par l'analogie chaleur-masse. Rappelons cependant que ce modèle requiert deux hypothèses fortes

—L'épaisseur de la couche limite ne dépend pas de la valeur du flux de masse

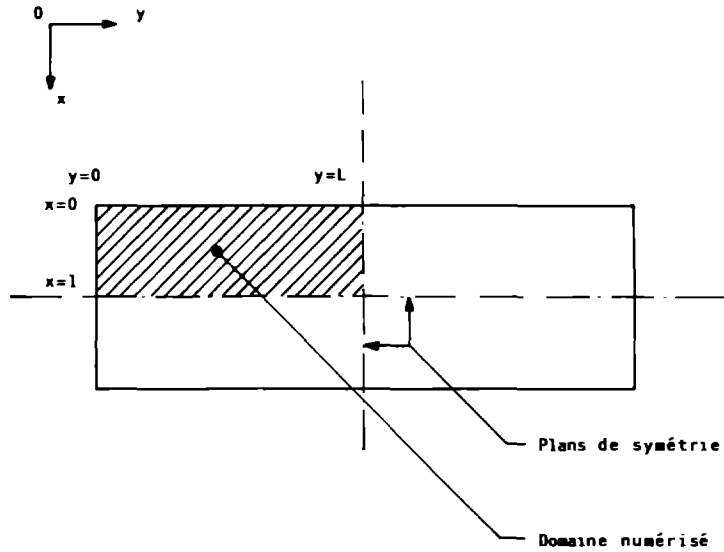


FIG. 2 Configuration géométrique du procédé simulé

—La concentration molaire totale c est supposée constante

L'effet de la température, bien que parfois appréciable, est donc négligé à ce niveau. Dans la simulation, nous avons retenu la valeur à l'extérieur de la couche limite.

Dans le cas des transferts couplés, la résistance au transfert de masse est toujours faible par rapport au transfert de chaleur [6]. De ce fait, la différence de fraction molaire entre la surface du milieu et l'extérieur de la couche limite est toujours petite. Un développement de l'équation (23), précis à l'ordre 2, permet de faire apparaître comme force motrice la plus classique différence de fraction molaire multipliée par un coefficient correcteur

$$q_v = kcM_v \frac{2}{2 - x_{v,0} - x_{v,\infty}} \Delta x_v + O(\Delta x_v^2) \quad (24)$$

avec

$$\Delta x_v = x_{v,0} - x_{v,\infty}$$

L'expression (24) n'a heureusement pas fait disparaître la singularité qui apparaît lorsque les fractions molaires approchent l'unité. Dans ce cas, le transfert de masse dans la couche limite est purement convectif avec, en première approximation, une perte de charge nulle perpendiculairement à la paroi. La condition à écrire est alors

$$p_v(X, \bar{T}) = p_{atm} \quad (25)$$

Dans le code numérique l'expression (24) a été modifiée de façon à éviter la singularité. Le coefficient correcteur est majoré par la valeur 11. Cette valeur est largement suffisante pour approcher de très près l'équation (25) dans le cas du séchage en vapeur surchauffée. Finalement, les conditions aux limites sur les faces d'échange s'écrivent

$$\begin{aligned} & [\lambda_{eff} \nabla \bar{T} + \overline{\rho_b u_b} h + \Delta h_v (\rho_1 u_1 + \overline{\rho_b u_b})] \cdot \mathbf{n} = h(\bar{T} - T_s) \\ & [\rho_1 \bar{u}_1 + \overline{\rho_b^g u_v} + \overline{\rho_b u_b}] \cdot \mathbf{n} \\ & = kcM_v \frac{2.2}{2.2 - x_{v,0} - x_{v,\infty}} (x_{v,0} - x_{v,\infty}) \\ & \bar{p}_v^g = p_{atm} \end{aligned} \quad (26)$$

La discrétisation des conditions aux limites intervient sur les volumes du contour. Les noeuds étant sur l'interface milieu poreux-air ambiant (ou sur les plans de symétrie), les volumes de contrôle sont réduits de moitié [5, 6, 8, 9]. L'intégration des équations de bilan sur ceux-ci fait appel aux flux d'échange sur les faces situées à la frontière. Les formulations (21) et (22) représentent la limite de ces bilans lorsque le volume de contrôle tend vers zéro (voir [5] pour plus de détails).

Pour la pression, la condition de Dirichlet permet de ne calculer les valeurs que sur les noeuds internes.

3.5 Précisions d'ordre technique

Aux problèmes classiques rencontrés lors de la simulation des transferts couplés en milieu poreux (couplage des équations et forte non-linéarité), s'ajoutent, dans le cas bidimensionnel

- Le problème lié au rapport de forme géométrique (rapport de l'ordre de 10 pour une planche simulée dans l'épaisseur et la longueur)
- Les difficultés dues à l'anisotropie des caractéristiques physiques du matériau (de l'ordre de 1000 pour les perméabilités)

L'aspect bidimensionnel est traité par une méthode itérative à double balayage de Choleski. La forme implicite des équations et la prise en compte globale du couplage conduit, pour chaque pas d'un balayage, à inverser une matrice bande de largeur 11.

A chaque pas de temps, un coefficient de sous-relaxation est calculé pour chaque variable, de façon à conserver une convergence alternée ceci assure une convergence sûre et efficace vers la solution.

Le choix du pas de temps a également requis beaucoup de soins. Son changement est lié à la fois au nombre et à la qualité des itérations.

Grâce au soin apporté, l'augmentation du temps de calcul entre 1-D et 2-D ne dépasse plus le facteur 100, même pour les conditions les plus défavorables (avec, respectivement, un maillage de 20 points réguliers et de 20×20 points non réguliers dans le sens longitudinal).

La simulation du séchage complet requiert de l'ordre de 24 heures CPU sur une station de travail peu performante. Ce temps est réduit à environ deux heures avec un serveur de calcul doté d'une puissance de l'ordre de 1,5 MFlops.

4 APPLICATION AU SECHAGE DE L'EPICEA

4.1 Caractéristiques physiques

Le modèle décrit précédemment est appliqué à la simulation du séchage de résineux. L'origine naturelle de ce milieu poreux lui confère une très forte anisotropie, avec une préférence très marquée du transfert massique dans le sens des fibres.

Afin de ne pas multiplier inutilement les résultats, nous avons limité les simulations à une seule espèce l'épicéa. Par rapport aux autres résineux dont nous connaissons suffisamment les caractéristiques, celui-ci a des perméabilités très faibles. Les gradients de pression seront donc plus élevés et l'interprétation des résultats plus probante.

Les caractéristiques physiques du matériau proviennent essentiellement de la littérature. Le bois a trois directions principales d'anisotropie (radiale, tangentielle et longitudinale); cependant, le degré de précision sur la valeur des coefficients est trop faible pour différencier les directions radiale et tangentielle. Nous n'avons donc retenues que deux directions différentes, longitudinale et transversale (notées L et T). Les caractéristiques correspondantes figurent dans l'annexe.

