

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

UM MODELO MICROSCÓPICO PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM
MEIOS POROSOS INSATURADOS

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE
SANTA CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE
MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

ROBERTO E. SANTANDER MOYA

FLORIANÓPOLIS, NOVEMBRO DE 1993

UM MODELO MICROSCÓPICO PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM
MEIOS POROSOS INSATURADOS

ROBERTO E. SANTANDER MOYA

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

MESTRE EM ENGENHARIA

ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA, ÁREA DE CONCENTRAÇÃO CIÊNCIAS
TÉRMICAS, APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO
EM ENGENHARIA MECÂNICA.

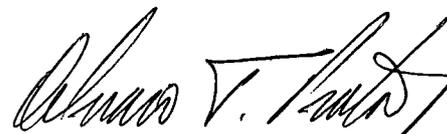


Prof. ÁLVARO T. PRATA, Ph. D.
Orientador



Prof. BÉREND SNOELJER, Dr.-Ing.
Coordenador do curso

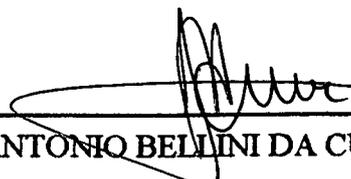
BANCA EXAMINADORA



Prof. ÁLVARO T. PRATA, Ph. D.
Presidente



Prof. PAULO CÉSAR PHILIPPI, Dr.-Ing.



Prof. JOSÉ ANTONIO BELLINI DA CUNHA NETO, Dr.

A mi esposa Teresa, una mujer virtuosa

A mis hijos, Roberto, Teresa y Rebeca

A mi familia toda por su constante y verdadero apoyo

AGRADECIMIENTOS.

Quiero manifestar mis sinceros agradecimientos a tantas personas y seres queridos con quienes me siento endeudado por su apoyo y ayuda en esta etapa profesional de mi vida. Siendo imposible mencionar a cada una de ellos y por temor a cometer significativas injusticias, deseo destacar en breves líneas solamente a aquellas que directamente estuvieron presentes en el desarrollo de este trabajo.

- *Alvaro Toubes Prata quien como un verdadero maestro ha orientado este trabajo, mostrando sus grandes virtudes personales de ejemplo, abnegación y claridad con sus consejos y comentarios.*
- *Pedro Navarrete Alarcon, académico de la Universidad de Santiago de Chile de quien he recibido un gran estímulo y apoyo para realizar estudios de postgraduación*
- *A los colegas del departamento de Ingeniería Mecánica quienes representado por el Director Ubaldo Zuñiga Quintanilla me han apoyado constantemente.*
- *A la Universidad de Santiago de Chile que con esfuerzo invierte en la excelencia académica de sus miembros*
- *A los colegas y amigos del curso quienes con sus discusiones colaboraron directamente en la finalización de este trabajo..*
- *A Carlos Alberto Moraes que con tanta paciencia revisó la ortografía de los manuscritos.*
- *A Paulina Avalos Quinteros que con su gran espíritu de ayuda corrigió la versión final.*
- *A todos los profesores del curso de "Post-Graduação" de Engenharia Mecânica con quienes me he relacionado directamente en calidad de alumno y que me han transmitido gran parte de su conocimiento.*

RESUMO

Um modelo microscópico é introduzido para a transferência de calor em meios porosos insaturados. Efeitos de evaporação e condensação de umidade são incorporados no modelo permitindo que a influência do transporte de massa na transferência de calor possa ser investigada. A geometria da matriz porosa é periódica e é subdividida em células unitárias. As equações de conservação foram resolvidas pela técnica numérica dos volumes finitos e o modelo é capaz de prever a dependência da condutividade térmica aparente do meio com a temperatura e com o conteúdo de líquido. O estudo permitiu quantificar o efeito dos termos convectivos na equação da energia e concentração mássica. Os valores obtidos para a condutividade térmica aparente e condutividade equivalente definida por Moyne são comparados com resultados experimentais obtendo-se boa correlação.

ABSTRACT

A microscopic model for heat transfer in unsaturated porous medium is introduced and tested. The model takes into account the transport of latent heat by water vapor migration inside the air-filled pores which is an important factor in predicting the apparent thermal conductivity of unsaturated media. The geometry of the porous matrix is simplified and consisted of a two dimensional periodic medium. The conservation equations were solved for a unit cell within the periodic structure using the numerical technique of finite volumes. The studied model helped to quantify the effect of the convective terms in the equation of energy and to evaluate the effect of diffusion in the unit cell.

Result for the apparent thermal conductivity and also the equivalent conductivity defined by Moyne were obtained and plotted as a function of the temperature and moisture content. Good agreement prevailed between the computations and experimental results available in the literature.

**UM MODELO MICROSCÓPICO PARA A TRANSFERÊNCIA
DE CALOR EM MEIOS POROSOS**

INDICE

	Pag.
CAPITULO I	
INTRODUÇÃO	
1.1 Modelos fenomenológicos	2
1.2 Revisão da literatura	5
1.3 Objetivo e escopo do trabalho	15
CAPITULO II	
FORMULAÇÃO DO PROBLEMA	
2.1 Migração da umidade	17
2.2 Equações governantes	18
2.3 Condições de contorno	23
2.3.1 Condições de contorno para o problema térmico	23
2.3.2 Condições de contorno para o problema hidrodinâmico	24
2.3.3 Condições de contorno para o problema vapor de água	26
CAPITULO III	
METODOLOGIA DE SOLUÇÃO	
3.1 Metodologia geral	27
3.1.1 Prescrição de velocidade, temperatura e concentração via termo fonte	30
3.1.2 Introdução e retirada de massa	31
CAPITULO IV	
CARACTERIZAÇÃO DA ESTRUTURA POROSA	
4.1 Gradiente de temperatura	37
4.2 Cálculo da condutividade do sólido	38
4.3 Geometria da célula porosa	40

4.4 Propriedades dos componentes da célula	41
4.5 Correlações utilizadas	42
CAPITULO V	RESULTADOS E DISCUSSÕES
5.1 Análise da malha computacional	46
5.2 Influência do gradiente de temperatura nos resultados numéricos	49
5.3 Influência da condutividade térmica do material sólido nos resultados numéricos	49
5.4 Resultados numéricos associados ao sistema de equações diferenciais	52
5.4.1 Campos de velocidade	52
5.4.1.1 Análise dos resultados para o campo de velocidade	61
5.4.2 Padrões de evaporação e condensação	62
5.4.2.1 Análise dos padrões de evaporação e condensação	67
5.4.3 Campos de temperatura e de concentração de vapor	69
5.4.3.1 Análise do padrão de temperatura e concentração de vapor	80
5.4.4 Análise da ordem de grandeza dos termos da equação de energia	81
5.4.5 Efeitos dos termos convectivos na célula do meio poroso	83
5.4.6 Efeito da difusão de massa na transferência de calor no meio poroso	86
5.4.7 Condutividade térmica aparente do meio poroso	89
5.4.7.1 Análise da condutividade térmica aparente obtida	97
5.4.8 Determinação e comparação das condutividades térmicas "aparente" e "equivalente"	102
CAPITULO VI	CONCLUSÕES
	106

LISTA DE FIGURAS

	Pag.
Figura 1.1 Representação esquemática de um meio poroso	2
Figura 1.2 Volume elementar representativo no meio poroso	6
Figura 2.1 Movimento do vapor associado a um gradiente de pressão parcial	18
Figura 2.2 Estrutura periódica regular adotada como representação de um meio poroso	19
Figura 2.3 Representação de uma célula geradora do meio poroso	19
Figura 3.1 Volumes de controle elementares associados à discretização do domínio de solução	29
Figura 3.2 Representação da entrada de massa na malha da velocidade u	33
Figura 3.3 Representação da entrada de massa na malha da velocidade v	33
Figura 4.1 Condutividade térmica na ausência dos efeitos de evaporação e condensação do concreto celular "Ytong" em função do conteúdo de umidade	39
Figura 4.2 Dimensões características da célula unitária geradora da estrutura periódica	40
Figura 5.1 Domínio de solução do problema; célula unitária geradora da estrutura periódica	45
Figura 5.2 Discretização uniforme do domínio de solução	47
Figura 5.3 Discretização não uniforme do domínio de solução	47
Figura 5.4 Vetores de velocidade para 5°C e 25% de fração mássica	53
Figura 5.5 Vetores de velocidade para 5°C e 75% de fração mássica	54
Figura 5.6 Vetores de velocidade para 20°C e 25% de fração mássica	55
Figura 5.7 Vetores de velocidade para 20°C e 75% de fração mássica	56
Figura 5.8 Vetores de velocidade para 50°C e 25% de fração mássica	57
Figura 5.9 Vetores de velocidade para 50°C e 75% de fração mássica	58
Figura 5.10 Vetores de velocidade para 85°C e 25% de fração mássica	59
Figura 5.11 Vetores de velocidade para 85°C e 75% de fração mássica	60
Figura 5.12 Padrão de evaporação e condensação para 5°C e 25% de fração mássica	63
Figura 5.13 Padrão de evaporação e condensação para 5°C e 75% de fração mássica	63
Figura 5.14 Padrão de evaporação e condensação para 50°C e 25% de fração mássica	64
Figura 5.15 Padrão de evaporação e condensação para 50°C e 75% de fração mássica	64

Figura 5.16 Padrão de evaporação e condensação para 85°C e 25% de fração mássica	65
Figura 5.17 Padrão de evaporação e condensação para 85°C e 75% de fração mássica	65
Figura 5.18 Isotermas adimensionais para 5°C e 25% de fração mássica	70
Figura 5.19 Isotermas adimensionais para 5°C e 75% de fração mássica	70
Figura 5.20 Isotermas adimensionais para 20°C e 50% de fração mássica	71
Figura 5.21 Isotermas adimensionais para 20°C e 85% de fração mássica	71
Figura 5.22 Isotermas adimensionais para 50°C e 25% de fração mássica	72
Figura 5.23 Isotermas adimensionais para 50°C e 75% de fração mássica	72
Figura 5.24 Isotermas adimensionais para 85°C e 25% de fração mássica	73
Figura 5.25 Isotermas adimensionais para 85°C e 50% de fração mássica	73
Figura 5.26 Isotermas adimensionais para 85°C e 75% de fração mássica	74
Figura 5.27 Isotermas adimensionais para 85°C e 85% de fração mássica	74
Figura 5.28 Concentração do vapor para 5°C e 25% de fração mássica	75
Figura 5.29 Concentração do vapor para 5°C e 75% de fração mássica	75
Figura 5.30 Concentração do vapor para 20°C e 50% de fração mássica	76
Figura 5.31 Concentração do vapor para 20°C e 85% de fração mássica	76
Figura 5.32 Concentração do vapor para 50°C e 25% de fração mássica	77
Figura 5.33 Concentração do vapor para 50°C e 75% de fração mássica	77
Figura 5.34 Concentração do vapor para 85°C e 25% de fração mássica	78
Figura 5.35 Concentração do vapor para 85°C e 50% de fração mássica	78
Figura 5.36 Concentração do vapor para 85°C e 75% de fração mássica	79
Figura 5.37 Concentração do vapor para 85°C e 85% de fração mássica	79
Figura 5.38 Perfil de temperatura adimensional no domínio líquido-gás-líquido da célula unitária	85
Figura 5.39 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 5°C e porosida de 75%	90
Figura 5.40 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 10°C e porosida de 75%	91
Figura 5.41 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 20°C e porosida de 75%	91
Figura 5.42 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 40°C e porosida de 75%	92

Figura 5.43 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 50°C e porosida de 75%	92
Figura 5.44 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 75°C e porosida de 75%	93
Figura 5.45 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 80°C e porosida de 75%	94
Figura 5.46 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 85°C e porosida de 75%	94
Figura 5.47 Comparação do efeito da difusão no perfil de temperatura adim. no domínio líquido-gás-líquido da célula unitária para $y=130 \mu\text{m}$ com 50°C e 75% de fração mássica.	95
Figura 5.48 Comparação do efeito da difusão no perfil de temperatura adim. no domínio sólido-gás-sólido da célula unitária para $y=56.875 \mu\text{m}$ com 50°C e 75% de fração mássica.	95
Figura 5.49 Comparação do efeito da difusão no perfil de temperatura adim. no domínio sólido-líquido-sólido da célula unitaria para $y=24.375 \mu\text{m}$ com 50°C e 75% de fração mássica.	96
Figura 5.50 Comparação das condutividades aparentes térmicas obtidas no presente trabalho e as de Azizi.	101

LISTA DE TABELAS

	Pag.
Tabela 4.1 Cálculo da condutividade no sólido	40
Tabela 5.1 Casos investigados	46
Tabela 5.2 Efeito do número de pontos nodais no cálculo do fluxo de calor para a malha uniforme	48
Tabela 5.3 Efeito do número de pontos nodais no cálculo do fluxo de calor para uma malha não uniforme	49
Tabela 5.4 Efeito da diferença de temperatura imposta na célula nas condutividades térmicas do meio poroso	50
Tabela 5.5 Comparação das condutividades aparentes obtidas para diferentes condutividades no sólido da célula	51
Tabela 5.6 Quadro dos casos apresentados para as figuras de vetores de velocidade	52
Tabela 5.7 Quadro dos casos apresentados nas figuras dos padrões de evaporação e condensação na célula porosa	62
Tabela 5.8 Quantidade de massa evaporada e condensada nas diferentes pontes de líquido da célula unitária	66
Tabela 5.9 Relação das isotermas	69
Tabela 5.10 Relação das isolinhas para a fração mássica do vapor	69
Tabela 5.11 Fluxos de calor com e sem termos convectivos	84
Tabela 5.12 Fluxos de sem e com o efeito de difusão	86-87
Tabela 5.13 Quadro de figuras das condutividades térmicas	89
Tabela 5.14 Condutividades térmicas aparentes obtidas numericamente e experimentalmente [45]	98-99
Tabela 5.15 Comparação entre as diferentes condutividades térmicas obtidas	102

SIMBOLOGIA

a_i	coeficiente do nó i da equação algébrica na equação (3.1)	
a_5	quinto vizinho na equação algébrica (3.7)	
C_{p_i}	calor específico da espécie i	kJ/kg-K
D	coeficiente de difusão binário ar-vapor	mm ² /s
h_{fg}, L_v	calor latente de vaporização	J/kg
K_i	condutividade térmica da espécie i	W/m-K
K	condutividade paralela do meio na equação (4.1)	W/m-K
L	comprimento da célula unitária ou dimensão característica na equação (5.2)	m
M_i	massa molar da espécie i	kg/kg-mol
m_e	fluxo de massa que evapora na interface	kg/s
n	orientação normal à superfície	
P_{atm}	pressão atmosférica	Pa
P	pressão total	Pa
P_{vs}	pressão do vapor saturado	Pa
S	fração de saturação	
S	nas equações (3.2), (3.3) termo fonte discretizado	
t	tempo	s
T	temperatura	K
u	velocidade da mistura gasosa na direção x	m/s
u_1	velocidade do vapor de água na fase gasosa	m/s
u_2	velocidade do ar seco na fase gasosa na direção x	m/s
v	velocidade da mistura gasosa na direção y	m/s
x	coordenada x	
x_{cv}	distância entre pontos nodais da malha desencontrada para x	
x_{cvs}	distância entre pontos nodais da malha principal para x	
X	fração mássica de líquido (respeito à massa seca do sólido)	
y	coordenada y	
y_{cv}	distância entre pontos nodais da malha desencontrada para y	
W_1	concentração mássica de vapor na fase gasosa	

W_2	concentração mássica do ar seco na fase gasosa
W_{1f}	concentração mássica de vapor na interface líquido gás

SUBINDICES

a	ar
g	gas
v	vapor
1	vapor
2	ar
P	nó presente
E	nó leste
N	nó norte
S	nó sul
W	nó oeste
ap.	aparente
eq.	equivalente
dif	difussivo
f	fronteira

SIMBOLOGIA GREGA

ρ_i	massa específica da espécie i	kg/m ³
ρ_o	massa específica do meio poroso seco	kg/m ³
$\rho_{1, sat}$	massa específica de saturação do vapor	kg/m ³
λ	condutividade sem o efeito de evaporação-condensação do meio	W/m-K
λ_{eq}	condutividade térmica equivalente do meio	W/m-K
λ_{df}	condutividade térmica difusiva do meio	W/m-K
ϵ	porosidade do meio	
ϵ_i	fração volumétrica da fase i	
Φ_i	variável dependente de interesse do nó i a ser resolvida nas equações (3.1) (3.2)	
ν_s	viscosidade cinemática do gás	m ² /s

INTRODUÇÃO

A grande quantidade de trabalhos realizados nos últimos anos, no campo dos meios porosos, mostra o interesse e avanço da comunidade científica e tecnológica no conhecimento dos fenômenos que incluem a transferência de calor e transporte de massa em tais meios.

Os diversos processos na indústria, agricultura e sistemas que envolvem produção de energia usando materiais porosos, têm estimulado o estudo dos mecanismos de transferência de calor e massa em meios porosos. A secagem de sólidos, a transferência de calor em solos úmidos, a utilização de energia geotérmica, a distribuição subterrânea do lixo nuclear, os tubos de calor, e os sistemas para economia energética em edifícios, são algumas das aplicações associadas a meios porosos.

A migração de umidade e energia no meio poroso depende fundamentalmente da sua estrutura. Desta forma o conhecimento da topologia e morfologia dos meios porosos é de fundamental importância. Intuitivamente os poros são espaços vazios que podem estar distribuídos em forma heterogênea no material.

Scheidegger [1] mostra diferentes formas de classificar os poros. Esta classificação pode ser feita pelo grau de organização ou desorganização, pela dispersão ou conexão entre eles, ou ainda dividindo-os pelo efeito hidrodinâmico que as paredes produzem sobre o fenômeno interior. Neste último caso, dependendo do grau de importância dos efeitos hidrodinâmicos, eles podem ser chamados capilares.

Um meio poroso pode ser visto da forma esquemática mostrada na figura 1.1. Note-se a presença de uma fase sólida, que pode ser considerada como indeformável, quimicamente inerte, macroscopicamente uniforme e isotrópica, com espaços cheios de água em forma

líquida, e uma fase gasosa, formada pelo vapor de água e ar.

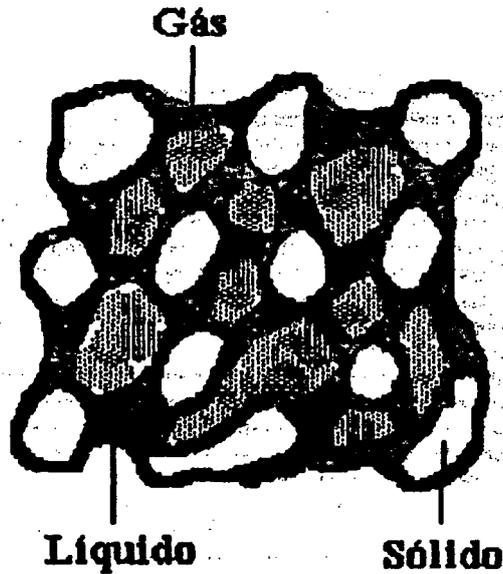


Figura 1.1 Representação esquemática de um meio poroso.

Quando os interstícios da fase sólida não estão completamente cheios com uma única fase líquida ou gasosa, o meio poroso é considerado insaturado com respeito ao líquido, como aquele da figura 1.1. No presente capítulo serão revisados alguns trabalhos associados à transferência de calor e umidade em meios porosos insaturados e em seguida será discutido o escopo desta dissertação

1.1 MODELOS FENOMENOLÓGICOS

O fenômeno de transferência simultânea de calor e massa, tem sido estudado e discutido na literatura desde o princípio de 1900. Para explicar a migração da umidade em meios porosos três teorias merecem destaque:

- A teoria da difusão [2-5].
- A teoria de fluxo capilar (ou teoria de difusão não linear) [6] .

- A teoria da evaporação-condensação [7,8,9].

Na teoria da difusão do líquido, os mecanismos de transporte interno, na secagem por exemplo, são representados simplesmente pela lei de Fick onde a força motriz é a concentração específica de vapor de água proveniente da umidade do meio. Visando validar os resultados teóricos com os experimentais Ceaglske e Hougen [5] questionaram a teoria da difusão mostrando claramente as limitações da equação da difusão e evidenciaram o papel importante da capilaridade. Eles observaram que o movimento do líquido por difusão é reservado ao domínio higroscópico (quando a água se encontra adsorvida na estrutura sólida). De uma maneira geral a água "livre" pode escoar por capilaridade (e gravidade) desde que haja continuidade da fase líquida. Assim, por considerar que a migração de umidade num meio poroso pode ocorrer simultaneamente na forma de fluxo capilar e difusão de vapor, Krischer [9] propôs um modelo que incorpora o escoamento capilar do líquido devido ao gradiente de conteúdo de umidade e a difusão de vapor através dos poros vazios devido ao gradiente de pressão parcial do vapor.

Do anterior, vários fenômenos podem ser identificados associados à transferência de calor e massa em meios porosos. Exemplos incluem a condução de calor, a radiação térmica, a difusão de vapor de água e ar em relação ao movimento da fase gasosa, a mudança de fase, o movimento de água líquida por capilaridade, etc.

A fase gasosa, formada pela mistura de ar com vapor de água, produzida pela evaporação ou condensação na interface da água e o ar, pode fluir no meio poroso devido à ação das forças externas, tais como uma diferença de pressão. Por sua vez o vapor tem movimento relativo ao ar devido à difusão das regiões onde sua pressão parcial é mais alta. O fluxo de líquido é causado por forças externas e internas. Entre as forças externas, tem-se o gradiente de pressão ou gravidade, e para as forças internas, tem-se principalmente a capilaridade, e as forças osmóticas ou intermoleculares.

Luikov [10], explica em forma detalhada para corpos porosos capilares, os mecanismos internos de transferência de calor e massa associados às fases de vapor e de líquido. Ele mostra como o transporte do vapor na matriz porosa pode ser feito pelas vias moleculares, isto é, por difusão ou efusão, ou ainda pela via molar que, devido a gradientes de pressão, origina uma filtração. No caso do líquido, o transporte pode ser causado por difusão, absorção capilar ou por filtração.

O primeiro pesquisador a propor o movimento de umidade em solos pela indução térmica foi Smith [11]. Ele explicou que quando um gradiente térmico é estabelecido em uma amostra de solo, água começa a evaporar na região quente e começa a condensar na região fria, e que devido à diferença no conteúdo de umidade na amostra, água líquida muda da zona fria para a mais quente por capilaridade. Este processo que foi ativado pelo movimento do vapor, continuará até que toda a umidade na zona quente seja removida para a zona fria, ou se equilibra quando os fluxos de vapor e líquido se igualam. Exemplos, e aplicações dos ditos fenômenos, no caso de solos insaturados, são explorados, por exemplo, por Shah, Ramsey e Wang [12].

Considerando os fenômenos físicos descritos e a vasta bibliografia existente, hoje é possível saber que a transferência de calor e massa nos meios porosos é um processo acoplado, onde a umidade move-se na forma de vapor de água da zona quente até a zona fria, e a água na fase líquida transfere-se na direção oposta por capilaridade, onde no caso estacionário, o fluxo de vapor de água é igual ao fluxo mássico de líquido.

Ao considerar que cada um destes mecanismos descritos em forma individual são complexos por si mesmos, a interação deles num meio poroso levando-se em conta ainda aspectos como a variação da forma da estrutura da matriz sólida composta de células, fibras, grãos etc, a irregularidade no tamanho dos vazios, e a forte variação das propriedades envolvidas com a estrutura do meio poroso, fazem com que um estudo detalhado seja por

demais complexo. É por isso que D. A. de Vries [13] afirma que, "Considerando a grande quantidade de meios porosos e suas aplicações, duvida-se que uma teoria universal possa ser desenvolvida."

1.2 REVISÃO DA LITERATURA.

Conforme explorado anteriormente, o fenômeno de transferência de calor e massa em meios porosos, tem sido estudado e discutido desde o começo de 1900. Como aponta Huang, Siang e Best [14], as teorias de difusão, capilaridade, e evaporação-condensação, que foram desenvolvidas e utilizadas para explicar os mecanismos de movimento de umidade, tiveram vários questionamentos. Para a teoria de difusão, por exemplo Ceaglshe e Hougen [5] afirmaram: "a taxa de secagem de uma substância granular, não é determinada pela difusão, mais pela ação da capilaridade". Posteriormente o próprio Hougen et al [15] mostraram a validade da teoria da capilaridade comparando as soluções teóricas obtidas pelas teorias da difusão e da capilaridade com dados experimentais.

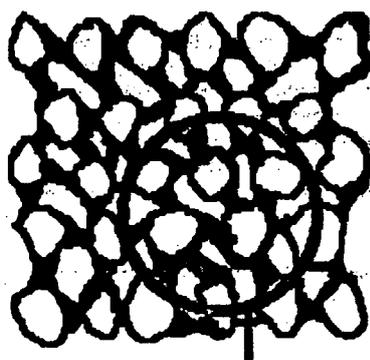
Na década de 1950 Philip e De Vries [16-17] propõem uma teoria de transferência de calor e umidade em meios porosos onde combina-se a teoria de difusão para o fluxo de vapor com a teoria de escoamento viscoso para líquido originado pela influência da gravidade bem como a capilaridade e forças adsorptivas. As equações assim obtidas provêm das modificações das leis de Darcy e Fick deixando-as como função dos gradientes de temperatura e conteúdo de umidade. Mas tarde o próprio De Vries [13] fez uma reavaliação do presente estado da teoria discutindo suas hipóteses e limitações. Também no citado artigo o conceito da condutividade térmica aparente de um meio poroso é analisado e discutido.

Equações governantes similares às de Philip e De Vries foram propostas por Luikov [18-19], que, usando conceitos da termodinâmica irreversível relaciona a entropia do solo

úmido com a transferência de calor, movimento de umidade, e pressão. Identificando as principais forças motrizes, coeficientes fenomenológicos são relacionados aos fluxos de massa e calor. Tais coeficientes devem ser obtidos experimentalmente.

O próprio Luikov [20], posteriormente, publicou uma interessante coletânea dos trabalhos de pesquisadores russos apresentando as equações básicas e a teoria para a transferência de calor e massa em meios porosos. Eles descrevem a secagem de um corpo poroso, propondo para isto um modelo de duas zonas, o qual assume a existência de uma frente de evaporação que separa o material em uma zona úmida e uma de evaporação, com diferentes coeficientes de transferência de umidade. Chen e Pei [21], fazem uma crítica ao modelo de Luikov [19] explorando os diversos mecanismos de transferência que estão interligados entre si, cujas diferenças são ocultadas no modelo de Luikov.

Outras importantes contribuições neste campo advêm das equações clássicas da mecânica do contínuo, as quais são integradas ao longo de um volume elementar representativo no meio poroso [22]. Nesta técnica comumente denominada de "Escola de Whitaker" ver por exemplo [23], a variável dependente representa uma média sobre um volume localizado, como aquele mostrado na figura 1.2,



**Volume elementar
representativo**

Figura 1.2 Volume elementar representativo
no meio poroso.

Utilizando-se volumes elementares representativos para se definir as variáveis dependentes pode-se escrever equações diferenciais associadas à conservação de massa e energia e que são capazes de reproduzir macroscopicamente os mecanismos de transporte em meios porosos. Diversos são os autores que têm se utilizado desta técnica. Exemplos incluem [24 - 27].

A variedade de trabalhos tomando como base os sistemas de equações de Luikov, a teoria de Philip e De Vries e a técnica de Whitaker, é grande e uma apresentação de todos foge ao escopo da presente dissertação. Contudo, de interesse particular para esta dissertação, estão os trabalhos que estudam as mudanças de fases no meio. Em geral, em tais trabalhos, a mudança de fase é tratada assumindo que a pressão parcial do vapor de água é igual à pressão de saturação para a temperatura correspondente.

Rubin e Schweitzer [28] fazem um análise do escoamento bifásico num meio poroso determinando a propagação da frente de vaporização. A mudança de fase produzida na separação entre a região do vapor e do líquido é induzida pelo aquecimento acima da temperatura de vaporização de um lado do meio poroso. Foi mostrado que para um número inicial grande de Péclet, a interface não penetra no meio, porém, para um Péclet baixo, a frente de vaporização tem capacidade de avançar no meio.

Mikhailov [29] para um caso unidimensional determina a frente de vaporização obtendo uma solução exata para a distribuição da temperatura e umidade. Ele utiliza alguns parâmetros adimensionais e ilustra os efeitos destes sobre a frente de vaporização.

Udell [30] analisa a transferência de calor e massa para um meio poroso saturado, estudando um caso unidimensional estacionário, onde os efeitos de forças de gravidade, capilaridade e de mudança de fases foram incluídos. Foi mostrado que a transferência de calor é incrementada várias vezes em relação a uma condução pura quando os efeitos de evaporação são considerados.

Chen e Pei [21] propuseram um interessante modelo de secagem, o qual é usado para descrever o comportamento de materiais higroscópicos e não higroscópicos. Três mecanismos de transferência da umidade no interior do meio são considerados: capilaridade, movimento da água superficial (bound water) e difusão do vapor.

Vafai e Tien [31], utilizando as equações de transporte clássicas, e usando a técnica de diferenças finitas analisam o transporte de calor e massa para um meio isolante poroso. As variações e interrelacionamento entre a temperatura, conteúdo de umidade e campo de velocidade na fase gasosa são obtidos. Para isso, são utilizadas condições de temperatura e umidade prescritas em dois lados do meio poroso e condições de impermeabilidade e isolamento nas outras duas faces.

Muitos outros trabalhos tem sido conduzidos com vistas a aplicações específicas, como por exemplo no caso de solos. Merece destaque o trabalho de Shah, Ramsey e Wang [32], que obtêm experimentalmente relações para os coeficientes de difusão térmica e de umidade para dois tipos de solos.

M. Prat [33], estuda numérica e experimentalmente um caso bidimensional para um meio poroso composto de areia. A fim de determinar os efeitos da ação combinada da gravidade, e o movimento da água devido ao gradiente térmico ele usa o modelo de Philip e De Vries e demonstra a importância da inclusão da gravidade, na comparação dos trabalhos experimentais e teóricos.

Somasundaran, Anand, Suh e Aung [34], estudam, utilizando o modelo de Philip de Vries, a migração da umidade em um meio poroso insaturado retangular. As fronteiras do meio são impermeáveis e para a condição de fluxo de calor prescrito é verificado que a migração da umidade é mais rápida do que aquela onde a temperatura é prescrita. Adicionalmente, o estudo mostra como incluindo o termo da gravidade na equação da difusão da massa, pode-se causar um grande acúmulo de umidade perto da parte inferior da parede.

