

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA**

**ANÁLISE DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MASSA COM MUDANÇA DE
FASE EM ELEMENTOS POROSOS VISANDO A SUA OTIMIZAÇÃO PARA
APLICAÇÃO EM BOMBAS CAPILARES**

Dissertação submetida à

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

para a obtenção do grau de

MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

ALEXANDRE RYOITI TAKAHASHI

Florianópolis, Novembro de 2002

**ANÁLISE DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MASSA COM MUDANÇA DE
FASE EM ELEMENTOS POROSOS VISANDO A SUA OTIMIZAÇÃO PARA
APLICAÇÃO EM BOMBAS CAPILARES**

ALEXANDRE RYOITI TAKAHASHI

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de

MESTRE EM ENGENHARIA

ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA

sendo aprovada em sua forma final.

Amir Antônio Martins de Oliveira Jr., Ph.D., Orientador

Edson Bazzo, Dr. Eng., Co-Orientador

José Antônio Bellini da Cunha Neto, Dr. Eng. - Coordenador do Curso

Banca Examinadora

Paulo César Philippi, Dr. Eng. - Presidente

Antônio Fábio Carvalho da Silva, Dr. Eng.

José Antônio Bellini da Cunha Neto, Dr. Eng.

Valery Vlassov, Dr.

AGRADECIMENTOS

Agradeço à Deus por ter me dado força, coragem e paciência durante todas as fases da minha vida.

Aos meus pais, Toru Takahashi e Tomiko Takahashi, meus irmãos, Everson e Alan, e minhas irmãs, Miriam e Cristiane, que sempre acreditaram em mim.

Ao meu orientador Amir Antônio de Oliveira Júnior e ao meu co-orientador Edson Bazzo pelo apoio técnico e pessoal dado.

Aos professores que compõem esta competente equipe de ensino do Curso de Engenharia Mecânica e do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina.

Aos meus amigos que me incentivaram durante todo o percurso.

Ao suporte financeiro do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq com a concessão de bolsa de estudo.

SUMÁRIO

Listas de figuras.....	iii
Listas de tabelas.....	vi
Simbologia.....	vii
Resumo	x
Abstract.....	xi
1. Introdução	1
2. Revisão bibliográfica	9
2.1. Modelos de frente discreta	9
2.2. Modelos Homogêneos.....	16
3. Análise da transferência de calor e massa em elementos porosos.....	18
3.1. Descrição física do problema e geometria do domínio de solução.....	18
3.2. Características de elementos porosos.....	20
3.3. Propriedades térmicas e fluidodinâmicas do meio poroso.....	22
3.3.1. Pressão capilar	22
3.3.2. Permeabilidade de saturação (k_{sat}).....	27
3.3.3. Permeabilidade relativa (k_{rl}).....	28
3.3.4. Condutividade térmica efetiva (λ_e).....	29
3.3.4.1. Condutividade térmica efetiva para meio saturado.....	29
3.3.4.2. Condutividade térmica efetiva para meio insaturado.....	30
3.4. Modelo matemático.....	32
3.5. Condições de contorno.....	35
4. Solução numérica das equações governantes	37
4.1. Geração da malha.....	38
4.1.1. Equações de geração transformadas	38
4.2. Equações de conservação transformadas	42
4.3. Discretização das equações de transporte	44
4.3.1. Discretização da equação da energia.....	44
4.3.2. Discretização da equação de conservação da massa	48
4.3.3. Desenvolvimento de uma equação para a pressão.....	48
4.3.4. Equações de equilíbrio termodinâmico e de acoplamento na interface.....	50
4.4. Condições de contorno.....	51
4.5. Equações para o movimento da interface.....	53

4.6. Solução do Sistema de Equações	55
5. Resultados e análise	57
5.1. Validação do algoritmo numérico.....	57
5.2. Propriedades e condições de referência	61
5.3. Resultados	63
5.4. Influência da espessura do elemento poroso.....	69
5.5. Influência da área efetiva de troca de calor (L_{xq})	73
5.6. Influência da permeabilidade de saturação	74
5.7. Influência do grau de subresfriamento do líquido no canal de alimentação.....	76
5.8. Influência do raio efetivo de poro	77
5.9. Influência do material da matriz sólida.....	78
6. Conclusões e Recomendações	80
Referências Bibliográficas.....	83
Apêndices	87

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 Esquema de um circuito de bombeamento capilar (CPL).....	1
Figura 1.2 Micrografia de um elemento poroso de níquel sinterizado.....	2
Figura 1.3 Corte transversal do evaporador de uma bomba capilar (a) e segmento analisado (b).	3
Figura 1.4 Esquema mostrando os regimes da evaporação no elemento poroso de uma bomba capilar	5
Figura 1.5 Esquema mostrando o aumento da curvatura média das interfaces no interior do elemento poroso como resultado do aumento da taxa de transferência de calor.....	5
Figura 1.6 Esquema mostrando (a) uma interface com desenvolvimento homogêneo e (b) uma interface que desenvolve-se com a formação de “fingering”.....	6
Figura 1.7 Esquema mostrando a interface de evaporação em (a) situação de operação normal, capaz de sustentar aumento da taxa de transferência de calor, e (b) situação que leva ao colapso do evaporador capilar.....	8
Figura 2.1 Esquema do experimento proposto por Udell (1983,1985).....	10
Figura 2.2 Esquema tridimensional do segmento de um evaporador de um CPL (Cao e Faghri, 1994).....	12
Figura 2.3 Esquema unidimensional de uma parede porosa exposta a dois ambientes distintos (Ogniewicz e Tien, 1981).....	13
Figura 2.4 Modelo bidimensional para o segmento do evaporador de um CPL (Figus et al., 1996).....	14
Figura 2.5 Seguimento do evaporador com uma abertura (Figus et al., 1996).	15
Figura 2.6 Frente de evaporação previsto pelo modelo de rede de poros (Figus et al., 1999).	16
Figura 3.1 Corte transversal do evaporador de uma bomba capilar (a) e segmento analisado (b).	18
Figura 3.2 Frente de vapor no interior do elemento poroso. Curvatura do elemento poroso é negligenciada.....	19
Figura 3.3 Modelo conceitual para o meio poroso.....	20
Figura 3.4 Gráfico da pressão capilar (p_c) x saturação (S) obtidos por intrusão de mercúrio em elementos poroso de níquel sinterizado.....	23
Figura 3.5 Ajuste da equação de Van Genuchten aos pontos medidos no experimento de drenagem de etanol.....	24

Figura 3.6 Curvatura média em função da saturação para o elemento poroso. Os pontos são os resultados da porosimetria de mercúrio e das medições com etanol e a linha tracejada é o resultado do ajuste da equação de Couvillon e dois segmentos da equação de Van Genuchten (três segmentos no total).....	26
Figura 3.7 Curvatura média em função da saturação para o elemento poroso. Os pontos são os resultados da porosimetria de mercúrio e das medições com etanol, a linha contínua é o resultado do ajuste usando três segmentos e a linha pontilhada é o resultado do ajuste usando dois segmentos.	26
Figura 3.8 Curva da permeabilidade relativa (k_{rl}) em função da saturação do meio.....	29
Figura 3.9 Curva da condutividade efetiva (λ_e) em função da saturação.....	30
Figura 3.10 Domínio de cálculo.	32
Figura 4.1 Domínio físico discretizado.	37
Figura 4.2 Domínio transformado.	37
Figura 4.3 Condições de contorno e pontos iniciais das linhas de malha.	39
Figura 4.4 Domínio físico do elemento poroso discretizado.....	40
Figura 4.5 Desgrau da malha na região central da face inferior do domínio.	41
Figura 4.6 Configuração das linhas de malha com o deslocamento da interface.....	41
Figura 5.1 Domínio de cálculo e condições de contorno para problema de condução.	57
Figura 5.2 Fluxos de massa em função do número de malha para potência de 133685 W/m^2 .60	
Figura 5.3 Convergência dos valores de fluxo de massa alcançando o equilíbrio mecânico e termodinâmico.....	61
Figura 5.4 Contorno do domínio computacional.....	63
Figura 5.5 Distribuição de temperatura no contorno do elemento poroso ($\Delta T = T - T_1$).....	64
Figura 5.6 Distribuição de pressão no contorno do elemento poroso ($\Delta p = p - p_{il}$).....	64
Figura 5.7 Curva de Fluxo de massa pela Potência aplicada.	66
Figura 5.8 Posição da interface líquido-vapor referente ao calor aplicado.	67
Figura 5.9 Diferença de temperatura em função do fluxo de calor aplicado.....	67
Figura 5.10 Vetores velocidade no interior do elemento poroso.....	68
Figura 5.11 Fluxos de calor e grau de superaquecimento para diferentes espessuras de elemento poroso.....	69
Figura 5.12 Fluxo de massa para diferentes espessuras de elemento poroso.....	69
Figura 5.13 Fluxo de massa e área da interface líquido-vapor para diferentes espessuras de elemento poroso, $q'' = 102500 \text{ W/m}^2$	71

Figura 5.14 Fluxo de calor de fuga para o canal de alimentação para diferentes espessuras de elemento poroso, $q'' = 102500 \text{ W/m}^2$	71
Figura 5.15 Posição da frente para diferentes espessuras ($q'' = 102500 \text{ W/m}^2$).....	72
Figura 5.16 Fluxo de massa para diferentes valores de permeabilidades de saturação.....	75
Figura 5.17 Fluxos de calor para diferentes valores de permeabilidades de saturação.....	75

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 Parâmetros da equação de Van Genuchten para a amostra de níquel sinterizado..	25
Tabela 3.2 Propriedades físicas do elemento poroso.....	25
Tabela 3.3 Parâmetros do ajuste de curvatura média para o elemento poroso de níquel sinterizado.....	27
Tabela 3.4 Condutividade térmica efetiva do elemento poroso de níquel sinterizado com amônia como fluido de trabalho.	30
Tabela 5.1 Condições de referência e valores de base para as variáveis.....	58
Tabela 5.2 Resultados obtidos pelos modelos, $Ly = 0,60$	58
Tabela 5.3 Resultados obtidos pelos modelos, $Ly = 0,80$	58
Tabela 5.4 Resultados obtidos pelos modelos, $Ly = 1,00$	59
Tabela 5.5 Resultados obtidos pelos modelos, $Ly = 1,40$	59
Tabela 5.6 Propriedades, condições de referência e valores de base para as variáveis.....	62
Tabela 5.7 Fluxos de calor e massa com variação de L_{xq}	73
Tabela 5.8 Resultados obtidos para diferentes valores de ΔT_{sub} (T_1 variável).	76
Tabela 5.9 Resultados obtidos para diferentes valores de ΔT_{sub} (T_1 constante).	77
Tabela 5.10 Resultados obtidos com diferentes valores de raio de poro.....	77
Tabela 5.11 Propriedades dos elementos porosos fabricados de aço inox e material cerâmico.	78
Tabela 5.12 Resultados obtidos com elementos porosos fabricados de aço inox.	79
Tabela 5.13 Resultados obtidos com elementos porosos fabricados de material cerâmico.	79

SIMBOLOGIA

Alfabeto latino

\bar{H}	Curvatura média do menisco [m^{-1}]
\dot{M}_l	Fluxo de massa de líquido [kg/s]
\dot{m}_l	Fluxo de massa de líquido por unidade de área [kg/(s m^2)]
\dot{M}_v	Fluxo de massa de vapor [kg/s]
\dot{m}_v	Fluxo de massa de vapor por unidade de área [kg/(s m^2)]
\dot{w}_v	Taxa de evaporação por unidade de volume [kg/(s m^3)]
\tilde{U}	Velocidade contravariante na direção ξ [m/s]
\tilde{V}	Velocidade contravariante na direção η [m/s]
\bar{V}	Velocidade média do fluido [m/s]
\bar{n}	Vetor normal a superfície
Δp_{carga}	Perda de carga no circuito [Pa]
ΔT	Diferença de temperatura [$^{\circ}\text{C}$]
ΔT_{sub}	Diferença de temperatura de subresfriamento [$^{\circ}\text{C}$]
Δz	Profundidade (eixo z) [m]
a	Parâmetro da equação de Couvillon [adm]
A	Área [m^2]
A_E	Coefficiente da equação discretizada
A_N	Coefficiente da equação discretizada
A_{NE}	Coefficiente da equação discretizada
A_{NW}	Coefficiente da equação discretizada
A_P	Coefficiente da equação discretizada
A_S	Coefficiente da equação discretizada
A_{SE}	Coefficiente da equação discretizada
A_{SW}	Coefficiente da equação discretizada
A_W	Coefficiente da equação discretizada
b	Parâmetro da equação de Couvillon [adm]
c_p	Calor específico [J/(kg K)]
d	Diâmetro da partícula [m]
D_{ij}	Termos de difusividades da equação da energia
f_o	Função de ajuste para equação de Hadley, eq. (3.16)
g	Aceleração da gravidade [m/s^2]
G_1	Função de atração dos pontos de malha
G_2	Função de atração dos pontos de malha
h	Altura [m]
H	Função de atração dos pontos de malha
h_v	Calor latente da amônia [J/kg]
J	Jacobiano da transformação

k_k	Constante de Kozeny [adm]
k_{rl}	Permeabilidade relativa do na região de líquido [adm]
k_{rv}	Permeabilidade relativa do na região de vapor [adm]
k_{sat}	Permeabilidade de saturação [m ²]
L_x	Largura da secção do elemento poroso [m]
L_{xq}	Largura da aleta metálica [m]
L_y	Espessura do elemento poroso [m]
M	Massa molecular [kg/mol]
M_l	Massa de líquido [kg]
M_s	Massa da amostra seca [kg]
M_T	Massa total [kg]
p	Pressão [Pa]
p_c	Pressão capilar [Pa]
p_l	Pressão do líquido [Pa]
p_{ref}	Pressão de referência [Pa]
$p_{v,s}$	Pressão de saturação [Pa]
p_v	Pressão do vapor [Pa]
Q	Vazão de fluido [m ³ /s]
q''	Densidade de fluxo de calor [W/m ²]
r	Raio de poro [m]
Re	Número de Reynolds [adm]
r_m	Raio de médio de poro [m]
R_u	Constante universal dos gases [J/(kmol K)]
S	Saturação [adm]
S_b	Saturação de borbulhamento [adm]
S_e	Saturação efetiva [adm]
S_r	Saturação residual [adm]
S_t	Saturação de transição [adm]
T	Temperatura [°C]
t	Tempo [s]
T_i	Temperatura na interface [°C]
T_l	Temperatura do fluido [°C]
T_{ref}	Temperatura de referência [°C]
T_{sat}	Temperatura de saturação [°C]
T_{sup}	Temperatura na interface aleta-elemento poroso [°C]
u	Velocidade do fluido na direção x [m/s]
v	Velocidade do fluido na direção y [m/s]
\bar{V}	Velocidade de filtragem [m/s]
$V_{l,p}$	Volume de líquido na pipeta [m ³]
$V_{l,r}$	Volume de líquido residual [m ³]
V_T	Volume total [m ³]

x	Coordenada cartesiana [m]
x_ξ	Métrica da transformação inversa
x_η	Métrica da transformação inversa
y	Coordenada cartesiana [m]
y_η	Métrica da transformação inversa
y_ξ	Métrica da transformação inversa
$\langle \phi \rangle$	Média volumétrica espacial para propriedade ϕ

Alfabeto grego

$\bar{\alpha}$	Coeficiente de interpolação para o termo convectivo
$\bar{\beta}$	Coeficiente de interpolação para o termo difusivo
θ	Ângulo de contato [°]
θ	Ângulo de contato [°]
λ	Condutividade térmica [W/m ²]
ξ	Coordenada transformada [adm]
δ	dimensão característica do poro [m]
β	Parâmetro de Van Genuchten, equação (3.7)
ε	Porosidade [adm]
η	Coordenada transformada [adm]
α	Parâmetro de Van Genuchten, equação (3.7)
ω	Parâmetro de Van Genuchten, equação (3.7)
ψ	Potencial de sucção [J/kg]
σ	Tensão superficial [N/m]
ρ_l	Massa específica [kg/m ³]
μ_l	Viscosidade dinâmica [N s/m ²]
ρ_v	Massa específica [kg/m ³]
μ_v	Viscosidade dinâmica [N s/m ²]
ξ_x	Métrica da transformação
ξ_y	Métrica da transformação
λ_e	Condutividade térmica efetiva [W/m ²]
$\alpha_{i,j}$	Tensor métrico da transformação
α_o	Função peso para a equação de Hadley, eq. (3.16)
η_x	Métrica da transformação
η_y	Métrica da transformação

RESUMO

Os circuitos de bombas capilares (CPL) são desenvolvidos para transferir calor sob pequenas diferenças de temperatura. São constituídos por um condensador, um reservatório, para controle de temperatura, e uma bomba capilar, que atua como evaporador (um evaporador capilar) e promove a circulação do fluido de trabalho por ação de forças capilares. Ao receber calor o fluido evapora na estrutura porosa da bomba capilar, formando uma região trifásica (sólido, líquido e vapor), ou frente de evaporação, e segue ao longo das linhas de vapor até o condensador onde se condensa e retorna à bomba capilar. Nas bombas capilares de elementos porosos sinterizados consegue-se maior pressão capilar, em relação aos outros tipos construtivos de bombas capilares, resultando em maior capacidade do CPL para transporte de calor.

Neste trabalho são analisados os comportamentos térmico e fluidodinâmico de elementos porosos sinterizados visando otimizar sua geometria e as propriedades termofísicas para maximizar o fluxo de calor limite de operação contínua da bomba capilar. Para isto, utilizou-se um modelo baseado em equações de conservação da energia e da massa de líquido e vapor acopladas através de uma frente de evaporação discreta. Desenvolveu-se também um modelo para o limite capilar de elementos porosos cilíndricos. Neste modelo, as equações de transporte junto com as condições de equilíbrio termodinâmico e mecânico na interface de evaporação são utilizadas para obter-se as posições estáveis da frente de evaporação para cada taxa de transferência de calor aplicada no evaporador capilar. Quando uma posição estável não é mais encontrada, diz-se que o elemento poroso atingiu seu limite capilar. O modelo matemático é resolvido utilizando-se malha não-ortogonal adaptada ao contorno e à interface, junto com um método de rastreamento da interface.

O modelo foi aplicado para um elemento poroso obtido da sinterização de pó de níquel. As propriedades térmicas e fluidodinâmicas foram medidas ou determinadas a partir de modelos fenomenológicos. Atenção especial foi dedicada ao modelamento da pressão capilar e sua relação com a distribuição de tamanho de poros. Um análise paramétrica foi realizada variando-se a geometria, a permeabilidade e o potencial capilar do elemento poroso. A análise também foi estendida para elementos porosos de inox e alumina. Os resultados apontam para as direções que permitem o projeto de elementos porosos otimizados com relação ao limite capilar de operação.

ABSTRACT

Capillary pumped loops (CPL) are used to transfer heat under small temperature gradients. They are composed of a condenser, a fluid reservoir and a capillary pump, or capillary evaporator, which has the role of pumping the working fluid. The pumping action is a result of the formation of a three-phase region (solid, liquid and vapor) within the porous wick. The evaporation of the fluid within the porous medium, forming the three-phase zone, or evaporation front, creates a capillary pressure gradient between the liquid and vapor sides of the wick, causing the fluid to move at a rate proportional to the heat load applied to the evaporator. The fluid reservoir allows for an excess of working fluid and is also used to set the vapor pressure for the capillary loop. Capillary evaporators with sintered powder wicks work with higher pumping action when compared to other designs, allowing the CPL to work with higher heat loads.

Here, the heat and mass transfer with phase change in the cylindrical porous wick of a capillary pump is studied with the objective of determining the maximum allowed heat flux for steady operation of a capillary pumped loop. The macroscopic continuity, momentum and energy conservation equations for a porous medium are used with a model for the capillary limit. The heat load is applied on a section of the upper surface of the porous wick. The critical, or maximum heat load for steady operation is defined as the value of applied heat flux that will cause the complete dry out of the medium. The equations are solved numerically using a non-orthogonal coordinate system, fitted to the boundaries and to the evaporation interface, and a front tracking method is used to find the stable interface positions.

The model is applied to a porous wick obtained from the sintering of nickel powder. The thermal and fluid dynamic properties are either measured or obtained from theoretical models. Special attention is devoted to the modelling of the capillary pressure and its relation to the pore-size distribution. Parametric analysis are performed varying the geometry, the permeabilities and the capillary pressure. The model is also extended to stainless steel and alumina sintered porous wicks. The results point to the directions that allow for the design of porous wicks that maximize, in relation to the capillary limit, the heat transfer rate in capillary pumps.

CAPÍTULO I

1. Introdução

Os circuitos de bombeamento capilar (CPL), assim como os circuitos de tubos de calor (LHP), são utilizados para transferir calor a partir de pequenas diferenças de temperatura entre as fontes quente e fria. São constituídos por um ou mais evaporadores e condensadores ligados a um reservatório, como mostra a Figura 1.1. Nos circuitos de bombas capilares, as bombas capilares são alojadas dentro do evaporador e promovem a circulação do fluido de trabalho através, exclusivamente, da ação das forças resultantes da tensão superficial. Ao receber calor o fluido evapora na estrutura capilar, portanto a bomba capilar é também chamada de evaporador capilar, e segue ao longo das linhas de vapor até o condensador, onde se condensa e volta ao evaporador. A força motriz é decorrente do potencial capilar formado no interior da bomba entre as fases líquida e vapor. O reservatório serve como um regulador de temperatura de operação e da quantidade de líquido dentro do circuito. Este equipamento, por não necessitar de eletricidade para se obter o movimento do fluido, tem sido utilizado, entre outras aplicações, para o gerenciamento térmico em equipamentos espaciais (Heinen et al., 2002).

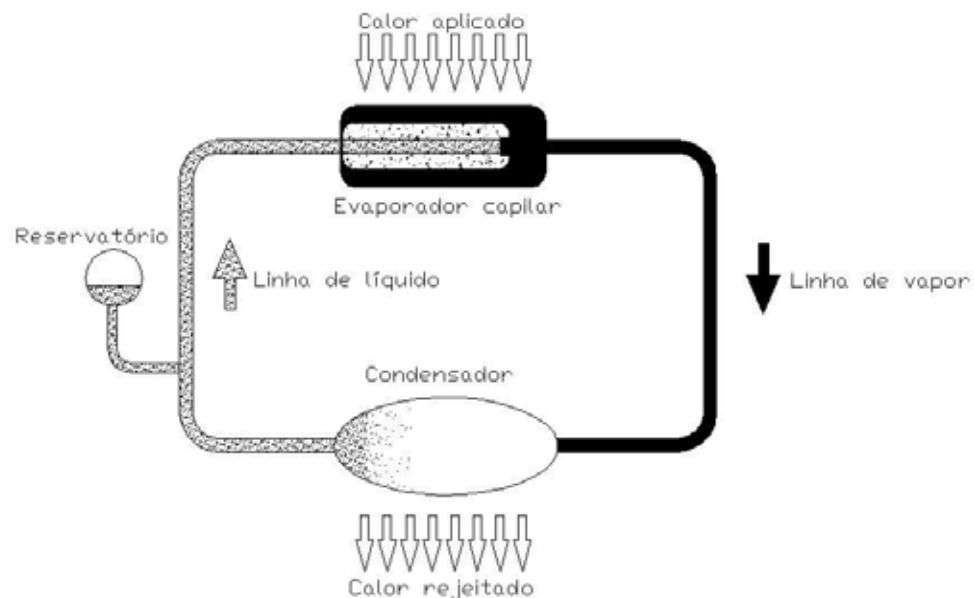


Figura 1.1 Esquema de um circuito de bombeamento capilar (CPL).

As bombas capilares são classificadas pela geometria e tipo do elemento capilar em, por exemplo, bombas de ranhuras circunferenciais, de ranhuras longitudinais e de elementos porosos. Com os elementos porosos consegue-se maior potencial capilar, resultando em maior capacidade do CPL para transporte de calor entre as fontes quente e fria.

O desempenho da bomba capilar e sua operação dependem fortemente do fluido de trabalho, da geometria dos canais do líquido e do vapor, do material e da geometria e estrutura do elemento poroso.

Diversos métodos e materiais podem ser utilizados na fabricação de elementos porosos. Para a escolha do material, deve-se levar em consideração a facilidade de fabricação e a sua compatibilidade com o fluido de trabalho. Os materiais mais comuns são cerâmica, plástico, níquel, titânio e aço inoxidável. A estrutura capilar de interesse neste trabalho consiste de um elemento poroso obtido da sinterização de pós metálicos e cerâmicos, diretamente na forma final desejada. Na Figura 1.2, apresenta-se uma micrografia obtida de uma amostra de níquel sinterizado com técnicas da metalurgia do pó (Reimbrecht, 1999). Para a fabricação deste elemento poroso é utilizado pó formado por grãos de níquel, que possuem diâmetros entre 0,5 e 5,0 μm .

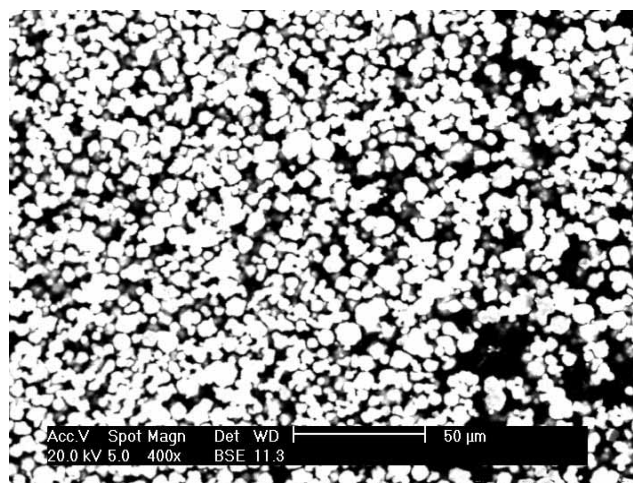


Figura 1.2 Micrografia de um elemento poroso de níquel sinterizado.

Os limites operacionais de funcionamento das bombas capilares são normalmente identificados como o limite capilar, o limite de ebulição, o limite viscoso e o limite sônico. Neste trabalho, enfoca-se em uma análise visando quantificar o limite capilar da bomba capilar. A seguir, descreve-se a seqüência de eventos levando à ocorrência deste limite.

A Figura 1.3 mostra a seção transversal de um evaporador capilar com elemento poroso cilíndrico e tubo externo aletado. O espaço entre as aletas do tubo externo forma os canais de

vapor, ou ranhuras, enquanto que o canal com seção circular na linha de centro do elemento poroso cilíndrico forma o canal de alimentação.

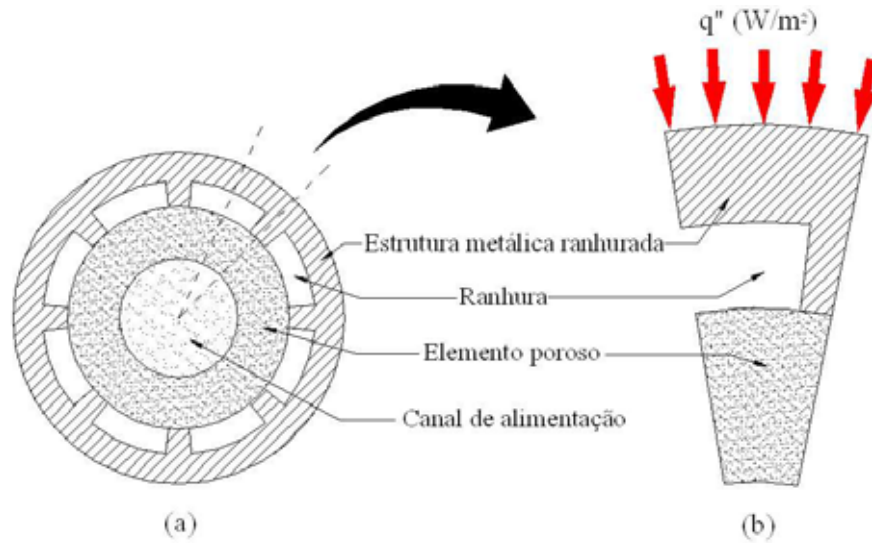


Figura 1.3 Corte transversal do evaporador de uma bomba capilar (a) e segmento analisado (b).

Antes da partida do sistema, o elemento poroso e os canais de líquido e vapor encontram-se saturados com líquido. A aplicação de uma taxa de fluxo de calor na superfície externa do evaporador resulta em um sobreaquecimento das superfícies internas do canal de vapor causando a nucleação e crescimento de bolhas de vapor. Estas bolhas, ao coalescerem e preencherem o canal de vapor, empurram o líquido na direção do condensador e reservatório e possibilitam o início da operação do evaporador capilar. Este período é marcado por pulsações de pressão na linha de vapor. A evaporação do fluido de trabalho ocorre na interface entre as fases líquida e vapor nas regiões próximas às paredes do canal de vapor, como mostra a Figura 1.4(a). A evaporação resulta em secagem da superfície que induz o movimento da fase líquida, por ação de forças interfaciais, em direção a estas regiões secas. Este mecanismo de evaporação de filmes finos seguido de reumidificação da superfície nas paredes do canal de vapor resulta em absorção de calor no evaporador capilar e movimentação do fluido de trabalho. Quando em operação em regime permanente, a taxa de transferência de calor é proporcional à área interfacial líquido-vapor nos microfilmes que recobrem parcialmente a superfície do canal de vapor. A curvatura da interface para canais com dimensões milimétricas é relativamente grande e a pressão capilar desenvolvida através destas interfaces é relativamente pequena. Assim, a maior parcela de potencial de bombeamento é devido às regiões de microfilmes. O aumento da taxa de fluxo de calor externa ao evaporador rapidamente promove a secagem das superfícies do canal de vapor, pois o potencial de sucção do líquido permanece praticamente inalterado neste regime, e a

interface líquido-vapor recua para a superfície do elemento poroso [Figura 1.4(b)]. Devido às pequenas dimensões dos poros entre os grãos formando a matriz do elemento poroso, a proximidade da fase sólida em relação ao volume livre de líquido resulta em aumento da curvatura média da interface durante a evaporação. Com isto, existe um aumento do potencial de sucção da fase líquida e um conseqüente aumento do fluxo de líquido para equilibrar a taxa de evaporação necessária para sustentar a taxa de fluxo de calor aplicada externamente. O aumento da taxa de fluxo de calor é acompanhada do aumento da curvatura das interfaces e a posição de equilíbrio entre as fases líquido e vapor se estabelece na superfície do elemento poroso (Figura 1.5). Este é o início do regime funicular. O calor é conduzido ao elemento poroso a partir das aletas e as regiões do elemento poroso próximas às aletas adquirem temperaturas mais altas que as regiões mais afastadas. Como a pressão na fase vapor em uma certa seção transversal do canal de vapor é praticamente uniforme, nas regiões com maior temperatura a taxa de evaporação é maior, o que resultará em maior secagem da região superficial do elemento poroso e maior penetração da frente de evaporação. Observa-se que para altas taxas de transferência de calor aplicadas no evaporador capilar durante a partida, pode ocorrer a formação de bolhas na interface entre o elemento poroso e a aleta. Se o número e tamanho das bolhas de vapor forem pequenos, estas irão escoar pela interface entre a aleta e o elemento poroso e alcançarão as ranhuras. Porém, para taxas muito elevadas, pode haver a formação de uma região de vapor entre a aleta e o elemento poroso [ver Figura 1.4(c)] e o vapor pode escoar em direção à ranhura de forma pulsante, com picos de pressão relativamente altos. Estes picos de pressão podem promover o colapso do evaporador capilar durante a partida (Cao e Faghri, 1994).

