

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP
EXEMPLAR REVISADO
Data de entrada no Serviço:.....18/10/00
Ass.:.....*Damilo*.....

**CONDENSAÇÃO CONVECTIVA EM CANAIS DE
PEQUENOS DIÂMETROS, COM E SEM UMA
FRONTEIRA POROSA**

Eng.º RÓGER RIBEIRO RIEHL

Tese apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Doutor em Engenharia Mecânica.

ORIENTADOR: Prof. Dr. Paulo Seleglim Jr. - USP-EESC

DEDALUS - Acervo - EESC



31100016732

São Carlos
Agosto 2000



Classe	TESE - EESC
Nº	4782
Folha	T0240/00

✓ 311000 16732

st 1109356

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca - EESC/USP

R555c Riehl, Róger Ribeiro
Condensação convectiva em canais de pequenos
diâmetros, com e sem uma fronteira porosa / Róger
Ribeiro Riehl. -- São Carlos, 2000.

Tese (Doutorado) -- Escola de Engenharia de São
Carlos-Universidade de São Paulo, 2000.
Área: Engenharia Mecânica.
Orientador: Prof. Dr. Paulo Selegim Jr.
Co-orientador: Prof. Dr. Jay M. Ochterbeck.

1. Canais de pequenos diâmetros. 2. Condensação
convectiva. 3. Meniscus. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Candidato: Engenheiro **ROGER RIBEIRO RIEHL**

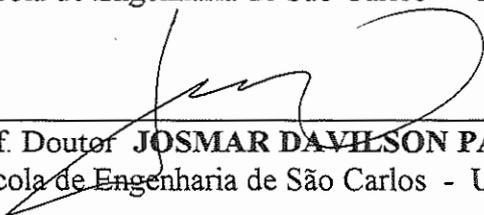
Tese defendida e aprovada em 31.08.2000
pela Comissão Julgadora:



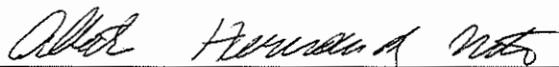
Prof. Doutor **PAULO SELEGIM JÚNIOR (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)



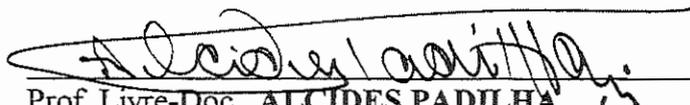
Prof. Doutor **ANTONIO MOREIRA DOS SANTOS**
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)



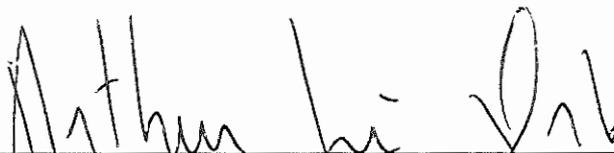
Prof. Doutor **JOSMAR DAVILSON PAGLIUSO**
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)



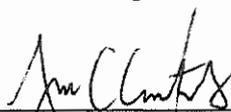
Prof. Doutor **ALBERTO HERNANDEZ NETO**
(Escola Politécnica - Universidade de São Paulo)



Prof. Livre-Doc. **ALCIDES PADILHA**
(UNESP - Campus de Bauru)



Prof. Associado **ARTHUR JOSÉ VIEIRA PORTO**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica



JOSÉ CARLOS A. CINTRA
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

O trabalho apresentado por essa Tese de Doutorado foi desenvolvido dentro do Programa de Doutorado Sanduíche da CAPES/Fulbright.

Os primeiros 18 meses do Programa de Doutorado foram executados na USP-EESC, sendo que o Programa Sanduíche teve início em Novembro de 1997. Toda a investigação experimental e analítica a que se refere esse trabalho foi realizada no Laboratório de Transferência de Calor e Escoamento Bifásico, do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Clemson, EUA, sob orientação do Prof. Dr. Jay M. Ochterbeck, sendo concluído em Agosto de 2000. Parte desse programa foi financiado pela NSF - National Science Foundation, EUA.

O texto apresentado nesse trabalho tem uma versão em inglês, a qual foi apresentada a Universidade de Clemson na forma de relatório interno, intitulada "*Convective Condensation in Small Diameter Channles With/Without a Porous Boundary*".

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meus orientadores, Dr. Paulo Seleglim Jr. e Dr. Jay M. Ochterbeck, pela inspiração, apoio e auxílio prestados durante a elaboração desse trabalho.

Agradeço, também, o pessoal das Oficinas Apoio à Engenharia da Clemson University, pelo profissionalismo e empenho com que executaram a fabricação dos equipamentos, utilizados nos testes experimentais.

Aos meus amigos no Two-Phase Flow Laboratory da Clemson University, pelas discussões e sugestões, as quais contribuíram, e muito, para a conclusão desse trabalho.

Uma grande consideração e agradecimento prestado à CAPES e à Fulbright Foundation, pela bolsa de estudos concedida, para que esse projeto pudesse ser realizado.

Dedico esse trabalho à minha esposa, Valéria C. D. Riehl. Pela sua paciência e perseverança, pelo apoio dado nos momentos difíceis e por sorrir comigo nos momentos alegres. Agradeço pela sua persistência em sempre acreditar em mim, mesmo quando eu mesmo não acreditava mais. Mais essa etapa da minha vida não teria sido atingida sem a sua presença marcante e positiva. Só espero um dia poder retribuir tudo isso a você de alguma forma. Que Deus continue te abençoando. Te Amo.

Resumo.....	i
Abstract	ii
Lista de Símbolos.....	iii
Lista de Figuras.....	viii
Lista de Tabelas	xii
Capítulo 1 – Introdução e Conceitos Básicos.....	1
1.1. Introdução.....	1
1.2. Revisão da Literatura	3
1.2.1. Transferência de Calor.....	3
1.2.1.1. Equações de Apoio	4
1.2.1.2. Correlações Para Escoamento em Pequenos canais	4
1.2.1.3. Correlações Para Escoamento Monofásico	5
1.2.1.4. Correlações Para Escoamento Bifásico.....	7
1.2.2. Perda de Carga	18
1.2.2.1. Modelo Homogêneo	20
1.2.2.2. Modelo de Fases Separadas.....	22
1.2.2.3. Comparação das Correlações para Perda de Carga	28
1.2.3. Padrões de Escoamento	31
1.2.3.1. Identificação dos Padrões de Escoamento	32
1.2.3.2. Mapas de Padrões de Escoamento	33
1.2.4. Fronteira Porosa	37
1.3. Objetivos.....	38
Capítulo 2 – Programa Experimental.....	40
2.1. Introdução	40
2.2. Projeto do Evaporador Capilar	42
2.2.1. Limites Capilares para o CBC	47

2.2.1.1. Máxima Pressão Capilar	47
2.2.1.2. Limitação da Camada Porosa e Ebulitiva	48
2.2.1.3. Perda de Carga nas Linhas de Líquido e Vapor	50
2.3. Aparato Experimental Utilizando uma Bomba Magnética	51
2.4. Sistema de Aquisição de Dados.....	52
2.5. Procedimento Experimental.....	54
2.6. Análise dos Dados Obtidos.....	56
2.7. Incertezas nos Resultados.....	57
2.8. Procedimentos nos Testes dos Condensadores.....	59
Capítulo 3 – Resultados Experimentais	61
3.1. Testes Utilizando o Evaporador Capilar	61
3.1.1. Resultados para Condensadores Sem a Fronteira Porosa.....	61
3.1.1.1. Cálculo do Número de Nusselt.....	64
3.1.1.2. Perda de Carga ao Longo dos Condensadores	67
3.1.1.3. Visualização do Escoamento.....	69
3.1.2. Resultados do Condensador Com Fronteira Porosa.....	75
3.1.2.1. Cálculo do Número de Nusselt.....	77
3.1.2.2. Perda de Carga ao Longo do Condensador	79
3.1.2.3. Visualização do Escoamento.....	81
3.2. Testes Utilizando a Bomba Magnética.....	85
3.2.1. Resultados Para Condensadores Sem a Fronteira Porosa.....	85
3.2.1.1. Cálculo do Número de Nusselt.....	86
3.2.1.2. Perda de Carga ao Longo dos Condensadores	88
3.2.1.3. Visualizações do Escoamento	90
3.2.2. Resultados Para o Condensador Com a Fronteira Porosa	93
3.2.2.1. Cálculo do Número de Nusselt.....	93
3.2.2.2. Perda de Carga ao Longo do Condensador	95
3.2.2.3. Visualização do Escoamento.....	97
3.3. Correlação Para o Número de Nusselt	99
3.4. Correlação Para a Perda de Carga.....	102
3.5. Mapa de Escoamento	105

Capítulo 4 – Estudo Analítico da Condensação em Pequenos Canais.....	111
4.1. Introdução	111
4.2. Revisão da Literatura	112
4.3. Modelo de Distribuição do Filme de Líquido.....	113
4.3.1. Método de Solução e Resultados	121
4.4. Determinação da Curvatura do Meniscus.....	135
4.4.1. Desenvolvimento do Modelo de Meniscus em Condensação	138
4.4.2. Solução das Equações Para a Curvatura do Meniscus	147
4.4.3. Resultados para a Curvatura do Meniscus.....	149
Capítulo 5 – Conclusões e Sugestões	160
Apêndice A – Desenhos	166
Apêndice B – Propriedades do Metanol.....	168
Bibliografia Citada e Consultada.....	169

Resumo

Riehl, R. R. *Condensação convectiva em canais de pequenos diâmetros com/sem uma fronteira porosa*, 2000, 186p. Tese (Doutorado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

A necessidade de realização do controle térmico em áreas reduzidas tem levado à compactação cada vez maior de trocadores de calor. Trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros apresentam um alto grau de compactação, aliado à uma elevada capacidade de dissipação de calor, tanto para escoamento monofásico como bifásico, porém resultam em elevadas perdas de carga. Este trabalho apresenta um estudo experimental e analítico da condensação convectiva em canais de pequenos diâmetros. Dois tipos de trocadores de calor foram testados: com canais convencionais e com canais onde uma fronteira porosa estava presente. Testes foram realizados para baixas e altas vazões e duas temperaturas de saturação. Para baixas vazões, os condensadores com canais de pequenos diâmetros apresentavam excelente capacidade de dissipação de calor, com Números de Nusselt elevados. Para o condensador com uma fronteira porosa, o Número de Nusselt era maior do que aquele verificado no condensador convencional, com o mesmo tamanho de canal. Para vazões mais elevadas, o Número de Nusselt e a perda de carga apresentaram-se ainda mais elevados do que aqueles verificados nos testes para baixas vazões. Quatro regimes de escoamento puderam ser observados: anular, à bolhas, pistonado e estratificado. Correlações para o cálculo do Número de Nusselt e perda de carga foram obtidas, mostrando um excelente grau de correlação. Um modelo analítico do processo de transferência de calor em canais de pequenos diâmetros foi desenvolvido, onde a espessura do filme de líquido e a curvatura do meniscus puderam ser calculados, mostrando boa correlação com os experimentos. À partir desse estudo, é possível concluir que trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros apresentam uma nova opção para futuros projetos devido à sua forma compacta e elevada capacidade de dissipação de calor. As correlações e o modelo analítico desenvolvidos podem ser utilizados como ferramenta para novos projetos.

Palavras-Chave: canais de pequenos diâmetros, condensação convectiva, meniscus.

Abstract

Riehl, R. R. *Convective condensation in small diameter channels with/without a porous boundary*, 2000, 186p. Ph.D. Dissertation – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

The necessity of thermal control in reduced areas has resulted in more compact heat exchangers, which has resulted in new equipment's conception. Heat exchangers with small diameter channels present a high degree of compaction, which results in a high heat transfer capability for either single- or two-phase flow in the channels, although resulted in high levels of pressure-drop. This work presents an experimental and analytical study on the convective condensation in small diameter channels. Two different types of heat exchangers were tested: one with conventional channels and one where a porous boundary was present. Tests were performed for low and high flow rates and two saturation temperatures. For low flow rates, the condensers with small diameter channels presented excellent heat dissipation capability, with high Nusselt numbers. For the condenser with a porous boundary, the Nusselt number was even higher when compared with the condenser with conventional channels, even for the same channel size. For high flow rates, the Nusselt number presented higher levels than those observed for low flow rate, and the pressure drop was also high. Equations for Nusselt number and pressure drop predictions were obtained, which showed excellent degree of correlation. During the tests, four different flow patterns could be observed: annular, bubbly, plug and stratified. An analytical model for the heat transfer process in small diameter channels was developed, where the liquid film thickness and the meniscus curvature could be calculated. This model showed good correlation with what was observed during the experimental tests. Thus, it is possible to conclude that heat exchangers with small diameter channels present a new option for future designs due to its compact form and high heat dissipation capability. The developed correlations and analytical model can be used as a tool for new designs.

Keywords: small diameter channels, convective condensation, and meniscus.

Lista de Símbolos

Nomenclatura

A	Área (m ²)
\bar{A}	Coefficiente de Dispersão
B	Coefficiente de acomodação
C	Constante
c_p	Calor específico (J/kg K)
D	Diâmetro (m)
f	Coefficiente de atrito tipo fanning
F	Coordenada
G	Velocidade mássica (kg/m ² s)
g	Aceleração da gravidade (9,81 m/s ²)
h	Coefficiente de transferência de calor (W/m ² K)
H	Altura do canal (m)
i	Entalpia (J/kg)
j	Velocidade superficial (m/s)
K	Permeabilidade (m ²)
K	Curvatura do meniscus (m)
\bar{K}	Curvatura adimensional do meniscus
k	Condutividade térmica (W/m K)
l	Distância (m)
L	Comprimento do canal (m) Comprimento do canal adimensional
M	Peso molecular
\dot{m}	Vazão mássica (kg/s)
P	Pressão (kPa)
p	Perimetro (m)

\dot{Q}	Taxa de transferência de calor (W)
\dot{q}''	Fluxo de calor (W/m^2)
R	Constante universal dos gases (8314,4 J/kg M K)
r	Raio (m)
\bar{r}	Raio (adimensional)
T	Temperatura (K)
\bar{T}	Temperatura adimensional
U	Velocidade Superficial (m/s)
u	velocidade (m/s)
$\partial R/\partial X_i$	Derivada parcial da função em relação à variável relativa
v	Volume específico (m^3/kg)
v	Componente de velocidade
v	Velocidade vetorial
V	Velocidade (m/s)
W	Distância centro-a-centro do canal (m)
W_t	Espessura da estrutura porosa (m)
w	Coordenada
w	Velocidade normal em relação à interface do meniscus (m/s)
x	Título do vapor
X_i	Variável relativa à incerteza
x	Coordenada
y	Coordenada
z	Coordenada
Z	Efeito da relação de aspecto (aspect ratio) = $\min(H,L)/\max(H,L)$
dP/dz	Perda de carga (Pa)
δR	Incerteza no resultado
δR_{X_i}	Contribuição na incerteza no resultado da variável X

Símbolos Gregos

α	Fração de vazio
β	Ângulo de inclinação entre o filme de líquido e a camada porosa

γ	Relação de calor específico
ρ	Densidade (kg/m ³)
Λ	Termo de remoção de calor adimensional
δ	Espessura do filme de líquido (m)
δ	Profundidade da cavidade (m)
Δ	Diferencial
ε	Rugosidade (m)
ε	Porosidade do material
σ	Tensão superficial (N/m)
$\bar{\sigma}$	Tensão superficial adimensional
τ	Tensão de Cisalhamento (N/m ²)
ϕ	Multiplicador bifásico
φ	Inclinação dos poros
θ	Inclinação do canal (°)
Π	Capacidade de bombeamento adimensional
π	Constante adimensional
Ψ	Complexo de fluido de trabalho adimensional
$\Delta\bar{T}$	Diferença de temperatura logarítmica (K)
μ	Viscosidade (Pa.s)
ν	Viscosidade cinemática (m ² /s)
ω	Largura da cavidade (m)