De plus amples renseignements sur l'origine des valeurs sont disponibles dans [5].

L'ordre de grandeur des perméabilités et, en particulier, leur rapport d'anisotropie, sont issus des mesures effectuées au L.E.S.T.E. [5, 6, 8-11].

D'autre part, des mesures de diffusivité thermique effectuées au L.E.M.T.A. ont confirmé le rapport de deux entre conductivité longitudinale et transversale.

4.2 Présentation des résultats

Les calculs numériques donnent l'évolution temporelle du champ spatial de chacune des trois variables. Nous présenterons, pour différents instants du séchage, les isovalues de ces variables dans le domaine calculé. L'amplitude des variations étant très grande au cours du processus, il n'était pas possible d'affecter aux différents types de traits les mêmes valeurs pour tout

le séchage. Une bien meilleure information est obtenue en divisant l'intervalle de variations à l'instant considéré en parties égales. Les valeurs correspondantes sont indiquées à droite des graphiques.

De plus, pour une meilleure appréciation de l'amplitude et de la position de ces valeurs chiffrées, l'intervalle concerné est visualisé sur l'axe, situé également à droite de chaque graphique.

La cinétique de séchage (teneur en eau moyenne en fonction du temps) est une information globale, donc réductrice, mais facilement accessible par l'expérience. Nous l'avons donc également représentée. Figure aussi sur ces graphiques l'évolution de la pression au centre de la planche (à l'intersection des plans de symétrie).

Dans tous ces graphiques, la teneur en eau est exprimée en pourcentage ($X \times 100$) et la pression relative n'est autre que la pression gazeuse totale divisée par la pression atmosphérique.

4.3 Effets 2-D relatifs à la géométrie (essai n°1)

Par rapport au modèle 1-D, l'intérêt du modèle 2-D est double.

—Il permet une meilleure approche de la géométrie de la pièce et des conditions aux limites. Le gain d'une dimension d'espace peut être déterminant pour se rapprocher des conditions expérimentales.

—Il autorise une description plus fine du milieu poreux. mise à part l'anisotropie dont il sera question ci-dessous, citons par exemple la prise en compte d'hétérogénéités macroscopiques.

Afin de sérier les problèmes, nous allons tout d'abord présenter des résultats où seule la géométrie de la pièce intervient.

Prenons le cas du séchage d'une planche et plaçons-nous très loin des extrémités. Les transferts sont alors bidimensionnels. Avec la simplification retenue à propos des directions radiale et tangentielle, le matériau est isotrope dans le plan considéré. Le modèle 2-D est apte à représenter cette configuration (Figs. 3 et 4) tandis qu'un modèle 1-D suppose la largeur infinie.

Il est aisé de constater que la présence d'une face d'échange latérale modifie considérablement les iso-

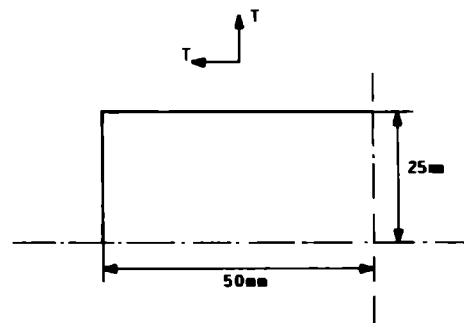


FIG. 3 Dimensions retenues pour le séchage dans la section

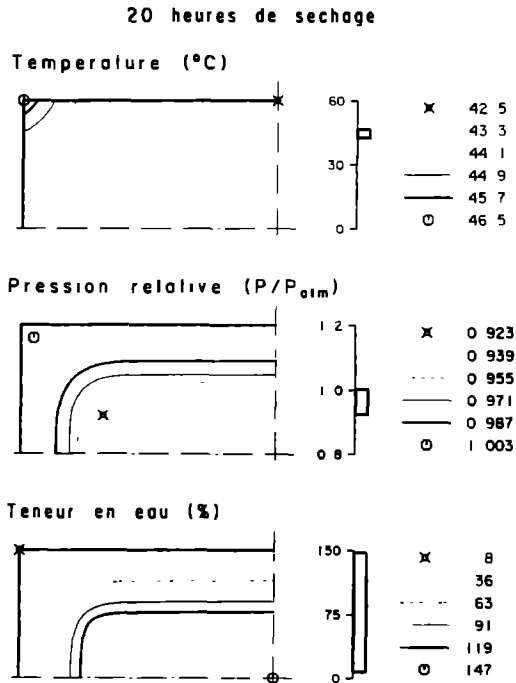


FIG 4 Simulation du séchage dans la section Essai n°1, 20 heures de séchage

valeurs. Le passage de la 1ère à la 2ème phase de séchage se fait progressivement, en commençant par l'angle de la section. Ce dernier entre dans le domaine hygroscopique plus tôt que si les transferts étaient monodimensionnels.

Ce point est fondamental car le domaine hygroscopique est aussi celui du retrait. Avec ces profils 2-D, les contraintes de séchage prendront naissance plus tôt et seront plus fortes qu'elles ne l'étaient avec des profils 1-D [5]. Ici tout le pourtour de la section sera sous tension. Cet effet permettra certainement d'expliquer une partie des dégradations subies par la planche lors du séchage.

D'autre part, la présence de la face d'échange latérale accélère la cinétique de séchage et accentue la pression au centre (Fig 5).

4.4 Comportement de la phase gazeuse

La pression de la phase gazeuse pouvant avoir un effet important sur le transfert de masse, il est utile de reprendre quelques résultats sur son comportement durant le séchage. La Fig. 6 reproduit des résultats publiés ailleurs [5, 6, 8-10] sur l'évolution de la pression au milieu de la planche (il s'agit d'une modélisation 1-D).

Lorsque la température extérieure augmente, la pression interne conserve la même allure d'évolution, mais avec un décalage progressif vers le haut.