Havendo uma partida estável do sistema, o aumento progressivo do fluxo de calor superficial na bomba capilar é acompanhado pela penetração progressiva da frente de evaporação no interior do elemento poroso. Este regime foi observado em diversos trabalhos tratando da secagem de meios porosos capilares (Rogers e Kaviany, 1990; Kaviany e Mittal, 1987). Esta maior penetração da frente de evaporação, devido à geometria das aletas, é acompanhada pelo aumento da área efetiva na qual a evaporação ocorre e, desta forma, existe a possibilidade de equilíbrio entre o fluxo de líquido e a taxa de evaporação necessária para equilibrar a taxa de transferência de calor aplicada externamente no evaporador capilar (Figus et al., 1996) [Figura 1.4(d)].

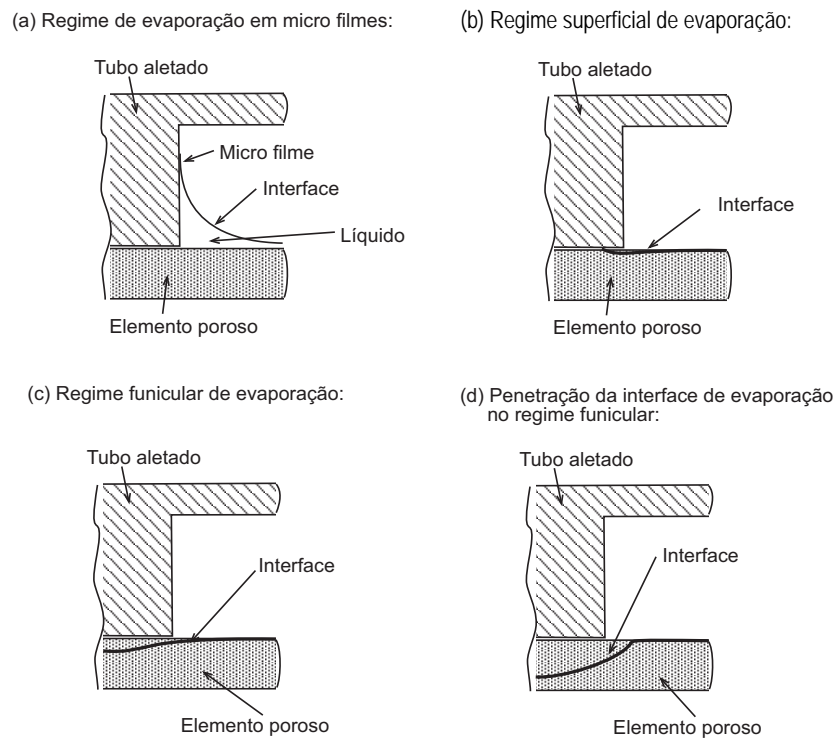


Figura 1.4 Esquema mostrando os regimes da evaporação no elemento poroso de uma bomba capilar

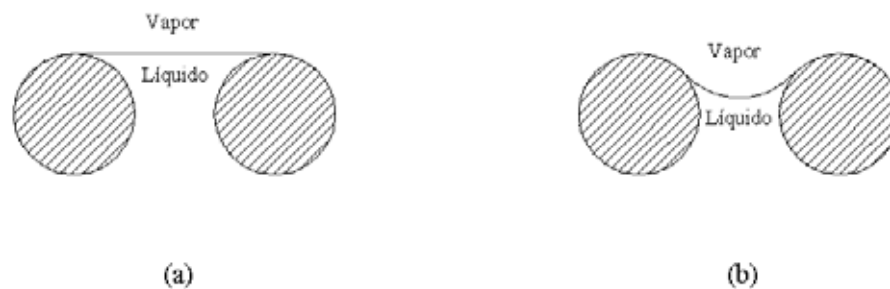


Figura 1.5 Esquema mostrando o aumento da curvatura média das interfaces no interior do elemento poroso como resultado do aumento da taxa de transferência de calor.

A penetração da frente de evaporação, dependendo da estrutura da matriz porosa, pode ocorrer de forma homogênea ou então formando estruturas de “fingering” (Figus et al., 1999) (Figura 1.6). Modelos de redes de capilares (Laurindo, 1998) mostram que os regimes observados na penetração de frentes de secagem são semelhantes aos observados na invasão de fluidos imiscíveis (Lenormand, 1998) e dependem da distribuição de tamanhos de poros, das propriedades do fluido e da taxa de evaporação.

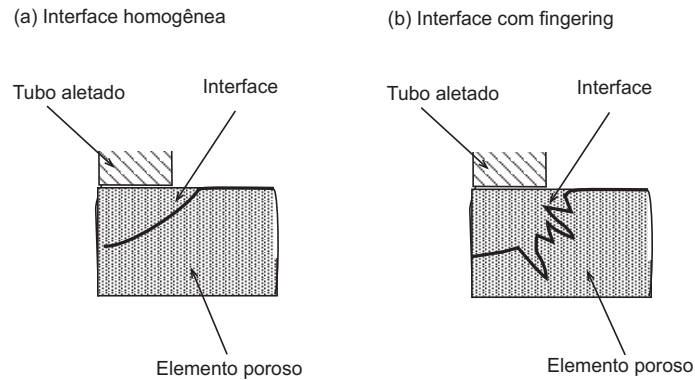


Figura 1.6 Esquema mostrando (a) uma interface com desenvolvimento homogêneo e (b) uma interface que desenvolve-se com a formação de “fingering”.

O elemento poroso obtido por sinterização pode não apresentar distribuição uniforme de poros, dependendo da distribuição granulométrica do pó utilizado. Com o aumento da taxa de transferência de calor, haverá, eventualmente, um valor que resultará no colapso do evaporador capilar. Este colapso pode se dar das seguintes formas:

1. A frente de evaporação, ou parte dela, pode atingir a face do elemento poroso em contato com o canal de alimentação. Isto equivale a atingir o limite de percolação da fase não molhante em um processo de invasão-percolação. Neste caso, têm-se o crescimento da bolha de vapor no interior do canal de alimentação, podendo bloquear a passagem de líquido. Este processo ocorreria tipicamente na presença de uma não homogeneidade estrutural, como a presença de uma fissura transversal, no elemento poroso. Embora seja comumente utilizada uma descrição diferente, este limite de percolação da fase não molhante é conhecido como o limite capilar. A saturação no ponto de percolação pode ser associada a uma pressão capilar em um processo de invasão-percolação e este valor limite de pressão capilar, conhecido como pressão de borbulhamento (Bear, 1980), é atribuído como o limite capilar do elemento poroso.
2. A temperatura da superfície do elemento poroso em contato com o canal de líquido pode atingir valores acima da temperatura de saturação na pressão do líquido e pode haver a nucleação e posterior crescimento de um bolha de vapor, semelhantemente a um processo de ebulição. Isto pode acontecer quando o sobreaquecimento necessário para a nucleação da ebulição é pequeno e quando a frente de evaporação, em um elemento poroso com poros suficientemente finos, está próxima à face de

entrada do líquido. Observa-se que a pressão do líquido no interior do elemento poroso é menor que a pressão do líquido no canal de líquido e que o equilíbrio termodinâmico na interface de evaporação requer que a temperatura interfacial seja maior que a temperatura de saturação para a pressão no canal de líquido para que a circulação de fluido na bomba capilar seja mantida. Este limite é denominado limite de ebulição do elemento poroso. Este limite pode ser tipicamente atingido durante o transiente de início de operação da bomba quando a taxa de transferência de calor aplicada no evaporador é alta e a resistência térmica do elemento poroso entre o ponto de contato da aleta e o canal de líquido é baixa.

3. A ocorrência de colapso em operação é mais provável que aconteça quando, com o aumento da taxa de transferência de calor aplicada no evaporador, ocorre uma diminuição da área interfacial, ao invés do aumento de área requerida para sustentar o equilíbrio entre taxa de evaporação e fluxo de massa de líquido. Isto ocorre como consequência da geometria do elemento poroso. A partir de cada aleta ocorre o crescimento de uma frente de evaporação convexa, com um perfil aproximadamente elíptico. Enquanto o raio desta frente cresce, existe o aumento de área interfacial. Entretanto, a partir do momento em que duas frentes formadas em aletas adjacentes se encontram, a frente passa a se desenvolver com um perfil cilíndrico com raio diminuindo com o tempo, ou seja, com área interfacial diminuindo (Figura 1.7). Esta situação é de natureza meta-estável. A partir deste ponto, mantida a taxa de fluxo de calor no evaporador, a secagem do elemento poroso é inevitável. Este limite de operação manifesta-se na operação da bomba capilar como o limite capilar, entretanto, este não depende diretamente do limite de percolação da fase não molhante da invasão-percolação no elemento poroso. Nota-se também, que existe uma forte influência das instabilidades na interface de evaporação presentes nas regiões entre as duas aletas, determinando o contato das frentes de evaporação e desencadeamento do colapso.
-

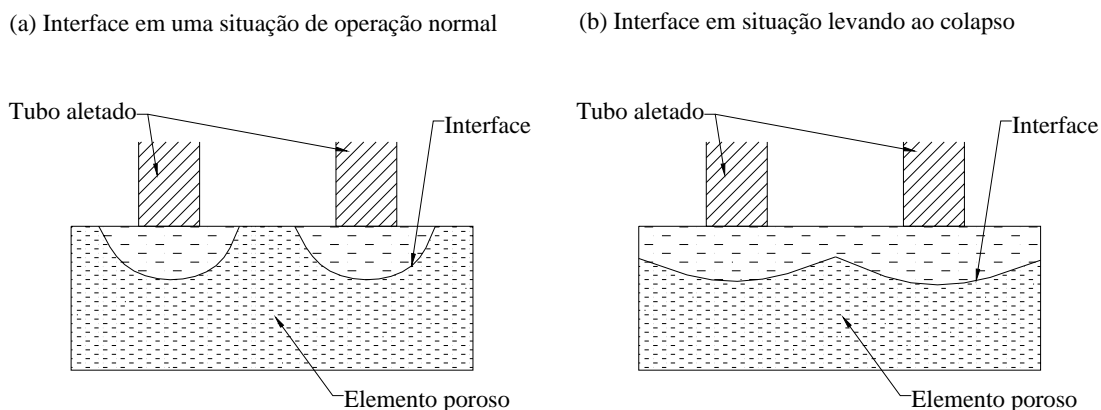


Figura 1.7 Esquema mostrando a interface de evaporação em (a) situação de operação normal, capaz de sustentar aumento da taxa de transferência de calor, e (b) situação que leva ao colapso do evaporador capilar.

Neste trabalho é analisada a transferência de calor com mudança de fase em regime permanente no elemento poroso de evaporadores capilares visando determinar a capacidade de transferência de calor, em condições estáveis, através do evaporador capilar. O objetivo aplicado desta análise é a maximização, em condições de operação normal da bomba capilar, da capacidade de transferência de calor através da otimização da geometria e das propriedades termo-fluidodinâmicas do elemento poroso. Esta otimização é obtida através da escolha das propriedades térmicas e fluido-dinâmicas da estrutura porosa que maximizem a transferência de calor e massa, para a geometria e condições operacionais de bombas capilares. O problema de otimização não é abordado matematicamente. Apenas, o comportamento da bomba capilar é determinado a partir de análises paramétricas. O efeito das instabilidades na frente de evaporação não será analisado neste trabalho, assim como não serão estudados efeitos transientes na partida e operação do evaporador capilar e o colapso por ebulição.

A apresentação deste trabalho está organizada conforme segue. No capítulo II, apresenta-se uma revisão bibliográfica sobre a transferência de calor e massa em elementos porosos, diretamente ligada aos evaporadores capilares, enfocando os modelos utilizados para previsão do comportamento térmico e fluidodinâmico do meio poroso. No capítulo III, apresentam-se as propriedades térmicas e fluidodinâmicas do elemento poroso analisado, quais sejam, a pressão capilar, a permeabilidade de saturação, a permeabilidade relativa e a condutividade térmica efetiva. O capítulo IV apresenta o modelo numérico para solução das equações, que utiliza uma formulação em coordenada curvilínea bidimensional com malha móvel. Os resultados do modelo numérico e as análises destes resultados estão apresentados no capítulo V, que é seguido pelas conclusões, referências e apêndices.

CAPÍTULO II

2. Revisão bibliográfica

Nos diversos estudos realizados analisando a transferência de calor e massa no interior de meios porosos, as análises normalmente baseam-se em dois modelos distintos, o modelo de frente discreta e o modelo homogêneo. O modelo de frente discreta foi largamente utilizado visando quantificar o desempenho dos elementos porosos para aplicação em bombas capilares. Neste modelo tem-se o elemento poroso dividido em duas regiões distintas, uma região seca, onde se encontra o fluido de trabalho no estado de vapor, e uma região molhada, onde o fluido de trabalho se encontra no estado líquido, separado por uma interface plana bem definida. No modelo homogêneo, por outro lado, não existem regiões distintas. O elemento poroso é tratado como não saturado, e o grau de saturação varia ao longo do meio.

2.1. Modelos de frente discreta

Utilizando modelos de frente discreta, têm-se trabalhos como o de Udell (1983, 1985), que estudou a transferência de calor e massa unidimensional, em regime permanente, com mudança de fase no interior de um meio poroso constituído de areia compactada sujeito a uma diferença de temperatura tal que a extremidade aquecida é mantida significativamente acima da temperatura de saturação do fluido intersticial enquanto que a extremidade resfriada é mantida abaixo. Seu trabalho foi seguido por um experimento que utilizou um meio poroso de areia, dentro de um tubo de fibra de vidro, aquecido no topo e resfriado na parte de baixo. Para se garantir a unidimensionalidade no experimento, foram colocados aquecedores do lado de fora do tubo, mantendo a temperatura externa igual a do centro do cilindro de areia. Isso garantiu a redução do fluxo de calor radial. A Figura 2.1 mostra o esquema do experimento proposto por Udell.

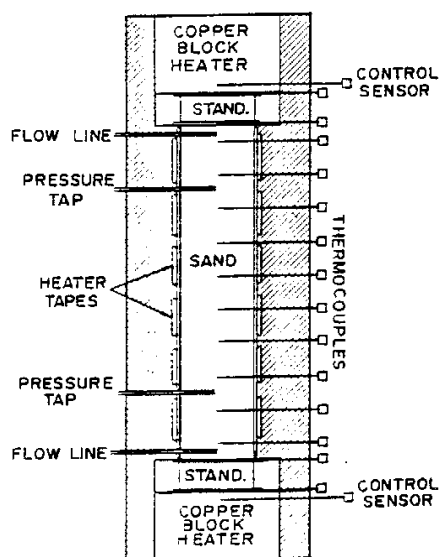


Figura 2.1 Esquema do experimento proposto por Udell (1983,1985).

Foi encontrado que, em condições de regime permanente, o sistema fica segregado em três regiões. A região do topo foi dominada pela condução com os poros contendo um vapor estacionário superaquecido. A região central foi dominada pela convecção, aproximadamente isotérmica, e apresentou um fluxo ascendente de líquido por força de capilaridade e um fluxo descendente de vapor para conservação da massa. A porção inferior continha um líquido comprimido e foi também dominada pela condução. O comprimento da zona de convecção bifásica foi avaliado através da aplicação da equação de Darcy para fluxo bifásico, correlações para permeabilidades relativas e dados de pressão capilar. O modelo reproduziu adequadamente os resultados observados, predizendo um decréscimo do comprimento da zona bifásica com o aumento do fluxo de calor aplicado. A termodinâmica da zona bifásica também foi analisada. Encontrou-se que a fase vapor ficou em um estado superaquecido, como descrito pela equação de Kelvin para o equilíbrio de fase. Também, ficou evidente que o líquido também deve ser superaquecido para resultar em um equilíbrio térmico. Uma análise de estabilidade demonstrou que o líquido superaquecido pode existir em uma condição de estado estável. O grau de superaquecimento do líquido dentro da zona bifásica deste experimento foi obtido.

O fluxo de calor no topo desta zona é proporcional à taxa de evaporação da água, resultando no fluxo de vapor descendente. O fluxo de vapor ocorreu ao longo de leve gradiente de pressão. A taxa de condensação do vapor no fundo desta zona equilibrou o fluxo de calor para a região de fundo do líquido. Assim, o fluxo de massa do líquido, que era igual ao fluxo de massa descendente do vapor, foi simplesmente igual ao fluxo de calor dividido

pelo calor de vaporização. Este modo de transferência de calor é análogo ao fenômeno que ocorre em tubos de calor.

A velocidade superficial, na região com as duas fases, do líquido e do vapor podem ser expressas por uma extensão da Lei de Darcy. A permeabilidade relativa modela o decréscimo na mobilidade de uma fase devido à presença da outra. Os resultados das previsões do modelo teórico proposto concordaram com os resultados obtidos experimentalmente.

Cao e Faghri (1994) estudaram a transferência de calor e massa com mudança de fase em um elemento poroso cilíndrico usado em CPL. Foram analisadas as condições de partida e limite de operação. A análise foi feita com um modelo tridimensional com o elemento poroso completamente saturado, conforme mostrado na Figura 2.2. Calor é aplicado na superfície metálica chegando ao elemento poroso preferencialmente pela aleta e promove a evaporação na interface do elemento poroso com a ranhura. O líquido, proveniente do condensador, atravessa o elemento poroso e alcança a frente de evaporação. Devido à simetria, o estudo reduziu-se a um segmento plano do evaporador. O transiente é estudado assim como a solução em regime permanente. Foi assumido que a frente de evaporação permanece na interface entre o elemento poroso e a ranhura. Com o aumento do fluxo de calor, ebulição pode ocorrer na interface entre a aleta e o elemento poroso. Cao e Faghri anunciaram que, se o número e tamanho das bolhas de vapor forem pequenos, estas poderão migrar para a interface líquido-vapor e então fluir pela ranhura sem destruir a interface na superfície do elemento poroso. No entanto, com o aumento do fluxo de calor aplicado, as bolhas geradas podem coalescer, formar uma lacuna de vapor entre a aleta e o elemento poroso e serem lançados para dentro do elemento poroso, causando uma pressão pulsante de vapor. Neste caso, a interface na superfície do elemento poroso será destruída e o limite de ebulição será alcançado. A análise do desempenho do evaporador revelou que a ebulição na interface entre aleta e elemento poroso pode ser a maior limitação de operação, que pode destruir a força de bombeamento capilar devido à destruição dos meniscos. A análise tridimensional mostra que o fluxo de vapor na ranhura é altamente dependente do fluido de trabalho usado. A perda de carga no elemento poroso é também relativamente pequena quando comparada à pressão capilar avaliada. O modelo bidimensional que desconsidera o fluxo de vapor e a transferência de calor nas ranhuras é comparado com o modelo tridimensional mais geral, e é encontrado que para alguns fluidos de trabalho resultados relativamente precisos podem ser obtidos usando a modelagem bidimensional. A validação do modelo numérico foi checada verificando o balanço de massa e energia global sobre o domínio numérico. O resultado

numérico em regime permanente mostrou que o método utilizado foi satisfatório, com um máximo erro relativo de 1 a 2 %.

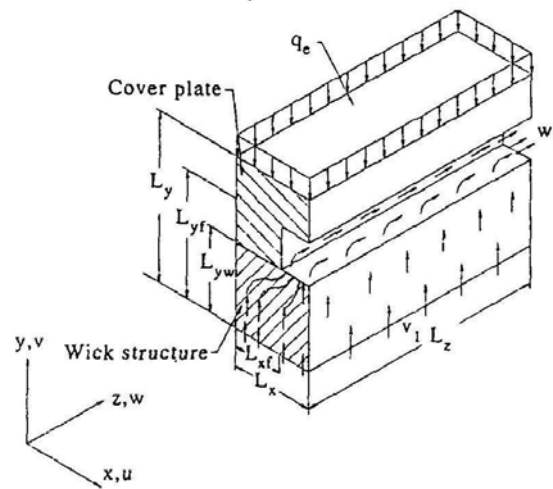


Figura 2.2 Esquema tridimensional do segmento de um evaporador de um CPL (Cao e Faghri, 1994).

Ogniewicz e Tien (1981) analisaram o problema de condensação em paredes isolantes porosas com formulação unidimensional e em regime permanente. Uma placa porosa é exposta a dois ambientes com temperatura (T), pressão (P) e concentração de vapor (W) diferentes, como mostrado na Figura 2.3. Notou-se a formação de três regiões distintas, uma denominada de zona úmida intercalada por duas denominadas zonas secas. Quando um dos ambientes externo se encontra altamente úmido, o processo de condensação ocorre no interior do meio poroso, adjacente ao ambiente, induzindo um fluxo de umidade dentro do meio. Para uma pequena taxa de condensação, um efeito significativo é observado no desempenho térmico da placa porosa. A taxa de condensação e a taxa transferência de calor são aumentadas com a umidade externa, nível de temperatura e diferenças de temperaturas entre os dois ambientes. Os efeitos das propriedades do meio são demonstrados através de três parâmetros unidimensionais: os números de Peclet, Lewis e Biot. As taxas de condensação e de transferência de calor aumentam com o aumento desses três parâmetros.

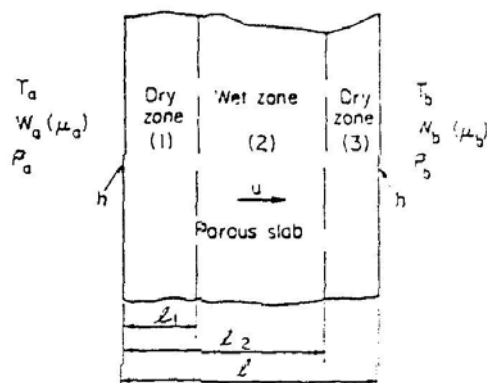


Figura 2.3 Esquema unidimensional de uma parede porosa exposta a dois ambientes distintos (Ogniewicz e Tien, 1981).

Figus et al. (1996) conduziu um estudo analisando uma secção transversal de um evaporador cilíndrico típico utilizado em bombas capilares. Devido à simetria, o domínio de cálculo se reduziu a um segmento plano da secção (ver Figura 3.1). Neste modelo, calor é aplicado externamente à estrutura metálica, alcança o elemento poroso por condução através da aleta formada pelas ranhuras, o fluido que se encontra na superfície junto a aleta se aquece até que a temperatura de saturação seja atingida e o líquido começa a evaporar. Com o aumento contínuo do calor aplicado temos o aumento da evaporação com a formação e avanço da frente de secagem para o interior do elemento poroso. O fluido refrigerante entra pelo canal de líquido, vindo do condensador, escoar até a interface, evapora e escoar pela região seca do elemento até ganhar a ranhura, onde flui em direção ao condensador.

Neste trabalho (Figus et al., 1996), os modelos de frente discreta unidimensional e bidimensional foram desenvolvidos. No modelo unidimensional uma vez que uma frente de vapor é formada, ela move-se pelo elemento poroso levando à sua completa secagem. Isto não é necessariamente válido no modelo bidimensional, veja geometria mostrada na Figura 2.4. As equações usadas para descrever a transferência de calor e massa em um elemento poroso foram obtidas usando o tratamento em que as equações macroscópicas são obtidas por médias das equações de transporte microscópicas sobre um volume representativo (V.E.R.). No modelo contínuo foram assumidos que os efeitos da aceleração da gravidade são negligenciados, assim como a pressão capilar existente nos meniscos, existe equilíbrio térmico local entre as fases sólidas, vapor e líquida dentro do V.E.R., as transferências de calor por radiação e convecção foram negligenciadas quando comparadas com a transferência de calor por condução e latente, espessura zero para a interface líquido-vapor e fluxo incompressível nas fases líquida e vapor. Se for assumida uma distribuição de poros homogênea, a zona de transição líquido-vapor é reduzida a uma superfície de

descontinuidade. Esta superfície divide o elemento poroso em dois domínios monofásicos. Foi observado o seguinte: que o gradiente de pressão é muito maior no vapor do que no líquido, devido à viscosidade cinemática do vapor ser muito maior do que a do líquido, que o vapor é superaquecido exceto na fronteira onde a temperatura é a temperatura de saturação, que a maior parte do calor aplicado é absorvido na interface líquido-vapor pela mudança de fase, e que a temperatura do líquido que faz fronteira com o vapor na ranhura alcança a temperatura de saturação. Quando o subresfriamento é pequeno o calor que chega a esta região é provindo da condução pelo elemento poroso e, quando é alto, parte deste calor é provindo da condensação do vapor que flui pelas ranhuras, sobre a superfície entre a ranhura e o elemento poroso.

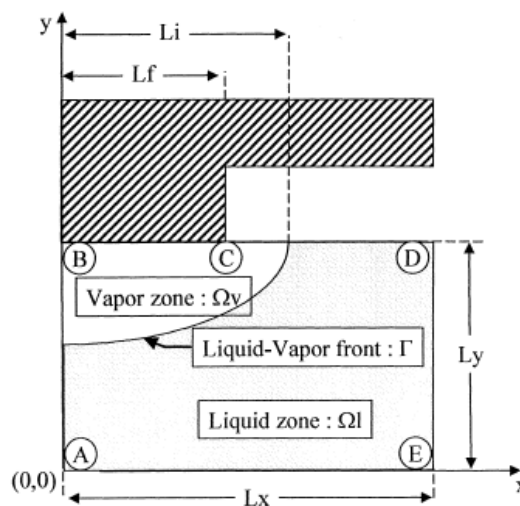


Figura 2.4 Modelo bidimensional para o segmento do evaporador de um CPL (Figs et al., 1996).

Os autores estudaram também a influência que uma pequena abertura entre a aleta e o elemento poroso exerce no funcionamento da bomba, como mostrado na Figura 2.5. A existência de uma abertura causa um aumento na resistência térmica entre a aleta e a interface líquido-vapor, sendo a posição da frente uma função do comprimento de abertura. Esta abertura causa um decréscimo do superaquecimento para as mesmas condições de trabalho. Uma análise do fluxo de calor aplicado em função do comprimento da abertura e a disputa entre a perda de carga e a resistência térmica foi também realizada. Quando a abertura é pequena, a interface líquido-vapor fica em posição mais avançada dentro do elemento poroso, o fluxo de calor aplicado é baixo. Com o aumento do comprimento da abertura a interface tende se posicionar mais recuada no interior de elemento poroso e o fluxo de calor tende a ser máximo. Quando a abertura tende a ser maior que a abertura máxima a resistência térmica

prevalece e o fluxo de calor decresce. Concluíram que existe uma abertura ideal e que o fluxo de calor aplicado que se obtém é superior ao obtido sem a abertura.

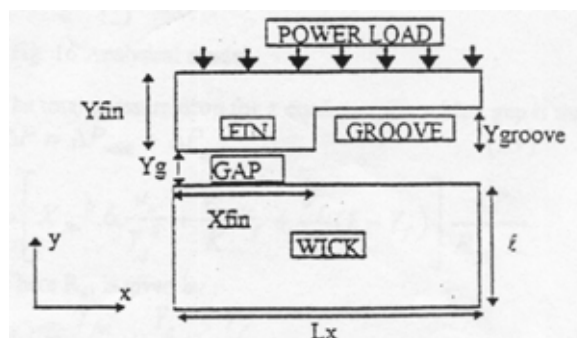


Figura 2.5 Seguimento do evaporador com uma abertura (Figs et al., 1996).

Figs et al. (1999) analisou a transferência de calor e massa com mudança de fase no interior de um elemento poroso através de dois modelos, o modelo contínuo, já apresentado em estudos anteriores (Figs et al., 1996), e o modelo de rede de poros, que se difere do modelo contínuo devido à utilização de uma rede de percolação com distribuição de tamanhos de poros não uniforme ao longo do elemento poroso. O modelo de rede de poros baseia-se em redes de sítios (poros) interligados por ligações (gargantas). Ambos os modelos chegaram aos mesmos resultados quando, no modelo de rede de poros, a variação do tamanho dos poros é extremamente pequena, mostrando, assim, a semelhança entre estes dois modelos. Admitindo uma distribuição de poros fixa, nota-se que para algumas faixas de calor aplicado a frente não se altera, o que é justificado pelo fato de que os poros em que se encontram os meniscos não estão no limite capilar. A influência da distribuição do tamanho de poros é observada quando existe colapso com pequeno fluxo de calor. Isto é provável que ocorra em elementos porosos com maiores variações no tamanho de poros. Quando o tamanho de poro varia, os efeitos capilares levam a um tipo fractal de frente de evaporação, que não pode ser predita pelo modelo contínuo, como o mostrado Figura 2.6. As simulações feitas com o modelo de rede de poros indicam que o efeito capilar associado a uma distribuição de tamanho de poros pode restringir o desempenho do evaporador quando comparado a um tamanho de poro único. Uma breve análise sobre a influencia da condutividade térmica da matriz porosa no desempenho da bomba foi conduzida. Foi verificado que a posição da frente não se altera com a variação da condutividade térmica da matriz porosa, mas um maior superaquecimento é esperado para baixos valores de condutividade térmica. A conclusão apresentada foi que ambos os modelos estão de acordo quando é admitido um tamanho de poro único. No modelo contínuo foram assumidos que os efeitos da aceleração da gravidade são negligenciados, existe equilíbrio térmico local entre as fases sólidas, vapor e líquida dentro do V.E.R., transferência de calor

por radiação e convecção foram negligenciadas quando comparadas com a transferência de calor por condução e latente, espessura zero para a interface líquido-vapor e fluxo incompressível nas fases líquida e vapor.

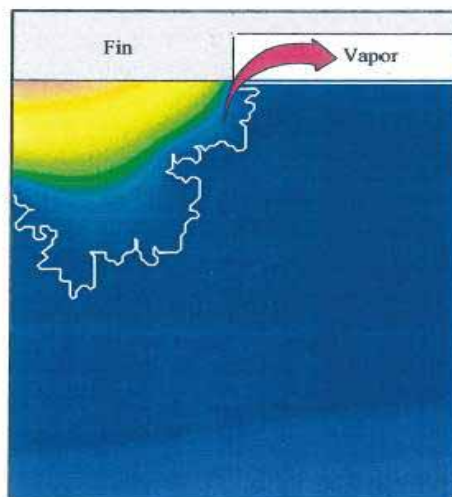


Figura 2.6 Frente de evaporação previsto pelo modelo de rede de poros (Figus et al., 1999).

Em todos os seus trabalhos, Figus et al. (1996, 1999) negligenciou a presença de pressão capilar através da interface líquido-vapor.