Um interessante trabalho numérico em um meio poroso insaturado, realizado por Mamoudi e Prat [35], permite observar a influência dos coeficientes convectivos de transferência de calor e massa entre o ambiente e a superfície porosa durante a secagem. Por considerar que os coeficientes convectivos teóricos e experimentais de transferência de calor e massa obtidos na superfície do meio não têm em geral uma boa correspondência, valendo-se de um escoamento externo de ar em regime laminar e turbulento várias simulações numéricas são feitas afim de estudar o comportamento dos ditos coeficientes durante a secagem.

Motivado por aplicações bio-climáticas, a transferência de calor e umidade em concreto também tem sido amplamente estudada, Huang, Siang e Best [14] obtêm a distribuição de temperatura, umidade e pressão resolvendo o sistema de equações proposto por Huang [36]. Huang, por sua vez, estendeu o trabalho de Harmathy [37], incluindo o estado funicular (estado onde há continuidade da fase líquida) na migração de umidade no meio poroso. O sistema de equações diferenciais apresentados por Harmathy, está baseado nos princípios da termodinâmica irreversível. Os resultados numéricos apresentados confirmam que durante o estado pendular (estado onde não há continuidade da fase líquida) os mecanismos de difusão e evaporação-condensação da fase vapor governam a secagem.

Cunha Neto et al. [38] impõe um gradiente de temperatura em um concreto do tipo celular, e determina experimentalmente os coeficientes globais de transferência (D_0 e D_T). Os resultados obtidos mostram o importante papel do gradiente de temperatura na secagem do meio poroso onde significativas diferenças na evolução do conteúdo de umidade como função do gradiente de temperatura imposto são observadas.

Para uma análise geral da migração da umidade causada pela diferença de temperatura em um meio poroso insaturado, Eckert e Faghri [39], considerando um meio poroso com condições de contorno de impermeabilidade e de temperatura prescrita, obtêm boa concordância com resultados experimentais a partir de um modelo onde as propriedades do

meio são assumidas constantes.

Prata e Ferreira [40] utilizando as mesmas condições de contorno do trabalho de Eckert and Faghri [39], comparou os desvios dos modelos propostos por eles com um modelo mais rigoroso que incorpora as variações da temperatura e conteúdo de umidade nas propriedades termofísicas e de transporte do meio. Foi verificado que o modelo paramétrico de Eckert e Faghri fornece resultados satisfatórios para conteúdos de umidade altos ou baixos. Ou seja, quando a migração de umidade é governada ou por forças capilares ou por difusão de vapor. Em situações envolvendo conteúdos de umidade intermediários, associados à transição entre os estados funicular e pendular do meio, o modelo paramétrico não pode ser adotado.

Ilic e Turner [23], formularam um modelo que descreve o processo de secagem em ladrilhos utilizando convecção forçada, através da exposição da superfície do meio ao ar seco. As equações utilizadas pelos autores têm a forma das equações de Luikov e são resolvidas utilizando a técnica numérica das diferenças finitas. Os resultados obtidos descrevem a evolução da temperatura e distribuição da umidade e pressão nas regiões secas e úmidas e obtém-se uma boa correlação com os resultados experimentais disponíveis.

Uma importante classe de trabalhos da literatura de meios porosos diz respeito à caracterização das propriedades destes meios. Particularmente, a condutividade térmica tem sido objeto de grande interesse. Diversos trabalhos estão associados à caracterização da condutividade térmica de meios porosos saturados e uma revisão da literatura existente pode ser encontrada em Bejan e Neild [41] e Kaviany [42]. Entretanto para o caso de meios porosos insaturados, a literatura especializada é pouco abundante, muito embora existam trabalhos experimentais e teóricos que determinam a condutividade térmica aparente utilizando as equações de Philip e De Vries. Presentemente permanece a dúvida, no entanto, sobre o que é efetivamente avaliado quando se tenta medir a condutividade térmica de meios porosos insaturados. Não é claro se o que se mede incorpora os mecanismos de migração de umidade

(condutividade aparente) ou se é apenas a condutividade associada à composição das fases sólida, líquida e vapor (condutividade efetiva). Para obter mais informação sobre este debate o leitor é referido a [13,43,44,45,46,47].

O fluxo de calor em meios porosos úmidos pode ser expressado por uma componente de condução pura e por efeitos de difusão de vapor. Degiovanni e Moyne [44] introduzem três tipos de notação para especificar a condutividade térmica "pura", "aparente" e "equivalente" de um meio poroso insaturado. Para explorar tais conceitos considera-se a equação da energia escrita na forma,

$$\rho_s C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (K_{11} \nabla T + K_{12} \nabla X + K_{13} \nabla P) \quad (1.1)$$

onde ρ_s é a massa específica do sólido seco, C_p é o calor específico do meio, T a temperatura, X a fração mássica (massa de água dividida pela massa de sólido) e P a pressão total.

Os coeficientes K_{12} e K_{13} são escritos como,

$$K_{12} = \rho_s L_v D f \frac{\partial W_v}{\partial x} \quad (1.2)$$

e

$$K_{13} = L_v \left(\rho_s D f \frac{\partial W_v}{\partial P} + \frac{K_g}{\nu_g} W_v \right) \quad (1.3)$$

onde L_v representa o calor latente de evaporação, D é o coeficiente de difusão do vapor de água no ar, f é um fator de resistência à difusão no meio poroso, W_v é a fração mássica do vapor de água dentro dos poros (massa de vapor dividida pela massa do gás), K_g é a permeabilidade do meio na fase gasosa e ν_g é a viscosidade cinemática do gás.

O coeficiente K_{11} na equação da energia representa a condutividade "aparente" e é definida como,

$$K_{11} = \lambda + \rho_s L_v D f \frac{\partial W_v}{\partial T} \quad (1.4)$$

onde λ é a condutividade verdadeira uma vez que ela provém diretamente da lei de Fourier na qual a contribuição do movimento do vapor não é considerado. Do anterior pode-se observar que a condutividade "aparente" representa os efeitos combinados da condutividade verdadeira e da componente difusiva do fluxo de vapor. Segundo Degiovanni e Moyne só se pode medir K_{11} quando VX e VP são zero. Note-se ainda que a condutividade térmica verdadeira não é necessariamente igual à condutividade térmica efetiva do meio (condutividade associada à composição das fases sólida, líquida e vapor), uma vez que fontes heterogêneas de calor (associadas à condensação e evaporação) estão presentes nas interfaces entre as fases (ver anexo 2 de [44]).

A condutividade térmica "equivalente" é definida da forma,

$$\lambda_{eq} = \lambda + \lambda_{af} \quad (1.5)$$

com

$$\lambda_{af} = \rho_s D f L_v \frac{dp_w}{dT} \frac{M_v}{M_s} \frac{1}{(P - p_w)} \quad (1.6)$$

onde M_v é a massa molecular do vapor, M_s é a massa molecular do gas e p_w é a pressão do vapor saturado. Deve-se notar que K_{11} não é igual à λ_{eq} , já que a condutividade equivalente é obtida considerando fluxo de ar nulo na fase gasosa, ou seja, considera-se que o ar está estagnado. Porém a condutividade térmica aparente obtém-se ao escrever a lei de Fick para o fluxo de vapor assumindo que não há fluxo convectivo de massa na fase gasosa. Na realidade, se a permeabilidade da fase gasosa é zero, assumir que não há fluxo convectivo conduz a uma inconsistência física uma vez que sendo o líquido impermeável ao ar, o fluxo convectivo deve

existir para compensar o fluxo difusivo de ar uma vez que este está estagnado. Quando a permeabilidade do gas não é zero, a pressão total no meio será constante indicando que neste caso assumir que não há fluxo convectivo é uma hipótese melhor do que assumir que o ar é estagnante.

Motivados pela necessidade de explorar as diferentes definições de condutividade térmica Degiovanni e Moyne [44], mediante simulações numéricas das técnicas experimentais da placa quente, e do método flash, para uma amostra insaturada de concreto celular do tipo Ytong, apresentam resultados das condutividades térmicas pura, aparentes, equivalente e a "medida". Neste trabalho as forças motrizes típicas, como a temperatura e a umidade na equação da energia são consideradas e o efeito do gradiente de pressão foi evidenciado.

O trabalho de Degiovanni e Moyne [44] evidencia principalmente dois fatos:

- A importância de se considerar o gradiente de pressão no meio nas equações fundamentais. Quando o gradiente de pressão é nulo a condutividade térmica aparente reproduz a condutividade térmica "medida". Quando o ar é estagnante a condutividade térmica equivalente reproduz a "medida".

- A diferença marcante entre as condutividades pura, aparente e equivalente.

A pesar dos excelentes perfis de temperatura, umidade e pressão apresentados em [44] na amostra, os valores das condutividades térmicas obtidas pelos autores são inexplicavelmente baixos quando comparados com outros valores reportados na literatura pelos mesmos autores. Adicionalmente, a expressão da condutividade pura com que são confrontados os diferentes valores da condutividade medida, não tem uma explicação clara no artigo de como é obtida. Tais inconsistências e falhas prejudicam o entendimento completo do artigo.

Outro trabalho experimental, utilizando o método de impulsão flash na determinação das condutividades térmicas para diferentes materiais insaturados, foi realizado por Azizi, Moyne et Degiovanni [45]. Na tentativa de reconciliar as teorias de [16-17,46], que mostram

uma subestimação do fluxo difusivo do vapor com os resultados experimentais, Azizi et al. apresentam uma série de resultados da condutividade térmica aparente em função da taxa da umidade para três tipos de materiais: cimento tipo "Ytong", leito de esferas de vidro (lit de billes de Verre) e um material composto de C-SiC.

O valor da condutividade térmica aparente que é definida pela soma da condutividade verdadeira mais o produto do termo difusivo de vapor e um fator de resistência à difusão no meio poroso, tem a dificuldade prática associada à impossibilidade de medir a própria condutividade pura. Por isso Azizi et al, redefinem a condutividade térmica aparente, considerando a realidade experimental, e expressando-a como a soma da condutividade térmica sem o efeito da evaporação-condensação (medida para 5 e 20 graus celsius, onde ditos efeitos são desprezíveis), mais o produto do termo difusivo e um fator experimental a ser determinado em função da umidade. Esta condutividade sem o efeito da evaporação-condensação é a condutividade efetiva do meio poroso; ou seja, a condutividade associada à composição das fases sólida, líquida e vapor.

Os valores obtidos das condutividades térmicas aparentes para os diferentes materiais em função da temperatura e da umidade, mostram uma boa concordância com os valores apresentados por Krischer[46].

Nessa mesma direção, Moyne, Batsale et Degiovanni [47] apresentam uma continuação do trabalho anterior. Utilizando o método dos volumes finitos, e as equações da energia e do transporte de vapor resolvem um caso bidimensional de uma célula unitária para leito de esferas de vidro. Os casos resolvidos incluem a célula com paredes secas e úmidas, e os valores da condutividade térmica aparente definidos no trabalho anterior são obtidos teoricamente em função da saturação da célula. Os valores obtidos mostram a diferença entre a condutividade térmica sem evaporação-condensação e a condutividade térmica pura. Por razões desconhecidas, os autores não comparam entre si seus resultados teóricos e

experimentais.

Para materiais como solos insaturados, Grouhel et Giat [48] determinam experimentalmente a condutividade térmica aparente ao modificar os modelos de Krischer-Kroll. Os resultados são obtidos por utilizar um "condutivímetro" C. Matic (Dynatech) em regime permanente. Como as condutividades térmicas medidas são calculadas da lei de Fourier uma vez conhecido o fluxo térmico, a condutividade aparente é obtida substraindo da condutividade medida o termo de difusão de vapor. Os valores das condutividades térmicas aparentes obtidos para um material de densidade seca de 1,78 (unidades), porosidade 37%, e diâmetro de capilares entre 0,1 e 2 μm . tem uma excelente correlação quando são comparados com os valores de Palosaari e Cornish [49] para diferentes temperaturas e graus de saturação do material.

1.3 OBJETIVO E ESCOPO DO TRABALHO.

Com o objetivo de compreender melhor os fenômenos de transferência de calor e massa, e considerando as diferentes interpretações da condutividade térmica em um meio poroso insaturado, o presente trabalho propõe o estudo de um modelo microscópico considerando o meio poroso como uma estrutura espacialmente periódica e focalizando a atenção em uma célula unitária geradora desta estrutura. O domínio a ser estudado é composto pelas três fases do meio poroso, isto é, sólido, líquido e gás. A transferência de calor será estudada a partir das equações fundamentais da conservação de energia e massa. No que se segue nenhuma aproximação de natureza empírica será adotada e o problema da transferência de calor será atacado a partir dos primeiros princípios.

Os modelos microscópicos associados a estruturas espacialmente periódicas embora permitam uma visão microscópica dos meios porosos ainda estão longe de refletir corretamente

a realidade de tais meios, principalmente do ponto de vista geométrico. Avanços no sentido de obter modelos que melhor caracterizam meios porosos têm sido conseguido através de estruturas que apresentam auto-similaridade, ou seja, são invariantes em relação a uma mudança de escala dimensional (estruturas fractais), ou mesmo através de estruturas randômicas não-correlacionadas que são abordadas através da teoria da percolação. Mais recentemente, uma classe de materiais porosos com características estatísticas conhecidas têm sido reconstruídos através de modelos numéricos. Tais estruturas reconstruídas estão mais próximas dos meios porosos reais do que as estruturas espacialmente periódicas, as fractais e mesmo as randômicas. Explorar as diferentes possibilidades de modelar estruturalmente os meios porosos foge do escopo da presente dissertação e uma abordagem recente do assunto pode ser encontrada em Adler [50].

O material a ser coberto será dividido em cinco capítulos conforme explorado a seguir. No capítulo II, o modelo microscópico é apresentado com as relações básicas que governam o fenômeno. Ali se dá uma ênfase especial na forma de tratar as interfaces entre o líquido e gás. No capítulo III, apresenta-se a metodologia numérica para resolver o problema; em especial, trata-se de duas formas para considerar o processo de evaporação-condensação nas fronteiras. No capítulo IV, é feita a caracterização da estrutura porosa explicitando as diversas propriedades e correlações utilizadas. No capítulo V os resultados e discussões dos diferentes casos rodados são apresentados; em especial a obtenção das condutividades térmicas sem evaporação e com evaporação são mostrados para diferentes conteúdos de umidade e porosidade. Também a influência da convecção e do transporte difusivo na equação da energia é estudado e uma tabela apresentando as condutividades térmicas aparente e equivalente em função da temperatura e da fração mássica para um tipo de material é apresentada. Por último, no capítulo VI apresenta-se as conclusões.

Neste capítulo considerando a estrutura geométrica e os mecanismos de transferência de calor e massa em um meio poroso insaturado, apresenta-se o problema a ser estudado. Feitas as considerações físicas, e a partir das equações de transporte de quantidade de movimento, energia e massa, são desenvolvidas as equações básicas associadas ao modelo proposto.

2.1 MIGRAÇÃO DA UMIDADE.

Conforme explorado anteriormente, o meio poroso insaturado constitui-se de um sistema de três fases: a matriz sólida, a água como constituinte da fase líquida, e a fase gasosa composta de ar e vapor d'água. Dependendo do conteúdo de umidade no meio poroso, este pode ou não apresentar pontes de líquido ao nível microscópico unindo as matrizes sólidas. Um caso extremo acontece quando todos os poros são preenchidos com água, desaparecendo assim o vapor, e o meio poroso é dito saturado.

Para meios porosos insaturados, quando não há continuidade da fase líquida, a transferência da umidade se dá pela migração do vapor. Conforme mostrado na figura 2.1 o vapor se difunde através da fase gasosa e atinge as pontes de líquido. Ao atingir o líquido o vapor se condensa aumentando o raio de curvatura do menisco. Na outra extremidade da ponte de líquido a evaporação faz com que o raio de curvatura da superfície de líquido decresça. Em virtude da diferença de pressão capilar nas extremidades do líquido este se desloca dando continuidade ao movimento da fase vapor.

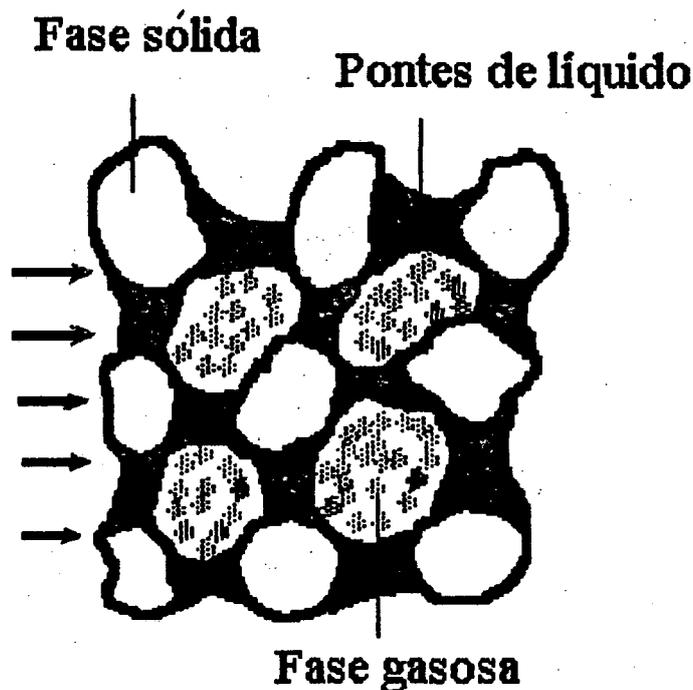


Figura 2.1 Movimento do vapor associado a um gradiente de pressão parcial. A pressão parcial decresce da esquerda para a direita.

Havendo continuidade da fase líquida, o efeito de capilaridade associado aos mecanismos de condensação-evaporação propiciará um movimento contínuo do líquido através da matriz porosa.

Na presente dissertação a migração de umidade será explorada para situações onde não há continuidade da fase líquida.

2.2 EQUAÇÕES GOVERNANTES

Estudar o fenômeno da migração de umidade conforme descrito anteriormente implica em resolver um modelo matemático para cada um dos constituintes do meio. Para tal será considerada a estrutura bidimensional constituída por uma geometria regular formada por uma rede periódica a partir de uma célula uniforme, conforme mostrado na figura 2.2.

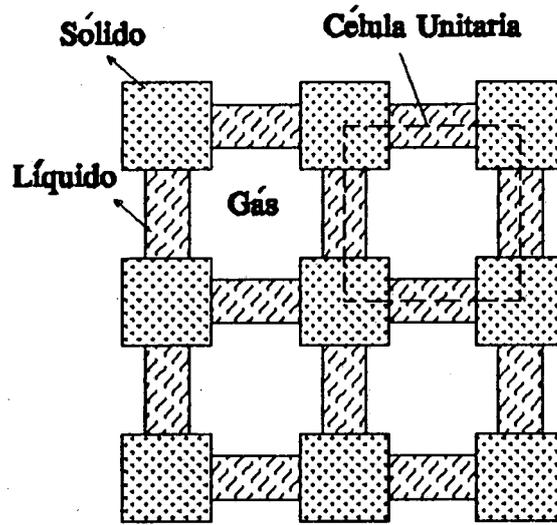


Figura 2.2 Estrutura periódica regular adotada como representação de um meio poroso.

A figura 2.3 mostra a célula unitária geradora da estrutura porosa. Tal célula constitui o domínio de solução do presente estudo.

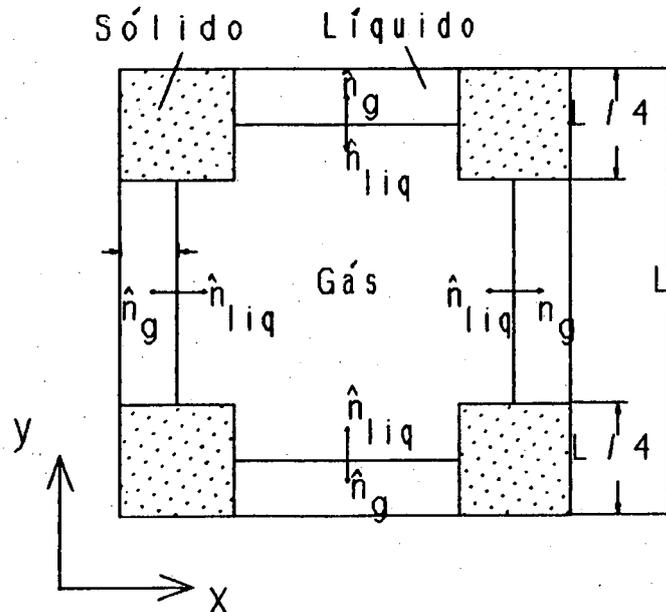


Figura 2.3 Representação de uma célula geradora do meio poroso

Para estabelecer as equações dominantes do mecanismo de transferência de calor e massa na célula unitária apresentada na figura 2.3, as seguintes hipóteses simplificativas são adotadas:

- o sólido é indeformável, quimicamente inerte e isotrópico.
- o líquido é água pura.
- o gás é ar seco e vapor de água que podem ser tratado como gás ideal.
- ar-água são imiscíveis.
- efeitos de radiação podem ser ignorados.
- equilíbrio termodinâmico local.
- regime permanente.

Considerando que a fase gasosa é composta por vapor de água e ar seco, com sub-índices 1 e 2 respectivamente, sua densidade é dada por,

$$\rho_g = \rho_1 + \rho_2 \quad (2.1)$$

e a velocidade da mistura gasosa pode ser escrita como,

$$u = \frac{u_1 \rho_1 + u_2 \rho_2}{\rho_g} \quad (2.2)$$

A conservação de massa da mistura estabelece que,

$$\frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g v)}{\partial y} = 0 \quad (2.3)$$

Adicionalmente, as equações de conservação de movimento linear para x e y respectivamente são,

$$\frac{\partial(\rho_g uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g uv)}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_g \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial(\rho_s \mu v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_s \nu w)}{\partial y} = - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu_s \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.5)$$

onde P é a pressão e μ_s a viscosidade absoluta da fase gasosa.

Para obter a equação da conservação da energia térmica, é útil definir as frações mássicas do vapor e ar, como W_1 e W_2 , respectivamente, e expressar por,

$$W_1 = \frac{m_1}{m_s} = \frac{\rho_1}{\rho_s} \quad (2.6)$$

e

$$W_2 = \frac{m_2}{m_s} = \frac{\rho_2}{\rho_s} \quad (2.7)$$

Logo

$$W_1 + W_2 = 1 \quad (2.8)$$

e

$$\nabla W_1 = - \nabla W_2 \quad (2.9)$$

Um balanço de energia térmica local na fase gasosa, desprezando a dissipação viscosa e assumindo a mistura incompressível, fornece

$$\rho_s C_p u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_s C_p v \frac{\partial T}{\partial y} = K \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] + \rho_s D (C_{p1} - C_{p2}) \left[\frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial W_1}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial W_1}{\partial y} \right] \quad (2.10)$$

onde C_{p_i} é o calor específico da fase i , e D e K são o coeficiente de difusão e a condutividade térmica da fase gasosa respectivamente; C_p é o calor específico da fase gasosa dada por,

$$C_p = W_1 C_{p1} + W_2 C_{p2} \quad (2.11)$$

A equação de conservação de massa do vapor de água requer que,

$$\rho_s \mu \frac{\partial W_1}{\partial x} + \rho_s \nu \frac{\partial W_1}{\partial y} = \rho_s D \left[\frac{\partial^2 W_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_1}{\partial y^2} \right] \quad (2.12)$$

As equações (2.3), (2.4), (2.5), (2.10) e (2.12) representam um sistema de cinco equações e cinco incógnitas que quando resolvido fornece u , v , T e W_1 .

Para as fases sólida e líquida a caracterização do campo térmico é feita resolvendo-se apenas a equação da condução de calor expressa por,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad (2.13)$$

A seguir serão apresentadas as condições de contorno associadas às equações diferenciais apresentadas na seção anterior. Para tal referência será feita à célula unitária da figura 2.3.

2.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO

2.3.1 CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA O PROBLEMA TÉRMICO.

- Fronteira externa da célula,

$$\left. \begin{aligned} T = T_a)_{x=0} & & 0 \leq y \leq L \\ T = T_b)_{x=L} & & 0 \leq y \leq L \\ \frac{\partial T}{\partial y})_{y=0, L} = 0 & & 0 \leq x \leq L \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

- Fronteira Líquido-Gás,

$$\left. \begin{aligned} -K_{Lq} \frac{\partial T}{\partial n})_{Lq} &= \dot{m} h_{fg} + K_s \frac{\partial T}{\partial n})_s \\ T)_{Lq} &= T)_s \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

onde n é a orientação normal à superfície; para a fronteira líquido-gás à esquerda da figura 2.3, por exemplo, a normal associada ao líquido aponta na orientação de x , e a normal associada ao gás aponta na orientação de $-x$, conforme ilustrado na figura. O fluxo de massa \dot{m} é positivo quando a massa evapora e negativo quando a massa condensa; \dot{m} é simplesmente o produto da densidade da mistura pela velocidade na interface gás-líquido.

Uma vez que não há transferência de massa nas fronteiras entre o líquido e o sólido, e o sólido e o gás, as condições de contorno impostas são, respectivamente,

- Fronteira Sólido-Líquido,

$$\left. \begin{aligned} -K_{sol} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{sol} &= K_{liq} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{liq} \\ T \Big|_{sol} &= T \Big|_{liq} \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

- Fronteira Sólido-Gás,

$$\left. \begin{aligned} -K_{sol} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{sol} &= K_{gas} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{gas} \\ T \Big|_{sol} &= T \Big|_{gas} \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

2.3.2 CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA O PROBLEMA HIDRODINÂMICO.

Para o problema hidrodinâmico a condição de contorno para a célula da figura 2.3 nas interfaces líquido-gás, devido à evaporação e condensação, a velocidade é normal à superfície. No caso da fronteira sólido-gás, por se tratar de um caso de paredes secas, a velocidade é nula.

Se a espécie 2, (ar) é considerada imiscível ao líquido, para $x = \delta$ e $L/4 < Y < 3/4 L$, por exemplo, a condição de ar estagnado requer que,

$$\rho_2 \mu \Big|_{x=\delta} - \rho_g D \left(\frac{\partial W_2}{\partial X} \right)_{x=\delta} = 0 \quad (2.18)$$

o que juntamente com as equações (2.8) e (2.9) fornece,

$$u)_{x=\delta} = - \frac{D}{1-W_V} \left(\frac{\partial W_1}{\partial x} \right)_{x=\delta} \quad (2.19)$$

Para a superfície evaporativa considera-se que a fração mássica de vapor é dada por,

$$W_V = \frac{\rho_{1,sat}}{\rho_g} \quad (2.20)$$

onde $\rho_{1,sat}$ é a densidade de saturação que é função da temperatura da interface.

Desta forma para $x = \delta$ e $x = L-\delta$, $L/4 \leq y \leq 3/4 L$ tem-se,

$$\left. \begin{aligned} u)_f &= - \frac{D}{1-W_V} \left(\frac{\partial W_1}{\partial x} \right)_f \\ v)_f &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

e para $y = \delta$ e $y = L-\delta$, $L/4 \leq x \leq 3/4 L$ tem-se,

$$\left. \begin{aligned} v)_f &= - \frac{D}{1-W_V} \left(\frac{\partial W_1}{\partial y} \right)_f \\ u)_f &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

2.3.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA O PROBLEMA VAPOR D' ÁGUA.

Conforme introduzido na equação (2.20) a fracção mássica de vapor para as interfaces líquido-gás, é:

$$W_V = \frac{P_{1,gs}}{P_g} \quad (2.23)$$

e para a interface sólido-gás, devido à impermeabilidade da fase sólida tem-se,

$$\left(\frac{\partial W_1}{\partial n}\right)_{gs} = 0 \quad (2.24)$$

Estabelecidas as equações governantes associadas ao processo de transferência de calor e massa para a célula unitária do meio poroso bem como as condições de contorno correspondentes, passa-se neste capítulo a descrever a metodologia de solução adotada para resolver as equações diferenciais.

3.1 METODOLOGIA GERAL.

A formulação apresentada no CAPÍTULO II, mostra que o sistema de equações diferenciais a ser resolvido é dado por,

$$\frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g v)}{\partial y} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial(\rho_g uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g uv)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_g \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial(\rho_g uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g vv)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu_g \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial(\rho_g uT)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g vT)}{\partial y} = \frac{K_g}{Cp_g} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{\rho_g D (Cp_1 - Cp_2)}{Cp_g} \left[\frac{\partial w_1}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right]$$

(2.10)

$$\frac{\partial(\rho_g u W_1)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g v W_1)}{\partial y} = \rho_g D \left(\frac{\partial^2 W_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_1}{\partial y^2} \right) \quad (2.12)$$

Note-se que para o sólido e líquido $u = v = D = 0$, e $K_s / C p_s$ se torna $K_l / C p_l$ e $K_l / C p_l$ respectivamente.

O sistema de equações apresentado anteriormente não possui solução analítica e a solução do problema proposto será feita de uma metodologia numérica baseada no método de volumes finitos [51]. O primeiro passo associado a esta metodologia consiste em se discretizar o domínio de solução. Para tal divide-se o domínio em pequenos volumes de controle e integra-se as equações diferenciais ao longo destes volumes elementares obtendo-se assim um conjunto de equações algébricas.

Por conveniência numérica as equações da quantidade de movimento serão integradas ao longo de volumes de controles descontraídos dos volumes de controle utilizados na integração das equações da continuidade, energia e conservação de vapor de água, conforme [51]. Estes últimos serão denominados de volumes de controle descontraídos enquanto que os primeiros serão denominados de volumes de controle principais. O conjunto de equações algébricas é resolvido mediante o método de linha por linha, e os campos das variáveis dependentes u , v , T , P e W_1 , é obtido. Um aspecto crucial desta metodologia de cálculo está associado ao acoplamento entre pressão e velocidade. No presente trabalho este acoplamento é feito pelo algoritmo SIMPLE [51].

Após a integração das equações diferenciais obtém-se equações algébricas para cada volume de controle. Tais equações são da forma:

$$a_p \phi_p = a_e \phi_e + a_w \phi_w + a_n \phi_n + a_s \phi_s + b \quad (3.1)$$

A equação anterior expressa o valor da variável ϕ em cada ponto nodal p , em função de seus vizinhos norte (n), sul (s), leste (e) e oeste (w). Um exemplo da distribuição de volumes

de controles elementares associados à discretização do domínio de solução é apresentado na figura 3.1.