Pour expliquer ces résultats, reprenons l'équation (18) régissant la pression totale de la phase gazeuse dans le milieu poreux

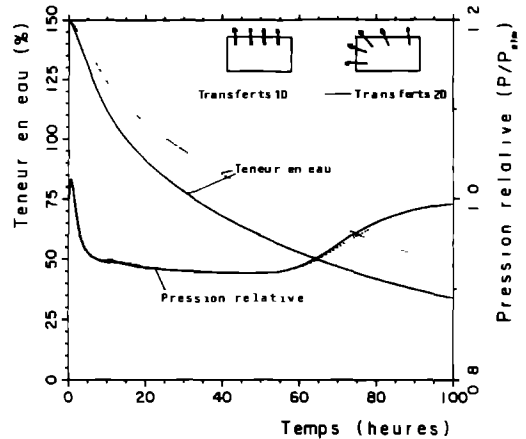


FIG 5 Cinétiques de séchage et évolution de la pression au centre : différences entre transferts bidimensionnels et monodimensionnels

$$\frac{\partial \bar{p}_g^e}{\partial t} = \frac{\partial \bar{p}_g^e}{\partial t} \quad (a) + \frac{\partial \bar{p}_g^e}{\partial X} \cdot \frac{\partial X}{\partial t} \quad (b)$$

$$- \frac{RT}{M_a \cdot \varepsilon_g} \left[\nabla \cdot (\bar{p}_a^e \bar{u}_a) + \bar{p}_a^e \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial t} \right] + \frac{\bar{p}_a^e}{T} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (c) \quad (d) \quad (e)$$

La variation de pression résulte de plusieurs causes

- (a) L'augmentation de la pression de vapeur saturante en fonction de la température.
- (b) La variation de la pression de vapeur dans le domaine hygroscopique
- (c) Le flux net d'air sec (diffusion + convection).
- (d) La variation du volume gazeux due à la migration de liquide
- (e) La dilatation thermique de l'air sec

Selon les périodes de séchage, certains de ces effets deviennent prépondérants

- Durant la phase transitoire initiale de la montée en température, ce sont les mécanismes (a) et (e) qui prévalent. L'augmentation de pression est cependant atténuée par les migrations liquide et gazeuse induites ((c) et (d)). Bien entendu, plus la température de l'air extérieur est élevée, plus cette surpression initiale est forte.

- Durant la 1ère phase de séchage, la température s'uniformise au sein du milieu et devient constante. De plus, puisque le milieu est dans le domaine de l'eau libre, la pression de vapeur ne dépend pas de la teneur en eau. Seuls les phénomènes (c) et (d) subsistent.

Dans le cas particulier où la teneur en eau initiale est proche de la saturation, la perméabilité relative à la phase gazeuse est pratiquement nulle. L'effet dominant est alors l'augmentation du volume gazeux due à l'extraction capillaire (phénomène (d) avec un facteur $1/\varepsilon_g$ très important). La surpression initiale disparaît et le milieu peut même être soumis à un vide partiel.

Pour la vapeur surchauffée (courbe n°4), la pression

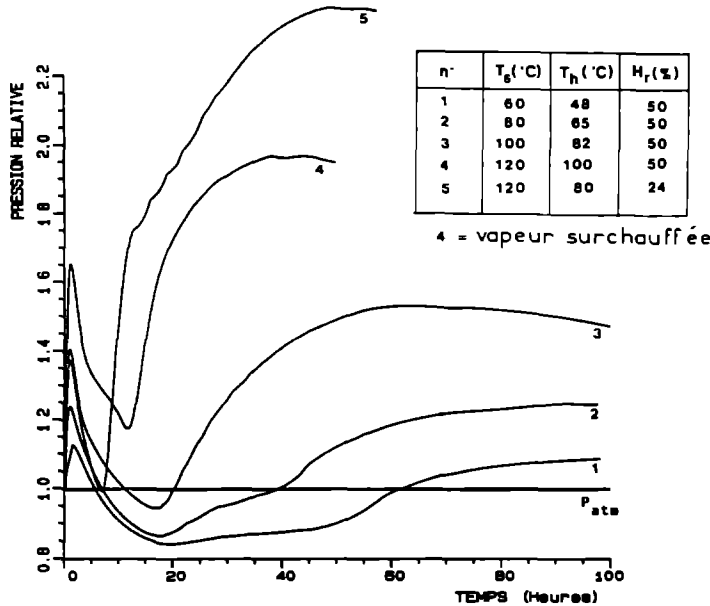


FIG. 6. Comportement de la pression totale au centre du matériau suivant les conditions de séchage extérieures. Noter la différence de comportement lorsque la température dépasse le point d'ébullition

partielle de vapeur est égale à la pression atmosphérique. le milieu ne peut jamais être en dépression.

• Durant la 2ème phase de séchage, la température augmente tandis qu'une partie du milieu est dans le domaine hygroscopique: (a), (b), (c), (d) et (e) coexistent.

Cependant, lorsque le volume gazeux se stabilise (atténuation puis disparition du phénomène (d)), le mouvement barycentrique moyen de la phase gazeuse (d'origine diffusif [9] et/ou convective) s'établit du centre vers la surface. Par l'intermédiaire de la loi de Darcy, ce mouvement est accompagné d'un gradient de pression totale. le milieu poreux finit donc toujours par être en surpression.

En plus de l'effet température (a) + (e), cette surpression est engendrée par un léger mouvement diffusif de l'air sec vers le centre du matériau (c). Bien entendu, lorsque la température de la planche est supérieure ou égale au point d'ébullition, (a) prédomine. Un équilibre dynamique est alors atteint entre le flux de chaleur conductif et le flux de vapeur, via l'enthalpie de vaporisation.

• Enfin, lors de la 3ème phase de séchage, tout le milieu est dans le domaine hygroscopique et tend vers l'équilibre. Il finit par s'uniformiser à la pression atmosphérique (b) + (c).

4.5 Effets dus à l'anisotropie

Les pressions présentées au paragraphe précédent proviennent d'un calcul 1-D. Dans la réalité, étant donné le rapport d'anisotropie des perméabilités, tout gradient de pression va induire des flux importants de liquide et de gaz dans le sens des fibres.

Nous avons donc modélisé la planche selon son

épaisseur et sa longueur (T et L). Les dimensions retenues sont respectivement de 2,5 cm et de 25 cm entre la face d'échange et le plan de symétrie (Fig. 7), soit un rapport de forme géométrique de 10 (tous les résultats ont été rendus plus lisibles en amplifiant l'épaisseur d'un facteur 2).

Le choix du maillage s'est alors révélé important. Plusieurs configurations ont été testées, tant sur un milieu isotrope (T-T), qu'anisotrope (T-L).

Pour le milieu isotrope, les résultats obtenus avec un maillage 20 × 20 régulier (Fig. 8(a)) sont médiocres. Le bout de la planche est mal représenté, notamment à la transition 1ère-2ème phase de séchage (la longueur des volumes de contrôle induit un retard de l'extrémité pour le passage à la deuxième phase).

En resserrant les points en bout de planche dans le sens longitudinal (Fig. 8(b)), les résultats sont nettement améliorés.

Cependant, un meilleur compromis précision-temps de calcul, a été obtenu avec un maillage 10 × 21 resserré près des surfaces d'échange dans les deux directions (Fig. 8(c)). Les largeurs et longueurs des volumes de contrôle varient selon la même progression géométrique. Le bout de la planche est ainsi discrétisé de façon symétrique par rapport à la bissectrice de l'angle. C'est ce maillage qui a été adopté pour les 2 essais présentés ci-dessous.