Parâmetros Adimensionais

Bo	Número de ebulição
Co	Número de convecção
Fr	Número de Froude
Ja	Número de Jacob
Ma	Número de Mach
Nu	Número de Nusselt
Pr	Número de Prandtl
Re	Número de Reynolds

<i>We</i>	Número de Weber
<i>X</i>	Parâmetro de Martinelli

Subscritos

<i>1,2,3</i>	série das constantes
<i>a</i>	adiabático aceleração
<i>bf</i>	bifásico
<i>c</i>	centro-a-centro crítico
<i>cap</i>	capilar
<i>cav</i>	cavidade
<i>cond</i>	condensação líquido de resfriamento
<i>e</i>	entrada evaporação espessura
<i>ef</i>	efetivo
<i>ext</i>	externo
<i>f</i>	frio
<i>f.p.</i>	fronteira porosa
<i>g</i>	gás
<i>h</i>	aquecido hidráulico
<i>i</i>	interno interface
<i>l</i>	líquido
<i>lo</i>	líquido somente
<i>lv</i>	diferença líquido-vapor
<i>lv_o</i>	diferença líquido-vapor na origem
<i>lim</i>	limite
<i>m</i>	médio molhado

<i>max</i>	máximo
<i>mf</i>	monofásico
<i>mp</i>	material poroso
<i>p</i>	parede
<i>poro</i>	poro
<i>q</i>	quente
<i>R</i>	rejeitado
<i>r</i>	reduzido
<i>s</i>	superfície
<i>sat</i>	saturação
<i>s.p.</i>	superfície porosa
<i>sr</i>	subresfriamento
<i>t</i>	total
<i>v</i>	vapor
<i>vo</i>	vapor somente
<i>w</i>	material poroso (wick)

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – escoamento monofásico de água.....	13
Figura 1.2 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – escoamento monofásico R-134a.....	13
Figura 1.3 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido água para $x=0,1$	14
Figura 1.4 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido R-134a para $x=0,1$	14
Figura 1.5 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido água para $x=0,5$	15
Figura 1.6 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido R-134a para $x=0,5$	15
Figura 1.7 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – escoamento de água para $x=0,8$	16
Figura 1.8 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido R-134a para $x=0,8$	17
Figura 1.10 – Comparação para perda de carga – água ($G=5 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$).....	29
Figura 1.11 – Comparação para perda de carga – R-134a ($G=5 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$).....	30
Figura 1.12 – Mapa de transição dos padrões de escoamento para escoamento bifásico adiabático horizontal - Wambsganss et al.(1991).....	34
Figura 1.13 – Mapa de transição dos padrões de escoamento para escoamento adiabático horizontal (Coleman e Garimella, 1999).	36
Figura 2.1 – Seção transversal de duas diferentes formas para canais de pequenos diâmetros.	40
Figura 2.2a – Condensador sem fronteira porosa.....	41
Figura 2.2b – Condensador com fronteira porosa.....	41
Figura 2.3 – Configuração evaporador capilar utilizado no <i>CBC</i> (bomba iniciadora).	44
Figura 2.4 – Configuração física P – T de um ciclo para uma <i>CBC</i> (FAGHRI, 1995).	45
Figura 2.5 – <i>CBC</i> concebido para testes dos condensadores.	45
Figura 2.6 – Fotografia do <i>CBC</i> utilizado nos testes experimentais.....	46
Figura 2.7 – Limites capilares para o <i>CBC</i> – fluido de trabalho: metanol.....	51
Figura 2.8 – Aparato experimental utilizando uma bomba magnética.	52
Figura 3.1 – Temperaturas observadas em testes ao longo do sistema.....	62
Figura 3.2 – Pressão diferencial verificada durante testes.....	63
Figura 3.3 – Temperaturas do fluido de resfriamento.	63
Figura 3.4 – Número de Nusselt para $T_{\text{sat}}=45 \text{ }^\circ\text{C}$ – canais sem fronteira porosa.	65
Figura 3.5 – Número de Nusselt para $T_{\text{sat}}=55 \text{ }^\circ\text{C}$ – canais sem fronteira porosa.	65

Figura 3.6 – Temperaturas na seção de condensação: $\dot{m}_T=1.12 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat}=45$ °C.....	66
Figura 3.7 – Temperatura na seção de condensação: $\dot{m}_T=1.12 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.....	66
Figura 3.8 – Perda de carga para $T_{sat}=45$ °C – canais sem fronteira porosa.	68
Figura 3.9 – Perda de carga para $T_{sat}=55$ °C – canais sem fronteira porosa.	68
Figura 3.10 – Regime permanente para canais de 1.5 mm, $\dot{m}=1,12 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.....	71
Figura 3.11 – Visualização do meniscus para canais de 1.5 mm, $\dot{m}=1,12 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.....	71
Figura 3.12 – Regime permanente para canais de 1.5mm, $\dot{m}=1,35 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.....	72
Figura 3.13 – Regime permanente para canais de 1,0 mm, $\dot{m}=7,17 \times 10^{-6}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.....	73
Figura 3.14 – Regime permanente em canais de 1,0 mm, $\dot{m}=8,96 \times 10^{-6}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.....	74
Figura 3.15 – Regime permanente para canais de 1,0mm, $\dot{m}=1,08 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.....	75
Figura 3.16 – Perda de Carga verificada durante teste.	76
Figura 3.17 – Temperaturas do fluido de resfriamento verificadas durante teste.	77
Figura 3.18 – Número de Nusselt para $T_{sat}=45$ °C, canal de 1,5 mm com fronteira porosa.	78
Figura 3.19 – Número de Nusselt para $T_{sat}=55$ °C, canal de 1,5 mm com fronteira porosa.	78
Figura 3.20 – Perda de carga no condensador com fronteira porosa – $T_{sat}=45$ °C.....	80
Figura 3.21 – Perda de carga no condensador com fronteira porosa – $T_{sat}=55$ °C.....	80
Figura 3.22 – Regime permanente para canais com fronteira porosa – $T_{sat}=45$ °C, $\dot{m}=1,33 \times 10^{-5}$ kg/s.	82
Figura 3.23 – Visualizações da interface líquido/vapor e contato do líquido com a fronteira porosa – $T_{sat}=45$ °C, $\dot{m}=1,33 \times 10^{-5}$ kg/s.....	83
Figura 3.24 – Regime permanente para canais com fronteira porosa - $T_{sat}=55$ °C e $\dot{m}=1,33 \times 10^{-5}$ kg/s.	84
Figura 3.25 – Cálculo do Número de Nusselt para testes com bomba magnética – $T_{sat}=45$ °C.	86
Figura 3.26 – Cálculo do Número de Nusselt para testes com bomba magnética – $T_{sat}=55$ °C.	87
Figura 3.27 – Perda de carga para testes com a bomba magnética – $T_{sat}=45$ °C.	89
Figura 3.28 – Perda de carga para testes com a bomba magnética – $T_{sat}=55$ °C.	89
Figura 3.29 – Transição do escoamento anular para à bolhas – canais de 1,5 mm.	91
Figura 3.30 – Escoamento à bolhas para o condensador com canais de 1,5 mm.	91
Figura 3.31 – Padrão de escoamento pistonado para canais de 1,5 mm.	92
Figura 3.32 – Transição do padrão anular para à bolhas nos canais de 1,0 mm.	92
Figura 3.33 – Número de Nusselt para o condensador com fronteira porosa – $T_{sat}=45$ °C.	94
Figura 3.34 – Número de Nusselt para o condensador com fronteira porosa – $T_{sat}=55$ °C.	94

Figura 3.35 – Perda de carga para o condensador com a fronteira porosa – $T_{sat}=45$ °C.	95
Figura 3.36 – Perda de carga para o condensador com a fronteira porosa – $T_{sat}=55$ °C.	96
Figura 3.37 – Transição anular-à bolhas e padrão à bolhas para o condensador com a fronteira porosa.	98
Figura 3.38 – Padrão de escoamento pistonado para o condensador com a fronteira porosa.	98
Figura 3.39 – Comparação dos resultados experimentais com a Eq. (3.1) – $T_{sat}=45$ C.	101
Figura 3.40 – Comparação dos resultados experimentais com a Eq. (3.1) – $T_{sat}=55$ °C.	101
Figura 3.41 – Comparação dos resultados experimentais com a Eq. (3.6) – $T_{sat}=45$ °C.	104
Figura 3.42 – Comparação dos resultados experimentais com a Eq. (3.6) – $T_{sat}=55$ °C.	104
Figura 3.43 – Mapa de escoamento em canais de pequenos diâmetros – $T_{sat}=45$ °C.	106
Figura 3.44 – Mapa de escoamento em canais de pequenos diâmetros – $T_{sat}=55$ °C.	106
Figura 3.45 – Comparação com os mapas de WAMBSGANSS et al. (1991) e COLEMAN e GARIMELLA (1999) – $T_{sat}=45$ °C.	109
Figura 3.46 – Comparação com os mapas de WAMBSGANSS et al. (1991) e COLEMAN e GARIMELLA (1999) – $T_{sat}=55$ °C.	109
Figura 4.1 – Esquema de condensação com a presença da camada porosa.	113
Figura 4.2 – Modelo a ser usado para análise teórica do escoamento em pequenos canais na presença de uma fronteira porosa.	114
Figura 4.3 – Distribuição do filme de líquido para a superfície 1, 1,5 mm, $T_{sat}=55$ °C.	122
Figura 4.4 – Distribuição do filme de líquido para a superfície 2, 1,5 mm, $T_{sat}=55$ °C.	123
Figura 4.5 – Distribuição do filme de líquido para a superfície 3, 1,5 mm, $T_{sat}=55$ °C.	124
Figura 4.6 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 1,5 mm, $T_{sat}=45$ °C.	125
Figura 4.7 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 1,5 mm, $T_{sat}=45$ °C.	125
Figura 4.8 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 1,5 mm, $T_{sat}=45$ °C.	126
Figura 4.9 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 0,75 mm, $T_{sat}=55$ °C.	127
Figura 4.10 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 0,75 mm, $T_{sat}=55$ °C.	127
Figura 4.11 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 0,75 mm, $T_{sat}=55$ °C.	128
Figura 4.12 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 0,75 mm, $T_{sat}=45$ °C.	128
Figura 4.13 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 0,75 mm, $T_{sat}=45$ °C.	129
Figura 4.14 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 0,75 mm, $T_{sat}=45$ °C.	129

Figura 4.15 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 0,5 mm, $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$	130
Figura 4.16 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 0,5 mm, $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$	130
Figura 4.17 – Distribuição o filme de líquido na superfície 3, 0,5 mm, $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.	131
Figura 4.18 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 0,5 mm, $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$	132
Figura 4.19 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 0,5 mm, $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$	132
Figura 4.20 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 0,5 mm, $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$	133
Figura 4.21 – Número de Nusselt calculado para condensadores – $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$	134
Figura 4.22 – Número de Nusselt calculado para condensadores – $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$	134
Figura 4.23 – Diferentes formações do meniscus, quando o líquido apresenta elevada molhabilidade (CAREY, 1992).	135
Figura 4.24 – Modelo para solução do problema de curvatura do meniscus.	138
Figura 4.25 – Curvatura do Meniscus para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}4$	149
Figura 4.26 – Curvatura do Meniscus para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}10$	150
Figura 4.27 – Curvatura do Meniscus para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}13$	151
Figura 4.28 – Curvatura do meniscus para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\pi_5=1\text{E-}4$	151
Figura 4.29 – Curvatura do meniscus para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\pi_5=1\text{E-}10$	152
Figura 4.30 – Curvatura do meniscus para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\pi_5=1\text{E-}13$	152
Figura 4.31 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}4$	153
Figura 4.32 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}10$	154
Figura 4.33 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}13$	154
Figura 4.34 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}4$	155
Figura 4.35 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}10$	156
Figura 4.36 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}13$	156
Figura 4.37 – Pressão do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$	157
Figura 4.38 – Pressão vapor na interface para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$	158
Figura A.1 – Container do vapor para o evaporador capilar.	166
Figura A-2 –Container do líquido para o evaporador capilar.	166
Figura A.3 – Projeto do condensador com pequenos canais convencionais.	167
Figura A.4 – Projeto do condensador com pequenos canais com a fronteira porosa.	167

Lista de Tabelas

Tabela 1.1 – Equações de Apoio.	5
Tabela 1.2 – Constantes ótimas para a Eq. (1.14).	8
Tabela 1.3 – Constantes utilizadas na Eq. (1.16).	9
Tabela 1.4 – Valores da constante <i>C</i> para a correlação de Lockhart-Martinelli.	24
Tabela 2.1 – Instrumentos utilizados e respectivas variações de leitura.....	53
Tabela 2.2 – Dimensões dos condensadores com e sem fronteira porosa.	54
Tabela 2.3 – Procedimentos nos testes dos condensadores.....	59
Tabela B-1: Propriedades para metanol (PETERSON, 1994): peso molecular: 32,00.....	168
Tabela B-2: Coeficientes de temperatura-propriedade para metanol (FAGHRI, 1996).	168

Capítulo 1 – Introdução e Conceitos Básicos

1.1. Introdução

O aprimoramento da capacidade de transferência de calor de trocadores de calor tem sempre sido o objetivo de muitas investigações. Diferentes configurações foram concebidas e investigadas, sendo que as informações e o desenvolvimento obtidos contribuíram para diversas aplicações de trocadores de calor.

Com novas tecnologias sendo desenvolvidas, outras aplicações necessitam de novas concepções de trocadores de calor. A falta de área disponível para a instalação de trocadores com tamanhos convencionais, resultou no desenvolvimento de uma nova tecnologia em aplicações de transferência de calor, utilizando equipamentos com canais de diâmetro reduzido. Em se reduzindo o diâmetro do canal, trocadores de calor tornaram-se mais compactos e elevadas taxas de transferência de calor por unidade de área puderam ser alcançadas. Porém, altas capacidades de bombeamento são necessárias, devido à elevada perda de carga, que é característica de tal equipamento. Essa nova configuração resultou no desenvolvimento de máquinas de refrigeração em miniatura, assim como evaporadores e condensadores mais eficientes (TRAN et al., 1996). Máquinas de refrigeração em miniatura tem uma ampla faixa de aplicação, tal como no resfriamento de componentes eletrônicos. A necessidade do uso de componentes eletrônicos de alto desempenho tem criado uma demanda por sistemas de dissipação de calor mais eficientes (BEGG et al., 1999). Novos conceitos de evaporadores e condensadores com canais de pequenos diâmetros tem encontrado aplicações, principalmente, em sistemas de ar

condicionado de automóveis, porém a sua utilização no controle térmico de componentes eletrônicos tem crescido nos últimos anos.

Diversas investigações foram realizadas no passado relacionadas à capacidade de transferência de calor de trocadores com canais de pequenos diâmetros, com enfoque no fenômeno da evaporação. As informações obtidas através de tal aplicação, contribuíram no desenvolvimento de evaporadores com canais de pequenos diâmetros. Pesquisas relativas à perda de carga e padrões de escoamento também foram realizadas, mas não foram obtidas informações suficientes para o conhecimento pleno dos fatores que afetam o escoamento em canais de pequenos diâmetros. Se por um lado elevadas capacidades de transferência de calor por evaporação puderam ser obtidas, por outro lado elevadas capacidades de condensação também são necessárias como forma de se obter um desempenho satisfatório do sistema como um todo. Em se investigando os estudos realizados no passado, referentes ao fenômeno da condensação em canais de pequenos diâmetros, pode-se constatar que muito pouco foi realizado até agora. Intensas investigações a respeito do fenômeno da condensação devem ser realizadas, com o objectivo de avaliar seus efeitos no processo de transferência de calor de uma forma geral, visando a obtenção de sistemas de transferência de calor mais eficientes. As informações obtidas no passado relativas ao fenômeno da evaporação em canais de pequenos diâmetros, referentes à transferência de calor, perda de carga e padrões de escoamento não podem ser rejeitadas.