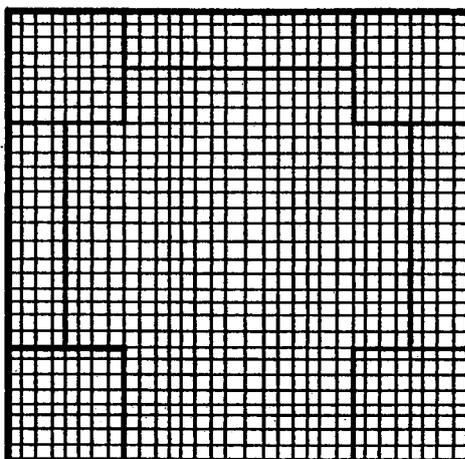


Figura 3.1 Volumes de controle elementares associados à discretização do domínio de solução.

Cada coeficiente "a" na equação (3.1) é obtido da integração da equação geral,

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_g u \phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_g v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}) + S \quad (3.2)$$

onde ϕ representa a variável dependente de interesse e pode ser u , v , T ou W_1 conforme as equações (2.4), (2.5), (2.10) e (2.12).

Se a equação (3.2) é comparada com cada uma das equações diferenciais originais obtém-se o termo fonte S para cada uma de elas. Assim, por exemplo para a equação (2.10) teremos,

$$S = \frac{\rho_g D (C_{p1} - C_{p2})}{C_{p_g}} \left[\frac{\partial W_1}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial W_1}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (3.3)$$

O termo fonte é discretizado e colocado na forma,

$$S = S_c + S_p \phi_p \quad (3.4)$$

onde S_p é incorporado no coeficiente a_p e S_c constitui o termo b da equação (3.1).

Somente para a fase gasosa há necessidade de se resolver para as variáveis u , v , T e W_1 . No entanto, durante o processo de solução, por simplicidade numérica, as cinco equações diferenciais são associadas a todos os pontos nodais no domínio de solução e para as fases líquida e sólida apenas os valores de temperatura são relevantes. Um aspecto importante diz respeito à forma de se introduzir no interior do domínio de solução as "condições de contorno" associadas às interfaces sólido-gás e gás-líquido.

Duas possibilidades de se introduzir as condições de interface foram utilizadas aqui:

- Prescrição de velocidade, temperatura e concentração via termo fonte.
- Introdução e retirada de massa via termo fonte.

A seguir tais possibilidades serão exploradas em detalhe:

3.1.1 PRESCRIÇÃO DE VELOCIDADE, TEMPERATURA E CONCENTRAÇÃO VIA TERMO FONTE.

Para as interfaces líquido-gás onde ocorre evaporação e condensação, as seguintes condições de contorno devem ser satisfeitas,

Para Velocidade:

$$\bar{u} * \Omega_g = - \frac{D}{(1 - W_{1g})} \nabla W_1 * \Omega_g \quad (3.5)$$

Para Temperatura :

$$- K_{llq} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{llq} = \dot{m} h_{fg} + K_g \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_g \quad (2.15)$$

Para Concentração :

$$W_{1r} = \frac{p_{1sat}}{p_g} \quad (2.20)$$

Os valores de $u)_r$, $v)_r$ e $W)_r$ foram prescritos, fazendo para os volume correspondentes associados à interface,

$$\left. \begin{aligned} b &= 10^{65} + \phi)_r \\ a_p &= - 10^{65} \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

que quando incorporados na equação algébrica (3.1) fornece,

$$\phi_p = - \frac{S_c}{S_p} = \phi)_r \quad (3.7)$$

Este procedimento é clássico e normalmente efetivo mas para a presente aplicação se tornou inviável uma vez que as velocidades na fase gasosa associadas à migração de vapor são muito baixas. Desta forma, considerando que as equações do movimento foram resolvidas inclusive nas fases sólida e líquida, e que o algoritmo numérico era forçado a impor um "campo de pressão" excessivamente elevado nestas fases, a correção do campo de pressão na fase gasosa ficava prejudicado e acabava por distorcer o campo de velocidade tornando-o não realístico. Outro método foi então adotado para introduzir as condições de interface.

3.1.2 INTRODUÇÃO E RETIRADA DE MASSA

Como o problema a estudar, na sua essência, é de fenômenos de evaporação e condensação, numericamente é conveniente que tais fenômenos físicos sejam incorporados naturalmente no algoritmo de solução.

Desta forma, deve-se observar que a água ao evaporar ou condensar leva consigo energia, quantidade de movimento, e massa. Tal efeito deve então ser considerado em cada uma das equações de conservação via termo fonte. Cria-se então na equação algébrica (3.1), um termo fonte de massa que pode ser considerado como um vizinho adicional, isto é um quinto vizinho a_5 . Assim, os termos S_e e S_p adicionais, que surgem em virtude da existência do termo fonte de massa podem ser somados no termo fonte convencional em cada uma das equações diferenciais apresentadas [52].

Tais termos fontes são expressos como,

$$S_{c_{adic.}} = a_5 \frac{\phi_5}{\Delta V} \quad (3.8)$$

e

$$S_{p_{adic.}} = -\frac{a_5}{\Delta V} \quad (3.9)$$

Das equações anteriores, a_5 , é o fluxo de massa que condensa ou evapora na interface gás-líquido. No caso de evaporação há um surgimento de vapor de água nos volumes de controle da fase gasosa adjacentes à interface. Este vapor que surge carrega consigo massa, quantidade de movimento e energia (representados pelos ϕ_5 , correspondentes) afetando assim a massa, a quantidade de movimento e a energia destes volumes de controle. Por outro lado, se o vapor sofre condensação, ϕ_5 é feito igual a zero no mesmo espírito adotado quando se assume a condição de contorno de escoamento paralelo em fronteiras de saída de domínio de solução [52]. A forma de se introduzir a massa nos volumes de controle do gas adjacentes à fronteira gás-líquido será mostrada com auxílio das figuras 3.2 e 3.3. A figura 3.2 representa a malha associada à variável u enquanto que a figura 3.3 representa a malha associada a variável v .

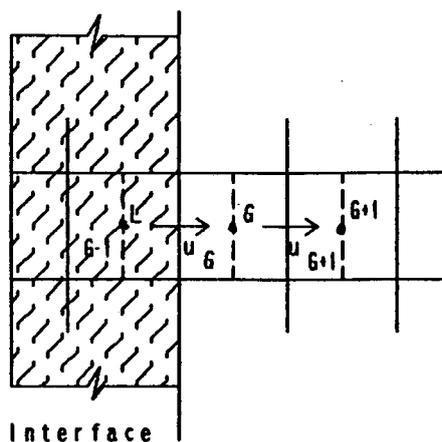


Figura 3.2 Representação da entrada de massa na malha da velocidade u .

Os volumes de controle principais estão representados por $G-1$, G e $G+1$. Tendo em vista a convenção adotada, o volume de controle desencontrado associado à variável u na interface será representado por G , e desta forma a velocidade na interface será denotada por u_G . A velocidade em cada posição é então denotada pelo índice associado ao volume de controle principal ao qual a velocidade aponta. Esta mesma convenção é adotada na figura 3.3.

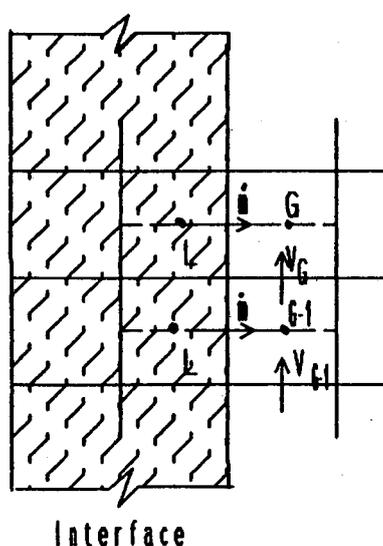


Figura 3.3 Representação da entrada de massa na malha da velocidade v .

As expressões do termo fonte de massa a serem introduzidas no sistema de equações diferenciais serão listadas a seguir.

Continuidade.

Se \dot{m}_g é o fluxo de massa que evapora na interface, definido em função da densidade e velocidade da mistura na interface líquido-gás, tem-se,

$$S_c(G) = \frac{\dot{m}_g * y_{cv}(G)}{x_{cv}(G) * y_{cv}(G)} = \frac{\dot{m}_g}{x_{cv}(g)} \quad (3.10)$$

Observe-se que a massa é colocada no volume de controle principal adjacente à fronteira do gás-líquido.

Quantidade de Movimento em X.

Da figura 3.2 observa-se, que a massa que é colocada no volume de controle principal é recebida pelos volumes de controle associadas a $u(G)$ e a $u(G+1)$. Desta forma tem-se, para o volume desencontrado G ,

$$S_c(G) = \frac{\dot{m}(G)}{2} * u(G) \quad (3.11)$$

e

$$S_p(G) = -\frac{\dot{m}(G)}{2} * u(G) \quad (3.12)$$

para o volume desencontrado $G+1$,

$$S_c(G+1) = \frac{\dot{m}(G)}{2} * u(G+1) \quad (3.13)$$

e

$$S_p(G+1) = -\frac{\dot{m}(G)}{2 \cdot x_{cv}(G+1)} \quad (3.14)$$

Quantidade de Movimento em Y.

Considerando a figura 3.3, observa-se que o volume desencontrado associado a $v(G)$ está afetado por dois fluxos: m_y e m_{y-1} . Assim, como a velocidade do vapor na interface gás-líquido da figura 3.3 não tem componente ao longo de Y tem-se,

$$S_p(G) = -\frac{\dot{m}(G)}{2 \cdot x_{cv}(G)} + \frac{-\dot{m}(G-1)}{2 \cdot x_{cv}(G)} \quad (3.15)$$

e

$$S_c(G) = 0 \quad (3.16)$$

Energia.

O líquido ao evaporar necessita de energia térmica que é incorporada na fase vapor. Desta forma os volumes de controle adjacentes às interfaces gás-líquido, tanto na fase líquida como na fase gasosa, devem ter tais efeitos incluídos em suas equações algébricas. Os termos fontes adicionais para a fase gasosa são, para a figura 3.3,

$$S_c(G) = \frac{\dot{m}(G)}{x_{cv}(G)} * T_1 \quad (3.17)$$

e

$$S_p(G) = -\frac{\dot{m}(G)}{x_{cv}(G)} \quad (3.18)$$

Note-se que tudo se passa como se o ponto nodal T(G) trocasse energia com um quinto ponto nodal cuja temperatura é T_1 .

Para o líquido tem-se,

$$S_c(L) = -\frac{\dot{m}(G)}{x_{CV}(L)} * \frac{h_{fg}}{Cp_g} \quad (3.19)$$

Espécie Química

Seguindo o mesmo procedimento adotado para a quantidade de movimento e energia, tem-se para a equação de conservação das espécies os seguintes termos adicionais,

$$S_c(G) = \frac{\dot{m}(G)}{x_{CV}(G)} * W_f \quad (3.20)$$

e

$$S_p(G) = -\frac{\dot{m}(G)}{x_{CV}(G)} \quad (3.21)$$

Um aspecto importante que deve ser considerado na equação da conservação da espécie química, é que os valores de W_1 no sólido e líquido foram prescritos iguais a zero através da equação (3.6).

Os resultados obtidos para os diferentes casos rodados, mostram que adotando-se os cuidados descritos nesta secção, os princípios de conservação de massa e energia são respeitados inteiramente, obtendo assim, perfis das variáveis dependentes u , v , T , W_1 convergidos.

CAPITULO IV CARACTERIZAÇÃO DA ESTRUTURA POROSA

Em capítulos posteriores o modelo explorado anteriormente será aplicado a um meio poroso real onde valores experimentais estejam disponíveis na literatura. Para tal este meio poroso real precisa ser caracterizado, o que será feito no presente capítulo. Não são muitos os trabalhos onde os autores apresentam resultados para a condutividade térmica de meios porosos em função do conteúdo de umidade do meio bem como do nível de temperatura. Para o presente estudo optou-se pelos trabalhos de Moyne, Degiovanni e co-autores [44, 45 e 47], uma vez que nestes trabalhos os experimentos estão descritos com detalhes suficientes para permitir um julgamento favorável sobre a qualidade dos resultados. Em seus experimentos eles utilizam (entre outros) uma classe de concreto celular autoclavado "Ytong" com porosidade 75%. Adicionalmente foi adotada uma dimensão típica dos poros de 260 μm . Assim, será assumido aqui que a célula unitária da estrutura periódica do meio poroso idealizado é de 260 μm com porosidade invariável de 75%. A fim de comparar os resultados numéricos e experimentais dois parâmetros são requeridos:

- a) O gradiente de temperatura a ser imposto na célula unitária.
- b) A condutividade térmica do sólido.

Tais informações foram extraídas de [45] conforme descrito a seguir.

4.1 GRADIENTE DE TEMPERATURA

Como o método experimental utilizado em [45] para determinar a condutividade térmica

aparente do meio poroso é o método Flash, implica que um pulso de calor é imposto em uma das faces da amostra, estabelecendo uma diferença de temperatura ao longo do meio. O valor desta diferença de temperatura, conforme observado na página 2307 de [45] tem um valor máximo de 0,5 K. Considerando que a espessura da amostra é de 10 mm, o gradiente máximo de temperatura imposto ao material é de 50 K/m. Para um perfil linear de temperatura, uma célula de 260 μm submetida a este gradiente ficaria sujeita a uma diferença de temperatura de 0,013 K. Esta diferença será imposta no modelo numérico.

Posteriormente será visto que desde que a diferença de temperatura entre as faces do meio seja pequena comparada com o nível de temperatura estabelecido, os valores da condutividade térmica aparente a ser determinada independem desta.

4.2 CÁLCULO DA CONDUTIVIDADE DO SÓLIDO

Para determinar a condutividade térmica do sólido utilizado em [45], faz-se uso da Figura 4.1 e da equação (12) do modelo paralelo apresentado no artigo. Na figura mostra-se como a condutividade térmica do material na ausência do efeito de evaporação e condensação, varia em função do conteúdo de umidade X (massa de líquido / massa do sólido seco).

Considerando tal modelo paralelo (isto é onde as fases do meio são dispostas paralelamente ao vector fluxo de calor), pode-se escrever que a condutividade paralela do meio $K_{//}$ é dada por,

$$K_{//} = \epsilon_g * K_g + \epsilon_l * K_l + \epsilon_s * K_s \quad (4.1)$$

onde ϵ_i é a fração volumétrica de cada fase (indicada pelo subíndice) e K_s , K_l , K_g , é a condutividade térmica do sólido, líquido, e vapor respectivamente.

Como as frações volumétricas do gás, líquido, e sólido devem satisfazer a expressão,

$$\epsilon_g + \epsilon_l + \epsilon_s = 1 \quad (4.2)$$

pode-se dizer que,

$$K_{//} = (1 - \epsilon) * K_s + \epsilon * S * K_l + \epsilon * (1-S) * K_g \quad (4.3)$$

onde S é a fração de saturação definida como volume de líquido dividido pelo volume total. Note

$$S = \frac{X * \rho_o}{\rho_{liq} \epsilon} \quad (4.4)$$

que,

onde ρ_o é a densidade do meio poroso seco, ρ_{liq} a densidade da água e ϵ a porosidade.

O valor de K_s pode então ser obtido da equação (4.3) e da figura 4.1, onde é apresentada a condutividade térmica do meio (sem o efeito de evaporação e condensação) em função do conteúdo de umidade.

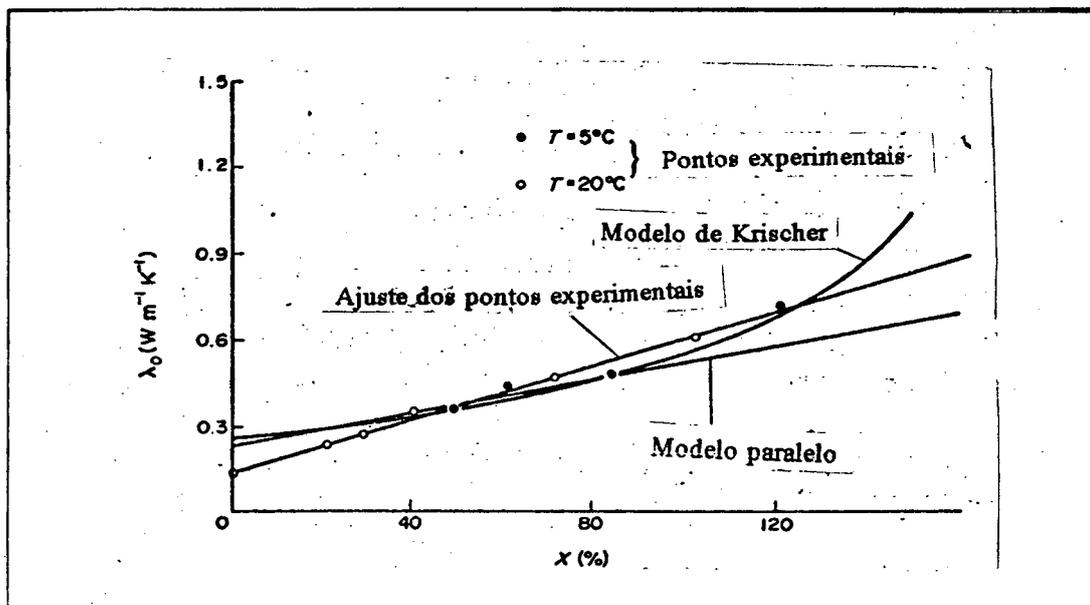


Figura 4.1 Condutividade térmica na ausência dos efeitos de evaporação e condensação do concreto celular Ytong em função do conteúdo de umidade. (Figura 5 de [45]).

Considerando a densidade do material poroso como $\rho_o = 500 \text{ kg/m}^3$, e a porosidade de 80% (tabela 1 de 45)), as diferentes condutividades obtidas da equação (4.3) para diferentes casos, são

apresentados na tabela 4.1

Tabela 4.1 Cálculo da condutividade no sólido.

TEMPERATURA [°C]	CONTEÚDO DE UMIDADE [%]	$K_{//}$ DA FIG. 4.1	K_s [W/m-K]
5	50	0.36818	1.065047
20	50	0.36818	1.031832
20	80	0.49090	1.202113
20	25	0.28636	0.9927
5	50	0.365	0.95069

No presente trabalho será adotado o valor de 1.075 [W/m-K] para K_s . Posteriormente será investigada a influência da variação de K_s no cálculo da condutividade térmica aparente do meio poroso.

4.3 GEOMETRIA DA CÉLULA POROSA

Tendo caracterizado a célula unitária da estrutura periódica do meio poroso idealizado, suas dimensões são apresentadas na figura 4.2,

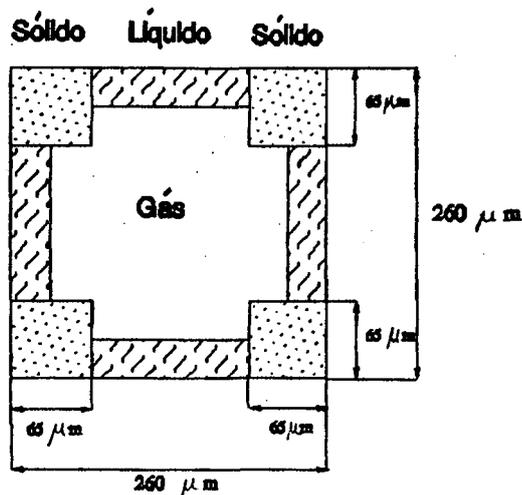


Figura 4.2 Dimensões características da célula unitária geradora da estrutura periódica.

4.4 PROPRIEDADES DOS COMPONENTES DA CÉLULA

Para efeito comparativo, a seguir são apresentadas algumas propriedades dos constituintes que formam o meio poroso.

SÓLIDO [45]:

Material : Concreto Celular Autoclavado "Ytong", (293 K)

Densidade Aparente : 500 kg/m³

Densidade da Matriz Porosa: 1330 kg/m³ K_s : 1.065 W/m-K

Densidade : 800 J/kg-K

LÍQUIDO [53]:

Elemento : Água (298 K)

Densidade : 1000 kg/m³

K_l : 0.616 W/m-K

C_{p_l} : 4.19 KJ/kg-K

MM : 18.0156 kg/kg mol

GÁS [53]:

Composto de Ar + Vapor de água (gás ideal, 295 K)

K_g : $2.58 \cdot 10^{-02}$ W/m-K

K_v : $1.77 \cdot 10^{-02}$ W/m-K

C_{p_g} : 1.00 KJ/kg-K

C_{p_v} : 1.98 KJ/kg-K

MM_g : 28.960 kg/kg mol

MM_v : 18.0 kg/kg mol

ρ_a	: 1.184 kg/m ³
Viscosidade ar	: 15.80*10 ⁻⁰⁶ m ² /s
R	: 8314.3 J/kg kmol
P_{atm}	: 101325 Pa

4.5 CORRELAÇÕES UTILIZADAS [53] [54];

Para o líquido,

Densidade de saturação (Temperatura T, em K):

$$\rho_{sat}(T) = -0.0466633 - 0.0000504 * T + 0.0000087 * T^2 \quad 4^\circ\text{C} \leq T \leq 7^\circ\text{C} \quad \text{kg/m}^3$$

$$\rho_{sat}(T) = -0.0580509 - 0.0001022 * T + 0.0000012 * T^2 \quad 9^\circ\text{C} \leq T \leq 11^\circ\text{C} \quad \text{kg/m}^3$$

$$\rho_{sat}(T) = -0.0974596 - 0.0002016 * T + 0.00000202 * T^2 \quad 17^\circ\text{C} \leq T \leq 23^\circ\text{C} \quad \text{kg/m}^3$$

$$\rho_{sat}(T) = -0.2359658 - 0.0006767 * T + 0.00000509 * T^2 \quad 35^\circ\text{C} \leq T \leq 45^\circ\text{C} \quad \text{kg/m}^3$$

$$\rho_{sat}(T) = -0.396107 - 0.0008301 * T + 0.00000716 * T^2 \quad 46^\circ\text{C} \leq T \leq 55^\circ\text{C} \quad \text{kg/m}^3$$

$$\rho_{sat}(T) = 17.8191753 - 0.1104485 * T + 0.00017223 * T^2 \quad 60^\circ\text{C} \leq T \leq 90^\circ\text{C} \quad \text{kg/m}^3$$

Entalpia de vaporização (Temperatura T, em K):

$$h_{fg}(T) = 1666.42818 + 8.224433 * T - 0.018926 * T^2 \quad 4^\circ\text{C} \leq T \leq 7^\circ\text{C} \quad \text{KJ/kg}$$

$$h_{fg}(T) = -470.8956 + 23.19081 * T - 0.04511 * T^2 \quad 9^\circ\text{C} \leq T \leq 11^\circ\text{C} \quad \text{KJ/kg}$$

$$h_{fg}(T) = 2372.484 + 0.491427 * T - 0.0049084 * T^2 \quad 17^\circ\text{C} \leq T \leq 23^\circ\text{C} \quad \text{KJ/kg}$$

$$h_{fg}(T) = 2257.621 + 3.423755 * T - 0.009414 * T^2 \quad 35^\circ\text{C} \leq T \leq 45^\circ\text{C} \quad \text{KJ/kg}$$

$$h_{fg}(T) = 3022.34307 - 1.5092732 * T - 0.0014588 * T^2 \quad 46^\circ\text{C} \leq T \leq 55^\circ\text{C} \quad \text{KJ/kg}$$

$$h_{fg}(T) = 2950.4199 - 1.1143399 * T - 0.019996 * T^2 \quad 60^\circ\text{C} \leq T \leq 90^\circ\text{C} \quad \text{KJ/kg}$$

Condutividade térmica (Temperatura T, em K):

$$K_l (T) = (-916.62 + 1254.77 \cdot 10^{-02} \cdot T - 152.12 \cdot 10^{-04} \cdot T^2) \cdot 4.1868 \cdot 10^{-04} \quad \text{W/m-K}$$

Para a mistura gasosa:

Condutividade térmica (Temperatura T, em K):

$$K_g (T) = (17.53 - 2.42 \cdot 10^{-02} \cdot T + 4.3 \cdot 10^{-03} \cdot T^2 - 21.73 \cdot 10^{-08} \cdot T^3) \cdot 4.1868 \cdot 10^{-04} \quad \text{W/m-K}$$

Calor específico

$$Cp_g = W_1 \cdot Cp_1 + W_2 \cdot Cp_2$$

onde W_1 representa as frações mássicas e Cp_1 os calores específicos com subíndices 1 e 2 do vapor e do ar seco respectivamente.

Coefficiente de difusão do vapor no ar [55]:

$$D(T) = \frac{0.926}{P_{atm}} \cdot \frac{T^{2.5}}{(T+245)} \quad \text{mm}^2/\text{s}$$

onde T é a temperatura em K e P_{atm} em KPa.

Neste capítulo serão apresentados os diversos resultados associados ao meio poroso caracterizado no capítulo IV. Tais resultados se referem à utilização do modelo introduzido anteriormente na previsão da transferência de calor. Em particular, apresenta-se-á um estudo detalhado da contribuição dos termos convectivos e difusivos no processo de transferência de calor e massa. Outras variáveis importantes na compreensão do fenômeno de transporte de calor e massa em meios porosos tais como evaporação e condensação serão também explorados.

O principal objetivo aqui é determinar a condutividade térmica aparente da célula unitária geradora da estrutura porosa. Isto será feito calculando o fluxo de calor associado à diferença de temperatura de 0.013 K imposta na célula. As condutividades térmicas aparentes do meio poroso serão obtidas em função do conteúdo mássico de umidade (massa de líquido dividido pela massa de sólido seco) para uma faixa de temperatura variando de 5 a 85°C. Conforme discutido no capítulo anterior a porosidade da célula será mantida em 75% e sua geometria é quadrada com lado de 260 μm .

A figura 5.1 reproduz o domínio de solução do problema, cujas equações governantes introduzidas no capítulo II, são reproduzidas a seguir,

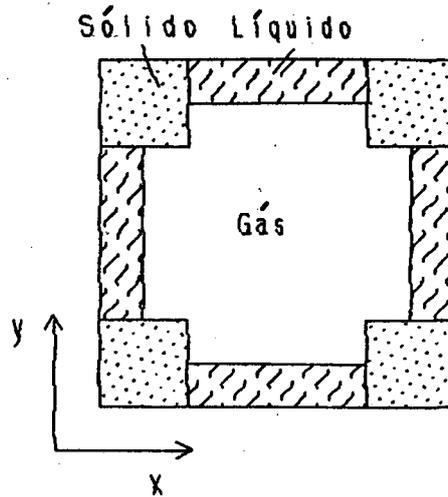


Figura 5.1 Domínio de solução do problema; célula unitária geradora da estrutura periódica.

$$\frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g v)}{\partial y} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial(\rho_g uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g uv)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_g \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial(\rho_g uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g vv)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu_g \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial(\rho_g uT)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g vT)}{\partial y} = \frac{K_g}{Cp_g} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{\rho_g D (Cp_1 - Cp_2)}{Cp_g} \left[\frac{\partial W_1}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial W_1}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial(\rho_g uW_1)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g vW_1)}{\partial y} = \rho_g D \left(\frac{\partial^2 W_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_1}{\partial y^2} \right) \quad (2.12)$$

As condições de contorno estão especificadas na secção 2.3.

Os diferentes casos a serem estudados são mostrados na tabela 5.1, onde as colunas representam as temperaturas, e as linhas representam a fração mássica que varia entre 25% e 85%.

Tabela 5.1 Casos investigados.

Temp. °C $X_{mass.}$	5	10	20	40	50	75	80	85
25 %	X	X	X	X	X	X	X	X
50 %	X	X	X	X	X	X	X	X
63 %	X	X	X	X	X	X	X	X
75 %	X	X	X	X	X	X	X	X
85 %	X	X	X	X	X	X	X	X

Os primeiros resultados a serem explorados estão associados à validação do modelo bem como da metodologia numérica.

5.1 ANÁLISE DA MALHA COMPUTACIONAL

Dois tipos de malha foram utilizados na discretização do domínio de solução. Em uma das malhas todos os volumes de controle utilizados tinham o mesmo tamanho conforme mostra a figura 5.2. Alternativamente, adotou-se uma malha com pontos nodais concentrados nas regiões de maior gradiente de temperatura como mostra a figura 5.3.

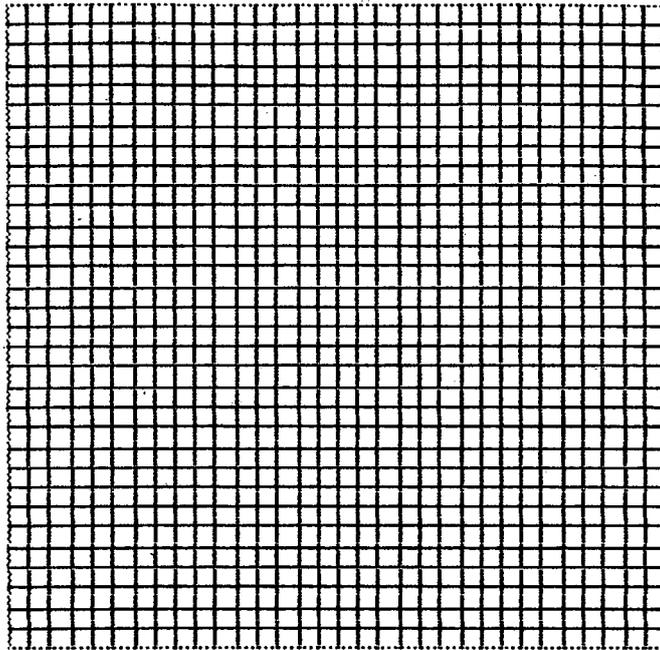


Figura 5.2 Discretização uniforme do domínio de solução.

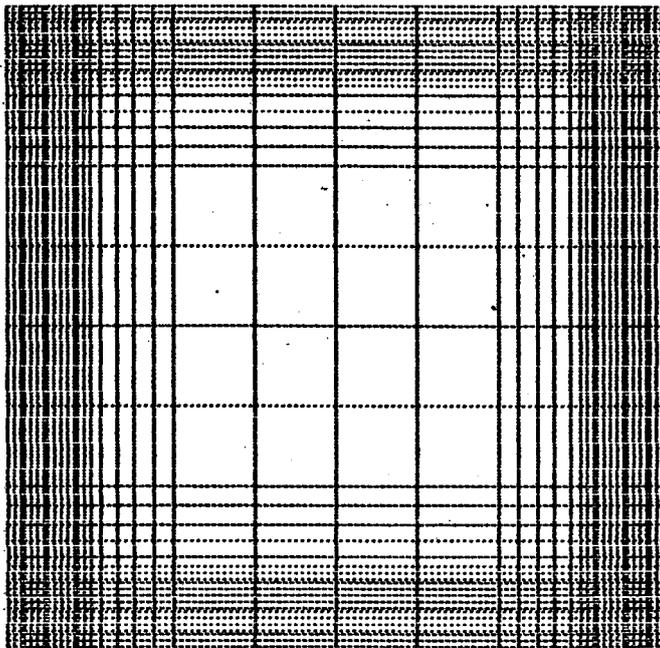


Figura 5.3 Discretização não uniforme do domínio de solução.