Cependant, deux points doivent être précisés

• Une simulation avec un maillage régulier a été systématiquement effectuée afin de s'assurer que, dans la zone centrale, l'espacement des noeuds ne dissimule pas de phénomènes physiques particuliers.

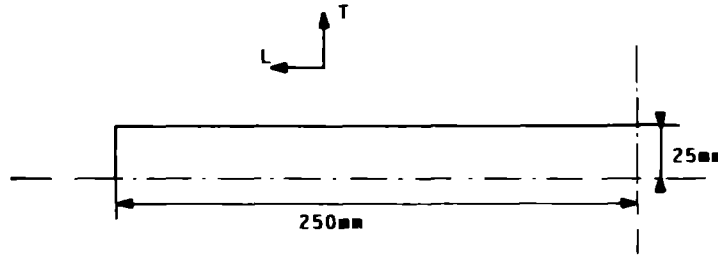


FIG 7 Dimensions retenues pour modéliser l'anisotropie du matériau (le rapport longueur épaisseur est égal à 10)

● Paradoxalement, c'est le milieu isotrope qui est le plus difficile à modéliser. Pour un milieu anisotrope, les profils de teneur en eau longitudinaux sont beaucoup plus aplatis. Les différences observées suivant le choix du maillage sont infimes.

Séchage à basse température (essai n°2)

Le deuxième essai a été effectué à basse température ($T_s = 50^\circ\text{C}$ et $T_h = 30^\circ\text{C}$). Dans ces conditions, la pression de vapeur saturante intervient peu sur la pression gazeuse totale. Celle-ci dépendra essentiellement du bilan d'air sec.

● A 8 heures de séchage (Fig. 9)

La planche est ici juste à la fin de la 1ère phase de séchage. Sa température, pratiquement uniforme dans toute la planche, est très proche de la température humide. Le point le plus chaud se situe sur la face principale, en bout de planche. Ce point correspond à la zone la plus sèche, déjà entrée dans le domaine hygroscopique. Conformément aux phénomènes exposés au paragraphe 4.4, la pression est négative dans toute la planche. Cette dépression va à l'encontre des forces capillaires et retient l'eau libre (la teneur au centre est encore très proche de la teneur initiale).

Comme nous l'avons prédit [5, 6, 8-10], cette dépression induit une aspiration dans le sens longitudinal, de l'extrémité vers l'intérieur. C'est ce mouvement d'eau libre qui incurve les isovalues de teneur en eau.

● A 20 heures de séchage (Fig. 10)

Ici, la température est remarquablement stratifiée selon la longueur. La plus grande partie de la planche est en 2ème phase de séchage, exceptée pour l'extrémité qui, alimentée par les forces capillaires, est encore au-dessus du domaine hygroscopique. Cette partie de la planche reste donc à la température humide.

Ailleurs, la montée en température est de l'ordre de 10 degrés. Cependant, le volume gazeux étant très faible, une légère migration liquide a suffi pour compenser la dilatation thermique et maintenir la dépression au sein de la planche (sauf très près de la face d'échange).

Par rapport à la figure précédente, la zone en dépression est réduite en extension et localisée au centre du matériau. En effet, lorsque la teneur en eau diminue (près des faces d'échange), la perméa-

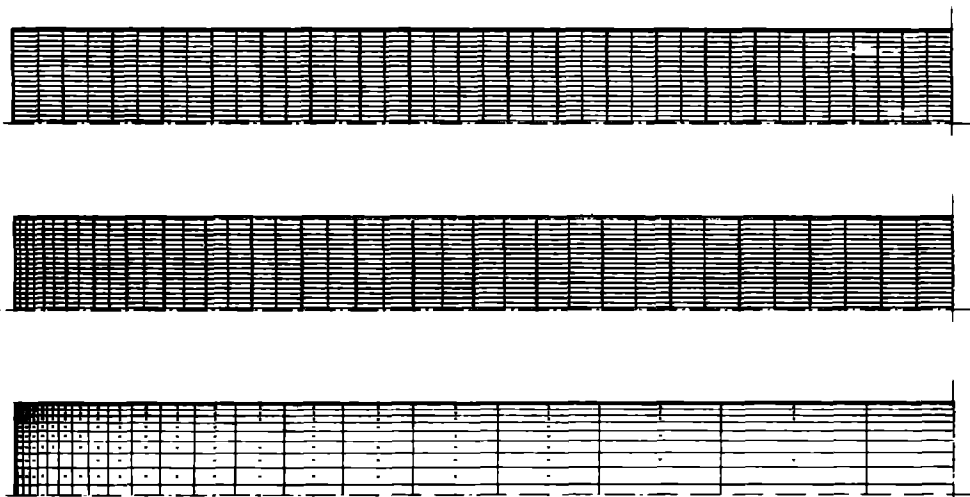


FIG 8 Différents maillages testés. (a) maillage régulier 20×20 . (b) maillage 20×20 resserré suivant O_x . (c) maillage 10×21 resserré près des surfaces d'échange dans les deux directions.

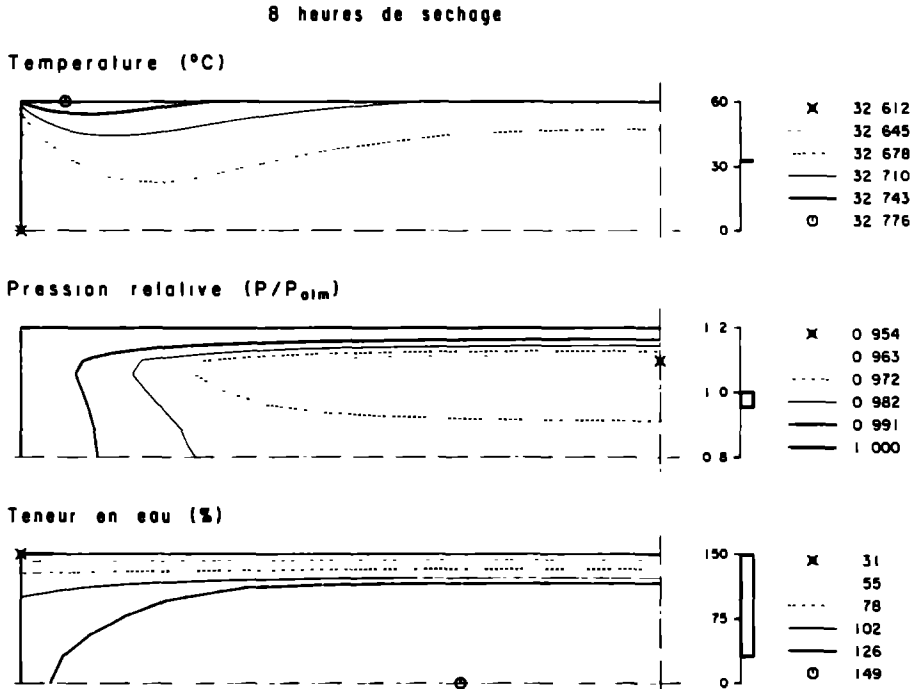


FIG. 9 Séchage à basse température (essai n°2), 8 heures de séchage

bilité relative à la phase gazeuse augmente et permet au gaz d'entrer plus facilement. Ainsi, le gradient de pression totale s'affaiblit et les forces capillaires peuvent s'exprimer.

