

Impl. 23.3.95

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE MESTRADO

TRANSPORTE DE MASSA E CALOR
NA SECAGEM DE CAVACO
DE MADEIRA

Autora: **Maria Eugênia de Paiva Souza**

Orientadora: **Profª Drª Silvia Azucena Nebra de Pérez**

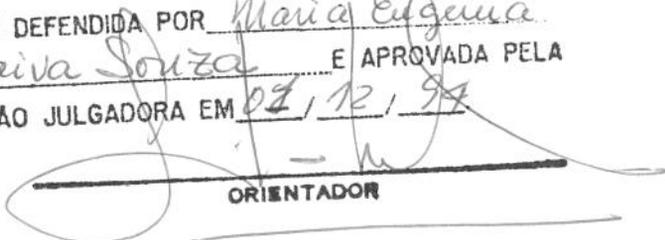
Publicação: FEM 054/94

Curso: Engenharia Mecânica
Unidade: Faculdade de Engenharia Mecânica
Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Trabalho apresentado à Comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção de título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Campinas, 1 de dezembro de 1994
SP - Brasil

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL
DA TESE DEFENDIDA POR Maria Eugênia
de Paiva Souza E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 02/12/94


ORIENTADOR

FICHA CATALOGRAFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA CENTRAL - UNICAMP

Souza, Maria Eugenia de Paiva

So89t Transporte de massa e calor na secagem de cavaco de madeira
/ Maria Eugenia de Paiva Souza. - - Campinas, SP : [s.n.], 1994.

Orientador : Silvia Azucena Nebra de Perez.

Dissertacao (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas,
Faculdade de Engenharia Mecanica.

1. Secagem. 2. Madeira. 3. Massa - Transferencia.
4. Calor - Transmissao. 5. Materiais porosos. I. Perez, Silvia
Azucena Nebra de. II. Universidade Estadual de Campinas.
Faculdade de Engenharia Mecanica. III. Titulo.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

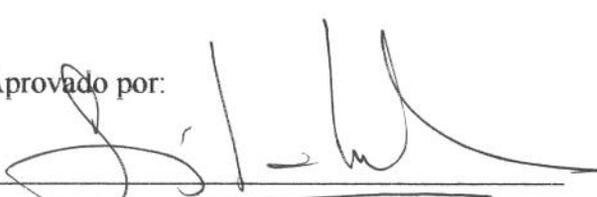
TESE DE MESTRADO

TRANSPORTE DE MASSA E CALOR
NA SECAGEM DE CAVACO
DE MADEIRA

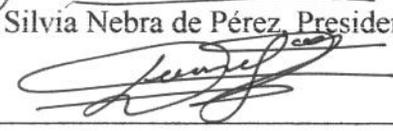
Autora: **Maria Eugênia de Paiva Souza**

Orientadora: **Profª Drª Silvia Azucena Nebra de Pérez**

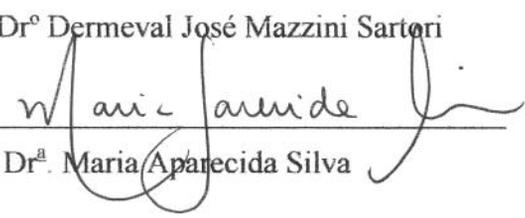
Aprovado por:



Prof.ª Dr.ª. Silvia Nebra de Pérez, Presidente

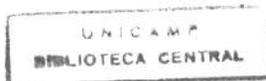


Prof.º Dr.º Dermeval José Mazzini Sartori



Prof.ª Dr.ª. Maria Aparecida Silva

CAMPINAS, 1 DE DEZEMBRO DE 1994.



AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que colaboraram para a realização deste trabalho, e em especial:

À Profª Drª Silvia Azucena Nebra de Pérez pelo apoio técnico e psicológico, sem os quais o desenvolvimento do presente trabalho não seria possível.

Ao meu marido Braulio Pikman pelo apoio na área da informática e a minha querida filha Marina de Souza Pikman, cujo tempo foi roubado para elaboração deste trabalho.

Ao meu colega e amigo Clayton Dimas Ribeiro Fernandez do Agrupamento de Engenharia Térmica do IPT pela inestimável ajuda na área de informática e linguagem Pascal.

Aos meus colegas do Agrupamento de Engenharia Térmica do IPT que me substituíram no trabalho do Instituto para que eu pudesse realizar esta tese.

À Secretária Janet Maria Cardoso do Agrupamento de Engenharia Térmica do IPT pela ajuda na digitação e impressão deste trabalho.

Aos colegas Carlos Augusto de Camargo, Clayton Dimas Ribeiro Fernandez e Fausto Furnari do Agrupamento de Engenharia Térmica do IPT pelo cansativo trabalho de revisão.

À bibliotecária Glécia Regina Camargo da Silva da Divisão de Mecânica do IPT pelo apoio nas buscas de artigos e consultoria sobre as normas da ABNT sobre referências bibliográficas.

À Faculdade de Engenharia Mecânica da Unicamp, através do Departamento de Energia que me ofereceu a oportunidade de apresentar esta tese.

SUMÁRIO

RESUMO	v
ABSTRACT	vi
LISTA DE QUADROS E FIGURAS	vii
NÚMEROS ADIMENSIONAIS E CONSTANTE	ix
NOMENCLATURA	1
INTRODUÇÃO	5
CAPÍTULO 1: REVISÃO BIBLIOGRÁFICA - CINÉTICAS DE SECAGEM DE MATERIAIS HIGROSCÓPICOS CAPILARES POROSOS	8
1.1- APRESENTAÇÃO DE CARACTERÍSTICAS GERAIS DA SECAGEM DE MADEIRA E CINÉTICA PARA SECAGEM DE SERRAGEM DE MADEIRA	8
1.1.1- Características Gerais do Comportamento da Madeira sob Secagem	8
1.1.2- Cinética de Secagem de Serragem de Madeira	10
1.2- DISCUSSÃO SOBRE OS PRINCIPAIS MODELOS DE CINÉTICA DE SECAGEM EM MEIOS HIGROSCÓPICOS CAPILARES POROSOS (MHCP)- MADEIRA	13
1.2.1- Apresentação do Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para Secagem em MHCP	14
1.2.2- Apresentação e Comparação do Modelo de Fortes (1982) com o Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para Secagem em MHCP	21
1.2.3- Apresentação e Comparação do Modelo de Shusheng, Key e Langrish (1992) com o Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para Secagem de Madeira	28
1.2.4- Apresentação e Comparação do Modelo de Kayihan (1982) com o Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para Secagem de Madeira	32
1.2.5- Conclusão Final sobre os Modelos Analisados	36
CAPÍTULO 2: APRESENTAÇÃO DO MODELO- TRANSPORTE DE MASSA E CALOR NA SECAGEM DE CAVACO DE MADEIRA	37
2.1- HIPÓTESES ADOTADAS	38
2.2- EQUAÇÕES QUE GOVERNAM O FENÔMENO	39
2.2.1-Equações de Conservação e Correlações de Equilíbrio	39

2.2.2- Mecanismos de Transporte	43
2.3- CONDIÇÕES DE CONTORNO	49
2.4- COEFICIENTES DE TRANSPORTE POR CONVECÇÃO NA SUPERFÍCIE, PROPRIEDADES FÍSICAS E RELAÇÕES TERMODINÂMICAS	50
 <u>CAPÍTULO 3: RESOLUÇÃO NUMÉRICA- MÉTODO NUMÉRICO E ALGORITMO PARA SIMULAÇÃO DO PROCESSO DE SECAGEM DE CAVACO DE MADEIRA</u>	 56
3.1- APRESENTAÇÃO DAS EQUAÇÕES DIFERENCIAIS PARCIAIS	57
3.2- DISCRETIZAÇÃO DO TERMO FONTE (EFEITO DE EVAPORAÇÃO - CONDENSAÇÃO)	58
3.3- CÁLCULO DOS COEFICIENTES DO SISTEMA DE EQUAÇÕES ALGÉBRICAS GERADOS PELA EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DE ENERGIA	61
3.4- CÁLCULO DOS COEFICIENTES DO SISTEMA DE EQUAÇÕES ALGÉBRICAS GERADO PELA EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DE MASSA DE LÍQUIDO	64
3.5- ALGORITMO PARA SIMULAÇÃO DO PROCESSO DE SECAGEM DE CAVACO	66
 <u>CAPÍTULO 4: DISCUSSÃO DOS RESULTADOS- SIMULAÇÃO DO PROCESSO DE SECAGEM DE CAVACO DE MADEIRA</u>	 72
4.1- COMPARAÇÃO DO MODELO PROPOSTO A DADOS EXPERIMENTAIS	72
4.1.1- Comparação do Modelo Proposto aos Dados Ex- perimentais de Kayihan (1982)-Baixa Temperatura	72
4.1.2- Comparação do Modelo Proposto aos Dados Experi- mentais de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) - Alta Tem- peratura	77
4.2- COMPORTAMENTO DOS PERFIS DE CONCENTRA- ÇÃO DE CADA UMA DAS FASES E DE TEMPERATURA AO LONGO DA ESPESSURA DO CAVACO EM FUNÇÃO DO TEMPO	80
4.3- AVALIAÇÃO DA ORDEM DE GRANDEZA DOS EFEITOS NA EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DE ENERGIA E DE MASSA DE LÍQUIDO PARA BAIXA TEMPERATURA E BAIXA UMIDADE DO AGENTE DE SECAGEM (100°C, 0,011 b.s.)	85
4.3.1- Discussão sobre os Efeitos na Equação de Con- servação de Energia	85

4.3.2- Discussão sobre os Efeitos na Equação de Conservação de líquido.....	88
4.4- COMPORTAMENTO DAS CURVAS DE SECAGEM.....	93
4.4.1- Comportamento das Curvas de Secagem -Variação da Temperatura do Gás.....	94
4.4.2- Curvas de Secagem - Variação da Umidade Absoluta do Gás.....	96
4.4.3 - Curvas de Secagem - Variação das Dimensões do Cavaco.....	97
4.5- CONCLUSÕES.....	99
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	101

SOUZA, MARIA EUGÊNIA DE PAIVA (1994). “ Transporte de Massa e Calor na Secagem de Cavaco de Madeira. ” Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Campinas-SP, Brasil.

RESUMO

Neste trabalho foi desenvolvido um modelo de transporte simultâneo de massa e calor em meio higroscópico capilar poroso, dando ênfase à secagem de madeira. O modelo considera a espécie água se apresentando em três formas no interior do meio: água livre, água ligada e vapor, que coexistem em equilíbrio termodinâmico local. Os mecanismos de transporte de massa assumidos para cada uma das formas da espécie água foram: capilaridade de água livre, difusão de vapor devido ao gradiente de concentração e difusão de água ligada devido ao gradiente de potencial químico das moléculas da mesma. O modelo permite ainda o ajuste de constantes de proporcionalidade dos coeficientes fenomenológicos, a fim de se ponderar a importância de cada mecanismo de transporte no meio em estudo. Nas equações diferenciais de conservação de massa e de energia, foi considerado o efeito de condensação - evaporação no interior do meio, determinado através das correlações de equilíbrio de fases, que estabelece o acoplamento entre as variáveis dependentes do modelo. Finalmente, simulou-se o processo de secagem de cavaco de madeira, em coordenadas retangulares, unidimensional. Todos os parâmetros, correlações físicas, correlações de equilíbrio e de transporte assim como dados experimentais para o cavaco de madeira foram obtidos da literatura internacional. A concordância entre os resultados da simulação e dados experimentais ajudaram na validação do modelo.

Palavras - chaves: 1. Secagem. 2. Madeira. 3. Massa-Transferência.
.....4. Calor - Transmissão. 5. Materiais Porosos.

SOUZA, MARIA EUGÊNIA DE PAIVA (1994). "Mass and Heat Transfer in Drying of Wood Chips." Master Thesis. Universidade Estadual de Campinas, Faculty of Mechanical Engineering, Campinas-SP, Brasil.

ABSTRACT

A simultaneous heat and mass transfer model for a hygroscopic capillary porous media has been developed. Special emphasis has been given to the drying of wood. The model considers three possible forms for the water present within the particle: free water, bounded water, and steam. These forms coexist in a thermodynamic equilibrium. The assumed mass transfer mechanisms for each physical form for the water are: capillary transport for the free water; diffusion for the steam due to the concentration gradient, and diffusion for the bounded water due to the gradient of chemical potential between its molecules. Also, according to the importance of each transfer mechanism for the particular studied media, the model allows to adjust the proportionality constants related to the various phenomena. The mass and energy differential equations include the effect of condensation-evaporation within the porous media. The effect is described by the phase equilibrium correlation and, therefore, establishes the coupling among the dependent variables of the model. Finally, the drying process for wood chips has been simulated using rectangular coordinates and one-dimension approach. All parameters, equilibrium and transfer correlation, as well as experimental data for the wood chips, have been taken from the literature. The agreement between the simulation results and experimental data helped to validate the model.

Key Words: 1. Drying. 2. Wood. 3. Mass Transport. 3. Heat Transfer.
5. Porous Materials

LISTA DE QUADROS E FIGURAS

Quadros

Quadro 1 - Características físicas da madeira de <i>Eucalyptus Saligna</i> (4 a 9 anos). * Busnardo <i>et alii</i> (1982).....	7
Quadro 4.1 - Perfis de concentração de líquido, água ligada, temperatura, concentração de vapor, água livre e umidade total, com o tempo, efeitos constituintes da equação de líquido e de energia e fluxo de vapor e de líquido ao longo do cavaco em função do tempo. Temperatura do agente de secagem 100°C e umidade relativa 1,8%. (Resultados da simulação de cavaco de <i>Pinus</i> da Virgínia, cuja concordância experimental está mostrada na figura 4.1).	91
Quadro 4.2 - Dimensões do cavaco que se insere na hipótese do modelo deste trabalho	98

Figuras

Figura 1 - Esquema da geometria do cavaco	6
Figura 1.1 - Estrutura interna do corte transversal do caule de uma árvore.....	8
Figura 3.2 - Algoritmo de Simulação do Processo de Secagem de Cavaco.....	68
Figura 4.1 - Comparação entre os resultados da simulação do modelo, para malha de 11 pontos nodais ao longo da espessura do cavaco, e os dados experimentais de Kayihan (1982) para <i>Pinus</i> da Virgínia. Curva de temperatura do centro do cavaco simulada. Para temperatura do agente de secagem de 100°C e 1,8% de umidade relativa. Dimensões do cavaco: 0,49 x 9 x 46 mm.....	74
Figura 4.2 - Comparação entre os resultados da simulação do modelo, para 11 pontos nodais na malha da espessura do cavaco, e os dados experimentais de Kayihan (1982) para Carvalho Branco. Curva de temperatura do cavaco simulada. Para temperatura do agente de secagem de 100°C e 1,8% de umidade relativa. Dimensões do cavaco: 0,41 x 9 x 46 mm.	76
Figura 4.3 - Comparação entre os resultados de umidade total do modelo desenvolvido neste trabalho, o do modelo de Stanish, Schajer e Kayihan(1986) e os dados experimentais para Tábuas de Southern Pine. Apresentação da temperatura do centro da tábua simulada pelo modelo deste trabalho. Para temperatura dos gases de secagem de 175°C, velocidade do ar 13 m/s; ponto de orvalho do ar 10°C. Dimensões da tábua 5 x 15 x 40 cm.	79

Figura 4.4 - Perfis de temperatura do cavaco de <i>Pinus</i> da Virginia, em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.....	82
Figura 4.5 - Perfis de umidade total cavaco de <i>Pinus</i> da Virginia, em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.....	83
Figura 4.6 - Perfis de concentração de água livre do cavaco de <i>Pinus</i> da Virginia, em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.....	83
Figura 4.7 - Perfis de concentração de água ligada do cavaco de <i>Pinus</i> da Virginia, em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.....	84
Figura 4.8 - Perfis de concentração de vapor do cavaco de <i>Pinus</i> da Virginia, em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.....	84
Figura 4.9 - Valores absolutos dos efeitos na equação de conservação de energia em função do tempo, na superfície e na cota 0,2 do interior do cavaco. Efeitos de condução, na superfície e cota 0,2, respectivamente, $D_{jq0,0}$, $D_{jq0,2}$; de condensação- evaporação, $EE_{v0,0}$, $EE_{v0,2}$; de convecção por difusão de vapor, $EC_{v0,0}$, $EC_{v0,2}$; e de convecção por difusão de líquido na cota 0,2 do cavaco, $EC_{bf0,2}$. <i>Pinus</i> da Virginia, temperatura do agente de secagem 100°C, umidade relativa 1,8%.....	87
Figura 4.10 - Valores absolutos dos efeitos na equação de conservação de líquido em função do tempo, na superfície e na cota 0,2 do interior do cavaco. Efeito de difusão de massa, na superfície e cota 0,2 do cavaco, respectivamente, $D_{Jbf0,0}$, $D_{Jbf0,2}$; de condensação -evaporação, $EE_{vbf0,0}$, $EE_{vbf0,2}$. <i>Pinus</i> da Virginia, temperatura do agente de secagem 100°C, umidade relativa 1,8%.....	89
Figura 4.11 - Curvas de umidade do cavaco de <i>Pinus</i> da Virginia, a diferentes temperaturas do agente de secagem. Velocidade do gás 2 m/s, umidade absoluta do gás 0,14 kg água/ kg gás seco. Dimensões do cavaco: 5 x 35 x 50 mm.....	95
Figura 4.12 - Curvas de umidade do cavaco de <i>Pinus</i> da Virginia, a diferentes umidades absolutas do agente de secagem. Temperatura do gás, 150°C; velocidade do gás, 2 m/s. Dimensões do cavaco: 5 x 35 x 50 mm.....	97
Figura 4.13 - Curvas de umidade do cavaco de <i>Pinus</i> da Virginia, para as dimensões de cavaco apresentadas na tabela 4.2 segundo a sua espessura (parâmetro das curvas). Temperatura do gás, 150°C; velocidade do gás, 2 m/s; umidade do gás, 0,14 kg água/kg gás seco.....	99

NÚMEROS ADIMENSIONAIS E CONSTANTE

Número de Prandtl :

$$\text{Pr} = \frac{c_{pg} \eta_g}{k_a}$$

Número de Reynolds do cavaco :

$$\text{Re}_p = \frac{V_{\text{rel}} d_p \rho_g}{\eta_g}$$

Número de Schmidt :

$$\text{Sc} = \frac{\eta_g}{\rho_g D_{a,v}}$$

CONSTANTE

Constante Universal dos Gases : $R = 8,314 \text{ J/mol K}$

NOMENCLATURA

b	comprimento do cavaco	m
c	densidade molar da mistura ar-vapor	mol/m ³
C _b	concentração de água ligada	kg água/kg sólido seco
C _{bf}	concentração de líquido água (água livre + água ligada)	kg água/kg sólido seco
C _{bf_i}	concentração de líquido (água livre + água ligada) no ponto nodal i	kg água/kg sólido seco
C _f	concentração de água livre	kg água/kg sólido seco
C _{fsp}	concentração de água no ponto de saturação da fibra	kg água/kg sólido seco
C _p	calor específico da madeira úmida	J/kg.K
c _{pb}	calor específico da água ligada	J/kgK
c _{pbf}	calor específico de líquido (livre + água ligada)	J/kg K
c _{pg}	calor específico do ar exterior à partícula	J/kg K
c _{ps}	calor específico da madeira seca	J/kg K
c _{pv}	calor específico do vapor d'água	J/kg K
C _v	concentração de vapor d'água no sólido	kg vapor/kg sólido seco
C _{v_i}	concentração de vapor d'água no ponto nodal i	kg vapor/kg sólido seco
C _{v^{sat}}	concentração de vapor d'água no interior do sólido na saturação	kg vapor/kg sólido seco
DJq	efeito de condução na equação de conservação de energia	K/s
DJbf	efeito de difusão na equação de conservação de massa de líquido (água livre + água ligada)	kg/s m ³
D _{a,v}	difusividade pura do vapor d'água no ar	m ² /s
D _b	difusividade de água ligada	m ² /s
D _b [*]	constante da difusividade de água ligada	kg/s m ³
d	diâmetro da esfera equivalente ao cavaco	m
D _{f^{esf}}	difusividade de água livre	m ² /s
D _{bf}	difusividade de líquido (água livre + água ligada)	m ² /s
d _p	diâmetro do cavaco equivalente a uma esfera	m
D _{rp}	difusividade randômica do gás em meio poroso	m ² /s
D _v	difusividade do vapor d'água no ar em meio poroso	m ² /s
e	espessura do cavaco	m
ECbf	efeito de convecção de calor devido à difusão de líquido (água livre + água ligada) na equação de conservação de energia	°C/s
ECv	efeito de convecção de calor devido à difusão de vapor na equação de conservação de energia	°C/s
EEv	efeito de condensação- evaporação da equação de conservação de energia	°C/s

EEvbf	efeito de condensação- evaporação na equação de conservação de massa de líquido (água livre + água ligada)	kg/s m ³
h _a	entalpia do ar	J/kg K
h _b	entalpia da água ligada	J/kg K
h _{bf}	entalpia do líquido (água livre + água ligada)	J/kgK
h _f	entalpia da água livre	J/kg K
h _m	coeficiente de transferência de calor entre ar externo e a superfície do sólido	J/m ² s K
h _s	entalpia do sólido seco	J/kg K
h _v	entalpia do vapor	J/kg K
J _a	fluxo de massa de ar	
J _{ap}	fluxo de ar por efeito de filtração	kg/s m ²
J _b	fluxo de água ligada	kg/s m ²
J _{bf}	fluxo de líquido (água ligada + água livre)	kg/s m ²
J _{bfp}	fluxo de líquido devido ao efeito de filtração	kg/s m ²
J _f	fluxo de água livre	kg/s m ²
J _q	fluxo de calor por condução	J/s m ²
J _v	fluxo de vapor d'água	kg/sm ²
J _{vp}	fluxo de vapor por efeito de filtração	kg/s m ²
k	condutibilidade térmica do sólido úmido	J/m s K
k _a	condutibilidade térmica do ar	J/m s K
k _{bf}	difusividade efetiva do líquido (água livre + água ligada)	kg/m s
k _c	coeficiente de transporte de massa entre ar externo e a superfície sólida	kg/s m ²
k _f	permeabilidade relativa do sólido à água livre	m ²
k _f ^φ	constante da permeabilidade relativa do sólido à água livre	m ²
k _g	permeabilidade relativa do sólido ao fluxo global de gases	m ²
k _m	coeficiente de transporte de massa relativo à pressão parcial de vapor	s/m
k _v	difusividade efetiva de vapor	kg/m s
k _p	coeficiente de filtração	s/m
l	largura do cavaco	m
M	massa molecular média da mistura ar-vapor	kg/mol
M _a	massa molecular do ar	kg/mol
M _v	massa molecular do vapor	kg/mol
P	pressão total dos gases	Pa
p _a	pressão parcial do ar interno ao sólido	Pa
P _c	pressão de capilaridade	Pa
Pr	número de Prandtl para o ar externo ao sólido	
p _v	pressão parcial de vapor d'água interno ao sólido	Pa
p _{vo}	pressão parcial de vapor d'água no ar na superfície do sólido	Pa

p_{vg}	pressão parcial de vapor d'água do ar externo ao sólido	Pa
p_v^{sat}	pressão de vapor saturado	Pa
R	constante universal dos gases	J/mol K
R_{evap}	taxa de evaporação de líquido interna ao sólido	kg/m ³ s
R_v	constante universal referente ao vapor	J/mol vapor K
Re_p	número de Reynolds relativo ao cavaco para o ar externo	
Sc	número de Schmidt para o ar externo	
S_{ir}	saturação irreduzível	
S_v	entropia do vapor d'água	J/mol K
T	temperatura do sólido	K
T_g	temperatura dos gases externo ao sólido	K
T_0	temperatura da superfície da partícula	K
T_i	temperatura do cavaco no ponto nodal i	K
t	tempo	s
V_{rel}	velocidade relativa entre ar e cavaco	m/s
X	umidade do sólido b.s.	kg água/kg sólido seco
X^o	umidade inicial do sólido b.s.	kg água/kg sólido seco
X_c	umidade de equilíbrio do sólido com o ar externo	kg água/kg sólido seco
X_{med}	umidade do sólido média integral no espaço	kg água/kg sólido seco
x	variável espacial	m
x_v	fração molar de vapor d'água na mistura ar-vapor interno ao sólido	
x_a	fração molar de ar na mistura ar-vapor interno ao sólido	

Letras Iniciais Gregas

α	fator que corrige obstruções dos poros da madeira.	
ΔH	calor latente de vaporização da água ligada ou livre	J/kg
ΔH_{des}	calor de dessorção da água ligada	J/kg
Δt	intervalo de tempo admitido na discretização	s
Δx	incremento no espaço admitido na discretização	m
ε	fração efetiva de vazios no sólido	
ε_s	fração de vazios do sólido seco	
ϕ_p	esfericidade do cavaco	
ϕ	umidade relativa do ar interno ao sólido	decimal
η_g	viscosidade dinâmica do gás	kg/m s
η_w	viscosidade dinâmica da água líquida	kg/m s
μ_b	potencial químico da água ligada	J/kg
μ_v	potencial químico do vapor d'água	J/kg
ρ	densidade do sólido úmido	kg/m ³
ρ_g	densidade do ar	kg/m ³
ρ_a	concentração de ar no sólido	kg/m ³ sol
ρ_b	concentração da água ligada no sólido	kg/m ³ sol

ρ_{bf}	concentração de líquido (água ligada + água livre) no sólido	$\text{kg/m}^3 \text{ sol}$
ρ_f	concentração de água livre no sólido	$\text{kg/m}^3 \text{ sol}$
ρ_m	densidade real da madeira	kg/m^3
ρ_s	densidade aparente da madeira seca	kg/m^3
ρ_v	concentração de vapor no sólido	$\text{kg vapor/m}^3 \text{ sol}$
ρ_v^{sat}	concentração de vapor saturado no sólido	$\text{kg vapor/m}^3 \text{ sol}$
ρ_w	densidade da água líquida	kg/m^3

Subscritos

a	ar.
b	água ligada
bf	líquido (água livre + ligada).
f	água livre
g	gás mistura ar-vapor externo ao cavaco.
i	ponto nodal i.
N	centro do cavaco.
s	sólido seco
v	vapor d'água
o	superfície do cavaco.

Sobrescritos

o	relativo ao instante inicial
m	expresso em moles
*	inclui mecanismo de transporte de massa por convecção global
sat	referente à saturação.
'	referente à variável da convergência anterior.

INTRODUÇÃO

O presente trabalho trata da secagem de madeira, visando principalmente o cavaco do setor de papel e celulose. A idéia central que norteou a sua elaboração é a economia de cavaco nos geradores de vapor, que consomem esse tipo de combustível, ao se utilizar seus gases efluentes para secagem dessa biomassa. Outra possibilidade é a secagem da casca utilizando-a como seu substitutivo energético.

Uma das espécies de madeira mais utilizada no setor de celulose e papel, no Brasil, é a *Eucalyptus Saligna*, cuja casca apresenta umidade média ao máximo teor de umidade de 74,59% b.u. A tabela 1, apresenta as umidades ao abate, ao máximo teor, e a densidade básica de *Eucalyptus Saligna*, segundo a parte constituinte da árvore (casca, cerne e alborno).

A casca de árvore vem ganhando importância cada vez maior, em nosso país, como resíduo florestal energético, capaz de gerar energia a custos competitivos. A casca é descartada na maioria das explorações florestais. No entanto, já existem, diversos geradores de vapor operando exclusivamente com casca e a tendência é a intensificação do seu uso. (Busnardo *et alii* (1982)).

Um dos maiores empecilhos para a utilização da casca em caldeiras a cavaco é a sua alta umidade. A secagem permitiria seu uso mais intensivo nas caldeiras, substituindo o cavaco. O cavaco economizado poderia ser utilizado como matéria-prima para produção de celulose de baixa qualidade.

O objetivo do trabalho foi o desenvolvimento de um modelo de secagem de meio higroscópico capilar poroso enfocando o cavaco de madeira e que pode ser estendido à casca, com intuito de, posteriormente, utilizá-lo tanto para escolha do tipo de secador mais adequado às características desse material quanto na simulação da operação do mesmo. Os resultados da simulação do modelo de secagem desenvolvido foram comparados com dados experimentais internacionais, para espécies de madeira de *Pinus* da Virgínia, Carvalho Branco, "Southern Pine", espécies em sua maioria provenientes da região sul dos Estados Unidos. As madeiras de *Eucalyptus* e de Carvalho Branco são denominadas de madeiras de Angiospermas e as de *Pinus* são denominadas de Gimnospermas ou Coníferas. Essas duas categorias de árvore apresentam estrutura celular para transporte de seiva completamente diferentes, por isso suas propriedades de transportes também diferem. O modelo apresentado neste trabalho permite simular qualquer tipo de madeira ou mesmo da casca, através da adequação das constantes dos mecanismos de transporte a dados experimentais da curva de secagem do meio em estudo.

O cavaco tem forma prismática, apresentando a espessura muito menor que as outras duas dimensões. O modelo, por isso, foi desenvolvido em coordenadas retangulares, considerando que os fenômenos de migração de umidade e de transferência de calor se dá preferencialmente na direção da espessura do cavaco, que é normal às duas faces de maior área. A figura 1 mostra um esquema da geometria do cavaco.

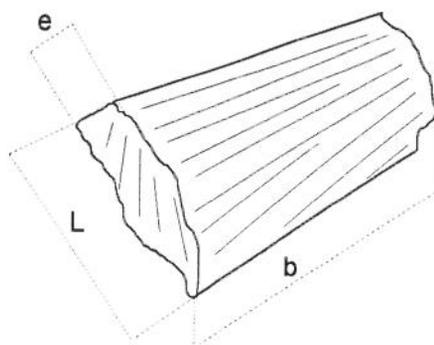


Figura 1- Esquema da geometria do cavaco.

O trabalho é apresentado da seguinte forma:

No Capítulo 1 é feita uma revisão e discussão sobre os principais trabalhos de transferência de massa e calor em meios higroscópicos capilares porosos, dos últimos 15 anos, que deram ênfase à secagem de madeira.

No Capítulo 2 é feita a apresentação do modelo de transferência de massa e calor, desenvolvido neste trabalho para secagem de meios capilares higroscópicos porosos, em coordenadas retangulares unidimensional devido a geometria do cavaco e considerando as propriedades físicas, correlações de equilíbrio e de transporte da madeira.

No Capítulo 3 é feita a apresentação e aplicação do método numérico utilizado e do algoritmo do Programa Simulador do Processo de Secagem em coordenadas retangulares, unidimensional.

No Capítulo 4 é feita a comparação dos resultados obtidos na simulação do modelo para secagem de cavaco de madeira com dados experimentais de cavaco de *Pinus* da Virgínia e de Carvalho Branco e discussão sobre o fenômeno à luz dos resultados obtidos.

Propriedades	Média	Desvio Padrão	Erro padrão da média	Valor máximo	Valor mínimo	Amplitude
<u>Casca</u>						
- % Umidade no abate, base úmida	71,84	1,7255	0,1992	75,85	66,63	9,22
- % Umidade no máximo teor de umidade, base úmida	74,59	1,5574	0,1798	78,06	69,93	8,13
- Densidade básica, (g/cm ³)	0,280	0,0184	0,0021	0,340	0,241	0,099
<u>Cerne</u>						
- % Umidade no abate, base úmida	55,10	3,1172	0,3599	62,16	47,96	14,20
- % Umidade no máximo teor de umidade, base umidade	61,10	2,5203	0,2910	65,90	54,78	11,12
- Densidade básica, (g/cm ³)	0,452	0,0366	0,0042	0,584	0,385	0,199
<u>Alburno</u>						
- % Umidade no abate, base úmida	52,55	3,3275	0,3842	59,36	44,69	14,67
- % Umidade do máximo teor de umidade, base úmida	55,36	3,2743	0,3781	62,19	48,03	14,16
- Densidade básica, (g/cm ³)	0,530	0,0451	0,0052	0,631	0,436	0,195

TABELA 1 - Características físicas da madeira de *Eucalyptus Saligna* (4 a 9 anos).* Busnardo *et alii*(1982).

* O alburno é mais denso que o cerne porque a árvore é jovem. Para árvores mais velhas as densidades se invertem, o cerne se torna mais denso que o alburno.

CAPÍTULO 1: REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

CINÉTICAS DE SECAGEM DE MATERIAIS HIGROSCÓPICOS CAPILARES POROSOS

Este capítulo apresenta as características gerais do comportamento da madeira quando submetida à secagem e modelo para secagem de serragem de madeira. Em seguida é feita uma discussão detalhada sobre modelos de secagem fundamentados nas teorias de fenômenos de transporte de massa e calor para meios higroscópicos capilares porosos (MHCP), visto que o cavaco de madeira é tipicamente um meio com estas características.