2.2. Modelos Homogêneos

Os modelos homogêneos tem sido extensivamente utilizados para o modelamento da transferência de calor e massa em meios porosos insaturados. Os trabalhos pioneiros (Philip e De-Vries, 1957; Luikov, 1961) são largamente utilizados para descrever a migração de umidade em meios porosos capilares não saturados na presença de gradientes térmicos. Nestes modelos os fluxos de calor e umidade estão relacionados com os gradientes de temperatura e umidade através de difusividades. Trabalhos recentes mostram que estes modelos fornecem resultados satisfatórios quando comparados com experimentos em problemas de secagem (Moya et al. 1999; Mendes et al. 2002).

Damasceno Ferreira e Prata (1988), usando o modelo de Philip e De-Vries (1958), estudaram a transferência simultânea de calor e umidade em solos não saturados. No interstício dos poros coexiste ar, vapor d'água e água líquida. O transporte de vapor d'água dá-se por difusão molecular no ar contido nos poros e é função da pressão parcial do vapor. O

transporte de líquido ocorre, predominantemente, devido a gradientes de umidade e está associado ao potencial de sucção do solo.

Este modelo foi empregado também por Oliveira (1993). Em seu trabalho, estudou o solo formado por três fases: a fase sólida, que forma a matriz porosa do solo, a fase líquida, composta por água e substâncias dissolvidas, e a fase gasosa, que contém ar, vapor d'água e outros gases. O trabalho enfocou a determinação das propriedades térmicas e fluidodinâmicas dos solos não saturados.

Estes modelos homogêneos geralmente baseiam-se na hipótese de existência de equilíbrio termodinâmico local entre as fases sólida, líquida e gasosa. Esta hipótese de equilíbrio é válida para processos de mudança de fase definidos como lentos, ou seja, para processos onde os gradientes locais de temperatura entre fases e pressão nas fases fluidas são muito menores que os correspondentes gradientes ao longo do meio (Oliveira e Kaviany, 2001). O processo de mudança de fase em elementos porosos utilizados em circuitos de bombeamento capilar pode ser rápido nos instantes de partida ou em episódios de sobrecarga do sistema, o que poderia invalidar a utilização desta hipótese em regiões (por exemplo, regiões do elemento poroso próximas às aletas) onde as taxas de evaporação (conduzindo à secagem local) sejam altas.

No presente trabalho analisa-se um segmento plano da secção transversal de um elemento poroso cilíndrico, semelhante ao analisado por Figus et al. (1996, 1999), visando determinar a capacidade de transferência de calor do evaporador capilar em regime de operação contínua. No próximo capítulo, descreve-se a geometria, as propriedades do elemento poroso e as equações matemáticas do modelo. O modelo utilizado assume a existência de uma frente discreta e considera a condição de equilíbrio termodinâmico na interface, incluindo a existência de pressão capilar negligenciada por outros autores (Figus et al., 1996, 1999; Cao e Faghri, 1993). O fluido é considerado uma substância pura.

CAPÍTULO III

3. Análise da transferência de calor e massa em elementos porosos

3.1. Descrição física do problema e geometria do domínio de solução

Este estudo é direcionado a um evaporador de bomba capilar que consiste de um elemento poroso cilíndrico dentro de um tubo metálico ranhurado, conforme ilustrado em corte transversal nos esquemas da Figura 3.1(a). Líquido proveniente do condensador chega pelo canal de alimentação localizado no centro do elemento poroso. O vapor gerado no elemento poroso flui pelas ranhuras, em direção às linhas de vapor, de volta para o condensador. O domínio de solução será restrito a um segmento do evaporador, devido à simetria da bomba capilar, como mostra a Figura 3.1(b). Ainda, por simplicidade, esta seção será tratada em coordenadas cartesianas, como mostrado na Figura 3.2, portanto, negligenciando-se os efeitos de curvatura.

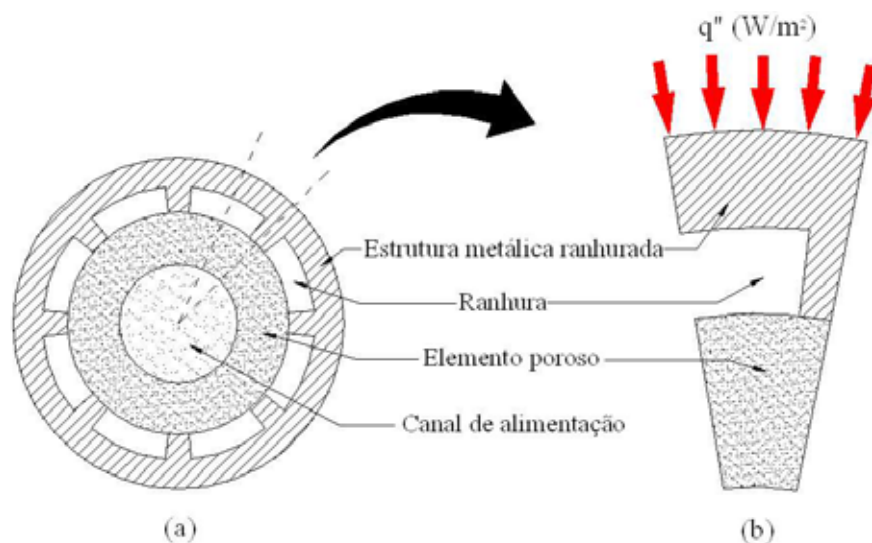


Figura 3.1 Corte transversal do evaporador de uma bomba capilar (a) e segmento analisado (b).

O calor é aplicado externamente na estrutura metálica, e flui preferencialmente para a interface entre as aletas e elemento poroso, devido à alta condutividade térmica da aleta metálica quando comparada com a condutividade térmica do vapor nas ranhuras. Na interface com as aletas, o líquido atinge a temperatura de saturação e, encontrando condições de nucleação, muda de fase, formando uma zona de vapor. Este vapor segue pelo elemento poroso em contato com as aletas em direção às ranhuras. O efeito de pressão capilar no

elemento poroso realimenta de líquido a frente de evaporação, possibilitando a operação em regime permanente. Neste trabalho, assume-se que a temperatura é prescrita (T_{sup}) na interface entre a aleta e o elemento poroso. Justifica-se esta aproximação pelo fato da condutividade térmica da aleta metálica ser muito maior do que a condutividade térmica efetiva do elemento poroso.

Para pequenas cargas aplicadas, o fluido evapora na interface do elemento poroso com as ranhuras e o elemento poroso permanece no regime funicular. Com o aumento do calor aplicado, o raio dos meniscos diminui até alcançar o raio limite dos poros superficiais, onde se tem a secagem destes poros. Nesta região, o elemento poroso passa para o regime pendular. Com o aumento da potência, ocorre uma invasão de vapor no elemento poroso formando uma frente de secagem no interior do elemento poroso, como mostrado na Figura 3.2. Esta frente de secagem pode evoluir para uma posição estável dentro do elemento poroso ou pode mover-se na direção do canal de líquido, causando a completa secagem do elemento com conseqüente colapso da bomba. Nesta condição, atinge-se o limite capilar da bomba. A estabilização da frente ocorre quando a taxa de evaporação na frente de secagem é igual ao fluxo de líquido que se move por capilaridade. Para potências ainda maiores pode ocorrer a ebulição do líquido dentro do canal de alimentação. Nesta condição, atinge-se o limite de ebulição da bomba capilar.

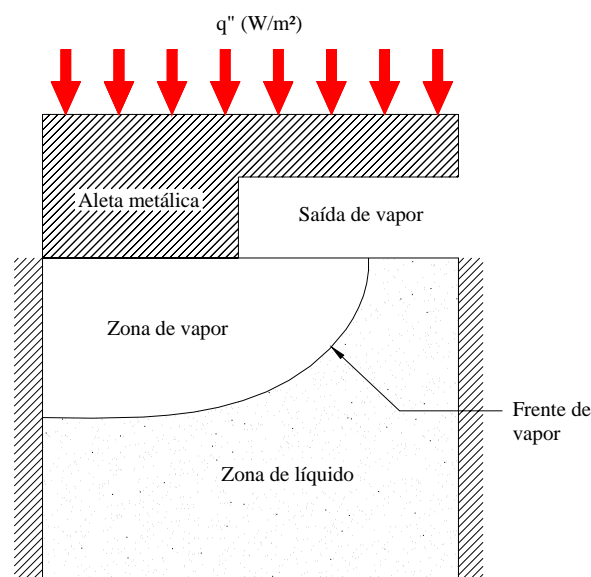


Figura 3.2 Frente de vapor no interior do elemento poroso. Curvatura do elemento poroso é negligenciada.

O *fluxo de calor máximo de operação contínua* da bomba capilar é aquele para o qual a frente de secagem estabiliza-se na posição de taxa de evaporação máxima, ou seja, na máxima taxa de bombeamento de líquido por capilaridade. Este valor de fluxo de calor máximo

depende, portanto, das características térmicas e hidrodinâmicas do elemento poroso não saturado (o que inclui tanto a presença de sólido como do fluido) e da sua geometria.

Para cada elemento poroso, considerando-se apenas um ciclo de secagem, pode-se antecipar que haverá apenas um fluxo de calor máximo de operação contínua. Possíveis efeitos de histerese, originados por oscilações da carga, eliminariam esta unicidade, mas estes serão negligenciados neste estudo. Não é intuitivo afirmar que para uma dada geometria haverá apenas uma combinação de propriedades que maximizaria a carga térmica aplicável em condições de operação contínua. Assim, algumas restrições serão impostas, baseadas nos materiais e métodos de fabricação disponíveis, a fim de limitar o domínio dos parâmetros utilizados no modelo. O foco deste trabalho estará concentrado nas estruturas porosas produzidas por sinterização de pós metálicos obtidas em trabalho conjunto do Laboratório de Combustão e Engenharia de Sistemas Térmicos (LABCET), Laboratório de Materiais (LABMAT) e Laboratório de Medição de Propriedades Termofísicas (LMPT) do Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC. Esta tecnologia vem sendo aplicada na fabricação de estruturas porosas para bombas capilares com relativo sucesso (Reimbrecht et al., 1999).

3.2. Características de elementos porosos

O elemento poroso é uma estrutura heterogênea composta de uma matriz sólida (partículas sinterizadas) e espaços ocupados pelo fluido na fase líquida e vapor (ver Figura 3.3).

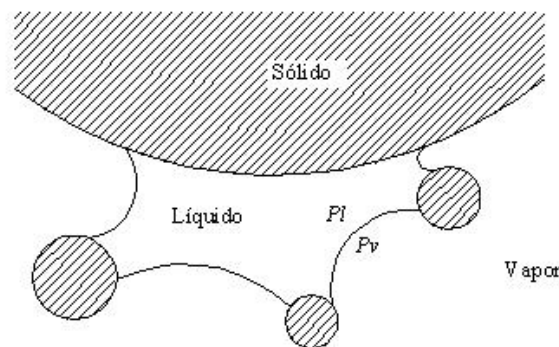


Figura 3.3 Modelo conceitual para o meio poroso.

Observa-se que a frente de secagem em geral não é discreta macroscopicamente, mas estende-se sobre uma região com comprimento equivalente ao diâmetro de algumas

partículas. Desta forma a evaporação ocorre ao longo de uma região e sob temperaturas, em equilíbrio termodinâmico local, que variam dentro de uma faixa. O aumento da temperatura causa o aumento da taxa de evaporação do líquido. A condução do calor no elemento poroso depende das propriedades termofísicas do material sólido formando o elemento poroso, das propriedades do fluido de trabalho e de características geométricas e topológicas da matriz porosa, como, entre outras, a porosidade, a homogeneidade dos poros e a rugosidade superficial do sólido. Neste caso, a condutividade térmica é uma condutividade térmica efetiva do elemento poroso, parcialmente ou totalmente saturado por vapor ou líquido.

Para os materiais metálicos e fluidos comumente utilizados, o líquido é a fase molhante e o vapor a fase não molhante. O líquido move-se dentro do elemento poroso por ação da capilaridade. A pressão capilar, que é a diferença entre as pressões da fase líquida e da fase vapor através de um menisco esférico com raio r e ângulo de contato líquido-sólido θ em equilíbrio termodinâmico, é modelada pela Lei de Young-Laplace como,

$$p_c = p_v - p_l = \frac{2\sigma \cos\theta}{r} \quad (3.1)$$

Para o modelamento do transporte capilar de líquido através de um meio poroso, a noção de pressão capilar é estendida para o conjunto de poros que formam a estrutura do elemento poroso. Embora este assunto possa ser tratado em bases mais fundamentais, neste trabalho esta extensão será obtida através de um modelo semi-empírico.

A capacidade de escoamento de um fluido através do elemento poroso depende também da resistência imposta ao escoamento pela presença das paredes sólidas e pela forma e topologia dos poros. Para o modelamento desta resistência, utiliza-se o conceito de permeabilidade originado da extensão da Lei de Darcy para meios porosos insaturados. A seguir, descreve-se sucintamente o comportamento destas propriedades para os meios porosos obtidos da sinterização de pós metálicos utilizados neste trabalho.

3.3. Propriedades térmicas e fluidodinâmicas do meio poroso

3.3.1. Pressão capilar

A pressão capilar está diretamente associada às tensões interfaciais entre as fases sólida, líquida e gasosa. A Lei de Laplace relaciona a diferença de pressão entre as fases líquida e gasosa através de uma interface curva e pode ser expressa como:

$$p_v - p_l = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (3.2)$$

onde σ é a tensão interfacial e r_1 e r_2 são os raios principais de curvatura da interface.

Define-se a curvatura média da interface como,

$$\bar{H} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (3.3)$$

e portanto, a diferença de pressão através da interface pode ser expressa como:

$$p_v - p_l = 2\sigma \cos \theta \bar{H} \quad (3.4)$$

Estendendo-se esta relação para o meio poroso, escreve-se a pressão capilar em um volume elementar representativo como:

$$\langle p_c \rangle = \langle p_v \rangle - \langle p_l \rangle = 2\sigma \cos \theta \langle \bar{H} \rangle \quad (3.5)$$

onde θ é o ângulo de contato com a superfície da parede da matriz sólida.

Modelos detalhados de previsão da pressão capilar foram desenvolvidos visando correlacionar parâmetros geométricos da estrutura com as pressões obtidas em experimentos de intrusão de mercúrio (Fernandez, 1990), adsorção de gases (Yunes, 1992) e drenagem de líquidos (Oliveira, 1993). O gráfico da pressão capilar em função da saturação obtida por intrusão de mercúrio em uma amostra de um elemento poroso de níquel sinterizado

(Reimbrecht, 1999) é mostrado na Figura 3.4. Os dados obtidos no experimento estão listados no Apêndice 1.

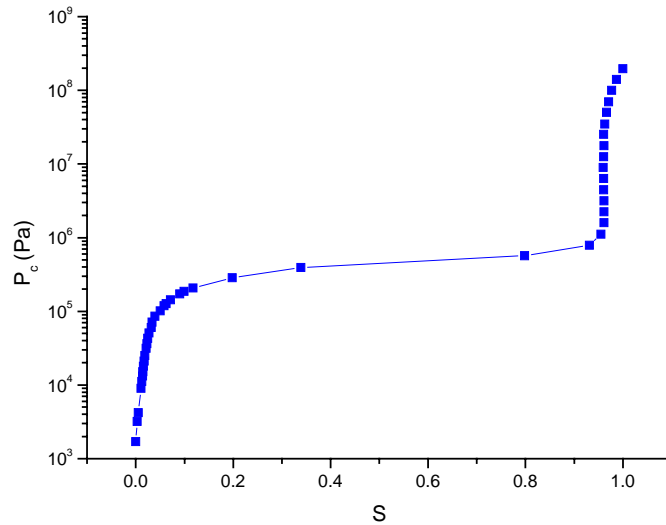


Figura 3.4 Gráfico da pressão capilar (p_c) x saturação (S) obtidos por intrusão de mercúrio em elementos poroso de níquel sinterizado.

O modelo de Van Genuchten (1980) foi desenvolvido para descrever o comportamento da pressão capilar da água em solos em sistemas de drenagem. Neste modelo, a pressão capilar depende da saturação do meio através de parâmetros geométricos, de acordo com as equações:

$$p_c = -\psi\rho_l \quad (3.6)$$

$$\psi = -\frac{g}{\alpha} \left[(S_e)^{\frac{1}{\omega}} - 1 \right]^{\frac{1}{\beta}} \quad (3.7)$$

$$S_e = \frac{S - S_r}{1 - S_r} \quad (3.8)$$

$$\omega = 1 - \frac{1}{\beta} \quad (3.9)$$

onde α , β e ω são parâmetros geométricos característicos para cada meio, ψ é o potencial de sucção definido pela equação (3.7), S é a saturação do meio, S_e é a saturação efetiva do meio e S_r é a saturação residual da fase molhante. Os parâmetros α , β e ω levam em consideração a geometria interna do meio poroso, como porosidade, raio de poro, distribuição de tamanho de poros, etc.

A curva do potencial de sucção tem uma forte sensibilidade em relação aos parâmetros da equação de Van Genuchten (Oliveira et al., 1993). O parâmetro α está relacionado ao potencial de borbulhamento do elemento poroso. Um maior valor de α significa um menor potencial de sucção. O β está relacionado à distribuição de tamanho de poros. Quando β tende ao infinito, a distribuição de tamanho de poro tende a zero, ou seja, existe praticamente um único tamanho de poro no elemento poroso. Quando β tende a zero, a variedade de tamanhos de poros tende ao infinito, ou seja, existem poros de todos os tamanhos possíveis.

Os parâmetros geométricos podem ser estimados a partir da curva de pressão capilar (p_c) versus saturação do meio (S). Além da porosimetria de mercúrio, pode-se utilizar um experimento de drenagem de um fluido molhante como o apresentado no Apêndice 2. Neste experimento utiliza-se uma amostra de elemento poroso de níquel sinterizado saturado com álcool etílico. Ajustando a correlação do modelo de Van Genuchten para os valores medidos obtém-se os parâmetros α , β e ω para o elemento poroso de níquel sinterizado. A curva ajustada pelo modelo de Van Genuchten, junto com os pontos medidos, é mostrada na Figura 3.5, onde está representada a curva de potencial de sucção pela saturação efetiva.

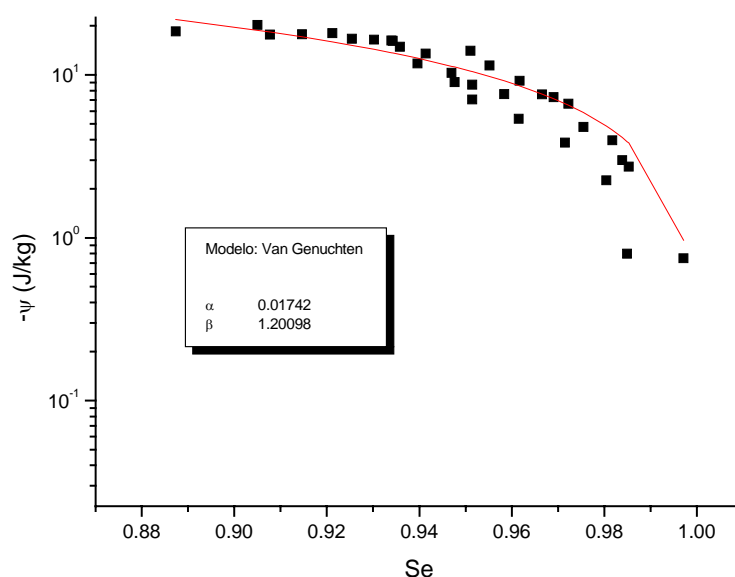


Figura 3.5 Ajuste da equação de Van Genuchten aos pontos medidos no experimento de drenagem de etanol.

A Tabela 3.2 mostra o valor de saturação residual estimado da curva de intrusão de mercúrio. Esta tabela mostra também a saturação de transição (S_t) que representa a saturação a partir da qual (para valores menores que S_t) a equação de Van Genuchten não acompanha mais o comportamento da pressão capilar. Com base na saturação residual foram calculados os valores da saturação efetiva mostrados na abscissa da Figura 3.5. A Tabela 3.1 mostra os

valores dos parâmetros α , β e ω obtidos do ajuste aos pontos medidos com etanol e mostrados na Figura 3.5.

Tabela 3.1 Parâmetros da equação de Van Genuchten para a amostra de níquel sinterizado.

α	β	ω
0,01742	1,2010	0,1674

Tabela 3.2 Propriedades físicas do elemento poroso.

Porosidade	$\varepsilon = 0,53$
Saturação residual	$S_r = 0,038$
Saturação de transição	$S_t = 0,040$

Observa-se da equação de Van Genuchten que o potencial de sucção depende da tensão superficial e da densidade da fase molhante. A fim de buscar-se uma representação genérica da estrutura do elemento poroso, independentemente das propriedades do fluido utilizado, e tomando como referência a equação de Van Genuchten, defini-se um modelo para a curvatura média como:

$$\langle \bar{H} \rangle = \frac{1}{r_m} \left[(S_e)^{-\frac{1}{\omega}} - 1 \right]^{\frac{1}{\beta}} \quad (3.10)$$

onde r_m é um parâmetro geométrico da estrutura porosa relacionado a um raio médio de poro característico. Note que, quando β tende ao infinito a curvatura média é igual ao inverso do raio médio característico.

Esta equação é válida para saturações acima da saturação residual da fase molhante. Para raios de curvatura correspondentes a valores de saturação menores que o valor da saturação residual da fase molhante, e usando como referência uma equação proposta por Couvillon (Oliveira et al., 1993), pode-se utilizar:

$$\langle \bar{H} \rangle = a \exp(-bS) \quad (3.11)$$

A partir das duas equações acima, a pressão capilar para qualquer fluido pode ser obtida através da equação (3.5).

A partir das medições de pressão capilar para a intrusão de mercúrio e para drenagem de etanol, utilizando ângulo de contato igual a 130° para o mercúrio e 0° para o etanol e utilizando a equação (3.5), os correspondentes valores de curvatura média foram calculados e estão mostrados na Figura 3.6. A Figura 3.6 mostra também os valores de curvatura média $\langle \bar{H} \rangle$ calculados através das equações (3.10) e (3.11). Os valores de curvatura em função da

saturação efetiva para ambos os fluidos são praticamente os mesmos na faixa de medição realizada. Para ajustar os pontos em toda a faixa de saturação, foram utilizados três segmentos: A equação de Couvillon para $S < S_r$, uma equação de Van Genuchten para $S_r < S < 0,8$ e uma segunda equação de Van Genuchten para $S > 0,8$. Observa-se que em $S = 0,8$ não foi possível obter uma derivada contínua. Assim, optou-se por, embora com pior qualidade de ajuste para a região de saturações altas, utilizar apenas uma equação de Van Genuchten em toda a faixa de $S > S_r$. Esta função, com apenas dois segmentos no total, é mostrada na Figura 3.7.

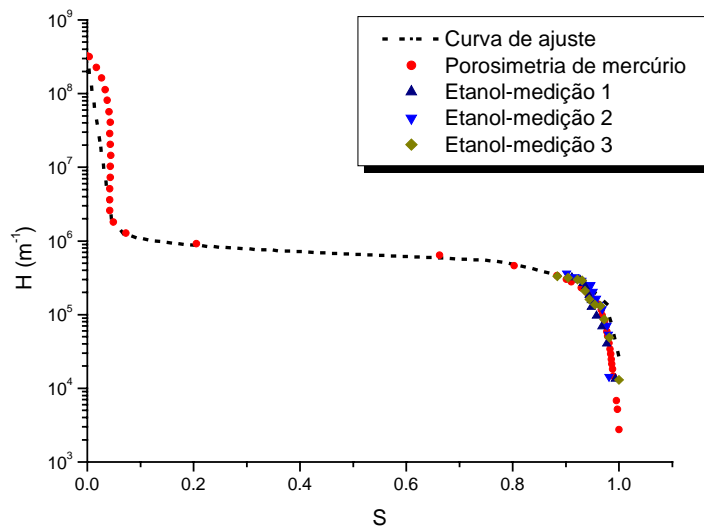


Figura 3.6 Curvatura média em função da saturação para o elemento poroso. Os pontos são os resultados da porosimetria de mercúrio e das medições com etanol e a linha tracejada é o resultado do ajuste da equação de Couvillon e dois segmentos da equação de Van Genuchten (três segmentos no total).

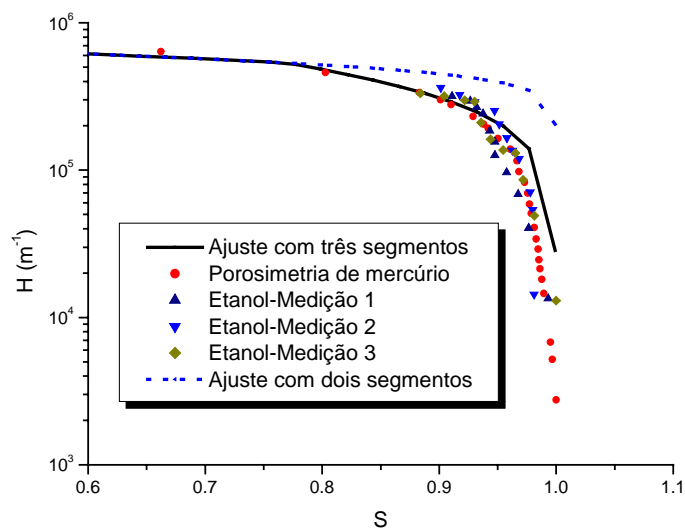


Figura 3.7 Curvatura média em função da saturação para o elemento poroso. Os pontos são os resultados da porosimetria de mercúrio e das medições com etanol, a linha contínua é o resultado do ajuste usando três segmentos e a linha pontilhada é o resultado do ajuste usando dois segmentos.

Os valores das constantes para o ajuste da equação de curvatura média para os dados disponíveis (mercúrio e etanol) estão mostrados na Tabela 3.3. Nota-se que o valor de a é equivalente a curvatura média para S tendendo a zero. Estas são as constantes utilizadas para a caracterização da pressão capilar no elemento poroso.

Tabela 3.3 Parâmetros do ajuste de curvatura média para o elemento poroso de níquel sinterizado.

$r_m (m)$	β	a	b
$1,6 \cdot 10^{-6}$	6	$3 \cdot 10^8$	110

A estimativa do erro de medição do experimento para medição da curva da pressão capilar em função da saturação para a drenagem de etanol é também apresentado no Apêndice 2.

3.3.2. Permeabilidade de saturação (k_{sat})

A permeabilidade de saturação é uma propriedade que depende da forma, dimensão e orientação dos canais formados pelos espaços porosos do meio em relação ao gradiente de pressão externo.

No modelo de Carman-Kozeny (Scheidegger, 1974), assume-se que o meio comporta-se como um feixe de capilares com área transversal variável e comprimento idêntico. Considerando que o escoamento em cada capilar comporta-se como um escoamento de Poiseuille, pode-se obter a equação da permeabilidade de saturação:

$$k_{sat} = \frac{\varepsilon^3}{36k_k(1-\varepsilon)^2} d^2 \quad (3.12)$$

onde d é o diâmetro médio da partícula do meio e k_k é a constante de Kozeny. Para leitos de esferas, $k_k = 5$. Para meios sinterizados, espera-se que k_k seja menor que 5 [Kaviany, 1999]. Segundo este modelo, os valores de permeabilidade de saturação seriam maiores do que $1 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$.

Estudos feitos para obter a permeabilidade dos elementos porosos fabricados de aço inox e de titânio apontaram para valores próximos aos obtidos por Triem e O'Connell (2002) e Baumann e Rawal (2001), na ordem de $5,0 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ e $2,5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$, para o aço inox e titânio, respectivamente. Utilizando a mesma metodologia foi encontrado o valor da permeabilidade de saturação de $2,64 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ para elementos porosos fabricados de material cerâmico (Reimbrecht, 2002). Um estudo preliminar indica valores para permeabilidade de saturação para o níquel sinterizado de $1 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$, sendo este o valor utilizado neste trabalho. Estudos

recentes indicam valores de permeabilidade de saturação para o níquel sinterizado de aproximadamente 2.10^{-14} m^2 , valor obtido experimentalmente e através do software Imago®.

3.3.3. Permeabilidade relativa (k_{rl})

A permeabilidade relativa é função apenas da saturação do meio e quantifica o efeito que a variação da quantidade de líquido no meio provoca na área livre de escoamento e no comprimento efetivo dos poros.

Utilizando um modelo de feixes capilares, a permeabilidade relativa do líquido pode ser relacionada com a pressão capilar segundo (Oliveira et al., 1993):

$$k_{rl} = S_e^p \left[\frac{\int_0^{S_e} \frac{dS_e}{\psi}}{\int_0^1 \frac{dS_e}{\psi}} \right]^2 \quad (3.13)$$

Utilizando-se o modelo de ψ de Van Genuchten, obtém-se:

$$k_{rl} = S_e^{0,5} \left\{ 1 - \left[1 - (S_e)^{\frac{1}{\omega}} \right]^\omega \right\}^2 \quad (3.14)$$

e

$$k_{rl} = (1 - S_e)^{0,5} \left\{ 1 - \left[1 - (1 - S_e)^{\frac{1}{\omega}} \right]^\omega \right\}^2 \quad (3.15)$$

Este modelo relaciona a permeabilidade relativa com parâmetros geométricos do meio que podem ser obtidos da curva de pressão capilar. A Figura 3.8 mostra a curva da permeabilidade relativa (k_{rl}) em função da saturação, obtida através da equação (3.13) e (3.9) utilizando o parâmetro β mostrados na Tabela 3.3.

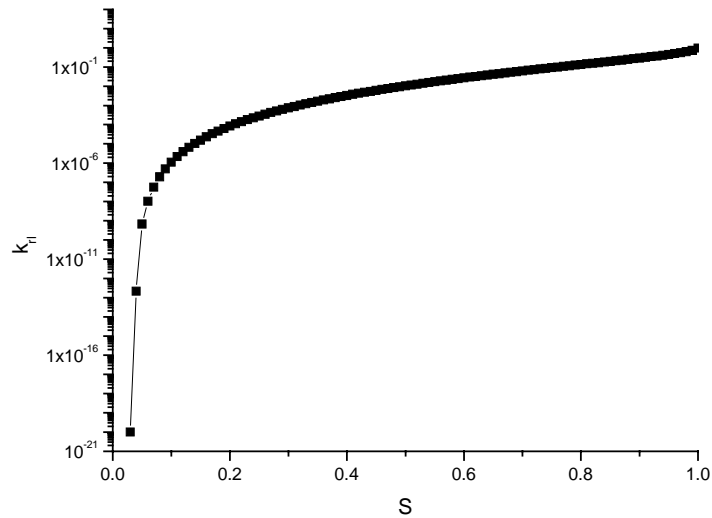


Figura 3.8 Curva da permeabilidade relativa (k_{ri}) em função da saturação do meio.

Observa-se que até o momento, não se possui valores medidos para a permeabilidade relativa destes materiais sinterizados.

3.3.4. Condutividade térmica efetiva (λ_e)

A condutividade térmica é utilizada para modelar a troca de calor por condução no meio. Esta propriedade depende das condutividades térmicas e distribuição das fases sólida e líquida.