Le milieu peut donc se scinder en deux parties

• Pour les fortes teneurs en eau, la dépression est nettement observable et l'effet de l'extrémité peut se répercuter assez loin de celle-ci.

• Dès que les teneurs en eau plus modestes (ici, en dessous de 90%), le gradient de pression devient

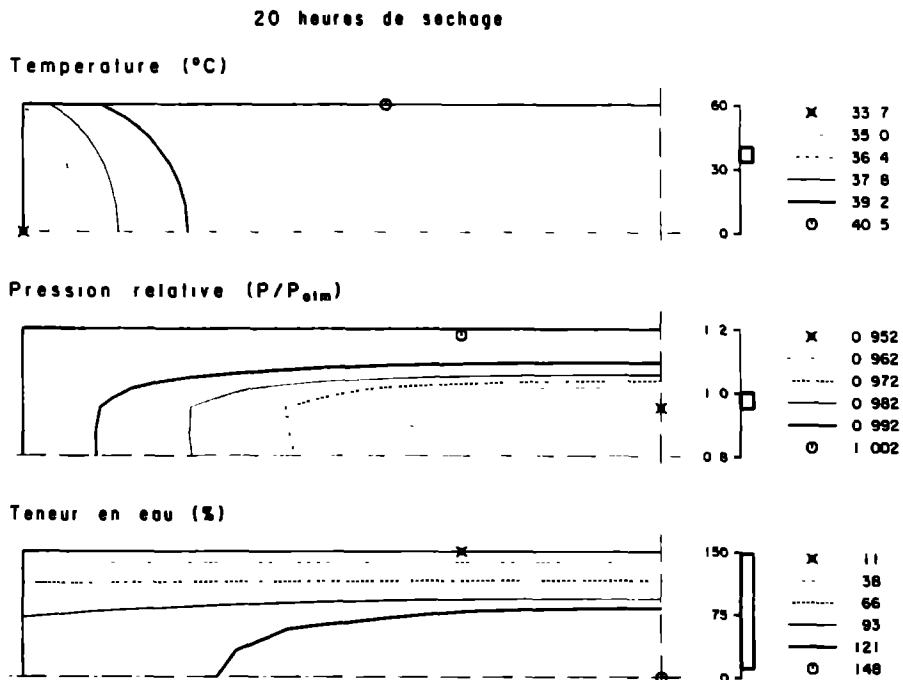


FIG. 10 Séchage à basse température (essai n°2), 20 heures de séchage

négligeable et la forte anisotropie des perméabilités permet aux forces capillaires d'uniformiser les profils dans le sens de la longueur. Ceci reste vrai jusqu'à la teneur en eau irréductible (en deçà, les caractéristiques physiques se rapprochent de celles d'un matériau isotrope).

Comparée à la cinétique du milieu isotrope hypothétique (qui est très voisine du cas monodimensionnel de la Fig. 5), celle du milieu anisotrope est sensiblement plus rapide (Fig. 11). Ceci est dû à l'alimentation capillaire de l'extrémité. Celle-ci, bien que de surface relative réduite, prend une part importante des échanges interfaciaux parce qu'elle reste très longtemps hors du domaine hygroscopique.

Par ailleurs, grâce à cette possibilité de migration dans le sens des fibres, la dépression est moins importante que celle observée dans le cas isotrope ou monodimensionnel (essai n° 1). En conséquence, dans la pratique il est possible de considérer que la dépression et son effet sur le séchage sont négligeables dès que la teneur en eau initiale est éloignée de la saturation complète.

Séchage à haute température (essai n° 3).

Le troisième essai, effectué à haute température ($T_s = 120^\circ\text{C}$ et $T_h = 80^\circ\text{C}$) permet d'analyser l'effet de la surpression interne, due à la pression de vapeur saturante, sur la migration d'humidité.

• 5 heures de séchage (Fig. 12).

Ce stade est tout-à-fait comparable à celui de la Fig. 9. En effet, la température de la planche étant inférieure au point d'ébullition, le processus est encore celui d'un séchage à "basse température".

Pour les mêmes raisons que précédemment, le point le plus chaud est localisé au même endroit et le matériau est également soumis à une dépression. Du fait de l'importance de la surpression initiale, cette dépression est bien entendu beaucoup plus faible (voir Fig. 6).

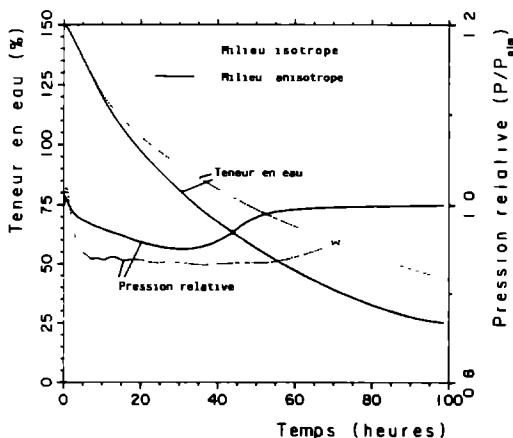


FIG. 11. Cinétiques de séchage et évolution de la pression au centre (essai n°2). Les courbes obtenues avec les mêmes conditions mais pour un milieu isotrope (T-T) sont également représentées.

Ici, la deuxième phase de séchage est plus nettement installée. La zone superficielle a déjà subi une augmentation rapide de la température de l'ordre de 5°C . Ainsi coexistent, dans le milieu, une zone superficielle en surpression et une zone interne en dépression.

En bout de planche, le gradient de pression a déjà incurvé la plus élevée des isovaleurs de teneur en eau.

• 7 heures de séchage (Fig. 13).

Deux heures plus tard, la température s'est déjà fortement stratifiée. L'extrémité est encore à la température humide tandis que le reste de la planche se rapproche du point d'ébullition. La surpression est fortement corrélée à la température, avec les valeurs les plus élevées près de la face d'échange principale.

Le gradient de pression a déplacé l'eau libre vers l'extrémité de la planche de façon spectaculaire. Ce flux de liquide nous a obligé à écrier à la saturation la teneur en eau sur la face latérale, ce qui suppose une sortie d'eau liquide s'évaporant dans l'air ambiant.