1.1- APRESENTAÇÃO DE CARACTERÍSTICAS GERAIS DA SECAGEM DE MADEIRA E CINÉTICA PARA SECAGEM DE SERRAGEM DE MADEIRA.

1.1.1- Características Gerais do Comportamento da Madeira sob Secagem

Madeira é um meio higroscópico capilar poroso. Ela apresenta propriedades de transporte diferentes nas direções longitudinal, radial e tangencial. Ela se contrai e se dilata para variações de umidade abaixo do ponto de saturação de fibra (ponto em que as paredes das células estão saturadas de água adsorvida e o interior da cavidade celular está isenta de água livre). Além disso suas propriedades variam dependendo da parte constituinte da árvore (cerne, alburno ou casca), da espécie, da estação climática e do solo de procedência. A figura 1.1 apresenta o corte transversal do caule de uma árvore mostrando sua estrutura interna.

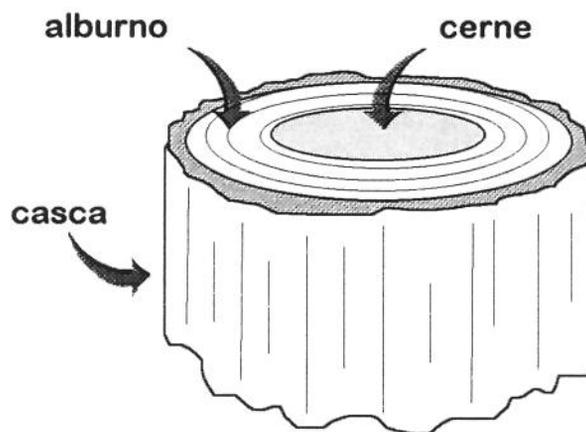


Figura 1.1- Estrutura interna do corte transversal do caule de uma árvore.

Como exemplos, a madeira de Gimnospermas apresenta células alongadas para transporte de seiva com aberturas radiais, denominadas pontuações, que se interligam formando verdadeiros capilares no sentido radial do caule da árvore. A madeira de Angiospermas, em geral, já apresenta verdadeiros tubos no sentido longitudinal do caule que também apresentam aberturas radiais mas o fluxo de seiva no sentido longitudinal é significativamente maior que no radial. O cerne das Gimnospermas apresenta em geral as pontuações bloqueadas diminuindo sensivelmente a sua permeabilidade a fluidos e o cerne das Angiospermas apresenta células que circundam as paredes dos vasos capilares que os invadem através de suas aberturas radiais obstruindo-os completamente. O alburno dos dois tipos de madeira possui permeabilidade bem mais alta que o cerne uma vez que pontuações e vasos capilares não estão obstruídos para a passagem da seiva. Todas essas características tornam a modelagem da madeira um empreendimento difícil.

Uma descrição de como a umidade se desloca no interior da madeira durante o processo de secagem pode ser encontrado no trabalho de Kollmann e Cote (1968). Em geral a secagem de madeira ocorre em três estágios clássicos: período de taxa constante de secagem, período de taxa decrescente, e segundo período de taxa decrescente. No período de taxa constante, a evaporação ocorre na superfície do material e a umidade livre migra para ela devido às forças capilares. Neste estágio condições externas regulam a secagem. O período decrescente se inicia quando a umidade da superfície cai abaixo do ponto de saturação da fibra. A frente de evaporação retrocede para o interior do material e o vapor e água ligada se movem da frente de evaporação para a superfície do sólido devido aos gradientes de concentração e de pressão total, de acordo com as condições do agente de secagem. Neste estágio a resistência interna da madeira passa a ser significativa. O último estágio de secagem se inicia quando a frente de evaporação alcança o núcleo do material, e não existe mais água livre contida nele. A secagem continua sob controle interno até a umidade de equilíbrio com o ar ser alcançada.

Rosen (1983) examinou os trabalhos de dez anos anteriores sobre os modelos referentes à secagem de madeira e classificou-os em modelos de difusão, modelos empíricos e modelos baseados em equações de transferência de massa e calor. Ele questionou a possibilidade de uso de correlações empíricas, uma vez que elas dependem de constantes arbitrárias.

Considerações especiais devem ser feitas quando a secagem de madeira é efetuada com gases a altas temperaturas (acima de 100°C).

Hart (1966) descreveu as diferenças fundamentais entre secagem a baixas e altas temperaturas. Em temperaturas acima da condição normal de ebulição da água, vapor pressurizado se forma na frente de evaporação interna à partícula, esse fenômeno resulta em fluxo de vapor de água devido ao gradiente de pressão total dos gases entre a frente de secagem e a superfície do material. A baixas temperaturas, a difusão de água líquida e de vapor devem ocorrer somente devido aos diferenciais de concentração. Por isso a secagem em altas temperaturas quando as condições externas não mais regulam o fenômeno é muito mais rápida que secagem em baixas temperaturas. No entanto, Stanish, Schajer e Kayihan (1986) apresentaram um modelo com confirmação experimental para tábuas de madeira de *pinus* resinoso, para faixas de temperatura de 75° a 175°C, onde todos esses mecanismos fundamentais de transporte de massa e calor estão acoplados a correlações termodinâmicas de equilíbrio de fases. Esse modelo, que hoje é considerado clássico para MHCP pela sua extensão e fundamentação teórica, mostrou na sua simulação que o centro da madeira se mantém em um platô na média em 100°C enquanto existe água livre, para temperatura do ar de secagem de 125°C. Além

disso as curvas de temperaturas com o tempo para diferentes profundidades da tábua, sugerem a presença da frente de secagem na condição normal de ebulição da água (100°C), implicando que o interior da madeira não está significativamente acima da pressão atmosférica, pois isto causaria um aumento no ponto de ebulição da água. Já Hernandez e Puigalli (1991), que assumiram integralmente o modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) incorporando a ele o efeito de gravidade, compararam-no a dados experimentais de tábuas de *Pinus Marítimo* resinoso, mostrando que o efeito do gradiente de pressão total dos gases para esse tipo de madeira já é significativo para condições de secagem a 95°C, após o primeiro período de secagem. Shusheng, Keey e Langrish (1992) desprezaram esse efeito para *Pinus Radiata* e obtiveram boa adequação experimental para temperatura de 125°C. Esses modelos serão discutidos com detalhe no item 1.2, uma vez que essa discussão norteou a escolha do modelo desenvolvido neste trabalho.

Parte dos problemas relativos ao estudo de secagem de madeira a altas temperaturas proveio da lacuna existente no conhecimento de correlações de equilíbrio entre água ligada à madeira e vapor contido no ar (isotermas de sorção) para temperaturas acima de 100°C.

Simpson e Rosen (1981) desenvolveram um método para extrapolar dados de concentração de umidade de equilíbrio da madeira com o vapor do ar de baixas para altas temperaturas, usando correlações originalmente propostas por Hailwood e Horrobin (1946). As isotermas de sorção mais utilizadas pelos modelos mais completos de secagem de madeira e este trabalho admitiram esta correlação de equilíbrio.

1.1.2- Cinética de Secagem de Serragem de Madeira.

Rosen (1982) desenvolveu um modelo de cinética para secagem de madeira, muito utilizado na secagem de grãos, baseada na lei de Arrhenius:

$$\frac{X - X_e}{X^0 - X_e} = 1 - E^0 \int_0^t \text{Exp}(-at^{1/f}) dt \quad (1.1)$$

onde:

- E^0 - taxa de secagem no instante $t = 0$.
- a - coeficiente que representa as condições externas de secagem, denominado "rate factor".
- f - coeficiente relativo ao tipo de madeira utilizada, denominado "bend factor".
- X - umidade total do sólido, b.s.

- sub-índice e - relativo à umidade de equilíbrio da madeira com o vapor do ar externo.
- sobrescrito o - relativo às condições iniciais.

A faixa de variação do "bend factor", f , foi de 0,25 a 4 e do "rate factor", a , foi de 0,1 a 1h.

Este modelo foi adequado para condições constantes de temperatura (107 e 112°C), umidade e velocidade dos gases de secagem (11 e 15 m/s).

Kamke (1984) adaptou este modelo para serragem de madeira em secador rotativo para diâmetro médio de partícula em torno de 2,6 mm e temperaturas do ar de secagem variando de 162 a 247°C na entrada do secador e de 65 a 96°C, na saída. Portanto, Kamke utilizou a cinética de Rosen (1982) para condições do ar de secagem variáveis, fazendo as seguintes modificações:

O tempo de secagem na integral da equação (1.1) é o tempo de queda da partícula para cada cascata a que o material é submetido dentro do secador rotativo. Para cada cascata a taxa inicial de secagem é determinada pela seguinte equação:

$$E^o = \frac{X_b U V_d (T_g - T_{wb})}{X_{fsp} t_f \Delta H S (X^o - X_e)} \quad (1.2)$$

onde:

- U - coeficiente volumétrico de transporte de calor;
- V_d - volume do secador
- S - vazão mássica de sólido seco;
- T_g - temperatura dos gases de secagem no início de cada cascata.
- T_{wb} - temperatura de bulbo úmido do ar no início de cada cascata.
- ΔH - calor latente de vaporização da água.
- t_f - tempo de queda da partícula em uma cascata.
- sub-índice b- referente à água ligada.
- sub-índice fsp - referente ao ponto de saturação de fibra.

- sobrescrito o- referente ao início de cada cascata.

O "rate factor" proposto por Rosen (1982) é calculado no início de cada cascata no modelo de Kamke (1984):

$$a = \{E^0 [f\Gamma(f)]\}^{1/f} \quad (1.3)$$

onde Γ é a função gama.

O "bend factor", f , assumido por Kamke para o tipo de madeira processada foi constante e igual a 0,75.

Para determinar a concentração de água ligada à madeira em equilíbrio com o vapor de água do ar de secagem à temperatura deste em cada ponto do secador, X_e , foram utilizadas as isotermas de sorção de Simpson e Rosen (1981).

Enquanto existe água livre no sólido, a umidade ligada, X_b , que aparece na equação (1.2), é a umidade no ponto de saturação de fibra, à temperatura do sólido. A umidade de saturação de fibra, X_{isp} , só é função da temperatura do sólido. Abaixo do ponto de saturação de fibra, a umidade ligada, X_b , é a própria umidade do sólido em cada ponto do secador, pois abaixo deste ponto o sólido não possui mais água livre.

Esta cinética junto com as equações de transporte de sólido em secador rotativo, mais as equações de transporte de massa e energia para cada cascata determinaram o modelo de secagem de serragem de madeira em secador rotativo. Kamke (1984) fez vários ensaios em secador rotativo em escala piloto e obteve concordância experimental, para umidade de sólido na entrada do secador de 1,5 b.s. e de saída variando de 0.12 a 0.4 b.s., e temperatura do agente de secagem de entrada do secador variando de 162 a 247°C e de saída variando de 65 a 96°C.

A cinética adotada por Kamke (1984) conseguiu relativo sucesso na modelagem de secagem de serragem de madeira que apresenta forma geométrica próxima à de uma esfera, granulometria pequena e relativamente homogênea quando comparada à do cavaco. No presente trabalho simulou-se secagem de cavaco de madeira, que se apresenta em forma de placas com espessuras bastante variáveis (3 a 10mm), resultando em tempos de residência para secagem com diferente ordem de grandeza entre a mais e a menos espessa. Consequentemente foi necessário desenvolver um modelo que descrevesse os fenômenos de transporte de massa e calor interno à partícula individualizada, para meios higroscópicos capilares porosos.

1.2- DISCUSSÃO SOBRE OS PRINCIPAIS MODELOS DE CINÉTICA DE SECAGEM EM MEIOS HIGROSCÓPICOS CAPILARES POROSOS (MHCP)- MADEIRA.

Este item tem como objetivo dar um breve histórico da evolução das teorias de secagem em meio higroscópico capilar poroso e logo em seguida discutir e comparar os principais modelos de secagem, revistos neste trabalho que deram ênfase à secagem de madeira, baseados em teorias de transporte de massa e energia em MHCP dos últimos quinze anos.

Um breve resumo da evolução das teorias de transporte de massa e energia em MHCP, que foram aplicados na secagem principalmente de alimentos, também revistas para execução deste estudo, pode ser encontrado no trabalho de Silva (1991):

“As teorias de secagem de materiais sólidos, em particular dos chamados capilares porosos, foram revistas com muita propriedade por Fortes e Okos (1980) e por Bories e Moyne (1989). Fortes e Okos (1980) compararam as diferentes teorias de secagem, desde as mais simples que desprezam a transferência de calor, como a teoria da difusão líquida e de capilaridade, passando pela teoria de evaporação - condensação que acoplam o transporte de massa ao de calor, até chegar a teorias mais sofisticadas como a de Philip e De Vries, onde é admitido que o transporte de umidade ocorre por difusão de vapor e capilaridade de líquido, e a de Luikov que é baseada na termodinâmica dos processos irreversíveis. O enfoque de Philip e De Vries é denominado por Fortes e Okos (1980) de enfoque mecanístico.

Whitaker (1980), considera que em um meio poroso rígido, entendendo por isso uma estrutura sólida que contém em seus interstícios fase líquida e fase gasosa, as leis da física do *continuum* descrevem apropriadamente o transporte de calor, massa e *momentum* no interior desse meio. Fortes e Okos (1981.a) denominam também essa abordagem de mecanística.

Fortes e Okos (1981.a) apresentaram um modelo para secagem de sólidos higroscópicos capilares porosos onde combinaram os enfoques mecanísticos e da termodinâmica dos processos irreversíveis. Descreveram os mecanismos de transporte através dos conceitos da termodinâmica dos irreversíveis, e obtiveram os coeficientes fenomenológicos através das expressões mecanísticas. Esse modelo foi aplicado pelos mesmos autores na secagem de grãos de milho (1981.b) e de trigo (1981.c).”

Os modelos mais recentes desenvolvidos por Kayihan (1982) e Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para secagem de meios higroscópicos capilares porosos, aplicados na secagem de madeira e cerâmica, propõem que o estado líquido se apresenta em duas formas: água adsorvida na matriz sólida da madeira (água ligada) e água livre. Adotam, para cada forma, mecanismos de transporte diferentes. As três formas da espécie água - água ligada, água livre e vapor - estão em equilíbrio termodinâmico local dentro do MHCP.

Quando existe água livre, tanto esta forma quanto a de água ligada estão em equilíbrio com o vapor saturado. Na ausência de água livre, a água ligada está em equilíbrio com o vapor de água segundo as isotermas de sorção.

O trabalho de Fortes (1982), que é uma coletânea de trabalhos anteriores, o de Kayihan (1982), o de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) e o de Shusheng, Keey e Langrish (1992) serão objetos de discussão detalhada no item 1.2.2, uma vez que foi através desses modelos que se construiu o modelo desenvolvido neste trabalho.

A discussão será feita apresentando em primeiro lugar o modelo considerado clássico para secagem de madeira, que adota os principais mecanismos conhecidos de transporte de massa em secagem e em seguida serão apresentados os outros modelos mostrando as suas simplificações com relação ao primeiro. O modelo mais completo, considerado hoje um clássico para secagem de tábuas de madeira, é o de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), que obteve boa concordância experimental, com a temperatura do agente de secagem, variando entre 75°C e 175°C.

1.2.1- Apresentação do Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) para Secagem em MHCP

Hipóteses do Modelo.

- Foram admitidas três formas para a espécie água que coexistem em equilíbrio termodinâmico local: água livre, água ligada e vapor.
- Se água livre está presente na madeira, as fases vapor e água ligada se mantêm saturadas à temperatura local. Na ausência de água livre a concentração de água ligada à madeira e a concentração de vapor na fase gás obedecem as isotermas de sorção da madeira à temperatura local.
- Migração de água ligada se dá por difusão molecular e o fluxo difusivo é proporcional ao gradiente do potencial químico das moléculas de água ligada.
- O fluxo por convecção global de água livre e gás segue a lei de Darcy, ou seja, é proporcional ao gradiente de pressão total de cada fase. A permeabilidade efetiva do sólido, tanto para o gás quanto para o líquido, varia com a saturação relativa (fração de espaços vazios dentro do sólido.).
- Propriedades físicas e de transporte variam no espaço e no tempo
- Transporte de massa e energia são unidimensionais.
- Não foi considerado efeito de encolhimento na madeira.
- Água ligada não ocupa os interstícios da madeira, uma vez que ela está adsorvida na matriz sólida.

Equações que Governam o Fenômeno

Equações de conservação

Devido à inclusão do transporte global por convecção (efeito de filtração) nos mecanismos de transporte será necessário o balanço de massa da espécie ar, além do balanço da espécie água para determinar o sistema.

Balanço de massa para a espécie ar.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_a) = -\nabla(J_a^*) \quad (1.4)$$

Balanço de massa para a espécie água.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v + \rho_b + \rho_f) = -\nabla(J_v^* + J_b + J_f^*) \quad (1.5)$$

Balanço global de energia.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s h_s + \rho_a h_a + \rho_v h_v + \rho_b h_b + \rho_f h_f) = -\nabla(J_a^* h_a + J_v^* h_v + J_b h_b + J_f^* h_f + J_q) \quad (1.6)$$

Equações de Equilíbrio

Quando existe água livre, o vapor se encontra em estado saturado, e a correlação dada pelo "Steam Tables" para a faixa de temperatura de 300 a 500K para o vapor saturado é :

$$\rho_v = \rho_v^{\text{sat}} = (\epsilon) \text{Exp}[-46,49 + 0,26179(T) - 5,0104 \times 10^{-4}(T)^2 + 3,471 \times 10^{-7}(T)^3] \quad (1.7)$$

onde a porosidade efetiva da madeira é dada por:

$$\varepsilon = \varepsilon_s - \frac{\rho_f}{\rho_w} \quad (1.8)$$

e a concentração de água ligada é dada pelas isotermas de sorção de Simpson e Rosen (1981) para madeira:

$$\rho_v = \rho_s \frac{18,0}{w} a_2 \phi \left(\frac{1}{f_1} + \frac{a_1}{f_2} \right) \quad (1.9)$$

onde:

$$\begin{aligned} a_1 &= -45,70 + 0,3216(T) - 5,012 \times 10^{-4}(T)^2 \\ a_2 &= 0,1722 + 4,732 \times 10^{-3}(T) - 5,553 \times 10^{-6}(T)^2 \\ w &= 1417 - 9,430(T) + 1,853 \times 10^{-2}(T)^2 \\ f_1 &= 1 - a_2 \phi \\ f_2 &= 1 + a_1 a_2 \phi \end{aligned}$$

A densidade do sólido seco é dada por:

$$\rho_s = \rho_m (1 - \varepsilon_s) \quad (1.10)$$

Quando existe água livre, a fase vapor e a forma de água ligada estão saturadas, a concentração de água ligada em equilíbrio com o vapor saturado é dada pela expressão (1.9) para umidade relativa do ar, $\phi = 1$.

Rearranjando-se a equação (1.9) obtém-se a concentração de vapor em equilíbrio com a concentração de água ligada à madeira, na ausência de água livre, em função da temperatura.

Substituindo-se a umidade relativa do ar, ϕ , por $\frac{\rho_v}{\rho_v^{sat}}$, obtém-se:

$$\rho_v = \rho_v^{sat} \left\{ z_1 + \left[(z_1)^2 + \frac{1}{a_1(a_2)^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (1.11)$$

onde:

$$z_1 = \frac{[1-z_2]}{2a_2} - \frac{[1+z_2]}{2a_1a_2}$$

$$z_2 = \rho_s \frac{18}{w \cdot \rho_b}$$

onde a_1, a_2, w são dados pela equação (1.9).

Mecanismos de Transporte

Fluxos de Massa por Fase

Água Livre - o mecanismo de transporte assumido para esta fase é dado pela lei de Darcy para fluxos em meio capilar poroso, portanto o fluxo é proporcional ao gradiente de pressão total dentro da fase:

$$J_f^* = -\rho_w \left(\frac{k_f}{\eta_w} \right) \nabla (p_a + p_v - P_c) \quad (1.12)$$

Onde a pressão total dentro desta fase é igual à pressão total da fase gás menos a pressão de capilaridade, P_c , associada à interface gás-líquido. Spolek e Plumb (1981) mediram pressão de capilaridade para "Southern Pine" e sugeriram a sua dependência com relação à saturação relativa, ou seja a fração de vazios ocupada pela água livre $\left(\frac{\rho_f}{\rho_w \epsilon_s} \right)$:

$$P_c = 10000 \left(\frac{\rho_f}{\rho_w \epsilon_s} \right)^{-0,61} \quad (1.13)$$

A permeabilidade efetiva do sólido ao fluxo de líquido k_f é dependente da saturação relativa. Abaixo da saturação irreduzível S_{ir} , que indica a saturação relativa abaixo da qual a continuidade do líquido cessa, a permeabilidade ao líquido é zero. Acima da saturação irreduzível essa permeabilidade aumenta com a saturação relativa.

Vapor - A expressão geral para fluxo de massa de um componente v em uma mistura binária gasosa relativo a coordenadas estacionárias é:

$$J_v^* = [x_v (J_a^{*m} + J_v^{*m}) - c D_v \nabla x_v] M_v \quad (1.14)$$

Expressando-se o fluxo global por convecção de vapor $((J_a^{*m} + J_v^{*m}) x_v M_v)$ de acordo com a lei de Darcy para fluxos convectivos através de meios porosos obtém-se:

$$J_v^* = - \left(\frac{\rho_v}{\epsilon} \right) \left(\frac{k_g}{\eta_g} \right) \nabla (p_a + p_v) - \frac{M_v}{\epsilon} \left(\frac{\rho_a}{M_a} + \frac{\rho_v}{M_v} \right) D_v \nabla \left(\frac{p_v}{p_a + p_v} \right) \quad (1.15)$$

onde o fluxo por convecção de vapor depende da permeabilidade relativa do sólido ao gás, k_g ; esta permeabilidade por sua vez depende da saturação relativa $\left(\frac{\rho_f}{\rho_w \epsilon_s} \right)$ e da permeabilidade efetiva do sólido seco, k_g^ϕ , crescendo com a diminuição da saturação relativa:

$$k_g = k_g^\phi \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_w \epsilon_s} \right) \quad (1.16)$$

O fluxo por difusão dado pelo segundo termo à direita da expressão (1.15) depende da difusividade efetiva do vapor, D_v , que deve ser expressa como difusividade randômica de gás em poros.

$$D_v = \alpha \epsilon^2 D_{a,v} \quad (1.17)$$

onde α é o fator que corrige possíveis obstruções dos poros da madeira devido à sua natureza celular e $D_{a,v}$ é a difusividade pura do vapor em ar.

Ar - O fluxo de ar é dado por completa analogia ao de vapor, equação (1.14), substituindo-se o subscrito v por a.

$$J_a^* = -\left(\frac{\rho_a}{\varepsilon}\right)\left(\frac{k_g}{\eta_g}\right)\nabla(p_a + p_v) - \frac{M_a}{\varepsilon}\left(\frac{\rho_a}{M_a} + \frac{\rho_v}{M_v}\right)D_v\nabla\left(\frac{p_a}{p_a + p_v}\right) \quad (1.18)$$

Água Ligada - O fluxo de água ligada é proporcional ao gradiente do potencial químico das moléculas de água ligada e à fração de volume ocupado pelas células da matriz sólida:

$$J_b = D_b^*(1 - \varepsilon_s)\nabla\mu_b \quad (1.19)$$

Como o equilíbrio termodinâmico local é assumido, por definição o potencial químico das moléculas de água ligada à madeira é igual ao potencial químico do vapor na fase gás.

$$\nabla\mu_b = \nabla\mu_v \quad (1.20)$$

para gases pode-se escrever:

$$\nabla\mu_v = -\left(\frac{S_v}{M_v}\right)\nabla T + \left(\frac{V}{M_v}\right)\nabla p_v \quad (1.21)$$

Portanto o fluxo de água ligada pode ser escrito em termos das propriedades da fase vapor. Combinando-se as equações (1.18) e (1.19) tem-se:

$$J_b = -D_b^*(1 - \varepsilon_s)\left[-\left(\frac{S_v}{M_v}\right)\nabla T + \left(\frac{\varepsilon}{\rho_v}\right)\nabla p_v\right] \quad (1.22)$$

Fluxo de Calor- O fluxo de calor segue a lei de Fourier e não inclui o efeito de transporte de massa neste mecanismo, ao contrário do que foi considerado por Fortes (1982).

$$J_q = -k\nabla T \quad (1.23)$$

Propriedades Termodinâmicas e Condições de Contorno.

As propriedades termodinâmicas h_a, h_f, h_s são todas funções somente da temperatura. A entalpia e entropia do vapor são funções da temperatura e da pressão parcial do vapor no gás. A entalpia de água ligada é função da temperatura, da concentração de água ligada e da concentração no ponto de saturação de fibra.

As propriedades físicas da água livre são somente funções da temperatura e a viscosidade do gás é função da temperatura e de sua composição.

A condutibilidade térmica da madeira é função da umidade total $(\frac{\rho_f + \rho_b + \rho_v}{\rho_s})$.

O sistema de três equações diferenciais, (1.4) a (1.6), possui cinco variáveis dependentes $\rho_a, \rho_b, \rho_v, \rho_f, T$. As equações de equilíbrio (1.7) e (1.11), a condição inicial e duas condições de contorno para cada superfície do sólido para cada equação diferencial completam o modelo de secagem proposto.

As concentrações e temperaturas iniciais precisam obedecer as condições de equilíbrio local.

As duas condições de contorno para a equação (1.4) são obtidas igualando para cada superfície do sólido a pressão total do gás à pressão ambiente.

Para as duas superfícies de contato sólido gás externo:

$$p_v + p_a = P_{amb} \quad (1.24)$$

onde a pressão parcial de cada componente do gás está relacionada com a concentração de cada componente do gás no sólido pela lei dos gases ideais, ou seja:

$$p_v = \frac{RT\rho_v}{M_v \varepsilon}$$

A duas condições de contorno para a equação (1.5) são obtidas igualando o fluxo total de umidade para cada superfície do sólido ao fluxo de vapor por convecção através da camada limite externa.

Para as duas superfícies:

$$J_v^* + J_b + J_f^* = \left[x_v (J_v^{*m} + J_a^{*m}) + \frac{K_c}{M_v} (x_v - x_{vg}) \right] M_v \quad (1.25)$$

As duas condições de contorno para a equação (1.6) são obtidas igualando os fluxos de energia para cada superfície do sólido aos fluxos por convecção de calor através da camada limite externa.

Para as duas superfícies:

$$J_a^* h_a + J_v^* h_v + J_b h_b + J_f^* h_f + J_q = J_v^m M_v h_v + J_a^m M_a h_a + h_m (T_g - T) \quad (1.26)$$

Stanish, Schajer e Kayihan (1986) não utilizaram a condição de contorno de simetria do sólido porque em alguns experimentos cada superfície do sólido foi submetida a condições externas diferentes.

1.2.2- Apresentação e Comparação do Modelo de Fortes (1982) com o Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para Secagem em MHCP.

1.2.2.1- Apresentação do Modelo de Fortes (1982)

Este modelo combina os enfoques mecanísticos com o da termodinâmica dos processos irreversíveis. Ele descreve os mecanismos de transporte através dos conceitos da termodinâmica dos irreversíveis e obtém os coeficientes fenomenológicos através das expressões mecanísticas, resultando no modelo descrito a seguir.

Hipóteses do Modelo

- A umidade no interior do meio higroscópico capilar poroso pode existir somente em duas fases: líquida ou vapor.
- Equilíbrio térmico e de fases local é assumido.
- O fluxo por difusão da fase líquida é proporcional ao gradiente do potencial químico desta fase no interior do MHCP e as concentrações de líquido e vapor em equilíbrio obedecem às isotermas de sorção do meio.
- O fluxo por difusão da fase vapor é proporcional ao gradiente da concentração deste na fase gás.
- O fluxo por convecção global, admitido por Fortes (1982) como ocorrendo em conjunto para as duas fases, segue a lei de Darcy. Ele é proporcional ao gradiente de pressão total dos gases. Fortes (1982) denomina de efeito de filtração esse mecanismo de transporte de massa.
- Não existe efeito de encolhimento no sólido.

Equações que Governam o Fenômeno.

Equações de conservação

Fortes (1982) admite somente a existência de duas fases. Por isso admitiremos o subíndice do líquido como sendo bf (água livre + água ligada).

A equação de conservação da massa da espécie gás é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_a + \rho_v) = -\nabla(J_a^* + J_v^*) - R_{\text{evap}} \quad (1.27)$$

A equação de conservação da espécie água é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\text{bf}} + \rho_v) = -\nabla(J_{\text{bf}}^* + J_v^*) \quad (1.28)$$

O equação de conservação global de energia é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s h_s + \rho_{\text{bf}} h_{\text{bf}} + \rho_v h_v) - \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\text{bf}}) \Delta H_{\text{des}} = -\nabla(J_{\text{bf}}^* h_{\text{bf}} + J_v^* h_v + J_q) \quad (1.29)$$

Mecanismos de Transporte

Fluxos de massa

Líquido - O fluxo de massa por difusão de líquido assumido por Fortes (1982) é proporcional ao gradiente do potencial químico do mesmo no sólido.

$$J_{\text{bf}} = -D_{\text{bf}} \nabla \mu_{\text{bf}} \quad (1.30)$$

Como a fase líquida e a fase vapor no interior do sólido estão em equilíbrio, o gradiente do potencial químico da água líquida no sólido é igual ao potencial químico do vapor de água na fase gás então:

$$J_{bf} = -D_{bf} \nabla \mu_v \quad (1.31)$$

Pelas isotermas de sorção do MHCP pode-se obter, para cada temperatura e umidade do sólido, a umidade relativa do ar em equilíbrio nos poros do interior do mesmo e como consequência, a pressão parcial de vapor dentro deles. Através da equação termodinâmica (1.21), pode-se expressar o gradiente do potencial químico em função do gradiente de temperatura e de pressão parcial de vapor.

Vapor - O fluxo por difusão de vapor assumido por Fortes (1982) é proporcional ao gradiente da concentração de vapor:

$$J_v = -D_v \nabla \rho_v \quad (1.32)$$

onde:

$$D_v = \epsilon \left(\frac{P}{P - p_v} \right) D_{v,a} \quad (1.33)$$

e $D_{v,a}$ é a difusão de vapor em ar à pressão atmosférica.

Convecção de Líquido e Vapor - O fluxo de massa por convecção adotado por Fortes (1982) é o mesmo adotado por Luikov (1966), que denominou este mecanismo de efeito de filtração.

O gradiente de pressão total causa filtração de líquido (J_{bfp}) e de vapor (J_{vp}). A filtração de líquido se dá porque a pressão do ar, retido nas bolhas, aumenta em virtude do aquecimento. As bolhas de ar expandem-se forçando o líquido na direção do escoamento:

$$J_{ap} + J_{vp} = J_{bfp} + J_{vp} = -k_p \nabla P \quad (1.34)$$

onde k_p é o coeficiente de filtração.

Fluxos Totais de Massa - Os fluxos totais de massa que aparecem nas equações de conservação de (1.27) a (1.29) podem então ser escritos:

$$\begin{aligned} J_{bf}^* &= J_{bf} + J_{bfp} \\ J_v^* &= J_v + J_{vp} \\ J_a^* &= J_{ap} \end{aligned} \quad (1.35)$$

O fluxo por difusão de ar é desprezado.

Fluxo de Calor - Além do efeito de condução pura dada pela lei de Fourier, Fortes (1982) também considera o efeito de difusão de calor causado pelo transporte de massa no interior do meio poroso.

Este efeito foi quantificado a partir das relações de Onsager da termodinâmica dos irreversíveis:

$$J_q = -k\nabla T - [D_v R_v \ln \phi + D_v \frac{\nabla \phi}{\nabla T}] \left(\frac{R_v T^2}{\phi} \right) \frac{\partial \phi}{\partial (\rho_{br} + \rho_v)} \nabla (\rho_{br} + \rho_v) \quad (1.36)$$

Este efeito, conforme observado pelo autor, é desprezível para fenômenos a baixas taxas de transporte de massa.