A necessidade de se adotar uma malha não uniforme reflete o fato de que a quantidade de pontos nodais na zona do líquido é muito importante na obtenção do fluxo de calor. Isto é particularmente verdadeiro nos casos onde a fração mássica do líquido é pequena e a temperatura é alta. Especificamente, pode-se mencionar, os casos onde a fração mássica é 25%, e a temperatura é 50, 75, 80, e 85 graus celsius.

A tabela 5.2 ilustra alguns casos rodados com a malha uniforme onde o número de pontos nodais no líquido é variado e o fluxo de calor permanece virtualmente inalterado.

Tabela 5.2 Efeito do número de pontos nodais no cálculo do fluxo de calor para a malha uniforme.

TIPO DE MALHA	CASO (Temp, X_{mass}) [°C , %]	NÚMERO DE NÓS (x,y)	FLUXO DE CALOR [W]	TEMPO DE CPU [s]
uniforme	(75,50)	(26*26)	$1.4090 \cdot 10^{-02}$	2940
uniforme	(75,50)	(34*34)	$1.3969 \cdot 10^{-02}$	4680
uniforme	(75,50)	(42*42)	$1.3969 \cdot 10^{-02}$	11100

Para a malha não uniforme a tabela 5.3 mostra alguns resultados representativos onde o fluxo de calor é influenciado pela quantidade de pontos nodais no líquido.

Tabela 5.3 Efeito do número de pontos nodais no cálculo do fluxo de calor para uma malha não uniforme.

TIPO DE MALHA	CASO (Temp, X _{mass}) [°C , %]	NÚMERO DE NÓS Liq.-Dom	FLUXO DE CALOR [W]	TEMPO DE CPU [s]
uniforme	(75,25)	3 (34*34)	1.4140*10 ⁻⁰²	5160
não uniforme	(75,25)	12 (44*44)	1.3486*10 ⁻⁰²	15540
não uniforme	(75,25)	16 (44*44)	1.2824*10 ⁻⁰²	19080
não uniforme	(75,25)	20 (54*54)	1.2823*10 ⁻⁰²	34080

Conforme observado na tabela há uma variação significativa no fluxo de calor quando o número de pontos nodais na região de líquido é aumentado. Na obtenção da solução numérica para as diversas situações a serem exploradas o número de pontos nodais utilizados variava dependendo da temperatura da célula unitária e da sua fração mássica.

5.2 INFLUÊNCIA DO GRADIENTE DE TEMPERATURA NOS RESULTADOS NUMÉRICOS

Para todos os casos a serem analisados a diferença de temperatura entre as faces verticais da célula porosa foi mantida constante e igual a 0.013 K. A influência deste valor na condutividade térmica é insignificante conforme ilustra a tabela 5.4. Posteriormente será explicado o que significa o termo "condutividade sem difusão", e "condutividade com difusão". Por ora interessa apenas o fato de que os valores listados nas terceira e quarta coluna dependem apenas da temperatura e são insensíveis a ΔT .

Tabela 5.4 Efeito da diferença de temperatura imposta na célula nas condutividades térmicas do meio poroso.

Temperatura	ΔT [K]	Condutividade Sem difusão [W/m-K]	Condutividade Com difusão [W/m-K]
5 °C	0.088	0.221730	0.242671
	0.5	0.2218310	0.242831
	0.013	0.2216409	0.242641
10 °C	0.088	0.2240607	0.252876
	0.5	0.224157	0.252940
	0.013	0.224042	----
20 °C	0.088	0.228598	0.2804
	0.5	0.228688	----
	0.013	0.228582	----
40 °C	0.088	0.236665	0.384479
	0.5	0.236741	0.385045
	0.013	0.236651	----
80°C	0.088	0.249081	----
	0.5	0.249133	----
	0.013	0.249072	----

5.3 INFLUÊNCIA DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA DO MATERIAL SÓLIDO NOS RESULTADOS NUMÉRICOS

A tabela 5.5 ilustra, para uma mesma temperatura, os valores de condutividade térmica aparente obtidos com diferentes valores da condutividade térmica do sólido. Para temperatura da célula de 50°C e 63% de fração mássica, a condutividade aparente varia apenas 3% quando a condutividade térmica do sólido é alterada em 12%. Isto indica que a condutividade térmica do sólido pode ser mantida constante e igual aos 1.075 W/m-K introduzidos no capítulo IV.

Tabela 5.5 Comparação das condutividades aparentes obtidas para diferentes condutividades no sólido da célula.

CASO (Temp, Xmas)	CONDUTIVIDADE NO SÓLIDO [W/m-K]	CONDUTIVIDADE APARENTE [W/m-K]
(20 °C, 25%)	0.9506	0.196859
	1.075	0.201189
(50 °C, 63%)	0.9506	0.543175
	1.075	0.558915
(75 °C, 85%)	0.9506	0.984307
	1.075	1.022315
(40 °C, 50%)	0.84313	0.384479
	0.9506	0.394851

5.4 RESULTADOS NUMÉRICOS ASSOCIADOS AO SISTEMA DE EQUAÇÕES DIFERENCIAIS

5.4.1 CAMPOS DE VELOCIDADE

Da resolução do sistema de equações diferenciais, as variáveis dependentes, u e v , mostram os diferentes padrões associados ao comportamento do gás no interior da célula. Os campos de velocidades serão apresentados em forma de vetor afim de visualizar a orientação e magnitude do escoamento. Na tabela 5.6 são apresentados os diferentes casos de temperatura e fração mássica, para os quais os vetores de velocidades foram preparados.

Tabela 5.6 Quadro dos casos apresentados para as figuras de vetores de velocidade

FIGURA	TEMPERATURA [°C]	FRAÇÃO MÁSSICA [%]
5.4	5	25
5.5	5	75
5.6	20	25
5.7	20	75
5.8	50	25
5.9	50	75
5.10	85	25
5.11	85	75