Recentemente, KRHUSTALEV e FAGHRI (1995, 1998) realizaram investigações em canais minúsculos com escoamento bifásico durante a transferência de calor. Em tais geometrias, foi observado uma grande influência da tensão de cisalhamento na interface líquido-vapor, a qual mostrou ser não-uniforme. Foi concluído que o atrito na interface líquido-vapor afeta o desempenho do escoamento bifásico em canais pequenos. Foi também concluído que o coeficiente de transferência de calor efetivo apresentava-se extremamente elevado em tal aplicação.

Juntamente com o uso de canais com pequenos diâmetros, o uso de uma fronteira porosa também deve ser considerada, durante o processo de transferência de calor. O seu uso é importante pois, estudos realizados no passado, mostraram que a capacidade de transferência de calor aumenta na presença de um meio poroso. Forças

capilares tem mostrado ser muito importante no processo de drenagem num meio poroso. O uso de uma fronteira porosa para separar a mistura líquido-vapor, que está sendo condensada, do líquido sendo drenado e seus efeitos na transferência de calor, perda de carga e padrões de escoamento ainda necessitam extensivas investigações.

A presença de uma fronteira porosa no processo de condensação apresenta um efeito importante: a tensão de cisalhamento e a drenagem do líquido pela fronteira porosa reduz a espessura do filme de líquido, a qual contribui para a melhoria da transferência de calor. FAGHRI e CHOW (1988) investigaram a condensação do vapor quando uma parede porosa, à temperatura constante, está presente. Foi observado que ocorre uma velocidade de drenagem uniforme na parede porosa. A combinação de drenagem e tensão de cisalhamento do vapor mostrou que efetivamente ocorre a drenagem, a qual garante a operação contínua do processo de condensação.

A revisão da literatura apresentada tem por objetivo mostrar o desenvolvimento atingido em trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros, utilizados no controle térmico, quando escoamentos mono e bifásicos estão presentes. A revisão da literatura apresenta os avanços atingidos não somente quanto à transferência de calor, mas também quanto à perda de carga e padrões de escoamento utilizando escoamento convectivo ebulitivo e adiabático em canais de pequenos diâmetros. Da mesma forma, estudos relativos ao fenômeno da condensação e escoamento em meios porosos são apresentados. Tal revisão da literatura será utilizada como base para o projeto, teste e análise do desempenho de trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros, utilizados no processo de condensação.

1.2. Revisão da Literatura

1.2.1. Transferência de Calor

Trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros tem mostrado elevadas taxas de transferência de calor, conforme apresentado por muitos autores (TUCKERMANN e PEASE, 1981, TRAN et al., 1996, WANG e DU, 2000). Diversos trabalhos têm sido publicados em que condições de escoamentos

monofásico e bifásico foram utilizados, os quais resultaram no desenvolvimento de correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor em tal equipamento.

Para comparar as correlações disponíveis para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, uma análise do Número de Nusselt foi realizada. As correlações disponíveis na literatura foram comparadas em termos do coeficiente de transferência de calor utilizando dois diferentes fluidos de trabalho, em função do Número de Reynolds. Essas comparações são úteis para o cálculo na faixa de valores dada pelas correlações e os efeitos dos diferentes fluidos de trabalho utilizados em trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros.

1.2.1.1. Equações de Apoio

Com o objetivo de melhor entender o processo de transferência de calor, grupos adimensionais são definidos e apresentados na Tabela 1.1, onde $m=2,3875$ e $n=0,25$ para escoamento turbulento e $m=2$ e $n=1$ para escoamento laminar.

1.2.1.2. Correlações Para Escoamento em Pequenos canais

A primeira investigação realizada com resfriamento com pequenos canais foi conduzida por TUCKERMAN e PEASE (1981), utilizando convecção forçada de líquido monofásico. Trocadores de pequenos canais eram anexados na superfície posterior de componentes eletrônicos. Essa tecnologia mostrou-se promissora para configurações mais compactas de componentes eletrônicos e sistemas de resfriamento em geral. O objetivo primário era selecionar uma escolha ótima entre variáveis de projeto para minimizar a resistência total do componente. Baseado em resultados primários, trocadores de calor com pequenos canais ofereciam maiores graus de liberdade para projetos de sistemas com taxas de resfriamento por unidade de área consideravelmente elevadas. Porém, o custo a ser pago era considerado elevado. Esse sistema apresentava perdas de carga extremamente elevadas, causadas pelos fatores geométricos.

Tabela 1.1 – Equações de Apoio.

Parâmetro	Função	Eq.
Martinelli	$X^2 = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{2-n} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^n$	(1.1)
Número de Ebulição	$Bo = \frac{q''}{G\Delta i}$	(1.2)
Número de Convecção	$Co = \frac{(1-x)^{0,8}}{x} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5}$	(1.3)
Número de Froud	$Fr = \frac{G^2}{\rho_l^2 g D_h}$	(1.4)
Fração de Vazio*	$\alpha = \frac{1}{(1-X)^{1/m}}$	(1.5)
Número de Reynolds	$Re = \frac{GD_h}{\mu}$	(1.6)
Número de Nusselt	$Nu = \frac{hD_h}{k}$	(1.7)
Número de Prandtl	$Pr = \frac{\mu c_p}{k}$	(1.8)

1.2.1.3. Correlações Para Escoamento Monofásico

A transferência de calor convectiva de uma única fonte de calor foi estudada por INCROPERA et al. (1986), utilizando água e FC-77 como fluidos de trabalho. Um estudo experimental, com diâmetros na faixa de 5 a 9 mm, foi conduzido e uma correlação para coeficiente de transferência de calor foi obtida para escoamento turbulento, para a faixa de $5000 < Re_{D_h} < 14000$:

$$Nu = 0,13 Re_l^{0,64} Pr_l^{0,38} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,25} \quad (1.9)$$

INCROPERA et al. (1986) concluíram que a condução tri-dimensional no substrato sólido e efeitos da camada limite poderiam ser desprezados, baseados em

* Notas de aula do curso *Transferência de Calor em Escoamento Bifásicos*, 1995.

comparações entre os resultados experimentais e cálculos realizados a partir de um modelo bi-dimensional.

PENG e WANG (1993), WANG e PENG (1994) e SIVAGNANAM et al. (1994) investigaram experimentalmente as características da transferência de calor por ebulição em água sub-resfriada, escoando em microcanais, com diâmetros na faixa de 0,38 a 1,3 mm. Foi observado que escoamento turbulento era induzido precocemente para Número de Reynolds entre 1000–1500. Quando a temperatura da superfície era ligeiramente elevada acima da temperatura de saturação, o escoamento ebulitivo atingia a ebulição nucleada completamente desenvolvida, sem nenhum regime nucleado parcial aparente, mesmo com um sub-resfriamento de entrada elevado. PENG e WANG (1993) e WANG e PENG (1994) também apresentam correlações para determinação do Número de Nusselt sendo, respectivamente:

$$Nu = 1,86 Re_l^{1/3} Pr_l^{1/3} \left(\frac{D}{L}\right)^{1/3} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,14}, \quad (1.10)$$

$$Nu = 0,00805 Re_l^{0,8} Pr_l^{1/3}. \quad (1.11)$$

Resultados obtidos, tanto analítica quanto experimentalmente, mostraram que as características do escoamento ebulitivo e convecção de líquido eram ligeiramente diferentes daquelas observadas em canais convencionais. Esse comportamento também era verificado para ebulição nucleada não parcial de água subresfriada em microcanais.

PENG e PETERSON (1995, 1996) investigaram a transferência de calor convectiva para escoamento de água, através de microcanais (faixa de 0,31 a 0,90 mm). Essa investigação mostrou que o comportamento do escoamento do fluido e da transferência de calor em microcanais, sem mudança de fase, era substancialmente diferente daquela verificada em canais convencionais. Os resultados experimentais correlacionaram-se com a seguinte equação:

$$Nu = 0,072 \left(\frac{D_h}{W_c}\right)^{1,15} [1 - 2,42(Z - 0,5)^2] Re_l^{0,8} Pr_l^{1/3}. \quad (1.12)$$

Investigando influências geométricas, foi verificado que a configuração geométrica dos microcanais apresentava um efeito crítico na transferência de calor convectiva monofásica. Da mesma forma, para um dado sistema com mesmo tamanho e número de canais, a transferência de calor convectiva nos dois lados do canal na seção central do sistema diminuía, à medida em que diminuía a distância de centro a centro dos canais. A correlação apresentada por PENG e PETERSON (1995, 1996) era capaz de correlacionar os resultados com um máximo desvio de 25%.

1.2.1.4. Correlações Para escoamento Bifásico

HIHARA e SAITO (1989) determinaram o coeficiente de transferência de calor para escoamento ebulitivo horizontal de misturas R-22/R-114, em canais com diâmetros de 8 mm. Nessa investigação, um modelo físico foi desenvolvido para cálculo da ebulição nucleada e convecção forçada ebulitiva de misturas, resultando na seguinte correlação:

$$Nu_l = 0,023[Re_l(1-x)]^{0,8} Pr_l^{0,4}, \quad (1.13)$$

$$Nu = Nu_l \left[C_1 Bo.10^4 + C_2 \left(\frac{1}{X} \right)^{C_3} \right], \quad (1.14)$$

onde as constantes ótimas C_1 , C_2 e C_3 eram dependentes da fração do fluido de trabalho, apresentada na Tabela 1.2. Nos experimentos, foi verificado que os coeficientes de transferência de calor para misturas eram muito inferiores daqueles para R-22 e R-114 puros. Significante degradação na transferência de calor era verificada para títulos da mistura intermediários. A correlação obtida por HIHARA e SAITO (1989) correlacionou seus resultados com 30% de desvio, para escoamento ebulitivo e ebulição nucleada.

Tabela 1.2 – Constantes ótimas para a Eq. (1.14).

Composição mol % de R-22	C_1	C_2	C_3	Desvio Padrão %
0	1,00	2,17	0,92	13,6
20	0,44	1,43	0,93	8,2
40	0,42	1,48	0,97	12,0
60	0,53	1,11	1,05	14,2
80	0,70	1,20	1,00	13,5
100	1,30	1,14	1,05	13,7

Posteriormente, HIHARA et al. (1989) apresentaram uma investigação a respeito do efeito de diferentes temperaturas de ebulição entre componentes no coeficiente de transferência de calor. Esse estudo utilizava misturas R-12/R-22 e R-114/R-22 em tubos horizontais. Uma correlação empírica utilizando os resultados experimentais foi obtida, sendo:

$$Nu = 0,87Nu_l \left[Bo \cdot 10^4 + 2,13 \left(\frac{1}{X} \right)^{0,89} \right], \quad (1.15)$$

onde Nu_l é calculado pela Eq. (1.13). Os resultados experimentais para misturas R-12/R-22 e refrigerantes puros correlacionaram com um erro máximo de 30%. Pode-se concluir que as características de transferência de calor para misturas binárias, podiam ser qualitativamente estimadas pelo modelo de crescimento de bolha de uma mistura de líquido binário superaquecido.

JUNG et al. (1989a, 1989b) investigaram os aspectos fundamentais para misturas e os efeitos na transferência de calor por escoamento ebulitivo. Completa supressão da ebulição nucleada era observada para refrigerantes puros e misturas binárias, e duas regiões distintas de transferência de calor existiam no regime anular. Na região de evaporação convectiva, variações das propriedades físicas, devido à mistura, eram responsáveis por quase toda a degradação da transferência de calor, quando comparados a valores ideais. No regime de ebulição parcial a títulos baixos, efeitos de ebulição nucleada eram significantes para fluidos puros, enquanto esse fenômeno era suprimido para misturas, devido a perdas do superaquecimento pelas paredes e resistência à transferência de massa.

Para se desenvolver uma correlação geral para escoamento bifásico saturado, KANDLIKAR (1990) utilizou um extenso banco de dados, com diâmetros variando entre 4,6 e 10 mm e diferentes fluidos e condições de operação. Tais condições estavam relacionadas ao fluxo de massa, fluxo de calor, pressão, título e diâmetro do tubo. A partir desse banco de dados, foi possível obter a seguinte correlação;

$$Nu = C_1 C_0^{C_2} (25Fr)^{C_3} + C_3 Bo^{C_4} Fr . \quad (1.16)$$

As constantes C_1 , C_2 , C_3 , C_4 e C_5 eram funções do escoamento dependentes da ebulição nucleada ou convectiva, representada pela Tabela 1.3. A importância dessa correlação é que proporciona continuidade entre as regiões de ebulição nucleada e convectiva em escoamentos bifásicos, onde a influência dos Números de Ebulição (Bo) e Convectivo (Co) são claras. Para baixo Bo , os resultados de transferência de calor eram predominantes, devido a efeitos de convecção. Com o aumento de Bo para Co contante, contribuições convectivas permaneciam constantes, enquanto efeitos de ebulição nucleada cresciam vagarosamente. Isso era seguido por um rápido aumento até que a contribuição convectiva tornava-se insignificante na região dominante da ebulição nucleada. Com esses fatores, a correlação acima resultou num pequeno desvio médio, quando comparada com vários fluidos de trabalho.

Tabela 1.3 – Constantes utilizadas na Eq. (1.16).

Constante	Região de Ebulição Convectiva	Região de Ebulição Nucleada
C_1	1,1360	0,6686
C_2	-0,9	-0,2
C_3	667,2	1058,0
C_4	0,7	0,7
C_5^1	0,3	0,3

Uma outra correlação generalizada para transferência de calor em escoamento bifásico, foi desenvolvida por KLIMENKO (1990) utilizando 21 diferentes fluidos de trabalho, com diâmetros dos canais variando de 0,47 a 74,7 mm. A correlação obtida foi:

¹ $C_5=0$ para tubos na vertical e para tubos na horizontal quando $Fr_1 > 0,04$.

$$Nu = 0,087[Re_l(1-x)]^{0,6} Pr_l^{1/6} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,2} \left(\frac{k_w}{k_l}\right)^{0,09} \quad (1.17)$$

Em geral, essa correlação resultava em valores acima dos dados obtidos para altas pressões reduzidas. Ambas, ebulição nucleada e intensidade de transferência de calor por vaporização, dependiam da condutividade térmica do material da parede do canal.

Com um interesse em mecanismos de transferência de calor em pequenos canais numa faixa de 0,8 a 5 mm, XIA et al. (1992) investigaram as características da ebulição saturada, utilizando R-113 como fluido de trabalho, tanto para evaporação, quanto condensação. Os resultados obtidos eram comparados, utilizando a correlação apresentada pela Eq. (1.13). Concluiu-se que as características de transferência de calor estariam diretamente relacionadas com o comportamento básico da ebulição. Analisando os efeitos do tamanho do canal, era constatado que um tamanho ótimo existe para um dado fluxo de calor. Isso era caracterizado quando o coeficiente de transferência de calor para ebulição atingia um valor máximo.

WEISBERG e BAU (1992) modelaram um sistema de resfriamento para componentes eletrônicos sem utilizar aproximações feitas por outros pesquisadores no passado. Isso consistia de cálculos simultâneos do transporte de calor no substrato e no líquido. Foi comprovado que a temperatura do substrato aproximava-se de uma distribuição isotérmica com o decréscimo da condutividade térmica do fluido. Esse fator era característico, quando refrigerantes ou gases eram utilizados como fluido de trabalho.

Conforme apresentado por PENG et al. (1995, 1996), fenômenos de transporte e transferência de calor em microescala e suas características poderiam ser diferentes daquelas que geralmente ocorrem em situações em larga escala. PENG et al. (1995, 1996) estudaram a transferência de calor de líquido sub-resfriado, escoando por microcanais, com e sem mudança de fase. A velocidade do líquido apresentava significativa influência nos mecanismos globais de transferência de calor. Tamanho e possivelmente o número de microcanais, também afetavam significativamente a transição laminar-turbulento para escoamento mono-fásicos.