3.3.4.1. Condutividade térmica efetiva para meio saturado

Para o elemento poroso saturado de líquido ou de vapor, o valor da condutividade térmica efetiva do meio foi obtido utilizando uma correlação proposta por Hadley (1986), equação (3.16). Esta correlação também é utilizada para obter as condutividades térmicas efetivas de material sinterizados.

$$\frac{\lambda_{e,i}}{\lambda_i} = (1 - \alpha_o) \frac{\varepsilon f_o + \frac{\lambda_s}{\lambda_i} (1 - \varepsilon f_o)}{1 - \varepsilon (1 - f_o) + \frac{\lambda_s}{\lambda_i} \varepsilon (1 - f_o)} + \alpha_o \frac{2 \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_i} \right)^2 (1 - \varepsilon) + (1 - 2\varepsilon) \frac{\lambda_s}{\lambda_i}}{(2 + \varepsilon) \frac{\lambda_s}{\lambda_i} + 1 - \varepsilon} \quad (3.16)$$

$$f_o = 0,8 \quad (3.17)$$

$$\log \alpha_o = -1,084 - 6,778(\varepsilon - 0,298) \quad (3.18)$$

onde i pode ser vapor ou líquido. A equação (3.18) é válida para a faixa de $0,298 \leq \varepsilon \leq 0,580$.

A Tabela 3.4 mostra os valores das condutividades térmicas efetivas, obtidas com a correlação sugerida por Hadley, correspondente a uma amostra de níquel sinterizado e amônia como fluido de trabalho.

Tabela 3.4 Condutividade térmica efetiva do elemento poroso de níquel sinterizado com amônia como fluido de trabalho.

$\lambda_{e,v} = 3,27$	Condutividade efetiva do elemento saturado de vapor (W/mK)
$\lambda_{e,l} = 5,56$	Condutividade efetiva do elemento saturado de líquido (W/mK)

3.3.4.2. Condutividade térmica efetiva para meio insaturado

Para meios sinterizados, a influência da fase líquida é importante apenas para saturação alta. Pode-se modelar o comportamento de λ_e por:

$$\langle \lambda_e \rangle = A + B[1 - \exp(CS)] \quad (3.19)$$

onde A, B e C são constantes.

Para a finalidade de ilustração apenas, a Figura 3.9 apresenta a curva da condutividade efetiva em função da saturação para $A = 3,27$, $B = 2,29$ e $C = -8,90$.

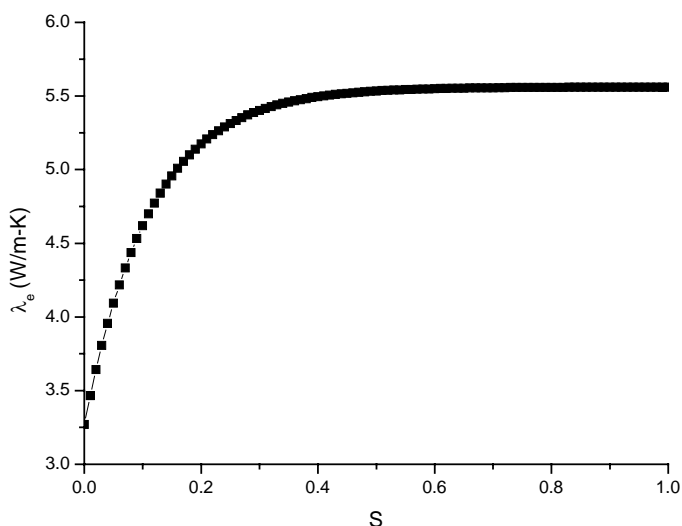


Figura 3.9 Curva da condutividade efetiva (λ_e) em função da saturação.

O valor de C foi arbitrado e os valores de A e B foram ajustados aos valores encontrados para a condição de elemento poroso saturado de líquido e elemento poroso saturado de vapor. Quando a saturação é igual a um, o valor da condutividade térmica efetiva é igual ao valor da condutividade térmica efetiva do elemento saturado de líquido. Quando a

saturação é igual a zero, o valor da condutividade térmica efetiva é igual ao valor da condutividade térmica efetiva do elemento saturado de vapor.

Outros modelos de cálculo vêm sendo desenvolvidos para cálculo da condutividade térmica efetiva de elementos porosos. Recentemente, Hu et al. (2001) relacionaram a condutividade térmica efetiva com a curva de pressão capilar através de um modelo de fluxo de calor unidimensional. Não é objetivo deste trabalho pesquisar e comprovar a validade de outros modelos de cálculo disponíveis na literatura da área. Também, até este momento não são disponíveis valores obtidos de medições.

As curvas apresentadas acima permitiriam o modelamento da transferência de calor e massa no elemento poroso utilizando modelos homogêneos. Porém, este trabalho enfoca em uma descrição utilizando um modelo de frente discreta. Desta forma, apenas valores relacionados ao meio completamente seco (saturado com vapor) ou completamente úmido (saturado com líquido) serão utilizados. Da curva de pressão capilar, apenas o valor de raio efetivo de poro será utilizado no modelamento do bombeamento capilar. A seguir, as equações de conservação, equilíbrio, acoplamento e as condições de contorno são apresentadas.

3.4. Modelo matemático

Neste trabalho, a transferência de calor e massa no elemento poroso é modelada utilizando um modelo de frente discreta. As equações de conservação da energia e massa aplicadas a este problema são similares à formulação apresentada por Figus et al. (1996, 1999), acrescida dos efeitos capilares não considerados por aqueles autores. O domínio de cálculo é mostrado na Figura 3.10. As dimensões L_{xi} e L_{yi} são variáveis referentes à posição da interface líquido-vapor e se alteram com o deslocamento da frente de evaporação no interior do elemento.

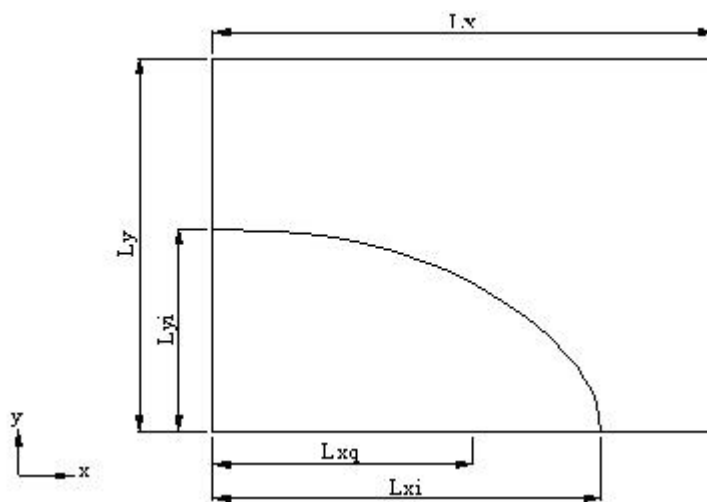


Figura 3.10 Domínio de cálculo.

Ainda na Figura 3.10, as dimensões L_x e L_y representam a largura da secção e a espessura do elemento poroso, respectivamente. O comprimento da interface entre a aleta e o elemento poroso está representado pela dimensão L_{xq} .

Resumidamente, as hipóteses adotadas na formulação são:

1. Solução em regime permanente;
2. Negligencia-se a influência da aceleração da gravidade;
3. Assume-se equilíbrio térmico entre o vapor, líquido e sólido dentro do V.E.R.;
4. As transferências de calor por radiação e advecção são negligenciadas quando comparadas com a condução e a mudança de fase;
5. O meio poroso é isotrópico;
6. As propriedades térmicas e fluidodinâmicas são constantes com a temperatura;
7. A fase sólida é inerte e imóvel;
8. As fases líquido e vapor são incompressíveis;

9. A geração de calor por dissipação viscosa é negligenciada;
10. Assume-se que não existem reações químicas.

As equações de conservação aplicadas nas regiões de vapor e líquido ($i=l$ e $i=v$) são:

Equação de conservação da massa:

$$\varepsilon \frac{\partial(\rho_i)}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho_i \bar{V}_i) = \dot{w}_i \quad , \quad i = l, v \quad (3.20)$$

Equação de conservação da energia:

$$\frac{\partial(\rho_i c_{p_i} T)}{\partial t} = -\bar{\nabla} \cdot [-\lambda_{,i} \bar{\nabla} T_i] \quad , \quad i = l, v \quad (3.21)$$

Equação de Darcy:

$$\bar{V}_i = \frac{\bar{K}_i}{\mu_i} \bar{\nabla} p_i \quad , \quad i = l, v \quad (3.22)$$

onde \bar{K} é o tensor permeabilidade efetiva. Neste trabalho, o meio será considerado isotrópico.

A Lei de Darcy para escoamentos em meios porosos é válida somente para escoamentos com baixo número de Reynolds (Re) (Kaviany, 1995), definido como:

$$\text{Re}_\delta = \frac{\rho \bar{V} \delta}{\mu} \quad (3.23)$$

onde δ é a dimensão característica do poro e \bar{V} é a velocidade de filtragem que é calculada por:

$$\bar{V} = \frac{Q}{A} \quad (3.24)$$

onde Q é a vazão volumétrica do fluido no meio poroso e A , a área de superfície de filtragem do meio.

Segundo Fand et al. (1987), a Lei de Darcy é válida para $\text{Re} \leq 2,3$. Em geral, para escoamentos em meios porosos, $\text{Re} \ll 1$.

As condições de acoplamento na interface entre o meio saturado e o meio seco, são as condições de continuidade do fluxo de massa e a condição de continuidade do fluxo de energia térmica. Para a continuidade do fluxo de massa, tem-se que os fluxos de líquido e vapor são iguais à taxa de evaporação, ou seja,

$$(\rho_l u_l \cdot \vec{n})_I = (\rho_v u_v \cdot \vec{n})_I = \dot{m}_{lv} \quad (3.25)$$

onde $\rho_l u_l = \dot{m}_l$ e $\rho_v u_v = \dot{m}_v$.

O balanço de energia na interface resulta em:

$$\dot{m}_{lv} h_{lv} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} \right)_v - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} \right)_l \quad (3.26)$$

onde h_{lv} é o calor latente de evaporação.

O equilíbrio termodinâmico no interior do elemento poroso requer a satisfação de condições de equilíbrio mecânico, térmico e de fase, descritos pelas seguintes relações:

Pressão capilar na interface:

$$p_c = p_{v,i} - p_{l,i} = \frac{2\sigma}{r} \cos \theta \quad (3.27)$$

Equação de Clausius-Clapeyron

$$p^* = p_{ref} \exp \left[- \frac{h_{lv}}{R_v} \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \right] \quad (3.28)$$

Equação de Kelvin-Laplace (Carey, 1992)

$$p_{v,i} = p^* \exp \left[- \frac{p_c}{\rho_l R T} \right] \quad (3.29)$$

3.5. Condições de contorno

As condições de contorno aplicadas ao domínio de cálculo mostrado pela Figura 3.10 são:

- em $y = 0$ e $0 \leq x \leq L_{xq}$:

$$T = T_{\text{sup}}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (3.30)$$

- em $y = 0$ e $L_{xq} \leq x \leq L_{xi}$:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad p = p_v \quad (3.31)$$

- em $y = 0$ e $L_{xi} \leq x \leq L_x$:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (3.32)$$

- em $y = L_y$ e $0 \leq x \leq L_x$:

$$T = T_l, \quad p = p_l \quad (3.33)$$

- em $x = 0$ e $0 \leq y \leq L_{yi}$:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (3.34)$$

- em $x = 0$ e $L_{yi} \leq y \leq L_y$:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (3.35)$$

- em $x = L_x$ e $0 \leq y \leq L_y$:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (3.36)$$

As fronteiras laterais do domínio são consideradas isoladas termicamente e impermeáveis, devido à simetria. A pressão do fluido (p_l) no canal de entrada é a pressão de

saturação do líquido no canal de líquido na temperatura de saturação ($T_{sat} = T_l + \Delta T_{sub}$), onde ΔT_{sub} é a diferença de temperatura de subresfriamento, que mostra o quanto a temperatura do líquido no canal de alimentação está abaixo da temperatura de saturação do líquido à pressão p_l . A pressão do vapor na ranhura é igual à pressão do líquido no canal de alimentação mais a perda de carga no restante do circuito do CPL ($p_v = p_l + \Delta p_{carga}$). Nota-se que, o fluxo de calor é aplicado externamente à aleta metálica e a interface da aleta com o elemento poroso possui temperatura prescrita (T_{sup}), o que é justificado pelo pequeno gradiente de temperatura existente ao longo desta interface, pois a condutividade térmica da aleta metálica é muito maior que a condutividade térmica efetiva do elemento poroso. O domínio de cálculo não inclui a aleta metálica.

Observa-se que, para a operação da bomba capilar, a pressão capilar existente na interface líquido-vapor deve ser capaz de promover a circulação do fluido de trabalho, ou seja, deve ser capaz de vencer a perda de carga em todo o circuito do CPL, como mostrado pela equação (3.37).

$$p_c = \Delta p_v + \Delta p_l + \Delta p_{carga} \quad (3.37)$$

onde Δp_v e Δp_l são as perdas de carga dentro do elemento poroso na região de vapor e região de líquido, respectivamente, e (Δp_{carga}) é a perda de carga no restante do circuito, assumida constante.

Ressalta-se que a formulação proposta por Figus et al. (1996, 1999) negligenciou a pressão capilar, que é uma hipótese simplificativa que afasta o modelo matemático do problema físico. Neste modelo aqui desenvolvido, o escoamento do fluido de trabalho se dá unicamente pelo efeito da pressão capilar desenvolvida no interior do elemento poroso.

CAPÍTULO IV

4. Solução numérica das equações governantes

Neste trabalho é utilizada uma formulação bidimensional. A solução do problema requer um método de rastreamento da frente de secagem. Para isso, coordenadas generalizadas são utilizadas. O procedimento adotado é integralmente baseado em Maliska (1995). A discretização do domínio de cálculo é coincidente com a fronteira e de acordo com as necessidades impostas pelo problema. Este tipo de discretização busca adequar as linhas da malha de forma que esta represente também os limites entre as duas fases, líquida e vapor, do fluido de trabalho no interior do elemento poroso. A Figura 4.1 mostra a malha estruturada que representa um domínio físico qualquer utilizando um sistema de coordenadas curvilíneas generalizadas, onde o plano x e y é transformado no plano η e ξ . O plano transformado é mostrado na Figura 4.2.

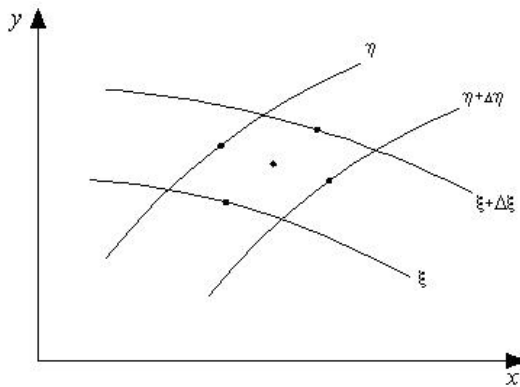


Figura 4.1 Domínio físico discretizado.

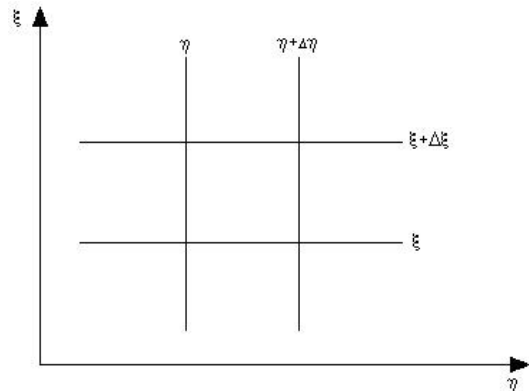


Figura 4.2 Domínio transformado.

As equações de conservação aproximadas são obtidas pelo método de volumes finitos para sistema de coordenadas curvilíneas generalizadas.

4.1. Geração da malha

4.1.1. Equações de geração transformadas

O primeiro passo na formulação numérica é obter a discretização do domínio de cálculo adequada aos propósitos do problema. Para a geração do sistema de coordenadas curvilíneas generalizadas utilizaram-se equações diferenciais elípticas cuja solução, fornece a malha. As equações (4.1) e (4.2) são as equações de geração (Maliska, 1995):

$$\nabla^2 \xi = G_1(\xi, \eta) \quad (4.1)$$

$$\nabla^2 \eta = G_2(\xi, \eta) \quad (4.2)$$

onde $\xi = \xi(x, y)$ e $\eta = \eta(x, y)$. As funções G_1 e G_2 serão utilizadas para a atração dos pontos de malha, como será mostrado mais tarde.

Nota-se que as equações (4.1) e (4.2) foram obtidas de uma analogia à equação (4.3), sendo que as linhas de ξ constante correspondem às isotermas e as linhas de η constantes correspondem às linhas de fluxo de calor.

$$\nabla^2 T = 0 \quad (4.3)$$

A transformação do plano físico para o plano transformado é realizada e as equações geradoras (4.1) e (4.2), utilizando as transformações $\xi = \xi(x, y)$ e $\eta = \eta(x, y)$, tem a forma apresentada por (Maliska, 1995),

$$\alpha x_{\xi\xi} + \gamma x_{\eta\eta} - 2\beta x_{\xi\eta} + \left(\frac{1}{J^2}\right)(G_1 x_\xi + G_2 x_\eta) = 0 \quad (4.4)$$

$$\alpha y_{\xi\xi} + \gamma y_{\eta\eta} - 2\beta y_{\xi\eta} + \left(\frac{1}{J^2}\right)(G_1 y_\xi + G_2 y_\eta) = 0 \quad (4.5)$$

onde,

$$\alpha = g_{22} = x_\eta^2 + y_\eta^2 \quad (4.6)$$

$$\gamma = g_{11} = x_\xi^2 + y_\xi^2 \quad (4.7)$$

$$\beta = g_{12} = g_{21} = x_{\xi}x_{\eta} + y_{\xi}y_{\eta} \quad (4.8)$$

As equações de (4.6) a (4.8) são as componentes do tensor métrico g_{ij} associado à transformação, $(x,y) \rightarrow (\xi,\eta)$.

Para a condição de contorno, prescreve-se $\xi = \xi_1$ na superfície do elemento junto a aleta, e $\xi = \xi_2$ na superfície junto ao fluido, sendo $\xi_1 > \xi_2$. O mesmo procedimento é utilizado para obtermos a distribuição de η , prescrevendo $\eta = \eta_1$ na fronteira à direita do domínio e $\eta = \eta_2$ na fronteira que engloba a fronteira do elemento poroso com a ranhura e a fronteira à esquerda do domínio, sendo $\eta_1 > \eta_2$. A Figura 4.3 mostra as condições de contorno e os pontos de malhas estimados inicialmente.

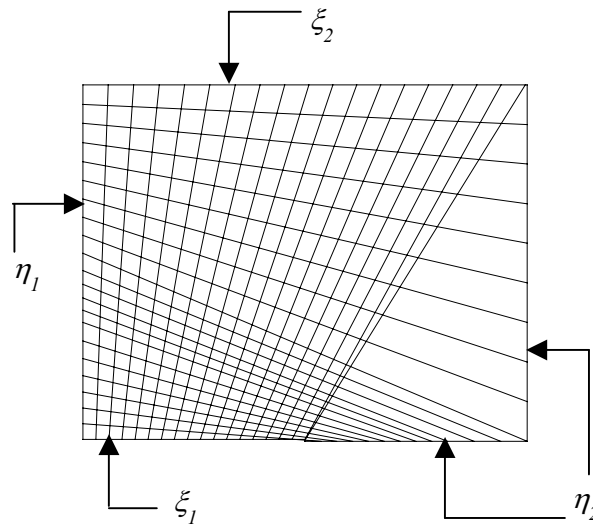


Figura 4.3 Condições de contorno e pontos iniciais das linhas de malha.

Existem regiões em que as linhas de malha ficam afastadas e poderão comprometer a solução do problema. Assim, para estas regiões, as linhas de malhas são atraídas utilizando-se de alguns artifícios, como a fixação de alguns pontos de malha.

As equações (4.4) e (4.5) são resolvidas numericamente e a equação aproximada em volumes finitos torna-se:

$$A_P \phi_P = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + A_{NE} \phi_{NE} + A_{SE} \phi_{SE} \\ + A_{NW} \phi_{NW} + A_{SW} \phi_{SW} \quad (4.9)$$

onde os coeficientes da equação discretizada são dados por,

$$A_P = 2(\alpha + \gamma) \quad (4.10)$$

$$A_E = \alpha + \frac{G_1}{2J^2} \quad (4.11)$$

$$A_W = \alpha - \frac{G_1}{2J^2} \quad (4.12)$$

$$A_N = \gamma + \frac{G_2}{2J^2} \quad (4.13)$$

$$A_S = \gamma - \frac{G_2}{2J^2} \quad (4.14)$$

$$A_{NE} = -\frac{\beta}{2} \quad (4.15)$$

$$A_{SE} = \frac{\beta}{2} \quad (4.16)$$

$$A_{NW} = \frac{\beta}{2} \quad (4.17)$$

$$A_{SW} = -\frac{\beta}{2} \quad (4.18)$$

onde ϕ representa respectivamente as posições x e y . G_1 e G_2 são as funções de atração da malha.

Na Figura 4.4, tem-se a discretização do domínio físico em estudo. Esta possui uma malha de 30x40. A superfície superior faz fronteira com o canal de líquido, a superfície inferior esquerda com a aleta metálica e a superfície inferior direita com o canal de vapor. As superfícies laterais são isoladas e impermeáveis devido à simetria.

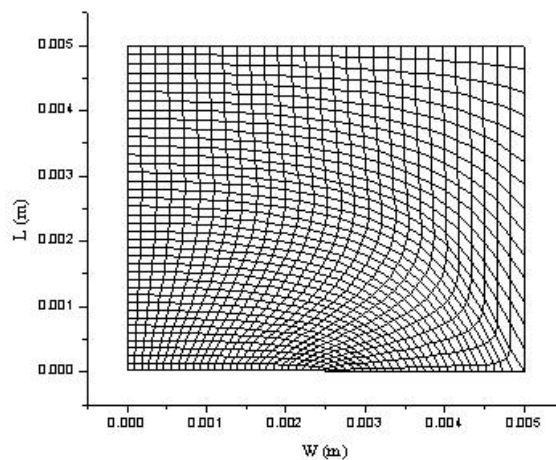


Figura 4.4 Domínio físico do elemento poroso discretizado.

Para a Figura 4.4, os pontos de malha foram atraídos para o canto inferior direito usando as funções G_1 e G_2 e em alguns casos fixando pontos da malha.

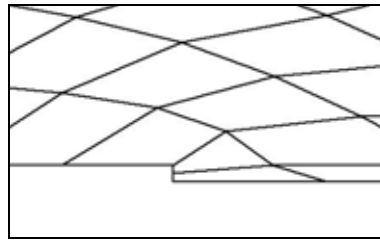


Figura 4.5 Degrau da malha na região central da face inferior do domínio.

Ainda na Figura 4.5, nota-se a existência de um pequeno desnível na região central da face inferior do domínio, que representa a face onde se tem o contato do elemento poroso com a aleta metálica (à esquerda da face) e a interface do elemento poroso com a ranhura (à direita da face). O objetivo deste desnível na face é minimizar o efeito da não ortogonalidade da malha neste ponto e assim facilitar a convergência nesta região. Nota-se que a não ortogonalidade da malha induz erros nas equações de conservação nos volumes de malha.

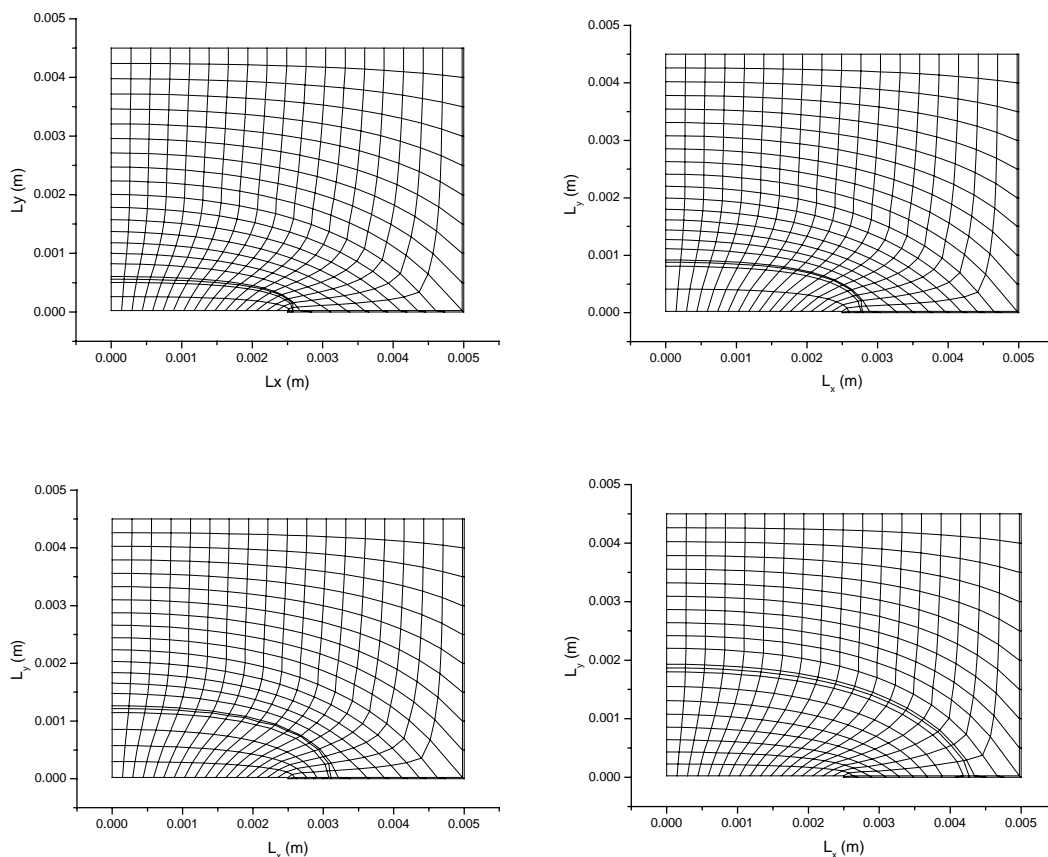


Figura 4.6 Configuração das linhas de malha com o deslocamento da interface.

A Figura 4.6 mostra o comportamento das linhas de malha para diferentes posições da interface. Nota-se que a distância das linhas adjacentes à linha da interface em relação à linha

da interface é reduzida, melhorando a convergência do modelo numérico. A linha da interface se altera conforme esta se desloca no domínio.

4.2. Equações de conservação transformadas

As equações de conservação para sistemas de coordenadas curvilíneas bidimensionais escritas na forma conservativa e incluindo termos transientes e convectivos são (Maliska, 1995):

Equação da conservação da energia

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho T}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho \tilde{U} T) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho \tilde{V} T) = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\alpha_{11} J \frac{\lambda}{cp} \frac{\partial T}{\partial \xi} + \alpha_{12} J \frac{\lambda}{cp} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\alpha_{21} J \frac{\lambda}{cp} \frac{\partial T}{\partial \xi} + \alpha_{22} J \frac{\lambda}{cp} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) + S^T \end{aligned} \quad (4.19)$$

Os termos α_{ij} na equação (4.19) são:

$$\alpha_{11} = \frac{\xi_x^2 + \xi_y^2}{J^2} \quad (4.20)$$

$$\alpha_{22} = \frac{\eta_x^2 + \eta_y^2}{J^2} \quad (4.21)$$

$$\alpha_{12} = \alpha_{21} = \frac{\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y}{J^2} \quad (4.22)$$

onde J representa o Jacobiano da transformação, dado por:

$$J = \frac{1}{x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi} \quad (4.23)$$

Os termos x_ξ , x_η , y_ξ e y_η representam as métricas da transformação e são calculadas por:

$$x_{\xi} = \frac{x|_{\xi+1} - x|_{\xi}}{\Delta \xi} \quad (4.24)$$

$$x_{\eta} = \frac{x|_{\eta+1} - x|_{\eta}}{\Delta \eta} \quad (4.25)$$

$$y_{\xi} = \frac{y|_{\xi+1} - y|_{\xi}}{\Delta \xi} \quad (4.26)$$

$$y_{\eta} = \frac{y|_{\eta+1} - y|_{\eta}}{\Delta \eta} \quad (4.27)$$

onde as variáveis x e y nos termos à direita das equações (4.24) a (4.27) representam as posições centrais nas faces ξ e η do volume de controle, como mostrado na Figura 4.1. E os termos ξ_x , ξ_y , η_x e η_y representam as inversas das métricas acima, dadas por:

$$\xi_x = Jy_{\eta} \quad (4.28)$$

$$\xi_y = -Jx_{\eta} \quad (4.29)$$

$$\eta_x = -Jy_{\xi} \quad (4.30)$$

$$\eta_y = Jx_{\xi} \quad (4.31)$$

Equação da conservação da massa

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho \tilde{U}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho \tilde{V}) = 0 \quad (4.32)$$

Os termos transientes das equações apresentadas são mantidos, pois serão utilizadas para facilitar a convergência do sistema de equações.

A equação para escoamento bifásico no interior do elemento poroso pode ser representada por uma variação da Lei de Darcy para o sistema de coordenada empregado. A obtenção das velocidades contravariantes nas faces dos volumes de controle utilizando a Lei de Darcy está demonstrada no Apêndice 3. As velocidades contravariantes apresentadas na equação (4.33) e (4.34) são os vetores velocidade normais às linhas coordenadas.

Velocidades contravariantes utilizando a Lei de Darcy

A obtenção das equações das velocidades contravariantes está demonstrada no Apêndice 3. Sendo \tilde{U} a velocidade contravariante na direção ξ e \tilde{V} a velocidade contravariante na direção η , tem-se:

$$\tilde{U} = -\frac{K}{\mu} \left(J\alpha_{11} \frac{\partial P}{\partial \xi} + J\alpha_{12} \frac{\partial P}{\partial \eta} \right) + \frac{\xi_t}{J} \quad (4.33)$$

$$\tilde{V} = -\frac{K}{\mu} \left(J\alpha_{21} \frac{\partial P}{\partial \xi} + J\alpha_{22} \frac{\partial P}{\partial \eta} \right) + \frac{\eta_t}{J} \quad (4.34)$$

O último termo de cada equação serão negligenciados, pois se estará buscando soluções em regime permanente.