• 50 heures de séchage (Fig. 14).

A ce stade du séchage, la planche est pratiquement à son équilibre hygroscopique et la température très proche de la température sèche.

Le transfert de masse a lieu, pour partie, par diffusion d'eau adsorbée (phénomène pratiquement isotrope) et pour partie par convection de vapeur d'eau en réponse au gradient de pression (phénomène fortement anisotrope et couplé à la température par l'intermédiaire du changement de phase).

Toutes les isovaleurs, stratifiées des faces d'échange vers le centre de la planche, présentent la même allure. Le seul effet de l'anisotropie est de réduire considérablement le gradient de chacune des variables dans le sens longitudinal (rappelons que l'épaisseur est amplifiée d'un facteur deux). Ceci confère à la face d'échange latérale une importance sans commune mesure avec sa faible surface.

La cinétique et l'évolution de la pression au centre sont représentées sur la Fig. 15. Pour mieux apprécier l'effet de l'anisotropie, y sont également représentées les mêmes informations, obtenues avec un matériau isotrope (T-T).

Dès l'amorce de la deuxième phase, la cinétique s'accélère nettement par rapport au cas isotrope. Pour un matériau anisotrope, le régime purement bidirectionnel qui s'établit durant la deuxième phase (apport de chaleur sur la face de la planche, vaporisation interne et sortie d'eau libre et de vapeur en bout) se révèle donc particulièrement efficace.

La facilité de migration longitudinale du cas anisotrope tend également à réduire les variations de pression.

Remarque. Comme nous l'avons déjà mentionné [5], les fluctuations observables sur l'évolution de la pression (cas isotrope) proviennent d'une succession de phénomènes physiques différés.

— Entrée de la face d'échange dans le domaine hygroscopique et montée en température de celle-ci.

— Diffusion thermique de ce réchauffement vers le centre.

5 heures de séchage

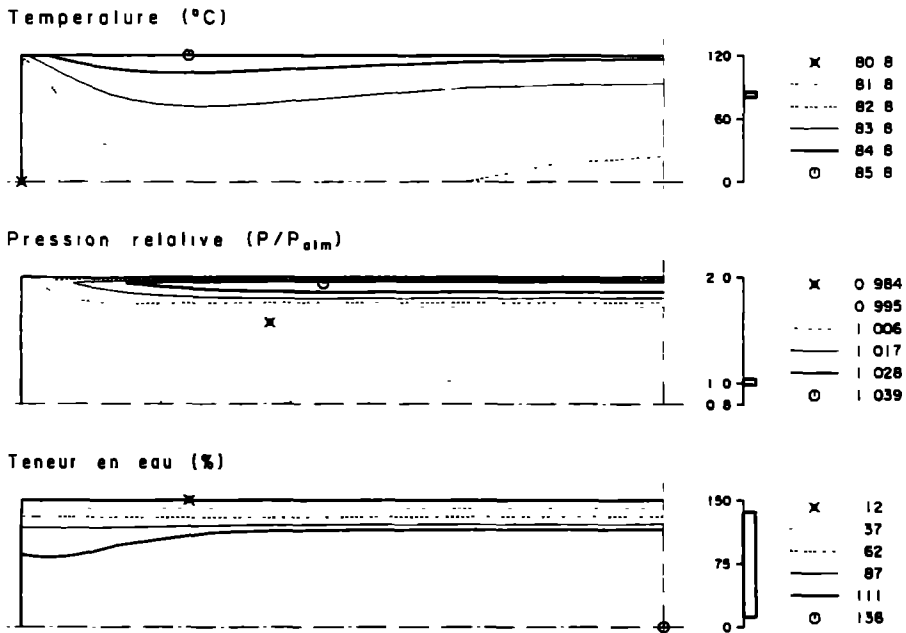


FIG 12 Séchage à haute température (essai n°3), 5 heures de séchage

- Augmentation de la pression au centre.
- Flux induit de liquide du centre vers la surface.
- Réhumidification et refroidissement de la face d'échange
- Et ainsi de suite .

principalement dans le sens des fibres le phénomène d'oscillations ne peut s'amorcer (Fig 15).

5. CONCLUSION

Dans le cas anisotrope, le flux de liquide est induit

Nous avons présenté un modèle bidimensionnel de transferts couplés de chaleur et de masse en milieu