Os mecanismos de transferência de calor e condições que resultam no fenômeno de secagem (dryout), em microcanais com escoamento bifásico com superfícies aprimoradas, foram investigados por KHRUSTALEV e FAGHRI (1995). Tal fenômeno ainda não é completamente entendido, devido à complexidade global no escoamento em microcanais. Porém, KHRUSTALEV e FAGHRI (1995) investigaram experimentalmente uma placa plana de cobre com pequenas passagens axiais. Tal geometria foi concebida para promover aumento significativo na transferência de calor durante evaporação e ebulição. Utilizando água como fluido de trabalho, coeficientes de transferência de calor medidos (até um máximo de 100000 W/m²K para $\Delta T=14$ °C) eram comparativamente altos e as distribuições de temperatura ao longo da placa apresentaram-se uniformes.

CHATO et al. (1995) apresentaram correlações para transferência de calor durante evaporação e condensação. Essas correlações foram obtidas para líquido na entrada com mudança de fase e diferentes fluidos de trabalho, para canais de 3,97 mm. A correlação para transferência de calor durante condensação é apresentada como sendo

$$Nu = 0,023[Re_l(1-x)]^{0,8} Pr_l^{0,3} g(X), \quad (1.18)$$

onde

$$g(X) = \frac{2,61}{X^{0,805}}. \quad (1.19)$$

A correlação resultante assume que, para condensação, a transferência de calor era caracterizada primariamente pela condução, através do filme de líquido presente no canal.

Um dos poucos trabalhos considerando o fenômeno da condensação em canais de pequenos diâmetros é apresentado por BEGG et al. (1999). Neste trabalho, um termosifão foi utilizado para testar diversos condensadores com canais de pequenos diâmetros. Tal análise permitiu que uma visualização do escoamento na seção de condensação pudesse ser realizada, a qual apresentava apenas escoamento laminar. Foi concluído que o filme de condensado nos canais de pequenos diâmetros era influenciado pelos efeitos de tensão superficial do fluido de trabalho utilizado, e que

a condensação em pequenos canais difere daquilo que é observado em canais com diâmetros maiores.

Alguns estudos foram conduzidos para o melhor entendimento do processo de transferência de calor em pequenos canais, tanto para aplicações com ou sem mudança de fase. Muitos parâmetros que influenciam o coeficiente de transferência de calor foram identificados. Muitas correlações foram desenvolvidas para representar, matematicamente, o processo de transferência de calor. Grande parte foi voltada para uso geral, enquanto algumas foram obtidas para aplicações em pequenos canais. Portanto, uma comparação entre correlações é importante para melhor entender a faixa de cálculo do coeficiente de transferência de calor, para futuras análises de escoamento em pequenos canais e suas aplicações.

Primeiramente, correlações para escoamento mono-fásico foram comparadas para as mesmas condições de escoamento em pequenos canais. Posteriormente, correlações para escoamento bifásico foram comparadas para essas mesmas condições. As propriedades termodinâmicas foram obtidas pelo programa EES (Engineering Equation Solver versão 4.3.1). As condições utilizadas para se realizar essa comparação foram: 1) dois fluidos de trabalho: água, R-134a; 2) condições: $T_{\text{sat}}=5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_p=80\text{ }^{\circ}\text{C}$, $D=2\text{ mm}$; para escoamento bifásico, os títulos para a mistura foram escolhidos como sendo: $x=0,1, 0,5$ e $0,8$; 3) velocidades mássicas entre 50 e $500\text{ kg/m}^2\text{s}$.

As Figuras 1.1 e 1.2 apresentam a comparação com as correlações para escoamento monofásico. Como era esperado, o Número de Nusselt aumenta com o Número de Reynolds. As comparações utilizando água e R-134a mostram que o Número de Nusselt calculado é similar para esses fluidos, sendo que o Número de Reynolds para o R-134a apresenta-se maior.

As Figuras 1.3 e 1.4 apresentam as comparações, utilizando as correlações para escoamento bifásico, para título de $x=0,1$. Para este valor, a transferência de calor se dá principalmente por ebulição nucleada (KANDLIKAR, 1990). O Número de Nusselt para água é maior, quando comparada com as correlações para escoamento monofásico. Esse comportamento é também observado para o R-134a.

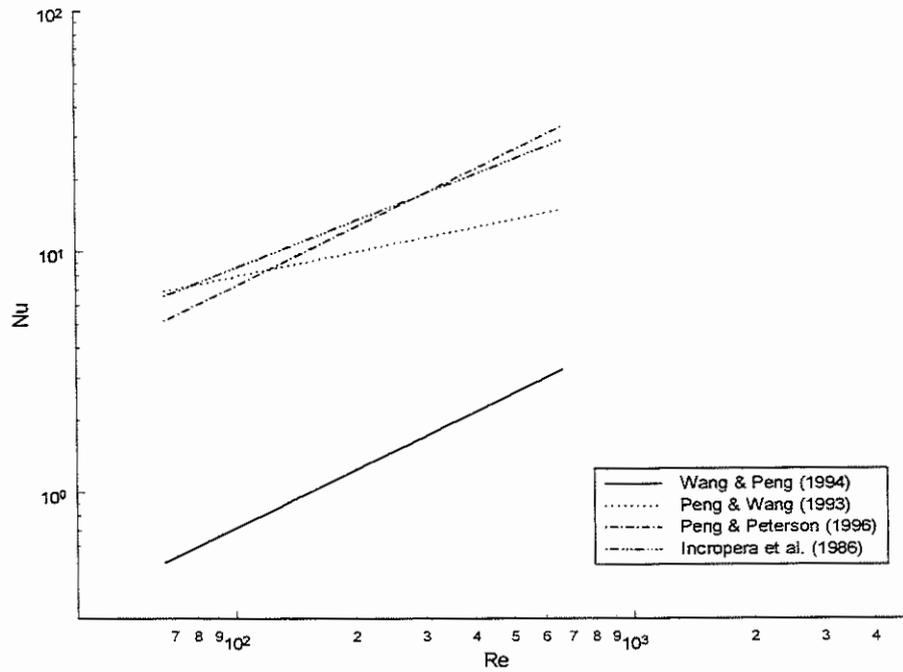


Figura 1.1 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – escoamento monofásico de água.

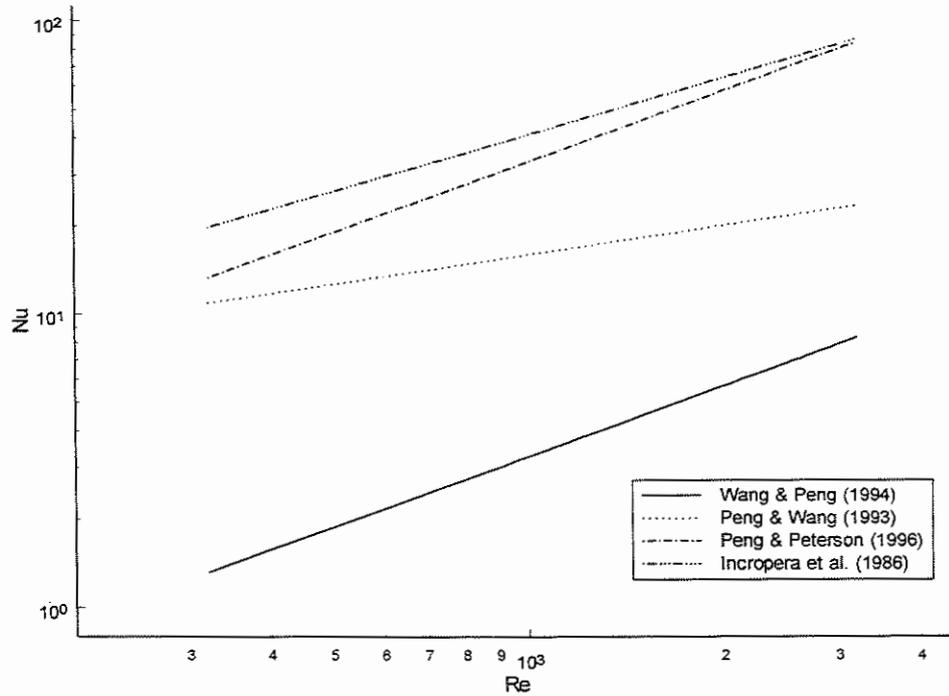


Figura 1.2 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – escoamento monofásico R-134a.

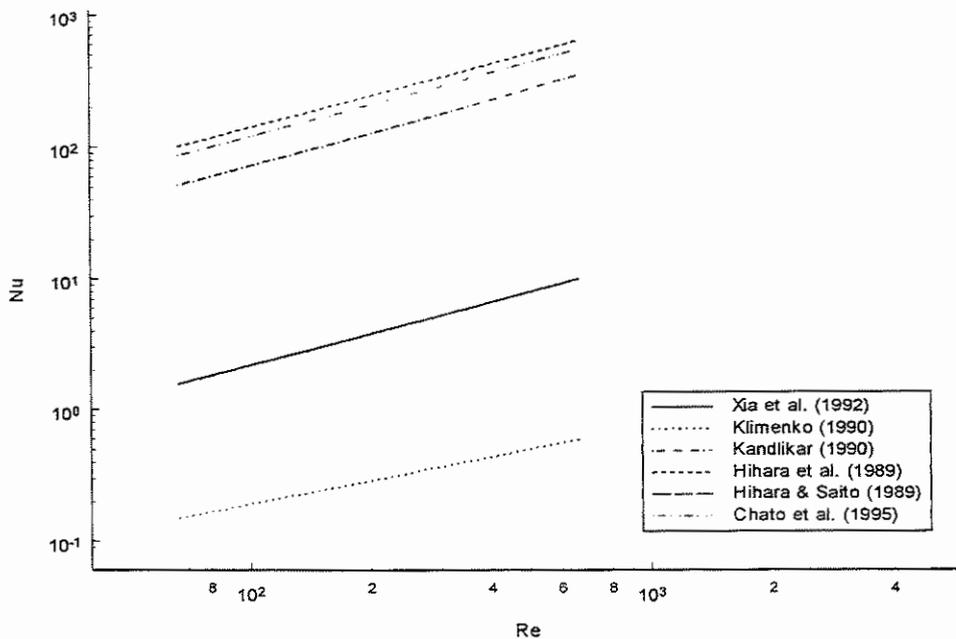


Figura 1.3 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido água para x=0,1.

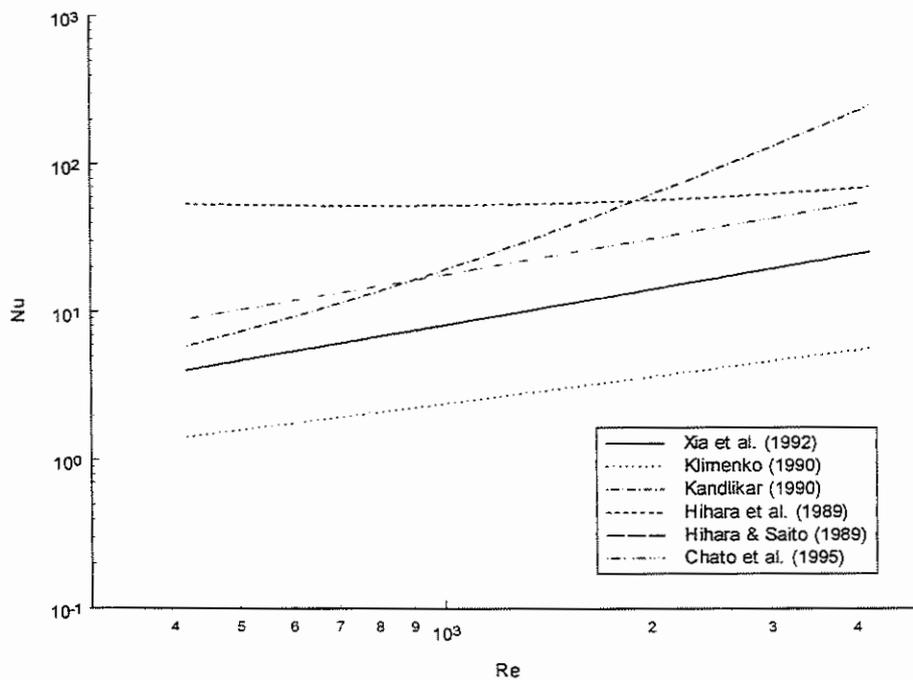


Figura 1.4 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido R-134a para x=0,1.

Assim como pode ser verificado para as comparações com escoamento monofásico, os resultados apresentaram grandes dispersões. As Figs. 1.5 e 1.6 mostram a comparação das correlações para escoamento bifásico e título de 0,5.

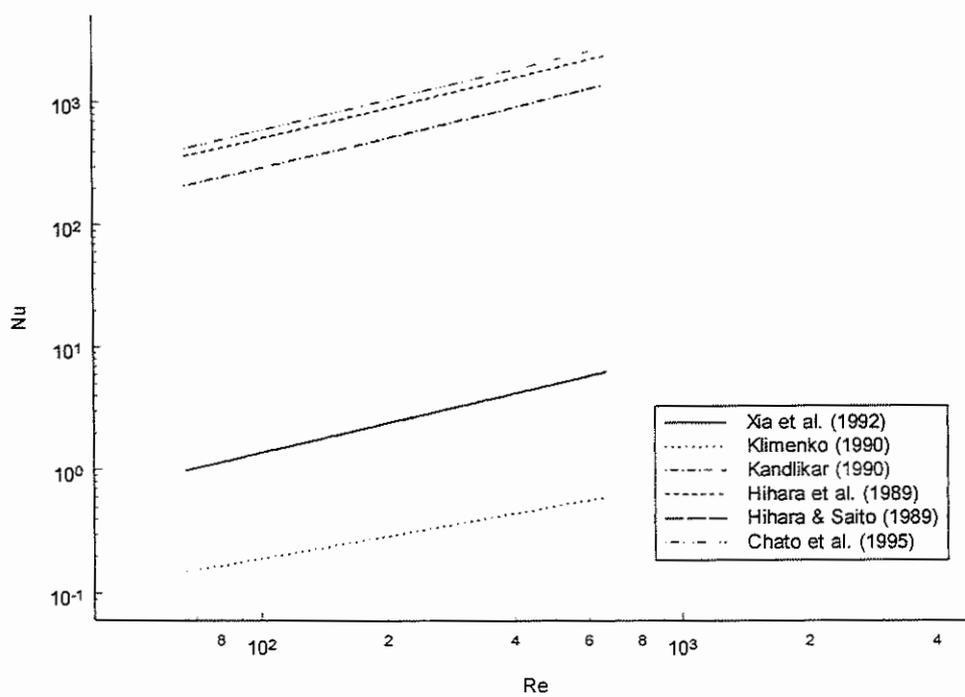


Figura 1.5 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido água para $x=0,5$.