4.3. Discretização das equações de transporte

4.3.1. Discretização da equação da energia

Para maior estabilidade numérica será utilizada a formulação totalmente implícita, com os termos avaliados em $t + \Delta t$. A integração da equação de conservação da energia, equação (4.19), dentro do volume elementar é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{M_p T_p - M_p^0 T_p^0}{\Delta t} + \dot{M}_e T_e - \dot{M}_w T_w + \dot{M}_n T_n - \dot{M}_s T_s = & \left(D_{11} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{12} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_e \\ - \left(D_{11} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{12} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_w + & \left(D_{21} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_n - \left(D_{21} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_s \\ + L[S^T]_p & \end{aligned} \quad (4.35)$$

onde,

$$M_p = \frac{\rho_p \Delta V}{J_p} \quad (4.36)$$

$$M_p^0 = \frac{\rho_p^0 \Delta V}{J_p} \quad (4.37)$$

As equações (4.38) a (4.41) a seguir, representam as vazões mássicas que atravessam as faces do volume de controle.

$$\dot{M}_e = (\rho \tilde{U})_e \Delta \eta \Delta \gamma \quad (4.38)$$

$$\dot{M}_w = (\rho \tilde{U})_w \Delta \eta \Delta \gamma \quad (4.39)$$

$$\dot{M}_n = (\rho \tilde{V})_n \Delta \xi \Delta \gamma \quad (4.40)$$

$$\dot{M}_s = (\rho \tilde{V})_s \Delta \xi \Delta \gamma \quad (4.41)$$

Nas equações dos fluxos de massa nas faces do volume de controle os termos \tilde{U} e \tilde{V} são as componentes da velocidade contravariante sem normalização métrica aplicadas à face do volume, e dadas pela Lei de Darcy, equações (4.33) e (4.34).

Os coeficientes dos termos difusivos D_{ij} são:

$$D_{11} = \frac{k}{c_p} J \alpha_{11} \Delta \eta \Delta \gamma \quad (4.42)$$

$$D_{12} = \frac{k}{c_p} J \alpha_{12} \Delta \eta \Delta \gamma \quad (4.43)$$

$$D_{22} = \frac{k}{c_p} J \alpha_{22} \Delta \xi \Delta \gamma \quad (4.44)$$

$$D_{21} = \frac{k}{c_p} J \alpha_{21} \Delta \xi \Delta \gamma \quad (4.45)$$

A avaliação das temperaturas nas faces do volume de controle foi feita utilizando o método de interpolação WUDS (*Weighted Upstream Differencing Scheme*) (Maliska, 1995), que é largamente empregado em soluções de problemas numéricos dessa natureza. As equações (4.46) a (4.49) a seguir, apresentam as funções interpolação para a temperatura:

$$T_e = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_e \right) T_p + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e \right) T_E \quad (4.46)$$

$$T_w = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w\right)T_W + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w\right)T_P \quad (4.47)$$

$$T_n = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n\right)T_P + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n\right)T_N \quad (4.48)$$

$$T_s = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s\right)T_S + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_s\right)T_P \quad (4.49)$$

onde os coeficientes $\bar{\alpha}$ das faces dos volumes dependem do número de Peclet, baseados em $\Delta\xi$ e $\Delta\eta$, e são dados por:

$$\bar{\alpha} = \frac{Pe^2}{10 + 2Pe^2} \begin{cases} \text{velocidade} \gg 0 \rightarrow \bar{\alpha} = 0,5 \\ \text{velocidade} \ll 0 \rightarrow \bar{\alpha} = -0,5 \end{cases} \quad (4.50)$$

$$Pe = \frac{\dot{M}}{D} \quad (4.51)$$

Nota-se que, quando o número de Peclet é igual a zero, tem-se um problema puramente difusivo, e quando o número de Peclet é infinito (positivo ou negativo), tem-se um problema puramente convectivo.

As derivadas diretas do fluxo difusivo são dadas por:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \xi}\right|_e = \bar{\beta}_e \frac{(T_E - T_P)}{\Delta\xi} \quad (4.52)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \xi}\right|_w = \bar{\beta}_w \frac{(T_P - T_W)}{\Delta\xi} \quad (4.53)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right|_n = \bar{\beta}_n \frac{(T_N - T_P)}{\Delta\eta} \quad (4.54)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right|_s = \bar{\beta}_s \frac{(T_P - T_S)}{\Delta\eta} \quad (4.55)$$

onde,

$$\bar{\beta} = \frac{1 + 0,005Pe^2}{1 + 0,05Pe^2} \quad (4.56)$$

As derivadas cruzadas são aproximadas por diferenças centrais e são expressas por:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_e = \frac{(T_N + T_{NE} - T_S - T_{SE})}{4\Delta\eta} \quad (4.57)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_w = \frac{(T_N + T_{NW} - T_S - T_{SW})}{4\Delta\eta} \quad (4.58)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_n = \frac{(T_E + T_{NE} - T_W - T_{NW})}{4\Delta\xi} \quad (4.59)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_s = \frac{(T_E + T_{SE} - T_W - T_{SW})}{4\Delta\xi} \quad (4.60)$$

Substituindo as equações (4.46) a (4.49), (4.52) a (4.55) e (4.57) a (4.60) na equação (4.35), obtém-se a equação de conservação da energia discretizada para um volume de controle típico, dada por:

$$\begin{aligned} A_p T_p = & A_e T_E + A_w T_W + A_n T_N + A_s T_S + A_{ne} T_{NE} + A_{se} T_{SE} \\ & + A_{nw} T_{NW} + A_{sw} T_{SW} + B \end{aligned} \quad (4.61)$$

onde,

$$A_p = A_e + A_w + A_n + A_s + \frac{M_p^0}{\Delta t} \quad (4.62)$$

$$A_e = -\dot{M}_e \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e \right) + \frac{D_{11e} \bar{\beta}_e}{\Delta\xi} + \frac{D_{21n} - D_{21s}}{4\Delta\xi} \quad (4.63)$$

$$A_w = \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) + \frac{D_{11w} \bar{\beta}_w}{\Delta\xi} + \frac{D_{21s} - D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (4.64)$$

$$A_n = -\dot{M}_n \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) + \frac{D_{22n} \bar{\beta}_n}{\Delta\eta} + \frac{D_{12e} - D_{12w}}{4\Delta\eta} \quad (4.65)$$

$$A_s = \dot{M}_s \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s \right) + \frac{D_{22s} \bar{\beta}_s}{\Delta\eta} + \frac{D_{12w} - D_{12e}}{4\Delta\eta} \quad (4.66)$$

$$A_{ne} = \frac{D_{12e}}{4\Delta\eta} + \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (4.67)$$

$$A_{nw} = -\frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} - \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (4.68)$$

$$A_{se} = -\frac{D_{12e}}{4\Delta\eta} - \frac{D_{21s}}{4\Delta\xi} \quad (4.69)$$

$$A_{sw} = \frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} + \frac{D_{21s}}{4\Delta\xi} \quad (4.70)$$

4.3.2. Discretização da equação de conservação da massa

A formulação feita para este problema utiliza a equação (4.32), integrada no tempo e no volume elementar. Sua forma discretizada é dada por:

$$\frac{M_p - M_p^0}{\Delta t} + \dot{M}_e - \dot{M}_w + \dot{M}_n - \dot{M}_s = 0 \quad (4.71)$$

Os termos da equação acima são mostrados nas equações (4.38) a (4.41).

4.3.3. Desenvolvimento de uma equação para a pressão

A velocidade do fluido no interior de meios porosos com alta permeabilidade pode ser expressa por uma representação da Lei de Darcy para fluxo bifásico. Esta representação é válida para baixos números de Reynolds (Re), baseado no diâmetro de poro, quando o efeito da inércia é praticamente desprezível.

Substituindo as equações (4.33) e (4.34) nas equações (4.38) a (4.41), e estas na equação (4.71), obtém-se a equação para a pressão, dada por:

$$\begin{aligned} \frac{M_p - M_p^0}{\Delta t} + \left[F_{11} \frac{\partial p}{\partial \xi} + F_{12} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right]_e - \left[F_{11} \frac{\partial p}{\partial \xi} + F_{12} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right]_w \\ \left[F_{21} \frac{\partial p}{\partial \xi} + F_{22} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right]_n - \left[F_{21} \frac{\partial p}{\partial \xi} + F_{22} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right]_s = 0 \end{aligned} \quad (4.72)$$

onde os coeficientes F_{ij} são dados por:

$$F_{11e} = -\rho \frac{K}{\mu} J \alpha_{11e} \Delta \eta \Delta \gamma \quad (4.73)$$

$$F_{11w} = \rho \frac{K}{\mu} J \alpha_{11w} \Delta \eta \Delta \gamma \quad (4.74)$$

$$F_{22n} = -\rho \frac{K}{\mu} J \alpha_{22n} \Delta \xi \Delta \gamma \quad (4.75)$$

$$F_{22s} = \rho \frac{K}{\mu} J \alpha_{22s} \Delta \xi \Delta \gamma \quad (4.76)$$

$$F_{12e} = -\rho \frac{K}{\mu} J \alpha_{12e} \Delta \eta \Delta \gamma \quad (4.77)$$

$$F_{12w} = \rho \frac{K}{\mu} J \alpha_{12w} \Delta \eta \Delta \gamma \quad (4.78)$$

$$F_{21n} = -\rho \frac{K}{\mu} J \alpha_{21n} \Delta \xi \Delta \gamma \quad (4.79)$$

$$F_{21s} = \rho \frac{K}{\mu} J \alpha_{21s} \Delta \xi \Delta \gamma \quad (4.80)$$

Utilizando aproximações para as derivadas diretas da pressão de forma similar às utilizadas com as derivadas diretas da temperatura mostradas nas equações (4.52) a (4.55), sem o coeficiente referente à interpolação, e para as derivadas cruzadas da pressão, similar às mostradas nas equações (4.57) a (4.60), é obtida a equação aproximada para a pressão, dada por:

$$A_P p_P = A_e p_E + A_w p_W + A_n p_N + A_s p_S + A_{ne} p_{NE} + A_{se} p_{SE} \\ + A_{nw} p_{NW} + A_{sw} p_{SW} + B \quad (4.81)$$

onde,

$$A_P = A_e + A_w + A_n + A_s \quad (4.82)$$

$$A_e = \frac{F_{11e} \bar{\beta}_e}{\Delta \xi} + \frac{F_{21n} - F_{21s}}{4\Delta \xi} \quad (4.83)$$

$$A_w = \frac{F_{11w} \bar{\beta}_w}{\Delta \xi} + \frac{F_{21s} - F_{21n}}{4\Delta \xi} \quad (4.84)$$

$$A_n = \frac{F_{22n} \bar{\beta}_n}{\Delta \eta} + \frac{F_{12e} - F_{12w}}{4\Delta \eta} \quad (4.85)$$

$$A_s = \frac{F_{22s} \bar{\beta}_s}{\Delta \eta} + \frac{F_{12w} - F_{12e}}{4\Delta \eta} \quad (4.86)$$

$$A_{ne} = \frac{F_{12e}}{4\Delta \eta} + \frac{F_{21n}}{4\Delta \xi} \quad (4.87)$$

$$A_{nw} = -\frac{F_{12w}}{4\Delta \eta} - \frac{F_{21n}}{4\Delta \xi} \quad (4.88)$$

$$A_{se} = -\frac{F_{12e}}{4\Delta\eta} - \frac{F_{21s}}{4\Delta\xi} \quad (4.89)$$

$$A_{sw} = \frac{F_{12w}}{4\Delta\eta} + \frac{F_{21s}}{4\Delta\xi} \quad (4.90)$$

$$B = \frac{M_p - M_p^0}{\Delta t} \quad (4.91)$$

4.3.4. Equações de equilíbrio termodinâmico e de acoplamento na interface

As equações de acoplamento para a interface líquido-vapor são dadas por:

Balanco de massa na interface ($\xi = \xi_i$)

$$\left(\rho_l \tilde{U}_l \Delta\eta \Delta\gamma\right)_l = \left(\rho_v \tilde{U}_v \Delta\eta \Delta\gamma\right)_l = \dot{M}_{lv} \quad (4.92)$$

Balanco de energia térmica na interface líquido-vapor ($\xi = \xi_i$)

$$\dot{M}_{lv} h_{lv} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi} \Delta\eta \Delta\gamma\right)_v - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi} \Delta\eta \Delta\gamma\right)_l \quad (4.93)$$

As equações de equilíbrio termodinâmico na interface são dadas por:

Equação de Young-Laplace

$$p_c = p_{v,i} - p_{l,i} = \frac{2\sigma}{r} \quad (4.94)$$

Equação de Clausius-Clapeyron

$$p^* = p_{ref} \exp\left[-\frac{h_{lv}}{R_v} \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_{ref}}\right)\right] \quad (4.95)$$

Equação de Kelvin

$$p_{v,i} = p^* \exp\left[-\frac{p_c}{\rho_l R_v T}\right] \quad (4.96)$$

4.4. Condições de contorno

Para fronteira isolada termicamente, o fluxo de calor que atravessa a fronteira é igual a zero. No caso de fronteira com temperatura prescrita, o valor prescrito é substituído diretamente nas derivadas dos termos difusivos. Para fronteira impermeável, o fluxo de massa é igual a zero, e para fronteira com pressão prescrita, o valor prescrito é substituído diretamente nos termos das derivadas direta e cruzada.

As condições de contorno aplicadas ao modelo numérico são dados por:

- em $y = 0$ e $0 \leq x \leq L_{xq}$:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_w = \bar{\beta}_w \frac{(T_P - T_{\text{sup}})}{\Delta \xi / 2} \quad (4.97)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_w = 0 \quad (4.98)$$

$$\dot{M}_w = 0 \quad (4.99)$$

- em $y = 0$ e $L_{xq} \leq x \leq L_{xi}$:

$$\dot{q}''_n = \left(D_{21} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_n = 0 \quad (4.100)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \eta} \right|_n = \frac{(p_v - p_P)}{\Delta \eta / 2} \quad (4.101)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \xi} \right|_n = 0 \quad (4.102)$$

- em $y = 0$ e $L_{xi} \leq x \leq L_x$:

$$\dot{q}''_n = \left(D_{21} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_n = 0 \quad (4.103)$$

$$\dot{M}_n = 0 \quad (4.104)$$

- em $y = L_y$ e $0 \leq x \leq L_x$:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_e = \bar{\beta}_e \frac{(T_l - T_P)}{\Delta \xi / 2} \quad (4.105)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_e = 0 \quad (4.106)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \xi} \right|_e = \frac{(p_l - p_p)}{\Delta \xi / 2} \quad (4.107)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \eta} \right|_e = 0 \quad (4.108)$$

- em $x = 0$ e $0 \leq y \leq Ly_i$:

$$\dot{q}''_s = \left(D_{21} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_s = 0 \quad (4.109)$$

$$\dot{M}_s = 0 \quad (4.110)$$

- em $x = 0$ e $Ly_i \leq y \leq Ly$:

$$\dot{q}''_s = \left(D_{21} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_s = 0 \quad (4.111)$$

$$\dot{M}_s = 0 \quad (4.112)$$

- em $x = Lx$ e $0 \leq y \leq Ly$:

$$\dot{q}''_n = \left(D_{21} \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_n = 0 \quad (4.113)$$

$$\dot{M}_n = 0 \quad (4.114)$$

- na interface líquido-vapor:

Para a região de vapor, tem-se:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_{i,e} = \bar{\beta}_{i,e} \frac{(T_{i,v} - T_p)}{\Delta \xi / 2} \quad (4.115)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{i,e} = 0 \quad (4.116)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \xi} \right|_{i,e} = \frac{(p_{i,v} - p_p)}{\Delta \xi / 2} \quad (4.117)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \eta} \right|_{i,e} = 0 \quad (4.118)$$

Para a região de líquido, tem-se:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_{i,w} = \bar{\beta}_{i,w} \frac{(T_P - T_{i,l})}{\Delta \xi / 2} \quad (4.119)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{i,w} = 0 \quad (4.120)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \xi} \right|_{i,w} = \frac{(p_P - p_{i,l})}{\Delta \xi / 2} \quad (4.121)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \eta} \right|_{i,w} = 0 \quad (4.122)$$

4.5. Equações para o movimento da interface

Após a obtenção da solução para uma dada iteração a correção da temperatura da interface líquido-vapor é feita através de:

$$T_i = T_i - 1 \quad , \text{ para } \dot{M}_l < \dot{M}_v \quad (4.123)$$

$$T_i = T_i + 1 \quad , \text{ para } \dot{M}_l > \dot{M}_v \quad (4.124)$$

Fazendo uma analogia com o problema com frente de mudança de fase móvel (problema transiente de mudança de fase), o método de cálculo do deslocamento da interface líquido-vapor é dado por,

$$\Delta \delta = \frac{\dot{M}_l - \dot{M}_{lv}}{\rho_l \Delta A_i} \Delta t \quad (4.125)$$

onde $\Delta \delta$ é um deslocamento normal da interface, Δt é o passo de tempo da atualização da frente e ΔA_i representa a área da face do volume da interface onde o fluido atravessa, dada por,

$$\Delta A_i = \alpha_{11}^{1/2} \Delta \eta \Delta z \quad (4.126)$$

Nota-se que a equação (4.125) prevê o deslocamento local da interface líquido-vapor. Quando $\Delta \delta \cong 0$, considera-se as condições de equilíbrio satisfeitas para uma certa potência aplicada. Nesta equação, Δt atua como coeficiente de sub-relaxação do deslocamento da frente, auxiliando na convergência do método.

4.6. Solução do Sistema de Equações

As equações aproximadas são resolvidas utilizando o método TDMA. A sequência de solução aplicada neste trabalho é a seguinte:

1. Estima-se as posições iniciais x e y dos nós da malha e os campos de T e p no interior do elemento poroso;
2. Calcula-se os coeficientes da equação geradora de malha [equações (4.10) a (4.18)];
3. Resolve-se os sistemas lineares e obtém-se as posições x e y dos pontos da malha [equação (4.9)];
4. Estima-se as posições x_i e y_i localizando a interface;
5. Calcula-se as métricas [equações (4.24) a (4.27)], as inversas das métricas [equações (4.28) a (4.31)], os tensores métricos [equações (4.6) a (4.8)] e os Jacobianos da transformação [equação (4.23)];
6. Calcula-se os coeficientes para a equação da pressão [equações (4.82) a (4.91)];
7. Estima-se a temperatura T_i na interface e obtém-se as pressões $p_{v,i}$, através da equação de Kelvin-Laplace, e $p_{l,i}$, através da equação de Young-Laplace, iniciais, sobre a frente de evaporação;
8. Resolve-se o sistema linear e obtém-se p [equação (4.81)];
9. Calcula-se o campo de velocidades contravariantes \tilde{U} e \tilde{V} pela equação de Darcy [equações (4.33) e (4.34)];
10. Calcula-se os coeficientes para a equação da energia [equações (4.62) a (4.70)];
11. Resolve-se o sistema linear e obtém-se T [equação (4.35)];
12. Computa-se os fluxos de massa que atravessam a região de vapor (\dot{M}_v) e a região de líquido (\dot{M}_l) e o fluxo de massa de evaporação (\dot{M}_{lv}) na interface;
13. Calcula-se a nova temperatura da interface (T_i) utilizando a metodologia de comparação dos fluxos de massa [equações (4.123) ou (4.124)];
14. Utilizando-se as equações de equilíbrio termodinâmico, calcula-se as pressões do vapor e do líquido na interface líquido-vapor, conforme feito anteriormente no item 7 [equações (4.95) e (4.96)];
15. Retorna-se ao item 6 até que a igualdade entre os valores dos fluxos de massa (\dot{M}_l) e (\dot{M}_v) seja estabelecida. Assim, tem-se (\dot{M}_l) = (\dot{M}_v) na interface;

16. Calcula-se a diferença entre o fluxo de massa (\dot{M}_l) e o fluxo de massa calculado pela equação da energia (\dot{M}_{lv});
17. Utiliza-se a equação de movimento da interface e define-se a nova posição da interface líquido-vapor [equação (4.125)];
18. Retorna-se ao item 3 até que a igualdade entre os valores dos fluxos de massa (\dot{M}_l) e (\dot{M}_{lv}) seja estabelecida. Assim, tem-se (\dot{M}_l) = (\dot{M}_v) = (\dot{M}_{lv}) na interface [equação (4.92)];
19. Aumenta-se a temperatura da aleta (T_{sup}) e retorna-se ao Item 6;
20. Se a igualdade do Item 17 não for satisfeita, atingiu-se o limite capilar do elemento poroso, e conseqüentemente, o colapso da bomba capilar. O valor obtido na iteração anterior para o fluxo de calor na interface entre a aleta e o elemento poroso, é proporcional ao fluxo de calor limite que seria aplicado na superfície da bomba capilar.

A seguir, apresenta-se e discute-se os resultados.

CAPÍTULO V

5. Resultados e análise

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos pelo método de solução numérico proposto no Capítulo IV. Neste método de busca da posição da interface líquido-vapor, utiliza-se uma malha móvel que acompanha a posição da interface de evaporação no interior do domínio. Inicialmente, apresenta-se a validação do código numérico e do algoritmo de captação da posição da frente de evaporação. Os resultados finais mostram os valores do fluxo de calor máximo de operação estável em função de parâmetros do problema.

5.1. Validação do algoritmo numérico

O algoritmo numérico utilizado na solução do problema no elemento poroso, foi validado comparando-se os resultados obtidos com a malha não-ortogonal adaptativa ao contorno com os resultados obtidos utilizando programa baseado em uma malha cartesiana e uniformemente espaçada aplicados a um problema de condução de calor pura no domínio e condições de contorno mostrados na Figura 5.1.

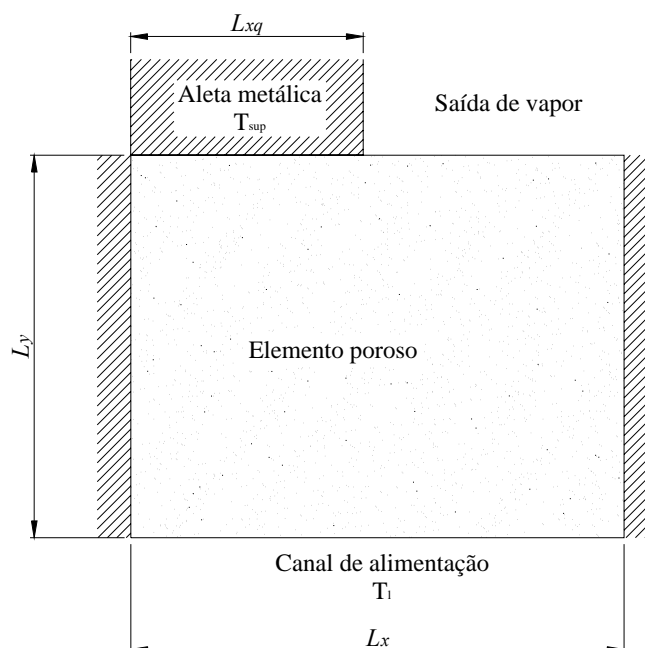


Figura 5.1 Domínio de cálculo e condições de contorno para problema de condução.

Uma malha uniforme de 100x100 (100 volumes de controle em cada direção) foi utilizada no programa com malha cartesiana, enquanto que o programa com malha não-ortogonal utilizou 22x20 volumes. A condutividade térmica foi considerada constante e uniforme (ou seja, não há a transferência de massa) ao longo do meio e é mostrada na Tabela 5.1 junto com os parâmetros geométricos de base.

Tabela 5.1 Condições de referência e valores de base para as variáveis.

L_x	λ_e	T_{sup}	T_l
1	1	1	0

A influência da assimetria na aplicação das condições de contorno nos resultados obtidos nos dois programas é obtida quantitativamente através do cálculo do fator de forma da condução bidimensional obtido a partir da solução numérica gerada pelos dois programas. O fator de forma é definido por

$$\dot{q}_i'' = S_{ki} \lambda_e \nabla T \quad (5.1)$$

Os valores de L_{xq} e L_y utilizados e os fatores de forma calculados para os dois programas, S_{k1} e S_{k2} , fator de forma da solução com malha cartesiana e fator de forma da solução com malha não-ortogonal respectivamente, estão apresentados nas Tabelas (5.2) a (5.5). O erro relativo entre as duas soluções é definido como:

$$Erro = 100 \frac{(S_{k1} - S_{k2})}{S_{k1}} \quad (5.2)$$

Tabela 5.2 Resultados obtidos pelos modelos, $L_y = 0,60$.

L_{xq}	S_{k1}	S_{k2}	Erro (%)
0,30	0,89	0,97	7,82
0,40	1,06	1,11	5,04
0,50	1,22	1,26	3,56
0,60	1,36	1,40	2,57
0,70	1,49	1,52	1,96
0,80	1,57	1,62	3,07
0,90	1,64	1,68	2,66

Tabela 5.3 Resultados obtidos pelos modelos, $L_y = 0,80$.

L_{xq}	S_{k1}	S_{k2}	Erro (%)
0,30	0,75	0,80	6,40
0,40	0,87	0,90	4,11
0,50	0,97	1,00	2,81
0,60	1,07	1,09	2,05
0,70	1,15	1,17	1,63

0,80	1,19	1,22	2,59
0,90	1,23	1,27	2,45

Tabela 5.4 Resultados obtidos pelos modelos, $L_y = 1,00$.

L_{xq}	S_{k1}	S_{k2}	Erro (%)
0,30	0,65	0,69	5,78
0,40	0,74	0,76	3,05
0,50	0,81	0,83	1,76
0,60	0,88	0,89	0,94
0,70	0,93	0,94	0,53
0,80	0,96	0,98	1,46
0,90	0,99	1,02	2,51

Tabela 5.5 Resultados obtidos pelos modelos, $L_y = 1,40$.

L_{xq}	S_{k1}	S_{k2}	Erro (%)
0,30	0,51	0,54	5,14
0,40	0,57	0,59	2,98
0,50	0,61	0,63	2,01
0,60	0,65	0,66	1,44
0,70	0,68	0,69	1,15
0,80	0,70	0,71	1,73
0,90	0,71	0,72	1,72

Os erros obtidos (Tabela 5.2 a Tabela 5.5) em geral ficam abaixo de 8 %, sendo que, com geometrias próximas às utilizadas neste trabalho, este erro ficou em torno de 2%. Um dos motivos para esta discrepância de valores ocorre devido ao erro acumulado na utilização de linhas de malha não ortogonais, em relação às linhas de malha ortogonais, quando a assimetria da aplicação da condição de contorno aumenta. Quanto maior a não ortogonalidade das linhas de malha, maior o erro acumulado. O número de pontos de malha também influencia no erro, pois um maior número de pontos alivia as distorções nos volumes de cálculo. Como as equações do modelo são equações difusivas (Laplace), com estes testes, considerou-se que o algoritmo é capaz de fornecer valores aceitáveis para os campos de temperatura e pressão para o problema.

O número de pontos nodais utilizados influencia diretamente na convergência do método, devido ao fato da convergência do método estar ligada ao equilíbrio mecânico e termodinâmico entre as fases líquido e vapor na interface. Assumindo uma das linhas de malha como sendo a interface líquido-vapor, uma quantidade pequena de pontos sobre a linha da interface dificultaria a representação desta e causaria a divergência no método computacional. Um certo grau de refinamento é necessário, pois a representação da interface é melhorada quanto maior o número de pontos sobre ela, aumentando a estabilidade do programa e melhorando os resultados obtidos. A interface líquido-vapor movimenta-se na direção de estabelecer o equilíbrio, alterando sua forma e alterando as condições de

temperatura e pressão que atuam sobre ela. Outro ponto a ser considerado é o tempo computacional para que se alcance a convergência. O tempo computacional aumenta significativamente com o aumento do número de pontos, impondo limitações no refino da malha. A malha utilizada foi de 22x20, que garante uma boa convergência do método e apresenta bons resultados. Na Figura 5.2, mostra-se os valores de fluxo de massa, obtidos em função do número de pontos nodais com o mesmo número de pontos nodais na direção η e ζ , para potência de 133685 W/m^2 , utilizando os dados fornecidos pela Tabela 5.6. Nota-se que o fluxo de massa calculado manteve-se praticamente constante com a variação do número pontos nodais nesta faixa de valores (15x15 a 29x29).

No gráfico da Figura 5.3, mostra-se os valores para os fluxos de massa em função do número de iterações. Observa-se que com o aumento do número de iterações os fluxos convergem Na direção do equilíbrio mecânico e termodinâmico na interface líquido-vapor.

A seguir, apresenta-se os resultados obtidos.

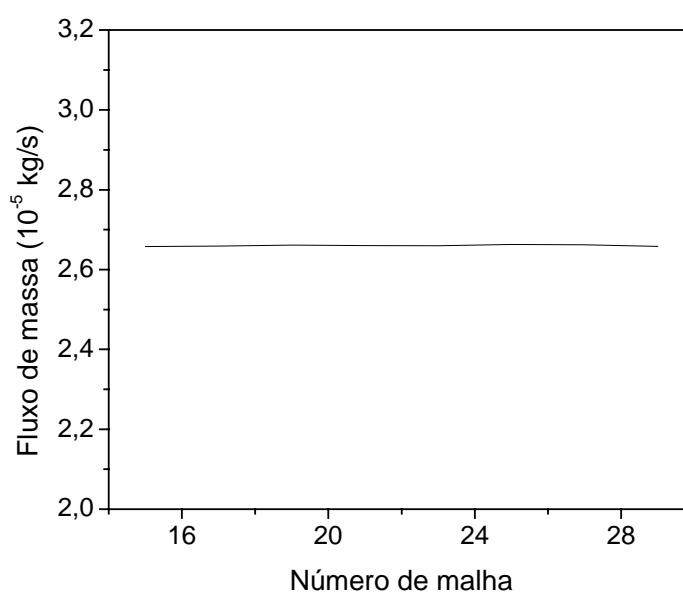


Figura 5.2 Fluxos de massa em função do número de malha para potência de 133685 W/m^2 .

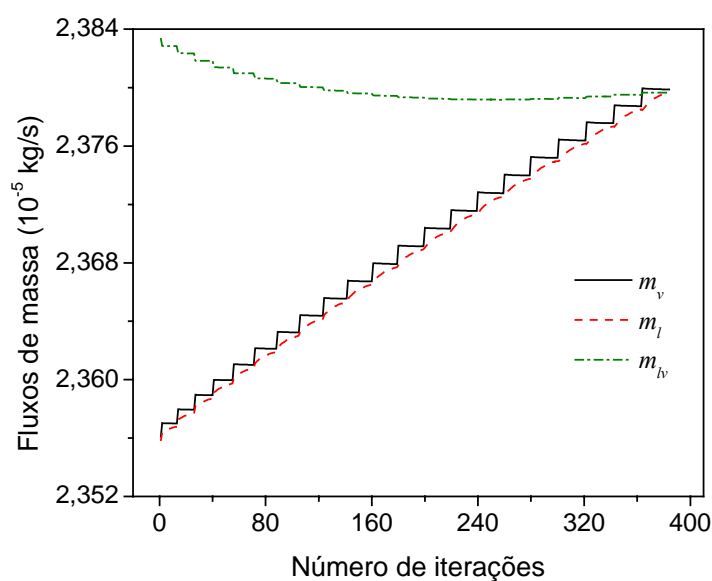


Figura 5.3 Convergência dos valores de fluxo de massa alcançando o equilíbrio mecânico e termodinâmico.