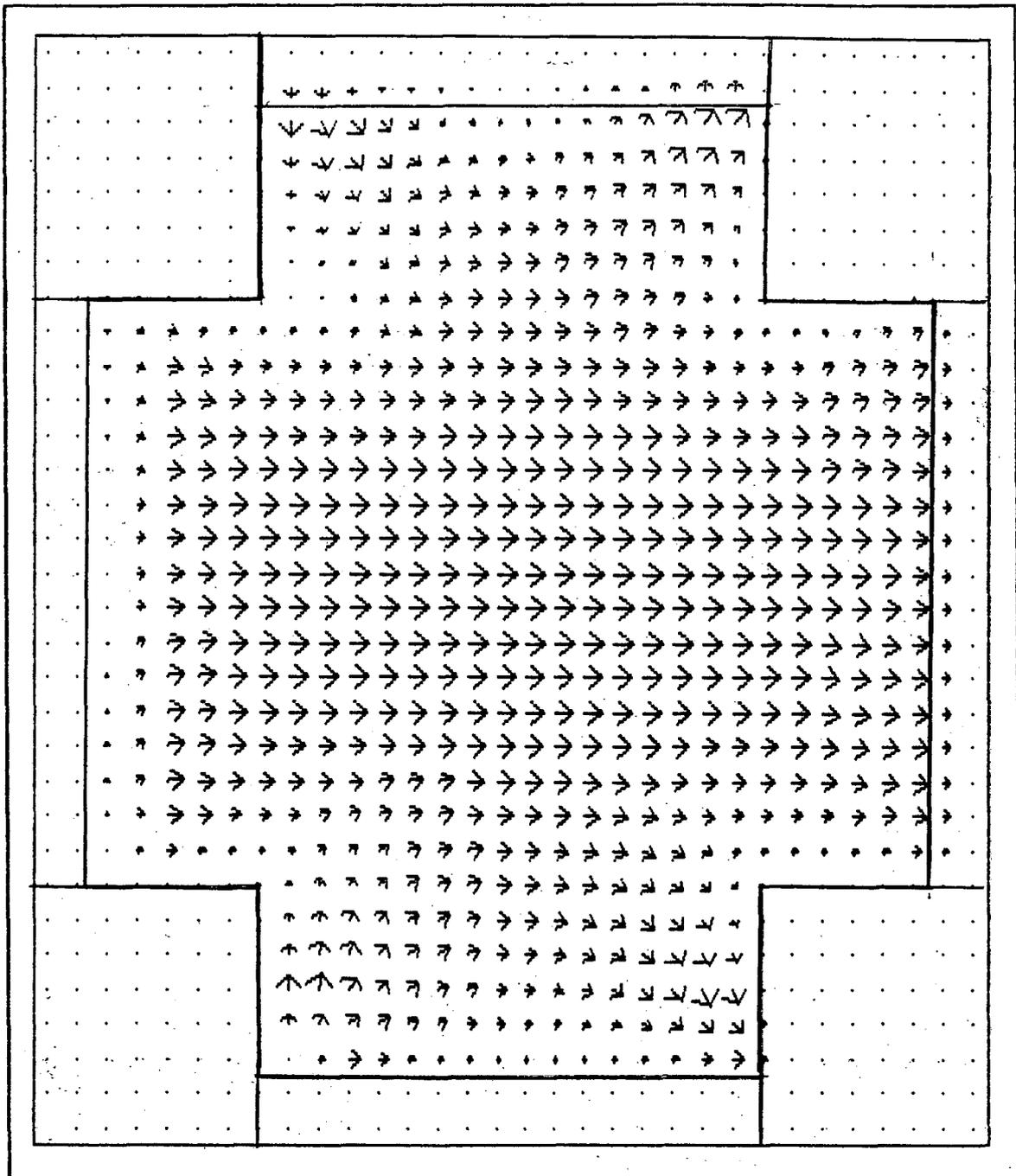


Figura 5.4 Vetores de velocidade para 5°C e 25% de fração mássica

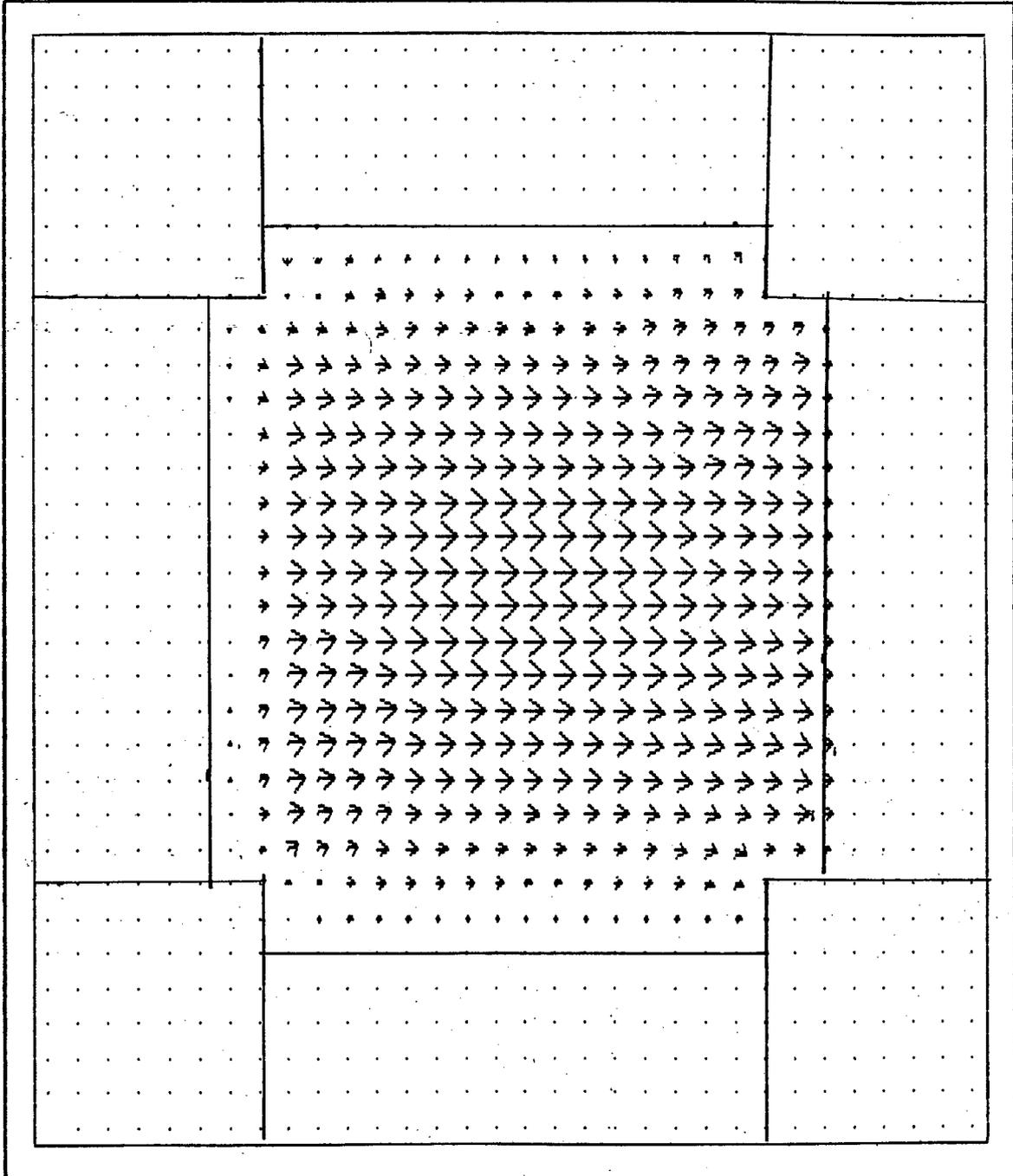


Figura 5.5 Vetores de velocidade para 5°C e 75% de fração mássica

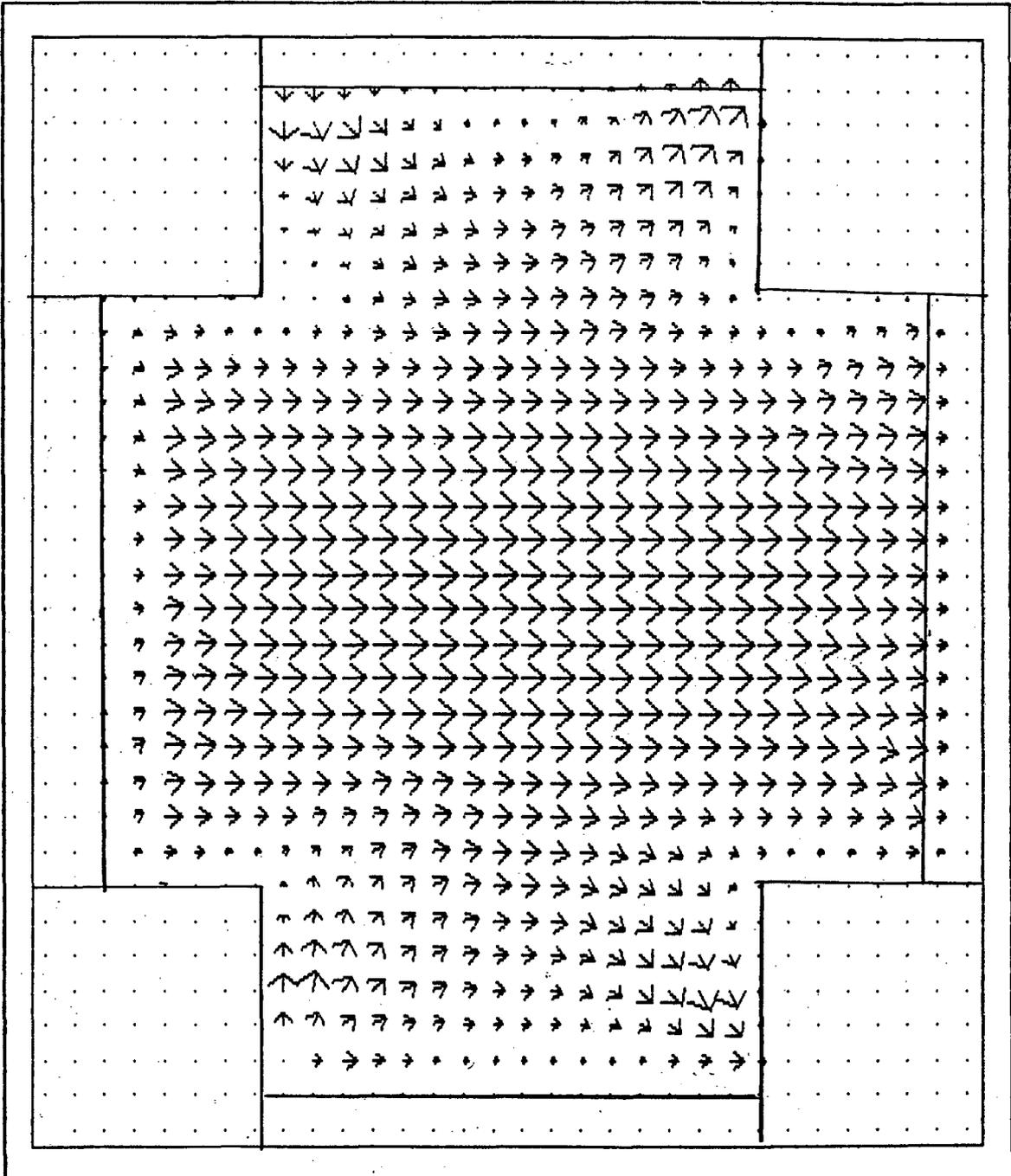


Figura 5.6 Vetores de velocidade para 20°C e 25% de fração mássica

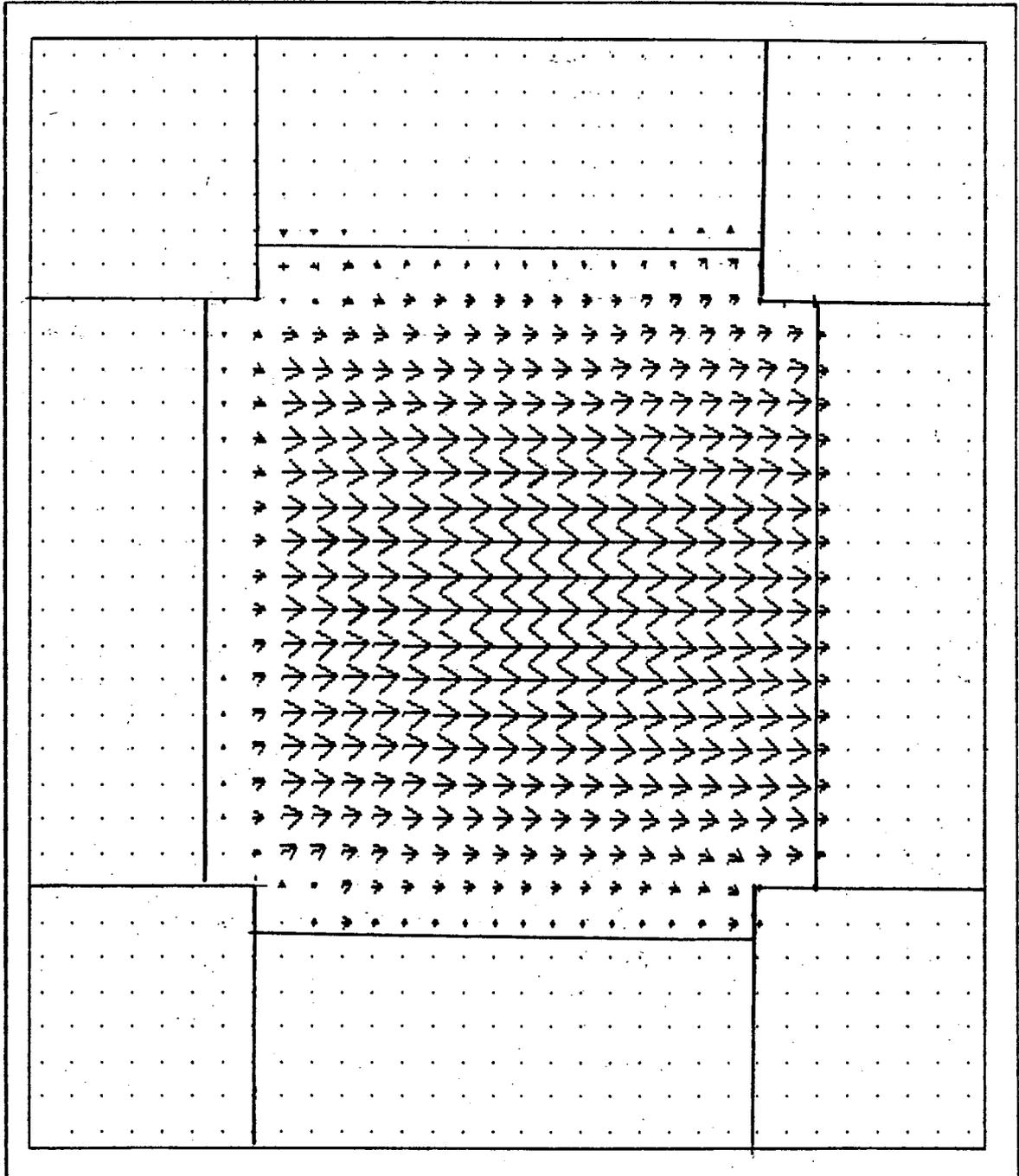


Figura 5.7 Vetores de velocidade para 20°C e 75% de fração mássica

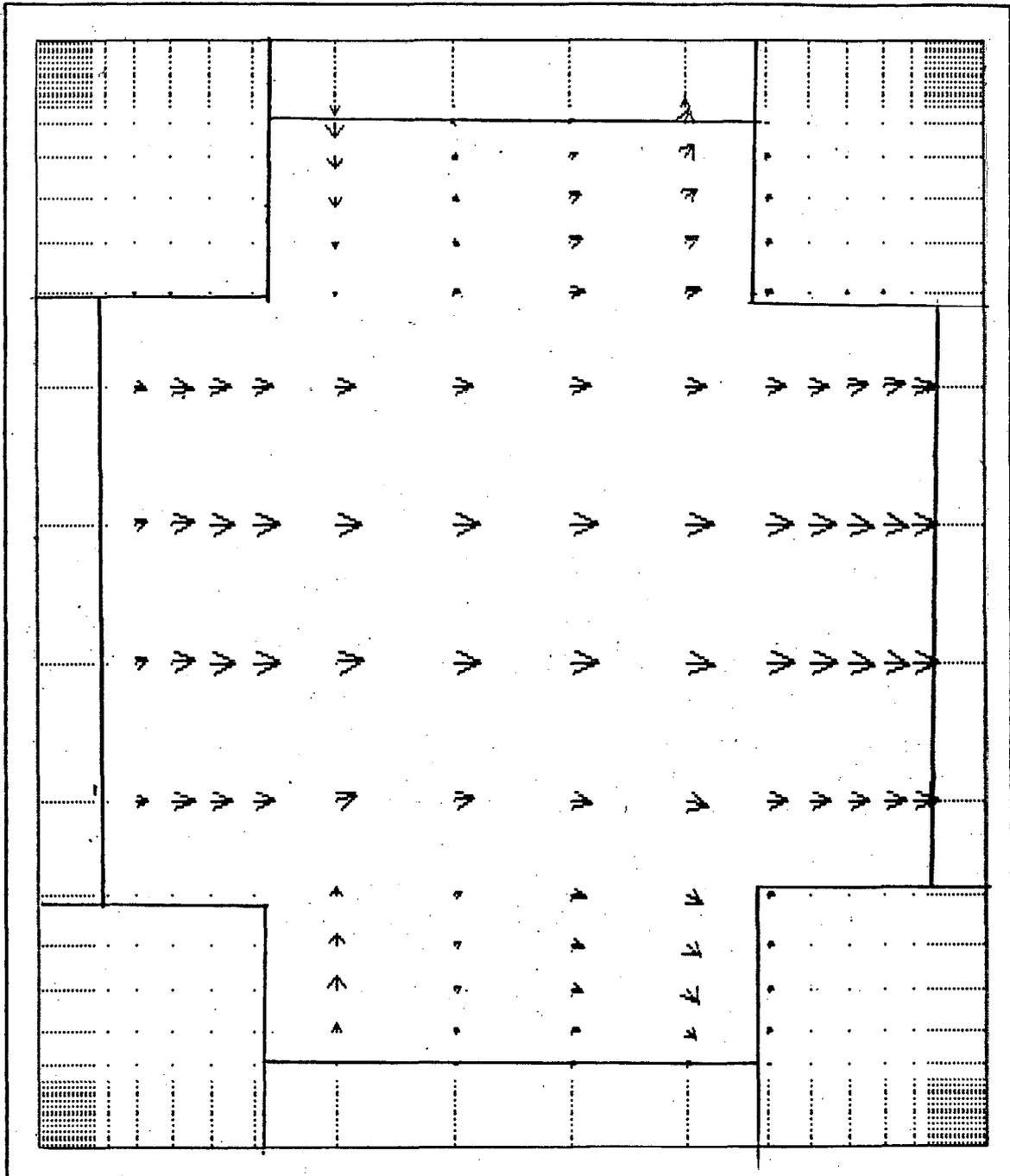


Figura 5.8 Vetores de velocidade para 50°C e 25% de fração mássica

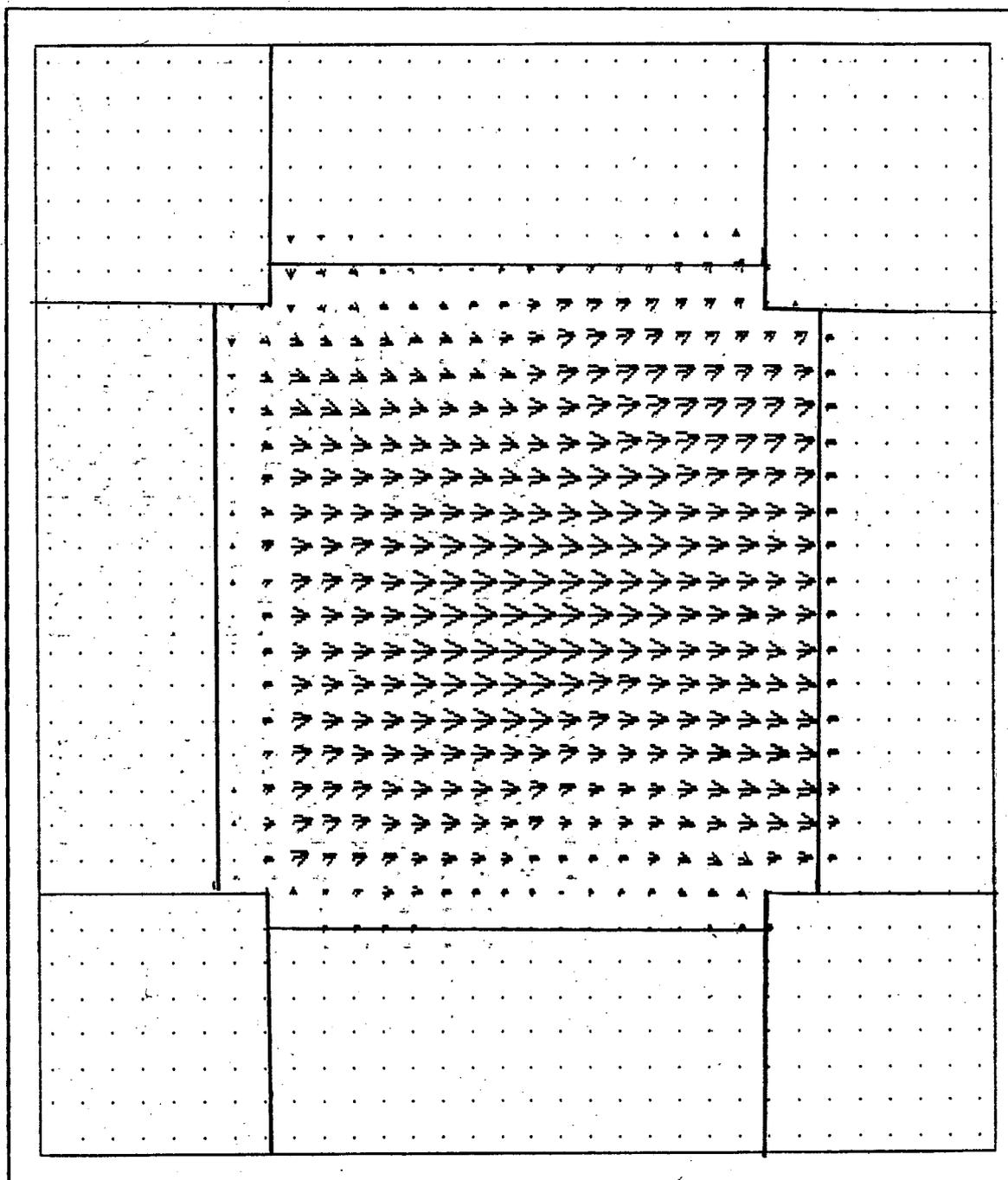


Figura 5.9 Vetores de velocidade para 50°C e 75% de fração mássica

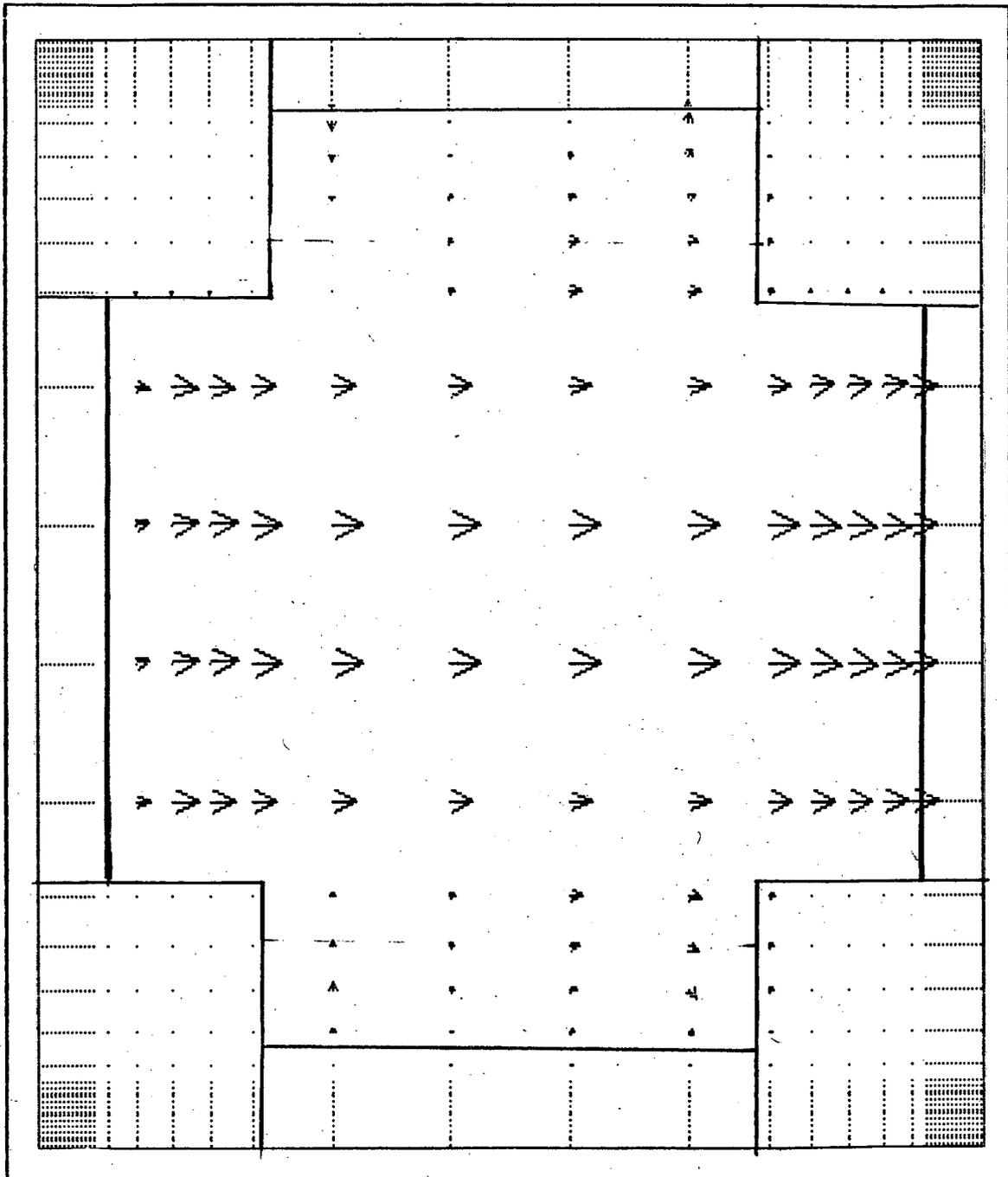


Figura 5.10 Vetores de velocidade para 85°C e 25% de fração mássica

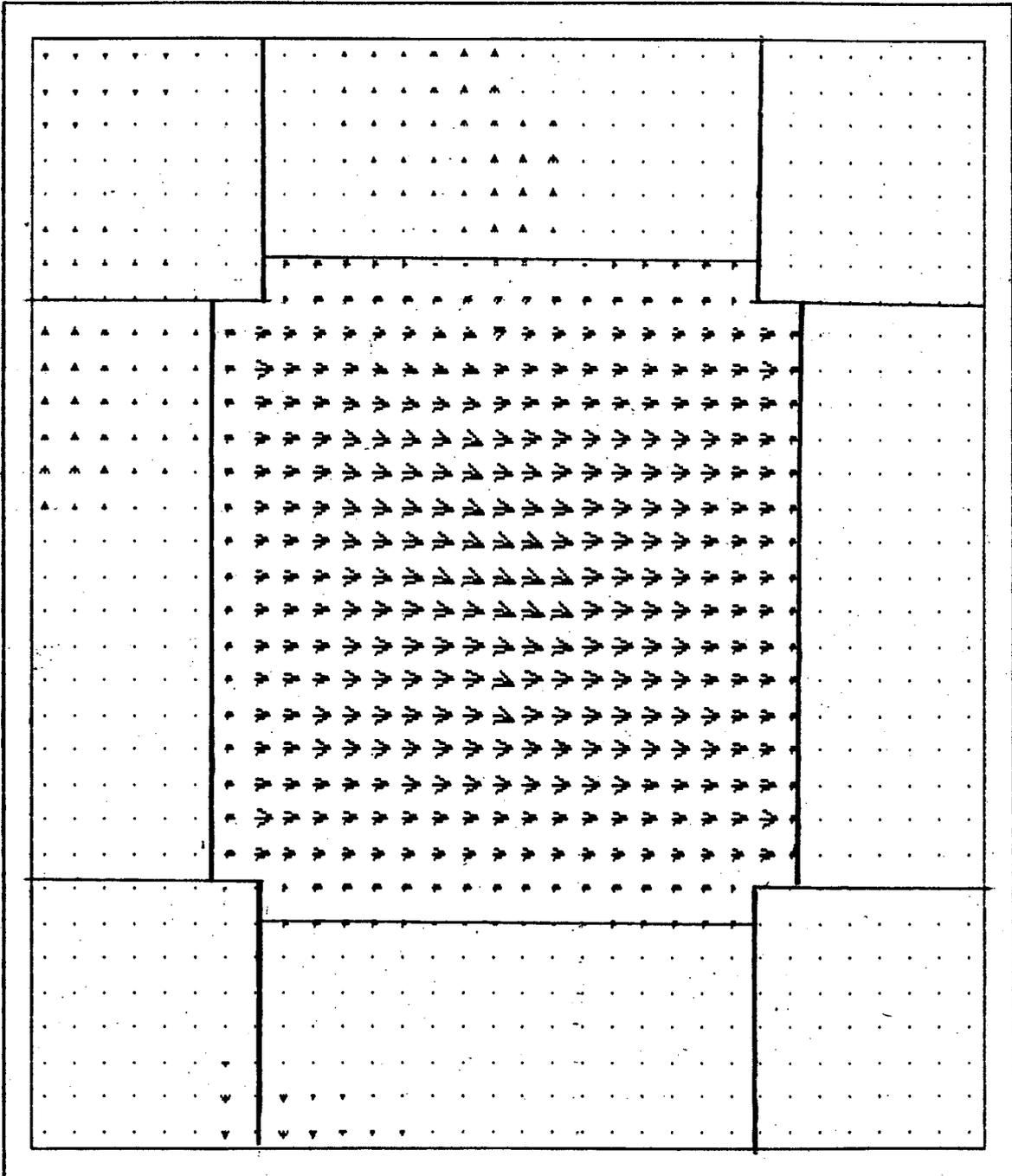


Figura 5.11 Vetores de velocidade para 85°C e 75% de fração mássica

5.4.1.1 ANÁLISE DOS RESULTADOS PARA O CAMPO DE VELOCIDADE

Os padrões de fluxo de massa, representados pelas velocidades do gás, e mostrados nas figuras 5.4 a 5.11, permitem visualizar como a evaporação é feita em toda a metade esquerda da célula. Por sua vez a condensação ocorre na metade direita da célula.

Observa-se nas figuras que os vetores velocidade nas fronteiras líquido-gás superiores e inferiores, têm o sentido da evaporação na primeira metade deles, e da condensação na segunda metade. Com isto mostra-se como o campo de velocidades no interior do gás tem um fluxo quase unidirecional no sentido x da célula porosa.

Uma comparação importante, pode ser feita entre o fluxo predominante do campo de velocidade e o fluxo de calor representado pelas isocurvas de temperaturas das figuras 5.18 a 5.27. Como se verá posteriormente, como o dito fluxo é originado pela imposição de um gradiente térmico entre as faces esquerdas e direita da célula, na zona do gás ele tem uma direção unidimensional produto do isolamento imposto nas faces superior e inferior da célula. O anterior permite identificar e mostrar a forte dependência existente entre o gradiente térmico e o transporte de umidade visualizado aqui pelo campo de velocidade.

Adicionalmente, pode-se observar que para as diferentes frações mássicas de líquido estudadas, os padrões de velocidade não mudam de orientação; indicando analogamente a dependência do transporte de umidade com gradiente térmico e não com o conteúdo de líquido.

Como se observa das figuras apresentadas praticamente o padrão das velocidades não muda nem com a temperatura nem com a fração mássica. A magnitude das velocidades da fase gasosa está na faixa de 10^{-07} m/s para os diferentes casos de temperatura e fração mássica rodados. Isto permite ter dúvidas do real efeito dos termos convectivos no mecanismo de transporte sobre alguma propriedade tais como temperatura. A fim de determinar tal efeito, na secção 5.4.4 se realiza uma análise da ordem de grandeza dos termos da equação da energia, e

na secção 5.4.5 estuda-se o problema numericamente.

5.4.2 PADRÕES DE EVAPORAÇÃO E CONDENSAÇÃO

Com o objetivo de estudar o efeito da temperatura e da fracção mássica no fenómeno de evaporação e condensação nas pontes de líquido, as figuras 5.12 a 5.17 foram preparadas. Na tabela 5.7 são indicados os valores de temperatura e fracção mássica associados a cada figura.

Tabela 5.7 Quadro dos casos apresentados nas figuras dos padrões de evaporação e condensação na célula porosa.

FIGURA	TEMPERATURA [°C]	FRAÇÃO MÁSSICA [%]
5.12	5	25
5.13	5	75
5.14	50	25
5.15	50	75
5.16	85	25
5.17	85	75

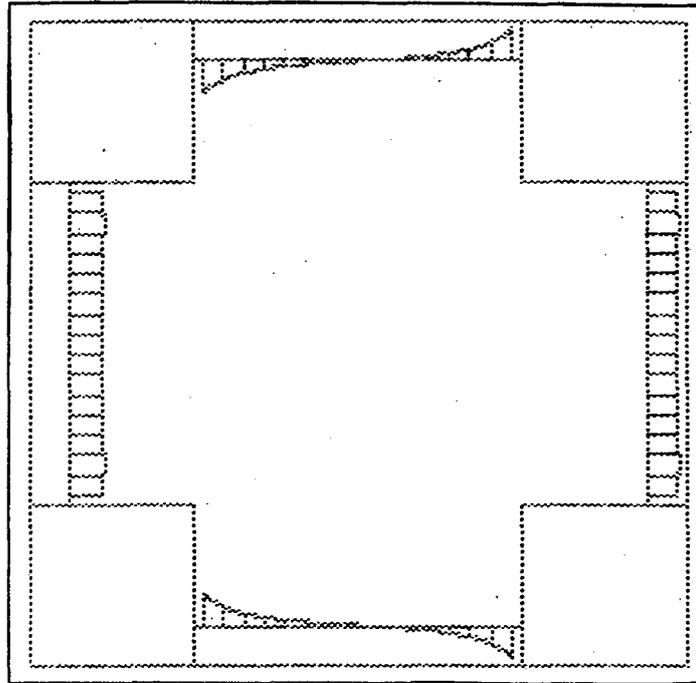


Figura 5.12 Padrão de evaporação e condensação para 5°C e 25% fração mássica.

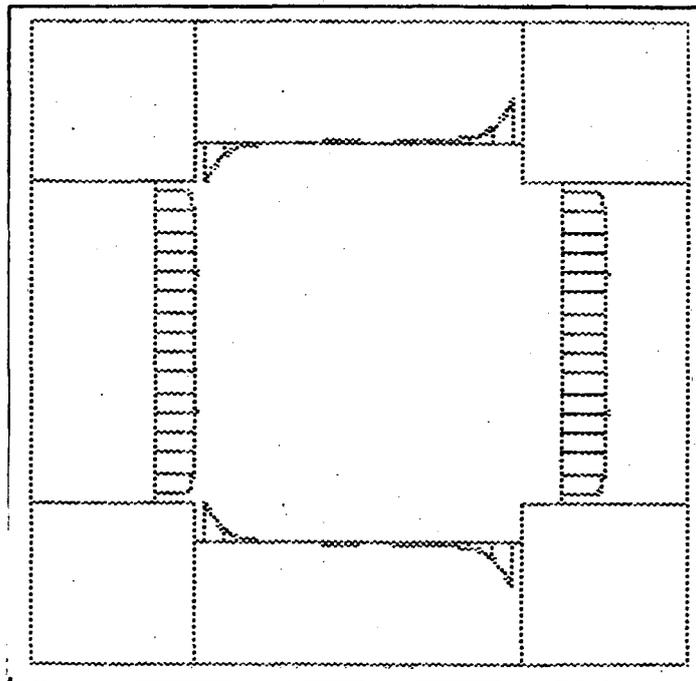


Figura 5.13 Padrão de evaporação e condensação para 5°C e 75% fração mássica.

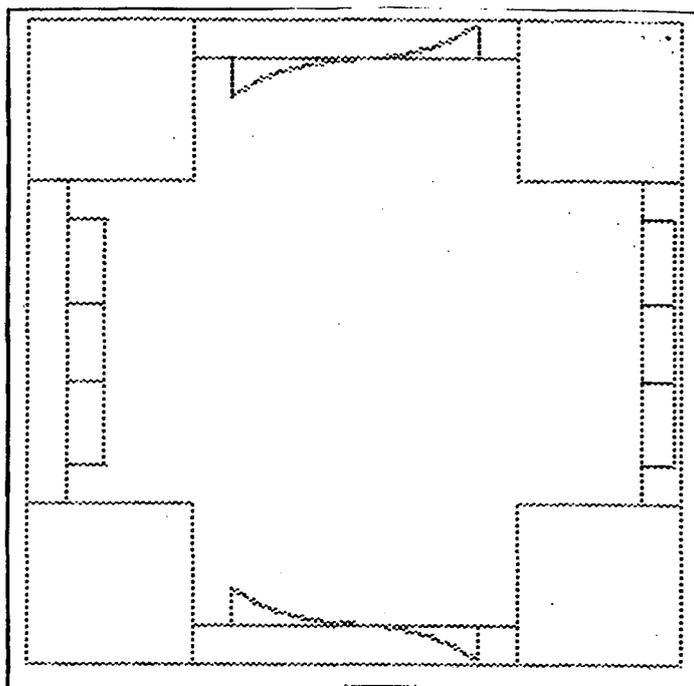


Figura 5.14 Padrão de Evaporação e condensação para 50°C e 25% fração mássica

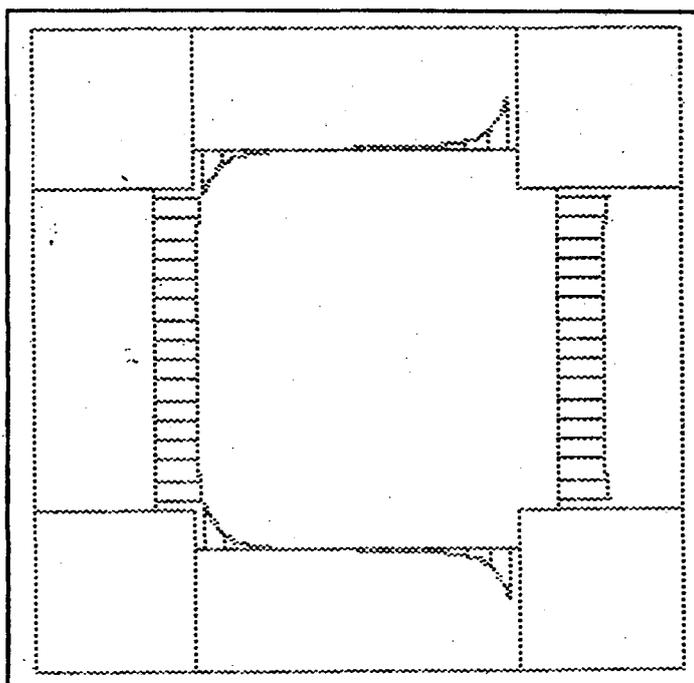


Figura 5.15 Padrão de evaporação e condensação para 50°C e 75% fração mássica

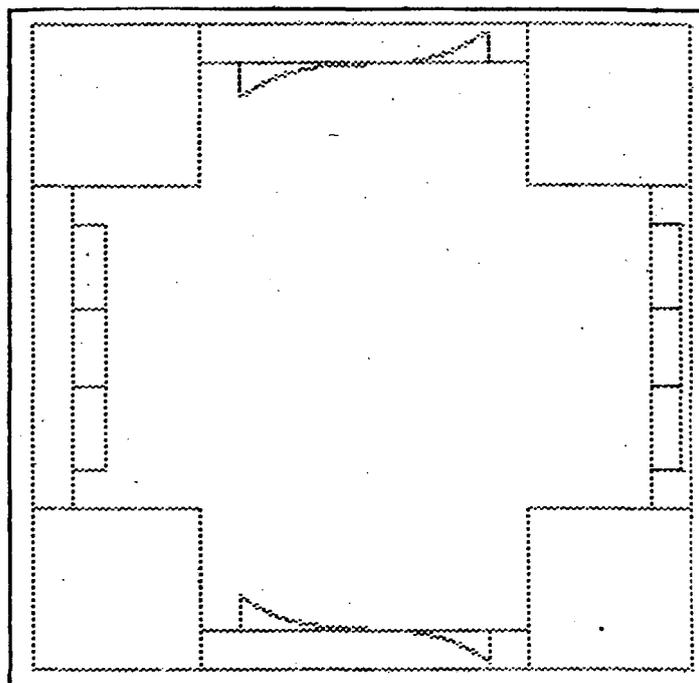


Figura 5.16 Padrão de evaporação e condensação para 85°C e 25% fração mássica

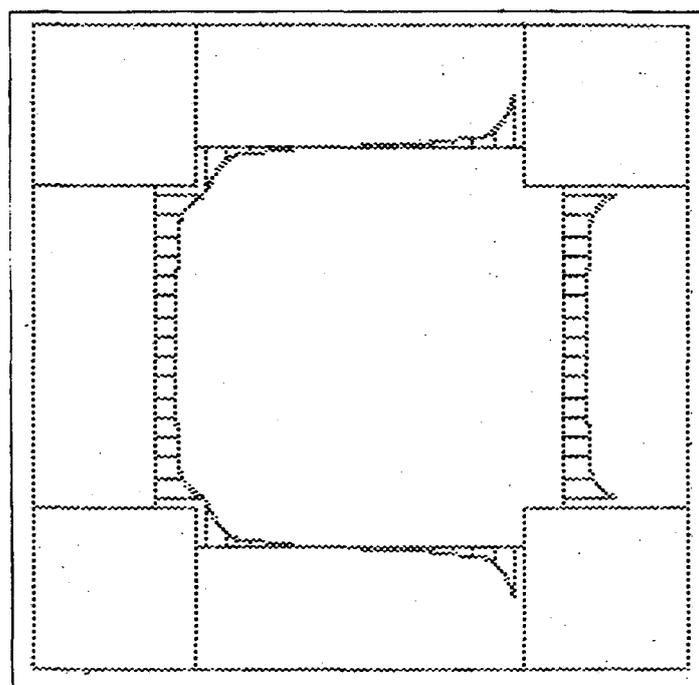


Figura 5.17 Padrão de evaporação e condensação para 85°C e 75% fração mássica

5.4.2.1 ANÁLISE DOS PADRÕES DE EVAPORAÇÃO E CONDENSAÇÃO

A análise qualitativa do fenômeno de evaporação e condensação, pode ser feito, observando as figuras 5.12 a 5.17 e principalmente a tabela 5.8. Nelas, ratifica-se os processos evaporativos e de condensação nas superfícies de mudança de fase conforme mostram os vetores de velocidades. Em cada uma das figuras observa-se nas paredes esquerdas, como uma taxa maior de evaporação é produzida perto do sólido. Isto é consistente com as respectivas isotermas das figuras 5.18, 5.22, 5.23 e 5.24, que serão apresentadas na seção seguinte (5.4.3), onde observa-se nos corpos sólidos à esquerda do domínio zonas mais quentes em relação ao líquido, decorrente de uma condutividade térmica mais alta no sólido.

Na figura 5.13 observa-se que a evaporação é menor perto do sólido. O fenômeno é explicado observando que isto ocorre para um caso de 5°C e 75% de fração mássica, porém a realidade é que fisicamente a evaporação para aquela temperatura é quase nula, mas numericamente obtém-se um valor definido (muito pequeno) que é representado na figura 5.13. Isto é consistente também como será observado na próxima seção na figura 5.19 onde a grande quantidade de líquido faz com que na aresta do sólido a intensidade da temperatura é muito menor que outros casos. O anterior deve chamar a atenção que as figuras 5.12 a 5.17 apresentadas para mostrar os padrões de evaporação e condensação não têm uma escala definida pois elas foram preparadas para mostrar o padrão em forma qualitativa.

Para o caso da face direita do domínio, onde produz-se continua condensação, dependendo da quantidade de líquido na ponte à direita, e da temperatura prescrita na célula, três casos podem ser observados:

a) Condensação uniforme ao longo da fronteira,

ver Figuras 5.12 e 5.14.

b) Menor condensação perto dos sólidos da direita,

ver Figura 5.13

c) Maior condensação perto dos sólidos da direita,

ver Figuras 5.15-5.16 e 5.17.

Um bom exemplo deste último caso, é a Figura 5.17 onde a temperatura ($85\text{ }^{\circ}\text{C}$) e a fração mássica do líquido (75%), produzem uma forte condensação perto do sólido. Tal fenômeno como será observado nas isocurvas de temperaturas da Figura 5.26, está associado a fluxos de calor elevados.

Para as fronteiras superior e inferior do líquido-gás, as evaporações e condensações simultâneas já discutidas, são claramente visualizadas nas diferentes figuras. A intensidade das mudanças de fases são definidas pela temperatura e fração mássica imposta na célula. Em especial conforme se verá na figura 5.26 para o caso de 85°C e 75% de fração mássica, constata-se fortes perturbações das isotermas nas arestas do sólido produto da evaporação e condensação produzida nas fronteiras superiores e inferiores.

O balanço entre as quantidades evaporadas e condensadas para as fronteiras superior, e inferior, conforme mostrado na tabela 5.8 indica como tais fronteiras contribuem com virtualmente pouquíssima massa para o interior da célula porosa uma vez que o que evapora é novamente condensado nas mesmas fronteiras.

Realizando um balanço de massa geral, observa-se que a massa evaporada e a condensada são exatamente iguais, conforme é mostrado na Tabela 5.8. Isto reflete a consistência da metodologia numérica adotada bem como o grau de convergência associado à solução numérica.

5.4.3 CAMPOS DE TEMPERATURA E DE CONCENTRAÇÃO DE VAPOR

Os campos de temperatura e de concentração de vapor serão apresentados através de isocurvas. Na construção das isotermas o campo de temperatura é normalizado entre os valores um (face esquerda) e zero (face direita).

Nas tabelas 5.9, e 5.10, mostra-se os diferentes casos a serem explorados.

Tabela 5.9 Relação das isotermas

FIGURA	TEMPERATURA [°C]	FRAÇÃO MÁSSICA [%]
5.18	5	25
5.19	5	75
5.20	20	50
5.21	20	85
5.22	50	25
5.23	50	75
5.24	85	25
5.25	85	50
5.26	85	75
5.27	85	85

Tabela 5.10 Relação das isolinhas para a fração mássica de vapor

FIGURA	TEMPERATURA [°C]	FRAÇÃO MÁSSICA [%]
5.28	5	25
5.29	5	75
5.30	20	50
5.31	20	85
5.32	50	25
5.33	50	75
5.34	85	25
5.35	85	50
5.36	85	75
5.37	85	85

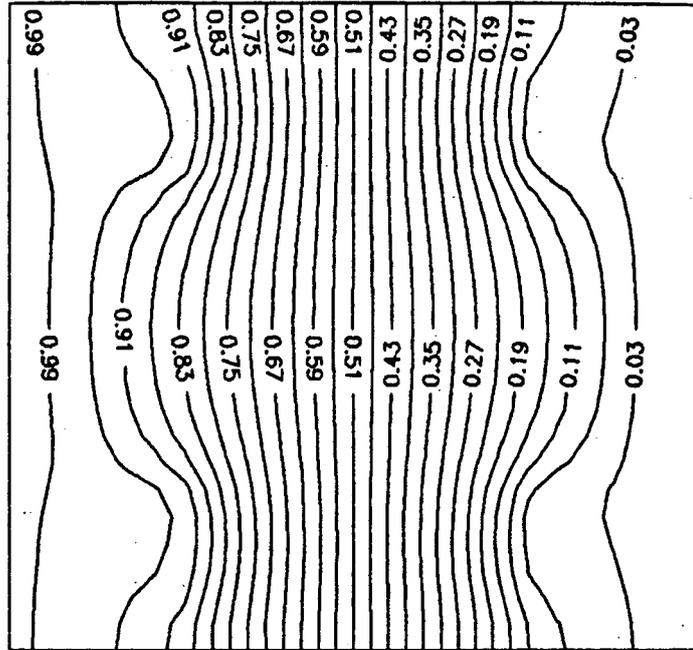


Figura 5.18 Isothermas adim. para 5°C e 25% de fração mássica.

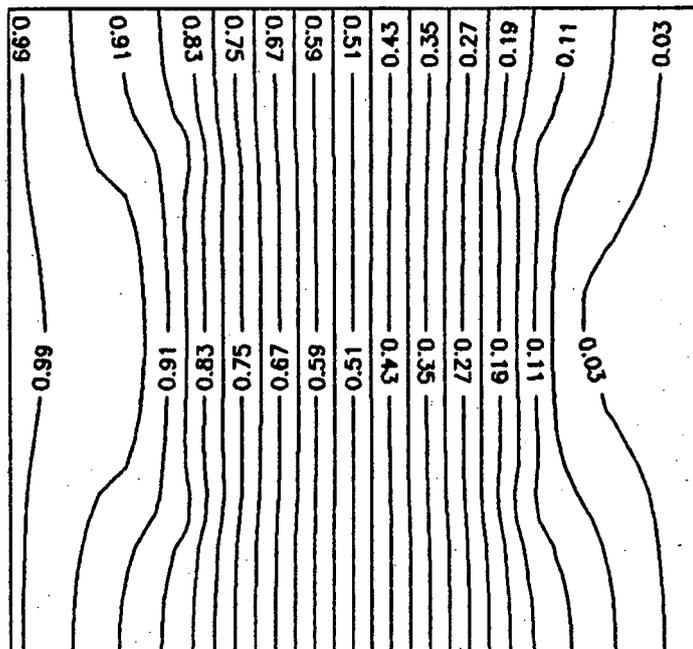


Figura 5.19 Isothermas adim. para 5°C e 75% de fração mássica.

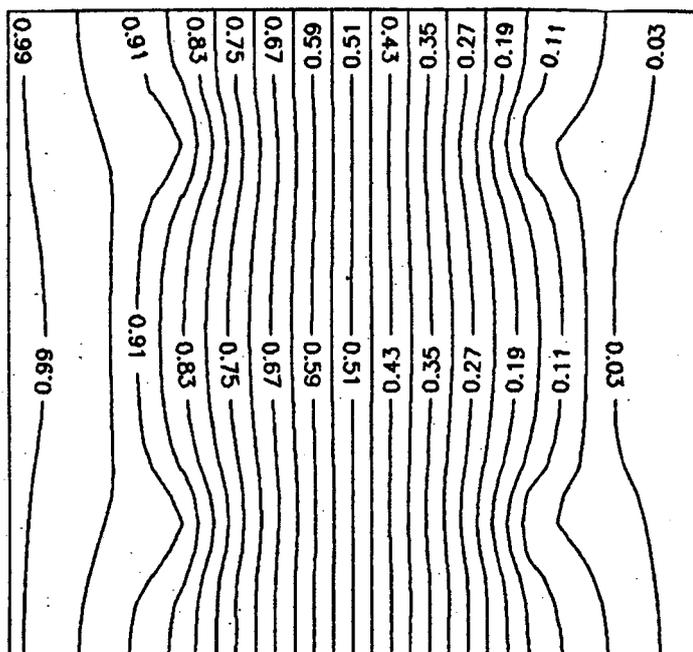


Figura 5.20 isothermas adim. para 20°C e 50% de fração mássica.

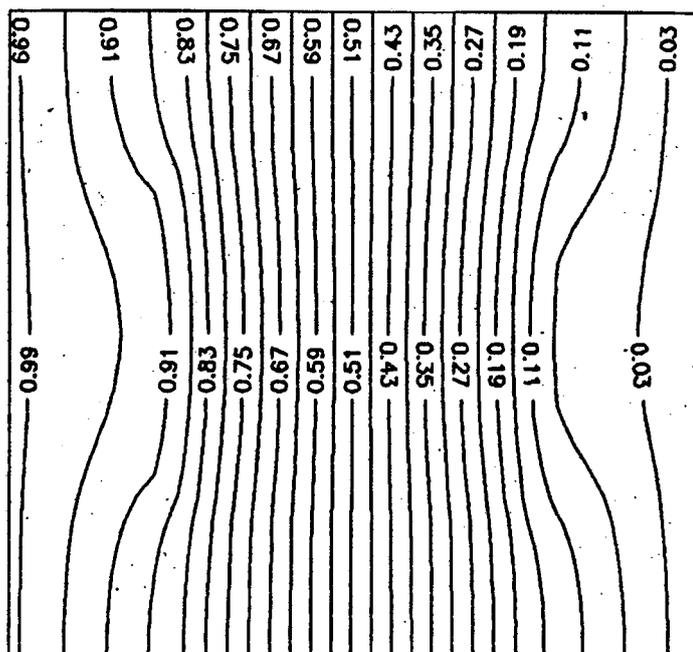


Figura 5.21 Isothermas adim. para 20°C e 85% de fração mássica.

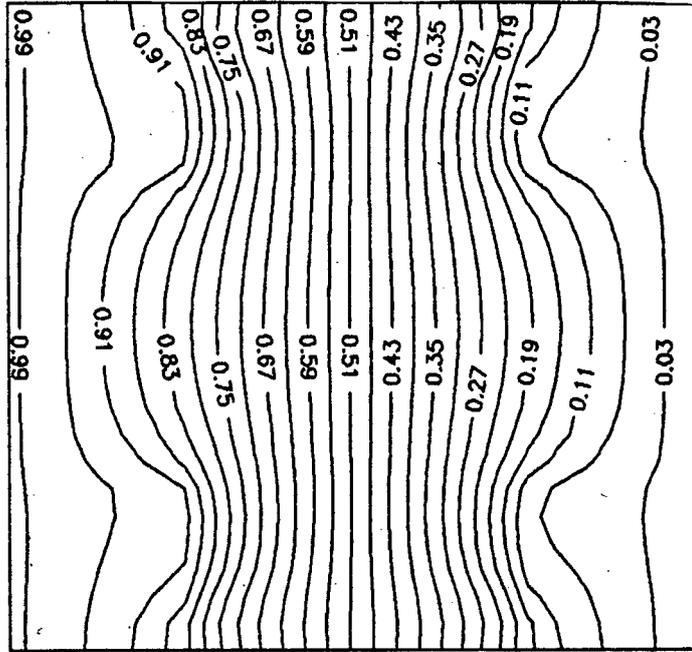


Figura 5.22 Isothermas adim. para 50°C e 25% de fração mássica.