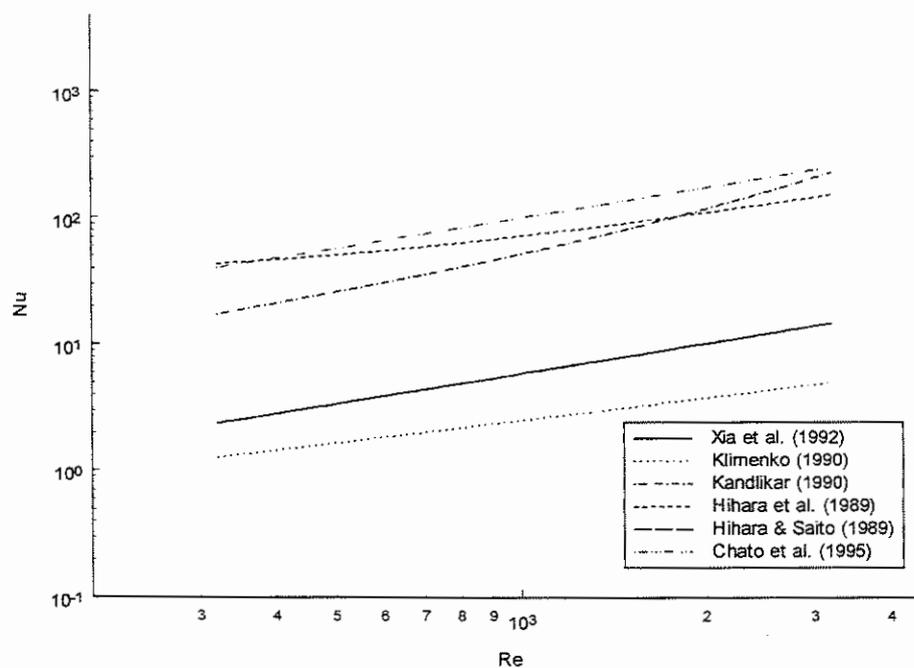


Figura 1.6 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido R-134a para $x=0,5$.

Nesse ponto, o processo de transferência de calor se dá praticamente por ebulição convectiva. Como consequência, o Número de Nusselt apresenta um aumento para a mesma faixa de Número de Reynolds, mostrando que as correlações para escoamento bifásico são extremamente dependentes da variação do título.

Em se comparando as correlações disponíveis, fica claro que não existe um modelo geral que possa ser utilizado para qualquer aplicação. Porém, correlações para cálculo do Número de Nusselt, que são funções do Número de Ebulição e/ou Convecção e do parâmetro de Martinelli, resultam numa melhor consistência nos resultados.

As Figs. 1.7 e 1.8 apresentam a comparação de resultados para título do vapor de 0,8. Como o título do vapor aumenta, o Número de Nusselt aumenta devido à maior influência da ebulição convectiva (KANDLIKAR, 1990). Números de Nusselt mais elevados são obtidos para a mesma faixa de Número de Reynolds.

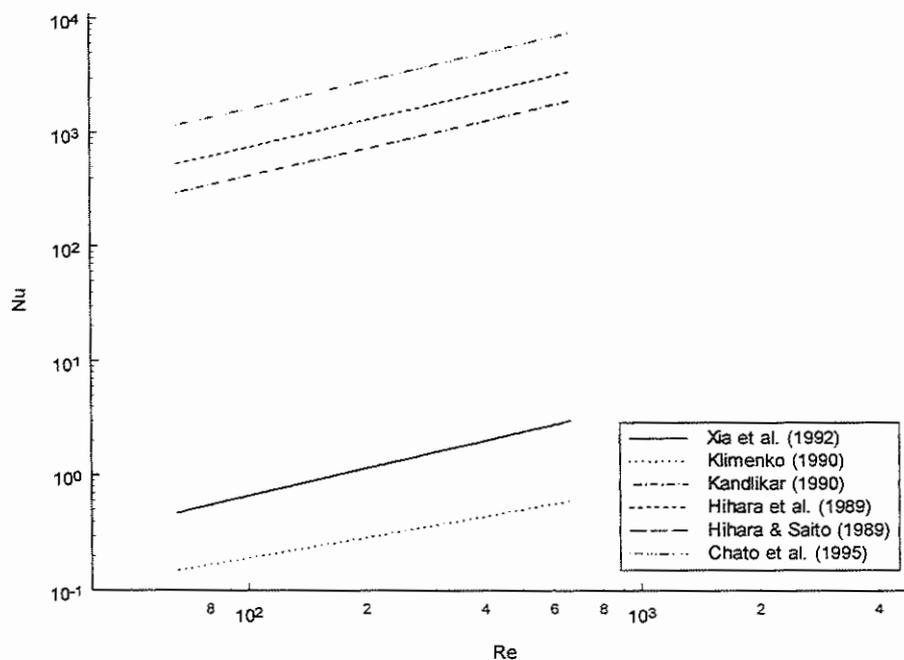


Figura 1.7 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – escoamento de água para $x=0,8$.

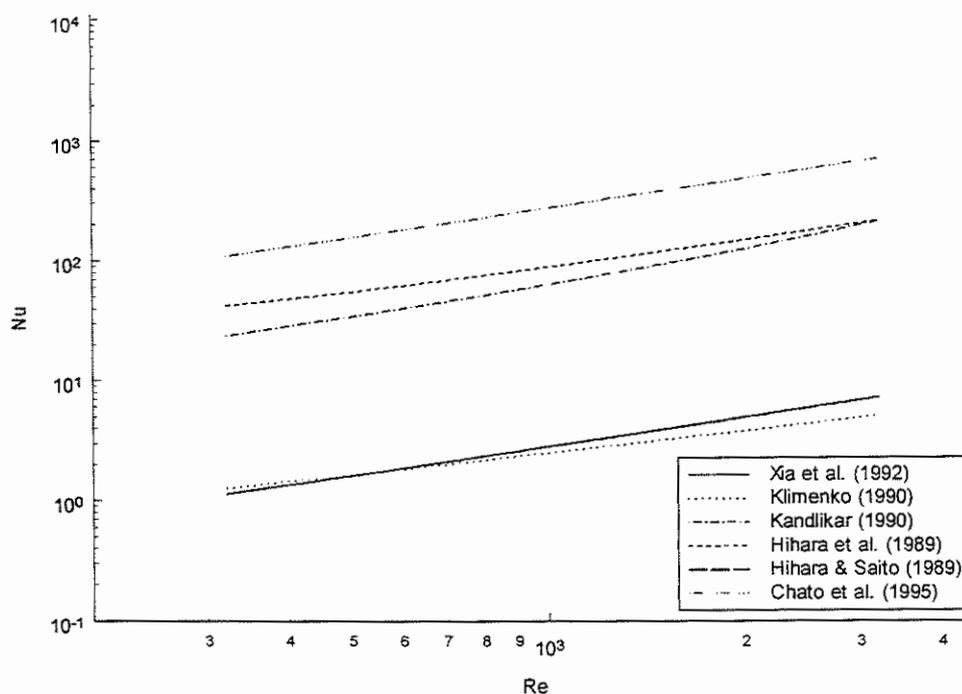


Figura 1.8 – Número de Nusselt vs. Número de Reynolds – fluido R-134a para $x=0,8$.

As comparações mostraram que as correlações que não fazem uso do Número de Ebulição e/ou Convecção ou do parâmetro de Martinelli, apresentam resultados mais consistentes. A influência desses parâmetros no cálculo do Número de Nusselt mostrou-se importante, devido aos efeitos relativos à evaporação/condensação no processo de transferência de calor. As demais correlações, que foram desenvolvidas para escoamento monofásico, devem ser estudadas e modificadas para uso em aplicações com pequenos canais.

Contudo, mais estudos devem ser realizados para o melhor entendimento do processo de transferência de calor em escoamento mono e bifásico em pequenos canais. Parâmetros geométricos, perda de carga e regimes de escoamento em pequenos canais devem ser investigados para avaliar suas influências na transferência de calor em canais de pequenos diâmetros. Tais informações contribuiriam para o melhor entendimento do fenômeno da condensação em canais de pequenos diâmetros, com o objetivo de melhorar sistemas de dissipação de calor.

1.2.2. Perda de Carga

A relação entre transferência de calor e perda de carga está tipicamente ligada e tem sido extensivamente estudada. À medida que pesquisas foram sendo realizadas, muitas aplicações para escoamentos multifásicos foram encontradas. A utilização de escoamentos multifásicos, em processos de transferência de calor em pequenos canais, mostra-se promissora. Essa aplicação é particularmente interessante, pois o fluido volátil muda de fase no interior dos canais à medida em que ocorre a transferência de calor. Isso se torna interessante do ponto de vista que, à medida em que o diâmetro do canal se reduz, o coeficiente de transferência de calor aumenta consideravelmente. O custo para isso, porém, é elevado. A perda de carga para esse tipo de aplicação é extremamente elevada e maiores capacidades de bombeamento são necessárias (TUCKERMAN e PEASE, 1981).

É de pleno conhecimento que, quando um fluido volátil escoar num canal aquecido, a transferência de calor e o comportamento do escoamento variam de acordo com o fluxo de calor. Nesse caso, o fluido muda de fase à medida em que calor é transferido. A mudança de fase é caracterizada pelo aumento do título de vapor, enquanto ocorre a transferência de calor, como mostra a Fig. 1.9.

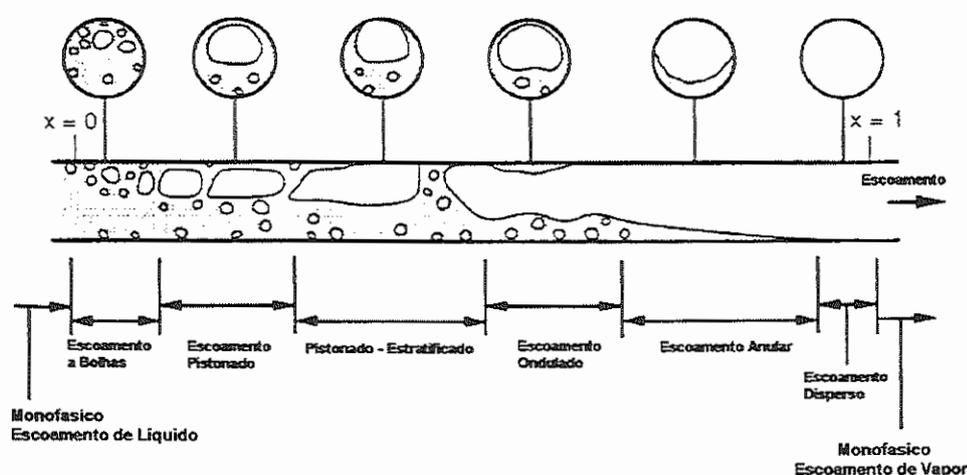


Figura 1.9 – Mudança de fase durante evaporação num tubo horizontal (CAREY, 1992).

THOM (1964) postula que, para essa situação, existem três regimes distintos durante o escoamento forçado, em se utilizando água:

- 1) quando a temperatura do fluido e o fluxo de calor são baixos, a transferência de calor convectiva ocorre ao longo da camada limite, sem que ocorra mudança de fase;
- 2) quando a temperatura do fluido ou o fluxo de calor são elevados o suficiente para a temperatura da parede elevar-se em alguns graus acima do limite de ebulição, a ebulição nucleada ocorre e bolhas começam a surgir na superfície;
- 3) a fluxos de calor elevados, as bolhas começam a coalescer e, a um certo valor crítico, um filme de vapor contínuo se forma na superfície.

Quando a perda de carga, através do tubo é pequena, quando comparada com a pressão absoluta, um fato interessante acontece. A perda de carga, resultante do escoamento da mistura em ebulição num canal horizontal, é consequência do aumento da quantidade de movimento da mistura. Isso ocorre devido ao escoamento do fluido pelo canal à medida em que se vaporiza, e também à perda de carga devido às forças de atrito, que atuam no escoamento bifásico. No caso de escoamento vertical, a perda de carga devido ao aumento da energia potencial gravitacional, à medida em que fluido em evaporação escoo pelo canal, também torna-se importante.

A perda de carga, portanto, pode ser determinada a partir da soma de três componentes, sendo eles:

- 1) Perda de Carga por Atrito: causada pelo efeito do atrito do fluido e das fases. Esse termo é dependente de fatores geométricos, vazão e relação entre as densidades das fases;
- 2) Perda de Carga por Aceleração: causada pela vazão à medida em que o escoamento se desenvolve no interior do canal. É também dependente na relação entre as fases;
- 3) Perda de Carga Gravitacional: causada por efeitos gravitacionais.

A somatória desses termos pode, então, ser representada pela equação:

$$\left(-\frac{dP}{dz}\right) = \left(-\frac{dP}{dz}\right)_{\text{atrito}} + \left(-\frac{dP}{dz}\right)_{\text{aceleracao}} + \left(-\frac{dP}{dz}\right)_{\text{gravidade}} \quad (1.20)$$

Da mesma forma, outras equações devem ser definidas para aprimorar o entendimento do fenômeno da perda de carga.

Muitas publicações apresentam modelos para cálculo dos termos que compõem a perda de carga. Em geral, a perda de carga por atrito pode ser calculada pela equação:

$$\left(-\frac{dP}{dz}\right)_{\text{atrito}} = 2f \frac{G^2}{\rho D_h}, \quad (1.21)$$

onde f é o coeficiente de atrito tipo “fanning”. A equação que calcula a perda de carga por aceleração é determinada como sendo:

$$\left(-\frac{dP}{dz}\right)_{\text{aceleracao}} = G^2 \left[\frac{x_s^2}{\rho_v \alpha_s} + \frac{(1-x_s)^2}{\rho_l (1-\alpha_s)} - \frac{x_e^2}{\rho_v \alpha_e} - \frac{(1-x_e)^2}{\rho_l (1-\alpha_e)} \right]. \quad (1.22)$$

Da mesma forma, a equação que descreve a perda de carga por gravidade é definida como:

$$\left(-\frac{dP}{dz}\right)_{\text{gravidade}} = g \sin \theta [\alpha \rho_v + (1-\alpha) \rho_l], \quad (1.23)$$

onde α pode ser calculado pela Eq. (1.5).

As equações definidas para o cálculo dos diversos componentes da perda de carga são gerais. Porém, diversos modelos foram elaborados com o objetivo de calcular a perda de carga. Esses modelos são apresentados a seguir.

1.2.2.1. Modelo Homogêneo

Um dos modelos clássicos para cálculo da perda de carga é o Modelo Homogêneo, também conhecido como Modelo de Fator de Atrito. Esse modelo considera que as duas fases escoam como se ambas apresentassem as mesmas propriedades. Propriedades médias são determinadas e a mistura é tratada como um pseudofluido, o qual obedece as equações gerais de escoamento monofásico. As

propriedades médias necessárias são: velocidade, propriedades de transporte e termodinâmicas (COLLIER, 1981). A viscosidade dinâmica ($\bar{\mu}$) e a densidade ($\bar{\rho}$) médias são, respectivamente:

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{(1-x)}{\mu_l} \quad (1.24)$$

e

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \quad (1.25)$$

Diferenças na velocidade, temperatura e potencial químico entre as fases proporcionará transferência de calor e massa e quantidade de movimento mútuo. Geralmente, esse processo acontece rapidamente, particularmente quando uma das fases está dispersa na outra, assumindo que o equilíbrio foi atingido. Contudo, em algumas ocasiões, o uso do Modelo Homogêneo é inapropriado. Por exemplo, uma velocidade média não pode descrever escoamentos verticais em contra-corrente, os quais são influenciados pela força da gravidade, agindo nas diferentes densidades das fases.

De uma forma geral, quando o gradiente total de pressão estática é avaliado, a seguinte equação pode ser usada para representar o Modelo Homogêneo (CAREY, 1992).