5.2. Propriedades e condições de referência

As propriedades térmicas e fluidodinâmicas utilizadas neste trabalho são referentes ao níquel (matriz sinterizada) e a amônia (fluido de trabalho). Na Tabela 5.6, estão mostradas as condições operacionais, as propriedades geométricas e todas as dimensões do domínio de cálculo mostrado na Figura 5.4. Alguns valores serão posteriormente modificados para análise de sensibilidade no desempenho do evaporador capilar. Esta tabela apresenta também os dados de entrada externos ao domínio de cálculo, como os valores de perda de carga no circuito (ΔP_{carga}), temperatura do líquido de entrada (T_l) e a diferença na temperatura de subresfriamento do líquido de entrada (ΔT_{sub}).

A perda de carga no circuito (ΔP_{carga}) depende das características do CPL, como a linha de vapor, a linha de líquido e o condensador. O valor da perda de carga no circuito foi admitido constante em todas as simulações feitas. A variação da perda de carga em função da velocidade do escoamento do fluido de trabalho foi desconsiderada neste trabalho.

O grau de subresfriamento (ΔT_{sub}) representa o quanto a temperatura do líquido, no canal de alimentação do elemento poroso, está abaixo da temperatura de saturação. Conforme a Tabela 5.6, a temperatura do fluido foi admitida igual a 15°C e o grau de subresfriamento, 4°C . Ou seja, o fluido chega à superfície do elemento poroso 4°C abaixo da temperatura de saturação ($T_{sat} = 19^\circ\text{C}$, $T_{sat} = T_l + \Delta T_{sub}$). Estas temperaturas são impostas e permanecem

inalteradas durante uma mesma simulação. Em experimentos, isso pode não ocorrer, como pode ser observado pelos resultados publicados por Camargo et al (1998) e Santos et al (1998). Porém, esta aproximação não compromete a utilização do modelo e as conclusões obtidas.

A temperatura da aleta na interface entre a aleta e o elemento poroso (T_{sup}) é prescrita e constante ao longo desta interface. Esta hipótese é válida quando se compara a condutividade térmica da aleta metálica com a condutividade térmica efetiva do elemento poroso. Como a condutividade térmica da aleta metálica é muito maior que a condutividade térmica efetiva do elemento poroso, isto resulta em um pequeno gradiente de temperatura na aleta metálica, fazendo com que a temperatura nesta interface seja praticamente constante.

A Tabela 5.6 mostra os valores de referência para temperatura e pressão da amônia, utilizadas na equação de equilíbrio da interface líquido-vapor (equação 3.28), condição em que se tem o valor da entalpia igual a zero.

Tabela 5.6 Propriedades, condições de referência e valores de base para as variáveis.

$T_{ref} = -40$	Temperatura de referência (°C)
$P_{ref} = 71720$	Pressão de referência (Pa)
$L_x = 0,0045$	Espessura do elemento poroso (m)
$L_y = 0,005$	Largura do elemento poroso (m)
$L_{xq} = 0,0025$	Largura da interface entre aleta e elemento poroso (m)
$\Delta z = 0,06$	Profundidade (eixo z) (m)
$R = 3 \cdot 10^{-6}$	Raio efetivo de poro (m)
$T_l = 15$	Temperatura do fluido na entrada do elemento poroso (°C)
$\Delta T_{sub} = 4$	Diferença na temperatura de subresfriamento (°C)
$\Delta P_{carga} = 100$	Perda de carga no circuito (Pa)
$R = 8,314$	Constante universal dos gases (kJ/kmol K)
$\lambda_{e,v} = 3,27$	Condutividade térmica efetiva na região de vapor (W/(mK))
$\lambda_{e,l} = 5,56$	Condutividade térmica efetiva na região de líquido (W/(mK))
$\rho_v = 0,608$	Densidade da amônia vapor (kg/m ³)
$\rho_l = 604$	Densidade da amônia líquida (kg/m ³)
$\mu_v = 9 \cdot 10^{-6}$	Viscosidade cinemática da amônia vapor (Ns/m ²)
$\mu_l = 2,14 \cdot 10^{-4}$	Viscosidade cinemática da amônia líquida (Ns/m ²)
$h_{l,v} = 1382 \cdot 10^3$	Calor latente da amônia (J/kg)
$cp_v = 2400$	Calor específico da amônia vapor (J/(kgK))
$cp_l = 4601$	Calor específico da amônia líquida (J/(kgK))
$\sigma = 22,4 \cdot 10^{-3}$	Tensão superficial da amônia (N/m)
$M = 0,017$	Massa molecular da amônia (kg/mol)

5.3. Resultados

Inicialmente, apresenta-se os campos de temperatura e pressão para uma caso característico, considerando a densidade do fluxo calor aplicado (q'') na ordem de 102000 W/m^2 e utilizando os dados mostrados na Tabela 5.6. Vale ressaltar que o fluxo de calor aplicado na superfície do elemento poroso é calculado neste modelo e que a temperatura (T_{sup}), na interface entre a aleta e o elemento poroso, é prescrita. A densidade de fluxo de calor é definida por,

$$\dot{q}'' = \frac{\dot{q}}{L_x \Delta z} \quad (5.3)$$

onde L_x é a espessura do elemento poroso e Δz = área da interface de entrada do líquido. O fluxo de calor \dot{q} é o fluxo de calor que passa pela interface entre a aleta e o elemento poroso e é calculado por,

$$\dot{q} = c_p \left[D_{11} \bar{\beta}_e \frac{(T_{sup} - T_p)}{\Delta \xi / 2} \right]_e \quad (5.4)$$

A distribuição de temperatura no contorno do elemento poroso está representado na Figura 5.5 e a distribuição de pressão, na Figura 5.6, respectivamente. A Figura 5.3 identifica os pontos ao longo do contorno mostrados nas figuras 5.4 e 5.5.

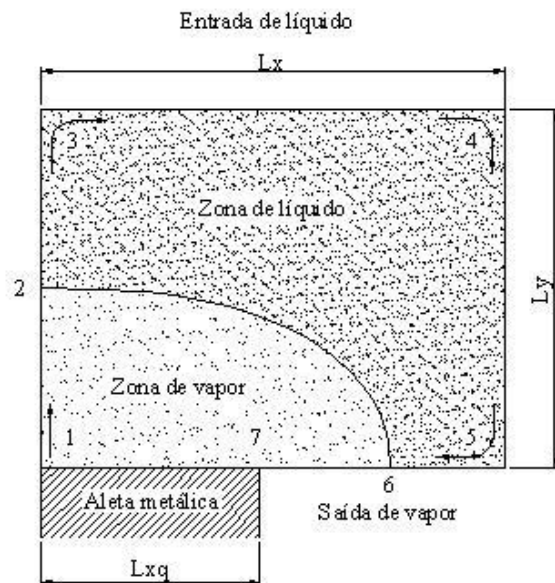


Figura 5.4 Contorno do domínio computacional.

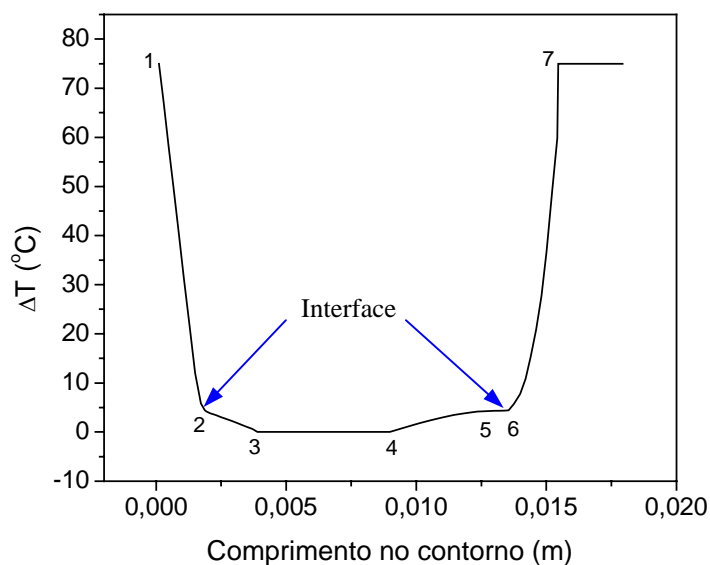


Figura 5.5 Distribuição de temperatura no contorno do elemento poroso ($\Delta T = T - T_i$).

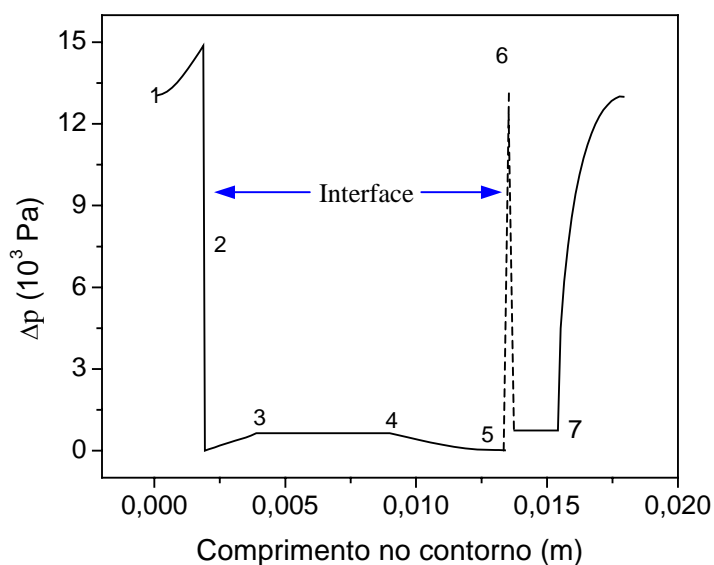


Figura 5.6 Distribuição de pressão no contorno do elemento poroso ($\Delta p = p - p_{ii}$).

A Figura 5.5 mostra a distribuição da diferença de temperatura entre a temperatura ao longo do contorno e a temperatura de equilíbrio na interface. Nota-se que, para este cenário, o gradiente de temperatura na região de vapor, representado no gráfico pelas linhas de (1) a (2) e de (6) a (7), atinge valores altos. Isto pode ser explicado, pois a região de vapor possui baixa condutividade térmica efetiva e a frente de vapor está em posição avançada em relação à interface do elemento poroso com a aleta, tornando alto o gradiente de temperatura nesta região. No caso da região de líquido, linhas de (2) a (3) e de (4) a (6), o gradiente de temperatura encontrado é pequeno devido ao maior valor da condutividade térmica efetiva e

ao baixo fluxo de calor que é conduzido nesta região. A interface de entrada de líquido no elemento poroso está representada pela linha (3) e (4) e de (6) a (7), a interface de saída do vapor. Entre os pontos (1) e (7) está localizado a interface entre a aleta metálica e o elemento poroso (ver Figura 5.4).

A Figura 5.6 mostra a distribuição da diferença de pressão entre a pressão ao longo do contorno e a pressão de equilíbrio do líquido na interface. Verifica-se uma diferença significativa da pressão através da interface líquido-vapor, pontos (2) e (6), que é igual à pressão de bombeamento capilar. Valores representativos da perda de carga nas regiões de líquido e vapor podem ser observados ao comparar-se os valores de pressão entre os pontos 3 e 2 (lado líquido) e os pontos 2 e 7 (lado vapor). Pode-se observar que a perda de carga na região de vapor é muito maior que na região de líquido. Isto se deve ao fato da viscosidade cinemática do vapor ser na ordem de 10^2 maior que a viscosidade cinemática do líquido ($\nu_v \gg \nu_l$, onde $\nu = \mu / \rho$). A perda de carga na região de vapor equivale a aproximadamente 95% do valor pressão capilar enquanto que a perda de carga na região do líquido equivale aos restantes 5% do valor da pressão capilar para a potência aplicada (q “) de 102000 W/m^2 . Neste trabalho a perda de carga no circuito do CPL foi mantida constante.

A pressão do vapor na superfície de saída do vapor (entre 6 e 7) é imposta como condição de contorno (equação 3.31) e permanece constante durante cada simulação. A pressão sobre a interface no ponto 6 apresenta um valor que fisicamente não é bem calculado por este modelo, representado na Figura 5.6 pela linha tracejada. Neste ponto, existe uma intersecção de três linhas com três pressões distintas: a pressão do vapor no lado vapor da interface, a pressão do líquido no lado líquido da interface e a pressão do vapor imposta na ranhura. O modelo de frente discreta necessitou de um aumento do refino da malha local nesta região para que este problema fosse minimizado. Tal refino de malha, porém, não elimina o problema de indeterminação desta pressão e a distorção dos valores nesta região é inevitável com o modelo utilizado. A forma correta de se tratar este problema seria aplicando as equações completas para o transporte de massa no meio insaturado (modelo de frente homogênea) nesta região. Isto é deixado como recomendação para trabalhos futuros. Ressalta-se, finalmente, que a indeterminação do valor de pressão neste ponto sobre o contorno não interfere nas conclusões obtidas neste trabalho.

A seguir, apresenta-se a variação do fluxo de massa e da posição da interface para diferentes valores de fluxo de calor. A Figura 5.7 mostra que o fluxo de massa aumenta com o aumento do fluxo de calor aplicado (q “), de forma quase linear.

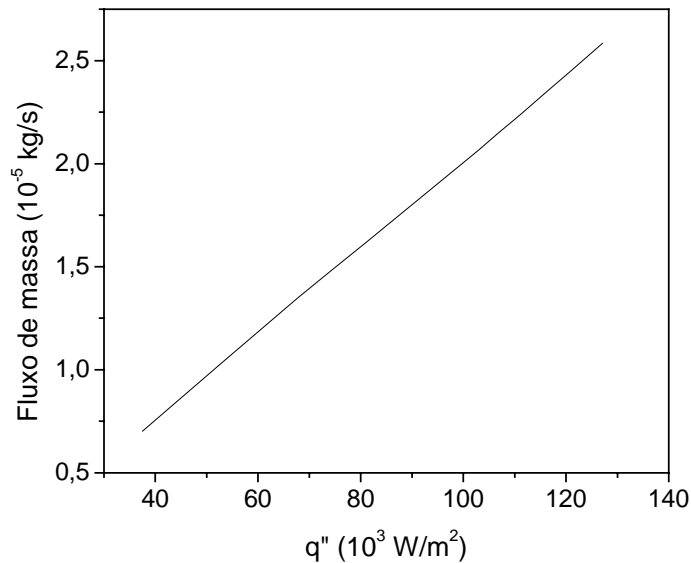


Figura 5.7 Curva de Fluxo de massa pela Potência aplicada.

O aumento do fluxo de calor aplicado causa uma maior evaporação na interface líquido-vapor, o que corresponde a um maior fluxo de massa de líquido na interface. Esta variação do fluxo de calor, além de promover a variação do fluxo de massa, causa o deslocamento da frente (ver Figura 5.8). Quando há um aumento no fluxo de calor, as condições de equilíbrio se alteram. Há a necessidade de uma maior quantidade de líquido chegando na interface, como o potencial capilar foi mantido constante ao longo da interface líquido-vapor, o aumento do fluxo de líquido que entra na interface é conseguido com um aumento da superfície de evaporação, obtido com um deslocamento da interface líquido-vapor. Outra variável importante é a perda de carga no interior do elemento poroso, tanto na região de vapor quanto na região de líquido. A posição onde a frente se encontra pode favorecer ou prejudicar o fluxo de massa, como função da perda de carga resultante na região de vapor e na região de líquido. Neste caso, o avanço da frente de evaporação faz com que a perda de carga resultante no elemento poroso aumente, aumentando também a área da frente de evaporação. Para cada condição de fluxo de calor há uma posição da frente onde o equilíbrio mecânico e termodinâmico é alcançado. No limite do colapso, o potencial de bombeamento capilar não é capaz de vencer a perda de carga resultante no interior do elemento poroso, causando a diminuição do fluxo de massa e a perda da capacidade de transferir calor.

De acordo com a Figura 5.8(a), para pequenas potências, a frente de evaporação mantém-se próxima à interface entre a aleta e o elemento poroso e o nível de aquecimento nesta interface mantém-se pequeno. Com a frente de evaporação em posição mais avançada, como mostrado na Figura 5.8(b), o aquecimento na interface aleta-elemento poroso se torna extremamente alto.

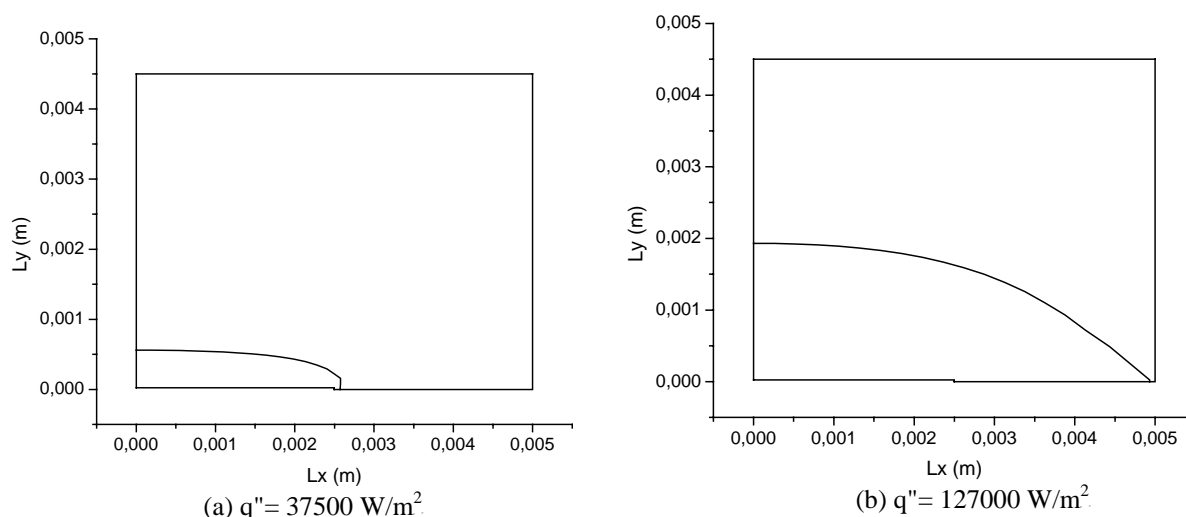


Figura 5.8 Posição da interface líquido-vapor referente ao calor aplicado.

Como será discutido posteriormente, este aquecimento excessivo não é adequado para o funcionamento de uma bomba capilar, que tem o propósito de transportar calor entre duas fontes com pequena diferença de temperatura. Porém, mostra-se neste trabalho, que mesmo nestas situações limites, como mostrado na Figura 5.8(b), as quais poderiam ocorrer em uma sobrecarga térmica durante o funcionamento da bomba, esta não entraria em colapso no limite capilar.

Na Figura 5.9, mostra-se a diferença de temperatura entre a interface da aleta metálica e o canal de líquido, em função do fluxo de calor aplicado. Nota-se que, a diferença de temperatura aumenta com o aumento da potência aplicada. Isto é devido ao avanço da frente de evaporação no elemento poroso, que causa o aumento do gradiente de temperatura na região de vapor.

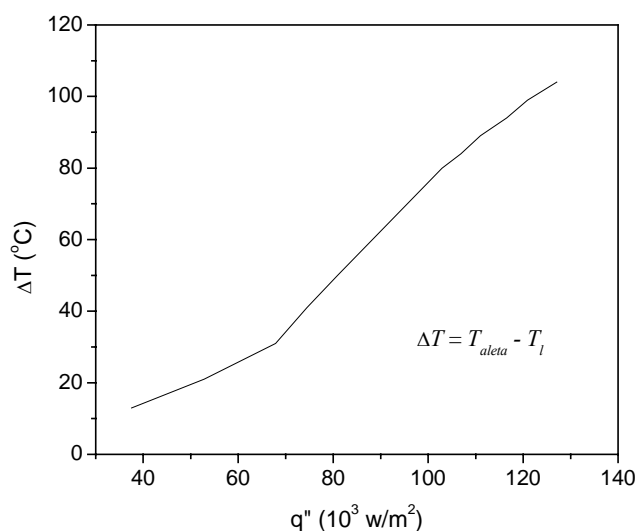


Figura 5.9 Diferença de temperatura em função do fluxo de calor aplicado.

O aquecimento em excesso do líquido no canal de alimentação não é recomendado, pois limita o desempenho da bomba capilar, devido ao limite de ebulição no canal de líquido, e inviabiliza o projeto de um CPL.

Note que a frente de evaporação (ver Figura 5.8 e Figura 5.15) obtida por este método possui uma forma similar à encontrada por Figus et al. (1996), apesar das diferenças no tratamento do problema.

A Figura 5.10 mostra os vetores velocidade no interior do elemento poroso para potência aplicada de 127000 W/m^2 . Nota-se que a velocidade do vapor é superior à velocidade do líquido no interior do elemento poroso e aumenta com a proximidade com a interface de saída do elemento poroso com a ranhura. Ressalta-se que o escoamento do vapor nas regiões de velocidade alta ainda pode ser considerado incompressível.

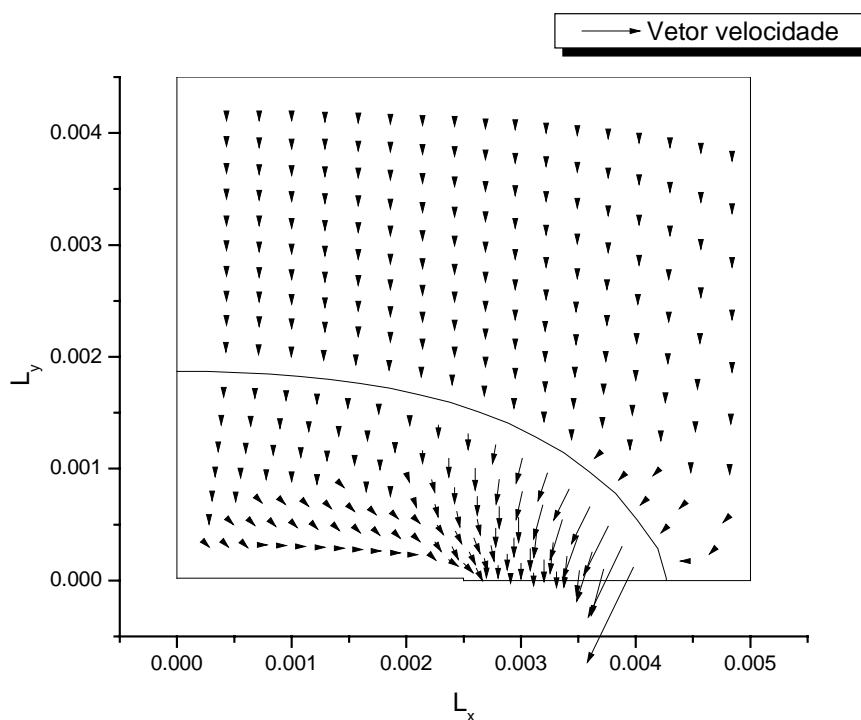


Figura 5.10 Vetores velocidade no interior do elemento poroso.

A seguir, realiza-se algumas análises da influência de parâmetros da bomba capilar no fluxo de calor máximo limite.

5.4. Influência da espessura do elemento poroso

A espessura do elemento poroso é importante para o desempenho do evaporador capilar. A Figura 5.11 mostra a influência da espessura do elemento poroso sobre os fluxos de calor que são conduzidos pela região de vapor (q'') e região de líquido (q''_{liq}) no interior do elemento. O aumento da espessura reduz a capacidade de transporte de calor do elemento poroso. Isto é observado devido a redução do fluxo de massa, mostrado na Figura 5.12, causado pelo aumento da perda de carga no elemento poroso. Com a redução do fluxo de massa máximo, há a redução do fluxo de calor máximo, devido à redução da vazão de líquido que chega a interface de evaporação no interior do elemento poroso.

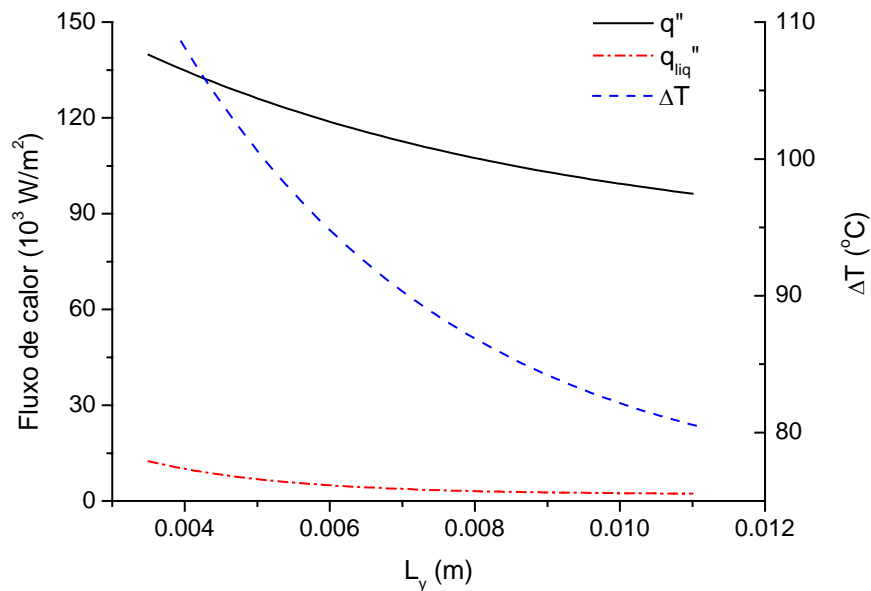


Figura 5.11 Fluxos de calor e grau de superaquecimento para diferentes espessuras de elemento poroso.

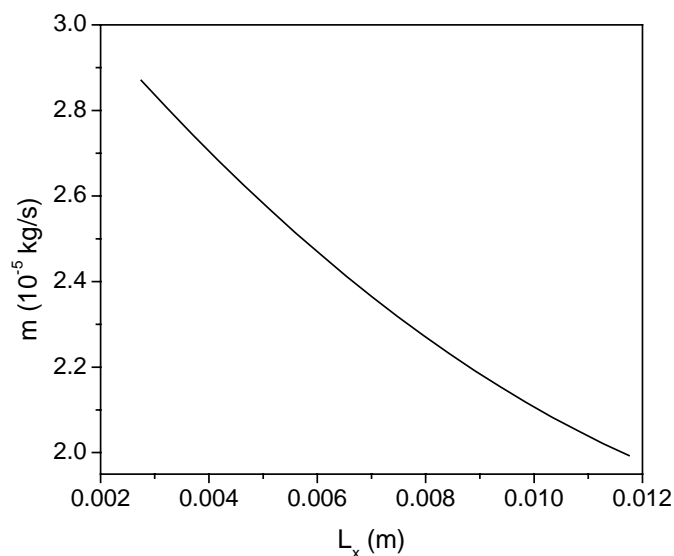


Figura 5.12 Fluxo de massa para diferentes espessuras de elemento poroso.

Da Figura 5.12, observa-se que, com o aumentando da espessura do elemento poroso de 0,0035 m para 0,011 m, ocorre uma queda de 27% no fluxo de massa máximo e, conseqüentemente, uma queda de 32% no fluxo de calor máximo transportado. Em contrapartida, foi observado também uma queda significativa na fuga de calor para o canal de alimentação, da ordem de 83%. A redução da fuga de calor pela região de líquido reduz a perda do sub-resfriamento ou aquecimento do líquido no canal de alimentação. O líquido que chega ao elemento poroso deve se manter abaixo da temperatura de saturação, evitando assim a formação de bolhas de vapor (limite de ebulição), o que poderia causar a obstrução da passagem do líquido e conseqüente colapso do evaporador capilar.

Como conseqüência do aumento da espessura do elemento poroso, há a redução do fluxo de calor e aumento da resistência térmica, o que explica a redução do ΔT (ver Figura 5.11), onde ΔT é a diferença de temperatura existente entre a interface de contato da aleta e elemento poroso e a interface do elemento poroso com o canal de alimentação. Nota-se que o ΔT calculado é extremamente alto para a aplicação sugerida, o que significa que, para estas aplicações, o fluxo máximo de operação normal deveria ser escolhido de forma que a frente de evaporação se estabilize na interface do elemento poroso com a ranhura e não no interior do elemento poroso. Esta condição de operação normal não será analisada aqui. Apenas a condição de operação limite, com a interface estabilizada no interior do elemento poroso, é foco deste trabalho.

Na Figura 5.12, verifica-se que o fluxo de massa máximo que o elemento poroso consegue bombear diminui com o aumento da espessura. Entretanto, para um mesmo fluxo de calor aplicado, nota-se que o aumento da espessura não significa necessariamente uma queda no fluxo de massa, como observado na Figura 5.13. O fluxo de massa na realidade aumenta, pois, com o aumento da espessura, a perda de carga na região de líquido aumenta e a posição de equilíbrio da interface líquido-vapor se altera, aumentando a área de evaporação da frente (A_i), o que garante uma maior quantidade de calor absorvida por mudança de fase do líquido e uma menor fuga de calor para o canal de líquido (ver Figura 5.14). Isto pode ser visto na Figura 5.15, onde são mostradas algumas posições da interface líquido-vapor para a mesma potência aplicada. Observa-se que a frente avança mais horizontalmente para valores maiores de espessura.

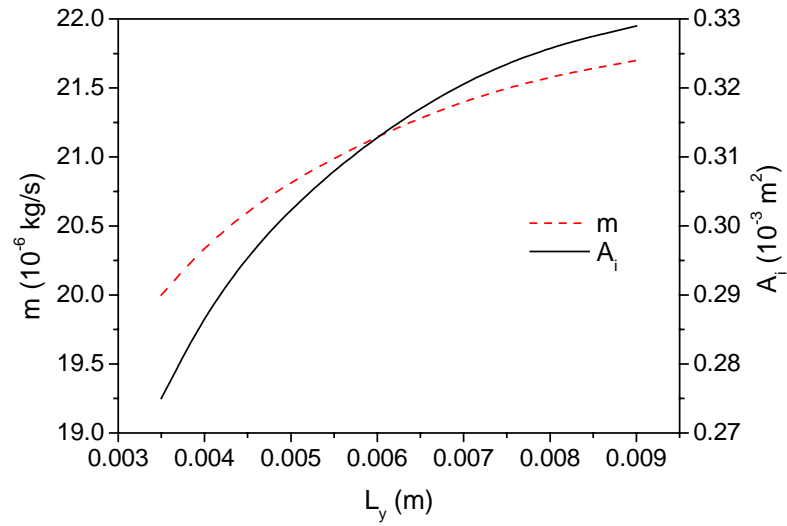


Figura 5.13 Fluxo de massa e área da interface líquido-vapor para diferentes espessuras de elemento poroso, q''= 102500 W/m².