Simplificações nas Equações de Conservação

Pode-se observar que a equação de energia (1.29) não contempla a espécie ar. Isso deve-se ao fato de Fortes (1982) ter feito as seguintes simplificações na equação da espécie gás (1.27):

A densidade global da mistura ar-vapor em um MHCP é dada pela lei dos gases ideais.

$$(\rho_a + \rho_v) = \frac{PM\varepsilon}{RT} \quad (1.37)$$

Diferenciando-se a expressão acima obtém-se:

$$d(\rho_a + \rho_v) = \frac{M\varepsilon}{RT} dP + \frac{MP}{RT} \left(d\varepsilon - \frac{dT}{T} \right) \quad (1.38)$$

Desprezando-se o último termo da direita, obtém-se o fluxo de ar-vapor assim:

$$\frac{\partial (\rho_a + \rho_v)}{\partial t} = \left(\frac{M\varepsilon}{RT} \right) \frac{\partial P}{\partial t} \quad (1.39)$$

Adotando-se a equação da espécie vapor :

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = -\nabla J_v^* + R_{evap} \quad (1.40)$$

e considerando-se que $\rho_v \ll \rho_{bf}$ então :

$$R_{\text{evap}} = \nabla J_v^* \quad (1.41)$$

Desprezando-se os fluxos por difusão de ar e vapor e substituindo-se as equações (1.34), (1.39) e (1.41) na equação de conservação da espécie gás (1.27), tem-se:

$$\left(\frac{M\varepsilon}{RT}\right) \frac{\partial P}{\partial t} = \nabla(k_p \nabla P) - \nabla J_v^* \quad (1.42)$$

O fluxo de ar na equação de energia não precisa ser explicitado uma vez que ele desaparece das equações de conservação da massa.

As simplificações na equação de energia foram as seguintes:

desenvolvendo-se a equação (1.29):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{bf}}{\partial t} h_{bf} + \frac{\partial \rho_v}{\partial t} h_v + (\rho_s c_{ps} + \rho_{bf} c_{pbf} + \rho_v c_{pv}) \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{bf}) \Delta H_{\text{des}} = \\ - h_{bf} \nabla J_{bf}^* - h_v \nabla J_v^* - \nabla J_q - J_{bf}^* c_{pbf} \nabla T - J_v^* c_{pv} \nabla T \end{aligned} \quad (1.43)$$

multiplicando-se a equação da espécie líquida:

$$\frac{\partial \rho_{bf}}{\partial t} = -\nabla J_{bf}^* - R_{\text{evap}} \quad (1.44)$$

por h_{bf} e a equação (1.40) por h_v , somando-as e substituindo no resultado o termo $R_{\text{evap}}(h_v - h_{bf})$ por $\nabla J_v^* \Delta H$, e, finalmente, subtraindo-se o resultado da equação (1.43) obtém-se:

$$\begin{aligned} (\rho_s c_{ps} + \rho_{bf} c_{pbf} + \rho_v c_{pv}) \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{bf}) \Delta H_{\text{des}} = \\ - \nabla J_q - \nabla J_v^* \Delta H - J_v^* c_{pv} \nabla T - J_{bf}^* c_{pbf} \nabla T \end{aligned} \quad (1.45)$$

Fortes (1982) despreza os fluxos convectivos de calor ($J_v^* c_{pv} \nabla T, J_{bf}^* c_{pbf} \nabla T$) porque segundo Luikov (1966) eles são desprezíveis frente ao termo condutivo, assim o balanço global de energia se torna:

$$(\rho_s c_{ps} + \rho_{bf} c_{pbf} + \rho_v c_{pv}) \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{bf}) \Delta H_{des} = -\nabla J_q - \nabla J_v^* \Delta H. \quad (1.46)$$

Quando Fortes (1982) simula numericamente seu modelo para grãos de trigo ele despreza ainda todo o transporte convectivo de massa devido ao gradiente de pressão total no seu interior, $J_{bfp} = J_{vp} = J_{ap} = 0$.

1.2.2.2-Comparação entre o Modelo de Fortes (1982) e Stanish, Schajer e Kayihan (1986)

Tanto Fortes (1982) quanto Stanish, Schajer e Kayihan (1986) admitiram equilíbrio térmico e de fases dentro do meio higroscópico capilar poroso.

Stanish, Schajer e Kayihan (1986) admitem a espécie água se apresentando em três formas diferentes: água livre, água ligada e vapor. Enquanto existe água livre, a pressão do vapor nos poros do meio é a pressão de saturação, quando só existe água ligada a pressão do vapor é dada pelas isothermas de sorção. Como o modelo de Fortes (1982) foi desenvolvido enfocando principalmente grãos de trigo, que ao atingir a maturidade fisiológica só apresentam água adsorvida, ele admite duas fases para a espécie água: líquida (sob a forma de água ligada) e vapor. Ele não distingue na fase líquida a água livre da água ligada.

Fluxo de Líquido -Para Fortes (1982) o fluxo por difusão de líquido é proporcional ao gradiente do potencial químico desta fase no sólido. Portanto, é, por definição, o fluxo de água ligada para Stanish, Schajer e Kayihan (1986). O potencial químico do líquido é calculado através das isothermas de sorção do meio, que representa a umidade relativa do gás em equilíbrio com a umidade ligada da fase sólida para uma dada temperatura. Por isso o fluxo de líquido por difusão considerado por Fortes (1982) garante apenas o transporte de água ligada. Ele não propõe nenhum mecanismo explícito para meios que apresentem umidade acima da ligada (água livre).

Quando Fortes (1982) admite o efeito de filtração para o líquido J_{bfp} (fluxo por convecção), ele não consegue desvincular a convecção do líquido da convecção do vapor J_{vp} , pois, é a soma dos dois fluxos por convecção que é proporcional ao gradiente de pressão total da fase gás (ver equação 1.34). O coeficiente de filtração k_p é responsável pela permeabilidade de líquido e vapor em conjunto através do sólido, obtida experimentalmente. Enfim, Fortes (1982) não consegue desvincular os fluxos dessas duas fases quando a convecção é importante. Isso causa problemas na equação de conservação de energia uma vez que as entalpias associadas a cada uma dessas fases são significativamente diferentes.

Stanish, Schajer e Kayihan (1986) conseguem superar essa dificuldade de Fortes (1982) separando a fase líquida em água ligada e água livre. O mecanismo de transporte de água ligada é proporcional ao gradiente do potencial químico das moléculas de água ligadas ao sólido, enquanto o da água livre se dá por convecção global-capilaridade. O fluxo de água livre é proporcional ao gradiente da pressão total da fase líquida (pressão total dos gases menos a pressão de capilaridade). A permeabilidade do sólido à água livre k_r é dependente do valor da saturação relativa irreduzível S_{ir} , parâmetro que demarca a cessação da continuidade da fase

líquida e que faz cessar o seu transporte. Esse parâmetro, mais os parâmetros da expressão da pressão de capilaridade, P_c , (equação 1.12) são determinados experimentalmente.

Pode-se dizer para concluir sobre o fluxo de líquido, que o mecanismo de difusão dado por Fortes (1982) é o mesmo mecanismo de difusão admitido para água ligada por Stanish, Schajer e Kayihan (1986). O mecanismo para o fluxo de água livre de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) inclui também o mecanismo de convecção global devido ao gradiente de pressão total dos gases, e por isso tem uma certa similaridade com o efeito de filtração de Fortes (1982), mas que não foi explicitado por ele, separadamente do fluxo de vapor.

Fluxo de Vapor - Fortes (1982) definiu o fluxo difusivo de vapor como proporcional ao gradiente de concentração de vapor (ver equação 1.32). O fluxo convectivo de vapor é dado conjuntamente com o fluxo convectivo de líquido, e a soma deles é proporcional ao gradiente de pressão total da fase gás (ver equação 1.34). Stanish, Schajer e Kayihan (1986) definiram o fluxo total de vapor a partir da equação de transporte de massa do componente vapor em uma mistura binária ar-vapor relativo a coordenadas estacionárias (ver equação 1.14). O termo convectivo é proporcional ao gradiente de pressão total dos gases, e o termo difusivo é proporcional ao gradiente da concentração de vapor (ver equação 1.15). O coeficiente de proporcionalidade do termo convectivo engloba a permeabilidade do sólido ao gás, k_g , que depende da saturação relativa do sólido (fração de vazios ocupada pelo líquido).

Fluxo de Ar - O fluxo total do componente ar é dado por Stanish, Schajer e Kayihan (1986) por completa analogia ao de vapor (equação 1.18), e contempla portanto o fluxo difusivo e convectivo. O fluxo de ar por convecção em Fortes (1982) é dado conjuntamente com o de vapor e a soma deles é proporcional ao gradiente de pressão total dos gases (ver equação 1.34). O fluxo difusivo de ar é desprezado por Fortes (1982).

Fluxo de Calor - Stanish, Schajer e Kayihan (1986) consideram apenas condução pura como mecanismo de transporte de calor. O fluxo de calor em Fortes (1982) inclui além da condução pura o efeito de transporte de massa por difusão neste mecanismo (ver equação 1.36)

Além disso, Fortes (1982) menciona que para altas taxas de transporte de massa é necessário incluir um termo nesse mecanismo que seria responsável pelo transporte de massa por convecção, no entanto, ele não explicita qual seria esse termo.

Equações de Conservação- As equações que Fortes (1982) apresenta como equações finais de conservação já com as devidas simplificações são as equações (1.28), (1.42), (1.46). A equação adicional de Fortes (1982) devido ao aparecimento do efeito de convecção e portanto, da variável pressão total é a equação (1.42). Para a dedução desta equação, ele desprezou a difusão de massa de vapor e de líquido, e ainda admitiu o fluxo por convecção do líquido igual ao fluxo por convecção do ar ($J_{bfp} = J_{ap}$), equação (1.34). Para chegar à equação de conservação de energia (1.46), Fortes (1982) desprezou os termos de convecção de calor ($J_v^* c_v \nabla T, J_{bf}^* c_{bf} \nabla T$), alegando-os desprezíveis frente ao termo condutivo.

As equações de conservação adotadas por Stanish, Schajer e Kayihan (1986) são as equações de (1.4) a (1.6). Pode-se observar que os balanços das espécies ar e água e o balanço global de energia estão completos. A equação adicional devido ao aparecimento do mecanismo de convecção é dado pelo balanço de massa da espécie ar (equação 1.4). O calor de dessorção está implícito na correlação para cálculo da entalpia de água ligada.

Concluindo, Stanish, Schajer e Kayihan (1986) conseguiram explicitar em seu modelo para cada fase, líquida, ar e vapor, os mecanismos de transporte de massa difusivo e convectivo. Por isso no balanço de energia nenhum mecanismo de transporte foi desprezado, podendo-se atribuir ao fluxo total (difusivo + convectivo) de cada fase a entalpia correspondente.

Fortes (1982) não conseguiu explicitar o mecanismo de transporte convectivo por fases, não conseguindo por isso explicitar esse efeito na equação de conservação de energia. Além disso ele foi obrigado a simplificar a equação da espécie gás desprezando os fluxos difusivos de ar e vapor.

1.2.3- Apresentação e Comparação do Modelo de Shusheng, Keey e Langrish (1992) com o Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para Secagem de Madeira (*Pinus Radiata*).

Na realidade, o modelo de Shusheng, Keey e Langrish (1992), é uma simplificação do modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986). As simplificações foram feitas, levando-se em consideração a estrutura da madeira (alburno ou cerne) de *Pinus Radiata*, e ainda as próprias conclusões do trabalho de Stanish e Kayihan. A figura 1.1 do item 1.1.1 mostra o esquema estrutural de uma árvore.

A estrutura e as propriedades físicas e de transporte do cerne e do alburno de um mesmo tipo de madeira variam substancialmente. O alburno de coníferas apresenta aberturas nas paredes das células que geralmente não estão bloqueados quando a madeira está verde, uma vez que essas aberturas formam capilares que são requeridos para transporte da seiva. Já o cerne apresenta essas aberturas bloqueadas formando uma madeira dura que dificulta o transporte por capilaridade da água livre.

Stanish, Schajer e Kayihan (1986) com o seu modelo completo para MHCP adequando-se aos dados experimentais, demonstraram que a taxa de transporte de água livre por capilaridade do interior da madeira para a frente de secagem é menor que a taxa de transporte de vapor da frente para a superfície, formando uma frente de ebulição que avança para o interior do material. Demonstraram ainda que o centro do material para condições do agente de secagem à 125°C, sobe rapidamente até 100°C e permanece a essa temperatura enquanto existe água livre. Isso mostra que a pressão do gás no interior do material é a pressão atmosférica. À luz dessas conclusões Shusheng, Keey e Langrish (1992) fizeram hipóteses simplificadoras, que serão apresentadas a seguir.

1.2.3.1- Apresentação do modelo de Shusheng, Keey e Langrish (1992)

Hipóteses do Modelo

Cerne- A secagem foi dividida em dois períodos. No primeiro, foi postulado que existe uma frente de secagem onde se dá a evaporação de água livre. Para esse tipo estrutural da madeira os capilares estão bloqueados e o fluxo de água livre é insignificante, por isso a frente de

secagem se retrai para o interior da tábua. Acima do plano de secagem (zona seca) a umidade se apresenta em duas fases; vapor e água ligada que coexistem em equilíbrio termodinâmico local. Abaixo deste plano (zona molhada) a umidade se mantém no valor inicial (não existe fluxo de massa dentro da zona molhada). O segundo período começa quando a frente de evaporação desaparece, e a secagem é controlada pelo mecanismo de difusão de água ligada devido ao gradiente de potencial químico das moléculas ligadas e de difusão de vapor devido ao gradiente de concentração do mesmo.

Alburno- Para a secagem desta parte estrutural da madeira, o fluxo de água livre na camada superficial da tábua, também é considerada insignificante porque os capilares superficiais da mesma estão bloqueados devido ao período de estocagem. Portanto, no início do primeiro período o plano de evaporação se retrai, vagarosamente, até uma certa distancia ϵ_0 bem próxima à superfície. Abaixo deste plano os capilares não estão mais bloqueados, e o fluxo de água livre não pode mais ser desprezado. A água livre flui em direção à superfície mantendo o plano de evaporação na posição ϵ_0 até a umidade dessa superfície cair a um valor mínimo que não mais garanta a continuidade do fluido. A partir daí a frente de secagem começa a se retrair, e o processo de secagem do alburno é similar ao do cerne. O mecanismo para o fluxo de água livre é o de capilaridade, dado pela lei de Darcy devido ao gradiente da pressão total do líquido. Fluxo de água ligada e vapor dentro da zona molhada é desprezado.

Como a pressão externa e interna ao material é a pressão atmosférica para as condições de secagem testadas desprezou-se o fluxo por convecção de vapor e água livre tanto para o alburno quanto para o cerne.

Equações que Governam o Fenômeno

Equações de conservação

• Zona seca

As equações de conservação para a zona seca no primeiro período e para todo o material quando não existe mais a frente de secagem tanto para o cerne quanto para o alburno são:

Na zona seca só existe água ligada e vapor, então o balanço de umidade se torna:

$$\frac{\partial(\rho_b + \rho_v)}{\partial t} = -\nabla(J_b + J_v) \quad (1.47)$$

O balanço de energia para a zona seca é:

$$(\rho_b c_{pb} + \rho_v c_{pv} + \rho_s c_{ps}) \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla J_q - (\Delta H) \nabla J_v \quad (1.48)$$

• Zona Molhada

A equação de balanço de umidade para a zona molhada do alburno, onde só existe fluxo de água livre é:

$$\frac{\partial(\rho_{bf} + \rho_v)}{\partial t} = -\nabla J_f \quad (1.49)$$

O balanço de energia para a zona molhada:

$$(\rho_{bf} c_{pbf} + \rho_v c_{pv} + \rho_s c_{ps}) \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla J_q \quad (1.50)$$

A equação de equilíbrio entre concentração de vapor e umidade ligada ao sólido é dada pelas isotermas de Simpson e Rosen (1981), a mesma utilizada por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), equação (1.9).

Mecanismos de Transporte

O fluxo de água ligada, J_b , proporcional ao gradiente do potencial químico da água ligada ao sólido, é o mesmo utilizado por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), equação (1.22), assim como a correlação de equilíbrio entre água ligada e vapor, equação (1.9).

O fluxo de vapor, J_v , por difusão, é proporcional ao gradiente de pressão parcial de vapor em equilíbrio com a água ligada ao sólido, desprezando a convecção global de vapor devido ao gradiente da pressão total dos gases:

$$J_v = -k_v \nabla p_v \quad (1.51)$$

onde a permeabilidade efetiva de vapor é:

$$k_v = \frac{k_g}{\eta_v} \quad (1.52)$$

e k_g, η_v são a permeabilidade do sólido ao gás e a viscosidade do vapor respectivamente.

O fluxo de água livre, J_f , é proporcional ao gradiente da pressão de capilaridade. O mesmo mecanismo utilizado por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), desprezando-se o gradiente de pressão total dos gases, equação (1.12).

O fluxo de calor, J_q , segue a lei de Fourier, é o mesmo assumido por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), equação (1.23).

1.2.3.2-Comparação entre o Modelo de Shusheng, Keey e Langrish (1992) e o modelo Stanish, Schajer e Kayihan (1986).

Observa-se que o modelo de Shusheng, Keey e Langrish (1992) é bastante simplificado com relação ao de Stanish, Schajer e Kayihan (1986). Foi admitido, no primeiro, a existência de duas zonas (zona seca e zona molhada), e para cada uma delas fez-se um modelo diferente.

Para a zona seca a substância água se apresenta apenas em duas fases, vapor e água ligada, que coexistem em equilíbrio termodinâmico local. O mecanismo de transporte de vapor é por difusão, sendo desprezado o fluxo por convecção devido ao gradiente de pressão total dos gases, que foi considerado por Stanish, Schajer e Kayihan (1986). O mecanismo de transporte da água ligada é o mesmo assumido por Stanish, Schajer e Kayihan (1986).

Para a zona molhada do alburno, o único fluxo significativo é o da fase de água livre (capilaridade), o mesmo considerado por Stanish, Schajer e Kayihan (1986) a menos da convecção global. Para o cerne, é considerado que nenhum fluxo de massa é significativo nessa zona. Stanish, Schajer e Kayihan (1986) não fizeram nenhuma separação entre zonas no seu modelo deixando que o próprio modelo delimitasse essa fronteira de evaporação. Isso significa que neste caso foram considerados os fluxos de vapor e água ligada em todo o material inclusive na parte em que existia água livre.

Para a zona seca, a equação de conservação de energia é basicamente a equação simplificada de Fortes (1982), equação (1.46), que sofreu várias simplificações com relação ao balanço global de energia de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) (vide item 1.2.2.1), em cuja equação Shusheng, Keey e Langrish (1992) ainda desprezaram o calor de desorção da umidade ligada ao sólido, e o fluxo de vapor desta equação é apenas o fluxo difusivo.

Com relação ao balanço de energia da zona molhada, o último termo da equação (1.46) de Fortes (1982) (termo denominado efeito de evaporação-condensação) também é desprezado uma vez que o fluxo de vapor nesta zona é considerado desprezível, além disso o termo por convecção de calor devido ao fluxo de água livre também foi desprezado para o caso do alburno. Enfim, o único efeito considerado no balanço de energia para a zona molhada, tanto para o cerne quanto para o alburno, foi o de condução pura.

Pode-se observar ao se comparar o modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) com o de Shusheng, Keey e Langrish (1992) que este último é bastante simplificado. No entanto, eles obtiveram boa concordância experimental no que concerne às curvas de temperatura com o tempo para o centro e para a superfície do material, tanto para o alburno quanto para o cerne de *Pinus Radiata*, em condições de secagem a 125°C.

1.2.4- Apresentação e Comparação do Modelo de Kayihan (1982) com o Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para Secagem de Madeira.

O modelo de Kayihan (1982) é um modelo bem mais simples que o modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), porque só considerou mecanismos de difusão, desprezando o mecanismo de transporte por convecção global de massa devido ao gradiente de pressão total dos gases. No entanto, é mais completo que o de Shusheng, Keey e Langrish (1992), uma vez que não despreza nenhum fluxo difusivo de vapor e água ligada em qualquer zona do material e incorpora o fluxo de água livre por difusão. Além disso considera, o acúmulo local de vapor com o tempo dentro da partícula, parcela que foi desprezada tanto por Shusheng, Keey e Langrish (1992) quanto por Fortes (1982).

Este modelo foi construído para cavaco de madeira de *Pinus* da Virgínia e Carvalho Branco com coeficientes difusivos de água ligada e água livre constantes no tempo e espaço. Por isso, para cada espessura, umidade inicial e espécie de madeira do cavaco foi necessário determinar estes coeficientes através da adequação do modelo às curvas experimentais. Para superar estas dificuldades, no presente trabalho, os mecanismos assumidos para transporte de água livre e água ligada, foram os mesmos de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), a menos da convecção global de massa, que contemplam a variação desses coeficientes com a temperatura e a concentração local de cada uma destas fases. As modificações feitas neste modelo para obter-se o modelo simulado do presente trabalho, serão apresentadas no Capítulo 2.

1.2.4.1- Apresentação do Modelo de Kayihan (1982)

Hipóteses do Modelo

- A umidade do sólido se apresenta em três formas, que coexistem em equilíbrio termodinâmico local: água livre, água ligada e vapor. Água ligada e vapor em equilíbrio obedecem as isotermas de sorção e o vapor se mantém saturado enquanto água livre está presente no sólido.
- Secagem ocorre devido à evaporação na superfície e internamente ao material suprida pela difusão de líquido (água livre + água ligada) e vapor. O fenômeno de secagem pode ser descrito pelo transporte simultâneo de massa e calor acoplados através das correlações de equilíbrio.
- Água adsorvida não ocupa os interstícios da madeira, pois ela faz parte da matriz sólida. Água livre e vapor ocupam esses espaços. Não existe encolhimento da matriz sólida.
- As propriedades de transporte do líquido (coeficientes de difusão da água livre e ligada) se mantêm constantes no espaço e no tempo durante todo processo de secagem, o coeficiente de difusão de vapor e as propriedades físicas mudam com a umidade e a temperatura média do material, mantendo-se uniformes para toda a

partícula a cada passo no tempo. Densidade e fração efetiva de vazios variam no espaço e no tempo.

- As superfícies externas do cavaco estão expostas às mesmas condições ambiente, e as condições de contorno são as de transporte por convecção e de simetria com relação ao centro do cavaco.
- A permeabilidade do sólido ao gás é alta a ponto da pressão interna ao sólido não exceder a pressão ambiente. Por isso o transporte por convecção tanto de líquido quanto de vapor devido ao gradiente de pressão total dos gases é desprezado.
- O modelo é bidimensional.

Equações que Governam o Fenômeno

Equações de conservação

A equação de balanço da fase líquida (água ligada+água livre) é:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{bf}) = -\nabla J_{bf} - R_{evap} \quad (1.53)$$

A equação de balanço da fase vapor é:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v) = -\nabla J_v + R_{evap} \quad (1.54)$$

A equação de balanço global de energia é:

$$(\rho_v c_{pv} + \rho_{bf} c_{pbf} + \rho_s c_{ps}) \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla J_q - R_{evap} \Delta H \quad (1.55)$$

onde:

$$\rho C_p = (\rho_v c_{pv} + \rho_{bf} c_{pbf} + \rho_s c_{ps}) \quad (1.56)$$

a densidade do material úmido é dado por:

$$\rho = \rho_s + \rho_{bf} \quad (1.57)$$

e o calor específico do sólido úmido C_p é função da umidade total do sólido $(\frac{\rho_v + \rho_{bf}}{\rho_s})$.

As equações de equilíbrio de vapor nos gases e água livre no sólido e a de água ligada ao sólido e o vapor nos gases são dadas pelas equações (1.7) e (1.11) respectivamente.

Mecanismos de Transporte

Fluxo de Líquido (água livre + água ligada) - O mecanismo de transporte para a água livre mais água ligada é somente por difusão e proporcional ao gradiente de concentração de líquido

$$J_{bf} = -D_{bf} \nabla \rho_{bf} \quad (1.58)$$

onde a difusividade efetiva do líquido no sólido é uma média ponderada dos coeficientes difusivos da água livre e da água ligada com as suas respectivas frações mássicas no líquido:

$$D_{bf} = (\frac{\rho_b}{\rho_{bf}})D_b + (1 - \frac{\rho_b}{\rho_{bf}})D_f \quad (1.59)$$

Fluxo de Vapor - O mecanismo de transporte de vapor é somente por difusão e proporcional à concentração de vapor no sólido.

$$J_v = -D_v \nabla \rho_v \quad (1.60)$$

A difusividade do vapor no sólido é a mesma admitida por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), equação (1.17).

Fluxo de Calor - O mecanismo de transferência de calor é por condução pura, o mesmo assumido por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), equação (1.23).

A pressão parcial de vapor nos espaços vazios do sólido e a concentração de vapor no mesmo estão correlacionados pela lei dos gases ideais.

1.2.4.2- Comparação entre o modelo de Kayihan (1982) e o Modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986).

Kayihan (1982) e Stanish, Schajer e Kayihan (1986) consideraram a mesma hipótese das três formas da espécie água; água livre, água ligada e vapor; coexistindo em equilíbrio termodinâmico local.

Os mecanismos de transporte de massa para as três formas considerados por Kayihan (1982) são mecanismos por difusão. Considerou ainda que água livre mais água ligada, denominada por ele de fase líquida, se difunde em conjunto, devido ao gradiente de concentração da fase líquida. A divisão entre água livre e água ligada só persiste neste modelo devido ao coeficiente de difusão efetivo da fase líquida, que é uma ponderação dos coeficientes de difusão da fase de água livre e água ligada, com as respectivas frações mássicas com relação à massa total de líquido. Esses coeficientes são constantes no espaço e no tempo.

Stanish, Schajer e Kayihan (1986) além de considerarem o fluxo por difusão mássica de água ligada, ar e vapor, e capilaridade para a água livre, ainda consideraram os fluxos por convecção de água livre, ar e vapor, todos explicitados separadamente. Os coeficientes de cada um desses fluxos variam no espaço e no tempo, conforme as condições termodinâmicas locais. O aparecimento da variável pressão total, graças ao aparecimento do mecanismo de transporte de massa por convecção global da mistura ar-vapor, tornou necessário o balanço da espécie ar.

O balanço global de energia para as hipóteses assumidas por Kayihan (1982) geraram a seguinte equação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{bf}}{\partial t} h_{bf} + \frac{\partial \rho_v}{\partial t} h_v + (\rho_s c_{ps} + \rho_{bf} c_{pbf} + \rho_v c_{pv}) \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (\rho_b) \Delta H_{des} = \\ - h_{bf} \nabla J_{bf} - h_v \nabla J_v - \nabla J_q - J_{bf} c_{bf} \nabla T - J_v c_v \nabla T \end{aligned} \quad (1.61)$$

No entanto foram feitas as seguintes simplificações:

Multiplicando-se as equações (1.53) e (1.54) por h_{bf}, h_v , respectivamente e somando-as obtém-se o seguinte resultado:

$$h_{bf} \frac{\partial \rho_{bf}}{\partial t} + h_v \frac{\partial \rho_v}{\partial t} = -h_{bf} \nabla J_{bf} - h_v \nabla J_v + (h_v - h_{bf}) R_{evap} \quad (1.62)$$

Subtraindo-se a equação (1.61) da (1.62) obtém-se:

$$\begin{aligned} (\rho_s c_{ps} + \rho_{bf} c_{pbf} + \rho_v c_{pv}) \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (\rho_b) \Delta H_{des} = \\ - \nabla J_q - J_{bf} c_{pbf} \nabla T - J_v c_{pv} \nabla T - R_{evap} (h_v - h_{bf}) \end{aligned} \quad (1.63)$$

Para a obtenção da equação (1.52) foram desprezados os termos de convecção de calor devido à difusão de vapor e líquido, $J_v c_{pv} \nabla T$ e $J_{bf} c_{pbf} \nabla T$, e ainda o calor de desorção de água ligada ao sólido. A entalpia de vaporização ($h_v - h_{bf}$), indicada como ΔH na equação (1.55), é a entalpia de vaporização da água nas condições locais, enquanto existir água livre. Quando só existe água ligada, à entalpia de vaporização é adicionado o calor de desorção da água ligada, ($\Delta H = \Delta H_{livre} + \Delta H_{des}$).

Stanish, Schajer e Kayihan (1986) na equação de balanço global de energia, equação (1.6), não desprezaram nenhum termo desta equação, levando em consideração todos os fluxos de massa por convecção e difusão, e atribuindo a eles a entalpia da fase à qual pertenciam.

Pode-se perceber que o salto de qualidade do modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) é bastante significativo com relação ao de Kayihan (1982), principalmente no que concerne aos mecanismos de transporte de massa explicitados separadamente, cujos coeficientes variam no espaço e no tempo.

1.2.5- Conclusão Final sobre os Modelos Analisados

O modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) é considerado hoje um modelo clássico de transporte de massa e calor em meio higroscópico capilar poroso, para o fenômeno de secagem, uma vez que ele se fundamenta nas teorias gerais de transporte de massa e calor, e na termodinâmica. As equações de campo para massa e energia e mecanismos clássicos de transporte de massa e calor (tais como a lei de Fick, lei de Darcy, lei de Fourier) são assumidos praticamente sem nenhuma simplificação. Além disso ele é bastante abrangente, praticamente esgotando os mecanismos de transporte de massa, para as condições do fenômeno de secagem. Ele foi capaz de simular meios não higroscópicos com excelente adequação a dados experimentais. A implantação deste modelo em programa simulador permite adequar experimentalmente, de forma satisfatória, qualquer tipo de material que se queira secar, desde que as propriedades físicas, propriedades de transporte e as isotermas de sorção do material, sejam conhecidas, nas condições de secagem trabalhadas.

A dificuldade deste modelo está na sua resolução numérica. No entanto, a simulação feita por Stanish, Schajer e Kayihan (1986) para madeira de *Pinus* permitiu avaliar os mecanismos de transporte que são relevantes e aqueles que podem ser desprezados para faixas de temperatura entre 75° e 175°C.

O presente trabalho adota o modelo de Kayihan (1982) no que concerne às equações de campo, com as simplificações mostradas no item anterior, uma vez que sua resolução numérica é mais simples. No entanto os mecanismos de transporte de massa por difusão para água ligada e o mecanismo de transporte por capilaridade para a água livre assumidos, foram o de Stanish, Schajer e Kayihan (1986). A escolha recaiu sobre esses dois mecanismos porque além de se mostrarem os mais adequados, os seus coeficientes variam com as condições termodinâmicas locais, permitindo a simulação deste modelo para a ampla faixa de temperatura e espessura de cavaco simulada neste trabalho. À luz das conclusões da simulação do modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) para *Pinus*, os fluxos mássicos por convecção foram desprezados, embora seja necessário testar experimentalmente se esse efeito é significativo para a faixa de espessura de cavaco simulada e temperaturas do agente de secagem acima de 125°C.

CAPITULO 2: APRESENTAÇÃO DO MODELO

TRANSPORTE DE MASSA E CALOR NA SECAGEM DE CAVACO DE MADEIRA

O modelo escolhido para simular o fenômeno de secagem de cavaco de madeira, no que concerne às equações de conservação, foi basicamente o de Kayihan (1982)(item 1.2.4). Neste modelo essas equações foram simplificadas facilitando a resolução numérica do sistema de equações diferenciais parciais. Os mecanismos de transporte de água ligada e água livre foram os adotados por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), desprezando-se o transporte de massa por convecção global devido ao gradiente de pressão total dos gases (ver item 1.2 .1).

Segundo os experimentos feitos por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), a temperatura do centro de tábuas de Pinus testadas sobe rapidamente até 100°C para temperatura de gases de secagem em torno de 125°C e permanece a essa temperatura enquanto existe água livre na madeira. Esse comportamento mostra que a pressão no interior da madeira é igual à externa para esse nível de temperatura de gás de secagem, sendo procedente considerar desprezível o efeito de convecção global para esse tipo de madeira.

Com relação às equações fenomenológicas de transporte de massa foram adotados os seguintes mecanismos:

- Água livre migra por capilaridade (lei de Darcy)
- Água ligada migra devido ao gradiente de potencial químico de equilíbrio entre fases.
- Vapor migra por difusão devido ao gradiente de pressão parcial de vapor d'água.

A contribuição maior do desenvolvimento do modelo descrito neste capítulo foi a de compatibilizar os mecanismos de transporte de massa de água livre e de água ligada assumidos por Kayihan (1982) (mecanismos por difusão segundo a lei de Fick com coeficientes difusivos constantes no espaço e no tempo) com os mecanismos utilizados por Stanish, Schajer e Kayihan (1986): mecanismo de capilaridade para a água livre, com permeabilidade efetiva do sólido ao líquido variável com a concentração de água livre local e de difusão de água ligada proporcional ao gradiente de potencial químico local.

2.1-HIPÓTESES ADOTADAS

- O fenômeno de secagem no interior do cavaco é considerado unidimensional, uma vez que as áreas de troca de massa e calor transversais à dimensão considerada são significativamente maiores que as transversais às outras duas dimensões. As dimensões do cavaco de *Eucalyptus*, que se adequam a essa hipótese do modelo, apresentam as seguintes correlações médias: a largura é cinco vezes e meia a espessura e o comprimento é nove vezes a espessura.
- Três formas da espécie água coexistem em equilíbrio termodinâmico local no interior do cavaco: água livre, água ligada e vapor. Esta hipótese acopla os fenômenos de transferência de massa e calor
- Não foi considerado efeito de encolhimento do cavaco de madeira. Água ligada faz parte da matriz sólida da madeira, ou seja, não ocupa os interstícios existentes na madeira do cavaco. Os interstícios são ocupados pela água livre e vapor.
- Existe equilíbrio termodinâmico local em todos os pontos da partícula. Vapor d'água e água ligada estão em equilíbrio segundo as isotermas de sorção. Vapor e água ligada se mantêm em estado saturado enquanto existir água livre.
- O processo de secagem ocorre devido à evaporação interna e externa à partícula, à difusão de água ligada e vapor e à capilaridade de água livre.
- A permeabilidade da madeira a gases é alta não permitindo o aumento da pressão total interna. Esta se mantém igual à ambiente. Não existe, conseqüentemente, fluxo global de massa e calor por convecção interna ao cavaco devido ao gradiente de pressão total dos gases.
- Água ligada só é evaporada dentro da partícula após a extinção da água livre.