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right) = \frac{\frac{2fG^2v_l}{D} \left[1 + x\left(\frac{v_{lv}}{v_l}\right)\right] + G^2v_l\left(\frac{v_{lv}}{v_l}\right)\frac{dx}{dz} + \frac{g \sin \theta}{v_f \left[1 + x\left(\frac{v_{lv}}{v_f}\right)\right]}}{1 + G^2x\left(\frac{dv_v}{dp}\right)} \quad (1.26)$$

Nessa equação, todos os termos que envolvem o cálculo da perda de carga total estão incluídos. O denominador da Eq. (1.26) representa o Número de Mach para o escoamento do vapor. O coeficiente de atrito tipo *fanning* (f) pode ser determinado utilizando a equação de Blasius:

$$f = C \text{Re}_{D_h}^{-n}, \quad (1.27)$$

onde as constantes C e n dependem do regime de escoamento (laminar: $C=64$, $n=1$; turbulento: $C=0,079$, $n=0,25$). Um fato interessante no Modelo Homogêneo é o caso onde líquido é evaporado a partir de uma certa condição à temperatura de saturação, para uma mistura líquido/vapor, tendo um título x . Para uma variação linear de x ao longo do comprimento do canal L , a Eq. (1.26) pode ser escrita como sendo (CAREY, 1992):

$$\Delta P = \frac{2fLG^2v_l}{D} \left[1 + \frac{x}{2} \left(\frac{v_{lv}}{v_l} \right) \right] + G^2 v_l \left(\frac{v_{lv}}{v_l} \right) x + \frac{g \sin \theta L}{v_{lv} x} \ln \left[1 + x \left(\frac{v_{lv}}{v_l} \right) \right]. \quad (1.28)$$

1.2.2.2. Modelo de Fases Separadas

O modelo de fases separadas considera que as fases estão artificialmente segregadas nas fases líquido e vapor. A forma mais simplificada desse modelo assume que cada fase escoar numa velocidade média. Para esse caso, o Modelo de Fases Separadas reduz-se ao Modelo Homogêneo.

Numa versão mais sofisticada, equações separadas de conservação de massa, quantidade de movimento e energia são definidas para cada fase. As seis equações resultantes são resolvidas simultaneamente, com outras equações que descrevem como as fases interagem uma com a outra e com as paredes do canal.

O gradiente total de pressão estática, representado pelo Modelo de Fases Separadas, pode ser representado pela equação (CAREY, 1992):

$$\left(-\frac{dp}{dz} \right) = \frac{\frac{2fG^2v_l}{D} \phi_{io}^2 + G^2 \frac{dx}{dz} \left\{ \left[\frac{2xv_v}{\alpha} - \frac{2(1-x)v_l}{(1-\alpha)} \right] \right\}}{1 + G^2 \left\{ \frac{x^2}{\alpha} \left(\frac{dv_v}{dp} \right) + \frac{d\alpha}{dp} \left[\frac{(1-x)^2 v_l}{(1-\alpha)^2} - \frac{x^2 v_v}{\alpha^2} \right] \right\}} + \frac{\frac{d\alpha}{dx} \left\{ \frac{(1-x)^2 v_l}{(1-\alpha)^2} - \frac{x^2 v_v}{\alpha^2} \right\} + g \sin \theta [\rho_v \alpha + \rho_l (1-\alpha)]}{1 + G^2 \left\{ \frac{x^2}{\alpha} \left(\frac{dv_v}{dp} \right) + \frac{d\alpha}{dp} \left[\frac{(1-x)^2 v_l}{(1-\alpha)^2} - \frac{x^2 v_v}{\alpha^2} \right] \right\}}. \quad (1.29)$$

Para avaliar a perda de carga total, a Eq. (1.29) necessita integração. Para um caso particular, em que fluido é evaporado à temperatura de saturação para uma mistura líquido/vapor contendo título x , com uma mudança linear de x ao longo de L , resulta (CAREY, 1992):

$$\Delta P = \frac{2fG^2v_lL}{D} \left[\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{lo}^2 dx \right] + G^2v_l \left[\frac{x^2}{\alpha} \left(\frac{v_v}{v_l} \right) + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} - 1 \right] + \frac{Lg \sin \theta}{x} \int_0^x [\rho_v \alpha + \rho_l (1-\alpha)] dx \quad (1.30)$$

onde o multiplicador bifásico (ϕ_{lo}^2) tem sido extensivamente investigado no passado. Esse parâmetro é definido como a relação da perda de carga por atrito e a perda de carga para o líquido escoando sozinho no canal (COLLIER, 1981), como

$$\phi_{lo}^2 = \frac{-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{atrito}}}{-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo}} \quad (1.31)$$

e, da mesma forma, o multiplicador bifásico para o caso onde somente vapor escoar no canal é definido pela relação (COLLIER, 1981):

$$\phi_{vo}^2 = \frac{-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{atrito}}}{-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo}} \quad (1.32)$$

Uma relação entre o multiplicador bifásico somente para o líquido e para o líquido pode ser representada como sendo (COLLIER, 1981):

$$\phi_{lo}^2 = \phi_l^2 (1-x)^{2-n} \quad (1.33)$$

Um dos modelos mais utilizados e aceitos para cálculo do multiplicador bifásico é apresentado por LOCKHART e MARTINELLI (1949), definido como sendo:

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}, \quad (1.34)$$

onde a constante C é determinada utilizando a Tabela 1.4.

Tabela 1.4 – Valores da constante C para a correlação de Lockhart-Martinelli.

Líquido	Regimes		C
	Líquido	Vapor	
Turbulento		Turbulento	20
Laminar		Turbulento	12
Turbulento		Laminar	10
Laminar		Laminar	5

CHIEN e IBELE (1964) investigaram a transição do Número de Reynolds na fase vapor. Foi possível verificar que o gradiente de pressão sofria uma mudança durante a transição. Uma cuidadosa verificação dessa mudança levou à conclusão que estava associada à mudança no regime de escoamento.

CHISHOLM (1973) comparou a correlação de LOCKHART e MARTINELLI (1949) com os resultados obtidos experimentalmente. Ele concluiu que seus resultados experimentais apresentavam melhor correlação, quando, tanto o líquido, quanto o vapor estavam em regime turbulento, para $C=21$. CHISHOLM (1973) também apresenta uma correlação geral para multiplicador bifásico, sendo:

$$\phi_l^2 = 1 + (\Gamma^2 - 1) \left[Bx^{\frac{2-n}{2}} (1-x)^{\frac{2-n}{2}} + x^{2-n} \right], \quad (1.35)$$

onde

$$B = \frac{C\Gamma - 2^{2-n} + 2}{\Gamma^2 - 1} \quad (1.36)$$

e

$$\Gamma^2 = \left(\frac{v_v}{v_l} \right) \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^n. \quad (1.37)$$

COLLIER (1981) define o multiplicador bifásico, a ser usado no Modelo de Fases Separadas, levando-se em consideração a interação das fases, como sendo:

$$\phi_{lo}^2 = \left[1 + x \left(\frac{v_{lv}}{v_l} \right) \right] \left[1 + x \left(\frac{\mu_{lv}}{\mu_l} \right) \right]^{-\frac{1}{4}}. \quad (1.38)$$

LAZAREK e BLACK (1982) investigaram a perda de carga num canal com diâmetro de 3,1 mm, durante evaporação de R-113. Concluiu-se que, a perda de carga na saída do canal, para o fluido na condição de vapor saturado, era principalmente causado pelo atrito. As contribuições relativas à elevação e modificações na quantidade de movimento e aceleração do vapor apresentaram-se pequenas. Os resultados experimentais obtidos por LAZAREK e BLACK (1982) apresentaram boa correlação quando comparados com o modelo de CHISHOLM (1973).

JUNG e RADERMACHER (1989) investigaram a perda de carga durante vaporização de refrigerantes puros e misturas, em canais com diâmetros de 9 mm. Foi possível verificar que a perda de carga para misturas era em função da sua composição. Isso significa que muitas correlações podem não ser capazes de calcular a perda de carga de forma adequada, quando utilizando-se de misturas. JUNG e RADERMACHER (1989) desenvolveram uma correlação para o multiplicador bifásico para ser utilizado no Modelo de Fases Separadas, sendo:

$$\phi_{lo}^2 = 30,78x^{1,325} (1-x)^{0,477} p_r^{-0,7232}, \quad (1.39)$$

onde a pressão reduzida (p_r) é $p_r = p_{sat}/p_c$. O uso de variáveis adimensionais não causava dependências entre a perda de carga e o fluido de trabalho utilizado.

LIN et al. (1991) investigaram a perda de carga por atrito em canais capilares, com canais de diâmetro de 0,66 e 0,71 mm, tanto experimental quanto

analiticamente. Devido à variação do título do fluido ao longo do canal, a perda de carga por atrito era difícil de ser determinada. Para escoamento monofásico, era verificado que a rugosidade do canal apresentava efeitos distintos na perda de carga por atrito. Para escoamento bifásico era constatado que a rugosidade relativa (ε/D) tinha um efeito considerável no atrito com a parede do canal, causando influência direta na determinação da perda de carga. O modelo de cálculo do multiplicador bifásico proposto por LIN et al. (1991) é:

$$\phi_{lo}^2 = \frac{\left[\ln \left[\left(\frac{7}{Re_{lo}} \right)^{0.9} + 0.27 \left(\frac{\varepsilon}{D} \right) \right] \right]^{16}}{\left[\ln \left[\left(\frac{7}{Re_t} \right)^{0.9} + 0.27 \left(\frac{\varepsilon}{D} \right) \right] \right]^{16}} \left[1 + x \left(\frac{v_v}{v_l} - 1 \right) \right], \quad (1.40)$$

onde o Número de Reynolds para a mistura bifásica é $Re_t = \dot{m}D / \mu_t$.

MISHIMA et al. (1993) investigaram a perda de carga em um canal pequeno retangular. Foi observado que as características do escoamento bifásico em pequenos canais eram diferentes daquelas observadas em outras geometrias. Essa diferença era causada pela significativa restrição ao formato das bolhas, a qual afetava o processo de transferência de calor. Os resultados experimentais correlacionaram-se bem com a equação proposta por CHISHOLM (1973).

HAHNE et al. (1993) apresentaram uma correlação geral para o multiplicador bifásico para refrigerante sub-resfriado, sendo:

$$\phi_{lo}^2 = 1 + 500 Bo^{1.6} Ja^{-1.2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \left(\frac{P_h}{P_p} \right), \quad (1.41)$$

onde o Número de Jacob é definido como:

$$Ja = \frac{c_p (T_s - T_{sat})}{i_{lv}}. \quad (1.42)$$

A correlação apresentada pela Eq. (1.41) apresentava bons resultados quando comparada com os resultados experimentais de HAHNE et al. (1993). Essa equação era utilizada para calcular a perda de carga em canais horizontais. Contudo, para canais sob orientação vertical, um modelo de fração de vazio deveria ser utilizado para calcular o componente hidrostático, separadamente.

BOWERS e MUDAWAR (1994a, 1994b e 1994c) investigaram a perda de carga, utilizando sistema de resfriamento para componentes eletrônicos. Eles verificaram que o Modelo Homogêneo pode ser utilizado para calcular, com uma boa precisão, a perda de carga em pequenos canais, para baixas vazões.

CHATO et. al (1995) concluíram, durante suas investigações, que o aumento da perda de carga aumentava a área de transferência de calor, porque destruía a diferença de temperatura que conduzia tal processo. A combinação de transferência de calor e perda de carga sugeria que um tamanho ótimo do canal existia para cada condição de operação.

YANG e WEBB (1996) utilizaram a equação de Lockhart-Martinelli para correlacionar os resultados experimentais, obtidos para escoamento em pequenos canais. Foi verificado que a perda de carga aumentava para crescentes vazões e qualidade do vapor. A perda de carga para canais com ranhuras era maior do que para canais lisos, para a mesma vazão e qualidade do vapor. Isso era verificado devido ao menor diâmetro hidráulico do canal com ranhuras. Foi possível concluir, também, que a tensão superficial não afetava significativamente a perda de carga por atrito em canais com ranhuras.

RAVIGURURAJA et al. (1996) concluíram, em seus estudos, que a vazão influenciava diretamente a perda de carga em microcanais, para aplicações utilizando refrigerantes. Isso ocorria quando fluxos de calor elevados eram obtidos para um pequeno superaquecimento na parede do canal. Isso resultava num elevado coeficiente de transferência de calor. Contudo, o limite no coeficiente de transferência de calor era devido ao calor introduzido pela superfície do canal. Porém, para altos valores de superaquecimento, o coeficiente de transferência de calor diminuía e a perda de carga aumentava consideravelmente, especialmente para altas vazões. Essa dependência podia ser atribuída pela aceleração causada pelo aumento da quantidade de vapor presente no canal.

CHANG e RO (1996) puderam observar que, para escoamento de refrigerante em canais capilares, a perda de carga era causada pelo efeito do atrito do fluido com a parede do canal e pela aceleração devido ao aumento do volume específico. Também foi observado que a perda de carga aumentava quando a temperatura de saturação diminuía.

NIDEGGER et al. (1997) e ZÜRCHER et al. (1997) investigaram a presença de óleo na perda de carga durante evaporação. Foi observado que o efeito do óleo na perda de carga em escoamentos bifásicos era mais evidente para títulos elevados do vapor, onde as concentrações locais eram elevadas. Altas concentrações de óleo promoveram elevadas perdas de carga.

BEGG et al. (1999) observaram, durante testes experimentais com condensadores de canais de pequenos diâmetros, que a perda de carga do vapor na seção de condensação era insignificante quando comparada com a do líquido.

TURNER et al. (1999) concluíram, à partir de testes experimentais com canais de pequenos diâmetros, que a perda de carga na entrada do canal podia ser significativa quando escoamento laminar era observado. TRIPLETT et al. (1999b), durante investigações em escoamento bifásico adiabático em microcanais (na faixa de 1,09 a 1,49 mm), concluíram que a perda de carga por aceleração pode ser significativa, principalmente para elevadas velocidades superficiais do líquido e do gás. Foi possível concluir que o Modelo Homogêneo apresentava uma melhor correlação com os resultados experimentais obtidos.

Mesmo com diversos estudos relativos à perda de carga, apenas alguns foram realizados utilizando pequenos canais. Esses apenas apresentam uma abordagem experimental, porém mostram conclusões importantes. Uma comparação das diferentes correlações apresentadas torna-se importante, onde o objetivo é determinar o comportamento das correlações para perda de carga, aplicadas à pequenos canais.

1.2.2.3. Comparação das Correlações para Perda de Carga

As correlações apresentadas foram comparadas, com o objetivo de avaliar a perda de carga nas condições de operação em pequenos canais. Essa comparação foi realizada para as mesma condições utilizadas na comparações do Número de Nusselt,

admitindo escoamento horizontal e título da mistura variando de 0 a 1. Vale lembrar que as comparações aqui apresentadas visam apenas a análise dos resultados que as diversas correlações apresentadas podem resultar, não significando que isso possa ocorrer em aplicações reais.

As propriedades termodinâmicas foram obtidas através do programa EES (Engineering Equation Solver) versão 4.3.1. As Figs. 1.10 e 1.11 apresentam os resultados obtidos.

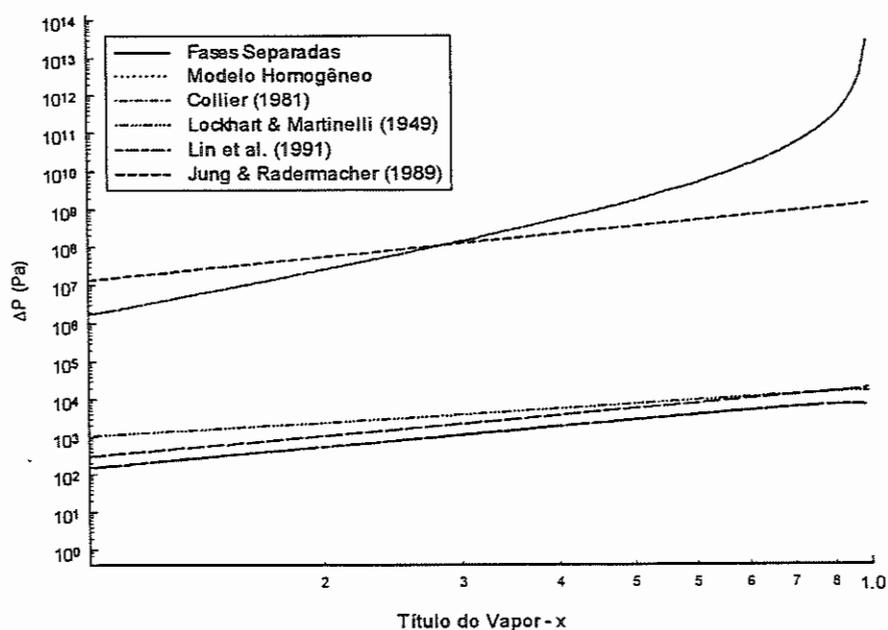


Figura 1.10 – Comparação para perda de carga – água ($G=5 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$).