7 heures de séchage

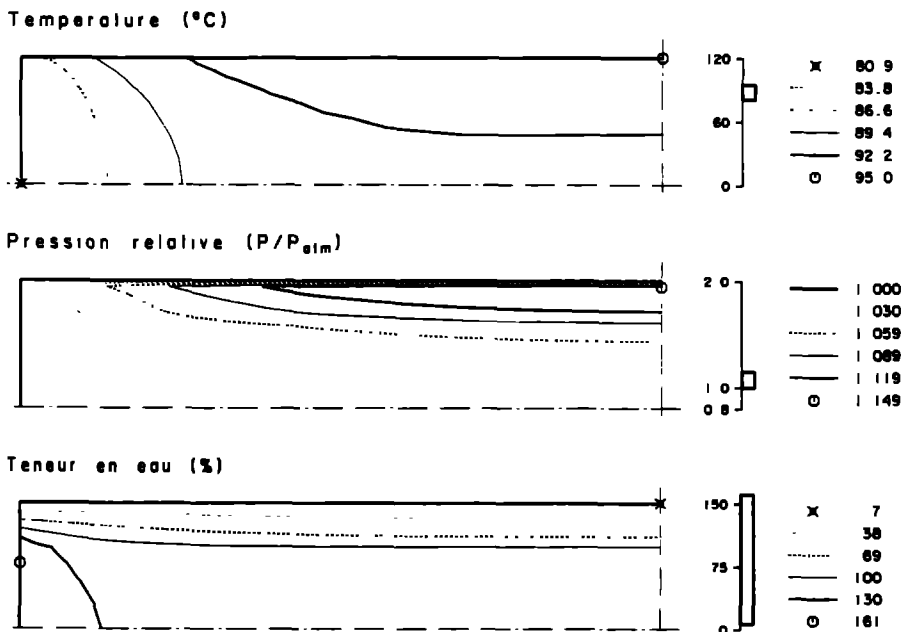


FIG 13 Séchage a haute température (essai n°3), 7 heures de séchage

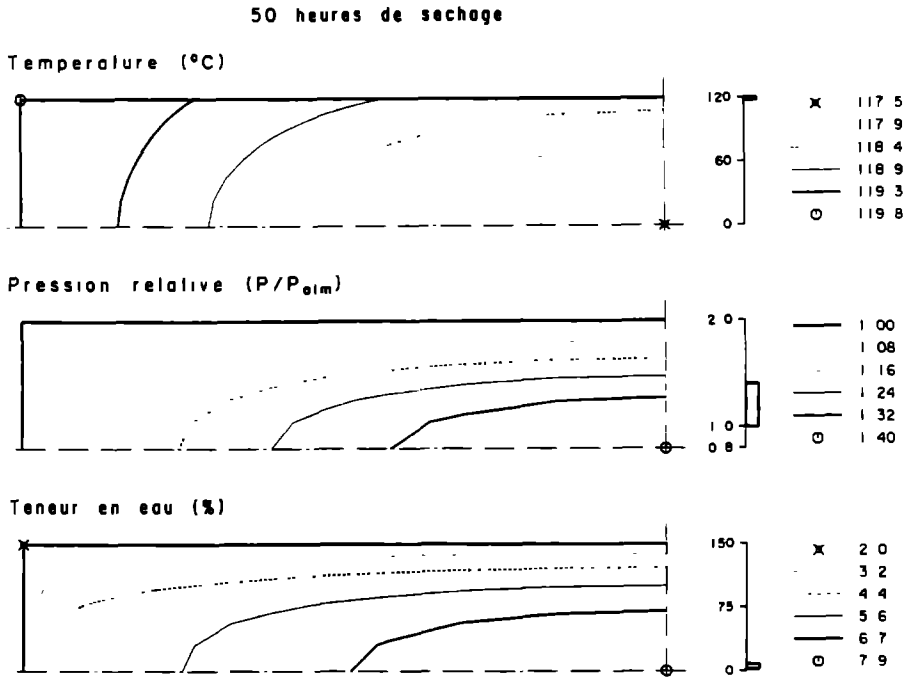


FIG. 14 Séchage à haute température (essai n°3), 50 heures de séchage

poreux Ce modèle a ensuite permis la simulation du séchage convectif d'un matériau fortement anisotrope : l'épicéa

Par rapport au modèle 1-D, le modèle 2-D apporte une meilleure description de la réalité :

—Prise en compte de la géométrie de l'échantillon et des conditions aux limites

—Description plus fine des caractéristiques du matériau (ici, prise en compte de l'anisotropie).

En pratique, obtenir des transferts couplés mono-dimensionnels représente une véritable gageure. Le

premier aspect sera donc bien utile lors de la confrontation entre théorie et expérience Nous avons également vu que des champs d'humidité bidimensionnels apporteront une amélioration substantielle dans la prédiction des contraintes.

Cependant, le second point est le plus fondamental Le gain d'une dimension d'espace autorise la simulation de phénomènes radicalement différents Le cas le plus spectaculaire présenté dans ce papier est obtenu en deuxième phase de séchage à haut température l'apport énergétique a lieu sur les deux faces de la planche et, après vaporisation interne, le transfert d'humidité (liquide + vapeur d'eau) s'effectue par les extrémités

Des processus aussi typiquement bidimensionnels pourront se présenter avec des hétérogénéités macroscopiques.

Moyennant quelques vérifications expérimentales, ce logiciel peut être utilisé au calcul des contraintes de séchage et à la recherche d'un procédé optimum.

Les conditions d'utilisation peuvent être modifiées à loisir (nature du matériau et du processus, géométrie), élargissant ainsi le champ d'application du modèle

Il faut cependant garder à l'esprit le nombre de paramètres physiques nécessaires et l'incertitude inévitable sur chacun d'entre eux

Dans le cas du bois, par exemple, les fonctions perméabilités relatives (mal connues) peuvent à elles seules expliquer l'apparente surestimation des flux massiques longitudinaux (en comparaison qualitative avec les résultats expérimentaux de [15])

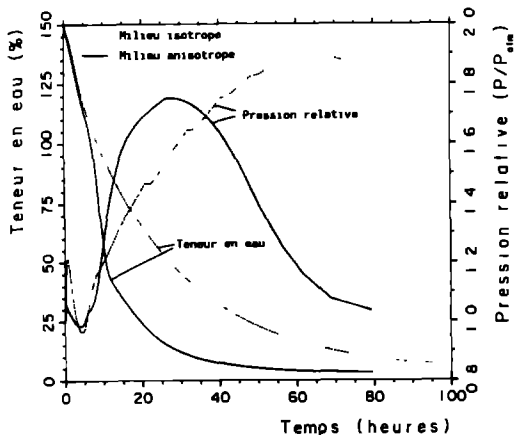


FIG 15 Cinétique de séchage et évolution de la pression au centre (essai n°3) Les courbes obtenues avec les mêmes conditions mais pour un milieu isotrope (T-T) sont également représentées

Deux voies d'approfondissement sont menées en parallèle dans notre laboratoire

—Caractérisation précise des paramètres utiles d'un matériau donné

—Exploitation qualitative des résultats de simulation afin de guider l'investigation expérimentale des procédés

REFERENCES

- 1 O Krischer, *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik* Springer, Berlin (1962)
- 2 A V Luikov, *Heat and Mass Transfer in Capillary Porous Bodies* Pergamon Press, Oxford (1966)
- 3 J R Philip and D A De Vries, Moisture movement in porous materials under temperature gradients, *Trans Am Geophys Un* **38**, 222-232 (1957)
- 4 S Whitaker, Simultaneous heat, mass and momentum transfer in porous media a theory of drying. In *Advances in Heat Transfer*, Vol 13, pp 119-203 Academic Press, New York (1977)
- 5 P Perre, Le séchage convectif de bois résineux choix, validation et utilisation d'un modèle, Thèse de Doctorat, Paris 7 (1987)
- 6 C Moyne, Transferts couplés chaleur-masse lors du séchage prise en compte du mouvement de la phase gazeuse, Thèse de Doctorat d'Etat, I.N.P.L., Nancy (1987)
- 7 S Whitaker, Heat and mass transfer in granular porous media. In *Advances in Drying*, Vol 1, pp. 23-61 Hemisphere, New York (1980).
- 8 C Moyne, S Azizi and A Degiovanni, Thermal conductivity of wet porous media. theoretical analysis and experimental measurements, I.D.S '88, pp. OP85-OP93, Versailles (1988)
- 9 S Ben Nasrallah and P Perre, Detailed study of a model of heat and mass transfer during convective drying of porous media, *Int J. Heat Mass Transfer* **31**, 957-967 (1988)
- 10 P Perre, J P Fohr and G. Arnaud, A model of drying applied to softwoods the effect of gaseous pressure below the boiling point, I.D.S '88, pp OP279-OP286 (1988)
- 11 P Perre, Measurements of softwoods permeability to air importance upon the drying model, *Int Commun. Heat Mass Transfer* **14**(5), 519-529 (1987)
- 12 G L Comstock and W. A Cote, Factors affecting permeability and pit aspiration in coniferous sapwood, *Wood Sci Technol* **2**, 279-291 (1968)
- 13 S V Patankar, *Numerical and Fluid Flow* Hemisphere, Washington, DC (1980)
- 14 R B Bird, N E Steward and E. N Lightfoot, *Transport Phenomena* Wiley, New York (1966)
- 15 C Basilico, Le séchage convectif à haute température du bois massif Etude des mécanismes de transfert de chaleur et de masse, Thèse de Doctorat d'Etat, I.N.P.L., Nancy (1984)