2.2- EQUAÇÕES QUE GOVERNAM O FENÔMENO

2.2.1- Equações de Conservação e Correlações de Equilíbrio

2.2.1.1- Equação de Conservação de Massa da Fase Líquida.

No balanço material local, água livre e água ligada foram consideradas migrando em conjunto, e a soma das duas fases foi denominada de fase líquida.

O acúmulo da espécie água líquida em um volume de controle diferencial é dado pelo divergente do fluxo dessa espécie menos a massa de líquido que se evapora por unidade de tempo, neste volume.

$$\frac{\partial(\rho_s C_{bf})}{\partial t} = -\frac{\partial J_{bf}}{\partial x} - R_{evap} \quad (2.1)$$

onde a concentração em massa de líquido (água livre + água ligada) por unidade de massa de sólido seco, C_{bf} , é a soma das concentrações de água ligada, C_b , e água livre, C_f .

$$C_{bf} = C_f + C_b$$

A taxa local de evaporação, R_{evap} , interna ao cavaco representa a massa total de líquido por unidade de tempo que se transforma em vapor ($\text{kg/m}^3\text{s}$). Ela estabelece o acoplamento entre as variáveis dependentes do modelo; $R_{evap} = R_{evap}(C_v, C_{bf}, T)$.

2.2.1.2- Equação de Conservação de Massa da Fase Vapor

O acúmulo de massa de vapor por unidade de sólido seco em um volume de controle diferencial é dado pelo divergente do fluxo de vapor mais a massa de líquido que se evapora por unidade de tempo, neste volume.

$$\frac{\partial(\rho_s C_v)}{\partial t} = -\frac{\partial J_v}{\partial x} + R_{evap} \quad (2.2)$$

A concentração de vapor nos interstícios do cavaco está relacionada com a pressão parcial de vapor, pela lei dos gases ideais :

$$C_v = \frac{M_v p_v}{RT} \cdot \frac{\varepsilon}{\rho_s} \quad (2.3)$$

onde ε é a porosidade efetiva do cavaco dada pela diferença entre a porosidade do sólido seco ε_s menos a fração de vazios ocupada pela água livre:

$$\varepsilon = \varepsilon_s - \frac{\rho_s}{\rho_w} C_f \quad (2.4)$$

- ρ_w é a densidade da água líquida e
- ρ_s é a densidade aparente do sólido seco:

$$\rho_s = \rho_m (1 - \varepsilon_s) \quad (2.5)$$

e ρ_m é a densidade real da madeira (1500 kg/m³)

2.2.1.3- Equação de Conservação de Energia

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s h_s + \rho_s C_{bf} h_{bf} + \rho_s C_v h_v) - \Delta H_{des} \rho_s \frac{\partial C_b}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (J_q + h_{bf} J_{bf} + h_v J_v) \quad (2.6)$$

Desenvolvendo-se a equação (2.6) tem-se:

$$\begin{aligned} & \rho_s h_{bf} \frac{\partial C_{bf}}{\partial t} + \rho_s h_v \frac{\partial C_v}{\partial t} \\ & + (c_{ps} \rho_s + c_{pbf} \rho_s C_{bf} + c_{pv} \rho_s C_v) \frac{\partial T}{\partial t} - \Delta H_{des} \rho_s \frac{\partial C_b}{\partial t} = \\ & - \frac{\partial J_q}{\partial x} - h_{bf} \frac{\partial J_{bf}}{\partial x} - h_v \frac{\partial J_v}{\partial x} - J_{bf} c_{pbf} \frac{\partial T}{\partial x} - J_v c_{pv} \frac{\partial T}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Multiplicando-se a equação (2.1) e (2.2) por h_{bf} e h_v respectivamente, adicionando-as e subtraindo o resultado da equação (2.7) a equação de energia se torna:

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} - \Delta H_{des} \rho_s \frac{\partial C_b}{\partial t} =$$

$$-\frac{\partial J_q}{\partial X} - \Delta H \cdot R_{evap} - J_{bf} c_{pbf} \frac{\partial T}{\partial X} - J_v c_{pv} \frac{\partial T}{\partial X}$$
(2.8)

onde, ρ e C_p são respectivamente a densidade e o calor específico do sólido úmido, ou seja:

$$\rho C_p = (c_{ps} \rho_s + c_{pbf} \rho_s C_{bf} + c_{pv} \rho_s C_v)$$

e

$$\Delta H = h_v - h_{bf}$$

Desprezando-se o termo referente ao calor de dessorção da água ligada, o fluxo por convecção de calor devido à difusão da fase líquida, $J_{bf} c_{pbf} \frac{\partial T}{\partial X}$, e o fluxo por convecção da fase vapor, $J_v c_{pv} \frac{\partial T}{\partial X}$ (o termo referente ao transporte convectivo de energia devido à difusão de massa é pequeno frente ao termo condutivo, segundo Luikov (1966)), obtém-se que:

O acúmulo da energia sensível em um volume de controle diferencial é dado pelo divergente do fluxo de calor por condução menos a energia fornecida por unidade de tempo neste volume para evaporar a taxa R_{evap} de água líquida.

$$\rho \cdot C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial J_q}{\partial X} - R_{evap} \Delta H$$
(2.9)

onde ρ é simplificada por:

$$\rho = \rho_s (1 + C_{bf})$$
(2.10)

O termo ΔH é igual à entalpia de vaporização da água líquida enquanto existe água livre. Na sua ausência ΔH é igual à entalpia de vaporização da água líquida mais o calor de dessorção da água ligada.

2.2.1.4- Correlações de Equilíbrio

As equações (2.1), (2.2) e (2.9) formam um sistema de equações diferenciais parciais no espaço e no tempo com 4 variáveis dependentes: C_{bf} , C_v , T , R_{evap} .

Para que esse sistema seja determinado é necessário uma quarta equação dada pelas correlações de equilíbrio local entre formas da espécie água: água livre e água ligada estão em equilíbrio com vapor saturado, e quando não mais existir água livre, água ligada e vapor obedecem às isothermas de sorção do meio.

Na presença de água livre, a concentração de vapor no interior do cavaco é:

$$C_v^{sat} = \frac{\varepsilon}{\rho_s} \exp \left[-46,490 + 0,26179(T) - 5,0104 \times 10^{-4} (T)^2 + 3,4712 \times 10^{-7} (T)^3 \right] \quad (2.11)$$

Correlação, dada pelo Steam Tables *apud* Stanish, Schajer e Kayihan (1986), da densidade de vapor saturado com a temperatura na faixa de 300 a 500 K com erro de 1%.

Quando só existe água ligada, a umidade do sólido (C_b) em equilíbrio com o vapor d'água nos interstícios do cavaco é dada pelas isothermas de Simpson e Rosen (1981) e também utilizadas por Stanish, Schajer e Kayihan (1986):

$$C_b = \frac{18}{W} a_2 \cdot \varphi \left(\frac{1}{f_1} + \frac{a_1}{f_2} \right) \quad (2.12)$$

onde:

$$\begin{aligned} a_1 &= -45,70 + 0,3216(T) - 5,012 \times 10^{-4} (T)^2 \\ a_2 &= 0,1722 + 4,732 \times 10^{-3} (T) - 5,553 \times 10^{-6} (T)^2 \\ w &= 1417 - 9,430(T) + 1,853 \times 10^{-2} (T)^2 \\ f_1 &= 1 - a_2 \cdot \varphi \\ f_2 &= 1 + a_1 \cdot \varphi \end{aligned}$$

e φ é a umidade relativa do ar presente nos interstícios do cavaco..

Quando existe água livre, a concentração de água ligada à madeira em equilíbrio com o ar saturado de vapor nos interstícios da madeira (umidade relativa 100%) é determinada pela equação (2.12), para $\phi = 1.0$.

Na ausência de água livre, o vapor na fase gás está em equilíbrio com a água ligada à madeira na temperatura local. Rearranjando-se a equação (2.12), segundo Stanish, Schajer e Kayihan (1986), pode-se calcular a concentração de vapor em equilíbrio com a água ligada à madeira pela seguinte expressão:

$$C_v = C_v^{sat} \left\{ Z_1 + \left[(Z_1)^2 + \frac{1}{a_1 (a_2)^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (2.13)$$

onde: a_1 , a_2 e W estão dadas na equação (2.12)

$$Z_1 = \frac{[1 - Z_2]}{2a_2} - \frac{[1 + Z_2]}{2a_1 \cdot a_2}$$

$$Z_2 = \frac{18}{WC_b}$$

2.2.2- Mecanismos de Transporte

2.2.2.1- Fluxo de Líquido (água ligada + água livre)

Neste item está a contribuição do modelo desenvolvido no presente trabalho.

Kayihan (1982) e o modelo deste trabalho admitiram água livre e ligada fluindo em conjunto e o fluxo de líquido é proporcional ao gradiente de concentração de líquido, ou seja:

$$J_{bf} = -(\rho_s D_{bf}) \frac{\partial C_{bf}}{\partial x} \quad (2.14)$$

onde a difusividade do líquido, D_{bf} , é a média entre as difusividades da água ligada, D_b , e da água livre, D_f , ponderada com as respectivas frações mássicas com relação à massa de líquido:

$$D_{bf} = \left(\frac{C_b}{C_{bf}} \right) D_b + \left(\frac{C_f}{C_{bf}} \right) D_f \quad (2.15)$$

No entanto as difusividades de água livre e água ligada consideradas por Kayihan (1982) eram constantes no espaço e no tempo e seus valores quantificados através da adequação do modelo às curvas de secagem experimentais, para cada espessura de cavaco de um mesmo tipo de madeira e para qualquer mudança nas condições de secagem.

Para superar esta dificuldade e tornar o modelo geral para qualquer dimensão do cavaco e quaisquer condições externas foi feito o desenvolvimento a seguir:

Como o fluxo global de água livre mais água ligada é igual à soma dos fluxos individuais:

$$J_{bf} = J_b + J_f \quad (2.16)$$

Pela lei de Fick

$$J_f = -D_f \frac{\partial(\rho_s C_f)}{\partial x} \quad (2.17)$$

$$J_b = -D_b \frac{\partial(\rho_s C_b)}{\partial x} \quad (2.18)$$

O que nos permite deduzir D_b e D_f separadamente igualando-se as expressões de fluxo por difusão de água livre (equação (2.17)) e de água ligada (equação 2.18) às respectivas expressões de fluxo por capilaridade de água livre e fluxo por difusão de água ligada fornecidas por Stanish, Schajer e Kayihan (1986).

2.2.2.2.-Fluxo de água livre

O fluxo de água livre assumido por Stanish, Schajer e Kayihan (1986) é baseado na lei de Darcy para meios porosos. Ele é proporcional ao gradiente de pressão total do líquido. A pressão total do líquido é igual à pressão total dos gases menos a pressão de capilaridade relativa à interface líquido-gás.

$$J_f = -\rho_w \left(\frac{k_f}{\eta_w} \right) \frac{\partial}{\partial x} (P - P_c) \quad (2.19)$$

Como o gradiente da pressão total dos gases foi considerado nulo para as faixas de temperatura utilizadas:

$$J_f = \rho_w \frac{k_f}{\eta_w} \cdot \frac{\partial P_c}{\partial x} \quad (2.20)$$

Spolek e Plumb (1981) mediram a pressão capilar de Pinus e sugeriram a seguinte correlação:

$$P_c = 10.000 (\rho_s C_f / \epsilon_s \rho_w)^{-0,61} \quad (2.21)$$

A permeabilidade relativa do sólido ao fluxo de líquido, k_f , é dependente da saturação relativa $\left(\frac{\rho_s C_f}{\epsilon_s \rho_w}\right)$ ou fração de vazios ocupada pelo líquido.

Abaixo de determinada saturação relativa, a permeabilidade é zero porque o fluxo de líquido cessa devido à perda da continuidade da fase líquida.

Assim a permeabilidade efetiva, k_f , é dada por:

$$k_f = \begin{cases} 0 & \text{quando } \left(\frac{\rho_s C_f}{\epsilon_s \rho_w}\right) \leq S_{ir} \\ k_f^\phi \left(1 - \cos \frac{\pi}{2} \left(\frac{\left(\frac{\rho_s C_f}{\epsilon_s \rho_w}\right) - S_{ir}}{1 - S_{ir}}\right)\right) & \text{quando } \left(\frac{\rho_s C_f}{\epsilon_s \rho_w}\right) > S_{ir} \end{cases} \quad (2.22)$$

Onde S_{ir} é denominado saturação irreduzível, valor que demarca a quebra da continuidade da coluna de líquido. Acima deste valor a permeabilidade aumenta com o aumento da saturação relativa.

Substituindo-se a pressão capilar, P_c , dada pela equação (2.21) na equação (2.20) e igualando-se J_f dado pela expressão (2.17) ao dado pela expressão (2.20):

$$-D_f \frac{\partial(\rho_s C_f)}{\partial x} = 10^4 \rho_w \left(\frac{k_f}{\eta_w}\right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_s C_f}{\rho_w \epsilon_s}\right)^{-0,61} \quad (2.23)$$

então:

$$D_f = 6,1 \cdot 10^3 \left(\frac{k_f}{\eta_w} \right) \epsilon_s^{0,61} \left(\frac{\rho_s C_f}{\rho_w} \right)^{-1,61} \quad (2.24)$$

equação que permite o cálculo da difusividade de água livre utilizada na equação (2.15).

2.2.2.3- Fluxo de Água Ligada

Stanish, Schajer e Kayihan (1986) assumiram o fluxo de água ligada como sendo proporcional ao gradiente de potencial químico da água ligada às moléculas sólidas e à fração de volume ocupada pela matriz sólida.

$$J_b = -D_b^* (1 - \epsilon_s) \frac{\partial \mu_b}{\partial x} \quad (2.25)$$

No equilíbrio termodinâmico local, o potencial químico das moléculas de água adsorvidas na matriz sólida é igual ao potencial químico das moléculas de vapor d'água do ar nos interstícios da madeira. Assim:

$$\mu_b = \mu_v$$

Para gases, a lei de Gibbs-Duhem permite escrever:

$$M_v \cdot \partial \mu_v = -S_v \partial T + V \cdot \partial p_v \quad (2.26)$$

e o fluxo de água ligada pode ser expresso em termos das propriedades da fase vapor:

$$J_b = -D_b^* (1 - \epsilon_s) \left[- \left(\frac{S_v}{M_v} \right) \frac{\partial T}{\partial x} + \left(\frac{\epsilon}{\rho_s C_v} \right) \frac{\partial p_v}{\partial x} \right] \quad (2.27)$$

Igualando-se J_b da expressão (2.27) ao da expressão (2.18):

$$D_b = \frac{D_b^* (1 - \epsilon_s)}{\rho_s} \left[- \left(\frac{S_v}{M_v} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial C_b} \right)_{p_v = \text{cte}} + \left(\frac{\epsilon}{\rho_s C_v} \right) \left(\frac{\partial p_v}{\partial C_b} \right)_{T = \text{cte}} \right] \quad (2.28)$$

Derivando-se parcialmente a equação (2.12) com relação à temperatura, mantendo-se a pressão parcial de vapor d'água constante, $\left(\frac{\partial C_b}{\partial T}\right)_{p_v=\text{cte}}$, tem-se:

$$C'_{BT} = \left(\frac{\partial C_b}{\partial T}\right)_{p_v=\text{cte}} = 18 \left\{ \left(\frac{Z'_3 W - Z_3 W'}{W^2} \right) \left(\frac{1}{1-Z_3} + \frac{a_1}{1+a_1 Z_3} \right) + \frac{Z_3}{W} \left[\frac{Z'_3}{(1-Z_3)^2} + \left(\frac{1}{1+a_1 Z_3} \right)^2 \left(a'_1 (1+a_1 Z_3) - a_1 (a'_1 Z_3 + a_1 Z'_3) \right) \right] \right\} \quad (2.29)$$

onde:

$$Z_3 = a_2 \frac{p_v}{p_v^{\text{sat}}}$$

$$Z'_3 = Z_3 \left(\frac{a'_2}{a_2} - \frac{p_v^{\text{sat}'}}{p_v^{\text{sat}}} \right)$$

$$W' = 3,71 \times 10^{-2} (T) + 9,43$$

$$a'_1 = 1,0024 \times 10^{-3} (T) + 0,3216$$

$$a'_2 = -1,1106 (T) + 4,732 \times 10^{-3}$$

$$f = 46,490 + 0,26179 (T) - 5,0104 \times 10^{-4} (T)^2 + 3,4712 \times 10^{-7} (T)^3$$

$$f' = 0,26179 - 1,00208 \times 10^{-3} (T) + 1,0413 \times 10^{-3} + 1,0413 \times 10^{-6} (T)^2$$

$$p_v^{\text{sat}} = \frac{RT}{M_v} \text{Exp}(f)$$

$$p_v^{\text{sat}'} = \frac{R}{M_v} \text{Exp}(f) (1 + T f')$$

a_1, a_2, w , estão dadas na equação (2.12).

Derivando-se, parcialmente a equação (2.12) com relação à pressão parcial de vapor à temperatura constante, $\left(\frac{\partial C_b}{\partial p_v}\right)_{T=\text{cte}}$, tem-se:

$$C'_{BP} = \left(\frac{\partial C_b}{\partial p_v}\right)_{T=\text{cte}} = \frac{p_v^{\text{sat}} W}{18 a_2} \left\{ \frac{1}{1-Z_3} + \frac{a_1}{1+a_1 Z_3} + Z_3 \left[\left(\frac{1}{1-Z_3} \right)^2 + \left(\frac{a_1}{1+a_1 Z_3} \right)^2 \right] \right\} \quad (2.30)$$

onde W, a_1, Z_3, p_v^{sat} , estão dados pela equação (2.29).

O coeficiente de difusividade de água ligada, D_b , dado pela equação (2.28) pode ser rescrito da seguinte forma:

$$D_b = \frac{D_b^*(1-\epsilon_s)}{\rho_s} \left[\left(\frac{-S_v}{M_v} \right) \frac{1}{C'_{BT}} + \left(\frac{\epsilon}{\rho_s \cdot C_v} \right) \frac{1}{C'_{BP}} \right] \quad (2.31)$$

onde:

a entropia do vapor, S_v , pode ser avaliada segundo a relação termodinâmica:

$$dS = \left(\frac{1}{T} \right) c_{pv} dT - \left(\frac{R}{P} \right) dP \quad (2.32)$$

Tratando-se o vapor d'água como um gás ideal, Moore (1972) calculou a entropia de referência a 298,15 K e pressão de 101.325 Pa igual a 187 J/mol K. Integrando-se a equação (2.32), do estado de referência a outro estado qualquer obtem-se a seguinte correlação:

$$S_v = 187,0 + 35,1 \ln \left(\frac{T}{298,15} \right) - 8,314 \ln \left(\frac{P_v}{101325} \right) \quad (2.33)$$

Esta equação foi utilizada por Stanish, Schajer e Kayihan (1986).

Substituindo-se D_f , calculado na equação (2.24), e D_b , calculado pela expressão (2.31) em (2.15), pode-se avaliar a difusividade de líquido, D_{bf} , utilizada na expressão (2.14).

2.2.2.4-Fluxo de vapor

O mecanismo de transporte de vapor d'água interno à partícula foi assumido por Kayihan (1982) como sendo por difusão:

$$J_v = - \left(\frac{\rho_s D_v}{\epsilon} \right) \frac{\partial C_v}{\partial x} \quad (2.34)$$

Assumiu-se que a difusividade efetiva de vapor depende da difusividade randômica, D_{rp} , e de um fator de correção para possíveis poros obstruídos na madeira. Assim:

$$D_v = \alpha D_{rp} = \alpha D_{a,v} \varepsilon^2 \quad (2.35)$$

onde $D_{a,v}$ é a difusividade pura do vapor d'água no ar e α o fator que corrige possíveis obstruções da madeira.

2.2.2.5.-Fluxo de calor

O único mecanismo de transporte de calor, a exemplo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) foi o de condução pura:

$$J_q = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.36)$$

2.3- CONDIÇÕES DE CONTORNO

Cada uma das três equações diferenciais (2.1), (2.2) e (2.9) requerem para sua solução uma condição inicial e duas condições de contorno:

Para o instante $t = 0$:

$$\begin{aligned} T(x, 0) &= T^o(x) \\ C_{br}(x, 0) &= C_{br}^o(x) \\ C_v(x, 0) &= C_v^o(x) \end{aligned} \quad (2.37)$$

As condições iniciais de concentração de vapor, concentração de água ligada e temperatura precisam obedecer às correlações de equilíbrio termodinâmico local; ou seja, na presença de água livre as concentrações de vapor e água ligada na saturação são calculadas pelas equações (2.11) e (2.12), para umidade relativa ar igual a 100%, respectivamente; na ausência de água livre, as concentrações de vapor em equilíbrio com as concentrações de água ligada são dadas pela equação (2.13).

A primeira condição de contorno para cada equação de balanço diferencial é dada pela convecção de massa e calor na camada limite externa e a segunda condição é dada pela condição de simetria do cavaco.

Assim para $x = 0$ (superfície do cavaco):

$$\begin{aligned} J_v &= k_m (p_{vo} - p_{vg}) \\ J_q &= h_m (T_g - T_o) \\ J_{bf} &= 0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

Para $x = e/2$ (centro do cavaco):

$$-D_{bf} \left. \frac{\partial(\rho_s C_{bf})}{\partial x} \right|_{x=e/2} = -D_v \left. \frac{\partial(\rho_s C_v)}{\partial x} \right|_{x=e/2} = -k \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=e/2} = 0 \quad (2.39)$$

2.4-COEFICIENTES DE TRANSPORTE POR CONVECÇÃO NA SUPERFÍCIE, PROPRIEDADES FÍSICAS E RELAÇÕES TERMODINÂMICAS

-Coeficiente de Transferência de Calor na Camada Limite Externa, (J/m².s.K).

Para o cálculo do coeficiente de transferência de calor por convecção na superfície, foi admitido o conceito de diâmetro de partícula equivalente ao de uma esfera de igual volume.

Volume do Cavaco = Volume da Esfera

então:

$$d_{esf} = 6/\pi(e.l.b)^{1/3} \quad (2.39)$$

Para corrigir o desvio da esfericidade do cavaco utilizou-se o conceito de esfericidade dado por Kunii e Levenspiel (1980).

$$\phi_p = \frac{\text{area da esfera de igual volume}}{\text{area de troca do cavaco}} = \frac{\pi(d_{esf})^2}{(2.b.l)} \quad (2.40)$$

assim o diâmetro equivalente do cavaco é dado por:

$$d_p = \phi_p \cdot d_{est} \quad (2.41)$$

O coeficiente de transporte de calor por convecção de Ranz e Marshall para esfera dado por Bird, Stewart e Lightfoot (1960), é:

$$\frac{h_m d_p}{k_a} = 2 + 0,6(\text{Re}_p)^{1/2} (\text{Pr})^{0,33}$$

$$\text{Re}_p = \frac{d_p \rho_g V_{rel}}{\eta_g} \quad (2.42)$$

$$\text{Pr} = \frac{C_{pg} \eta_g}{k_a}$$

- Coeficiente de Transporte de Massa por Convecção

Com relação ao coeficiente de transporte de massa foi utilizada a analogia de Chilton-Colburn dada por Bird, Stewart e Lightfoot (1960).

$$k_c = \frac{h_m M_g \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Sc}} \right)^{2/3}}{C_{pg}} \quad (2.43)$$

onde k_c é o coeficiente convectivo de massa ($\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$).

Para se transformar o coeficiente de transporte de massa, k_c , com relação à pressão parcial de vapor faz-se:

$$k_m = \frac{k_c}{P} \quad (2.44)$$

onde k_m é dado em ($\text{s} \cdot \text{m}^{-1}$) e P é a pressão total dos gases (Pa).

Condutibilidade Térmica da Madeira (J/m.s.K)

A condutibilidade térmica da madeira úmida baseada no Wood Handbook (1974) e modificada por Kayihan (1982):

$$k = 1,5(1 - \epsilon_s)(0,20 + 0,50X) + 0,24 \quad (2.45)$$

onde X é a umidade total do sólido base seca ($X = C_v + C_{bf}$)

- Calor Específico da Madeira Úmida (J/kg K)

O calor específico da madeira úmida dada por Siau (1971) *apud* Kayihan (1982):

$$C_p = \frac{X + 0,324}{1 + X} (4184) \quad (2.46)$$

- Difusividade de Vapor D'água no Ar (m²/s)

- A difusividade do vapor d'água em ar dada por Kanury (1975) *apud* Kayihan (1982), é:

$$D_{a,v} = 1,2 \times 10^{-9} (T)^{1,75} \quad (2.47)$$

- Densidade da Água Livre (kg/m³)

A densidade da água livre dada pelo Steam Tables *apud* Stanish, Schajer e Kayihan (1986), é:

$$\rho_w = 1157,8 - 0,5362(T) \quad (2.48)$$

- Viscosidade da Água Líquida (kg/m.s)

A viscosidade da água líquida dada por Weast (1974) *apud* Stanish, Schajer e Kayihan (1986), é:

$$\log_{10}(\eta_w) = 13,73 + \frac{1828}{T} + 1,966 \times 10^{-2}(T) - 1,466 \times 10^{-5}(T)^2 \quad (2.49)$$

- Calor Latente de Vaporização da Água Livre (J/kg)

O calor latente de vaporização da água livre dado pelo Steam Tables *apud* Stanish, Schajer e Kayihan (1986), é:

$$\Delta H = \Delta H_{\text{livre}} = 2,792 \times 10^6 - 160(T) - 3,43(T)^2 \quad (2.50)$$

- Calor Latente de Vaporização da Água Ligada (J/kg)

O calor de desorção da água ligada dado por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), é:

$$\Delta H_{\text{des}} = 0,4 \cdot \Delta H_{\text{livre}} \left(1 - \frac{C_b}{C_{\text{fsp}}} + \frac{1}{3} \left(\frac{C_b}{C_{\text{fsp}}} \right)^2 \right) \quad (2.51)$$

onde C_{fsp} é a concentração de água ligada em equilíbrio com vapor saturado dada pela equação (2.12), para umidade relativa do ar igual a 100 %.

Então, o calor latente de vaporização da água ligada, é:

$$\Delta H = \Delta H_{\text{livre}} \left[1 + 0,4 \left(1 - \frac{C_b}{C_{\text{fsp}}} + \frac{1}{3} \left(\frac{C_b}{C_{\text{fsp}}} \right)^2 \right) \right] \quad (2.52)$$

-Viscosidade da Mistura Ar -Vapor (kg/m.s)

A viscosidade da mistura ar-vapor assumida por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), é:

$$\eta_g = \left[4,06 \times 10^{-8} (T) + 6,36 \times 10^{-6} \right] \left(1 - \frac{P_v}{P} \right) + \left[3,8 \times 10^{-8} (T) - 1,57 \times 10^{-6} \right] \left(\frac{P_v}{P} \right) \quad (2.53)$$

-Densidade da Mistura Ar-Vapor (kg/m3).

A densidade da mistura é dada pela lei dos gases ideais:

$$\rho_g = \frac{\left[\left(1 - \frac{P_v}{P} \right) M_a + \left(\frac{P_v}{P} \right) M_v \right] P}{RT} \quad (2.54)$$

-Calor Específico do Ar (J/kg K).

O calor específico do ar, dado por Bird, Stewart e Lightfoot (1960), é:

$$c_{pg} = \frac{[6,571 + 0,00106(T)]}{M_a} 4184 \quad (2.55)$$

-Prandtl do Ar .

A correlação de Prandtl do ar, dada por Bird, Stewart e Lightfoot (1960), é:

$$Pr = \frac{c_{pg} M_a 4184}{(c_{pg} M_a 4184 + 2,484)} \quad (2.56)$$

-Condutibilidade Térmica do Ar (J/m.s.K)

A condutibilidade térmica é obtida a partir do número de Prandtl:

$$k_a = \frac{\eta_g c_{pg}}{Pr} \quad (2.57)$$

- Umidade do Sólido Média Integral no Espaço (kg água/ kg de sólido seco).

$$X_{med} = \frac{2}{e} \int_0^{e/2} X dx \quad (2.58)$$

CAPÍTULO 3: RESOLUÇÃO NUMÉRICA

MÉTODO NUMÉRICO E ALGORITMO PARA SIMULAÇÃO DO PROCESSO DE SECAGEM DE CAVACO DE MADEIRA

As três equações diferenciais parciais, relações de equilíbrio, correlações físicas e de transporte, condições iniciais e de contorno convectivas e de simetria, descritas no capítulo 2, formam um sistema de equações determinado que permite simular o processo de secagem convectiva do cavaco de madeira.

A solução numérica desse sistema foi conseguida transformando cada equação diferencial parcial no espaço e no tempo, em um sistema de $(N + 1)$ equações algébricas através da discretização da espessura da partícula em $(N + 1)$ volumes de controle e da discretização do tempo de secagem.

As equações diferenciais foram discretizadas no espaço e no tempo pelo método de volumes finitos completamente implícito descrito por Patankar (1980).

O sistema algébrico de equações, obtido através da discretização, foi resolvido e convergido pelo método TDMA linha a linha.

Foram desenvolvidas, para este trabalho, uma sub-rotina em linguagem Pascal para cálculo dos coeficientes do sistema de equações algébricas gerado pela discretização de cada equação diferencial de difusão em regime transiente e uma sub-rotina para resolução do sistema de equações gerado.

Este capítulo se constitui dos seguintes itens:

- Apresentação das equações diferenciais parciais sob forma adequada para discretização.
- Discretização do termo fonte (efeito de condensação-evaporação).
- Cálculo dos coeficientes do sistema de equações algébricas, originados da equação diferencial de energia
- Cálculo dos coeficientes do sistema de equações algébricas gerados pela equação de conservação de massa de líquido (água livre + água ligada).
- Algoritmo para simulação do fenômeno de transferência simultânea de massa e calor para o processo convectivo de secagem.

3.1- APRESENTAÇÃO DAS EQUAÇÕES DIFERENCIAIS PARCIAIS

As equações diferenciais parciais do modelo descrito no capítulo 2, equações (2.1), (2.2) e (2.9) podem ser rescritas da seguinte forma:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) - R_{evap} \cdot \Delta H \quad (3.1)$$

$$\rho_s \frac{\partial C_{bf}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_{bf} \frac{\partial C_{bf}}{\partial x} \right) - R_{evap} \quad (3.2)$$

$$\rho_s \frac{\partial C_v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_v \frac{\partial C_v}{\partial x} \right) + R_{evap} \quad (3.3)$$

onde:

$$k_{bf} = \rho_s D_{bf} \quad \text{e} \quad k_v = \frac{\rho_s}{\varepsilon} D_v$$

As três equações são típicas de difusão pura em regime transiente com termo fonte dado pelo efeito de evaporação - condensação. Na equação de conservação de energia esse efeito é o termo representado por $-R_{evap} \Delta H$, na equação de conservação da espécie vapor por R_{evap} e na de líquido por $-R_{evap}$.

Qualquer uma dessas equações poderá ser posta sob a seguinte forma genérica:

$$\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + S_\theta \quad (3.4)$$

onde os parâmetros σ , λ , S_θ , ϕ , θ assumem os valores segundo cada equação:

	σ	λ	S_θ	ϕ	θ
• Equação de Energia	ρC_p	k	$-R_{evap} \Delta H$	T	T
• Equação de Líquido	ρ_s	k_{bf}	$-R_{evap}$	C_{bf}	bf
• Equação de Vapor	ρ_s	k_v	R_{evap}	C_v	v

A figura 3.1 mostra a divisão da espessura do cavaco em $(N + 1)$ volumes de controle, gerando $(N + 1)$ pontos nodais, sendo que o volume de controle das extremidades do domínio escolhido (meia espessura do cavaco), é metade do volume que contém os pontos nodais centrais.



Figura 3.1: Discretização da espessura do cavaco.