Os resultados para o Modelo de Fases Separadas apresentam elevadas perdas de carga, quando comparados com as demais correlações, pois esse modelo calcula, com mais precisão, a perda de carga em escoamentos bifásicos. Todas as outras correlações proporcionam resultados equivalentes com o Modelo Homogêneo quando aplicadas às condições de escoamento em canais de pequenos diâmetros. Com o aumento da vazão, o termo da perda de carga por aceleração apresentava elevado, o qual contribuía para o aumento da perda de carga total.

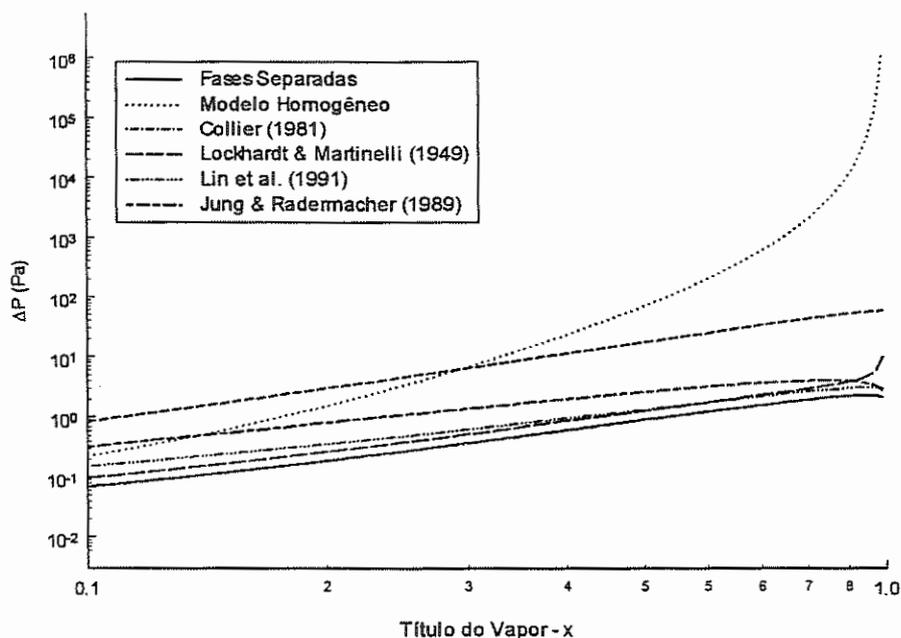


Figura 1.11 – Comparação para perda de carga – R-134a ($G=5 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$).

A correlação desenvolvida para escoamento em pequenos canais (LIN et al., 1991) apresentou resultados semelhantes quando comparadas com as correlações para aplicações gerais (LOCKHART e MARTINELLI, 1949 e COLLIER, 1981).

Uma comparação dos modelos clássicos utilizados para cálculo da perda de carga é útil para melhor entender esse fenômeno, utilizando as correlações desenvolvidas para aplicações gerais e para canais de pequenos diâmetros. Os resultados dessa comparação mostram que a perda de carga em canais de pequenos diâmetros é pequena para baixos valores de título do vapor. Para valores do título mais elevados, a perda de carga aumenta. Os resultados para o Modelo de Fases Separadas aumentam para títulos mais elevados, mostrando que esse modelo é sensível a esse parâmetro. Resultados utilizando o Modelo Homogêneo mostraram boa correlação com a equação desenvolvida para canais de pequenos diâmetros (LIN et al., 1991). Da mesma forma, correlações para aplicações em geral (JUNG e RADERMACHER, 1989; LOCKHART e MARTINELLI, 1949) apresentaram bons resultados quando comparadas com a correlação de LIN et al. (1991).

Uma correlação que represente o comportamento da perda de carga em canais de pequenos diâmetros é necessária, pois essa configuração de trocador de calor tem se tornado muito importante. Mesmo com estudos realizados no passado, o uso de correlações gerais para o cálculo da perda de carga em escoamentos em canais de pequenos diâmetros não pode ser feita com boa precisão. Mais estudos são necessários nessa área para melhor entender e calcular a perda de carga em escoamento em canais de pequenos diâmetros com mudança de fase. Como resultado de mais estudos, correlações específicas para canais de pequenos diâmetros onde escoamento bifásico está presente podem ser obtidas.

1.2.3. Padrões de Escoamento

Uma das áreas mais interessantes do escoamento bifásico é o estudo dos padrões de escoamento em canais. A determinação dos diferentes padrões de escoamento deve resultar no correto dimensionamento da capacidade de bombeamento necessária para o sistema. Isso ocorre porque os padrões de escoamento são funções diretas da perda de carga. Da mesma forma, os diferentes padrões de escoamento resultam em diferentes taxas de transferência de calor. Os padrões de escoamento dependem das condições de temperatura de saturação, fluxo de calor e geometria do canal.

Diferentes técnicas foram desenvolvidas para determinar os padrões de escoamento em canais, sendo esses aquecidos ou não. O uso de canais transparentes à baixas velocidades de escoamento, possibilita a observação visual dos diferentes padrões. Porém, à velocidades de escoamento elevadas, o uso de câmeras de alta velocidade torna-se necessário.

Dentro das diversas técnicas utilizadas para determinação do padrão de escoamento, está o uso da função densidade de probabilidade (PDF). TUTU (1982) utilizou essa teoria para determinar os padrões de escoamento, a partir de flutuações de pressão. Foi verificado que a PDF do sinal da perda de carga poderia ser utilizado para discriminar os vários padrões de escoamento de mistura líquido/gás em canais sob orientação vertical, onde a perda de carga é basicamente gravitacional.

As técnicas de PDF também foram utilizadas por MATSUI (1984) para identificar os padrões de escoamento em canais verticais. Pode ser observado, também, que as flutuações da pressão diferencial medida estavam relacionadas aos padrões de escoamento. Foi constatado que o uso da PDF apresentava peculiaridades distintas para cada padrão de escoamento verificado, sendo essa uma técnica válida para a sua determinação.

LIN e HAHRTTY (1987a, 1987b) investigaram a detecção do padrão pistonado utilizando transdutores de pressão. Essa análise era mais precisa para ocasiões em que o escoamento apresentava-se em regime permanente. Em muitos casos, o padrão pistonado pode ser diferenciado do pseudo-pistonado pela observação da amplitude da flutuação da pressão, numa única posição. Contudo, quando ambas as fases estavam em velocidades semelhantes, a sua determinação não era tão clara. Nesse caso, o padrão pseudo-pistonado causava consideráveis flutuações de pressão, resultando em bloqueios momentâneos do escoamento.

A determinação dos padrões de escoamento em pequenos canais, contudo, não apresentou grandes avanços. A aplicação do escoamento bifásico em canais de pequenos diâmetros tornou-se importante com a necessidade do aprimoramento de sistemas de resfriamento de componentes eletrônicos. Contudo, a observação e instrumentação são difíceis devido ao reduzido tamanho dos canais. Em tal aplicação, muitos parâmetros devem ser observados e medidos num curto intervalo de tempo. No entanto, é sabido que o parâmetro que mais interfere dos padrões de escoamento em canais de pequenos diâmetros é a tensão de cisalhamento (TRIPLETT et al., 1999b).

1.2.3.1. Identificação dos Padrões de Escoamento

A definição de cada padrão de escoamento, em escoamento adiabático, pode ser encontrada em qualquer literatura básica de escoamento bifásico. Quando o canal é aquecido, a formação de uma mistura bifásica representa um caso especial. A presença de um fluxo de calor na parede do canal pode alterar o padrão de escoamento, quando esse caso é comparado com aquele referente à canais sem aquecimento (escoamento adiabático). Essa alteração ocorre devido à partida de um

estado de equilíbrio termodinâmico aliado à presença de um perfil de temperaturas radial no canal. Em canais sem aquecimento, o líquido invariavelmente existe na superfície do canal na forma de filme.

Quando vapor é gerado por transferência de calor em canais horizontais, os padrões de escoamento são influenciados pelas partidas de um equilíbrio termodinâmico e hidrodinâmico, na mesma forma que no escoamento vertical. Do ponto de vista da transferência de calor, é importante observar a possibilidade intermitente de ocorrer a secagem e novamente molhar a parede do canal, assim como da progressiva secagem da parte superior em canais longos, quando o padrão anular está presente. À velocidades maiores do líquido na entrada, a influência da força de gravidade é menor e a distribuição da fase torna-se simétrica, sendo que os padrões de escoamento tornam-se próximos daqueles observados no escoamento vertical.

1.2.3.2. Mapas de Padrões de Escoamento

Mesmo com muitos estudos referentes à transição nos padrões de escoamento apresentados no passado, muitos deles tem direta aplicação em canais de dimensões normais. A ampla variedade de aplicações utilizando canais com dimensões normais explica a necessidade de investigação em tal assunto, o qual pode mostrar-se significativamente diferente em aplicações em canais de pequenos diâmetros.

Muitos mapas de padrões de escoamento estão disponíveis na literatura, sendo que muitos deles para canais de dimensões comerciais, mas nenhum pode ser aplicado para canais de pequenos diâmetros. O padrão de escoamento é altamente dependente da geometria do canal e o uso de mapas desenvolvidos para tamanhos normais de canais, resultaria numa aproximação errônea do padrão de escoamento.

WAMBSGANSS et al. (1991) apresentaram um dos primeiros trabalhos referentes aos padrões de escoamento em canais de pequenos diâmetros. WAMBSGANSS et al. (1991) utilizaram escoamento bifásico adiabático para identificar os diferentes padrões de escoamento em canais de seção transversal retangular (19,05 x 3,18 mm). Foi investigado as medidas de perda de carga para

determinar qualquer influência na transição de um padrão a outro. Essa investigação experimental resultou num mapa de padrões de escoamento com linhas de transição, conforme apresentado pela Fig. 1.12. Foi concluído, qualitativamente, que os resultados estavam de acordo com o que fora observado nos experimentos mas, quantitativamente, não foi verificado uma correlação satisfatória para todos os regimes.

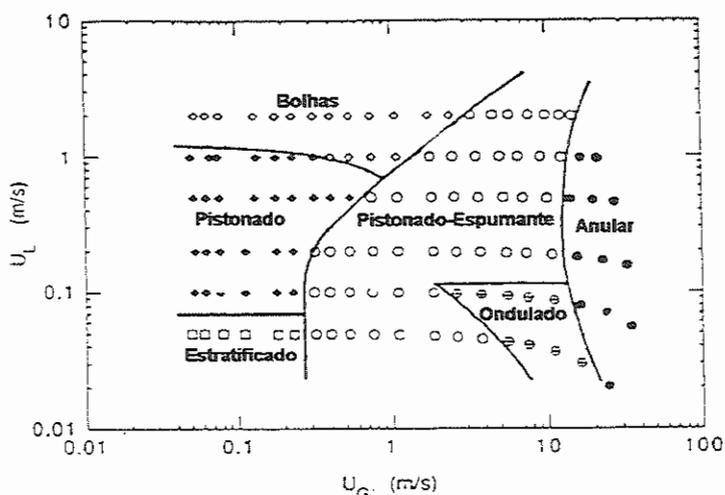


Figura 1.12 – Mapa de transição dos padrões de escoamento para escoamento bifásico adiabático horizontal - Wambsganss et al.(1991).

WILMARTH e ISHII (1994) realizaram investigações sobre padrões de escoamento em pequenos canais, em condições adiabáticas. As observações feitas para escoamento vertical resultaram na identificação de quatro padrões distintos. Os regimes observados eram: a bolhas, pistonado, semi-anular turbulento e anular. Para escoamento horizontal eram identificados cinco padrões: estratificado, pistonado-intermitente, pistonado, a bolhas disperso e anular ondulado. Seguindo essas observações, WILMARTH e ISHII (1994) desenvolveram equações que caracterizavam as transições de um padrão ao outro. Para escoamento vertical, a transição a partir do padrão a bolhas era dada pela equação:

$$j_l = 3,0 j_v - 1,15 \left(\frac{g \Delta \rho \sigma}{\rho_l^2} \right)^{0,75} \quad (1.43)$$

A transição do padrão pistonado para semi-anular turbulento ocorria segundo a equação:

$$\frac{l_E}{D} = 40,6 \left[\frac{j_l + j_v}{\sqrt{gD}} + 0,22 \right], \quad (1.44)$$

onde l_E é o comprimento da região de entrada (m). O critério de transição de bolhas para pistonado era dado pela equação:

$$j_l = \left(\frac{3,33}{C_o} - 1 \right) j_v - \frac{0,76}{C_o} \left(\frac{\sigma \Delta P g}{\rho_l^2} \right)^{0,25}, \quad (1.45)$$

onde

$$C_o = 1,35 - 0,35 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}}. \quad (1.46)$$

Contudo, WILMARTH e ISHII (1994) concluíram que esta teoria não apresentava grande precisão, pois não considerava o aumento do coeficiente de atrito causado pelas características geométricas do canal.

MISHIMA e HIBIKI (1996) investigaram os padrões de escoamento em canais capilares. Foi constatado que o tamanho das bolhas era altamente afetado por forças capilares, sendo que o modelo “drift flux” era o que melhor determinava os padrões de escoamento nesse tipo de aplicação.

Mais recentemente, TRIPLETT et al. (1999a) investigaram o escoamento adiabático em microcanais com seção transversal circular (na faixa de 1,1 e 1,45 mm) e triangular (na faixa de 1,09 e 1,49 mm), sob orientação horizontal. Foi analisado o escoamento, desde regime laminar até turbulento, variando-se as velocidades do líquido e do gás. Pode-se constatar cinco diferentes padrões de escoamento em todos os testes realizados (bolhas, pistonado, semi-anular, pistonado-anular e anular). Apesar de constatarem os padrões observados por outros pesquisadores, tais resultados eram diferentes daqueles observados por WILMARTH e ISHII (1994). Os

resultados obtidos não se correlacionavam com modelos de transição de padrões disponíveis. XU et al. (1999) também investigaram, experimentalmente, o escoamento adiabático em microcanais, com o objetivo de identificar os diversos padrões de escoamento. Foi possível verificar que para canais de dimensões 1,0 e 0,6 mm, os padrões de escoamento eram os mesmos daqueles verificados em canais de maiores dimensões (bolhas, pistonado, semi-anular e anular). Para canais com outras dimensões, os resultados sugeriram que o mapa para identificação dos padrões de escoamento fossem modificados, uma vez que não se correlacionaram com os mapas disponíveis. Adicionalmente, os resultados obtidos não se correlacionaram com teoria desenvolvida por WILMARTH e ISHII (1994).

COLEMAN e GARIMELLA (1999) investigaram o escoamento bifásico adiabático em canais de pequenos diâmetros, utilizando diâmetros hidráulicos entre 1,3 e 5,5 mm. Foi possível observar que em escoamento bifásico em diâmetros menores que 10 mm, os efeitos geométricos e da tensão superficial são muito importantes na determinação dos padrões de escoamento e transições. Foi, então, proposto um mapa de padrões de escoamento, para os resultados experimentais obtidos com escoamento bifásico adiabático, apresentado pela Fig. 1.13. Contudo, o mapa de padrões de escoamento apresentado por COLEMAN e GARIMELLA (1999) não mostrou correlação com o mapa apresentado por WILMARTH e ISHII (1994).