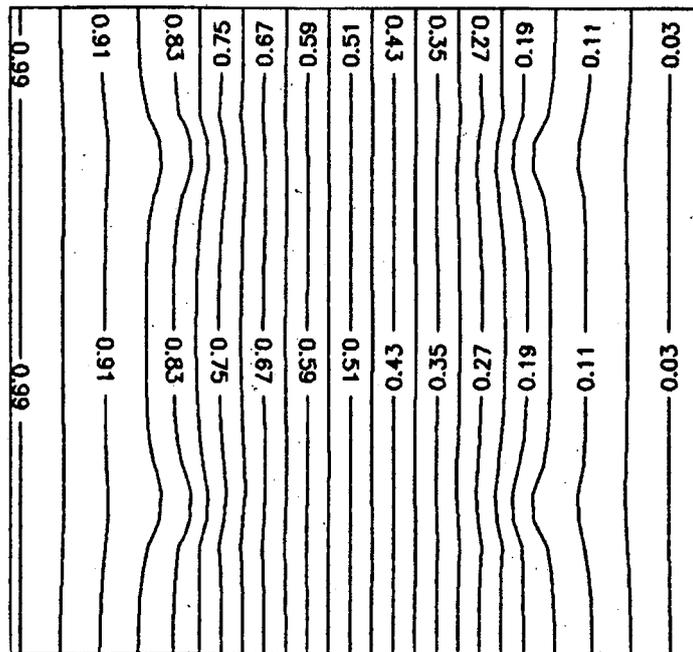


Figura 5.23 Isothermas adim. para 50° C e 75% de fração mássica.

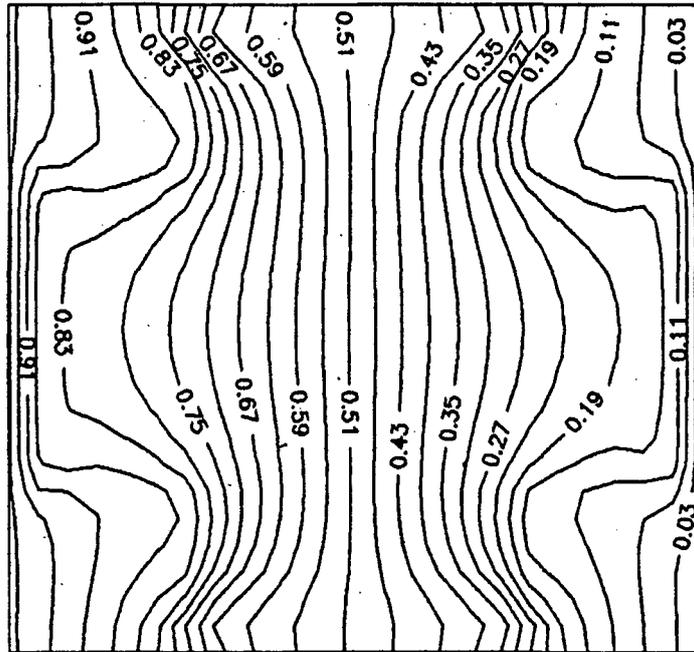


Figura 5.24 Isotermas adim. para 85°C e 25% de fração mássica.

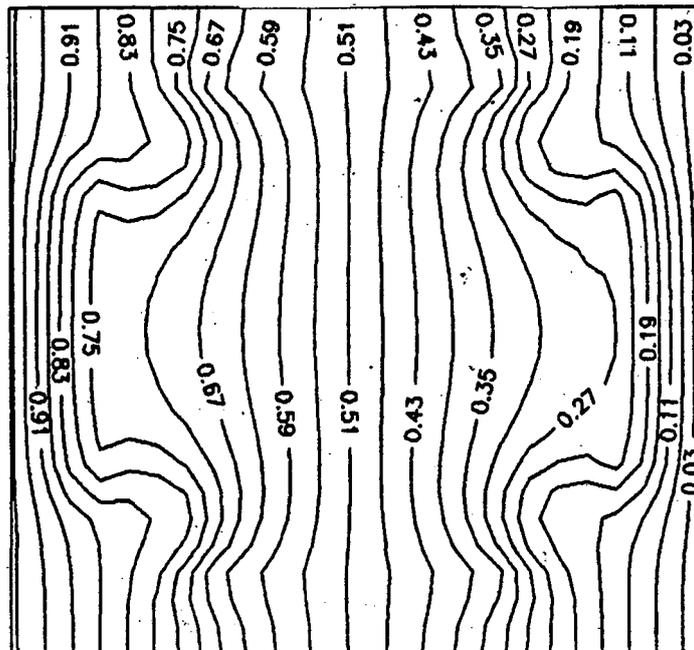


Figura 5.25 Isotermas adim. para 85°C e 50% de fração mássica.

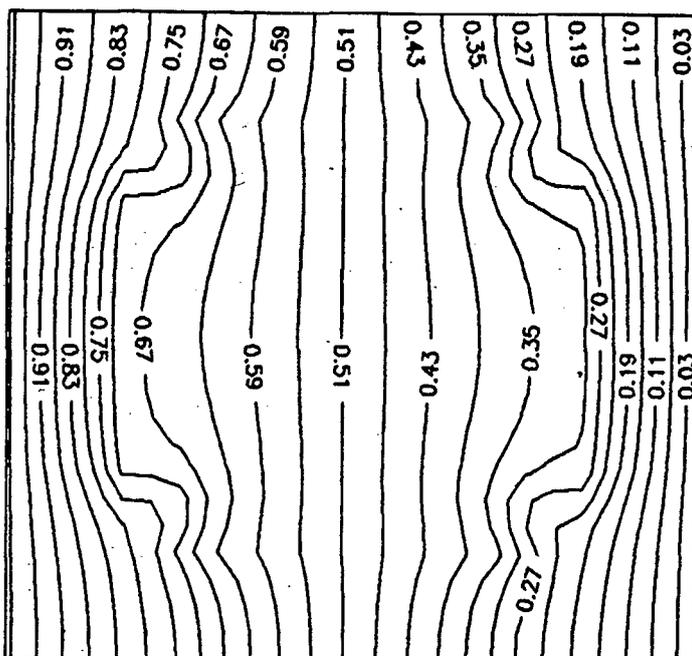


Figura 5.26 Isothermas adim. para 85°C e 75% de fração mássica.

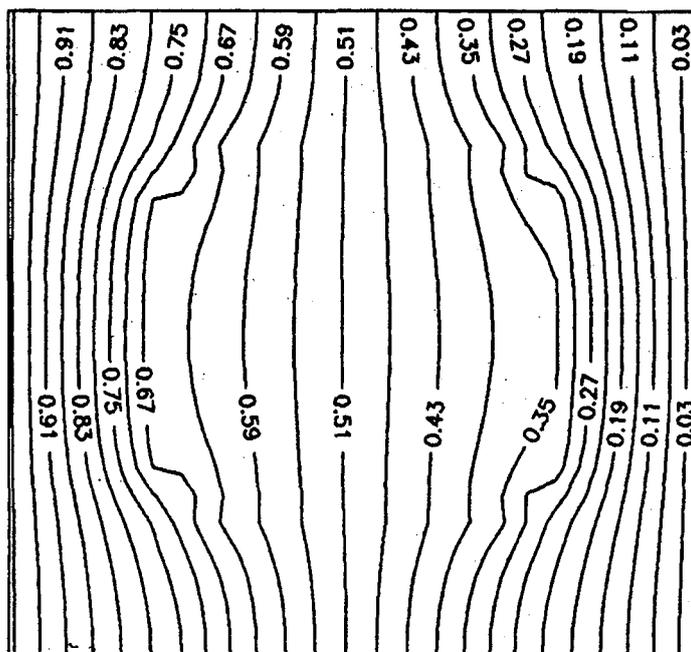


Figura 5.27 Isothermas adim. para 85°C e 85% de fração mássica.

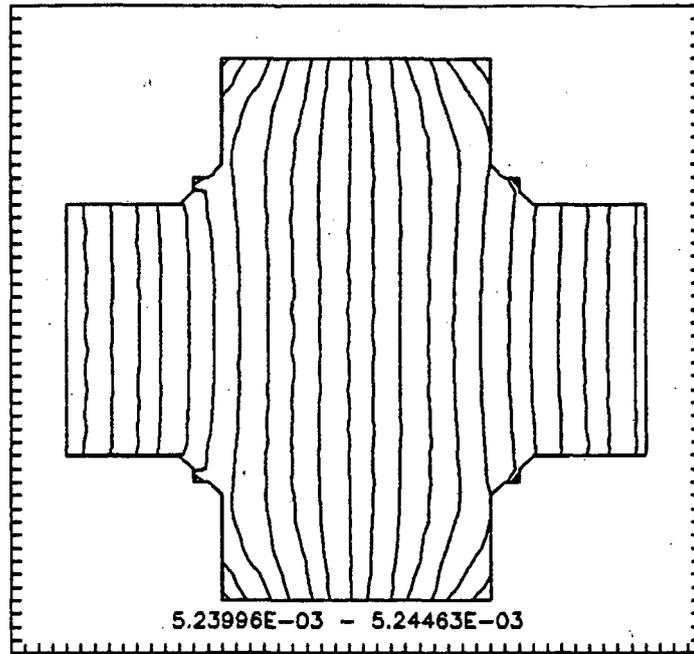


Figura 5.28 Concentração do vapor para 5°C e 25% com isolinhas de $5.239 \cdot 10^{-03}$ - $5.244 \cdot 10^{-03}$.

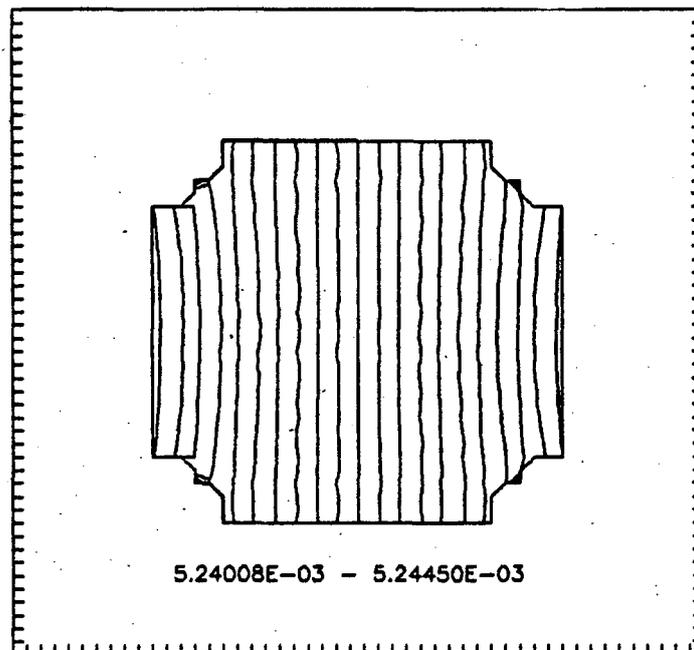


Figura 5.29 Concentração do vapor para 5°C e 75% com isolinhas de $5.240 \cdot 10^{-03}$ - $5.244 \cdot 10^{-03}$.

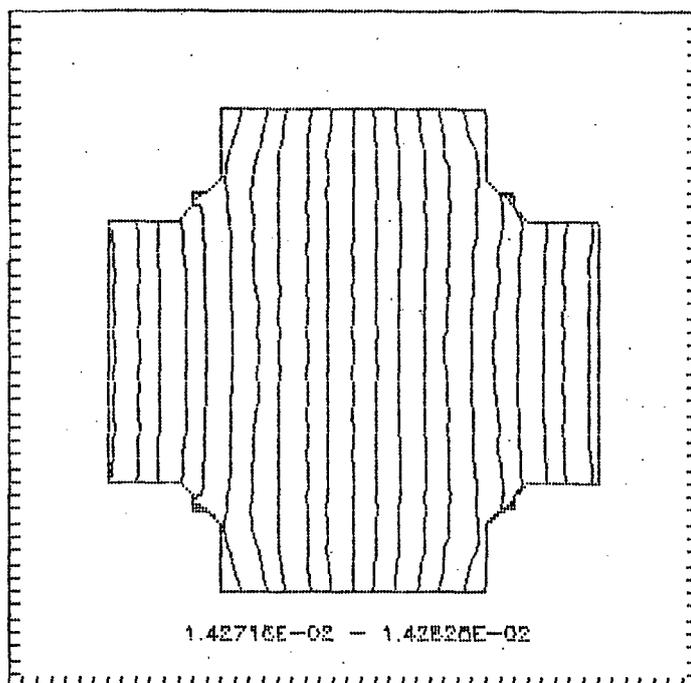


Figura 5.30 Concentração do vapor para 20°C e 50% com isolinhas de $1.427 \cdot 10^{-02}$ - $1.428 \cdot 10^{-02}$.

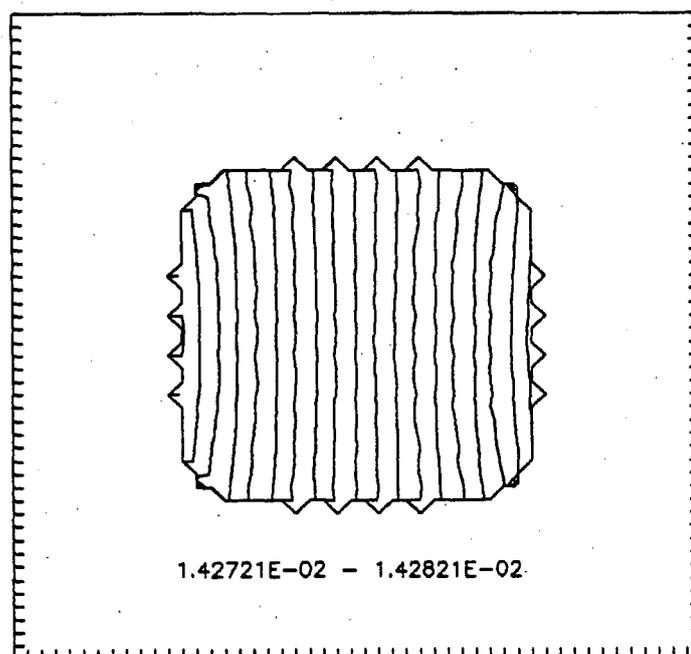


Figura 5.31 Concentração do vapor para 20°C e 85% com isolinhas de $1.427 \cdot 10^{-02}$ - $1.428 \cdot 10^{-02}$.

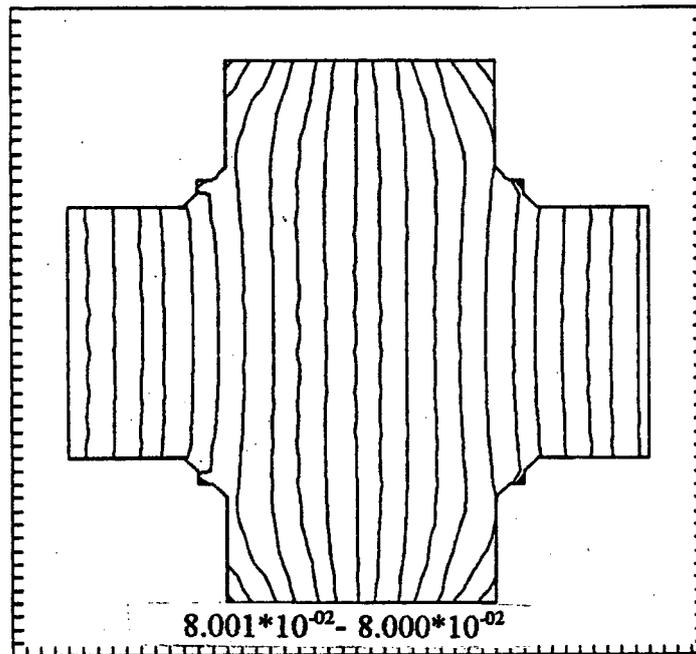


Figura 5.32 Concentração do vapor para 50°C e 25% com isolinhas de 8.001×10^{-02} - 8.000×10^{-02} .

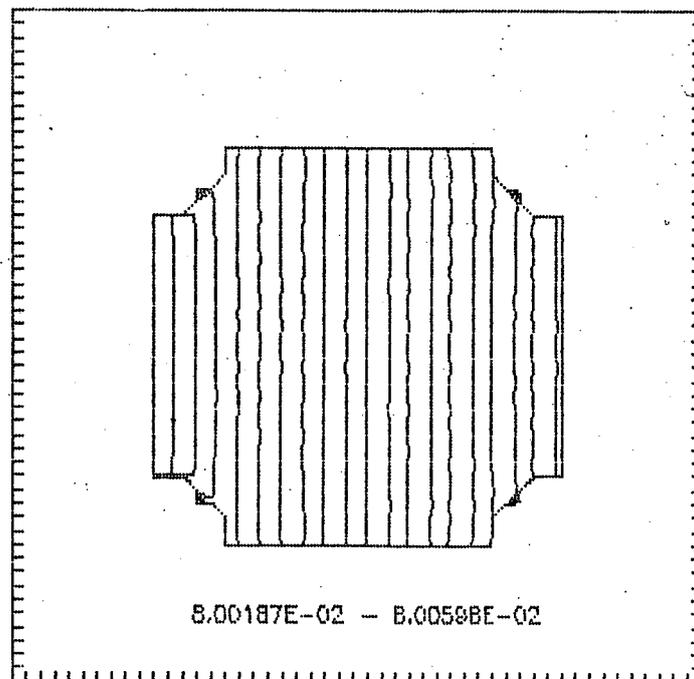


Figura 5.33 Concentração do vapor para 50°C e 75% com isolinhas de 8.001×10^{-02} - 8.005×10^{-02} .

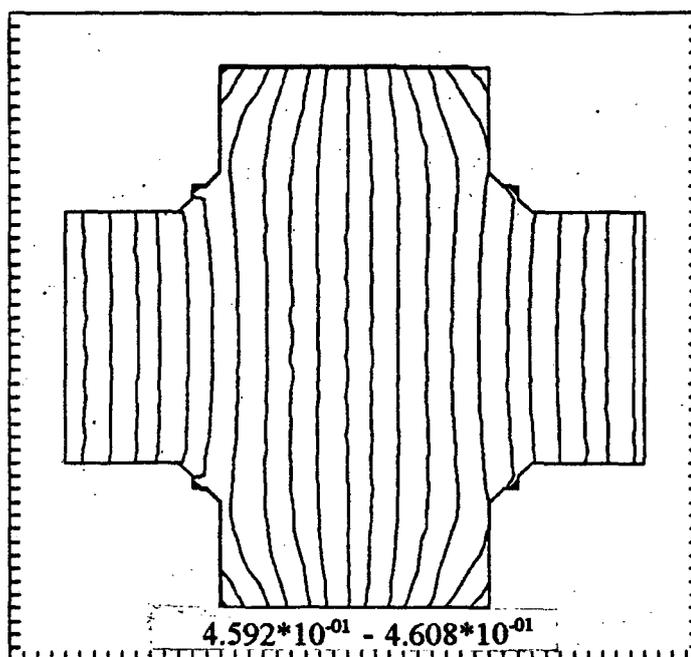


Figura 5.34 Concentração do vapor para 85°C e 25% com isolinhas de $4.592 \cdot 10^{-01}$ - $4.608 \cdot 10^{-01}$.

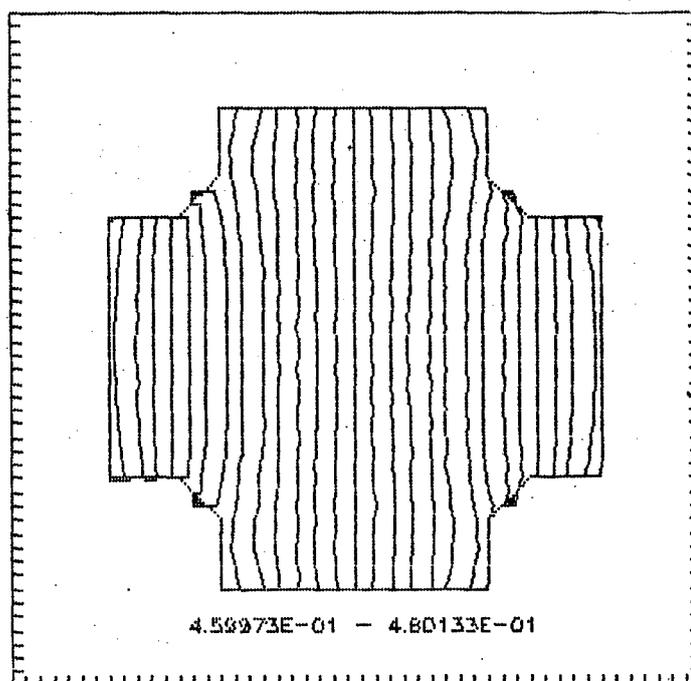


Figura 5.35 Concentração do vapor para 85°C e 50% com isolinhas de $4.599 \cdot 10^{-01}$ - $4.801 \cdot 10^{-01}$.

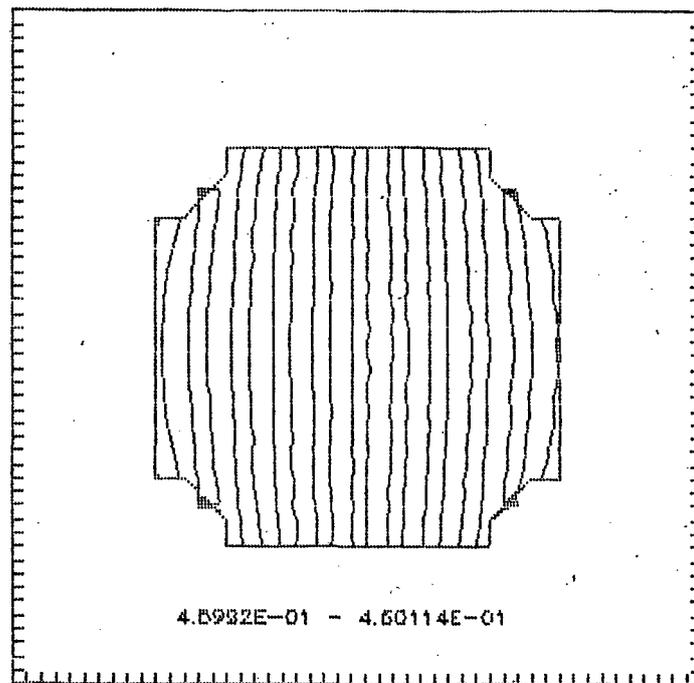


Figura 5.36 Concentração do vapor para 85°C e 75% com isolinhas de $4.599 \cdot 10^{-01}$ - $4.601 \cdot 10^{-01}$.

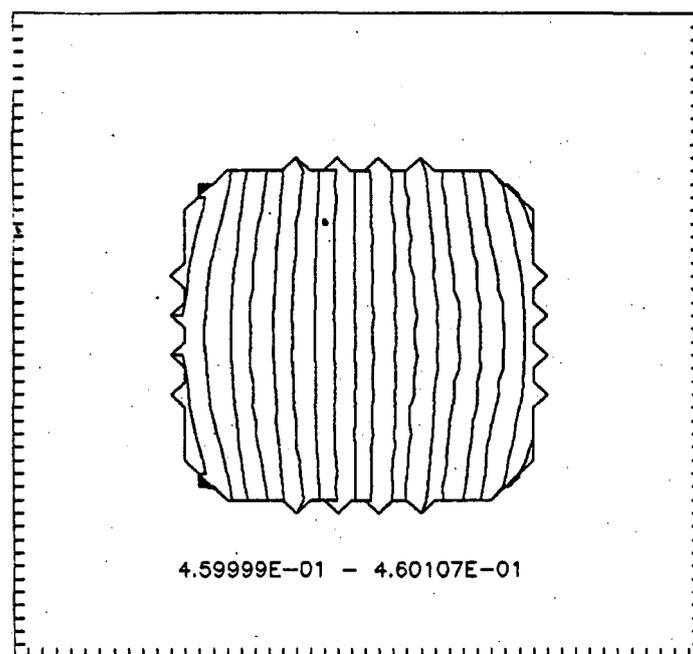


Figura 5.37 Concentração do vapor para 85°C e 85% com isolinhas de $4.599 \cdot 10^{-01}$ - $4.601 \cdot 10^{-01}$.

5.4.3.1 ANÁLISE DO PADRÃO DE TEMPERATURA E CONCENTRAÇÃO DE VAPOR

As figuras das isotermas apresentadas, de modo geral, refletem no domínio do gás da célula um fluxo de calor unidimensional, produto da imposição de um gradiente térmico nas faces verticais e condições de isolamento nas faces superior e inferior. Nas regiões do sólido e do líquido as figuras mostram como a resistência à condução é influenciada pelas pontes de líquido associadas ao conteúdo de umidade. Um caso específico pode ser considerado ao analisar-se uma célula unitária para uma temperatura fixa a fração mássica; as figuras 5.18 e 5.19 são exemplos de um caso onde a temperatura é fixada ($5\text{ }^{\circ}\text{C}$) e varia-se a fração mássica (25% para 75%). Nelas pode-se observar como os fluxos de calor produto de uma menor resistência de condução na face esquerda têm maior facilidade para avançar no caso onde a ponte de líquido é menor (fig 5.18) em relação ao caso onde a ponte de líquido é maior (fig 5.19). As figuras 5.18 e 5.19 foram preparadas porque nelas o efeito de mudança de fase praticamente é nulo (devido à baixa temperatura, 5°C), tendo-se assim só o efeito de condução pura na célula. No caso quando os efeitos de evaporação e condensação são mais pronunciados, isto é quando a célula têm uma temperatura de $50\text{ }^{\circ}\text{C}$, as figuras 5.22 e 5.23 mostram que a resistência de condução na ponte de líquido diminui a ponto que o fluxo de calor é quase unidimensional mostrando com isto que as condutividades entre o sólido e líquido são semelhantes devido ao efeito de evaporação. Um caso extremo é observado nas figuras 5.24, 5.25, 5.26, e 5.27, onde agora a célula têm uma temperatura prescrita de $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ com frações de 25%, 50%, 75% e 85% respectivamente; nelas, devido a elevada temperatura, os efeitos de evaporação fazem com que ainda para elevados conteúdos de umidade a resistência à condução no líquido fique mais baixa que no sólido.

Nas figuras 5.28 - 5.38 são apresentadas as isocurvas de concentração de vapor para diferentes temperaturas e frações mássicas na célula, elas mostram um padrão geral que sugere

a existência de efeitos puramente difusivos. Para altas temperaturas e conteúdo de umidade as isolinhas se aproximam das pontes de líquido nas faces esquerda e direita. Tal padrão está associado as elevadas taxas de evaporação.

5.4.4 ANÁLISE DA ORDEM DE GRANDEZA DOS TERMOS DA EQUAÇÃO DE ENERGIA

Ao se considerar a magnitude das velocidades obtida ao resolver as equações do movimento para a fase gasosa apresentadas na secção 5.4.1 surge a dúvida da real contribuição dos termos convectivos na equação da energia e espécies do vapor. Para explorar tal aspecto, a seguir passa-se a estudar a ordem de grandeza dos termos da equação de energia, considerando um caso unidimensional.

Para uma situação uni-dimensional a equação (2.10) se torna,

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_g u T) = \frac{K_g}{Cp_g} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\rho_g D (Cp_1 - Cp_2)}{Cp_g} \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial W_1}{\partial x} \quad (5.1)$$

$$(1) \quad (2) \quad (3)$$

Definindo a dimensão característica como L, a ordem de grandeza do termo (1) na equação (5.1)

é :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_g u T) = \rho_g u \frac{\partial T}{\partial x} = \rho_g u \frac{\Delta T}{L} \quad (5.2)$$

Da equação (2.21) a velocidade u pode ser estimada como,

$$u = \rho_g \left(\frac{D \cdot \Delta W_1}{L} \right) \quad (5.3)$$

Combinando as equações (5.2) e (5.3) resulta em,

$$(1) \sim \rho_g^2 \frac{D \Delta W_1 \Delta T}{L^2} \quad (5.4)$$

Para o termo (2) da equação (5.1) tem-se:

$$(2) = \frac{K_g}{c p_g} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{K_g}{c p_g} \frac{\Delta T}{L^2} \quad (5.5)$$

Da mesma forma o termo (3) pode ser escrito como,

$$(3) = \frac{\rho_g D (c p_1 - c p_2)}{c p_g} \frac{\partial W_1}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\rho_g D (c p_1 - c p_2)}{c p_g} \frac{\Delta W_1}{L} \frac{\Delta T}{L} \quad (5.6)$$

Fazendo uso das equações (5.4), (5.5) e (5.6) tem-se,

$$\frac{(1)}{(2)} \sim \frac{\rho_g \Delta W_1 D c p_g}{K_g}$$

e

$$\frac{(3)}{(2)} \sim \frac{\rho_g (c p_1 - c p_2) \Delta W_1 D}{K_g} \quad (5.7)$$

Considerando valores típicos para cada uma dos termos das equações (5.7) obtém-se, por exemplo, para 50 °C,

$$\frac{(1)}{(2)} \sim 10^{-4} \quad e \quad \frac{(3)}{(2)} \sim 10^{-4}$$

mostrando assim que o termo de transporte de energia por condução é dominante sobre os demais termos.

5.4.5 EFEITOS DOS TERMOS CONVECTIVOS NA CÉLULA DO MEIO POROSO

Para determinar o real efeito dos termos convectivos na equação da energia e espécies, define-se um campo de velocidades nulo, com isto o novo sistema de equações diferenciais do problema se torna,

$$0 = \frac{K_g}{Cp_g} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \rho_g D (Cp_1 - Cp_2) \left[\frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial W_1}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial W_1}{\partial y} \right] \quad (5.8)$$

$$0 = \rho_g D \left(\frac{\partial^2 W_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_1}{\partial y^2} \right) \quad (5.9)$$

Com a mesma metodologia de solução proposta no capítulo III do presente trabalho, e utilizando a mesma técnica que foi utilizada para resolver o sistema completo de equações diferenciais, isto é, introduzindo e retirando massa das interfaces na célula via termo fonte, os fluxos de calor são obtidos e apresentados na tabela 5.11. Para efeito de comparação os fluxos de calor obtidos com a resolução do sistema completo são também incluídos na tabela. Observa-se na tabela 5.11 que os valores obtidos para o fluxo de calor com e sem efeitos convectivos são idênticos. Desta forma, no que se segue, os efeitos convectivos serão desconsiderados.

Tabela 5.11 Fluxos de calor com e sem termos convectivos.