As equações (3.1) e (3.2) sob a forma da equação (3.4) foram discretizadas e geraram, para cada ponto nodal i em um dado instante, a seguinte equação algébrica genérica:

Para i variando de 0 a N .

$$a_{\theta_i} \phi_i = b_{\theta_i} \phi_{i+1} + c_{\theta_i} \phi_{i-1} + d_{\theta_i} \quad (3.5)$$

onde:

- ϕ_i - é o valor da variável dependente da equação diferencial parcial no ponto nodal i para um dado instante
- $a_{\theta_i}, b_{\theta_i}, c_{\theta_i}, d_{\theta_i}$ - são os coeficientes gerados pela discretização para cada ponto nodal i em um dado instante, para cada equação diferencial parcial.

Cada equação diferencial parcial portanto, gerará um sistema algébrico de $(N + 1)$ equações, para cada instante, que foi resolvido pelo método TDMA linha a linha.

3.2-DISCRETIZAÇÃO DO TERMO FONTE (EFEITO DE EVAPORAÇÃO - CONDENSAÇÃO)

O termo R_{evap} está implícito nas três equações diferenciais parciais a serem resolvidas, equações (3.1), (3.2) e (3.3). Por isso utilizou-se da equação (3.3.) para explicitá-lo nas equações (3.1) e (3.2), assim:

$$R_{\text{evap}} = \frac{\rho_s \partial C_v}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(k_v \frac{\partial C_v}{\partial x} \right) \quad (3.6)$$

As condições de contorno para essa equação são:

Para a superfície do cavaco, $i = 0$.

$$J_{v_0} = k_m (p_{v_0} - p_{v_g}) \quad (3.7)$$

Para o centro do cavaco, $i = N$

$$J_{v_N} = 0 \quad (3.8)$$

O termo fonte da equação genérica (3.4), S_θ , é:

- Para equação de energia $S_T = -R_{\text{evap}} \Delta H$
- Para equação de líquido $S_{\text{bf}} = -R_{\text{evap}}$

Assim discretizando a equação (3.6) pelo método de volumes finitos com meio volume de controle nas extremidades obtêm-se os termos fontes das equações (3.1) e (3.2) discretizados:

Para $i = 0$

$$(R_{\text{evap}})_0 = \frac{2}{\Delta x} \left[k_m (p_{v_0} - p_{v_g}) - \frac{(k_v)_{0,1}}{\Delta x} (C_{v_1} - C_{v_0}) + \frac{\rho_s \Delta x}{2 \Delta t} (C_{v_i} - C_{v_i}^o) \right]$$

Para i de 1 a $N - 1$

$$(R_{\text{evap}})_i = \frac{1}{\Delta x} \left[\frac{(k_v)_{i-1,i}}{\Delta x} (C_{v_i} - C_{v_{i-1}}) - \frac{(k_v)_{i,i+1}}{\Delta x} (C_{v_{i+1}} - C_{v_i}) + \frac{\rho_s \Delta x}{\Delta t} (C_{v_i} - C_{v_i}^o) \right] \quad (3.9)$$

Para $i = N$

$$(R_{\text{evap}})_N = \frac{2}{\Delta x} \left[\frac{(k_v)_{N-1,N}}{\Delta x} (C_{v_N} - C_{v_{N-1}}) + \frac{\rho_s \Delta x}{2 \Delta t} (C_{v_N} - C_{v_N}^o) \right]$$

onde:

- C_{v_i} é a concentração de vapor no ponto nodal i em um determinado instante
- $C_{v_i}^o$ é a concentração de vapor do instante anterior, no ponto nodal i .
- $(k_v)_{i,i+1}$ é a média harmônica das difusividades efetivas de vapor calculados nos pontos nodais i e $i+1$; $(k_v)_{i,i+1} = \frac{2 \cdot k_{v_i} \cdot k_{v_{i+1}}}{k_{v_i} + k_{v_{i+1}}}$
- a difusividade efetiva no ponto nodal i , $k_{v_i} = \frac{\rho_s D_{v_i}}{\epsilon_i}$
- Δx é o passo no espaço
- Δt é o passo no tempo

A concentração de vapor, para cada instante e cada ponto nodal, é calculada através da correlação de vapor saturado, enquanto houver água livre e pelas isotermas de sorção quando só houver água ligada. Portanto, dados os perfis $C_{bf}(x)$ e $T(x)$ para cada instante, o termo fonte pode ser calculado ponto a ponto pelas equações de equilíbrio.

Os termos fonte das equações (3.1) e (3.2) discretizadas foram linearizados da seguinte forma:

$$S_{\theta} = (S_{C_{\theta}})_i + (S_{p_{\theta}})_i \phi_i \quad (3.10)$$

onde:

- $(S_{C_{\theta}})_i$ e $(S_{p_{\theta}})_i$ são os coeficientes do termo fonte linearizado.

Para que todos os coeficientes das equações algébricas, sob a forma da equação (3.5), sejam positivos, evitando-se o problema de concentrações e temperaturas negativas na convergência, $(S_{C_{\theta}})_i$ terá de ser maior que zero e $(S_{p_{\theta}})_i$ menor que zero.

Para a equação de energia:

$$S_T = (S_{C_T})_i + (S_{p_T})_i T_i \quad (3.11)$$

$$\text{Se } -(R_{\text{evap}})_i \geq 0$$

$$(S_{C_T})_i = -(R_{\text{evap}})_i \Delta H_i \quad \text{e} \quad (S_{P_T})_i = 0$$

$$\text{Se } -(R_{\text{evap}})_i < 0$$

$$(S_{C_T})_i = 0 \quad \text{e} \quad (S_{P_T})_i = -\frac{(R_{\text{evap}})_i \Delta H_i}{T_i}$$

Para a equação de líquido:

$$(S_{\text{bf}})_i = (S_{C_{\text{bf}}})_i + (S_{P_{\text{bf}}})_i C_{\text{bf}_i} \quad (3.12)$$

$$\text{Se } -(R_{\text{evap}})_i \geq 0$$

$$(S_{C_{\text{bf}}})_i = -(R_{\text{evap}})_i \quad \text{e} \quad (S_{P_{\text{bf}}})_i = 0$$

$$\text{Se } -(R_{\text{evap}})_i < 0$$

$$(S_{C_{\text{bf}}})_i = 0 \quad \text{e} \quad (S_{P_{\text{bf}}})_i = -\frac{(R_{\text{evap}})_i}{C_{\text{bf}_i}}$$

onde o sobrescrito ('), se refere à variável da convergência anterior.

3.3-CÁLCULO DOS COEFICIENTES DO SISTEMA DE EQUAÇÕES ALGÉBRICAS GERADOS PELA EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DE ENERGIA

As condições de contorno para a equação diferencial de energia são:

para $i = 0$ (superfície)

$$J_{q_0} = h_m(T_g - T_o) \quad (3.13)$$

para $i = N$ (centro)

$$J_{q_N} = 0 \quad (3.14)$$

As equações discretizadas originadas da equação diferencial de energia e os coeficientes das equações algébricas gerados são obtidos da seguinte forma:

Para $i = 0$

$$h_m(T_g - T_o) - \frac{k_{o,l}}{\Delta x}(T_o - T_l) - (R_{\text{evap}})_o \Delta H_o \frac{\Delta x}{2} = \rho_o c_{p_o} (T_o - T_o^o) \frac{\Delta x}{2\Delta t} \quad (3.15)$$

Rearranjando-se a equação (3.15) sob a forma da equação (3.5) obtém-se:

$$\begin{aligned} b_{T_o} &= \frac{k_{o,l}}{\Delta x} \\ c_{T_o} &= 0 \\ a_{T_o} &= b_{T_o} + a_{pT_o} + h_m - (S_{pT})_o \frac{\Delta x}{2} \quad \text{onde } a_{pT_o} = \frac{\rho_o c_{p_o} \Delta x}{2\Delta t} \\ d_{T_o} &= (S_{cT})_o \frac{\Delta x}{2} + h_m T_g + a_{pT_o} T_o^o \end{aligned}$$

Para i variando de 1 a $N-1$

$$\frac{k_{i,i-1}}{\Delta x} (T_{i-1} - T_i) - \frac{k_{i+1,i}}{\Delta x} (T_i - T_{i+1}) - (R_{\text{evap}})_i \Delta H_i \Delta x = \frac{\rho_i c_{p_i} (T_i - T_i^o)}{\Delta t} \Delta x \quad (3.16)$$

rearranjando a equação (3.16) sob a forma da equação (3.5):

$$\begin{aligned} b_{T_i} &= \frac{k_{i+1,i}}{\Delta x} \\ c_{T_i} &= \frac{k_{i,i-1}}{\Delta x} \\ a_{T_i} &= b_{T_i} + c_{T_i} + a_{pT_i} - (S_{pT})_i \Delta x \quad \text{onde } a_{pT_i} = \frac{\rho_i c_{p_i} \Delta x}{\Delta t} \\ d_{T_i} &= (S_{cT})_i \Delta x + a_{pT_i} T_i^o \end{aligned}$$

Para $i = N$

$$\frac{k_{N-1,N}}{\Delta x} (T_{N-1} - T_N) - (R_{\text{evap}})_N \Delta H_N \frac{\Delta x}{2} = \rho_N c_{pN} (T_N - T_N^o) \frac{\Delta x}{2\Delta t} \quad (3.17)$$

rearranjando a equação (3.17) sob a forma da equação (3.5):

$$c_{T_N} = \frac{k_{N-1,N}}{\Delta x}$$

$$a_{T_N} = c_{T_N} + a_{pT_N} - \frac{(S_{pT})_N \Delta x}{2} \quad \text{onde } a_{pT_N} = \frac{\rho_N c_{pN} \Delta x}{2\Delta t}$$

$$d_{T_N} = \frac{(S_{cT})_N \Delta x}{2} + a_{pT_N} T_N^o$$

Os coeficientes de linearização do termo fonte $(S_{pT})_i$ e $(S_{cT})_i$, para i variando de 0 a N , estão dados pela equação (3.11).

A condutibilidade térmica $k_{i,i+1}$ é a média harmônica das condutibilidades térmicas da madeira calculadas entre o ponto nodal i e $i+1$; $k_{i,i+1} = \frac{2k_i \cdot k_{i+1}}{k_i + k_{i+1}}$.

Esse sistema de equações algébricas de transferência de calor pode ser representado sob a forma matricial gerando a matriz principal tridiagonal de coeficientes.

$$\begin{bmatrix} a_{T_0} & -b_{T_0} & 0 & 0 & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ -c_{T_1} & a_{T_1} & -b_{T_1} & 0 & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & -c_{T_2} & a_{T_2} & -b_{T_2} & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & 0 & -c_{T_{N-2}} & a_{T_{N-2}} & -b_{T_{N-2}} & 0 \\ 0 & \cdot & \cdot & 0 & 0 & -c_{T_{N-1}} & a_{T_{N-1}} & b_{T_{N-1}} \\ 0 & \cdot & \cdot & 0 & 0 & 0 & -c_{T_N} & a_{T_N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_0 \\ T_1 \\ T_2 \\ \cdot \\ T_{N-2} \\ T_{N-1} \\ T_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{T_0} \\ d_{T_1} \\ d_{T_2} \\ \cdot \\ d_{T_{N-2}} \\ d_{T_{N-1}} \\ d_{T_N} \end{bmatrix}$$

Esse sistema de equações algébricas foi resolvido e convergido, para cada passo no tempo, pelo método TDMA linha a linha.

3.4-CÁLCULO DOS COEFICIENTES DO SISTEMA DE EQUAÇÕES ALGÉBRICAS GERADO PELA EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DE MASSA DE LÍQUIDO

As condições de contorno para a equação diferencial de conservação de massa de líquido são:

Para $i = 0$ (superfície do cavaco). O fluxo de líquido para a camada limite externa é zero.

$$J_{bf_0} = 0 \quad (3.18)$$

Para $i = N$ (centro do cavaco)

$$J_{bf_N} = 0 \quad (3.19)$$

Os coeficientes do sistema de equações algébricas gerado pela discretização da equação diferencial de conservação de líquido são obtidos da seguinte forma:

Para $i = 0$ (superfície)

$$\frac{(k_{bf})_{0,1}}{\Delta x} (C_{bf_1} - C_{bf_0}) - (R_{evap})_0 \frac{\Delta x}{2} = \frac{\rho_s (C_{bf_0} - C_{bf_0}^o) \Delta x}{2 \Delta t} \quad (3.20)$$

Rearranjando a equação (3.20) sob a forma da equação genérica (3.5):

$$b_{bf_0} = \frac{(k_{bf})_{0,1}}{\Delta x}$$

$$a_{bf_0} = b_{bf_0} + a_{P_{bf}} - (S_{P_{bf}})_0 \frac{\Delta x}{2} \quad \text{onde } a_{P_{bf}} = \frac{\rho_s \Delta x}{2 \Delta t}$$

$$d_{bf_0} = (S_{c_{bf}})_0 \frac{\Delta x}{2} + a_{P_{bf}} C_{bf_0}^o$$

Para i variando de 1 a N-1

$$\frac{(k_{bf})_{i+1,i}}{\Delta x} (C_{bf_{i+1}} - C_{bf_i}) - \frac{(k_{bf})_{i,i-1}}{\Delta x} (C_{bf_i} - C_{bf_{i-1}}) - (R_{evap})_i \Delta x = \frac{\rho_s (C_{bf_i} - C_{bf_i}^o)}{\Delta t} \Delta x \quad (3.21)$$

Colocando-se a equação (3.21) sob a forma genérica (eq. 3.5).

$$b_{bf_i} = \frac{(k_{bf})_{i+1,i}}{\Delta x}$$

$$c_{bf_i} = \frac{(k_{bf})_{i,i-1}}{\Delta x}$$

$$a_{bf_i} = b_{bf_i} + c_{bf_i} + 2a_{P_{bf}} - (S_{P_{bf}})_i \Delta x$$

$$d_{bf_i} = (S_{C_{bf}})_i \Delta x + a_{P_{bf}} C_{bf_i}^o$$

Para i = N

$$\frac{(k_{bf})_{N,N-1}}{\Delta x} (C_{bf_N} - C_{bf_{N-1}}) - (R_{evap})_N \frac{\Delta x}{2} = \rho_s (C_{bf_N} - C_{bf_N}^o) \frac{\Delta x}{2 \Delta t} \quad (3.22)$$

Colocando-se a equação (3.22) sob a forma genérica (3.5):

$$c_{bf_N} = \frac{(k_{bf})_{N,N-1}}{\Delta x}$$

$$a_{bf_N} = c_{bf_N} + a_{P_{bf}} - \frac{(S_{P_{bf}})_N \Delta x}{2}$$

$$d_{bf_N} = \frac{(S_{C_{bf}})_N \Delta x}{2} + a_{P_{bf}} C_{bf_N}^o$$

Os coeficientes de linearização do termo fonte $(S_{C_{bf}})_i$ e $(S_{P_{bf}})_i$ estão dados pela equação (3.12).

Como no caso da condutibilidade térmica efetiva, a difusividade efetiva $(k_{bf})_{i+1,i}$ é a média harmônica das difusividades efetivas de líquido calculadas nos pontos nodais i e $i+1$; $(k_{bf})_{i+1,i} = \frac{2k_{bf_i}k_{bf_{i+1}}}{k_{bf_i} + k_{bf_{i+1}}}$.

O sistema de equações algébricas de transporte de líquido, assim como o de calor, pode ser colocado sob a forma matricial.

$$\begin{bmatrix} a_{bf_0} & -b_{bf_0} & 0 & 0 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ -c_{bf_1} & a_{bf_1} & -b_{bf_1} & 0 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ 0 & -c_{bf_2} & a_{bf_2} & -b_{bf_2} & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & 0 & -c_{bf_{N-2}} & a_{bf_{N-2}} & -b_{bf_{N-2}} & 0 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & 0 & -c_{bf_{N-1}} & a_{bf_{N-1}} & -b_{bf_{N-1}} \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & 0 & -c_{bf_N} & a_{bf_N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{bf_0} \\ C_{bf_1} \\ C_{bf_2} \\ \dots \\ C_{bf_{N-2}} \\ C_{bf_{N-1}} \\ C_{bf_N} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{bf_0} \\ d_{bf_1} \\ d_{bf_2} \\ \dots \\ d_{bf_{N-2}} \\ d_{bf_{N-1}} \\ d_{bf_N} \end{bmatrix}$$

Esse sistema de equações algébricas, assim como o de calor, foi resolvido e convergido para cada passo no tempo pelo método TDMA linha a linha.

A umidade do sólido média integral no espaço é calculada numericamente da seguinte forma:

$$X_{med} = \frac{2}{e} \sum_{1 \leq i \leq N} \left(\frac{X_{i-1} + X_i}{2} \right) \Delta x \quad (2.23)$$

3.5- ALGORITMO PARA SIMULAÇÃO DO PROCESSO DE SECAGEM DE CAVACO

As correlações de equilíbrio, equações de (2.11) a (2.13) do capítulo 2, mantêm as equações diferenciais parciais (3.1), (3.2) e (3.3) acopladas. Consequentemente, a solução simultânea de todas as equações requer que se satisfaça continuamente as equações de equilíbrio de fases, assim que as equações diferenciais são integradas. O algoritmo proposto, resolve as equações de equilíbrio e diferenciais separadamente para cada incremento no tempo, preservando a natureza simultânea da solução.

Os passos básicos do algoritmo podem ser resumidos da seguinte forma:

- 1. Inicializam-se as variáveis e constantes. Estabelecem-se o incremento de tempo e o número de pontos nodais da malha no espaço.
- 2. Atualizam-se as propriedades físicas e de transferência para cada ponto nodal.
- 3. Resolvem-se os sistemas de equações algébricas de transporte de calor e de líquido.
- 4. Resolvem-se as equações de equilíbrio.
- 5. Confrontam-se os perfis de concentrações e de temperatura calculados e admitidos, se forem iguais a menos de um erro, continua-se. Se não, volta-se para o passo 2. O máximo erro admitido foi de 0,1%.
- 6. Imprimem-se os resultados desse instante.
- 7. Incrementa-se o tempo e volta-se para o passo 2, ou finaliza-se caso a umidade média (x_{med_f}) alcançada for a desejada.

O algoritmo detalhado está apresentado na figura 3.2 na forma de diagrama de blocos.

$\rho_s, k_f, D_b^*, T_g, \gamma, \rho_s, S_{ir}, \alpha, \epsilon_s, N, \Delta t, x_{mcd_f}, e, l, b$

Inicializam-se as constantes e estabelecem-se o incremento de tempo e número de pontos nodais



$$\Delta x = \frac{e}{2N}$$

calcula-se incremento no espaço



$$J = 0$$

zera-se o contador do tempo



para i de 0 a N
 $T_i = T(i, 0)$
 $X_i = X(i, 0)$
 $C_{bf_i} = X(i, 0)$

Inicializam-se os perfis de umidade total e temperatura do instante $t = 0$

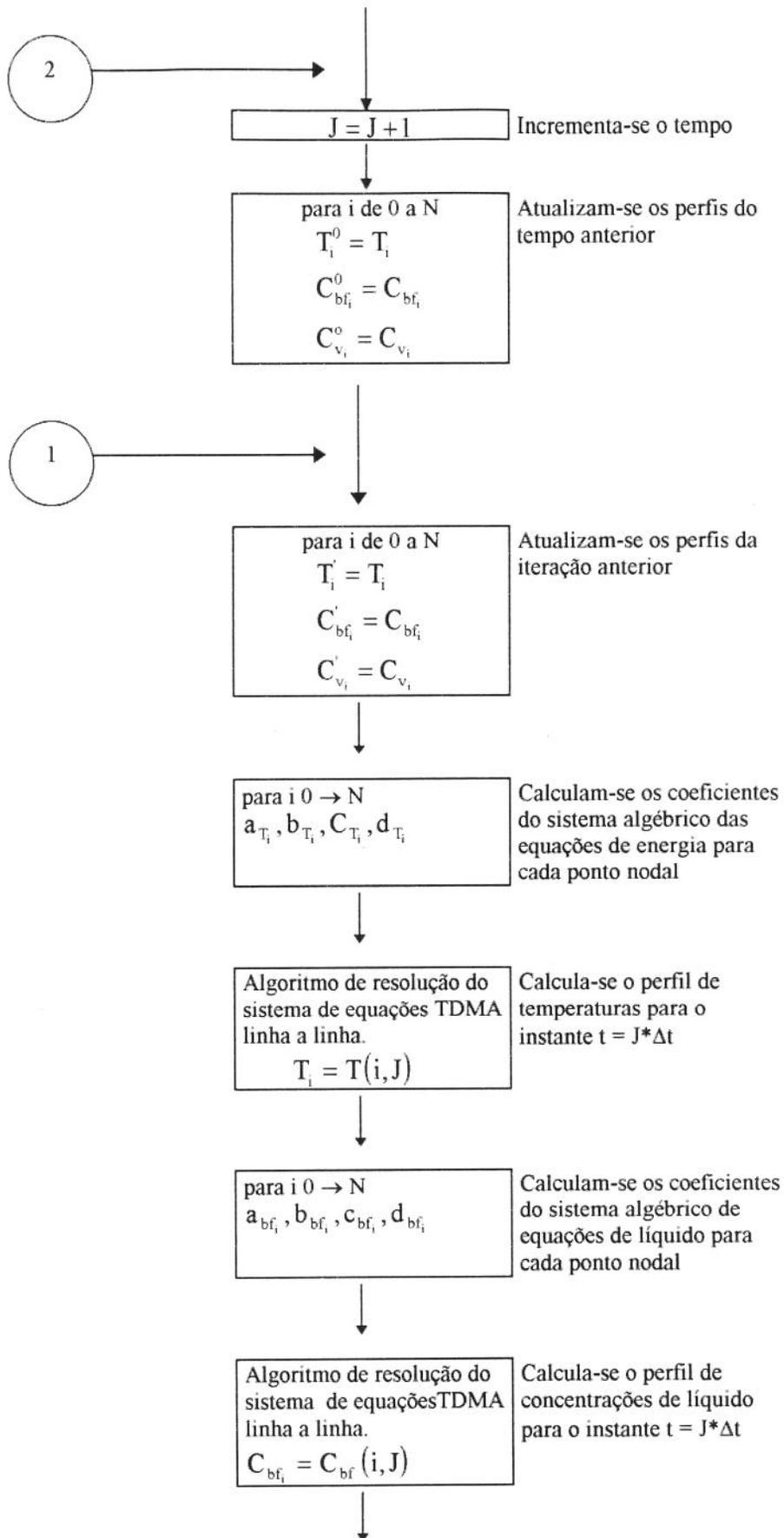
Inicializa-se a concentração de líquido igual a umidade total



$C_{b_i} = C_b(i, 0)$
 $C_{r_i} = C_r(i, 0)$
 $C_{v_i} = C_v(i, 0)$
 $C_{bf_i} = C_{bf}(i, 0)$
 $\rho_i = \rho(i, 0)$
 $C_{p_i} = C_p(i, 0)$
 $k_i = k(X_i)$
 $k_{f_i} = k_f(i, 0)$
 $D_{b_i} = D_b(i, 0)$
 $D_{v_i} = D_v(i, 0)$
 h_c
 k_m
 $R_{evap} = R_{evap}(i, 0)$

Calculam-se os perfis de concentrações de equilíbrio de água ligada e vapor, e concentração de água livre para as condições iniciais. Calculam-se os perfis de propriedades físicas e de transporte, através da rotina de relações de equilíbrio e de propriedades físicas e de transporte (algoritmo delimitado por linha tracejada abaixo)

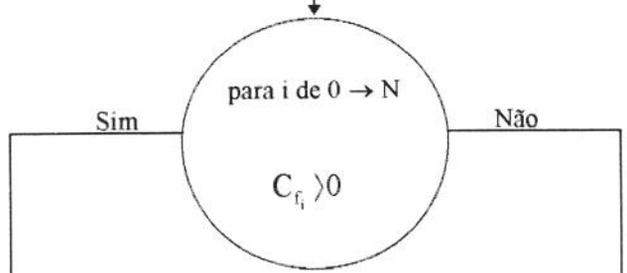




rotina de relações de equilíbrio e propriedades físicas e de transporte

para $i = 0 \rightarrow N$
 $C_{b_i} = C_b^{sat}(T_i)$
 $C_{f_i} = C_{b_{f_i}} - C_{b_i}$

Calculam-se os perfis de equilíbrio de água ligada e concentração de água livre



$\rho_{w_i} = \rho_w(T_i)$
 $\varepsilon_i = \varepsilon(C_{f_i}, T_i)$
 $C_{v_i} = C_v^{sat}(T_i, \varepsilon_i)$
 $X_i = C_{b_{f_i}} + C_{v_i}$
 $\Delta H_i = \Delta H_{livre}(T_i)$

Calculam-se perfis de concentrações de vapor no equilíbrio e propriedades que dependem da concentração de água livre

$C_{f_i} = 0$
 $\varepsilon_i = \varepsilon_s$
 $C_{b_i} = C_{b_{f_i}}$
 $C_{v_i} = C_v(C_{b_i}, T_i)$
 $X_i = C_{b_i} + C_{v_i}$
 $\Delta H_i = \Delta H_{des}(C_{b_i}, T_i) + \Delta H_{livre}(T_i)$

$\rho_i = \rho(C_{b_{f_i}})$
 $C_{p_i} = C_p(X_i)$
 $k_{f_i} = k_f(C_{f_i}, T_i)$
 $D_{b_i} = D_b(C_{v_i}, T_i)$
 $D_{v_i} = D_v(\varepsilon_i, T_i)$
 $h_c = h_c(T_o, T_g)$
 $k_m = k_m(T_o, T_g)$
 $R_{evap} = R_{evap}(T_i, C_{v_i}, C_{b_{f_i}})$

Calculam-se perfis de propriedades físicas e de transporte

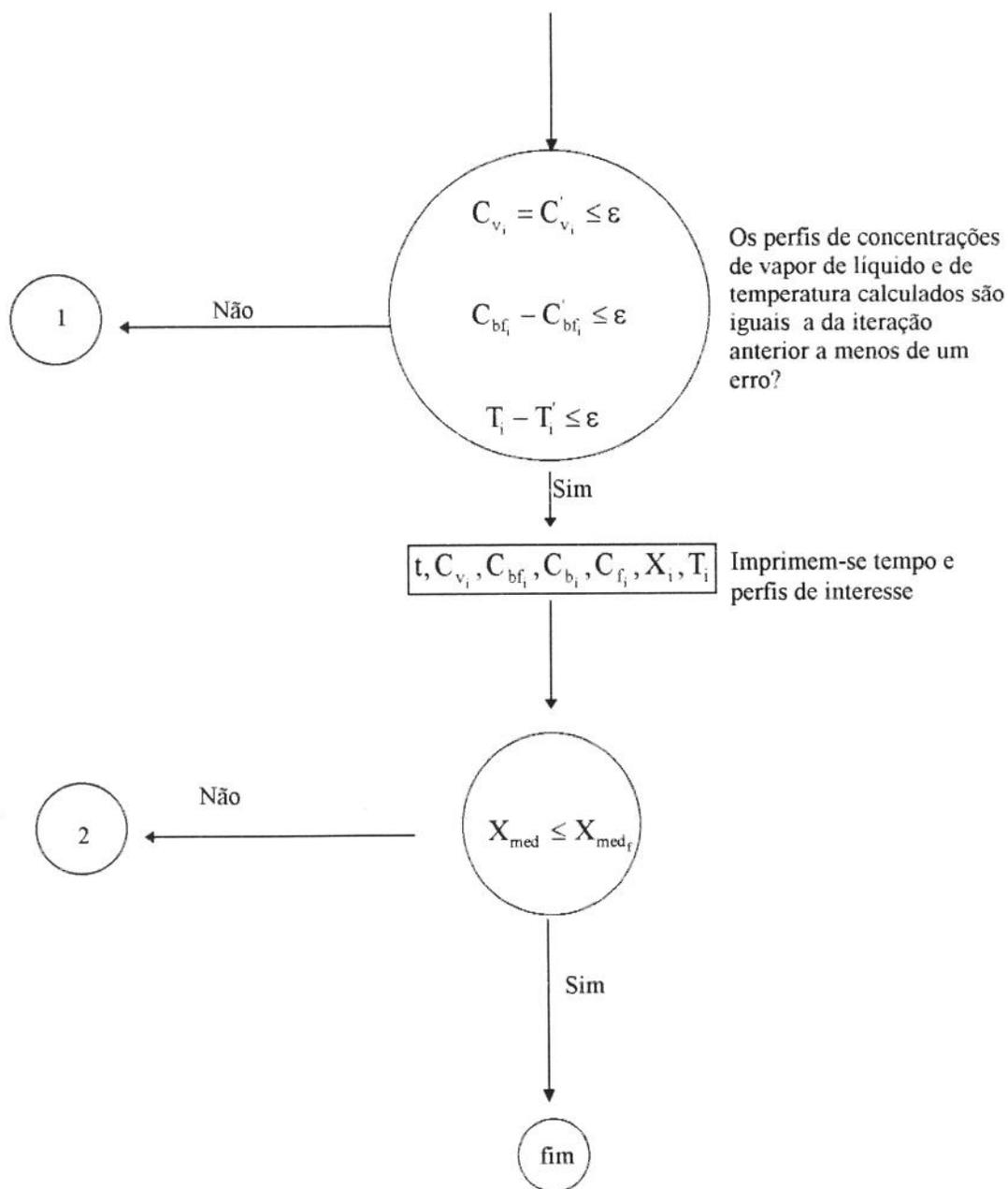


FIGURA 3.2 - Algoritmo de Simulação do Processo de Secagem de Cavaco.

CAPÍTULO 4: DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

SIMULAÇÃO DO PROCESSO DE SECAGEM DE CAVACO DE MADEIRA

Neste capítulo serão discutidos os resultados da simulação do modelo de secagem de cavaco de madeira apresentado no capítulo 2.

A discussão será feita da seguinte forma:

- Comparação do modelo proposto a dados experimentais obtidos por Kayihan (1982), e Stanish, Schajer e Kayihan (1986).
- Comportamento dos perfis de concentrações de cada uma das fases e de temperatura ao longo da espessura do cavaco em função do tempo, para temperatura do agente de secagem de 100°C.
- Ordem de grandeza dos efeitos na equação de conservação de energia e de massa de líquido para baixa temperatura e baixa umidade do agente de secagem (100°C, 0,011kg água/kg gás. seco).
- Comportamento das curvas de secagem, quando da variação dos seguintes parâmetros:
 - Temperatura do agente de secagem.
 - Umidade absoluta do agente de secagem.
 - Dimensões do cavaco.
- Conclusões.

4.1- COMPARAÇÃO DO MODELO PROPOSTO A DADOS EXPERIMENTAIS.

4.1.1- Comparação do Modelo Proposto aos Dados Experimentais de Kayihan (1982) - Baixa Temperatura.

Os resultados experimentais dos testes de secagem obtidos por Kayihan (1982) para cavacos de *Pinus* da Virgínia, “Virgine Pine”, e Carvalho Branco, “White Oak”, foram comparados com os resultados da simulação do modelo desenvolvido neste trabalho para verificar a sua concordância e para determinar as constantes dos mecanismos de transporte assumidos no modelo para cada uma dessas espécies.

O modelo desenvolvido por Kayihan (1982), cujos dados experimentais foram utilizados para validação do modelo deste trabalho, admitiu que os mecanismos de transporte de água livre e água ligada eram por difusão devido aos respectivos gradientes de concentração, com difusividades constantes no espaço e no tempo. Estas difusividades foram determinadas por ajuste das curvas simuladas a dados experimentais para cada tamanho de cavaco, tipo de madeira e para cada mudança das condições externas do agente de secagem.

Os mecanismos assumidos neste trabalho são o de capilaridade para água livre e o de difusão de água ligada devido ao gradiente de potencial químico das moléculas da mesma, com coeficientes variáveis no espaço e no tempo, e constantes de proporcionalidade que determinam a importância de cada mecanismo para cada espécie e estrutura da madeira. Consequentemente, não foi possível adotar valores de difusividades determinados por Kayihan (1982) e foi necessário determinar as constantes de transporte de capilaridade, k_f^ϕ , de difusão de água ligada, D_b^* , e de difusão de vapor, α , para *Pinus* da Virgínia e Carvalho Branco através do ajuste das curvas simuladas aos dados experimentais de Kayihan (1982).

Os resultados do confronto da simulação do modelo de secagem de cavaco de *Pinus* da Virgínia, para malha de 11 pontos nodais na ao longo da espessura do cavaco, contra dados experimentais de Kayihan (1982) à temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%, são mostrados na figura 4.1. As constantes dos mecanismos de transporte obtidas desse confronto foram:

$$k_f^\phi = 5,0 \times 10^{-16} \text{ m}^2$$

$$D_b^* = 3,0 \times 10^{-13} \text{ kg/m}^2\text{s}$$

$$S_{ir} = 0,$$

$$\alpha = 0,004$$

$$h_m = 33 \text{ J/m}^2\text{sK}$$

O valor da porosidade de *Pinus* da Virgínia seco, ϵ_s , é igual a 0,73 e as dimensões do cavaco são: 0,49 x 9 x 46 mm.