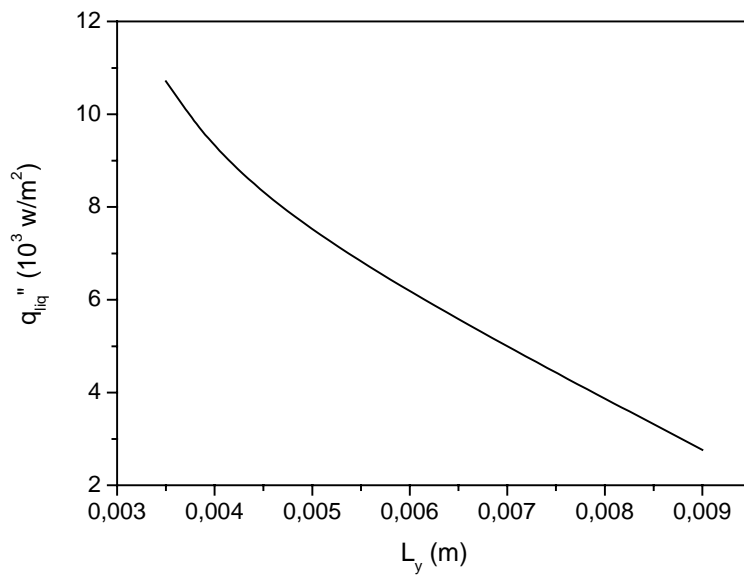


Figura 5.14 Fluxo de calor de fuga para o canal de alimentação para diferentes espessuras de elemento poroso, q''= 102500 W/m².

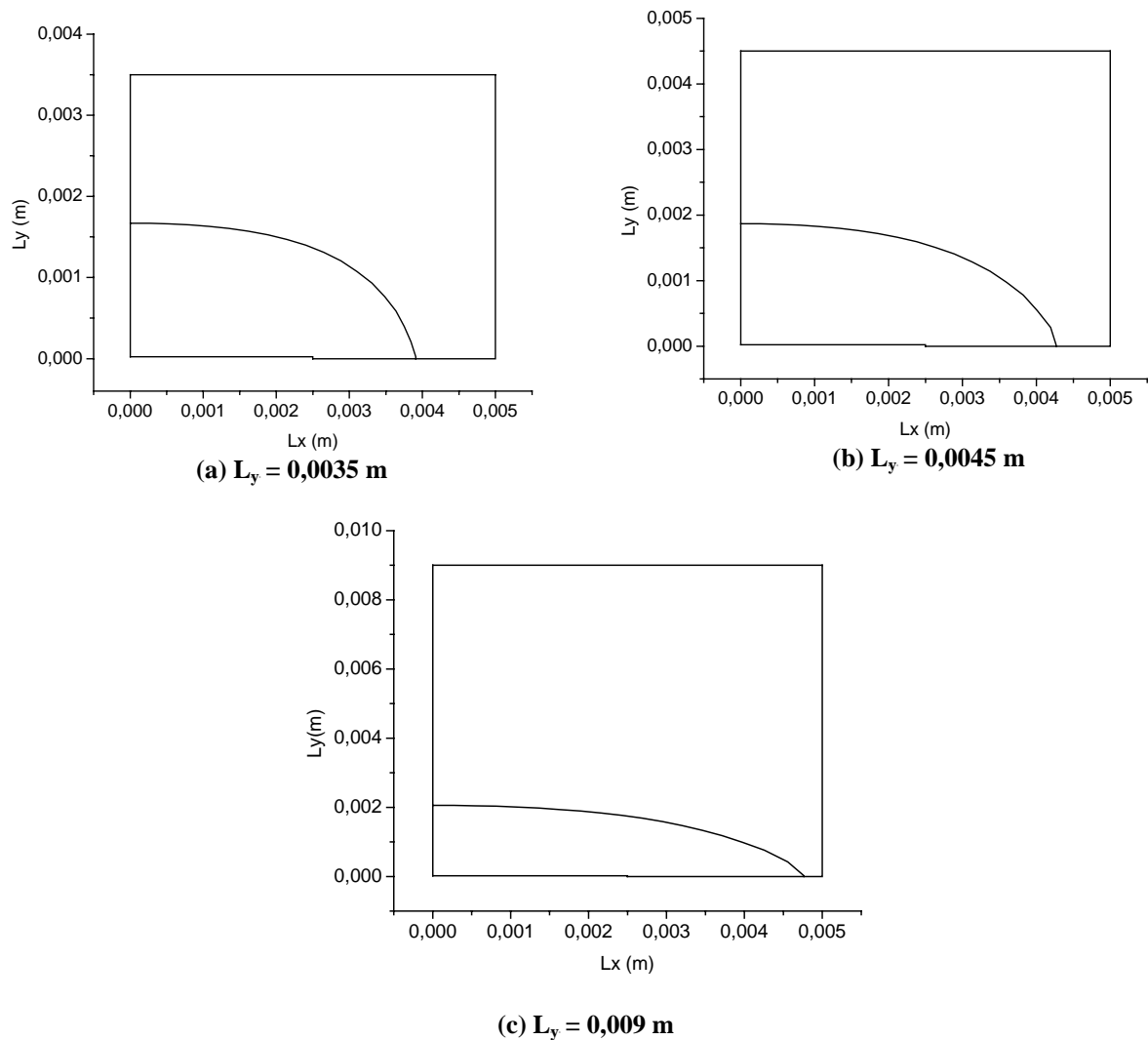


Figura 5.15 Posição da frente para diferentes espessuras ($q'' = 102500 \text{ W/m}^2$).

Em termos da aplicação, pode-se dizer que para cada aplicação podemos sugerir a espessura adequada, ou seja, se for preciso transportar uma potência de 100000 W/m^2 o elemento poroso poderia ser fabricado com uma espessura de $0,009 \text{ m}$, mantendo as outras características mostradas na Tabela 5.6 inalteradas. Este elemento garantiria o transporte do calor aplicado e reduziria ao máximo a probabilidade do líquido evaporar no canal de líquido. Para elementos porosos fabricados com material com alta condutividade térmica, o fluxo de calor que chega ao canal de líquido deve ser minimizado, como é o caso do elemento poroso de níquel sinterizado. Em base nestes resultados, pode-se justificar a seleção de um elemento poroso mais espesso.

5.5. Influência da área efetiva de troca de calor (L_{xq})

O fluxo máximo de calor transportado pelo elemento poroso se altera com a variação da largura da aleta metálica que está em contato com o elemento poroso, conforme mostrado na Tabela 5.7. Nota-se que a largura da aleta metálica (L_{xq}) e a largura da ranhura ($L_x - L_{xq}$) devem ter aproximadamente a mesma dimensão, ou seja, L_{xq} deve ter um valor próximo da metade do valor da largura da secção do elemento poroso (L_x). Desta forma, o fluxo de calor máximo transportado se maximiza, assim como o fluxo de massa, evitando um superaquecimento demasiado na interface entre a aleta e o elemento poroso (ver Tabela 5.7), permitindo uma abertura adequada para a fuga do vapor gerado na interface líquido-vapor em direção à ranhura e também minimizando o fluxo de calor conduzido ao canal de líquido, devido à forma da frente de evaporação.

Com a redução de L_{xq} , a frente de evaporação se aproxima da forma cilíndrica e a interface fica mais próxima do canal de líquido, o que causa o rompimento da frente com baixas potências e aumenta o fluxo de calor conduzido na região de líquido. Neste cenário o fluxo de calor que chega ao elemento poroso fica concentrado em uma pequena área, causando um alto grau de aquecimento próximo à aleta. Com o aumento de L_{xq} , melhora-se a distribuição do fluxo de calor que chega ao elemento poroso, diminuindo o superaquecimento próximo à aleta e diminuindo a fuga de calor para o canal de alimentação, o que pode ser explicado pela forma da interface líquido-vapor. Quanto maior L_{xq} , mais plana é a interface líquido-vapor e maior é a distância entre a interface e o canal de líquido. Outro ponto importante é a área de passagem do vapor para a ranhura. Neste caso um aumento de L_{xq} diminui a passagem de saída do vapor, restringindo o fluxo de massa de vapor para a ranhura, limitando o funcionamento do evaporador.

Tabela 5.7 Fluxos de calor e massa com variação de L_{xq} .

$L_y = 0,0045$	$L_{xq} (m)$	$q'' (W/m^2)$	$q''_{liq} (W/m^2)$	$\dot{M} (kg/s)$	$\Delta T (^\circ C)$
$k = 1e-13$	0,0015	126766	8793	$2,56 \cdot 10^{-05}$	149,5
	0,0025	130613	7984	$2,66 \cdot 10^{-05}$	101,4
	0,0034	126398	7010	$2,59 \cdot 10^{-05}$	61,5

Nota-se que, quando reduzida as dimensões da ranhura, o fluxo de vapor pela ranhura também é dificultado. Neste caso, o fluxo de vapor atinge velocidades mais altas aumentando a perda de carga nesta região. Também é possível que, com a velocidade atingida pelo fluxo de vapor, possa ser atingido o limite sônico, o que causaria prejuízo no funcionamento da bomba capilar.

5.6. Influência da permeabilidade de saturação

A permeabilidade de saturação, como visto anteriormente, é uma propriedade somente do elemento poroso e se mostrou muito importante em seu desempenho. Neste trabalho esta propriedade foi alterada preservando-se o mesmo valor do diâmetro de poro. Os resultados mostram a influência direta da permeabilidade de saturação no fluxo de massa máximo, pois age diretamente a perda de carga no interior do elemento poroso. Observa-se que com a redução da permeabilidade de saturação na ordem de 80%, o fluxo de massa máximo diminui significativamente, em 82%, como mostrado na Figura 5.16.

A Figura 5.17 mostra que o fluxo de calor transportado também se reduz com a redução da permeabilidade de saturação, na ordem de 76%. A explicação da perda da capacidade de transportar calor está na redução do fluxo de massa decorrente da redução da permeabilidade. Há uma quantidade menor de líquido suprindo a interface de evaporação, ou seja, há uma menor quantidade de líquido absorvendo calor através da mudança de fase.

Ainda na Figura 5.17, nota-se que, com a diminuição da permeabilidade, a nova condição de perda de carga deixa a interface líquido-vapor em posição sensivelmente mais avançada. Esta diferença na posição da interface líquido-vapor influencia diretamente na fuga de calor que ocorre em direção ao canal de alimentação, que sofre um aumento de 10%.

Altos valores para a permeabilidade de saturação melhoram o desempenho do elemento poroso. A frente de evaporação se mantém próximo à interface da aleta com o elemento poroso, mesmo para altas potências aplicadas, devido à maior quantidade de líquido que chega a interface, permitindo que a parcela do calor aplicado que é absorvido pela evaporação do líquido seja maximizada.

Os gradientes de temperatura, apresentados na Figura 5.17, mostram que o superaquecimento que ocorre no limite do colapso da bomba capilar é menor para baixos valores de permeabilidade de saturação, o que é explicado pela condição de menor carga aplicada em que este elemento poroso trabalha. Os menores valores de permeabilidade de saturação implicam em elementos porosos com maior resistência hidráulica e limitam o fluxo de massa no elemento poroso, causando o colapso prematuro do evaporador capilar.

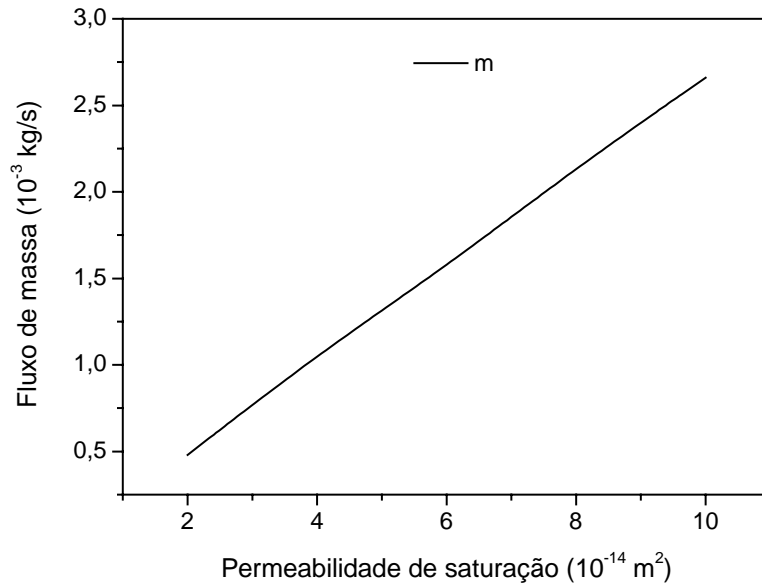


Figura 5.16 Fluxo de massa para diferentes valores de permeabilidades de saturação.

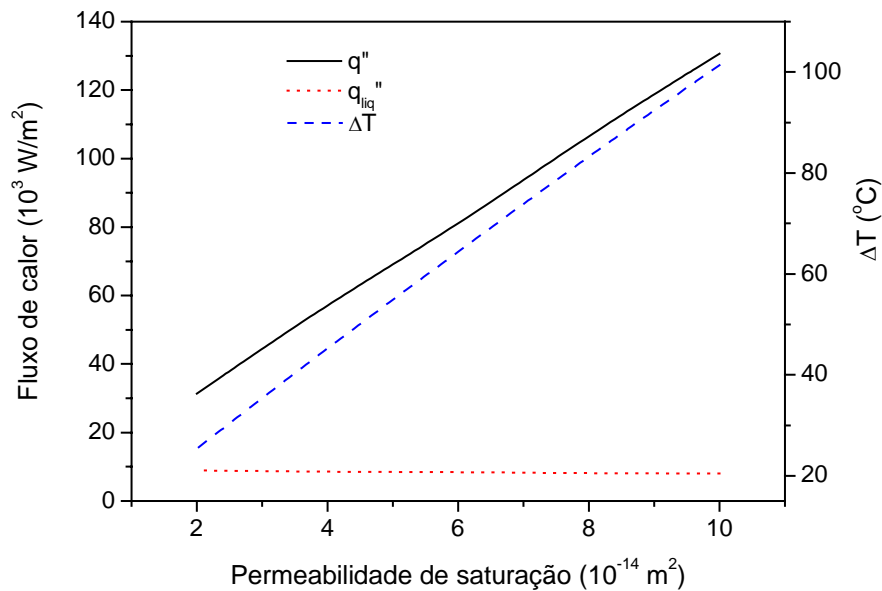


Figura 5.17 Fluxos de calor para diferentes valores de permeabilidades de saturação.

As análises feitas com a variação das propriedades físicas do elemento poroso não levaram em consideração a influência que uma exerce sobre a outra. A permeabilidade de saturação atua diretamente no fluxo de massa que atravessa o elemento poroso, ver equação (4.33) (4.34) e, assim, valores altos de permeabilidade de saturação são desejados. Em contrapartida, sabe-se que a permeabilidade está diretamente ligada ao tamanho de poro, e, em geral, permeabilidades maiores são obtidas com poros maiores (ver equação (3.12)). Porém, poros maiores reduzem o potencial de bombeamento do elemento poroso. Esta relação entre distribuição de tamanho de poros, potencial capilar e permeabilidade de saturação não

foi analisada neste trabalho. Isto poderia ser analisado com as funções sugeridas para o potencial capilar na seção 3.3.1, e é deixado como recomendação para trabalhos futuros.

5.7. Influência do grau de subresfriamento do líquido no canal de alimentação

O subresfriamento do líquido no canal de alimentação foi estudado para que se verificasse a importância desta no desempenho da bomba capilar. Na Tabela 5.8, mostram-se os resultados obtidos alterando o grau de subresfriamento do líquido que entra no elemento poroso. Neste primeiro caso manteve-se a pressão do líquido constante, o que pode ser observado através da temperatura de saturação do líquido de entrada que permanece em 19°C. A temperatura do líquido que entra no elemento poroso é feita variar sem que se altere a pressão do líquido. É observado que a temperatura de operação do CPL permanece inalterada, o que indica que a pressão de operação não se altera também. A temperatura de operação do CPL é equivalente à temperatura de saturação do fluido na interface líquido-vapor, que praticamente não se altera nas três simulações feitas. Um aumento no grau de subresfriamento aumenta o calor máximo aplicado. Isso ocorre devido à possibilidade de aumento na fuga calor conduzido para o canal de líquido. Este aumento está relacionado a maior capacidade do líquido que chega ao elemento poroso em absorver calor sem que haja a mudança de fase. Nota-se que para estas condições a variação da temperatura de subresfriamento não causa uma variação sensível no fluxo de massa máximo. Ainda na Tabela 5.8, o grau de superaquecimento aumenta com o aumento do grau de subresfriamento, devido ao aumento do calor máximo aplicado ao evaporador.

Tabela 5.8 Resultados obtidos para diferentes valores de ΔT_{sub} (T_l variável).

T_i (°C)	T_l (°C)	ΔT_{sub} (°C)	q'' (W/m ²)	q''_{liq} (W/m ²)	\dot{M} (kg/s)	ΔT (°C)
19,5	17	2	126890	4518	$2,66 \cdot 10^{-05}$	99,5
19,5	15	4	130613	7984	$2,66 \cdot 10^{-05}$	101,4
19,5	13	6	134485	11619	$2,65 \cdot 10^{-05}$	105,5

O subresfriamento pode também ser alterado sem que a temperatura do líquido de entrada se altere. Isto é possível mudando-se as condições de operação da bomba capilar. Segundo a Tabela 5.9, o aumento do subresfriamento, nesta condição, promove um aumento na capacidade do elemento poroso em transportar calor, não somente devido ao aumento do calor que atravessa para o canal de alimentação, mas principalmente, devido ao aumento do fluxo de massa máximo. A pressão do líquido na entrada do elemento poroso não permanece a mesma nas três simulações propostas. Em cada caso, ela é alterada em função da alteração

da temperatura de saturação. A temperatura e a pressão de operação do CPL se alteram, pois, nesta análise, a temperatura de saturação calculada para a interface líquido-vapor se modifica de acordo com a posição da interface, de forma a satisfazer as condições de equilíbrio térmico e mecânico na interface. O superaquecimento obtido está relacionado ao aumento do fluxo de calor máximo aplicado.

Tabela 5.9 Resultados obtidos para diferentes valores de ΔT_{sub} (T_l constante).

T_i (°C)	T_l (°C)	ΔT_{sub} (°C)	q'' (W/m ²)	q''_{liq} (W/m ²)	\dot{M} (kg/s)	ΔT (°C)
17,6	15	2	126257	4678	$2,64 \cdot 10^{-05}$	99,4
19,5	15	4	130613	7984	$2,66 \cdot 10^{-05}$	101,4
21,5	15	6	135772	11472	$2,70 \cdot 10^{-05}$	106,5

Em resumo, a análise do efeito da variação da temperatura de subresfriamento na entrada do líquido, mostrou que o principal benefício do aumento do subresfriamento é garantir a não formação de bolha no canal de líquido, e não representa ganho significativo no desempenho da bomba capilar.

5.8. Influência do raio efetivo de poro

A pressão de bombeamento capilar depende da tensão superficial (σ) e do raio de poro. Na Tabela 5.10, mostra-se que o fluxo de calor máximo aplicado ao evaporador capilar decresce com o aumento do raio médio de poro. O raio de poro é inversamente relacionado ao potencial de bombeamento do elemento poroso. A pressão capilar existente na interface líquido-vapor diminui com o aumento do raio médio de poro [ver equação (3.1)]. Reduzindo a pressão capilar, que promove a circulação do fluido de trabalho, o fluxo de massa máximo também se reduz, diminuindo a capacidade do evaporador em transferir calor. Aumentando em duas vezes o raio médio de poro a pressão capilar diminui à metade de seu valor, mas o fluxo de massa máximo se reduz em 68% e o fluxo de calor máximo aplicado em 64%. O grau de superaquecimento diminui devido à queda do fluxo de calor.

Tabela 5.10 Resultados obtidos com diferentes valores de raio de poro.

Raio do poro (m)	P_c (Pa)	q'' (W/m ²)	q''_{liq} (W/m ²)	\dot{M} (kg/s)	ΔT (°C)
$3,0 \cdot 10^{-06}$	14933	130613	7984	$2,66 \cdot 10^{-05}$	101,4
$5,0 \cdot 10^{-06}$	8960	81260	8082	$1,59 \cdot 10^{-05}$	64,7
$9,0 \cdot 10^{-06}$	4978	46784	8124	$0,84 \cdot 10^{-05}$	37,8

Nos resultados apresentados pela Tabela 5.10, vale ressaltar que o raio médio de poro foi alterado afetando apenas a pressão capilar, permanecendo constante as outras propriedades. A pressão capilar se reduz na mesma proporção que o raio do poro aumenta,

diminuindo o fluxo de massa e reduzindo o desempenho do evaporador capilar, já a permeabilidade de saturação aumenta proporcionalmente com o quadrado do raio do poro, aumentando o fluxo de massa. Note que estas duas propriedades atuam de forma contrária quando se altera o raio de poro. A influência desta relação, como citado anteriormente, é deixada como recomendação para trabalhos futuros.

5.9. Influência do material da matriz sólida

Nesta seção analisa-se o comportamento termofísico e fluidodinâmico de elementos porosos fabricados de aço inox e cerâmica. Esta análise teve como objetivo verificar o desempenho do elemento poroso fabricado com materiais de diferentes condutividades e propriedades termofísicas. A Tabela 5.12 mostra os resultados obtidos com elementos porosos fabricados de aço inox e a Tabela 5.13 mostra os resultados obtidos com elementos porosos fabricados de material cerâmico. As propriedades do elemento poroso de aço inox e de cerâmica estão apresentadas na Tabela 5.10. Nota-se que o raio de poro efetivo se modifica como resultado da geometria dos grãos que formam os pós precursores e dos parâmetros do processo de sinterização dos elementos porosos. Com isto, modifica-se também os valores medidos de permeabilidade de saturação, de acordo com a discussão já feita acima. As propriedades e características do material cerâmico são discutidas por Reimbrecht (2002).

Tabela 5.11 Propriedades dos elementos porosos fabricados de aço inox e material cerâmico.

	<i>Aço inox</i>	<i>Cerâmica</i>
$k_{sat} (m^2)$	$5,0 \cdot 10^{-14}$	$2,6 \cdot 10^{-14}$
$r (m)$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$
$\lambda_{ev} (W/mK)$	0,51	0,22
$\lambda_{el} (W/mK)$	2,39	1,43

O mesmo critério de colapso aplicado ao elemento poroso fabricado de níquel sinterizado foi aplicado aos elementos porosos fabricados de aço inox e material cerâmico. Nas Tabela 5.12 e Tabela 5.13, os números 1 e 2 representam os resultados dos fluxos de calor e massa logo após a formação da frente de evaporação no interior do elemento poroso e os resultados dos fluxos de calor e massa no colapso, respectivamente.

Na simulação de colapso por limite capilar, verificou-se que a temperatura de superaquecimento é muito alta, principalmente para o elemento poroso fabricado de material cerâmico. Neste caso é provável que o limite capilar não seja o motivo de colapso da bomba capilar. Nestes elementos porosos devem ser estudados os outros limites de operação como o limite de ebulição, limite sônico, etc. Nos elementos porosos fabricados de níquel sinterizado,

o limite capilar pode ser um dos limites de operação, mas recomenda-se também o estudo da ocorrência dos outros limites de operação.

Tabela 5.12 Resultados obtidos com elementos porosos fabricados de aço inox.

	$q'' (W/m^2)$	$q''_{liq} (W/m^2)$	$\dot{M} (kg/s)$	$\Delta T (^\circ C)$
1	32840	2268	$0,66 \cdot 10^{-05}$	45,0
2	109063	3100	$2,30 \cdot 10^{-05}$	444,0

Tabela 5.13 Resultados obtidos com elementos porosos fabricados de material cerâmico.

	$q'' (W/m^2)$	$q''_{liq} (W/m^2)$	$\dot{M} (kg/s)$	$\Delta T (^\circ C)$
1	69817	2735	$0,73 \cdot 10^{-05}$	124,0
2	161548	3674	$1,71 \cdot 10^{-05}$	704,0

CAPÍTULO VI

6. Conclusões e Recomendações

Neste estudo analisou-se o comportamento térmico e fluidodinâmico do elemento poroso de bombas capilares que utilizam elementos porosos de níquel sinterizado como estrutura capilar. A existência de uma frente discreta de evaporação foi admitida no interior do elemento poroso e esta foi feita avançar com o aumento do fluxo de calor aplicado. Os efeitos da capilaridade são considerados na interface líquido-vapor, assim como o equilíbrio mecânico e termodinâmico. Este procedimento tem como objetivo determinar o limite capilar da estrutura porosa, com o aumento do fluxo de calor aplicado, para diferentes projetos de elementos porosos.

A partir dos resultados obtidos neste trabalho pode-se elaborar as seguintes conclusões:

1. O modelo numérico apresentou resultados satisfatórios em relação ao comportamento térmico e fluidodinâmico do elemento poroso, identificando a posição de equilíbrio, a temperatura, as pressões das fases, e os fluxos de calor e massa na interface líquido-vapor. A região onde a interface toca a face de contato com a ranhura apresenta uma indeterminação para este modelo, a qual pode ser removida com o uso de um modelo homogêneo para a transferência de calor e massa em meios insaturados.
 2. A frente de evaporação encontrada neste trabalho possui forma similar à frente encontrada por Figus et al. (1996), apesar das diferenças no tratamento do problema, como o equilíbrio termodinâmica com a presença da pressão capilar.
 3. O aumento da espessura do elemento poroso aumenta a resistência hidráulica e reduz a capacidade de transporte de calor da bomba capilar. Entretanto, há uma menor fuga de calor para o canal de alimentação, preservando o subresfriamento requerido para uma operação estável do sistema.
 4. Altos valores para permeabilidade de saturação, mantendo a pressão de bombeamento capilar constante, melhoram o desempenho da bomba capilar. Os resultados mostram que o fluxo de massa e o fluxo de calor transferido aumentam significativamente com o aumento desta.
 5. O aumento do subresfriamento do líquido não representa ganho significativo na capacidade de transferência de calor. Porém, este é recomendado porque auxilia
-

na prevenção da formação de bolhas de vapor e eventual colapso da bomba capilar pelo limite de ebulição.

6. A largura da aleta deve ter aproximadamente a mesma dimensão da largura da ranhura na estrutura metálica. Desta forma, o desempenho da bomba capilar é maximizado, preservando consideravelmente o subresfriamento do líquido no canal de alimentação.
7. A pressão de bombeamento capilar, que o elemento poroso desenvolve, diminui com o aumento do raio de poro, diminuindo também o fluxo de massa e, conseqüentemente, o fluxo de calor máximo transferido pela bomba capilar. Observa-se que poros com raio pequeno resultam em um melhor desempenho da bomba capilar. A influência do tamanho de poros na permeabilidade de saturação não é discutida neste trabalho.

Outras conclusões de caráter geral e recomendações para trabalhos futuros são:

1. As análises dos resultados encontrados, utilizando níquel sinterizado como material da estrutura porosa, mostram caminhos a serem seguidos na confecção de elementos poroso que garantam um funcionamento seguro da bomba capilar em relação ao limite capilar, o que dependeria apenas da potência a ser transferida. A validação dos resultados é possível com a fabricação de um elemento poroso, para uma aplicação definida, seguindo as sugestões apresentadas neste trabalho, e verificando seu comportamento e seu desempenho.
 2. A avaliação do desempenho do evaporador capilar acoplado ao circuito de bombeamento capilar pode ser conduzida considerando a influência da variação da perda de carga no CPL em função da variação do fluxo de massa junto com o modelo para o elemento poroso. Nesta avaliação, as pressões colocadas como condições de contorno no elemento poroso variam de acordo com o fluxo de calor aplicado.
 3. Sabe-se que a distribuição de raio de poro altera os valores de permeabilidade de saturação, pressão capilar, porosidade e condutividade térmica efetiva de um meio poroso. O efeito conjunto da variação da distribuição de tamanho de poros nas propriedades termo-fluidodinâmicas do meio poroso pode ser analisado a partir de um modelo que determine estas propriedades a partir da curva de
-

distribuição de tamanho de poros e outras informações topológicas da matriz porosa. Este modelo poderia então ser adicionado ao modelo de transferência de calor e massa e com isto se poderia verificar de uma forma mais global o efeito das variáveis de processamento do elemento poroso no desempenho da bomba capilar.