ANNEXE

Valeurs des caractéristiques physiques utilisées dans les simulations (toutes les valeurs sont en unités internationales, la température en degrés Kelvin)

Valeurs scalaires (ou tenseurs sphériques)

- Matrice solide

$$\begin{aligned}\pi &= 0,66 \\ \rho_c &= 500 \\ C_{pe} &= 1400\end{aligned}$$

- Pour la teneur en eau (X), il est possible de distinguer eau libre (X_l) et eau liée (X_b)

$$X = X_b + X_l \quad \text{avec} \quad X_b = \min(X, X_{psf})$$

$$\text{et} \quad X_{psf} = 0,598 - 0,001T$$

- Pression capillaire

$$p_c = 1,364 \times 10^5 \sigma (X_l + 1,2 \times 10^{-4})^{-0,61}$$

- Pression de vapeur

$$p_v = p_{v,s} \exp [(17,884 - 0,1423T + 23,63 \times 10^{-6} T^2) \times (1,0327 - 67,4 \times 10^{-6} T)^{0,21}]$$

- Chaleur différentielle de sorption

$$h_s = 0,4 \Delta h_s [(X_{psf} - X_b), X_{psf}]^2$$

- Perméabilités relatives

	k_l	k_g
$X_l = 0$	0	1
$0 < X_l < X_{cr}$	$0,95(X_l/X_{cr})^2$	$0,95(1 - X_l/X_{cr})^2 + 0,05$
$X_{cr} < X_l < X_{sat}$	$0,05 \frac{X_l - X_{cr}}{X_{sat} - X_{cr}} + 0,95$	$0,05 \frac{X_{sat} - X_l}{X_{sat} - X_{cr}}$

avec $X_{sat} = 1,33$ et $X_{cr} = 0,8$

Valeurs spécifiques à la direction transversale (T)

- Perméabilités

$$K_l = 5 \times 10^{-17}, \quad K_g = 5 \times 10^{-18}$$

- Diffusivités

$$D_{eff} = k_g \cdot D_v \cdot 10^{-4}$$

D_v est le coefficient de diffusion de vapeur d'eau dans l'air

$$D_b = \exp(-9,9 - 4300/T + 9,8X_b)$$

- Conductivité thermique

	λ_{eff}
$X > 0,4$	$(0,65/100X + 0,0932)(3,55 + 3,65T)A$
$X < 0,4$	$(0,129 - 0,049X)(1000 + (2,05 + 4X)(T - 273))A$

avec $A = (0,986 + 2,695X)10^{-1}$

Rapports d'anisotropie pour la direction longitudinale

$$K_l \times 1000$$

$$K_g \times 1000$$

$$\lambda_{eff} \times 2$$

$$D_{eff} \times 50$$

$$D_b \times 2,5$$

Conditions de séchage

$$T_{im} = 25^\circ\text{C}, \quad h = 14 \text{ W m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

$$X_{im} = 1,5, \quad k = 0,014 \text{ m s}^{-1}$$

$$P_{im} = P_{atm}$$

	Essai n°1	Essai n°2	Essai n°3
Température sèche	50°C	50°C	120°C
Température humide	30°C	30°C	80°C
Directions	T-T	T-L	T-L

CONTROL-VOLUME FORMULATION OF SIMULTANEOUS TRANSFERS IN
ANISOTROPIC POROUS MEDIA. SIMULATIONS OF SOFTWOOD DRYING AT
LOW AND HIGH TEMPERATURE

Abstract—A two-dimensional code is presented which solves heat, mass and momentum transfers in porous media. The set of equations, deduced from Whitaker's theory, is revised in order to take into account the most important properties of softwoods. This medium, strongly anisotropic, needs such a two-dimensional and comprehensive approach, especially in cases where the pressure of the gaseous phase becomes important. Drying results are shown, both below (50 °C) and above (120 °C) the boiling point. At low temperature, the extraction of liquid increases the volume of the gaseous phase and subjects the medium to partial vacuum. Above the boiling point an important overpressure appears and drives the moisture in the longitudinal sense.

BERECHNUNG SIMULTANER TRANSPORTVORGÄNGE IN ANISOTROPEN
PORÖSEN MEDIEN. SIMULATION DES TROCKNUNGSVORGANGS VON
WEICHHÖLZERN BEI TIEFEN UND HOHEN TEMPERATUREN

Zusammenfassung—Es wird ein zweidimensionales Verfahren zur Lösung des gekoppelten Wärme-, Stoff- und Impulstransports in porösen Medien vorgestellt. Die Gleichungen, die sich aus der Theorie nach Whitaker ergeben, werden neu formuliert, um die wichtigsten Stoffeigenschaften der Weichholzer zu berücksichtigen. Das stark anisotrope Material verlangt einen solch aufwendigen zweidimensionalen Ansatz, besonders in Fällen, wo der Partialdruck der Gasphase starken Einfluß hat. Es werden Trocknungsergebnisse für Temperaturen unterhalb (50°C) und oberhalb (120°C) des Siedepunktes gezeigt. Bei niedriger Temperatur führt der Flüssigkeitsverlust zu einem Anwachsen des Volumens der Gasphase, wodurch sich im Medium ein Unterdruck einstellt. Oberhalb des Siedepunktes ergibt sich ein Überdruck, der einen Feuchtigkeitstransport in Längsrichtung verursacht.

ОПИСАНИЕ СОВМЕСТНЫХ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В АНИЗОТРОПНЫХ
ПОРИСТЫХ СРЕДАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОНЯТИЯ КОНТРОЛЬНОГО ОБЪЕМА
МОДЕЛИРОВАНИЕ СУШКИ ДРЕВЕСИНЫ ХВОЙНЫХ ПОРОД ПРИ НИЗКОЙ И
ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРАХ

Аннотация—Описывается двумерный код для решения процессов переноса тепла, массы и импульса в пористых средах. Система уравнений, выведенных из теории Уайтэкера, модифицируется для учета наиболее важных свойств древесины хвойных пород. Для данной высокоанизотропной среды требуется двумерный подход, особенно в случаях, когда роль газовой фазы становится существенной. Приводятся результаты сушки для температуры ниже (50°C) и выше (120°C) точки кипения. Удаление жидкости при низкой температуре приводит к росту объема газовой фазы и к созданию частичного вакуума. В случае же температуры выше точки кипения возникает значительное избыточное давление, воздействующее на влагу в продольном направлении.