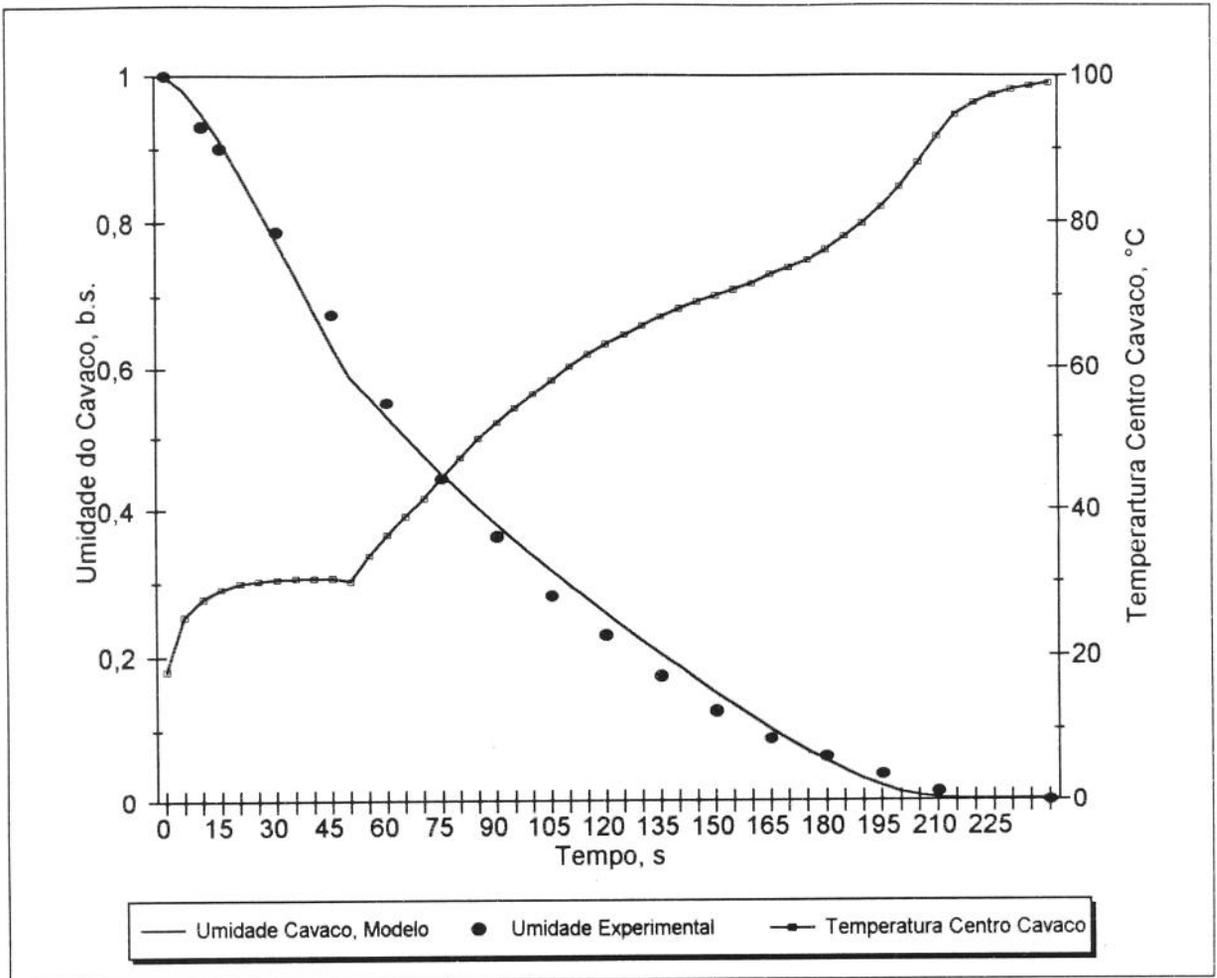


Figura 4.1- Comparação entre os resultados da simulação do modelo, para malha de 11 pontos nodais ao longo da espessura do cavaco, e os dados experimentais de Kayihan (1982) para *Pinus* da Virgínia. Curva de temperatura do centro do cavaco simulada. Para temperatura do agente de secagem de 100°C e 1,8% de umidade relativa. Dimensões do cavaco: 0,49 x 9 x 46 mm.

A figura 4.1 mostra a comparação dos resultados da simulação com os dados experimentais para umidade total do cavaco e a curva de temperatura simulada do centro do cavaco. Há boa concordância dos resultados de umidade total do sólido do modelo com os dados experimentais, demonstrando que os mecanismos de transporte admitidos neste trabalho (capilaridade de água livre, difusão de vapor e água ligada e condução pura de calor, assim como o efeito de condensação - evaporação considerado nas equações de conservação) foram adequados para descrever bem o fenômeno de secagem de cavaco de *Pinus* da Virgínia para essas condições do agente de secagem e espessura de partícula. O mecanismo de transporte por convecção global devido ao gradiente de pressão total dos gases, desprezado neste modelo, mostrou-se, portanto, pouco significativo para essas condições.

Observa-se ainda na figura 4.1, através de resultados da simulação, que a temperatura do centro do cavaco, cuja temperatura de entrada no processo é 18°C, cresce rapidamente até temperatura de saturação dos gases de secagem (30,4°C), e permanece nela até a água livre da superfície do cavaco se extinguir (em torno de 50s). No patamar em que o centro do cavaco se mantém à temperatura de saturação do gás externo, a taxa de secagem na superfície cresce, e alcança o seu valor máximo. A extinção da água livre da superfície, forma uma zona seca, e uma frente de secagem aparece no interior do cavaco.

A taxa de secagem da superfície cai e a temperatura do centro do cavaco cresce à medida que a secagem prossegue e a frente de secagem caminha da superfície para o centro do cavaco. Quando a frente de secagem se extingue (em torno de 180s), o cavaco não contém mais água livre, a taxa de secagem sofre queda brusca e a temperatura do centro do cavaco começa a subir rapidamente. No final da secagem (240s), o cavaco praticamente alcança o equilíbrio térmico com os gases de secagem, atingindo a sua temperatura de bulbo seco.

Os resultados do confronto da simulação do modelo de secagem de cavaco de Carvalho Branco, para malha de onze pontos nodais ao longo da espessura do cavaco, contra os dados experimentais obtidos por Kayihan (1982) à temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%, estão mostrados na figura 4.2. As constantes dos mecanismos de transporte obtidas desse confronto foram:

$$k_r^\phi = 1,0 \times 10^{-16} \text{ m}^2$$

$$D_b^* = 3,0 \times 10^{-13} \text{ kg/m}^2\text{s}$$

$$S_{ir} = 0,1$$

$$\alpha = 0,004$$

$$h_m = 33 \text{ J/m}^2\text{sK}$$

O valor da porosidade de Carvalho Branco seco, ϵ_s , é igual a 0,64 e as dimensões do cavaco são: 0,41 x 9 x 46mm.

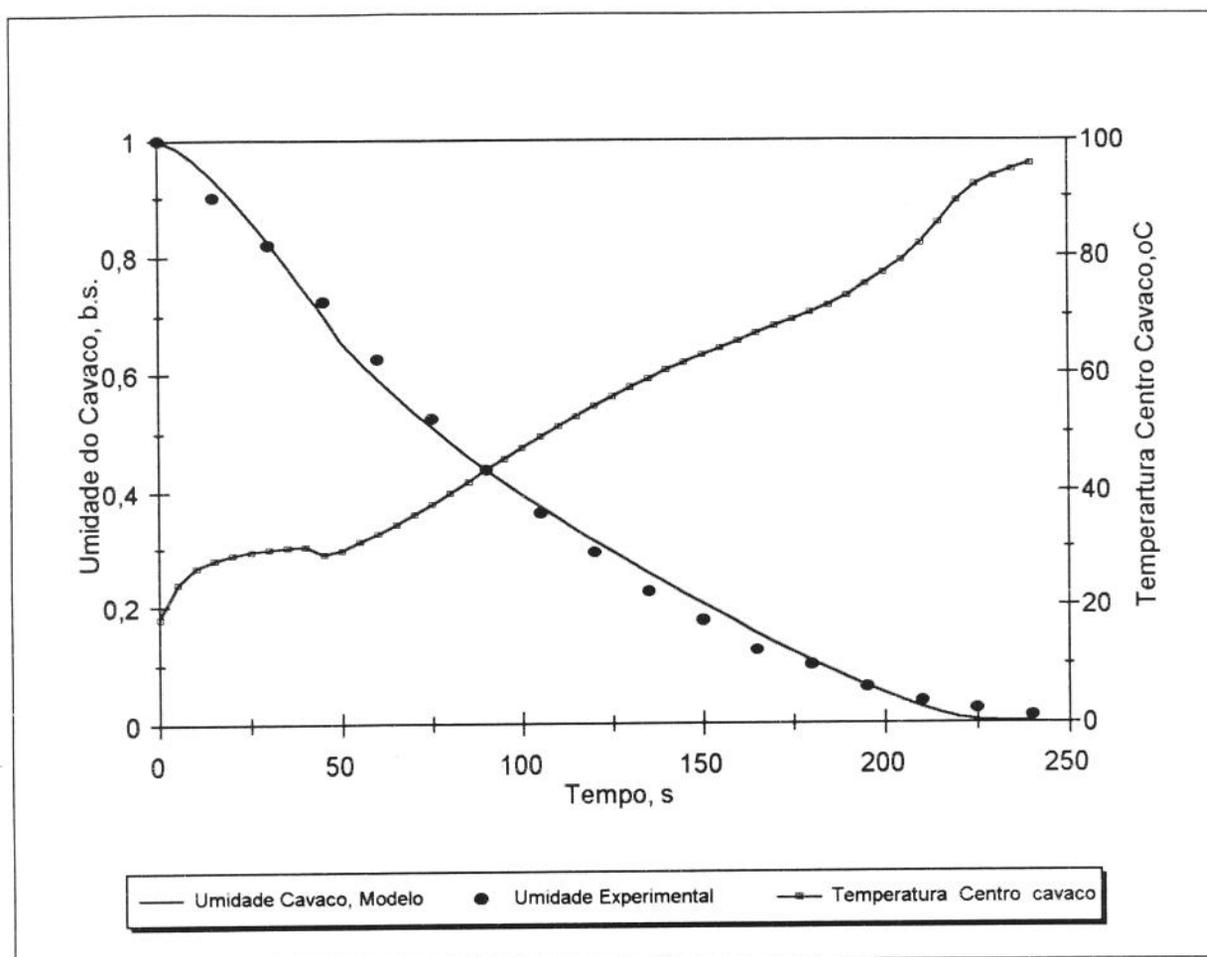


Figura 4.2- Comparação entre os resultados da simulação do modelo, para 11 pontos nodais na malha da espessura do cavaco, e os dados experimentais de Kayihan (1982) para Carvalho Branco. Curva de temperatura do centro do cavaco simulada. Para Temperatura do agente de secagem de 100°C e 1,8% de umidade relativa. Dimensões do cavaco: 0,41 x 9 x 46 mm.

A figura 4.2 compara os resultados da simulação do modelo desenvolvido neste trabalho, utilizando-se das constantes obtidas acima, com os dados experimentais de secagem de cavaco de Carvalho Branco, mostrando uma boa concordância entre eles. Os comentários feitos com relação a figura 4.1 para secagem de cavaco de *Pinus* da Virgínia valem também para secagem de cavaco de Carvalho Branco mostrada na figura 4.2.

Pode-se observar que a constante de capilaridade, k_f^ϕ , obtida para o Carvalho Branco é cinco vezes menor que a do *Pinus* da Virgínia, mostrando que o fluxo por capilaridade do primeiro quase se aproxima de um fluxo com mecanismo por difusão. De fato, quanto menor é a constante de capilaridade, menor é a permeabilidade da madeira ao fluxo de líquido e mais este se assemelha ao fluxo por difusão.

4.1.2- Comparação do Modelo Proposto aos Dados Experimentais de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) - Alta Temperatura.

Stanish, Schajer e Kayihan (1986), propuseram um modelo, hoje considerado clássico, para secagem de madeira, onde consideraram os seguintes mecanismos de transporte: convecção global de água livre devido ao gradiente de pressão total da fase líquida (pressão total dos gases menos pressão de capilaridade), convecção global de vapor e de ar devido ao gradiente de pressão total dos gases, difusão de vapor e de ar devido aos respectivos gradientes de concentração, difusão de água ligada devido ao gradiente de potencial químico da mesma e finalmente condução pura de calor (vide item 1.2.1 do capítulo 1).

O modelo desenvolvido neste trabalho considerou todos esses mecanismos a menos da convecção global devido ao gradiente de pressão total dos gases.

Para validar o seu modelo, Stanish, Schajer e Kayihan (1986) fizeram ensaio de secagem de tábua de madeira de “Southern Pine”, de 5 x 15 x 40 cm, onde obtiveram boa concordância experimental. As constantes dos mecanismos de transporte e o coeficiente de transferência de calor por convecção na camada limite externa, para velocidade do ar de 13 m/s, que obtiveram através do ajuste experimental, para esse tipo de madeira, foram:

$$k_f^\phi = 5,0 \times 10^{-16} \text{ m}^2$$

$$k_g^\phi = 5,0 \times 10^{-15} \text{ m}^2$$

$$D_b^* = 3,0 \times 10^{-13} \text{ kg/m}^2\text{s}$$

$$S_{ir} = 0,1$$

$$\alpha = 0,05$$

$$h_m = 87 \text{ J/m}^2\text{s K}$$

A figura 4.3 mostra a comparação do modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986) aos dados experimentais de secagem de tábua de “Southern Pine”, com ar de secagem à 175°C e os resultados de umidade total do sólido e temperatura do centro da tábua do modelo de secagem desenvolvido no presente trabalho. As constantes de transporte utilizadas na simulação do modelo, foram as mesmas obtidas pela simulação de Stanish, Schajer e Kayihan, inclusive o coeficiente de transferência de calor por convecção do gás externo.

Pode-se observar através da figura 4.3, que a concordância experimental de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), embora apresente desvios dos dados experimentais de até 80% (no instante de 175s), consegue adequar-se melhor aos dados experimentais, que o modelo desenvolvido neste trabalho, que chega a apresentar desvio de até 160%, no mesmo instante. Isso se deve fundamentalmente, a ter-se desprezado o transporte por convecção global devido ao gradiente de pressão total dos gases no interior da tábua de madeira. Esses resultados, mostram, que, para esse nível de temperatura dos gases de secagem e espessura da tábua de madeira, esse mecanismo de secagem passa a ser significativo, e não deve ser desprezado.

No entanto, os dois modelos conseguiram praticamente prever o tempo final de secagem, uma vez que o efeito de convecção global dos gases é mais significativo, enquanto existe a frente de secagem. Provavelmente os desvios apresentados no modelo de Stanish, Schajer e Kayihan (1986), se deve ao fato de terem desprezado efeito de encolhimento da madeira e efeito de gravidade.

O efeito de convecção global, considerado no modelo de Stanish, Schajer e Kayihan, suaviza a curva de umidade da tábua, logo no início da secagem (dez primeiros minutos), porque, neste período o mecanismo de transporte de massa que domina é o de capilaridade, cuja força motora é o gradiente de pressão total dos gases menos o gradiente da pressão capilar, que acabam se compensando. Por isso o modelo de Stanish, Schajer e Kayihan não apresenta a quebra na curva de umidade, neste período, que aparece no modelo deste trabalho, que desconsiderou o diferencial de pressão total dos gases.

O efeito de convecção global, só parece ser significativo, para os tipos de madeira testadas por Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para temperaturas do agente de secagem acima de 125°C. Eles mostraram experimentalmente que, na secagem com gases a esta temperatura, a temperatura do centro da tábua de “Southern Pine”, sobe até 100°C, e praticamente permanece nela até a frente de secagem se extinguir, demonstrando que a pressão interna permanece à pressão atmosférica. Para tábua de “Douglas Fir”, o mesmo fenômeno ocorre, pois a temperatura medida a um quarto de profundidade com relação à superfície, se manteve à 100°C, enquanto existia água livre, elevando-se acima dela após a extinção completa da água livre do sólido. Esse comportamento, vem demonstrar, que praticamente a pressão dos gases interno à tábua, à essa temperatura do agente de secagem, se mantém igual à atmosférica no interior do sólido, não havendo, por isso, gradientes de pressão total dos gases.

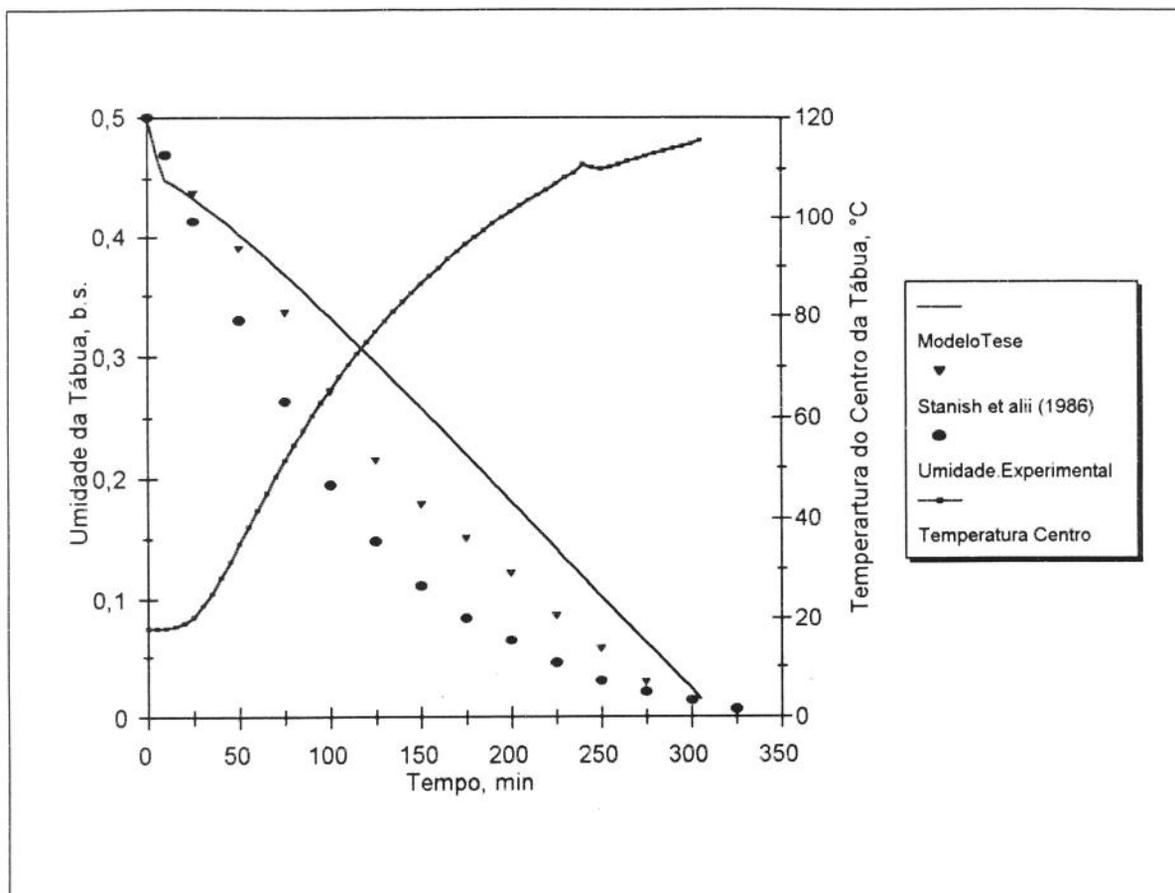


Figura 4.3 - Comparação entre os resultados de umidade total do modelo desenvolvido neste trabalho, os do modelo de Stanish, Schajer e Kayihan(1986) e os dados experimentais de tábua de "Southern Pine". Apresentação da temperatura do centro da tábua simulada pelo modelo deste trabalho. Para temperatura dos gases de secagem de 175°C, velocidade do ar 13m/s; ponto de orvalho do ar 10°C. Dimensões da tábua 5 x 15 x 40 cm.

4.2- COMPORTAMENTO DOS PERFIS DE CONCENTRAÇÃO DE CADA UMA DAS FASES E DE TEMPERATURA AO LONGO DA ESPESSURA DO CAVACO EM FUNÇÃO DO TEMPO

As figuras de 4.4 a 4.8 mostram, respectivamente, os perfis de temperatura, de umidade total, de concentrações de cada uma das fases; água livre, água ligada e vapor, ao longo da espessura do cavaco, parametrizados com o tempo. Os valores plotados nestas figuras estão apresentados também na quadro 4.1, do item 4.3.2.

Esses perfis foram resultados da simulação de cavaco de *Pinus* da Virginia, cuja adequação da umidade média da simulação do modelo à dados experimentais está mostrada na figura 4.1. Como a concordância experimental foi boa para as condições de temperatura do agente de secagem e espessura de cavaco, decidiu-se adotar este caso para estudar os perfis das variáveis dependentes e os efeitos nas equações de conservação.

A figura 4.4 mostra que os perfis de temperatura são constantes em qualquer instante durante a secagem, indicando que a condutibilidade térmica da madeira é suficientemente alta para que o transporte de energia no interior do cavaco, em nenhum momento, passe a ser o fator limitante da secagem, para esse nível de temperatura do agente de secagem.

Observando-se a figura 4.5 verifica-se, que os diferenciais de umidade total são bastante acentuados ao longo da espessura do cavaco. Nos primeiros 50s, isso se deve, principalmente, aos gradientes de concentração de água livre (figura 4.6). Neste período o mecanismo de transporte de massa que prevalece é o de capilaridade da água livre, uma vez que os perfis de umidade ligada e vapor, até esse instante, são praticamente constantes (figuras 4.7 e 4.8), e seus fluxos praticamente nulos. A partir de 50s, a água livre da superfície se extingue e o mecanismo de transporte por difusão de água ligada e vapor passam a determinar a secagem.

Pela figura 4.6, verifica-se que no instante 60s, a superfície do cavaco não possui mais água livre e uma frente de evaporação aparece, delimitando a presença de água livre dentro dela. Fora dela só existe água ligada e vapor. Pode-se, ainda, acompanhar a frente de evaporação, onde nos instantes 60, 90, 120, 150s, a frente já ultrapassou as cotas 0.05, 0.1, 0.2, 0.3 do cavaco respectivamente, visto que a concentração de água livre vai se anulando, sucessivamente, nessas cotas. No instante 180s já não existe mais frente de evaporação, restando somente água ligada à madeira do cavaco.

Através da figura 4.7, observa-se que os perfis de concentração de água ligada se mantêm quase constantes, enquanto existe água livre. Esse fenômeno ocorre, porque na presença de água livre, a concentração de água ligada está em equilíbrio com o vapor saturado. A concentração de saturação da água ligada só é função da temperatura. Como a temperatura ao longo da espessura do cavaco praticamente não varia (figura 4.4), o perfil de água ligada na saturação também não, e o seu fluxo praticamente inexistente nesta região. O fluxo de água ligada só é significativo na zona seca, zona esta demarcada pelas superfície de evaporação e superfície do cavaco, uma vez que os gradientes de concentração de água ligada passam a ser bastante significativos nesta zona, e apresenta o seu máximo com o aparecimento da frente de

secagem . A partir da extinção da frente de secagem, a concentração e os diferenciais de concentração de água ligada entre o centro e a superfície do cavaco vão diminuindo, devido à diminuição da concentração de água ligada no interior do cavaco, até o sólido secar completamente (em torno de 240s).

Os perfis de concentração de vapor, apresentados na figura 4.8, na presença de água livre, são quase constantes. O vapor, nestas condições está saturado, e sua concentração no interior desse meio poroso, depende não só da temperatura mas também da porosidade efetiva da madeira. Os perfis na saturação (zona molhada) variam levemente ao longo do cavaco devido principalmente à liberação dos poros da madeira à medida que a água livre vai se extinguindo (aumento da porosidade efetiva), e os perfis de temperatura permanecem praticamente constantes ao longo da espessura do cavaco. Quando só existe água ligada , a concentração de vapor é dada pelas isotermas de sorção da madeira , e aumenta com a concentração de água ligada, e praticamente não varia com a temperatura ao longo da espessura do cavaco, devido ao seu perfil pistonado. Além disso, os interstícios do cavaco se liberam completamente quando a água livre se extingue, o que explica os picos na concentração de vapor da madeira a partir do momento em que isso ocorre. Diante dessas observações, pode-se, ver, através da figura 4.7, que os diferenciais de concentração de vapor entre a superfície do cavaco e a frente de evaporação são cada vez maiores à medida que a frente se retrai, atingindo o seu máximo quando a frente alcança o centro do cavaco e se extingue (em torno de 180s) . A partir da extinção da frente de secagem, a concentração e os diferenciais de concentração de vapor, entre o centro e a superfície do cavaco vão diminuindo, devido à diminuição da concentração de água ligada, até o sólido secar completamente (em torno de 240s).

Shusheng, Keey e Langrish (1992) desprezaram os fluxos de água ligada e de vapor na zona molhada na modelagem de secagem à 125°C de tábua de *Pinus Radiata*, e obtiveram boa concordância experimental. A simulação do modelo desenvolvido neste trabalho, que considerou esses fluxos, veio corroborar a validade dessa hipótese.

A ordem de grandeza da concentração de vapor é de cem a mil vezes menor que a concentração de água livre e água ligada, não sendo significativa na avaliação da umidade total. No entanto, os fluxos de vapor são fundamentais para a determinação do efeito de evaporação - condensação no balanço de energia e de líquido. Este efeito é bastante significativo na superfície e no interior do cavaco na zona seca, frente ao efeito de condução pura, como mostrado no item 4.3, deste capítulo.

Concluindo, os resultados da simulação apresentados nas figuras de 4.4 a 4.8, mostram que à temperatura do agente de secagem de 100°C e para a espessura de cavaco de 0,49mm, a superfície externa do cavaco seca rapidamente, enquanto a temperatura do cavaco aumenta ao longo do tempo, praticamente sem diferenciais de temperatura ao longo da espessura do cavaco (figura 4.4). Uma frente de secagem aparece assim que a umidade livre se extingue na superfície do cavaco atingindo neste ponto o chamado ponto de saturação de fibra. A água livre flui do centro do cavaco para a frente de secagem, mas a uma taxa menor que a umidade total se transporta da frente para a superfície do cavaco. A frente, então, se retrai em direção ao centro do cavaco.

Os resultados da simulação mostram, ainda, que durante a secagem o diferencial de temperatura na camada limite externa é significativamente maior que o diferencial de temperatura entre a superfície e o centro do cavaco (figura 4.4). Ao mesmo tempo, o diferencial de concentração de vapor na camada limite externa, quando não existe mais água livre na superfície do cavaco, é significativamente menor quando comparado aos diferenciais de concentração de vapor e de água ligada entre a superfície e a frente de secagem no interior do cavaco. Isso sugere que a essa temperatura do agente de secagem, tanto a transferência de calor externa quanto o transporte de umidade interna são fatores importantes na determinação das taxas de secagem.

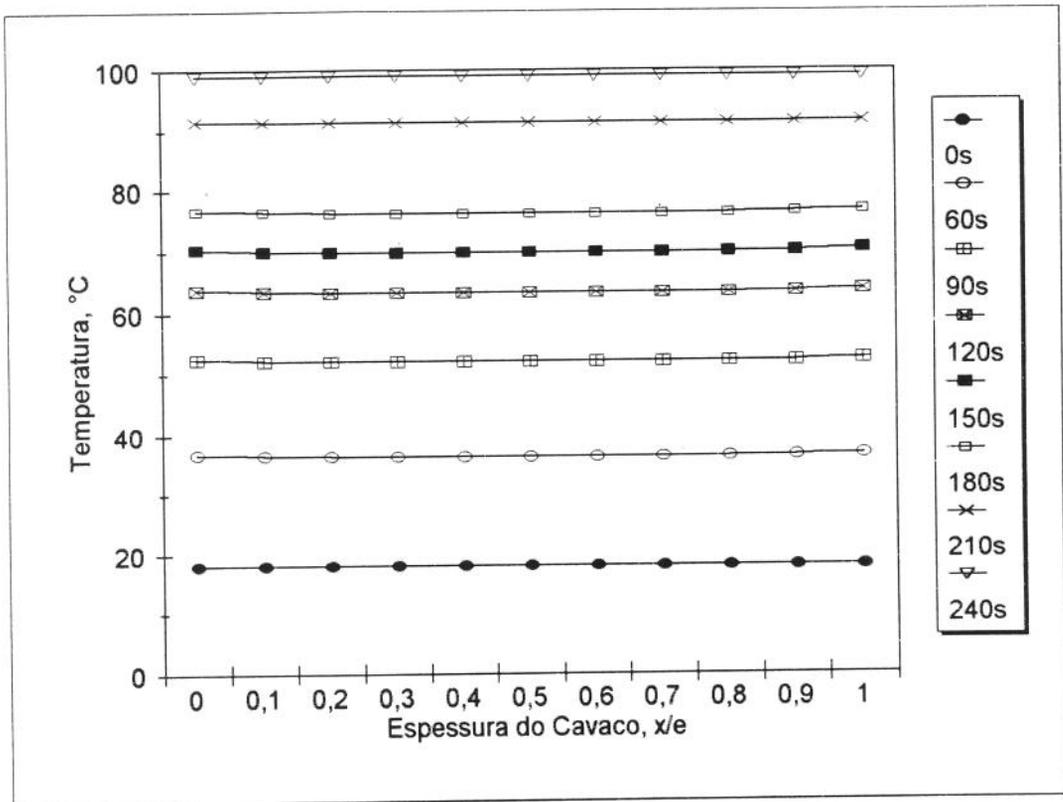


Figura 4.4-Perfis de temperatura do cavaco de *Pinus* da Virginia em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.

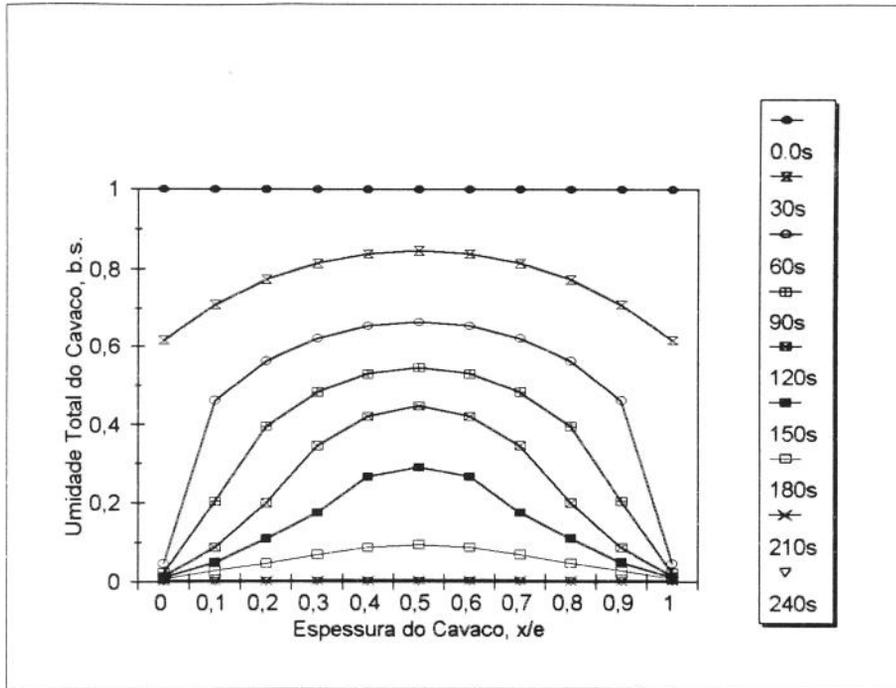


Figura 4.5-Perfis de umidade total cavaco de *Pinus* da Virginia em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.

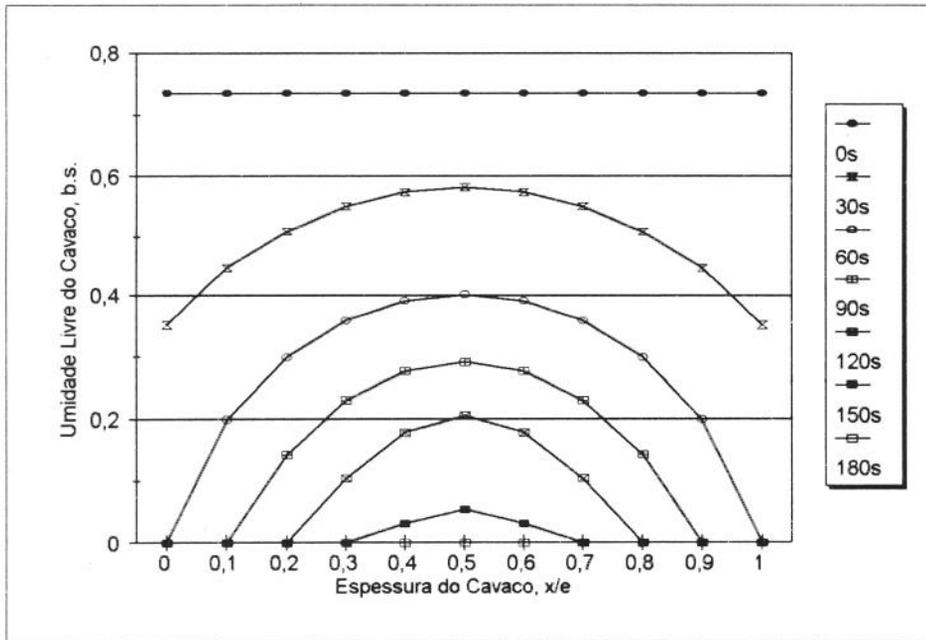


Figura 4.6-Perfis de concentração de água livre do cavaco de *Pinus* da Virginia em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.