4. Alguns aspectos da transferência de calor e massa no elemento poroso não podem ser analisados utilizando-se modelos de frente discreta como o utilizado neste trabalho. Entre estes, estão a condição na interface tripla onde a interface de evaporação atinge a superfície da ranhura. Nesta região existe a necessidade de aplicação de um modelo homogêneo, que permita determinar gradientes contínuos de fração de líquido e vapor no elemento poroso. Outro aspecto que não pode ser analisado com modelos de frente discreta é o reatamento da interface de evaporação com a superfície da aleta quando o fluxo de calor aplicado é reduzido. Esta modelagem requer a aplicação de uma condição termodinâmica de colapso das cavidades ocupadas pelo vapor, que é uma condição provavelmente metaestável, e um modelo local para a transferência de calor na matriz sólida.
 5. Neste trabalho verifica-se o rompimento da frente de evaporação somente devido ao limite capilar. Outros estudos devem ser desenvolvidos para analisar o efeito dos outros limites de operação da bomba capilar, em especial, o limite de ebulição e sua relação com o grau de subresfriamento no canal de líquido e com o fluxo de calor aplicado na bomba capilar.
-

Referências Bibliográficas

1. Baumann, J. e Rawal, S, 2001, Viability of Loop Heat Pipes for Space Solar Power Applications. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001-3078.
 2. Bear, J., 1988, Dynamics of Fluids in Porous Media, Dover.
 3. Cao, Y. E Faghri, A., 1994, Analytical Solution of Flow and Heat Transfer in a Porous Structure with Partial Heating and Evaporation on the Upper Surface, Int. J. Heat Mass Transfer, vol 37, pp 1525 - 1533.
 4. Camargo, H. V. R., Bazzo, E., Santos, G. M. Dos, Silva, A. F. C. da, 1998, Comportamento Térmico do Líquido de Alimentação em Bombas Capilares, 7th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences, Rio de Janeiro, Brasil, vol I, pg. 597 – 603.
 5. Carey, V. P., 1992, Liquid-vapor Phase-change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Process in Heat Transfer Equipment, Series in Chemical and Mechanical Engineering, pg. 138 – 140.
 6. Damasceno Ferreira, L. S. e Prata, A. T., 1988, Estudo Comparativo entre dois Modelos para a Transferência de Calor e Massa em Meios Porosos não Saturados, Rev. Br. Ciências Mecânicas, vol 10, pp 251 - 271.
 7. Dullien, F. A. L., 1992, Porous Media: Fluids Transport and Pore Structure, Second Edition, Academic.
 8. Fand, R. M., Kim, B. Y. K., Lam, A. C. C., Phan, R. T., 1987, Journal of Fluids Engineering, vol 109, pp 268 – 274.
 9. Figus, C., Bories, S. And Prat, M., 1996, Investigation and Analysis of Porous Evaporator for a Capillary Pump Loop, Eng. Systems Design and Analysis, vol 6.
 10. Figus, C., Bray, Y. Le, Bories, S., Prat, M., 1999, Heat and Mass Transfer with phase change in a porous structure partially heated: Continuum Model and Pore Network Simulation, Int. J. Of Heat and Mass Transfer, vol 42, pp 2557 – 2569.
 11. Gray, W. G., 1983, General Conservation Equations for Multi-Phase Systems: 4. Constitutive Theory Including Phase Change, Adv. Water Resour., 6, 130 – 140.
 12. Hadley, G. R., 1986, Thermal Conductivity of Packed Metal Powders, Int. J. Heat Mass Transfer, 29, 909 – 920.
 13. Hanamura, K. and Kaviany, M., 1995, Propagation of Condensation Front in Stem Injection into Dry Porous Media, Int. J. Heat Mass Transfer, 38, 1377 – 1386.
-

14. Heinen, L., Bazzo, E., Nogoseke, M., Junkes, M. N., Riehl, R. R., 2002, “Análise Térmica e Estrutural de um Sistema de Bombeamento Capilar Integrado a um Microsatélite Científico para Testes em Ambiente de Microgravidade”, ENCIT2002, Paper CIT02-0887.
 15. Hoang, T. T. and O’Connell, T. A., 2002, Cryogenic Advanced Loop Heat Pipe in Temperature Range of 20-30 K, TTh Research, Inc.
 16. Ismail, K. A. R., 1999, Modelagem de Processos Térmicos: Fusão e Solidificação, Ficha Catalográfica Elaborada pela Biblioteca da Área de Engenharia – BAE - Unicamp.
 17. Jennings, J. D. And Udell, K. S., 1985, The Heat Pipe Effect in Heterogeneous Porous Media, in Heat Transfer in Porous Media and Particulate Flows, ASME HTD - vol 46, pp 93 - 101.
 18. Kaviany, M., 1999, Principles of Heat Transfer in Porous Media, Segunda Edição (Revisada), Springer-Verlag.
 19. Kaviany, M. and Mittal, M., 1987, Funicular State in Drying of a Porous Slab, Int. J. Heat Mass Transfer, 30, 1407 – 1418.
 20. Laurindo, J. B. and Prat, M., 1996, Numerical and Experimental Network Study of Evaporation in Capillary Porous Media: Phase Distribution, Chemical Engineering Science, vol 51, n° 23. pp 5171 – 5185.
 21. Lenormand, R., Touboul, E. and Zarcone, C., 1988, Numerical Models and Experimental on Immiscible Displacements in Porous Media, Journal of Fluid Mechanics, vol 189, pp 165 – 187.
 22. Lenormand, R., 1985, Différents Mécanismes de Déplacements Visqueux et Capillaires en Milieu Poreux: Diapamme de Phase, C. R. Acad. Sc. Paris, t. 301, Série II, n° 5, pp 247 – 250.
 23. Luikov, A. V., 1966, Heat and Mass Transfer in Capillary Porous Bodies, Pergamon (original Russian version, 1961).
 24. Maliska, C. R., 1995, Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional, LTC Livros Técnicos e Científicos Editora S.A..
 25. Mendes, N., Philippi, P. C. e Lamberts, R., 2002, A new mathematical method to solve highly coupled equations of heat and mass transfer in porous media, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, No. 3, pp. 509-518.
 26. Moya, R. E. S., Prata, A. T. E Cunha Neto, J. A. B., 1999, Experimental analysis of unsteady heat and moisture transfer around a heated cylinder buried into a porous
-

-
- medium, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, no. 12, pp. 2187-2198.
27. Mualem, D., 1976, A New Model for Predicting the Hydraulic Conductivity of Saturated Porous Media, *Water Resour. Res.*, 12, 513 – 522.
28. Ogniewicz, Y. e Tien, C. L., 1981, Analysis of Condensation in Porous Insulation, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol 24, pp 421 - 429.
29. Oliveira, Amir A. M., 1993, Caracterização das Propriedades Termo-hidráulicas de Materiais Artificiais para Reaterro de Cabos Elétricos de Potência, Dissertação submetida a UFSC.
30. Phillip, J. R., 1958, The Theory of Infiltration: 6. Effect of Water Depth Over Soil. *Soil Science*, vol 85, pp 278-286.
31. Phillip, J. R. e de Vries, D. A., 1957, Moisture Movement in Porous Media Under Temperature Gradients. *Trans. Am. Geophysical Union*, vol 38, pp 222-232.
32. Philippi, P. C. and Souza, H. A., 1995, Modelling Moisture Distribution and Isothermal Transfer in a Heterogeneous Porous Material, *Int. J. Multiphase Flow*, vol 21, n° 4, pp 667 – 691.
33. Reimbrecht, E. G., Fredel, M. C., Bazzo, E. e Pereira, F. M., 1999, Manufacturing and micro structural characterization of sintered nickel wicks for capillary pump, *Materials Research*, vol 2, n 3, pp 225-229.
34. Reimbrecht, E. G., Takahashi, A. R., Bazzo, E., Nogoseke, M. e Tabalipa, F., 2002, Elementos Porosos Cerâmicos como Alternativa para Aplicação em Sistemas de Bombeamento, ENCIT 2002, Paper CIT02-0888.
35. Rogers, J. and Kaviany, M., 1990, Variation of Heat and Mass Transfer Coefficients During Drying of Granular Beds, *ASME J. Heat Transfer*, 112, 668 – 674.
36. Rogers, J. and Kaviany, M., 1991, Funicular and Evaporation Front Regimes in Drying of Ceramic Beds, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35, 469 – 480.
37. Santos, G. M. dos, Silva, A. F. C. Da, Camargo, H. V. R., Bazzo, E., 1998, Análise da Transferência de Calor na Parede de Bombas Capilares de Ranhuras Circunferenciais, 7th Congresso Latinoamericano de Transferencia de Calor y Materia, Salta, Argentina, Vol II, pg 492 – 496.
38. Stoecker, W. F., 1989, *Design of Thermal System*, Terceira Edição, MacGraw-Hill.
39. Truong, J. G. and Wayner, P. C., 1987, Effects of Capillary and Liquid: Theory and Experiment, *J. Chem. Phys.*, 87, 4180 – 4188.
-

40. Udell, K. S., 1983, Heat Transfer in Porous Media Heated from above with Evaporation, Condensation, and Capillary Effects, *J. Of Heat Transfer*, vol 105, pp 485 - 492.
 41. Udell, K. S., 1985, Heat Transfer in Porous Media considering Phase Change and Capillarity - The Heat Pipe Effect, *Int. J. Heat Transfer*, vol 28, pp 485-495.
 42. Van Genuchten, M. Th., 1980, A Closed-Form Equation for Predicting the Hydraulic Conductivity of Unsaturated Soils, *Soil Sci. Soc. Amer. J.*, 44, 892 – 898.
 43. Whitaker, S. and Chou, W. T. H., 1983, Drying Granular Porous Media-Theory and Experimental, *Drying Tech*, 1, 3 – 33.
 44. Whitaker, S., 1977, Simultaneous Heat, Mass and Momentum Transfer in Porous Media: A Theory of Drying, in *Advances in Heat Transfer*, 13, 119 – 203.
-

Apêndices

APÊNDICE 1

As tabelas contendo os dados de pressão capilar obtidos experimentalmente e que foram utilizados neste trabalho estão mostrados neste apêndice.

Tabela A1. 1 Dados obtidos para pressão capilar através do experimento de intrusão de mercúrio em uma amostra de níquel sinterizado (Reimbrecht, 1999).

PORE PRESSURE	CUMULATIVE DIAMETER	INCREMENTAL VOLUME	CUMULATIVE VOLUME	INCREMENTAL PORE	INCREMENTAL AREA
MPa	æm	mL/g	mL/g	sq-m/g	sq-m/g
0.00170	717.71100	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
0.00320	384.95180	0.00040	0.00040	0.00000	0.00000
0.00420	295.12620	0.00060	0.00020	0.00000	0.00000
0.00900	138.06350	0.00130	0.00070	0.00000	0.00000
0.01120	111.54070	0.00150	0.00020	0.00000	0.00000
0.01320	94.53600	0.00170	0.00020	0.00000	0.00000
0.01520	82.27290	0.00180	0.00010	0.00000	0.00000
0.01800	69.15050	0.00190	0.00010	0.00000	0.00000
0.02100	59.25730	0.00210	0.00020	0.00000	0.00000
0.02520	49.58100	0.00230	0.00020	0.00000	0.00000
0.03140	39.68040	0.00260	0.00030	0.00000	0.00000
0.03630	34.31070	0.00280	0.00020	0.00000	0.00000
0.04300	28.97980	0.00300	0.00030	0.00000	0.00000
0.05090	24.48340	0.00330	0.00030	0.00000	0.00000
0.06040	20.66100	0.00390	0.00060	0.00000	0.00000
0.07150	17.43990	0.00410	0.00020	0.00000	0.00000
0.08560	14.57260	0.00480	0.00070	0.00100	0.00000
0.10120	12.32110	0.00610	0.00130	0.00100	0.00000
0.11890	10.49040	0.00710	0.00100	0.00100	0.00000
0.12670	9.83890	0.00760	0.00050	0.00100	0.00000
0.12660	9.85330	0.00760	0.00000	0.00100	0.00000
0.14290	8.72670	0.00870	0.00110	0.00200	0.00000
0.17180	7.26010	0.01100	0.00230	0.00300	0.00100
0.18570	6.71360	0.01210	0.00110	0.00400	0.00100
0.20740	6.01260	0.01430	0.00220	0.00500	0.00100
0.28400	4.39040	0.02410	0.00980	0.01300	0.00800
0.39390	3.16580	0.04130	0.01720	0.03100	0.01800
0.56910	2.19100	0.09720	0.05590	0.11400	0.08400
0.78940	1.57960	0.11340	0.01620	0.14900	0.03400
1.11320	1.12020	0.11630	0.00290	0.15700	0.00900
1.59460	0.78200	0.11710	0.00070	0.16000	0.00300
2.23580	0.55770	0.11710	0.00010	0.16100	0.00100
3.16660	0.39380	0.11710	0.00000	0.16100	0.00000

4.47440	0.27870	0.11700	-0.00010	0.15900	-0.00100
6.32910	0.19700	0.11700	0.00000	0.15900	0.00000
8.94220	0.13950	0.11690	-0.00010	0.15700	-0.00200
12.58490	0.09910	0.11700	0.00010	0.16000	0.00300
17.74790	0.07030	0.11710	0.00000	0.16200	0.00200
25.16440	0.04960	0.11700	-0.00010	0.15700	-0.00500
34.85730	0.03580	0.11730	0.00030	0.18800	0.03100
50.27280	0.02480	0.11770	0.00040	0.24400	0.05600
69.67810	0.01790	0.11820	0.00040	0.32800	0.08400
100.49540	0.01240	0.11900	0.00080	0.54000	0.21200
140.41140	0.00890	0.12020	0.00120	0.97900	0.43900
196.23470	0.00640	0.12180	0.00160	1.83400	0.85400

Tabela A1. 2 Pressão capilar e potencial de sucção de drenagem em relação à saturação do meio obtidos através do experimento de intrusão de mercúrio.

PORE PRESSURE (Mpa)	POTENCIAL DE SUCCÃO (J/kg)	SATURAÇÃO
0.00170	0.12563278	1.00000
0.00320	0.23648524	0.99672
0.00420	0.31038688	0.99507
0.00900	0.66511473	0.98933
0.01120	0.82769833	0.98768
0.01320	0.97550161	0.98604
0.01520	1.12330488	0.98522
0.01800	1.33022946	0.98440
0.02100	1.55193438	0.98276
0.02520	1.86232125	0.98112
0.03140	2.32051140	0.97865
0.03630	2.68262942	0.97701
0.04300	3.17777039	0.97537
0.05090	3.76159332	0.97291
0.06040	4.46365887	0.96798
0.07150	5.28396704	0.96634
0.08560	6.32598012	0.96059
0.10120	7.47884566	0.94992
0.11890	8.78690463	0.94171
0.12670	9.36333740	0.93760
0.12660	9.35594723	0.93760
0.14290	10.56054392	0.92857
0.17180	12.69630122	0.90969
0.18570	13.72353398	0.90066

0.20740	15.32719950	0.88259
0.28400	20.98806489	0.80213
0.39390	29.10985478	0.66092
0.56910	42.05742157	0.20197
0.78940	58.33795219	0.06897
1.11320	82.26730222	0.04516
1.59460	117.84355023	0.03859
2.23580	165.22927983	0.03859
3.16660	234.01692347	0.03859
4.47440	330.66548424	0.03941
6.32910	467.73085024	0.03941
8.94220	660.84321768	0.04023
12.58490	930.04471049	0.03941
17.74790	1311.59886191	0.03859
25.16440	1859.69035214	0.03941
34.85730	2576.01152866	0.03695
50.27280	3715.24221262	0.03366
69.67810	5149.32564756	0.02956
100.49540	7426.77456306	0.02299
140.41140	10376.63230241	0.01314
196.23470	14502.06555075	0.00000

APÊNDICE 2

Bancada de medição da pressão capilar

Um experimento foi conduzido para se obter a curva de pressão capilar em função da saturação do meio. A bancada experimental é composta por uma célula de pressão, um tubo capilar graduado, registros, um conjunto pistão-cilindro, manômetro e mangueiras. O fluido utilizado é o álcool etílico absoluto. O elemento poroso utilizado é de níquel sinterizado, similar aos elementos porosos utilizados nas montagens das bombas capilares atuais. A Figura A2.1 mostra um esquema da bancada e na Figura A2.2 uma foto do elemento poroso utilizado.

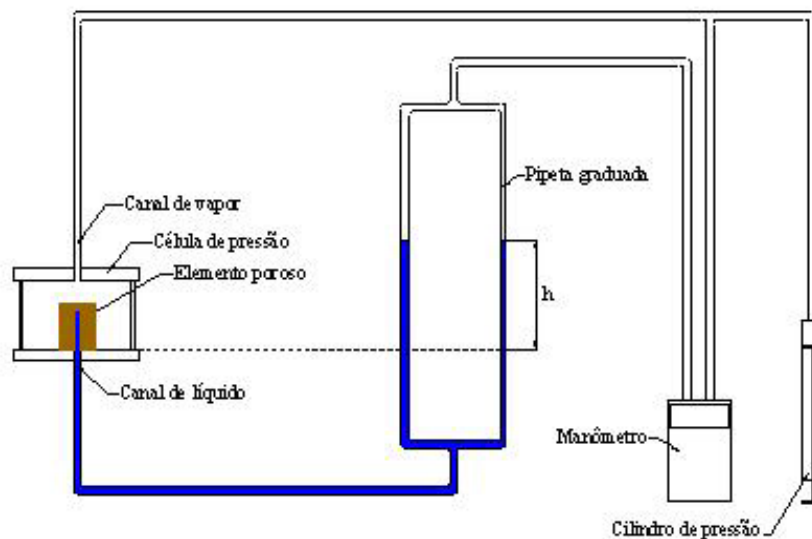


Figura A2. 1Esquema da bancada de medição da pressão capilar.



Figura A2. 2Foto do elemento poroso cilíndrico ranhurado.

Inicialmente o elemento poroso é completamente seco e pesado, em seguida é saturado completamente e pesados novamente, a precisão da balança em que o elemento é pesado é muito importante. O elemento poroso é fixado dentro da célula de pressão, de forma que o canal interno esteja completamente preenchido de líquido e conectado ao canal de líquido da bancada, e o lado externo do elemento poroso esteja voltado ao ambiente interno da cápsula de pressão, conectado ao canal de vapor. O pistão de pressão atua no vapor alterando a pressão no canal de vapor. Manômetro é conectado ao experimento de maneira a captar a diferença de pressão entre o canal de vapor e líquido.

Espera-se que a pressão dentro do circuito se estabilize e então é zerado o manômetro. É medida a altura da coluna de líquido dentro do tubo capilar. Esta medida da coluna de líquido é a nossa altura de referência. Aplica-se uma pequena carga sobre o pistão de pressão para que a pressão no canal de vapor suba levemente, este processo força a saída de líquido do interior do elemento poroso para o canal de líquido. A diferença da altura (h) na pipeta graduada deve ser medida a cada aumento de pressão. Espera-se estabilizar e se faz nova medição da pressão no circuito e da altura da coluna de líquido dentro do tubo capilar. O volume de líquido acrescentado dentro do tubo capilar é referente ao volume de líquido que deixa o elemento poroso, com este valor podemos obter o volume restante de líquido dentro do elemento poroso e assim calcular sua saturação.

A diferença de pressão suportada pelo elemento poroso nesta condição de saturação é obtida subtraindo a pressão devido à coluna de líquido dentro do tubo capilar, acima do nível da amostra, da pressão medida no manômetro utilizado. Mostra-se a baixo as equações referentes a este processo.

A massa total de líquido no interior do elemento poroso totalmente saturado é dada por,

$$M_l = M_T - M_s \quad (\text{A2. 1})$$

onde M_T é a massa total do elemento poroso saturado e M_s é a massa do elemento poroso seco. O volume de líquido total no interior do elemento poroso totalmente saturado é dado por,

$$V_l = \frac{M_l}{\rho_l} \quad (\text{A2. 2})$$

A saturação do meio pode ser calculada por,

$$S = \frac{V_{l,r}}{V_l} \quad (\text{A2. 3})$$

onde $V_{l,r}$ é a quantidade de líquido restante no interior do meio poroso obtido por,

$$V_{l,r} = V_l - V_{l,p} \quad (\text{A2. 4})$$

onde $V_{l,p}$ é o volume de líquido, medido na pipeta, que deixa o elemento poroso.

A diferença de pressão é calculada por,

$$\Delta p = p_v - p_l \quad (\text{A2. 5})$$

$$p_c = \Delta p \quad (\text{A2. 6})$$

onde p_{man} é a pressão medida no manômetro e p_h , a pressão equivalente à coluna de líquido medido na pipeta.

Neste caso nota-se que a pressão, tanto no canal de vapor quanto na de líquido, é tomada como sendo a pressão do vapor e a pressão do líquido na superfície do menisco devido ao fato de tratarmos de pressões medidas com o fluido estático.

Este procedimento é repetido diversas vezes até que se obtenha valores suficientes para que se possa obter uma curva da pressão capilar em função da saturação do elemento poroso. A pressão capilar máxima é obtida quando temos o rompimento do menisco e a fase vapor alcança o canal de líquido.

Notou-se que para o elemento poroso fabricado de níquel sinterizado a obtenção desta curva é difícil, pois o colapso é obtido repentinamente com níveis de saturação ainda elevados. Os valores medidos experimentalmente são mostrados na Figura A2.3 e os valores medidos estão mostradas na Tabela A2.1. A obtenção de valores de pressão capilar para saturação abaixo de 0,87 ficou comprometida.

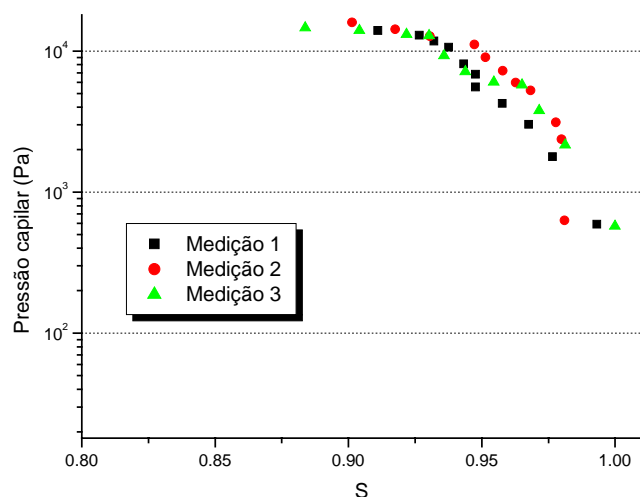


Figura A2. 3 Curva da pressão capilar (pc) obtida no experimento.

Tabela A2.1 Dados medidos utilizando etanol.

Medição 1		Medição 2		Medição 3	
S	Pressão (Pa)	S	Pressão (Pa)	S	Pressão (Pa)
0,99318	590,66844	0,98100	630,34252	0,99994	573,28451
0,97652	1777,75398	0,97996	2364,23454	0,98134	2156,21985
0,96763	3024,99149	0,97784	3125,32515	0,97157	3784,56985
0,95764	4247,35084	0,96835	5254,31286	0,96515	5748,23456
0,94764	5570,70709	0,96269	5985,31583	0,95453	6014,32151
0,94764	6851,36237	0,95785	7258,31649	0,94385	7125,98619
0,94320	8121,62101	0,95140	9025,32646	0,93583	9256,65894
0,93764	10653,22689	0,94728	11124,32562	0,93022	12845,84651
0,93209	11766,97777	0,93053	12758,21599	0,92177	13128,16825
0,92654	12979,31229	0,91756	14254,56981	0,90412	13958,84137
0,91099	14000,97866	0,90141	15985,56812	0,88382	14584,89452

Dados medidos da amostra de níquel sinterizado:

Amostra seca:

$$M_s = 95,55 \pm 0,05 \text{ g}$$

$$V_s = 10,7 \pm 0,1 \text{ ml}$$

Amostra saturada:

$$M_T = 105,15 \pm 0,05 \text{ g}$$

$$V_T = 22,9 \pm 0,1 \text{ ml}$$

Equipamentos:

- Balança de precisão (0 – 1000 g \pm 0,05 g)
- Manômetro digital Dwyer Series 477-1 (0 – 5,00 kPa \pm 0,05 kPa)
- Pipeta graduada (0 – 5,0 \pm 0,1 ml)

Estimativa do erro de medição

Cada ponto medido experimentalmente possui um erro de medição associado à precisão dos equipamentos utilizados e da variação dos valores medidos em torno do valor real. Neste experimento não foi possível obter mais de uma medição de um mesmo ponto para a verificação da variação real sobre cada ponto. O erro de medição é apenas avaliado através da precisão dos equipamentos utilizados neste experimento.

O erro associado à medição da pressão capilar está diretamente relacionado à precisão do manômetro. A pressão equivalente à coluna de líquido medida na pipeta é pouco expressiva em relação aos valores de pressão medida no manômetro.

As equações (A2.3) e (A2.4) combinadas se tornam,

$$S = \frac{V_l - V_{l,p}}{V_l} \quad (\text{A2. 7})$$

A variação dos valores de S são dados por,

$$[\Delta S]_i = \left[\frac{\partial S}{\partial V_l} \frac{\partial V_l}{\partial M} \Delta M \right]_i + \left[\frac{\partial S}{\partial V_{l,p}} \Delta V_{l,p} \right]_i \quad (\text{A2. 8})$$

onde $i = 1, 2, 3, \dots, n$ representa o ponto medido.

Substituindo as derivadas da equação (A2.8) a equação da estimativa do erro de medição para os valores de saturação fica,

$$\Delta S^2 = \left(\frac{V_{l,p}}{\rho_l V_l} \Delta M \right)^2 + \left(-\frac{1}{V_l} \Delta V_{l,p} \right)^2 \quad (\text{A2. 9})$$

O erro de medição agregado a este método de medição de pressão capilar em função da saturação do elemento poroso se mostrou pequeno. O maior erro, como é visto na equação (A2.9), está relacionado ao maior valor de $\Delta V_{l,p}$, ou seja, ao maior volume de líquido retirado do elemento poroso medido na pipeta, $\Delta S = 0,008$.

APÊNDICE 3

Obtenção das velocidades contravariantes

As velocidades contravariantes são obtidas a partir da Lei de Darcy,

$$u_{l,v} = -\frac{k}{\mu_{l,v}} \frac{\partial P_{l,v}}{\partial x} \quad (\text{A3. 1})$$

$$v_{l,v} = -\frac{k}{\mu_{l,v}} \frac{\partial P_{l,v}}{\partial y} \quad (\text{A3. 2})$$

As derivadas da pressão no plano cartesiano em função das derivadas da pressão e das métricas do plano transformado ficam,

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial \xi} \xi_x + \frac{\partial P}{\partial \eta} \eta_x \quad (\text{A3. 3})$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial P}{\partial \xi} \xi_y + \frac{\partial P}{\partial \eta} \eta_{yx} \quad (\text{A3. 4})$$

Substituindo as equações (A3.3) e (A3.4) em (A3.1) e (A3.2) obtém-se,

$$u_{l,v} = -\frac{k}{\mu_{l,v}} \left(\frac{\partial P}{\partial \xi} \xi_x + \frac{\partial P}{\partial \eta} \eta_x \right) \quad (\text{A3. 5})$$

$$v_{l,v} = -\frac{k}{\mu_{l,v}} \left(\frac{\partial P}{\partial \xi} \xi_y + \frac{\partial P}{\partial \eta} \eta_{yx} \right) \quad (\text{A3. 6})$$

As velocidades contravariantes são dadas por,

$$\tilde{U}_{l,v} = \frac{1}{J} (\xi_x u_{l,v} + \xi_y v_{l,v}) \quad (\text{A3. 7})$$

$$\tilde{V}_{l,v} = \frac{1}{J} (\eta_x u_{l,v} + \eta_y v_{l,v}) \quad (\text{A3. 8})$$

Substituindo as equações (A3.5) e (A3.6) em (A3.7) e (A3.8) obtém-se,

$$\tilde{U} = -\frac{K}{\mu} \left(J\alpha_{11} \frac{\partial P}{\partial \xi} + J\alpha_{12} \frac{\partial P}{\partial \eta} \right) \quad (\text{A3. 9})$$

$$\tilde{V} = -\frac{K}{\mu} \left(J\alpha_{21} \frac{\partial P}{\partial \xi} + J\alpha_{22} \frac{\partial P}{\partial \eta} \right) \quad (\text{A3. 10})$$

As equações (A3.9) e (A3.10) são das velocidades contravariantes utilizadas no modelo numérico apresentado.

APÊNDICE 4

Tabelas com a listagem completa dos resultados apresentados no Capítulo V.

Tabela A4. 1 Fluxos de calor e massa máximos com variação da espessura do elemento poroso.

$k = 1e-13$	$L_y (m)$	$q'' (W/m^2)$	$q''_{liq} (W/m^2)$	$\dot{M} (kg/s)$	$\Delta T (^\circ C)$
$L_{xq} = 0,0025$	0,0035	140123	12555	$2,77 \cdot 10^{-05}$	107,4
	0,0040	133685	10077	$2,68 \cdot 10^{-05}$	105,4
	0,0045	130613	7984	$2,66 \cdot 10^{-05}$	101,4
	0,0055	124312	5805	$2,57 \cdot 10^{-05}$	98,4
	0,0070	109873	4006	$2,30 \cdot 10^{-05}$	86,4
	0,0090	104812	2754	$2,22 \cdot 10^{-05}$	83,4
	0,0110	95792	2132	$2,03 \cdot 10^{-05}$	81,5

Tabela A4. 2 Variação da espessura do elemento poroso para $q'' = 102500 W/m^2$.

$k = 1e-13$	$L_y (m)$	$q''_{liq} (W/m^2)$	$\dot{M} (kg/s)$	$\Delta T (^\circ C)$	$A_i (m^2)$
$L_{xq} = 0,0025$	0,0035	10711	$2,00 \cdot 10^{-05}$	68,4	$2,75 \cdot 10^{-04}$
	0,0045	7736	$2,07 \cdot 10^{-05}$	75,5	$2,99 \cdot 10^{-04}$
	0,0090	2762	$2,17 \cdot 10^{-05}$	81,5	$3,29 \cdot 10^{-04}$

Tabela A4. 3 Fluxos de calor máximo aplicado e de massa para diferentes valores de permeabilidade de saturação.

$L_y = 0.0045$	$K_{sat} (m^2)$	$q'' (W/m^2)$	$q''_{liq} (W/m^2)$	$\dot{M} (kg/s)$	$\Delta T (^\circ C)$
$L_{xq} = 0,0025$	1,00E-13	130613	7984	$2,66 \cdot 10^{-05}$	101,4
	8,00E-14	106964	8120	$2,14 \cdot 10^{-05}$	83,4
	6,00E-14	80454	8471	$1,57 \cdot 10^{-05}$	64,4
	4,00E-14	57696	8506	$1,06 \cdot 10^{-05}$	45,4
	2,00E-14	31325	8915	$0,48 \cdot 10^{-05}$	25,4

Tabela A4.4 Resultados obtidos para diferentes valores de ΔT_{sub} (T_l variável).

$T_i (^\circ C)$	$T_l (^\circ C)$	$\Delta T_{sub} (^\circ C)$	$q'' (W/m^2)$	$q''_{liq} (W/m^2)$	$\dot{M} (kg/s)$	$\Delta T (^\circ C)$
19,5	17	2	126890	4518	$2,66 \cdot 10^{-05}$	99,5
19,5	15	4	130613	7984	$2,66 \cdot 10^{-05}$	101,4
19,5	13	6	134485	11619	$2,65 \cdot 10^{-05}$	105,5

Tabela A4.5 Resultados obtidos para diferentes valores de ΔT_{sub} (T_l constante).

$T_i (^\circ C)$	$T_l (^\circ C)$	$\Delta T_{sub} (^\circ C)$	$q'' (W/m^2)$	$q''_{liq} (W/m^2)$	$\dot{M} (kg/s)$	$\Delta T (^\circ C)$
17,6	15	2	126257	4678	$2,64 \cdot 10^{-05}$	99,4
19,5	15	4	130613	7984	$2,66 \cdot 10^{-05}$	101,4
21,5	15	6	135772	11472	$2,70 \cdot 10^{-05}$	106,5

Tabela A4.6 Resultados obtidos com diferentes valores de raio de poro.

<i>Raio do poro (m)</i>	<i>P_c (Pa)</i>	<i>q'' (W/m²)</i>	<i>q''_{liq} (W/m²)</i>	<i>Ḣ (kg/s)</i>	<i>ΔT (°C)</i>
3,0. 10 ⁻⁰⁶	14933	130613	7984	2,66. 10 ⁻⁰⁵	101,4
5,0. 10 ⁻⁰⁶	8960	81260	8082	1,59. 10 ⁻⁰⁵	64,7
9,0. 10 ⁻⁰⁶	4978	46784	8124	0,84. 10 ⁻⁰⁵	37,8

Tabela A4.7 Propriedades dos elementos porosos fabricados de aço inox e material cerâmico.

	<i>Aço inox</i>	<i>Cerâmica</i>
<i>k_{sat} (m²)</i>	5,0.10 ⁻¹⁴	2,6.10 ⁻¹⁴
<i>r (m)</i>	1,5.10 ⁻⁶	1,2.10 ⁻⁶
<i>λ_{ev} (W/mK)</i>	0,51	0,22
<i>λ_{el} (W/mK)</i>	2,39	1,43

Tabela A4.8 Resultados obtidos com elementos porosos fabricados de aço inox.

	<i>q'' (W/m²)</i>	<i>q''_{liq} (W/m²)</i>	<i>Ḣ (kg/s)</i>	<i>ΔT (°C)</i>
1	32840	2268	0,66. 10 ⁻⁰⁵	45,0
2	109063	3100	2,30. 10 ⁻⁰⁵	444,0

Tabela A4.9 Resultados obtidos com elementos porosos fabricados de material cerâmico.

	<i>q'' (W/m²)</i>	<i>q''_{liq} (W/m²)</i>	<i>Ḣ (kg/s)</i>	<i>ΔT (°C)</i>
1	69817	2735	0,73. 10 ⁻⁰⁵	124,0
2	161548	3674	1,71. 10 ⁻⁰⁵	704,0