Temp. [°C] , X_{mass} [%]	Fluxo de Calor com Termos Convectivos [W]	Fluxo de Calor sem Termos Convectivos [W]
5 , 25	$2.1084 \cdot 10^{-03}$	$2.1084 \cdot 10^{-03}$
5 , 75	$4.5228 \cdot 10^{-03}$	$4.5228 \cdot 10^{-03}$
20 , 50	$3.8812 \cdot 10^{-03}$	$3.8812 \cdot 10^{-03}$
20 , 85	$5.6411 \cdot 10^{-03}$	$5.6411 \cdot 10^{-03}$
50 , 25	$5.27368 \cdot 10^{-03}$	$5.27368 \cdot 10^{-03}$
50 , 75	$7.7433 \cdot 10^{-03}$	$7.7433 \cdot 10^{-03}$
85 , 50	$20.027 \cdot 10^{-03}$	$20.027 \cdot 10^{-03}$
85 , 85	$16.709 \cdot 10^{-03}$	$16.09 \cdot 10^{-03}$

Os valores obtidos, e mostrados na Tabela 5.11, em forma de fluxo de calor, indicam que o efeito dos termos convectivos é desprezível. Esta mesma conclusão pode ser obtida quando grafica-se a temperatura para as zonas líquido-gás-líquido em função da coordenada x . Assim, da Figura 5.38, observa-se que o perfil de temperatura é praticamente linear tanto para o caso de difusão pura como para o caso onde é considerada a difusão e os termos convectivos respectivamente, indicando assim que o mecanismo de transferência de calor é puramente difusivo.

A mesma conclusão anterior pode ser obtida quando analisa-se as isocurvas de temperatura (Figuras 5.18 a 5.27) e as isocurvas de concentração do vapor nas (Figuras 5.28 a 5.37). Nelas, no centro da zona do gás, observa-se um contínuo paralelismo entre cada isocurva.

Adicionalmente as equações (5.8) e (5.9) foram resolvidas de forma acoplada sem a presença do segundo termo da equação (5.8) e os resultados foram idênticos aqueles da tabela

5.11. Conclui-se assim, que o importante não é incluir o fluxo de massa carregando alguma propriedade como temperatura, concentração do vapor, ou ainda quantidade de movimento, porém a importância dos mecanismos de evaporação e condensação se faz sentir nas fronteiras líquido-gás, através do balanço de energia. A informação que faz a diferença em relação ao simples caso de condução pura (sem difusão) na célula, é exatamente a quantidade de massa que carrega energia, quando ela evapora, ou condensa.

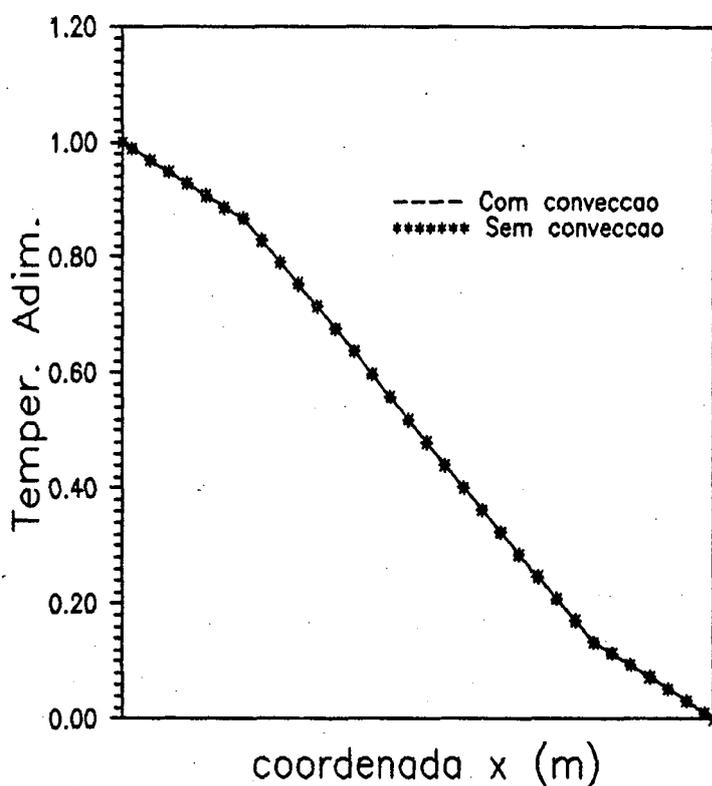


Figura 5.38 Perfil da temperatura adimensional no domínio líquido - gás - líquido da célula unitária para $y = 130 \mu\text{m}$.

Com o objetivo de compreender melhor o mecanismo de transferência de calor e matéria na célula porosa, outras duas importantes questões serão agora abordadas:

- a) O efeito da difusão de massa na transferência de calor no meio poroso.
- b) A variação da condutividade térmica aparente como função da fração mássica de líquido e temperatura na célula.

5.4.6 EFEITO DA DIFUSÃO DE MASSA NA TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO MEIO POROSO

Para obter o efeito da difusão de massa no meio poroso apenas a equação da energia será resolvida. Desta forma o sistema de equações governantes se reduz a,

$$0 = \nabla^2 T \quad (5.10)$$

Note que resolver apenas esta equação equivale a resolver todo o sistema de equações introduzidos anteriormente com campos de velocidades nulos, e o que é mais importante, fazendo o coeficiente de difusão D igual a zero.

A tabela 5.12 apresenta os fluxos de calor obtidos com e sem difusão mássica em função dos níveis de temperatura e de fração de líquido no meio poroso.

Tabela 5.12 Fluxos de Calor sem e com o efeito de difusão.

CASOS (TEMP, X_{mass})	FLUXOS DE CALOR SEM DIFUSÃO DE MASSA [W]	FLUXOS DE CALOR COM DIFUSÃO DE MASSA [W]
5 °C	25%	$1.8193 \cdot 10^{-03}$
	50%	$3.0665 \cdot 10^{-03}$
	63%	$3.6626 \cdot 10^{-03}$
	75%	$4.2501 \cdot 10^{-03}$
	85%	$4.8326 \cdot 10^{-03}$
10 °C	25%	$1.8426 \cdot 10^{-03}$
	50%	$3.1015 \cdot 10^{-03}$
	63%	$3.7032 \cdot 10^{-03}$
	75%	$4.2963 \cdot 10^{-03}$
	85%	$4.8847 \cdot 10^{-03}$
20 °C	25%	$1.8873 \cdot 10^{-03}$
	50%	$3.1677 \cdot 10^{-03}$
	63%	$3.7796 \cdot 10^{-03}$
	75%	$4.3832 \cdot 10^{-03}$
	85%	$4.9826 \cdot 10^{-03}$
40 °C	25%	$1.9687 \cdot 10^{-03}$
	50%	$3.2853 \cdot 10^{-03}$
	63%	$3.9146 \cdot 10^{-03}$
	75%	$4.5360 \cdot 10^{-03}$
	85%	$5.1543 \cdot 10^{-03}$

Continuação da Tabela 5.12

CASOS (TEMP, X_{mass})	FLUXOS DE CALOR SEM DIFUSÃO DE MASSA [W]	FLUXOS DE CALOR COM DIFUSÃO DE MASSA [W]
50 °C	25%	$2.0486 \cdot 10^{-03}$
	50%	$3.3371 \cdot 10^{-03}$
	63%	$3.9735 \cdot 10^{-03}$
	75%	$4.6024 \cdot 10^{-03}$
	85%	$5.2286 \cdot 10^{-03}$
75 °C	25%	$2.0800 \cdot 10^{-03}$
	50%	$3.4469 \cdot 10^{-03}$
	63%	$4.0973 \cdot 10^{-03}$
	75%	$4.7406 \cdot 10^{-03}$
	85%	$5.3825 \cdot 10^{-03}$
80 °C	25%	$2.0944 \cdot 10^{-03}$
	50%	$3.4656 \cdot 10^{-03}$
	63%	$4.1181 \cdot 10^{-03}$
	75%	$4.7636 \cdot 10^{-03}$
	85%	$5.4080 \cdot 10^{-03}$
85 °C	25%	$2.1060 \cdot 10^{-03}$
	50%	$3.4833 \cdot 10^{-03}$
	63%	$4.1376 \cdot 10^{-03}$
	75%	$4.7852 \cdot 10^{-03}$
	85%	$5.4317 \cdot 10^{-03}$

Os resultados anteriores permitem quantificar a difusão de vapor no meio poroso. Observa-se que o dito efeito, dependendo da temperatura prescrita na célula, pode duplicar o até mesmo quatriplicar a transferência de calor. Os valores obtidos mostram que a para uma temperatura elevada prescrita na célula, à medida em que a saturação do líquido é aumentada o fluxo de calor com difusão diminui. Isto será mostrado e discutido amplamente na secção 5.4.7.

5.4.7 CONDUTIVIDADES TÉRMICAS DO MEIO POROSO

Com os resultados apresentados anteriormente, a condutividade térmica do meio poroso, pode ser facilmente calculada, utilizando-se o fluxo de calor, o comprimento e o gradiente de temperaturas prescritas na célula. Desta forma tem-se para a condutividade térmica aparente, K_{ap} ,

$$K_{ap} = \frac{q'}{\Delta T} = \frac{q'}{0.013^{\circ}C} \quad \left[\frac{W}{m^{\circ}C} \right] \quad (5.11)$$

onde q' é o fluxo de calor através da célula unitária obtido pela soma dos fluxos de calor através do líquido e sólido em $x=0$,

$$q' = \int_0^L -k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} dy \quad (5.12)$$

Ditos valores de condutividades aparentes no meio poroso para os casos com e sem difusão de massa são apresentados em função da fração mássica de líquido e tendo a temperatura como parâmetro de curva. A tabela 5.13 lista os casos explorados.

Tabela 5.13 Quadro de figuras das condutividades térmicas.

FIGURA	TEM. [°C]
5.39	5
5.40	10
5.41	20
5.42	40
5.43	50
5.44	75
5.45	80
5.46	85

Considerando a forte influência da difusão de massa na transferência de calor, perfis de temperatura ao longo da célula são apresentados nas figuras 5.47 , 5.48 e 5.49 para os casos com e sem difusão de massa. Nelas, mostra-se como os perfis de temperatura, para as diferentes fases da célula no sentido do fluxo de calor (direcção x), ou seja, líquido-gás-líquido , sólido-gás-sólido, e sólido-líquido-sólido, são afetados pela difusão de massa.

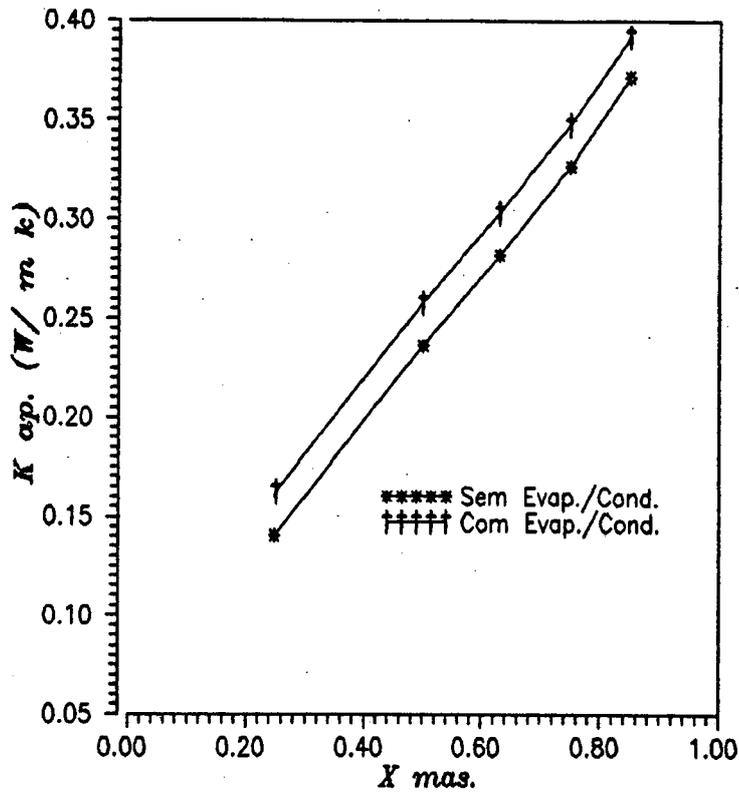


Figura 5.39 Condutividade térmica aparente em função de fração mássica para 5 °C, e porosidade de 75%.

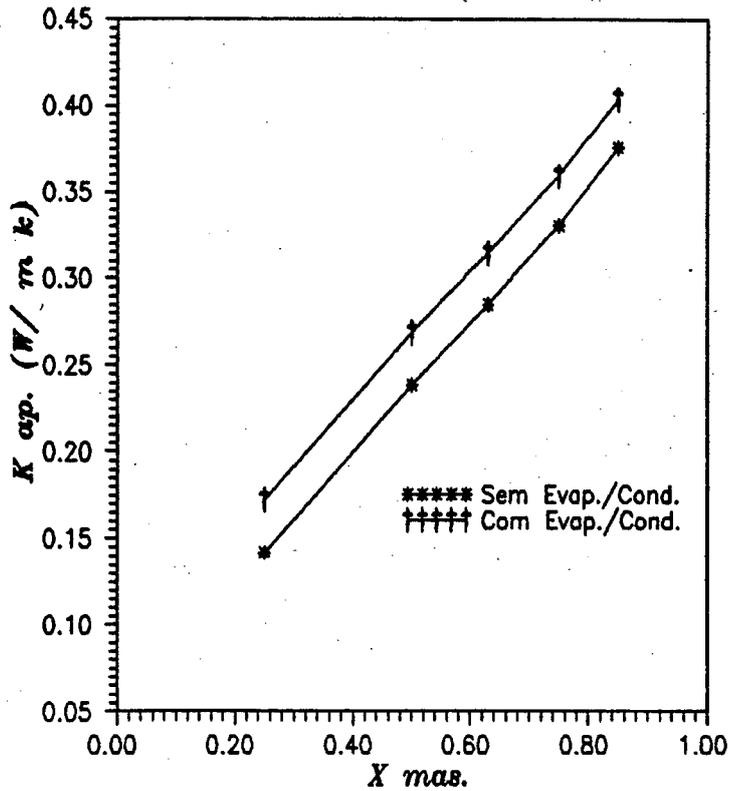


Figura 5.40 Condutividade térmica aparente em função da fração mássica para 10 °C e porosidade de 75%.

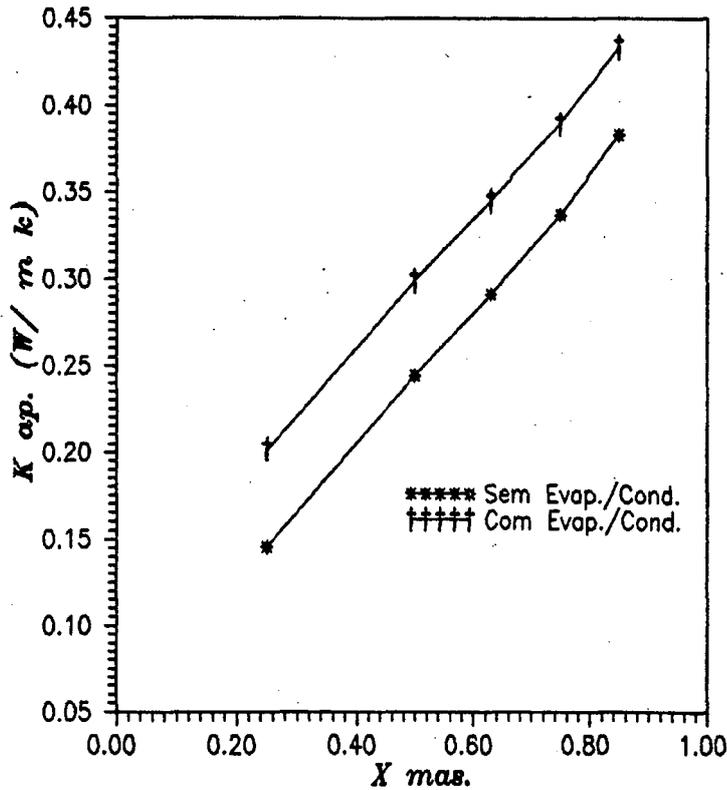


Figura 5.41 Condutividade térmica aparente em função da fração mássica para 20 °C, e porosidade de 75%.

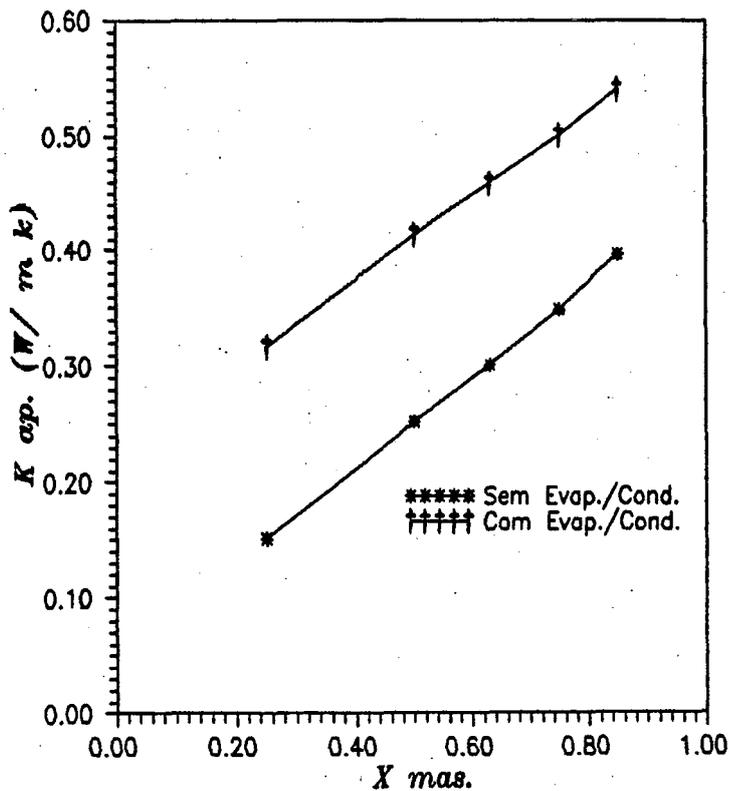


Figura 5.42 Condutividade térmica aparente em função da fração mássica para 40 °C, e porosidade de 75%.

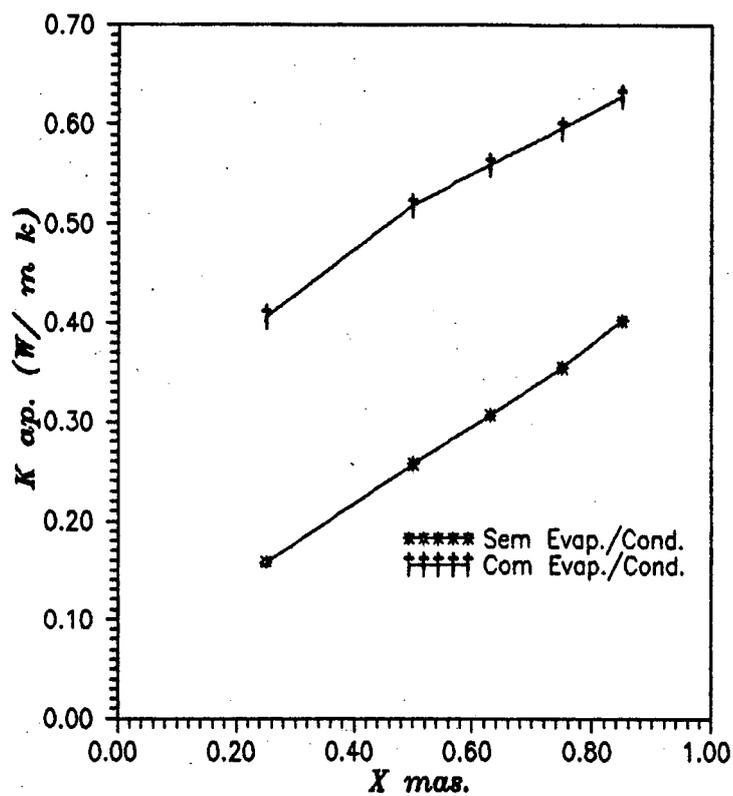


Figura 5.43 Condutividade térmica aparente em função da fração mássica para 50 °C, e porosidade de 75%.

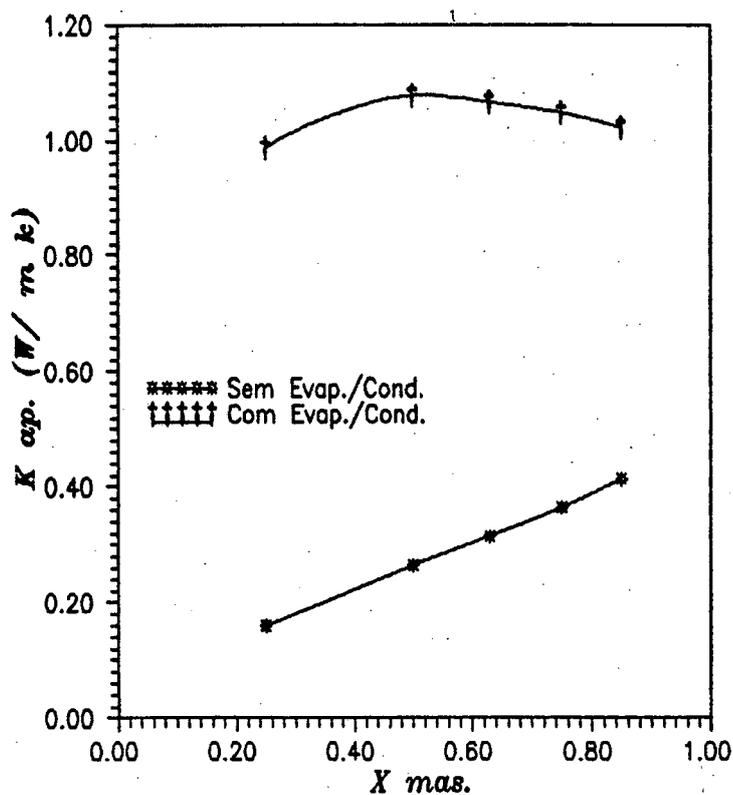


Figura 5.44 Condutividade térmica aparente em função da fração mássica para 75 °C, e porosidade de 75%.

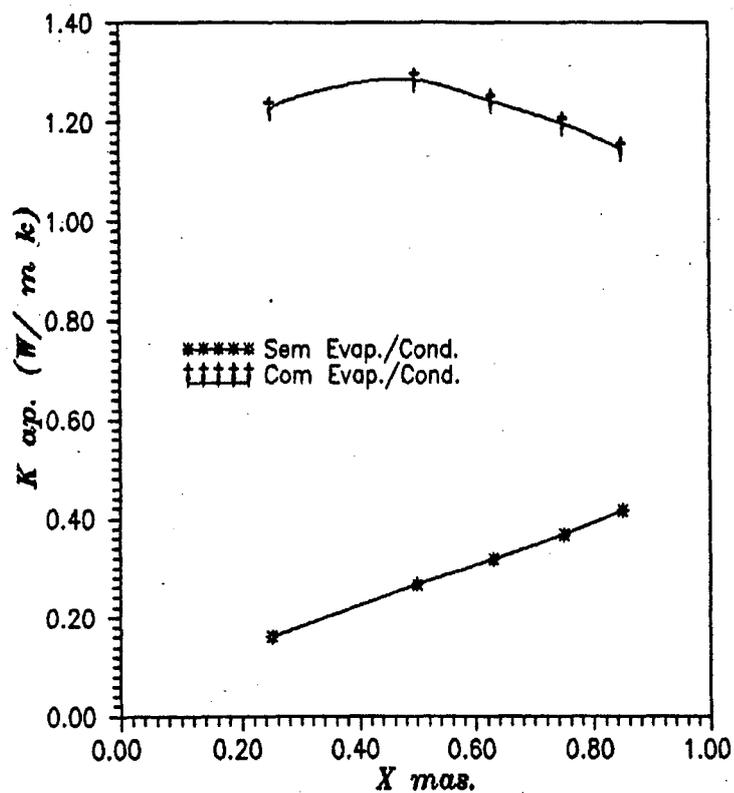


Figura 5.45 Condutividade térmica aparente em função da fração mássica para 80 °C, e porosidade de 75%.

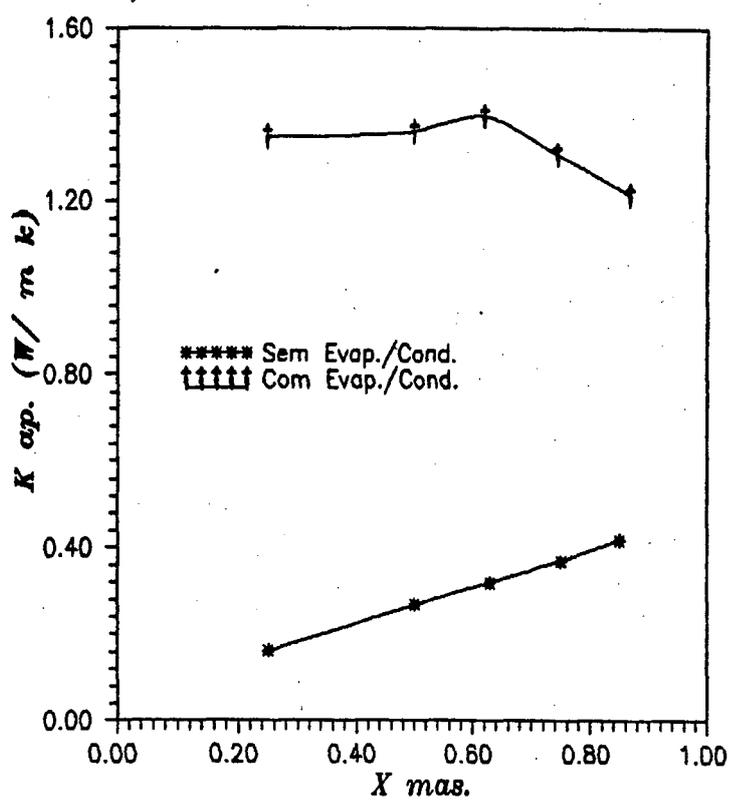


Figura 5.46 Condutividade térmica aparente em função da fração mássica para 85 °C, e porosidade de 75%.

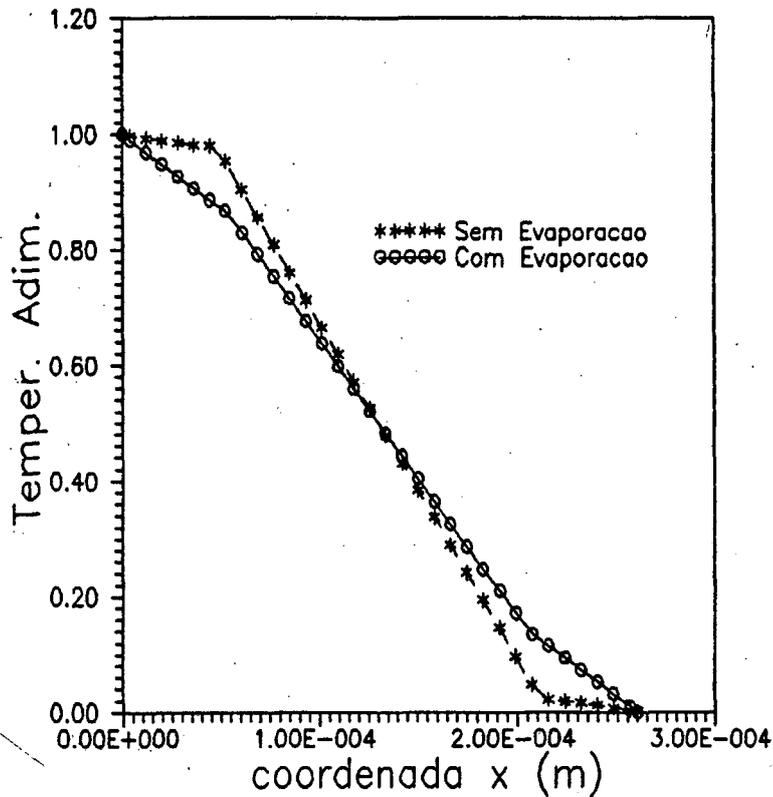


Figura 5.47 Comparação do efeito da evaporação no perfil de temperatura adim. no domínio líquido-gás-líquido da célula unitária para $y = 130 \mu\text{m}$. ($\approx L/2$) com 50°C e 75% de fração mássica.

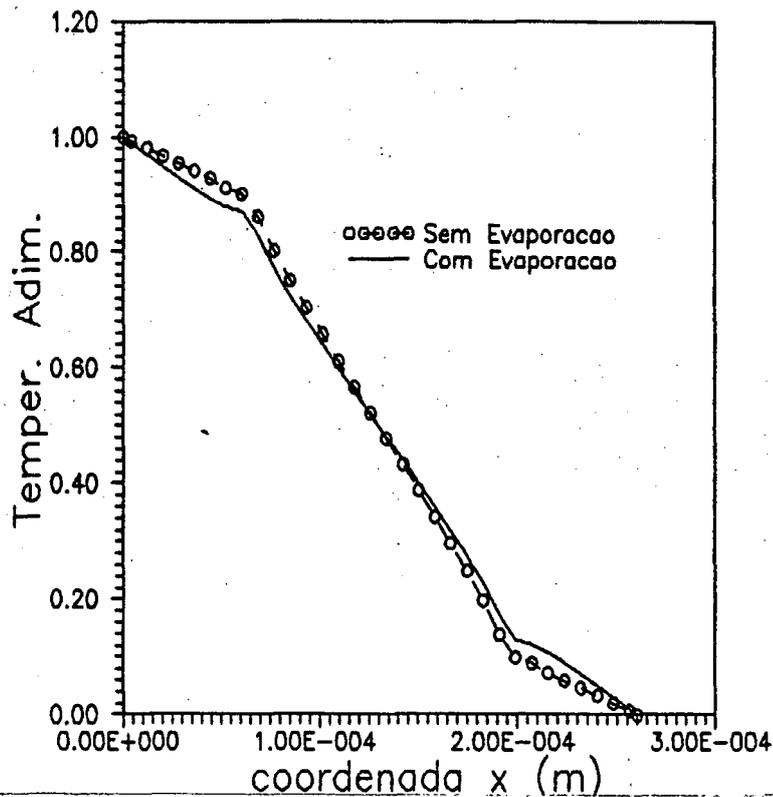


Figura 5.48 Comparação do efeito da evaporação no perfil de temperatura adim. no domínio sólido-gás-sólido da célula unitária para $y = 56.875 \mu\text{m}$. ($\approx L/4$) com 50°C e 75% de fração mássica.