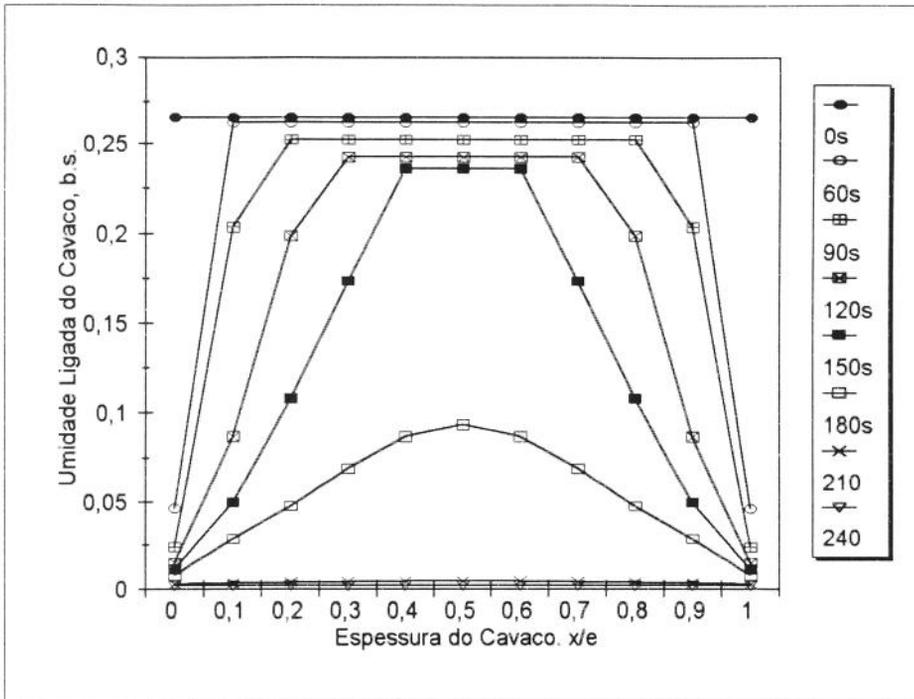


Figura 4.7-Perfis de concentração de água ligada do cavaco de *Pinus* da Virginia em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.

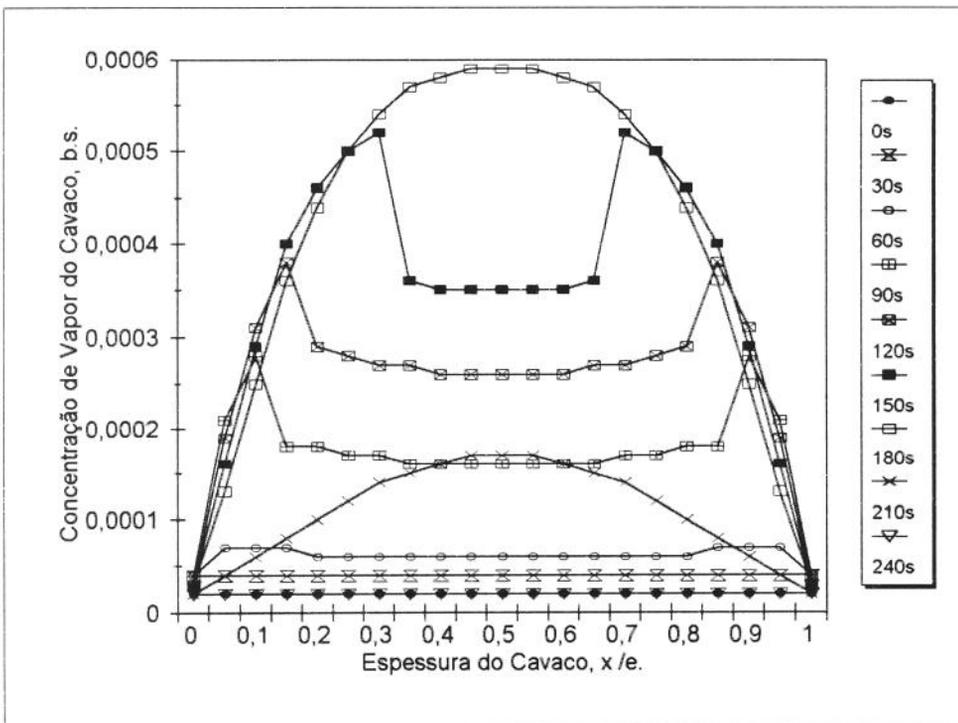


Figura 4.8-Perfis de concentração de vapor do cavaco de *Pinus* da Virginia em função do tempo. Temperatura do agente de secagem de 100°C e umidade relativa de 1,8%.

4.3- AVALIAÇÃO DA ORDEM DE GRANDEZA DOS EFEITOS NA EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DE ENERGIA E DE LÍQUIDO PARA BAIXA TEMPERATURA E BAIXA UMIDADE DO AGENTE DE SECAGEM (100°C, 0,011 b.s.).

Neste ítem será discutida a ordem de grandeza de cada um dos efeitos constituintes das equações de conservação de energia (equação 2.8, capítulo 2) e de conservação de massa de líquido (equação 2.1 capítulo 2), uma vez que essa discussão servirá para validar os fatores assumidos e desprezados no modelo desenvolvido neste trabalho, para a temperatura do agente de secagem de 100°C.

A quadro 4.1 mostra os resultados da simulação dos efeitos constituintes da equação de conservação de energia e de massa de líquido ao longo do cavaco, além dos perfis de concentração de líquido, de água ligada, de temperatura, de água livre, de vapor, de umidade total e de fluxos de vapor e de líquido com o tempo. Esses resultados foram obtidos da simulação de cavaco de *Pinus* da Virgínia, cuja concordância do modelo proposto aos dados experimentais está mostrada na figura 4.1. Os perfis de umidade total, concentração de água livre, de água ligada, de vapor e de temperatura, mostrados nesta quadro, estão plotados nas figuras de 4.4 a 4.8, respectivamente.

4.3.1- Discussão sobre os Efeitos na Equação de Conservação de Energia.

A equação de energia apresentada no capítulo 2 , equação (2.8), a menos da energia interna de desorção da água ligada, é :

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial J_q}{\partial x} - \Delta H R_{evap} - J_{bf} c_{pbf} \frac{\partial T}{\partial x} - J_v c_{pv} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4.1)$$

O efeito de condução de calor, DJq, é:

$$DJq = - \frac{1}{(\rho C_p)} \frac{\partial J_q}{\partial x} \quad (4.1a)$$

O efeito de evaporação-condensação, EEv, é:

$$EEv = - \frac{\Delta H R_{evap}}{\rho C_p} \quad (4.1b)$$

O efeito de convecção de calor devido à difusão de líquido, EC_{bf}, é :

$$EC_{bf} = - \frac{J_{bf} c_{pbf}}{\rho C_p} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4.1c)$$

O efeito de convecção de calor devido à difusão de vapor, EC_v, é:

$$EC_v = - \frac{J_v c_{pv}}{\rho C_p} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4.1d)$$

Os valores desses efeitos aparecem na quadro 4.1, resultados da simulação do modelo proposto para cavaco de *Pinus* da Virgínia, cuja adequação experimental está mostrada na figura 4.1.

Para facilitar a leitura da ordem de grandeza de cada um dos efeitos na equação de energia, foram plotados na figura 4.9, os valores absolutos de cada um deles em escala logarítmica em função do tempo, para a superfície do cavaco e para a cota 0,2 do interior do mesmo. Os efeitos de valor zero, foram substituídos por valores bem pequeno frente aos outros ($\sim 0^{-10}$), para que pudessem aparecer no gráfico em escala logarítmica.

Pode-se observar, através da figura 4.9 e quadro 4.1, que na superfície do cavaco e a qualquer instante o efeito de condução e de evaporação - condensação são de mesma ordem de grandeza, já o efeito de convecção de calor devido à difusão de vapor é na maior parte do tempo de ordem de grandeza mil vezes menor que a dos dois primeiros. O efeito de convecção de calor na superfície, por difusão de líquido é zero porque o fluxo de líquido da superfície para a camada limite externa também é zero. Por isso esse efeito, na superfície, não aparece na figura 4.9 .

Na cota 0,2 do interior do cavaco, o efeito de condução varia de dez vezes maior à mesma ordem de grandeza do efeito de evaporação, já o efeito de convecção de líquido é de ordem mil vezes menor que os dois primeiros efeitos e o de convecção de vapor da ordem de dez mil vezes menor , quando existe.

Esse comportamento se mantém para outras cotas do interior do cavaco ao longo do tempo (quadro 4.1).

Essas observações permitem afirmar que os efeitos de convecção por difusão de vapor e de líquido podem ser desprezados na equação de conservação de energia, como foi feito no modelo admitido por este trabalho, sem prejuízo dos resultados, para esse nível de temperatura do agente de secagem. Já o efeito de condensação - evaporação, que acopla a transferência de calor ao transporte de massa é, na maior parte do tempo de secagem, da mesma ordem de grandeza do efeito de condução, para todo o cavaco, quando não é maior. Não podendo, portanto, ser desprezado.

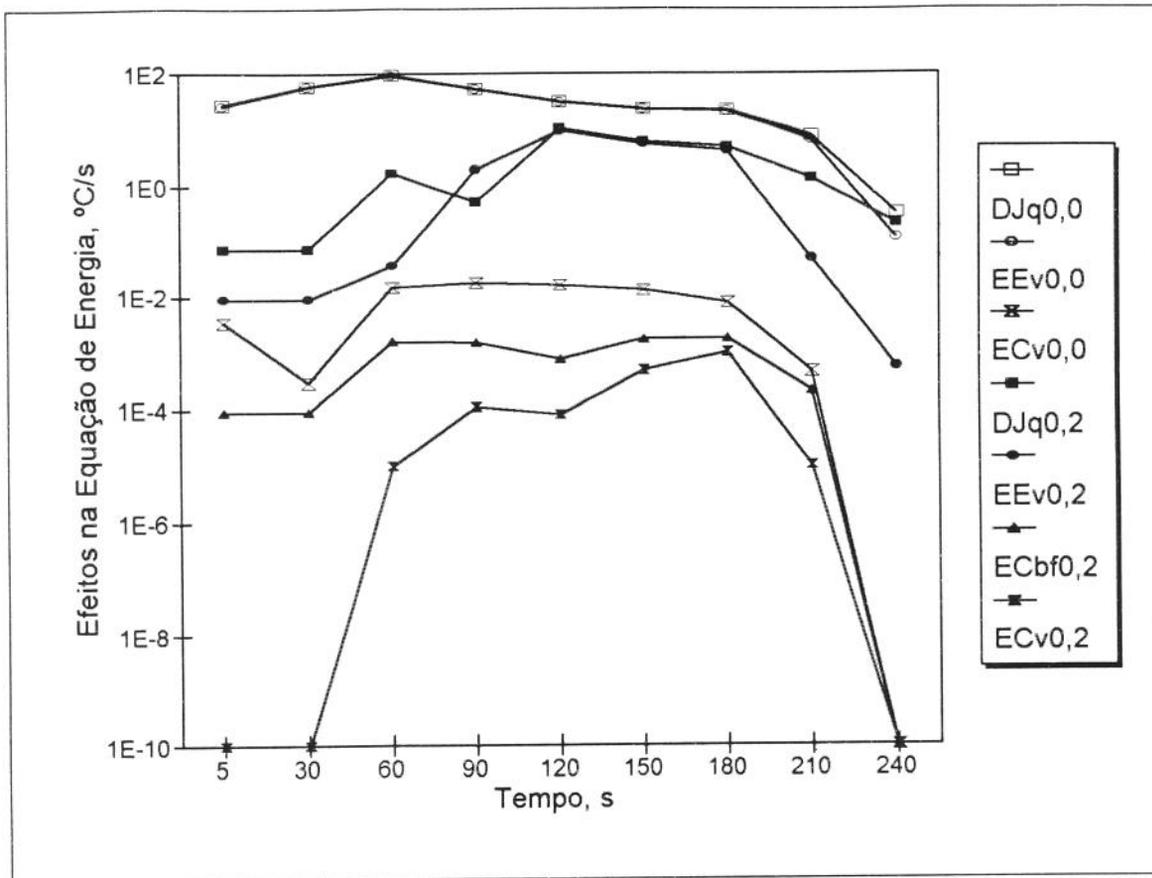


Figura 4.9- Valores absolutos dos efeitos na equação de conservação de energia em função do tempo, na superfície e na cota 0,2 do interior do cavaco. Efeitos de condução, na superfície e cota 0,2, respectivamente, $DJq_{0,0}$, $DJq_{0,2}$; de condensação- evaporação, $EEv_{0,0}$, $EEv_{0,2}$; de convecção por difusão de vapor, $ECv_{0,0}$, $ECv_{0,2}$; e de convecção por difusão de líquido na cota 0,2 do cavaco, $ECbf_{0,2}$. *Pinus* da Virgínia, temperatura do agente de secagem 100°C , umidade relativa 1,8%.

Pode-se observar, ainda na quadro 4.1, que na superfície o efeito de evaporação- condensação cai em valor absoluto, a partir do instante em que água livre se extingue (60s), porque a pressão do vapor da superfície já não é a de saturação e a taxa de evaporação, R_{evap} , diminui. Isso provoca um aumento da temperatura do cavaco. O diferencial de temperatura da camada limite externa cai, provocando queda do fluxo de calor do gás para o cavaco. O efeito de condução, na superfície, então, diminui.

Com relação à cota 0,2, o efeito de evaporação começa a aumentar a partir do instante em que os poros da madeira começam a ser liberados da água livre e o vapor começa a ocupar esses espaços. De forma diferente do que ocorre na superfície, o efeito de evaporação continua aumentando até se igualar em ordem de grandeza ao efeito de condução a partir do instante em que a frente de secagem alcança essa cota. A ordem de grandeza dos dois efeitos se mantém a mesma, enquanto a frente de

evaporação não se extingue e não existe mais água livre no cavaco. A partir desse instante o efeito de evaporação-condensação cai em ordem de grandeza com relação ao efeito de condução. Pode-se observar na quadro 4.1, que o efeito de evaporação é sempre maior em valor absoluto, na superfície e no ponto nodal anterior ao da frente de evaporação (zona seca). Por isso, a temperatura do cavaco também sempre é levemente menor neste último ponto e a concentração de vapor sempre maior.

4.3.2- Discussão sobre os Efeitos na Equação de Conservação de líquido.

A equação de energia dada pela equação (2.1), capítulo 2, é:

$$\frac{\partial(\rho_s C_{bf})}{\partial t} = -\frac{\partial J_{bf}}{\partial x} - R_{evap} \quad (4.2)$$

O efeito de difusão de líquido, DJbf, é :

$$DJbf = -\frac{\partial J_{bf}}{\partial x} \quad (4.2a)$$

O efeito de evaporação- condensação da equação de conservação de líquido, que é a própria taxa de evaporação, EEvbf, é:

$$EEvbf = -R_{evap} \quad (4.2b)$$

Os valores desses efeitos aparecem na quadro 4.1, resultados da simulação do modelo proposto para cavaco de *Pinus* da Virgínia, cuja concordância experimental está mostrada na figura 4.1.

Para facilitar a leitura da ordem de grandeza de cada um dos efeitos da equação de líquido, que aparecem na quadro 4.1, foram plotados na figura 4.10, os valores absolutos de cada efeito em escala logarítmica em função do tempo, para a superfície do cavaco e para a cota 0,2 do interior do mesmo.

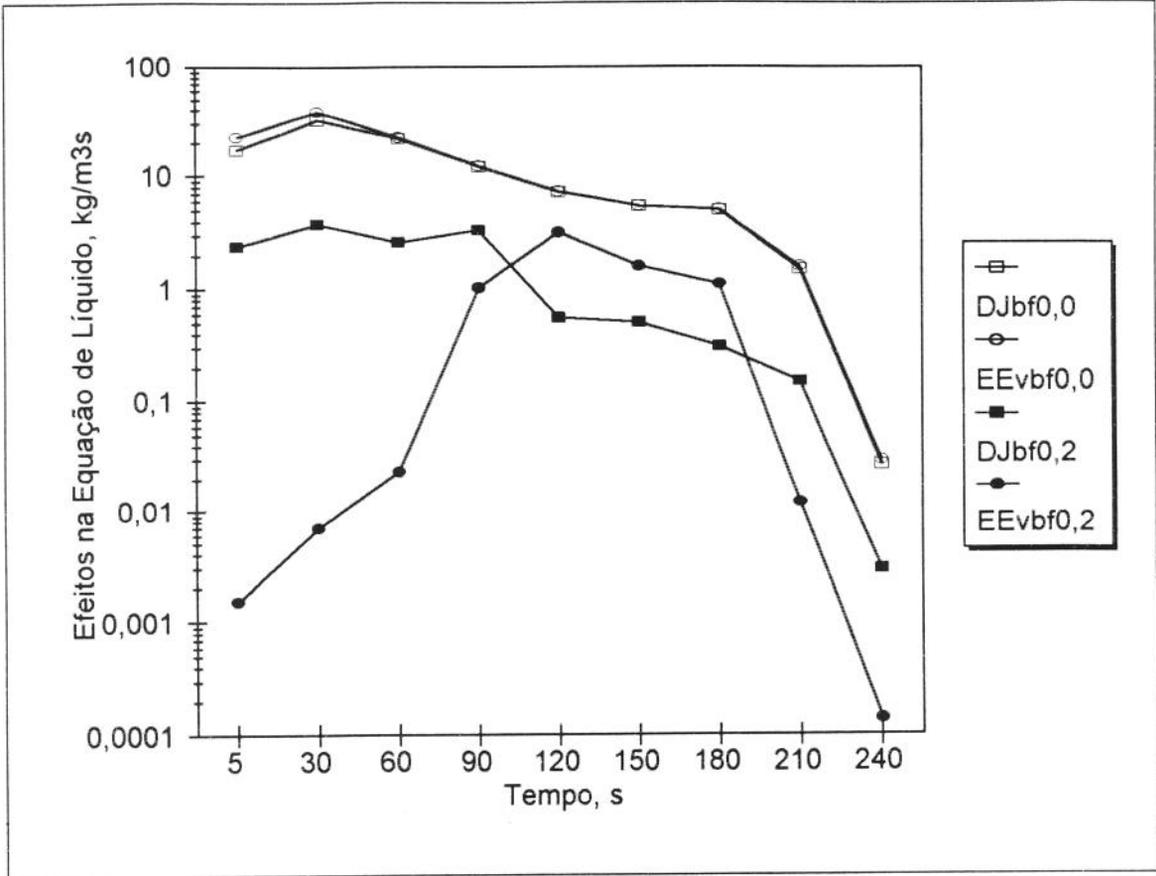


Figura 4.10- Valores absolutos dos efeitos na equação de conservação de líquido em função do tempo, na superfície e na cota 0,2 do interior do cavaco. Efeito de difusão de massa, na superfície e cota 0,2 do cavaco, respectivamente, DJbf0,0, DJbf0,2; de condensação-evaporação, EEvbf0,0, EEvbf0,2. *Pinus* da Virgínia, temperatura do agente de secagem 100°C, umidade relativa 1,8%.

Pode-se observar, através da quadro 4.1 e figura 4.10, que na superfície do cavaco, os efeitos de difusão e de condensação-evaporação são da mesma ordem de grandeza. Para a cota 0,2, a ordem de grandeza do primeiro com relação ao segundo é bastante variável. No instante 5s, o efeito de difusão é mil vezes maior que o de condensação - evaporação e, entre os instantes 120-180s, é em torno de dez vezes menor. O efeito de condensação-evaporação se torna maior que o de difusão em valor absoluto, na cota 0,2, a partir do instante que a frente de evaporação ultrapassa essa cota (quadro 4.1), e que os diferenciais entre a concentração de vapor dessa cota e dos pontos nodais vizinhos passam a ser significativos e de valores diferentes (figura 4.8), por isso, os diferenciais de fluxo de vapor no volume de controle que contém esse ponto nodal também são significativos. O efeito de condensação - evaporação permanece maior que o de difusão até o instante em que a frente de secagem se extingue (não existe mais água livre no cavaco), e os gradientes de fluxo de vapor diminuem, quando não se anulam.

Esse comportamento se mantém para as outras cotas do interior do cavaco (quadro 4.1).

Essas observações confirmam o que já foi dito sobre o efeito de evaporação-condensação na equação de energia, ou seja, que esse efeito, responsável pelo acoplamento dos fenômenos de transferência de calor e massa, não pode ser desprezado na secagem de madeira, para temperatura de 100°C e umidade relativa do agente de secagem de 1,8%.

Espessura x/e,dec	Tempo s	Cbf kg/kgsoL.s.	Cb kg/kgsoL.s.	T °C	Cv kg/kgsoL.s.	Cf kg/kgsoL.s.	X kg/kgsoL.s.	Djbf 1/s	EEvbf 1/s	DjJq °C/s	EEV °C/s	ECbf °C/s	ECV °C/s	Jbf kg/m2s	Jv kg/m2s
0	120	0,01493	0,01493	63,82286	3E-05	0	0,01497	7,20959	-7,27974	31,3379	-30,46127	0	-0,0166	0	0,00038
0,1		0,08716	0,08716	63,50181	0,0003	0	0,08746	1,99569	-2,94788	11,75602	-10,91381	-0,00272	-0,00148	0,00018	0,00021
0,2		0,19937	0,19937	63,37248	0,00038	0	0,19976	0,55555	-3,15618	10,28414	-9,46833	0,00076	8E-05	0,00027	6E-05
0,3		0,3465	0,24279	63,402	0,00026	0,10371	0,34676	-3,68656	1,73405	-2,76503	3,58591	-0,00034	5E-05	0,0003	-9E-05
0,4		0,42164	0,24281	63,38638	0,00024	0,17883	0,42188	-1,68855	0,10901	0,62006	0,20272	-4E-05	0	0,00012	-1E-05
0,5		0,44819	0,24281	63,38135	0,00024	0,20538	0,44843	-1,56185	0,11413	0,61791	0,20496	0	0	0	0
0	150	0,01099	0,01099	70,40449	3E-05	0	0,01102	5,41873	-5,45573	23,36067	-22,81611	0	-0,01323	0	0,00034
0,1		0,04993	0,04993	70,11693	0,00029	0	0,05021	1,35831	-1,70951	7,27168	-6,71979	-0,003	-0,00215	0,00013	0,0002
0,2		0,10838	0,10838	69,94421	0,00044	0	0,10882	0,50177	-1,58547	6,14063	-5,6132	-0,0017	-0,00048	0,0002	0,00012
0,3		0,17405	0,17405	69,86878	0,00049	0	0,17454	1,46426	-3,1254	10,28887	-9,76901	0,00159	0,00014	0,00022	4E-05
0,4		0,26628	0,23619	69,94124	0,00035	0,03009	0,26663	-4,67128	2,19174	-4,59524	5,1121	-4E-05	1E-05	0,0003	-0,00011
0,5		0,28931	0,23619	69,93977	0,00035	0,05311	0,28965	-2,72485	0,14669	0,19011	0,3293	0	0	0	0
0	180	0,00788	0,00788	76,73044	3E-05	0	0,00791	5,0288	-5,09952	21,92825	-21,28384	0	-0,00785	0	0,00027
0,1		0,02866	0,02866	76,52046	0,00021	0	0,02887	-0,19564	-0,14076	1,26116	-0,5696	-0,00319	-0,00177	0,00012	0,00015
0,2		0,04783	0,04783	76,33414	0,00038	0	0,0482	0,30559	-1,08792	4,96292	-4,26786	-0,00173	-0,00099	0,00011	0,00014
0,3		0,06951	0,06951	76,2187	0,00048	0	0,07	-0,49706	-0,91421	4,14438	-3,45527	-0,00091	-0,00028	0,00013	9E-05
0,4		0,0871	0,0871	76,16199	0,00053	0	0,08763	-1,31907	-0,59543	2,8654	-2,18058	-0,00021	-4E-05	0,0001	4E-05
0,5		0,09378	0,09378	76,14528	0,00055	0	0,09432	-1,61645	-0,47919	2,42391	-1,73357	0	0	0	0
0	210	0,00298	0,00298	91,70544	2E-05	0	0,003	1,48336	-1,56078	7,73018	-6,45065	0	-0,00046	0	4E-05
0,1		0,00347	0,00347	91,62717	2E-05	0	0,00349	-0,1038	-0,00734	1,34347	-0,03032	-0,00033	-1E-05	4E-05	0
0,2		0,00388	0,00388	91,56589	3E-05	0	0,00391	-0,14815	-0,0121	1,36621	-0,04996	-0,00021	-1E-05	3E-05	0
0,3		0,0042	0,0042	91,52188	3E-05	0	0,00424	-0,18204	-0,0161	1,38537	-0,06645	-0,0001	0	2E-05	0
0,4		0,00441	0,00441	91,49536	3E-05	0	0,00444	-0,20321	-0,01876	1,39819	-0,07741	-2E-05	0	2E-05	0
0,5		0,00447	0,00447	91,48649	3E-05	0	0,00451	-0,20897	-0,01936	1,40556	-0,07987	0	0	0	0
0	240	0,0019	0,0019	99,04	2E-05	0	0,00192	0,02673	-0,02951	0,33792	-0,12109	0	0	0	0
0,1		0,00191	0,00191	99,0274	2E-05	0	0,00192	-0,00283	-0,00013	0,21962	-0,00054	0	0	0	0
0,2		0,00191	0,00191	99,01756	2E-05	0	0,00193	-0,00294	-0,00014	0,22185	-0,00056	0	0	0	0
0,3		0,00191	0,00191	99,01051	2E-05	0	0,00193	-0,00301	-0,00014	0,22344	-0,00058	0	0	0	0
0,4		0,00191	0,00191	99,00627	2E-05	0	0,00193	-0,00306	-0,00014	0,22441	-0,00059	0	0	0	0
0,5		0,00191	0,00191	99,00486	2E-05	0	0,00193	-0,00307	-0,00015	0,22474	-0,00061	0	0	0	0

Quadro 4.1- Continuação - Perfis de concentração de líquido, água ligada, temperatura, concentração de vapor, de água livre e umidade total com o tempo, efeitos constituintes da equação de líquido e de energia e fluxos de vapor e de líquido ao longo do cavaco em função do tempo. Temperatura do agente de secagem 100°C e umidade relativa 1,8%. (Resultados da simulação de cavaco de Pinus da Virginia, cuja concordância experimental está mostrada na figura 4.1)

4.4 -COMPORTAMENTO DAS CURVAS DE SECAGEM.

Neste item será discutido o comportamento das curvas de secagem de cavaco de *Pinus* da Virgínia, ao se variar separadamente: a temperatura do agente de secagem; a sua umidade absoluta e as dimensões do cavaco, mantendo-se constantes todas as outras variáveis do processo. Essas curvas devem ser examinadas sob o ponto de vista qualitativo, uma vez que não se tem comprovação experimental para parâmetros do cavaco de *Pinus*, tais como os coeficientes de obstrução dos poros da madeira para as granulometrias de cavaco utilizadas nas simulações. Além disso, já se mostrou no item 4.1.2 que o efeito de convecção global, devido ao gradiente de pressão total dos gases, desprezado no modelo simulado, é significativo, para temperatura do agente de secagem de 175°C e espessura de 5 cm. Provavelmente passa a sê-lo acima de 125°C, como mostrou, Stanish, Schajer e Kayihan (1986), para “Southern Pine” e “Douglas Fir” e Shusheng, Keey e Langrish (1992), para *Pinus Radiata*. Por isso as curvas de secagem para temperaturas do agente acima de 125°C, embora obtidas para espessura de cavaco bem menor, provavelmente, superestimam o tempo de secagem.

As constantes de transporte e porosidade utilizadas em todas as simulações que geraram as curvas deste item 4.4, foram as mesmas referentes a *Pinus* da Virgínia (item 4.1.1), a menos do coeficiente de obstrução dos poros do cavaco, e do coeficiente de transferência de calor da camada limite externa, que foi calculado, para cada instante, através da equação (2.42), do capítulo 2, para velocidade do agente de secagem de 2 m/s:

$$k_f^\phi = 5,0 \times 10^{-16} \text{ m}^2$$

$$D_b^* = 3,0 \times 10^{-13} \text{ kg/m}^2\text{s}$$

$$S_{ir} = 0,$$

$$\alpha = 0,05$$

$$\varepsilon_s = 0,73$$

O objetivo da construção dessas curvas é avaliar a variação do tempo de secagem para a faixa de dimensões de cavaco do setor de celulose e papel, a influência de alta umidade e da temperatura do agente de secagem nesse tempo, uma vez que a motivação para execução deste trabalho foi a secagem de cavaco de madeira com os gases efluentes de gerador de vapor operando com esse combustível.

As faixas de temperatura do agente de secagem (100 a 200°C), de umidade absoluta (0,012 a 0,17 kg água /kg gás seco) e de dimensões do cavaco, (quadro 4.2), serão provavelmente as encontradas no interior de um secador operando com gases de

combustão de geradores de vapor do setor de celulose e papel que queimam cavaco e que possuem preaquecedor de ar de combustão.

4.4.1- Comportamento das Curvas de Secagem - Variação da Temperatura do Gás.

As curvas de secagem parametrizadas com a temperatura do agente de secagem, mostradas na figura 4.11, devem ser avaliadas sob o ponto de vista qualitativo, uma vez que para temperaturas do agente de secagem acima de 125°C o efeito de convecção global devido ao diferencial de pressão dos gases é significativo para *Pinus*, e o tempo de secagem, para curvas com temperatura acima desta, está superestimado. No entanto, não se deve perder de vista que a cinética de secagem desenvolvida neste trabalho é apenas o primeiro passo para uma simulação global de secagem de cavaco de madeira em um determinado tipo de secador. Tomando como exemplo o secador rotativo, o perfil de temperatura dos gases ao longo deste tipo de equipamento tem queda próxima a de uma exponencial, que tende assintoticamente para a temperatura de saturação dos gases. Kamke (1984) fez testes de secagem, em escala piloto, com serragem de madeira em secador rotativo variando a temperatura do ar de secagem na entrada do secador de 161,8 a 267,3°C. Em todos os testes a temperatura do agente de secagem caiu abaixo de 125°C no primeiro terço do comprimento do secador. A umidade da serragem caiu de 1,4 para 0,6 a 0,12 kg água/kg sólido seco, conforme a temperatura dos gases e vazões de gases e sólidos alimentadas. Isso ocorre se o equipamento estiver operando próximo a condições de projeto.

A partir dessas observações pode-se concluir que, considerando um secador rotativo, na maior parte do tempo de secagem o cavaco estará submetido a condições de temperatura onde a convecção global de massa, no seu interior, não é significativa.

Pode-se observar através da figura 4.11, que para todas as temperaturas do agente de secagem, a umidade do cavaco aumenta, no início da secagem. O cavaco, quando entra no processo na simulação, está à temperatura de 25°C e a pressão de saturação do vapor de água na sua superfície é menor que a pressão parcial de vapor do agente de secagem, que contém alta umidade. O vapor, então, flui do seio do gás em direção à superfície do cavaco se condensando nela. Quando a superfície do cavaco alcança a temperatura em que a pressão de saturação é maior que a do seio do gás, esse fluxo se inverte e o cavaco começa a perder umidade.

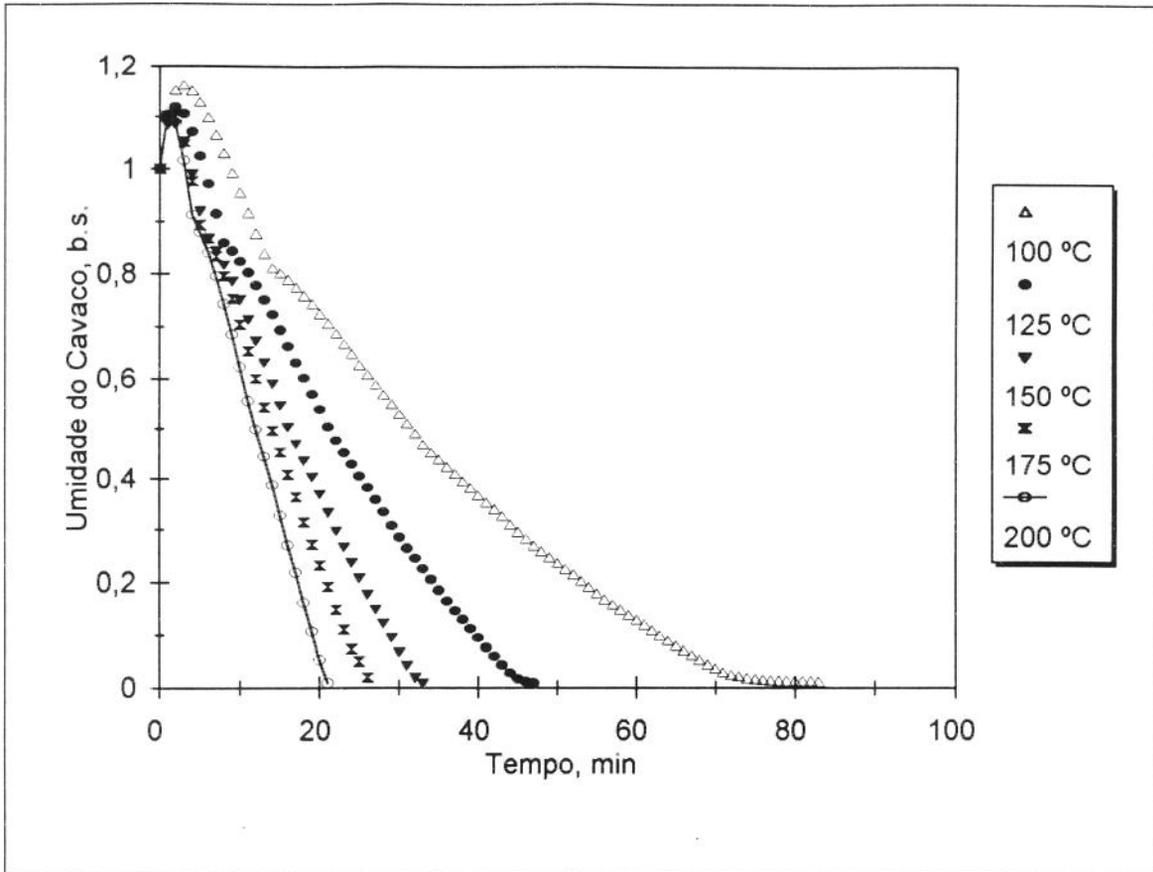


Figura 4.11 - Curvas de umidade do cavaco de *Pinus* da Virgínia, a diferentes temperaturas do agente de secagem. Velocidade do gás 2 m/s, umidade absoluta do gás 0,14 kg água/ kg gás seco. Dimensões do cavaco: 5 x 35 x 50 mm.

Pode-se observar, ainda, através da figura 4.11, que mesmo não considerando a convecção global de massa devido ao gradiente de pressão total dos gases, o tempo de secagem do cavaco até 0,2 kg água/ kg sol. seco, em condições de secagem de 200°C é da ordem de 30% menor que o do cavaco seco à 150°C. Para a secagem da superfície até o ponto de saturação de fibra dessas duas curvas (em torno de 0,85kg água /kg sol. seco), a diferença entre os tempos de secagem é praticamente nula. Isso mostra que a influência da temperatura é insignificante, para o modelo simulado, entre essas duas condições de secagem, quando o mecanismo limitante do processo de secagem é o de transferência de calor por convecção na camada limite externa, no entanto, quando o fator limitante passa a ser a difusão de vapor da frente de evaporação para a superfície do cavaco e o de difusão de água ligada, a influência da temperatura dos gases passa a ser significativa, uma vez que estes dois mecanismos de transporte são bastante sensíveis à temperatura.

Stanish, Schajer e Kayihan (1986), que consideraram o efeito de convecção global dos gases, chegaram à conclusão que quando a permeabilidade da madeira ao gás é suficientemente alta, de forma a não oferecer resistência ao fluxo de gases (condições em que os diferenciais de concentração de vapor ao longo do cavaco praticamente inexistem), e esse efeito é significativo o processo de secagem é controlado praticamente pela transferência externa e interna de calor. A resistência interna à transferência de calor passa a ser o fator limitante quando a frente de ebulição se forma e os diferenciais de temperatura entre a superfície do cavaco e a frente passam a ser significativos. Quando a frente se extingue, o fator limitante passa a ser novamente a transferência de calor na camada limite externa.

Entre as curvas de temperatura do agente de secagem de 100 e 150°C a diferença no tempo para secar o cavaco até à umidade de 0,2 kg água/kg sol. seco é de aproximadamente 100%. Isso ocorre devido a dois fatores: primeiro, o processo de umidificação do cavaco no início da secagem, é maior e mais lento para a temperatura de 100°C e segundo, quando os mecanismos de difusão de massa de vapor e água ligada começam a limitar o processo na superfície do cavaco (ponto de saturação de fibra), essas curvas começam a se distanciar , uma vez que a temperatura tem influência significativa sobre esses dois mecanismos de transporte.

4.4.2 - Curvas de Secagem - Variação da Umidade Absoluta do Gás

A faixa de umidade absoluta do agente de secagem utilizada na simulação das curvas apresentadas na figura 4.12, foi de 0,012 a 0,17 kg água /kg gás seco. Esta, provavelmente, é a faixa que será encontrada dentro do secador operando com gases de combustão efluentes de geradores de vapor queimando cavaco. A umidade de 0,012 kg água /kg gás seco é a dos gases de combustão provenientes de caldeiras operando com altíssimo excesso de ar (0,012 kg água/kg gás seco, é a umidade do ar atmosférico com 1,8% de umidade relativa), até umidade dos gases de combustão de 0,17 kg água /kg gás seco , que corresponde, aproximadamente, à umidade dos gases de combustão de caldeira operando com 90% de excesso de ar e consumindo cavaco com umidade de 0,7 kg água /kg sol. seco.

A figura 4.12 mostra as curvas de secagem de cavaco de *Pinus* da Virgínia, para diferentes umidades absolutas do gás de secagem, mantendo a temperatura do mesmo a 150°C.

Pode-se observar que as curvas de secagem não são tão sensíveis à umidade do gás, para as faixas simuladas, como o são com relação à temperatura do mesmo. As diferenças no tempo de secagem entre as diferentes condições de umidade do gás se deve basicamente ao processo de umidificação no início da secagem.

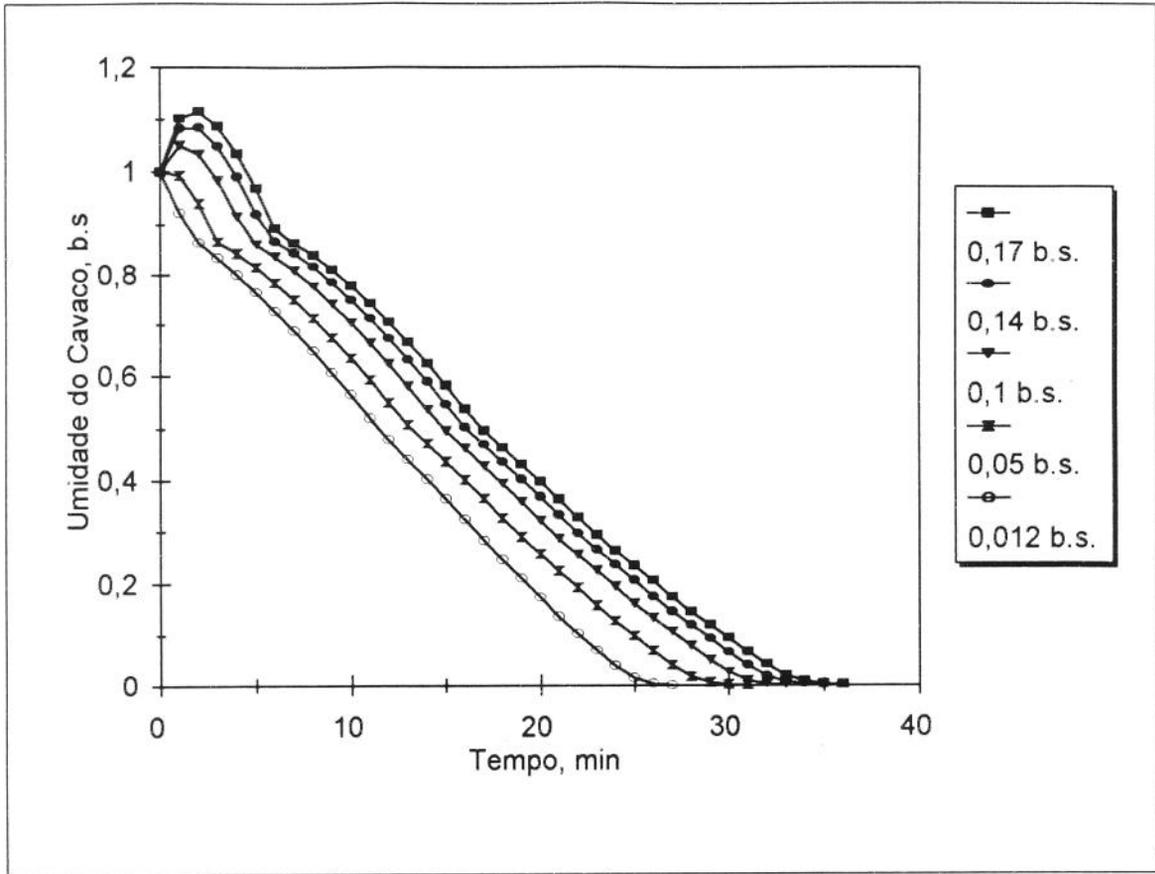


Figura 4.12 - Curvas de umidade do cavaco de *Pinus* da Virgínia, a diferentes umidades absolutas do agente de secagem. Temperatura do gás, 150°C; velocidade do gás, 2 m/s. Dimensões do cavaco: 5 x 35 x 50 mm.

4.4.3 - Curvas de Secagem - Variação das Dimensões do Cavaco.

A faixa de dimensões de cavaco simulada é a de *Eucalyptus*, proveniente do setor de celulose e papel, com espessura maior ou igual a 3 mm, com largura acima de 13mm e comprimento acima de 20 mm, uma vez que elas são visualmente frequentes, e é a população de cavacos que se insere dentro da hipótese feita no modelo de transporte de massa e calor unidimensional. Para partículas menores, uma cinética mais simples, como a apresentada para serragem de madeira (vide item 1.1.1, do capítulo 1), possivelmente conseguirá responder de forma adequada.

De uma amostragem retirada de um lote de cavacos de *Eucalyptus* existente no IPT, obteve-se a seguinte média de tamanhos de cavacos classificados pela sua espessura.

Espessura mm	Largura mm	Comprimento mm	Relação Larg/Esp	Relação Comp/Esp
3	15	29,1	5	8,5
3,5	19	29,8	5,4	9,7
4	23,8	38,8	5,9	9,3
5	29,8	46,5	5,9	7,5
7	38	52,3	5,4	8,9
10	54	89	5,4	8,9

Quadro 4.2 - Dimensões do cavaco que se insere na hipótese do modelo deste trabalho.

A figura 4.13 mostra as curvas de secagem de cavaco de *Pinus* da Virgínia, com dimensões apresentadas na quadro 4.2 segundo a sua espessura indicada como parâmetro, para gás de secagem com umidade absoluta de 0,14 kg água/kg gás seco e temperatura do mesmo mantida a 150°C.

Pode-se observar através da figura 4.13, que a relação entre os tempos de secagem dos cavacos de 3 e de 10mm de espessura é de um para dez. Isso mostra que em uma simulação mais global que envolva o secador e condições dinâmicas do agente de secagem, será necessário levar em consideração a granulometria do cavaco e para cada granulometria considerar um tamanho característico. A cinética de secagem do cavaco, deverá ser simulada dentro do secador, por faixa de granulometria e então no balanço global de conservação de massa do agente de secagem, determinar a contribuição de cada faixa para o aumento da umidade e diminuição da temperatura de bulbo seco do agente de secagem.

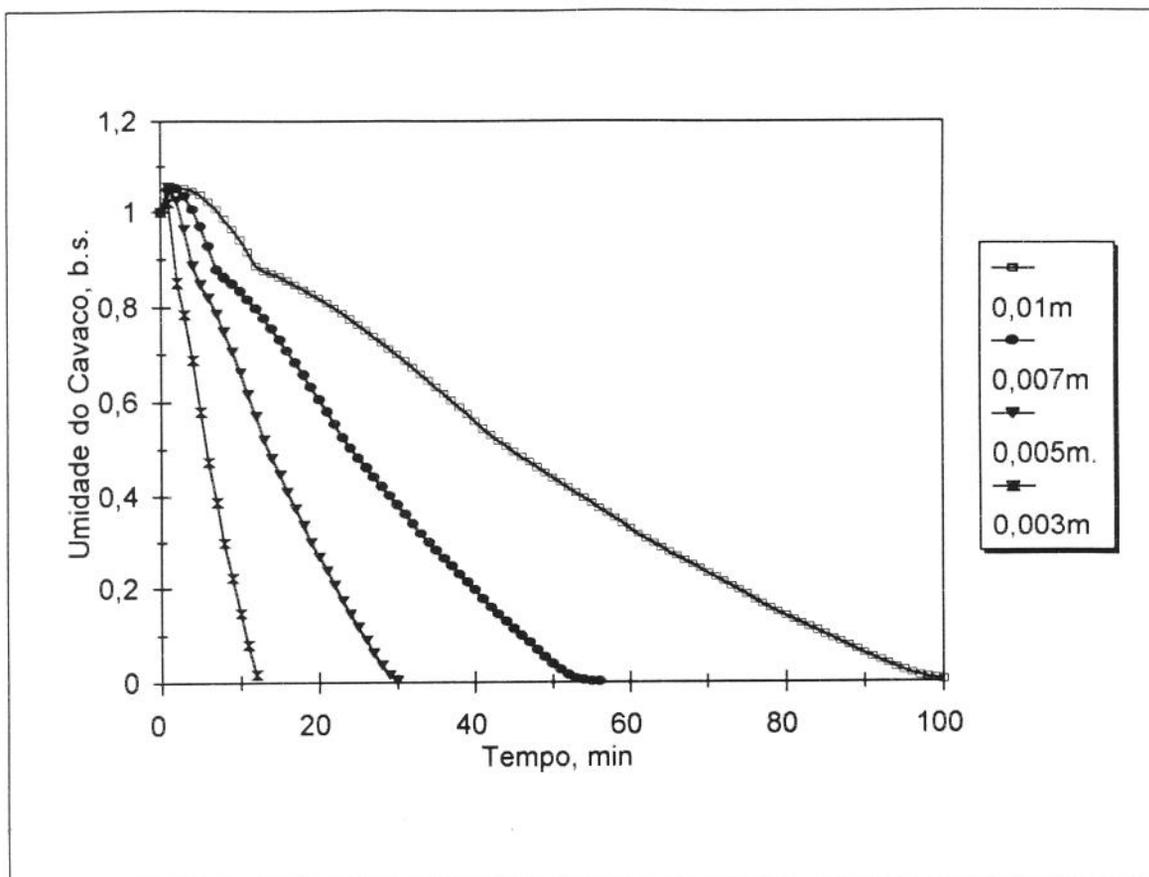


Figura 4.13 - Curvas de umidade do cavaco de *Pinus* da Virginia, para as dimensões de cavaco apresentadas na quadro 4.2 segundo a sua espessura (parâmetro das curvas). Temperatura do gás, 150°C; velocidade do gás, 2 m/s; umidade do gás, 0,14 kg água/kg gás seco.

4.5 - CONCLUSÕES.

Com relação aos resultados apresentados no presente trabalho, pode-se dizer que a granulometria do cavaco e suas dimensões características serão decisivas para se projetar um sistema de secagem de cavaco de madeira.

A umidade do gás de secagem tem pouca influência nos tempos de secagem do cavaco, na faixa de umidade do agente de secagem simulada (0,012 a 0,17kg água/kg gás seco), o que mostra a possibilidade de secá-lo com gases efluentes de gerador de vapor que queimam essa biomassa.

A temperatura do agente de secagem é bastante influente nos tempos de secagem do cavaco, para a faixa de temperatura simulada de 100 a 200°C, uma vez que essa variável é determinante nos mecanismos de transporte de massa interno e externo ao cavaco.

Além disso será de fundamental importância a pesquisa experimental com cavaco de *Eucalyptus*, para determinação das constantes dos mecanismos de transporte desse tipo de madeira, e ainda avaliar o peso de cada um dos efeitos constituintes das equações de conservação de massa e energia, para as dimensões características do mesmo. É provável que para espessuras menores de cavaco, mesmo a altas temperaturas, o efeito de convecção global de gases tenha influência menor que para espessuras maiores. Para dimensões de cavaco de *Pinus* da Virgínia e Carvalho branco testadas e temperatura de gases de secagem de 100°C esse efeito se mostrou pouco significativo. Já para a madeira de “Southern Pine”, com espessura de 5cm e à temperatura do agente de 175°C esse efeito mostrou-se bastante significativo, principalmente durante a existência da frente de secagem. Por isso será necessário adendar esse efeito ao modelo desenvolvido neste trabalho para cavacos de espessura maior e temperaturas acima de 125°C, se a massa deles for significativa diante da massa global de cavaco de *Eucalyptus*.

É muito importante o estabelecimento da fronteira a partir da qual esse efeito é significativo para cavacos desse tipo de madeira, uma vez que, quanto mais sofisticado o modelo de cinética de secagem maior será o tempo necessário para a simulação da secagem no secador, e maior serão os problemas de convergência que advirão. Além disso, o mecanismo de transporte por convecção global de gases exige uma nova malha no espaço nas fronteiras dos volumes de controle dos pontos nodais o que dificulta bastante a resolução numérica do sistema de equações diferenciais de conservação de massa e energia.

Há que se observar ainda que o programa simulador do modelo de transferência de massa e calor para secagem em meios capilares higroscópicos porosos, desenvolvido neste trabalho, é um instrumento que poderá simular a secagem de outros tipos de materiais, desde que se tenham curvas experimentais de secagem e isotermas de equilíbrio dos mesmos. Para a elaboração do modelo utilizou-se da teoria geral de transporte de massa e calor na secagem, necessitando-se do recurso experimental para estabelecer a influência de cada mecanismo de transporte na secagem de cada material. Stanish, Schajer e Kayihan (1986), simularam com o mesmo modelo desenvolvido para madeira, materiais não higroscópicos, como a cerâmica, e obtiveram excelente adequação experimental.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BAKKER-ARKEMA, F. W., LEREW, L.E., DE BOER, S.F. et al. *Grain drier simulation*. Michigan, Michigan State University, 1974, 23p. (Agr. Exp. Sta., Res. Rep. 224).
- BEN NASRALLAH, S., PERRE, P. Detailed study of a model of heat and mass transfer during convective drying of porous media. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v.31, n.5, p. 957-967, 1988.
- BIRD, R.B., STEWART, W.E., LIGHTFOOT, E.N. *Transport Phenomena*. New York: John Wiley & Sons, 1960. 780 p.
- BONNEAU, P., QUINTARD, M., PUIGGALI, J.R. Séchage d'un Matériau Hétérogène Hygroscopique: Expériences et Simulations. *C.R. Acad. Sci. Paris*, t310, Série II, p. 1713-1729, 1990.
- BONNEAU, P., PUIGGALI, J.R. Séchage par Entrainement Influence des Conditions aux Limites et de la Qualité de la surface Exposée. *Revue Générale de Thermique*, n.375-376, p. 158-165, mars-avril 1993.
- BORIES, S., MOYNE, C. *Transferts couplés chaleur-masse internes*. In: CURSO INTERNACIONAL DE SECAGEM. São Paulo: IPT, 1989. 35 p.
- BUSNARDO, C.A. et alii. Umidade ao Abate da Madeira e da Casca de Eucalyptus Saligna. *Celulose e Papel em Pesquisa: Madeira*, n.22, p. 1-15, 1982.
- DAVIDSON, J.F., ROBSON, M.W., LANDROESLER, F.C. Drying of Solids Subjects to Alternating Boundary Conditions. *Chemical Engineering Science*, v.24, p. 815-828, 1969.
- FORTES, M., OKOS, M.R. Drying Theories: their bases and limitations as applied to foods and grains. In: MUJUMDAR, A.S. (Ed). *Advances in Drying*. Washington: Hemisphere Publishing, 1980. V.1 p. 117-154.
- FORTES, M., OKOS, M.R. Non-equilibrium thermodynamics approach to transport phenomena in capillary porous media. *Transactions of the ASAE*, v.24, p. 756-760, 1981.a.
- FORTES, M., OKOS, M.R. Non-equilibrium thermodynamics approach to heat and mass transfer in corn kernels. *Transactions of the ASAE*, v.24, p. 761-769, 1981.b.
- FORTES, M., OKOS, M.R. Heat and mass transfer analysis of intra-kernel wheat drying and rewetting. *J. Agric. Eng. Res.*, v.26, p. 109-125, 1981.c.
- FORTES, M. *Um Estudo Fundamental da Equação de Transporte de Massa e Energia em Meios Capilares Porosos*. Belo Horizonte, 1982 100p. Tese de Livre Docência - Universidade Federal de Minas Geris (UFMG). Depto. de Engenharia Térmica.
- FORTES, M. *Comunicação pessoal*. Campinas: UNICAMP, 1990.
- FRIEDMAN, S.J., MARSHALL, W.K. Studies in Rotary Drying. Part 1: Holdup and Dusting. *Chemical Engineering Progress*, v.45, p. 482-493, 1949.

- FRIEDMAN, S.J., MARSHALL, W.K. Studies in Rotary Drying. Part 2: Heat and Mass Transfer. *Chemical Engineering Progress*, v.45, p. 573-588, 1949.
- GLIKIN, P.G. Transport of Solids Throughout Flighted Rotating Drum. *Transactions Institution of Chemical Engineers*, v. 56, p. 120-126, 1978.
- HAILWOOD, A.J., HORROBIN, S. A. Trans. Faraday Soc., 1946, v. 42B, p. 84-102 apud SIMPSON, W.T, ROSEN, H.N. Equilibrium Moisture Content of Wood at High Temperatures. *Wood and Fiber*, v.13, n.3, p. 150-158, 1981
- HART, C.A. *The Drying of Wood*. Carolina do Norte: North Carolina Agricultural Extention Service, 1966. (Extention Circular 471)
- HERNANDEZ, J.N., PUIGGALI, J.R. Simulation du Séchage D'un Bois Resineux sous Diver Procédés. *Entropie*, n.161, p. 55-64, 1991.
- HIROSUE, H., SHINOHARA, H. Volumetric Heat Transfer Coefficient and Pressure Drop in Rotary Dryers and Coolers. In: Mujumdar, A.S. (Ed). *Symposium on Drying*, 1., 1978, Montreal. Proc... Princeton: Science Press, 1978.
- HIROSUE, H. Influence of Particle Falling From Flights on Volumetric Heat Transfer Coefficient in Rotary Driers and Coolers. *Powder Technology*, v.59, p. 125-128, 1989.
- INSTITUTO DE PESQUISAS TECNOLÓGICAS - IPT-. *Conservação de Energia na Indústria de Celulose e Papel: Manual de Recomendações*. São Paulo, 1985. 2V. (IPT Publ. 1628).
- INSTITUTO DE PESQUISAS TECNOLÓGICAS - IPT-. *Preservação de Madeiras: Manual*. São Paulo, 1985. V.1 342p. (IPT Publ. 1637).
- INSTITUTO DE PESQUISAS TECNOLÓGICAS - IPT-. *Conservação de Energia na Indústria de Açúcar e álcool: Manual de Recomendações*. São Paulo, 1990. 723p. (IPT Publ. 1817).
- KAMINSKII, W., ZBICINSKI, I., GRABOWSKI, S. et al. Multiobjective optimization of drying process. *Drying Technology*, v.7, n.1, p. 1-16, 1989.
- KAMKE, F.A. *Engineering Analyses of Rotary Dryer: Drying of Wood Particles*. Corvallis, 1984. (Ph.D. Thesis, Oregon State University, Dept. Forest Prof.).
- KAMKE, F.A., WILSON, J.B. Computer Simulation of Rotary Dryer. *AIChE Journal*, v.32, n.2, p. 263-275, 1986.
- KANURY, A.M. Introduction to Combustion Phenomena. New York: Gordon and Breach 1975 apud KAYIHAN, F. Simultaneous Heat and Mass Transfer With Local Three-Phase Equilibrium in Wood Drying. In: ASHWORTH, J.C.(Ed). *International Drying Symposium*, 3.,1982, Birmingham. Proc... Worlverhampton: Drying Research, 1982.
- KAYIHAN, F. Simultaneous Heat and Mass Transfer With Local Three-Phase Equilibrium in Wood Drying. In: ASHWORTH, J.C.(Ed). *International Drying Symposium*, 3.,1982, Birmingham. Proc... Worlverhampton: Drying Research, 1982.
- KEEY, R.B. *Drying: principles and practice*. Oxford: Pergamon Press, 1972. 358 p.

- KELLY, J.J., O'DONNELL, P. Dynamics of Granular Material in Rotary Dryers and Coolers. *IChemE Symposium*, v. 29, p. 33-44, 1968.
- KELLY, J.J., O'DONNELL, P. Residence Time Model for Rotary Drums. *Transactions Institution of Chemical Engineers*, v. 55, p. 243-252, 1977.
- KISAKUREK, B., PECK, R.D., CAKALUZ, J. Generalized Drying Curves for Porous Solids. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.53, p. 53-59, 1975.
- KISAKUREK, B. Retention Time in a Rotary Drying. *International Drying Symposium*, 3., 1982, Birmingham. Proc...Wolverhampton: Drying Research, 1982. V.2.
- KOLLMAN, F.F.P., COTE, W.A. *Principles and Wood Science and Technology*. New York: Springer Verlag, 1968.
- KURAMAE, M., TANAKA, T. Analysis of The Volumetric Heat Coefficient for a Rotary Dryer. *Heat Transfer, Japanese Research*, v.6, n.1, p. 66-80, 1977.
- KUNII, D., LEVENSPIEL, O. *Fluidization Engineering*. New York: Jonh Wiley & Sons, 1969. 533 p.
- LIN, J.Y.,GHENG, S. Heat and Moisture Transfer in Wood During Drying. *Joint ASCE/ASME Mechanics Conference*, n.399, p. 79-85, 1985.
- LUIKOV, A.V. *Heat and Mass Transfer in Capillary Porous Bodies*. Oxford: Pergamon Press, 1966.
- MOYNE, C., ROQUES, M. *Realités et perspectives du séchage*. Nancy: Centre de Perfectionnement des Industries Chimiques, 1989. 22 p.
- NEBRA, S. A. *Secagem pneumática de bagaço de cana*. Campinas, 1985. 121 p. Tese de Doutorado - Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP/ FEC).
- PATANKAR, S. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York: Hemisphere Publishing, 1986. 192p.
- PERRY, R.H., CHILTON, C.H. *Chemical Engineer's Handbook*. 5. ed. New York: McGraw-Hill, 1988.
- PIERCE, R. O., THOMPSON, R. L. Energy use and performance related to crossflow dryer design. *Transactions of ASAE*, v.24, p. 216-220, 1981.
- PLATIN, B.E., ERDEN, A., GULDER, O.L. Modeling and Design of Rotary Dryers. In: ASHWORTH, J.C.(Ed). *International Drying Symposium*, 3., 1982, Birmighan. Proc... Wolverhampton: Drying Research, England, 1982. V.2.
- PORTER, S.J., MASSON, W.G. Rotary Coolers and Dryers. Some Related Aspects of Design. *Proceedings of Fertilizer Society*, v.61, p. 5-38, 1960.
- PUIGGALLI, J.R., QUINTARD, M., WHITAKER, S. Drying granular porous media: gravitational effects in the insenthalpic regime and the role of diffusion models. *Drying Technology*, v.6, n.4, p. 601-629, 1988.
- PUIGGALI, J.R., QUINTARD, M. Determination de Propriétés de Transfert dans les Strates d'un Bois Résineux. *C.R. Acad. Sci. Paris*, t310, Série I, p. 1715-1724, 1990

- RANZ, W.E., MARSHALL, W.R. Evaporation From Drops. *Chemical Engineering Progress*, v.48, n.3, p. 141-146 / 173-180, 1982.
- ROBBINS, M.C., OZISIK, M. N. Drying in capillary-porous cylindrical media. In: CONGRESSO DE ENGENHARIA MECÂNICA, 10., Rio de Janeiro, 1989. Anais... Rio de Janeiro: ABCM, 1989. V.1 p. 391-394.
- ROSEN H.N. Functional Relations and Approximation Techniques for Characterizing Wood Drying Curves. *Wood Science*, v.15, n.1, p. 49-55, 1982.
- ROSEN, H.N. *Recent Advances in Theory of Lumber*. Carbondale: Southern Illinois University of Illinois, 1983.
- SAEMAN, W.C., MITCHELL, T.R. Analyses of Rotary Dryer and Cooler Performance. *Chemical Engineering Progress*, v.50, n.1, p. 467-475, 1954.
- SAEMAN, W.C. Air-Solids Interaction in Rotary Dryers and Coolers. *Chemical Engineering Progress*, v.58, n.6, p. 49-56, 1962.
- SCHOFIELD, F.R., GLIKIN, P.G. Rotary Dryers and Coolers for Granular Fertilizer. *Transactions Institution of Chemical Engineers*, v.40, p. 183-190, 1962.
- SHARPES, K.; GLIKIN, P.G., WARNE, R. Computer Simulation of Rotary Dries. *Transaction Institution of Chemical Engineers*, v.42: p. 275-284, 1964.
- SHUSHENG, P., KEEY, R.B., LANGRISH, T.A.G. Modeling The Temperature Profiles Within Boards During the High -Temperature Drying of Pinus Radiata. In: INTERNACIONAL DRYING SYMPOSIUM, 1992. Proc... p. 417-433.
- SIAU, J.F. *Flow in Wood*. New York: Syracuse University Press, 1971 apud KAYIHAN, F. Simultaneous Heat and Mass Transfer With Local Three-Phase Equilibrium in Wood Drying. In: ASHWORTH, J.C.(Ed). *International Drying Symposium*, 3.,1982, Birmingham. Proc... Worlverhampton: Drying Research, 1982.
- SILVA, M.A. *Estudo de Secagem em Ciclone*. Campinas, 1991. 122p. Tese de Doutorado - Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP/FEC).
- SIMPSON, W.T, ROSEN, H.N. Equilibrium Moisture Content of Wood at High Temperatures. *Wood and Fiber*, v.13, n.3, p. 150-158, 1981.
- SPOLEK, G.A., PLUMB, O.A. *Wood Science Tecnology*, 1981, v.15, p.189 apud STANISH, M.A., SCHAJER, G.S., KAYIHAN, F. A Mathematical Model of Drying for Hygroscopic Porous Media. *AiCHE Journal*, v.32, n.8, p. 1301-1311, 1986.
- STANISH, M.A., SCHAJER, G.S., KAYIHAN, F. A Mathematical Model of Drying for Hygroscopic Porous Media. *AiCHE Journal*, v.32, n.8, p. 1301-1311, 1986.
- STEAM Table apud STANISH, M.A., SCHAJER, G.S., KAYIHAN, F. A Mathematical Model of Drying for Hygroscopic Porous Media. *AiCHE Journal*, v.32, n.8, p. 1301-1311, 1986.
- STRUMILLO, C., KUDRA, R. *Drying: principles, applications and design*. Montreaux: Gordon and Breach Science Publ., 1986. 448 p.
- THORNE, B. *The Computer Simulation of Rotary Drying Process*. Dublin, 1979. Ph.D. Thesis - University College.

- WEAST, R.C. *Handbook of Chemistry and Physics*. 56. ed. Cleveland: CRC Press, 1974 apud STANISH, M.A., SCHAJER, G.S., KAYIHAN, F. A Mathematical Model of Drying for Hygroscopic Porous Media. *AIChE Journal*, v.32, n.8, p. 1301-1311, 1986.
- WHITAKER, S. Heat and mass transfer in granular porous media. In: MUJUMDAR, A.S. (Ed). *Advances in drying*. Washington: Hemisphere Publishing, 1980. V.1 p. 23-61.
- WOOD *Handbook: Wood as an Engineering Material* . [s.l.]: U. S. Forest Products Laboratory, 1974 apud KAYIHAN, F. Simultaneous Heat and Mass Transfer With Local Three-Phase Equilibrium in Wood Drying. In: ASHWORTH, J.C.(Ed). *International Drying Symposium*, 3.,1982, Birmingham. Proc... Worlverhampton: Drying Research, 1982.