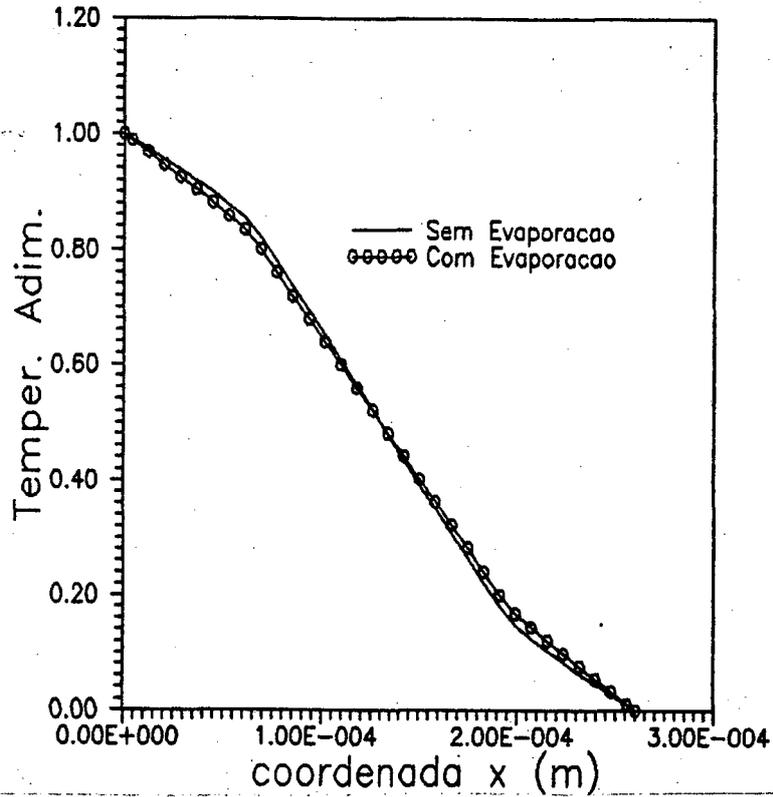


Figura 5.49 Comparação do efeito da evaporação no perfil de temperatura adim. no domínio sólido-líquido-sólido da célula unitária para $y = 24.375\mu\text{m}$. ($\approx L/10$) com $50\text{ }^\circ\text{C}$ e 75% de fração mássica.

5.4.7.1 ANÁLISE DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA DO MEIO

Uma importante informação, e de interesse prático na engenharia, é o cálculo da condutividade térmica de um meio poroso. Neste trabalho, como são conhecidos o gradiente térmico e o fluxo de calor (aqueles apresentados na Tabela 5.12) a condutividade térmica é facilmente calculada pela equação (5.11).

A condutividade calculada, é chamada "Condutividade Aparente", já que ela considera a difusão bem como as condutividades das diversas fases que compõem o meio.

Os valores obtidos, e apresentados nas Figuras 5.39 a 5.46, mostram dois tipos de resultados. No primeiro deles só a condução pura é considerada, ou seja, não há evaporação na célula. No segundo os efeitos de evaporação e condensação são incorporados no modelo.

Esta possibilidade de quantificar ambos fenômenos, permite visualizar, nas Figuras 5.39-5.40 e 5.41, como a diferença na condutividade aparente, em função da fração mássica, para baixas temperaturas, isto é 5° C, 10° C, e 20° C não é tão significativa. Nesses casos, em uma primeira aproximação a transferência de calor no meio poroso pode ser tratada só como um fenômeno de condução pura. Segundo as figuras, constata-se que a condutividade térmica é proporcional à fração mássica de líquido do meio poroso.

Para temperaturas de 40 °C e 50 °C; ou seja, as Figuras 5.42 e 5.43 respectivamente, o efeito da difusão, na condutividade aparente é consideravelmente importante, porém pode-se observar uma linearidade com a fração mássica do meio poroso igual aos casos anteriores.

Nas Figuras 5.44-5.45 e 5.46, apresenta-se casos onde a temperatura (75 °C, 80°C, 85 °C) passa a ser um parâmetro muito importante na evaporação e condensação nas pontes de líquido. Este fenômeno faz com que a condutividade aparente já não tenha mais aquele comportamento linear com a fração mássica dos casos anteriores. O fato é que a condutividade aumenta, até que a fração mássica seja da ordem de 52% aproximadamente, e a partir deste ponto passa a diminuir.

Este comportamento já foi explorado por vários pesquisadores, entre eles, Krischer [46], e Azizi et al. [45]. Krischer observou que perto dos 60 °C a condutividade térmica aparente passa a diminuir com o aumento do conteúdo de umidade. Azizi, obtém em forma experimental para as mesmas condições de material tratado no presente trabalho, inversões um pouco acima dos 50° C. Este comportamento é explicado pelo fato da condutividade térmica aparente incorporar os efeitos difusivos e, acima de 60°C , a condutividade térmica de origem difusiva é maior do que a condutividade térmica da água. Assim, ao se saturar o meio poroso para temperaturas acima de 60°C substitui-se a fase gasosa com alta condutividade térmica (pura + difusiva) pela fase líquida que possui uma condutividade térmica mais baixa. Como consequência a condutividade aparente do meio decresce.

Na figura 5.46, o valor da condutividade aparente para o caso de 85 °C e 25% de fração mássica, não tem a mesma correspondência que os outros casos para uma fração mássica de 25%. A principal razão para explicar esta aparente anomalia pode estar na precisão da solução numérica. Para altas temperaturas fortes mecanismos de evaporação e condensação acontecem na ponte de líquido requerendo-se assim uma malha muito refinada. Acredita-se desta forma que o valor da condutividade térmica aparente para o caso de 85°C e 25% de fração mássica não esteja dentro da mesma faixa de incerteza dos demais valores e deva ser desconsiderado.

Na Tabela 5.14, apresenta-se uma comparação detalhada entre os valores experimentais das condutividades térmicas aparentes obtidas por Azizi et al.[45] para o concreto celular "Ytong", e as obtidas no presente trabalho. Na figura 5.50 mostra-se um gráfico comparativo entre as algumas condutividades térmicas aparentes obtidas pelo presente modelo e as obtidas experimentalmente por Azizi et al. [45].

Tabela 5.14. Condutividades térmicas aparentes obtidas numericamente e experimentalmente [45].

CASOS (TEMP. , X_{max} .)	PRESENTE TRABALHO [W/m k]	AZIZI [W/m k]	DIFEREN. %
5 °C	25%	0.162184	37.6
	50%	0.257665	30.3
	63%	0.303212	29.4
	75%	0.347908	30.4
	85%	0.391992	27.4
10 °C	25%	0.172428	33.6
	50%	0.268644	27.3
	63%	0.314495	26.8
	75%	0.359423	28.1
	85%	0.403666	25.2
20 °C	25%	0.201189	22.6
	50%	0.298552	19.3
	63%	0.344767	19.8
	75%	0.389824	22.0
	85%	0.433927	19.6
40 °C	25%	0.316918	-
	50%	0.413763	-
	63%	0.458360	-
	75%	0.500495	-
	85%	0.540132	-

Continuação da Tabela 5.14

CASOS (TEMP. , X _{mass})	PRESENTE TRABALHO [W/m k]	AZIZI [W/m k]	DIFER. %
50 °C	25%	0.405670	21.9
	50%	0.518323	19.0
	63%	0.558915	20.0
	75%	0.595638	17.2
	85%	0.628211	15.1
75 °C	25%	0.986741	1.3
	50%	1.078078	10.1
	63%	1.066623	9.6
	75%	1.048519	8.8
	85%	1.022315	5.3
80 °C	25%	1.227835	-
	50%	1.285975	-
	63%	1.243664	-
	75%	1.197854	-
	85%	1.145916	-
85 °C	25%	1.545571	-10.0
	50%	1.540543	7.1
	63%	1.452957	10.3
	75%	1.369659	9.8
	85%	1.285341	8.1

Os valores das condutividades térmicas aparentes tirados da figura 7 do trabalho de Azizi et al [45] representam o valor mais próximo da curva traçada pelo autor. Conforme observado na tabela 5.14, apesar das incertezas associadas ao experimento bem como ao modelo numérico a concordância entre as condutividades aparentes em geral é boa.

Dentre os diferentes fatores que não foram considerados no modelamento matemático e que podem ter uma influencia relativa nos resultados inclue-se: a capilaridade, o efeito das paredes úmidas no sólido, e a própria configuração física. Considerar os sólidos na célula como isotrópico e homogêneo também pode ter uma influência importante na condutividade térmica do meio uma vez que o próprio concreto celular autoclavado "Ytong", por si só é um meio poroso.

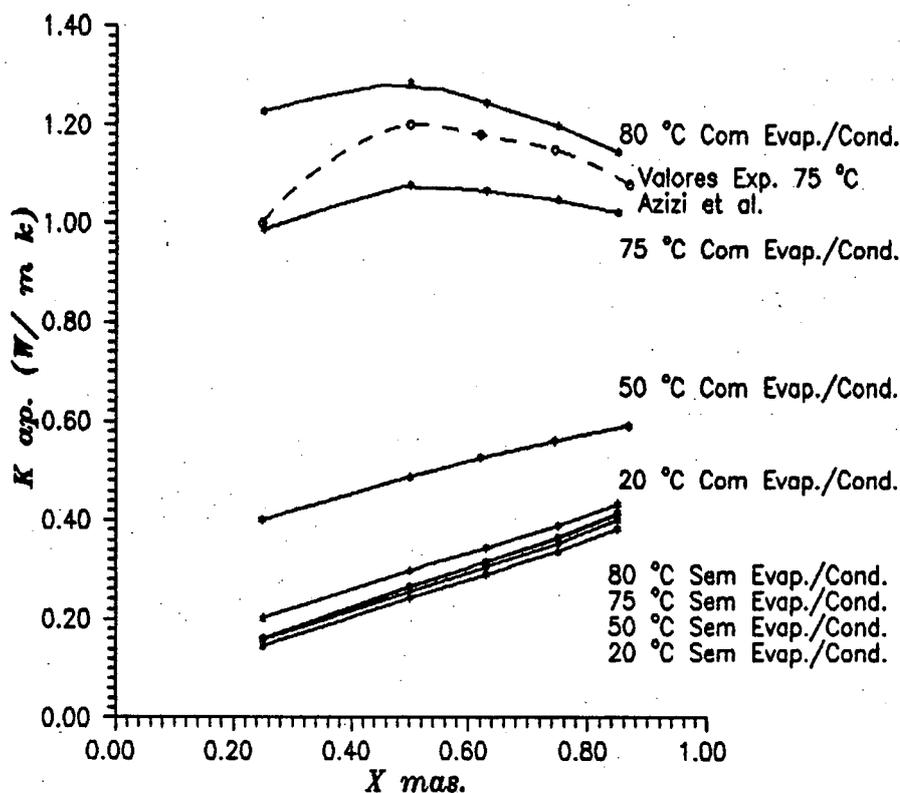


Figura 5.50 Comparação das condutividades térmicas aparentes obtidas no presente trabalho e as de Azizi [45].

5.4.8 DETERMINAÇÃO E COMPARAÇÃO DAS CONDUTIVIDADES TÉRMICAS "APARENTE" E "EQUIVALENTE".

As condutividades térmica aparente e equivalente definidas por Moyne, Degiovanni e co-autores em [44], [45] e [47] são calculadas a partir de,

$$K_{ap} = \lambda_o + f_{exp} \lambda_{dif1} \quad (5.13)$$

e

$$K_{eq} = \lambda_o + f_{exp} \lambda_{dif2} \quad (5.14)$$

onde λ_o é a condutividade térmica efetiva, isto é a condutividade associada à composição das fases sólida, líquida e vapor, sem considerar os efeitos de evaporação e condensação. O fator f_{exp} é expresso em [56] considerando um modelo unidimensional como,

$$f_{exp} = \frac{\frac{\epsilon_g}{\lambda_g}}{\left(\frac{\epsilon_g}{\lambda_g} + \frac{\epsilon_l}{\lambda_l} + \frac{\epsilon_s}{\lambda_s}\right) * \left[\epsilon_g + \left(\frac{\epsilon_l}{\lambda_l} + \frac{\epsilon_s}{\lambda_s}\right) * (\lambda_g + \lambda_{dif})\right]} \quad (5.15)$$

onde ϵ_i e λ_i são, respectivamente, as frações volumétricas e as condutividades térmicas do gás, sólido e líquido, e λ_{dif} é a condutividade térmica associada aos efeitos difusivos.

Adicionalmente,

$$\lambda_{dif1} = \frac{D}{RT} L_v \frac{M_s M_v}{M_g} \frac{dp_{vs}}{dT} \quad (5.16)$$

e

$$\lambda_{dif2} = \rho_g D L_v \frac{M_v}{M_g} \frac{1}{P - p_{vs}} \frac{dp_{vs}}{dT} \quad (5.17)$$

Os valores de K_{11} e λ_{eq} introduzidas nas equações (1.4) e (1.5) são exatamente iguais aos valores de K_{ap} e K_{eq} das equações (5.13) e (5.14). Entretanto as expressões de K_{11} e λ_{eq} são obtidas de forma diferente do que as expressões de K_{ap} e K_{eq} . Enquanto nas equações (1.4) e (1.5) aparecem λ e f , nas equações (5.13) e (5.14) aparecem λ_0 e f_{exp} . Conforme já explorado no parágrafo subsequente à equação (1.4) a condutividade térmica verdadeira, λ não deve ser confundida com a condutividade térmica efetiva, λ_0 .

Das equações anteriores calcula-se as condutividades aparentes e equivalente as quais são apresentadas na tabela 5.15. Na segunda coluna da tabela são apresentados os valores de λ_0 . Conforme pode-se observar tais valores aumentam com a fração mássica uma vez que $\lambda_1 > \lambda_p$ mas são pouco afetados pela temperatura. Nas terceira e quarta colunas são apresentados os valores de K_{ap} e K_{eq} obtidos utilizando as equações (5.13) e (5.14), respectivamente, com f_{exp} determinado a partir da equação (5.15) (modelo unidimensional). Na quinta e sexta coluna são apresentados os valores de K_{ap} e K_{eq} a partir de valores de f_{exp} obtidos experimentalmente para o concreto celular autoclavado (CCA) Ytong. Na sétima coluna são listados os valores da condutividade térmica obtida no presente trabalho.

O primeiro aspecto a ser notado é a excelente concordância entre os resultados da presente metodologia e aqueles obtidos com os fatores f_{exp} determinados experimentalmente (colunas cinco e seis). Considerando que aqui foi adotado um modelo bidimensional simplificado, este resultado chega a ser surpreendente. De uma maneira geral os resultados numéricos concordam melhor com a condutividade térmica aparente, que é obtida assumindo que não há fluxo convectivo de massa na fase gasosa. Este é um resultado inesperado uma vez que para os casos investigados a permeabilidade da fase gasosa é zero e deve existir um fluxo convectivo para compensar o fluxo difusivo de ar. Assim, era de se esperar que assumir o ar estagnado (condutividade térmica equivalente) deveria conduzir a melhores resultados do que assumir que não há fluxo convectivo (condutividade térmica aparente).

Tabela 5.15 Comparação entre as diferentes condutividades térmicas.

CASOS (Temp; X_{mass})	λ_0 [W/m K]	K_{ap} , [W/m K] (f_{exp} eq.36) [56]	K_{eq} , [W/m K] (f_{exp} eq.36) [56]	K_{ap} , [W/m K] (f_{exp} fig 8) [45]	K_{eq} , [W/m K] (f_{exp} fig 8) [45]	K_{ap} , presente trabalho [W/m K]	
5°C 63 %	25%	0.1399	0.1855	0.1773	0.1660	0.1615	0.1620
	50%	0.2358	0.2832	0.2746	0.2658	0.2603	0.2570
	63 %	0.2817	0.3301	0.3214	0.3081	0.3033	0.3030
	75 %	0.3269	0.3763	0.3673	0.3509	0.3465	0.3470
	85 %	0.3717	0.4219	0.4128	0.3912	0.3877	0.3919
50°C 63 %	25%	0.1575	0.5881	0.5452	0.4380	0.4102	0.4056
	50%	0.2567	0.6934	0.6499	0.5751	0.5434	0.5183
	63 %	0.3056	0.7456	0.7010	0.5861	0.5582	0.5589
	75 %	0.3540	0.7970	0.7529	0.6080	0.5834	0.5960
	85 %	0.4022	0.8477	0.8034	0.6097	0.5890	0.6280
75°C 63 %	25%	0.1600	1.1510	1.2207	0.9474	1.0028	0.9860
	50%	0.2651	1.2384	1.3069	1.1590	1.2219	1.0780
	63 %	0.3151	1.2794	1.3472	1.1026	1.1579	1.0660
	75 %	0.3646	1.3206	1.3870	1.0797	1.1300	1.0480
	85 %	0.4140	1.3630	1.4300	0.9966	1.0375	1.0223
85°C 63 %	25%	0.1620	1.4372	1.6810	1.3013	1.5191	1.5455
	50%	0.2679	1.5000	1.7366	1.5613	1.8085	1.5405
	63 %	0.3182	1.5301	1.7618	1.4575	1.6753	1.4520
	75 %	0.3680	1.5612	1.7892	1.4028	1.6005	1.3690
	85 %	0.4178	1.5955	1.8207	1.2607	1.4218	1.2850

Como uma primeira aproximação, e na ausência de resultados experimentais, a tabela 5.15 indica que a condutividade térmica aparente pode ser estimada utilizando f_{exp} a partir da equação (5.15), modelo uni-dimensional. Neste caso porém, conforme indica a tabela, os valores de K_{ap} crescem monotonicamente com o aumento de X_{mass} , e não se observa o "efeito Krischer",

ou seja, a diminuição da condutividade com o conteúdo de umidade para temperaturas acima de 60 °C.

Um meio poroso representado por várias células porosas insaturadas com comprimento de 260 μm . e geometria regular foi estudado na presente dissertação. O objetivo principal do trabalho foi determinar os efeitos do gradiente térmico no fenômeno de transferência de calor e massa em tais meios.

A configuração física da célula escolhida apresenta fases sólida, gasosa, e pontes de líquido que evaporam e condensam. A geometria da célula é quadrada e um gradiente térmico imposto em duas faces da célula, com as outras duas faces isolada, permitiu criar um fluxo de calor através do meio.

As equações associadas aos mecanismos de transferência de umidade e energia na célula, tais como, continuidade, quantidade de movimento, energia e espécies, foram resolvidas utilizando a técnica dos volumes finitos. Os resultados obtidos ao resolver o sistema acoplado de equações anteriores, permitiu obter o campo de velocidade, que mostra claramente a forte dependência existente entre o gradiente térmico e o transporte de umidade no meio. Adicionalmente, pode-se concluir que a magnitude das velocidades é pequena a ponto de tornar os termos convectivos desprezíveis. Para comprovar este fato as equações da energia e do vapor foram resolvidas sem os termos convectivos. Os valores obtidos para o fluxo de calor foram exatamente os mesmos daqueles obtidos com a convecção incluída, indicando que os termos convectivos podem de fato ser desprezados nas equações de energia e espécies.

Os campos de temperaturas obtidos em função da fração mássica do líquido na célula mostra como o conteúdo de umidade afeta os perfis de evaporação e condensação em cada ponte de líquido, influenciando diretamente no fluxo de calor através da célula. O perfil de temperatura na

zona do gás apresenta características de difusão pura.

Os diversos fluxos de calores obtidos na célula composta de um material sólido igual ao utilizado experimentalmente por Azizi et. al. [45], permitiram obter as condutividades térmicas aparentes em função da fração mássica do líquido para diferentes temperaturas do meio. Tais resultados apresentam uma boa concordância com os valores experimentais de [45]. Para baixas temperaturas, o crescimento da condutividade térmica com a fração de líquido é totalmente linear. Para temperaturas altas, acima de 60 °C, a condutividade térmica cresce até a fração mássica em torno de 50% e a partir deste valor começa a diminuir conforme já explorado por outros pesquisadores. Comprova-se ainda que a condutividade térmica calculada sem o efeito de mudança de fase é significativamente menor do que aquela onde a mudança de fase é considerada.

Os valores da condutividade térmica aparente obtidos numericamente na presente dissertação foram também comparados com modelo analíticos existentes na literatura. Tais modelos separam a condutividade térmica do meio poroso em uma parcela devido à condução de calor e outra associada aos mecanismos de evaporação e condensação. A concordância entre os modelos analíticos e a solução numérica foi excelente, com desvios menores para o modelo analítico que assume fluxo convectivo nulo para a fase gasosa.

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.

Existem pelo menos três aspectos que merecem ser explorados em trabalhos futuros:

- a) Efeito da capilaridade.
- b) Evaporação nas fronteiras sólidas.
- c) Geometria da célula.

Este último pode incluir não só a diversificação da geometria do sólido, mas também

à topologia e a morfologia das células a fim de se obter configurações mais reais. Deve-se entender porém que tais melhorias no modelo implicam em sérios desafios numéricos.

BIBLIOGRAFIA

1. Scheidegger, A. E. , *"The Physics of Flow Throught Porous media"*, University of Toronto Press, Third Edition, 1974.
2. Lewis, W.K. , *"The Rate of Drying of Solid Materials"*, J. Ind. Eng. Chem. , 13, pp 427-432, 1921.
3. Sherwood, Y. K. , *"A pplication of the Theoretical Difussion Equations to the Drying of Solid"* , Trans. Am. Ins. Chm. Eng. , 27, pp 190-202 , 1931.
4. Sherwood, Y. K. *"The Drying of Solids"*, J. Ind. Eng. Chem. , 21, pp 12, 976, 1929 ; 22, pp 132-136, 1930 ; 24, pp 307, 1932.
5. Cealgske, N.H. and Hougen, O.A. , *"Drying of Granular Solids"*, J. Ind. Eng. Chem. , 29, pp 805-813, 1937.
6. Buckingham, E. , *"Studies in the Movement of Soil Moisture"* , U.S. Dept. Agr. Bur. Soils Bull. , Washington D.C. ,38,pp 29-61, 1907.
7. Henry, P.S. , *"Difusion in Absorbing Media"*, Proc. R. Soc. , 171 A , pp 215-241, 1939.
8. Gurr, C. G. ; Marshall, T. J. and Hutton, J.T. , *"Movement of Water in Soil due to a Temperature Gradient"*, Soil Sci. , 74, pp 335-345 , 1952.
9. Krischer, O. *"Die Wissenscheftlichen Grundlagen der Tracknungs Technik"*, Springer - Verlag , 1962.
10. Luikov, A. V. , *"Heat and Mass Transfer in Capillary - Porous Bodies"* , Advances in Heat Transfer , pp 123-184, 1964.

11. Smith, W. O. , *"Thermal Transfer of Moisture in Soils"*, Trans. Am. Geophys. Un. , 24, pp 511 - 523 , 1943.
12. Shah. D. J. ; Ramsey. J. W. and Wang. M. , *"An Experimental Determination of the Heat and Mass Transfer Coefficients in Moist, Unsaturated Soils"*, Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 27, pp 1075 - 1085, 1984.
13. De Vries, D. A. , *"The Theory of Heat and Moisture Transfer in Porous Media Revisited"*, Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 30, pp 1343 - 1350, 1987.
14. Huang , C.L.D. , Siang , H.H. and Best, C. H. , *"Heat and Moisture Transfer in Concrete Slabs"*, Int. J. Heat Mass Transfer Vol 22, pp 257 - 266 , 1979.
15. Hougen, O. A. , Cauley, H.J. and Marshall, W. R. , *"Limitations of Diffusion Equations in Drying"*, Trans. Am. Inst. Chem. Eng. , 36, pp 183 - 210, 1940.
16. Philip, J. R. and De Vries, D. A. , *"Moisture Movement in Porous Materials Under Temperature Gradients"* , Trans. Am. Geophys. Un. , 38, pp 222 -232, 594 , 1957.
17. De Vries, D. A. , *"Simultaneous Transfer of Heat and Moisture in Porous Media"*, Trans. Am. Geophys. Un. , 39, pp 909 - 916 , 1958.
18. Luikov, A. V. , *"Drying Theory"*, Gesenergolzat , 10, pp 125 - 138 , 1950.
19. Luikov, A. V. , *"Heat and Mass Transfer in Capillary - Porous Bodies"*, Pergamon Press, Oxford , 1966.
20. Luikov, A. V. , *"Systems of Differential Equations of Heat and Mass Transfer in Capillary - Porous Bodies"*, Int. J. Heat Mass Transfer , 18, pp 1 - 14 , 1975.
21. Chen, P. and Pei, C. T. D. , *"A Mathematical Model of Drying Processes"*, Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 32, pp 297 - 310, 1989.

22. Slattery, "Momentum, Energy and Mass Transfer in Continua", Mc. Graw Hill , New York, 1972.
23. Ilic, M. and Turner, I. W. , "Convective Drying of a Consolidated Slab of Wet Porous Material", Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 32, pp 2351 - 2362, 1989.
24. Ryan, D. , Carbonell, R. G. and Whitaker, S. , "A Theory of Diffusion and Reaction in Porous Media", AIChE Symp. , Ser. 202 , 77 , pp 46 -62 , 1981.
25. Whitaker, S. , "Heat and Mass Transfer in Granular Porous Media", In Advances In Drying , Edited by Mujumdar, A. S. , Hemisphere, New York, pp 1-46, 1981.
26. Carbonell, R. G. and Whitaker, S. , "Dispersion in Pulsed Systems - II Theoretical Developments for Pulse Dispersion in porous Media", Chem. Eng. Sci. , 38, pp 1795 - 1802 , 1983.
27. Friedman, F. and Ramirez, W. F. , "A Simple Phase Model of Mechanism Effecting Miscible Surfactant Oil Recovery", Chem. Eng. Sci. , 32 , pp 687 - 694, 1977.
28. Rubin, A. and Schweitzer, S. , "Heat Transfer in Porous Media with Phase Change", Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 15, pp 43 - 60, 1972.
29. Mikhailov, M. D. , "Exact Solution of Temperature and Moisture Distributions in a Porous Half-Space with Moving Evaporations Front", Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 18, pp 797- 804 , 1975.
30. Udell, K. S. , "Heat Transfer in Porous Media Considering Phase Change and Capillarity-The Heat Pipe Effects", Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 28, pp 485 - 495, 1985.
31. Vafai, K. and Tien, H. C., "A Numerical Investigations of Phase Change Effects in Porous Materials", Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 32, pp 1261 - 1277, 1989.

32. Shah, D. J. , Ramsey, J. W. and Wang, M. , *"An Experimental Determinations of Heat and Mass Transfer Coefficients in Moist Unsaturated Soils"*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 27, pp 1075 - 1085, 1984.
33. Prat, M. *"A nalysis of Experiments of Moisture Migration Caused by Temperature Differences in Unsaturated Porous Medium by Means of Two-Dimensional numerical Simulations"*, Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 29, pp 1033 - 1039, 1986.
34. Somasundaran, S. , Anand, N. K., Suh, Y. B. and Aung, W. , *"A nalysis of Moisture Migration in Two-Dimensional Unsaturated Porous Media with Impermeable Boundaries"*, Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 32, pp 1733 - 1739, 1989.
35. Mamouidi, W. and Prat, M. *"Heat and Mass Transfer Between a Porous Medium and a Parallel External Flow Aplication to Drying of Capillary Porous Materials"*, Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 34, pp 1975 - 1989, 1991.
36. Huang , C. L. , *"Governing Differential Equations of Drying in Porous Media"*, Final Report for NSF , 1978.
37. Harmathy, T. Z. , *"Simultaneous Moisture and Heat Transfer in Porous System with Particular Reference to Drying"*, IEC Fundamentals , 8 (1) , pp 92 - 103 , 1969.
38. Cunha Neto, J. A. B, Laurent, J. P. , Daian, J. F.; *"Macroscopic Behavior of Moisture During Drying of Aerated Concrete Under Temperature Gradients. An Experimental Study"*, Drying 1992 , Edited by A.S. Mujumdar, pp 1798 - 1807, 1992.
39. Eckert, E. R. G. and Faghri, M. , *"A General Analisis of Moisture Migration Caused by Temperature Differences in a Unsatured Porous Medium"*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 23, pp 1613 - 1623, 1980.
40. Prata, A.T. and Damasceno-Ferreira, L. S. , *"Evaluation of a Parametrics Model for Heat and Mass Transfer in Unsaturated P orous Media"*, Multiphase Transport and

- Particulate Phenomena, Edited by T. Nejat Veziroglu, Hemisphere Publishing Corporation, Vol I, pp 201 - 220, 1990.
41. Nield, D. A. and Bejan, A. "*Convection in Porous Media*", Springer Verlag , New York, 1992 .
 42. Kaviany, M. , "*Principles of Heat Transfer in Porous Media*", Springer Verlag , New York, 1992.
 43. Hartley, J. G. , "*Coupled Heat and Moisture Transfer in Soils : A Review*", Advances in Drying , Edited by A.S. Mujumdar Hemisphere , Washington, Chapter 4 , 1987.
 44. Degiovanni, A., et Moyne, C. , "*Conductivité Thermique de Matériaux Poreux Humides: Evaluation Théorique et Possibilité de Mesure*", Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 30, p 2225 - 2245 , 1987.
 45. Azizi, S. , Moyne, C. et Degiovanni, A. , "*A pproche Expérimentale et Théorique de la conductivité Thermique des Milieux Poreux Humides: I Expérimentation*", Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 31, pp 2305 - 2317, 1988.
 46. Krischer, O. , "*Die Wissenschaftlichen Grundlagen der Tracknungstachnik*", Springer, Berlin, 1962.
 47. Moyne, C. ,Batsale, J. C. et Degiovanni, A., "*A pproche Expérimentale et Théorique de la Conductivité Thermique des Milieux Poreux Humides- II Théorie*", Int. J. Heat Mass Transfer , Vol 31, pp 2319 - 2330, 1988.
 48. Grouhel, M. C. et Giat, M. , "*Conductivité Thermique Apparente de la Terre Cuite Humide non Saturée*", Revue Générale de Thermique , num 323, novembre 1988.
 49. Palosaari, S. M. and Cornish, A. R. H. , "*A n A pproximate Method for the Prediction of the Effective Thermal Conductivity of Wetted Porous Materials*", Acta Polytechnica

Scandinavica, Chemistry including Metalurgy , Series num. 126 , Kelsinki, 1975.

50. Adler, P. M., *"Porous Media , Geometry and Transports"*, Butterworth-Heinemann , Stoneham, May, 1992.
51. Patankar, S. V. , *"Numerical Heat Transfer and Fluid Flow"*, Hemisphere , Washington 1980.
52. Prata, A. T. , *"Notas de Aula do curso de Convecção Avançada"*, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC, 1º trimestre de 1992.
53. Kuzman, R. , *"Handbook of Thermodynamic Tables and Charts"*, Hemispher , 1976.
54. Yaws, C. L. , *"Physical Properties"*, Mc. Graw Hill , 1977.
55. Melo, C. , *"Notas de Aula do curso de Refrigeração e Ar Condicionado"*, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC, 3º trimestre de 1991.
56. Moyne, C., *"Thermal Conductivity of Wet Porous Media"*, International Seminar on Heat and Mass Transfer in Porous Media Dubrovnik, Hemisphere Pub. , pp. 1-12, 1991.