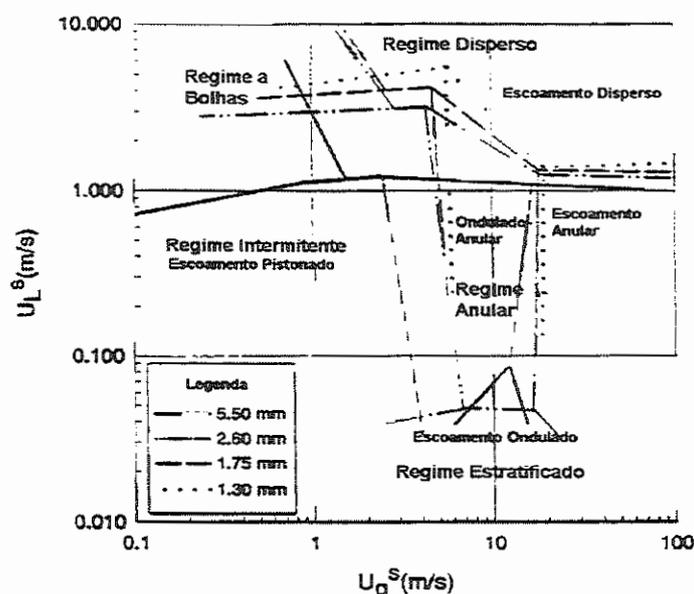


Figura 1.13 – Mapa de transição dos padrões de escoamento para escoamento adiabático horizontal (Coleman e Garimella, 1999).

Os trabalhos apresentados relativos aos padrões de escoamento em canais de pequenos diâmetros mostrou informações importantes, mas pouco conclusivas. A aplicação incorreta das informações apresentadas pode resultar numa identificação incorreta do padrão de escoamento no interior de canais de pequenos diâmetros. Porém, não é possível realizar uma comparação com os diferentes modelos apresentados, pois estes foram desenvolvidos para diferentes condições de escoamento. A determinação das transições dos padrões de escoamento para canais de pequenos diâmetros é necessária devido a importância de sua utilização em sistemas de refrigeração em miniatura, bem como no controle térmico de componentes eletrônicos. Mesmo com poucos trabalhos realizados na determinação dos padrões de escoamento, em canais de pequenos diâmetros, as informações apresentadas são importantes para o melhor entendimento desse fenômeno para tal aplicação. Contudo, mais informações são necessárias para um completo entendimento da transição nos padrões de escoamento em canais de pequenos diâmetros, independente do uso para evaporação ou condensação.

1.2.4. Fronteira Porosa

O uso de uma fronteira porosa durante o processo de condensação em canais de pequenos diâmetros não tem sido amplamente investigada. Muitas investigações, contudo, foram realizadas considerando a transferência de calor e massa em meios porosos, as quais tem interesse em muitas aplicações da engenharia tais como em sistemas geotérmicos, armazenamento de energia, etc. Em muitos sistemas, os fluidos intersticiais estão sujeitos à evaporação, condensação e transporte devido à pressão, temperatura ou gradientes de concentração. Meios porosos apresentam características tais como porosidade e permeabilidade, as quais estão relacionadas com o tamanho dos poros, o que afeta diretamente as pressões capilares (UDELL, 1983, 1985).

Muitas investigações foram realizadas no passado, tanto experimentais quanto analíticas. Investigações experimentais foram realizadas para evaporação e condensação ocorrendo no meio poroso, onde a distribuição de temperatura, perfil de saturação do líquido e velocidades das fases líquido e vapor puderam ser obtidas

(AFGAN et al., 1985, EASTERDAY e WANG, 1995, OCHOA-TAPIA e WHITAKER, 1995a, 1995b, 1997).

A maioria dos estudos analíticos a respeito do escoamento e transferência de calor em meios porosos, têm sido baseados na Lei de Darcy. Investigações analíticas do escoamento através de meios porosos tem sido realizados com o objetivo de melhor compreender a comportamento físico do fenômeno de transferência de calor na interface líquido/vapor (VAFAI e THIYAGARAJA, 1987). MAJUMDAR e TIEN (1990) concluíram que, na presença de um meio poroso, o comportamento termodinâmico que governa tal processo é diferente daqueles observados em aplicações normais. O modelo analítico da condensação de um filme num meio poroso, desenvolvido por MAJUMDAR e TIEN (1990), estabelece o perfil da temperatura de saturação no meio poroso e outras importantes relações entre as fases. Outros estudos analíticos a respeito do escoamento em meios porosos podem ser encontrados na literatura (RAMESH e TORRANCE, 1990, WANG e BECKERMANN, 1993, WANG et al., 1994, SMIRNOV et al., 1997), onde as equações de governo para a transferência de calor e massa são apresentadas.

Como a presença de um meio poroso contribui para a melhoria da transferência de calor e massa, o uso de uma fronteira porosa no escoamento em canais de pequenos diâmetros torna-se importante. Nesse caso, uma fronteira porosa seria responsável pela separação da mistura líquido/vapor que está sendo condensada e pela drenagem do condensado, retornando o líquido ao sistema. Tal investigação contribuiria para a melhoria da capacidade de transferência de calor durante a condensação. Os efeitos da presença de tal fronteira porosa com relação à capacidade de drenagem e melhoria da transferência de calor, irá contribuir para um melhor entendimento dessa particular aplicação.

1.3. Objetivos

A revisão da literatura apresentada contribuiu para o desenvolvimento desse trabalho. O objetivo principal da revisão da literatura era fornecer os conceitos básicos do escoamento bifásico, aplicado ao escoamento em trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros. Mesmo que muitos dos trabalhos apresentados

consideram apenas o fenômeno da evaporação em canais pequenos, tais informações são úteis para se construir os conceitos básicos do escoamento bifásico em canais de pequenos diâmetros. Esses conceitos básicos foram necessários para o desenvolvimento desse estudo, sendo que os principais objetivos são os seguintes:

- 1) Testes de condensadores com canais de pequenos diâmetros, numa faixa de 0,5 a 1,5 mm, para canais convencionais e de 1,5 mm para canais com a presença de uma fronteira porosa;
- 2) Identificação dos parâmetros que influenciam o escoamento e a transferência de calor em tais condensadores;
- 3) Obtenção de correlações para o Número de Nusselt para escoamento em canais de pequenos diâmetros com e sem uma fronteira porosa, durante o processo de condensação. Obtenção de uma correlação para o multiplicador bifásico, de forma a calcular, com certo grau de precisão, a perda de carga ao longo de condensadores com canais de pequenos diâmetros;
- 4) Utilização de visualização do escoamento para análise dos padrões de escoamento, na orientação horizontal;
- 5) Desenvolver um modelo analítico, o qual será capaz de descrever e calcular a distribuição da espessura do filme de líquido durante o processo de condensação capilar, com a presença de uma fronteira porosa. Os resultados da distribuição da espessura do filme de líquido serão utilizados para calcular o formato do meniscus durante o processo. Esse modelo numérico é a primeira aproximação dada para essa aplicação e será útil para futuras investigações e projetos de trocadores de calor com micro-geometrias.

Capítulo 2 – Programa Experimental

2.1. Introdução

Uma investigação experimental foi realizada para melhor compreender quais os parâmetros, ou combinações de parâmetros, influenciam a condensação em canais de pequenos diâmetros. Trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros tem sido utilizados em sistemas de ar-condicionado automotivos e residenciais, mas pode ser utilizado em muitas outras aplicações. Por isso, trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros apresentam um grande interesse em serem investigados. Com dimensões características pequenas, é possível obter elevadas taxas de transferência de calor para diferentes fluidos de trabalho, aliado a um alto grau de compactação.

A configuração desse tipo de trocador de calor pode variar, dependendo da sua aplicação. O canal pode apresentar diversas formas, com ou sem a presença de microaletas. A Fig. 2.1 apresenta algumas configurações de canais sem as microaletas.



Canais pequenos de forma retangular



Canais pequenos de forma circular

Figura 2.1 – Seção transversal de duas diferentes formas para canais de pequenos diâmetros.

O processo de extrusão é normalmente utilizado para a obtenção dos canais, para diversos materiais. Para o estudo em questão, canais com seção transversal

retangular foram escolhidos e usinados pelo processo de fresamento, utilizando alumínio. As Figs. 2.2a e 2.2b apresentam fotografias dos condensadores com canais de pequenos diâmetros utilizados nos testes, sem e com a presença da fronteira porosa.

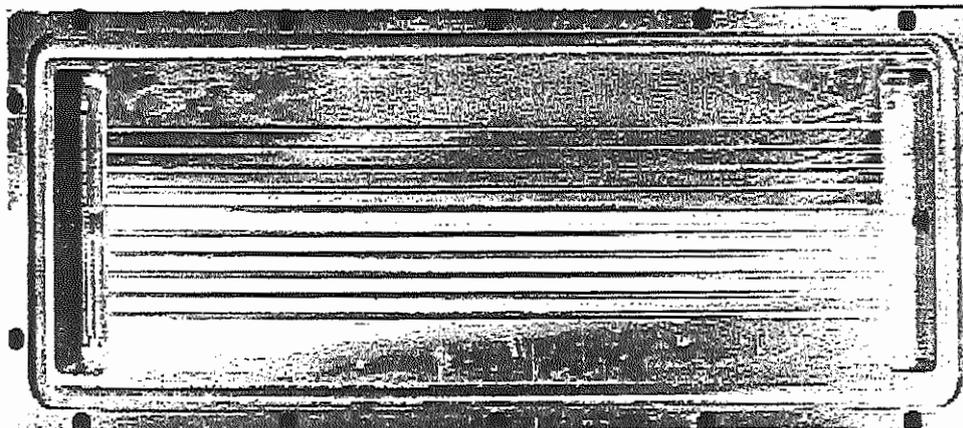


Figura 2.2a – Condensador sem fronteira porosa.

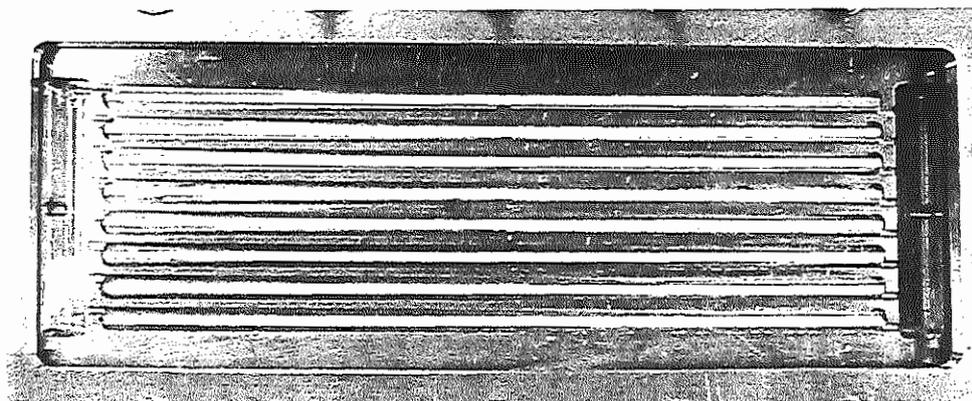


Figura 2.2b – Condensador com fronteira porosa.

O projeto dos condensadores com e sem fronteira porosa são apresentados no Apêndice A. As Figs. 2.2a e 2.2b mostra que, nas regiões de entrada e saída do fluido, existiam duas câmaras, as quais tinham por objetivo homogeneizar o escoamento de entrada e saída.

Os condensadores com canais de pequenos diâmetros foram testados utilizando dois métodos de bombeamento: o primeiro era composto por um evaporador capilar e o segundo por uma bomba magnética. O evaporador capilar era

utilizado para testes com baixas vazões e perdas de carga, enquanto a bomba era utilizada para testes com vazões e perdas de carga mais elevadas. O projeto dos condensadores utilizados nos testes considerava que, à medida que a dimensão dos canais era reduzida, um maior número de canais em paralelo era utilizado. Essa concepção foi adotada como uma forma de evitar perdas de carga muito elevadas, devido às limitações apresentadas pelo evaporador capilar. Tal sistema apresentava limitações peculiares quanto à capacidade de bombeamento, pois todo o escoamento era conduzido por forças capilares. Porém, o evaporador capilar apresentava diversas outras facilidades como, por exemplo, controle da vazão através do calor introduzido no evaporador. Existia, também, o fato do fluido operar sem nenhum contato com qualquer tipo de contaminante (por exemplo, óleo), o qual contribuía para a avaliação do fenômeno, utilizando uma substância pura.

Para os testes em que maiores vazões eram necessárias, uma bomba magnética com controle de vazão era utilizada. Esta bomba permitia o controle da vazão de líquido até um máximo de 3 l/min para uma perda de carga máxima de 275 kPa. Os detalhes do projetos de ambas bancadas experimentais para testes dos condensadores com canais de pequenos diâmetros são apresentados a seguir.

2.2. Projeto do Evaporador Capilar

O uso de um evaporador capilar apresenta diversas vantagens para tal procedimento experimental, conforme mencionado acima. O evaporador capilar foi utilizado num sistema chamado *Circuito por Bombeamento Capilar (CBC)*.

O *CBC*, o qual é um sistema de gerenciamento térmico bifásico, foi primeiramente concebido por STENGER (1966) na NASA Lewis Research Center. O *CBC* utiliza forças capilares para bombear o fluido de trabalho, da seção de aquisição de calor do sistema até a seção de dissipação. Esse sistema é capaz de transportar o calor rejeitado de uma forma muito eficiente, com um diferencial de temperatura muito reduzido e sem a necessidade de componentes de potência externos (FAGHRI, 1995). Calor é adquirido na seção de evaporação, através de um evaporador capilar, o qual é então transportado até a seção de condensação, onde é dissipado. Esse sistema opera passivamente por meio de forças de tensão superficial

geradas na estrutura porosa (chamada “wick”) presente no evaporador (KU, 1993, 1994, 1997).

As maiores vantagens de um *CBC* são que o mesmo não apresenta partes móveis, nem problemas de cavitação muito comum em bombas, e altas capacidades de transporte de calor. Contudo, *CBC*'s exigem que o fluido seja sub-resfriado antes que o mesmo atinja a seção de evaporação, bem como limitações quanto à perda de carga máxima suportada pelo evaporador capilar.

Basicamente, um *CBC* contém as seguintes partes: região de evaporação composta por um evaporador capilar, linhas de vapor e líquido, condensador, sub-resfriador e reservatório ou acumulador bifásico. A temperatura do reservatório era controlada, como forma de ajustar a temperatura de saturação a qual todo o sistema estava operando. A temperatura do reservatório era elevada até a temperatura de saturação desejada, para que o evaporador capilar fosse inundado com líquido antes que o mesmo iniciasse de sua operação.

Praticamente existem dois diferentes tipos de configurações do evaporador capilar no *CBC*. O mais comum é a ligação direta da linha de líquido (retorno) ao evaporador. Nesse caso, o resultado de uma incompleta condensação do fluido ou insuficiente sub-resfriamento resultará no transporte de vapor diretamente à região de líquido do evaporador. Como consequência, o evaporador pode interromper sua operação causando uma falha geral do sistema, devido ao fato que o retorno do líquido não será de forma eficiente, sendo bloqueado pelo vapor. Uma configuração mais eficiente, que tem por objetivo evitar que vapor se acumule na região de líquido, é a concepção do evaporador capilar chamado de “bomba iniciadora” (*starter-pump*). Essa configuração é caracterizada pela presença de uma baioneta vinda do reservatório, diretamente na região de líquido do evaporador. O uso dessa configuração evita a degradação do evaporador, o que resultaria num interrompimento de seu funcionamento. A Fig. 2.3 apresenta o tipo de evaporador utilizado nesse estudo, na configuração de bomba de iniciamento. Nesse trabalho, foi escolhida a forma de um evaporador capilar plano, por facilidade de usinagem e montagem. O projeto desse evaporador encontra-se no Apêndice A.

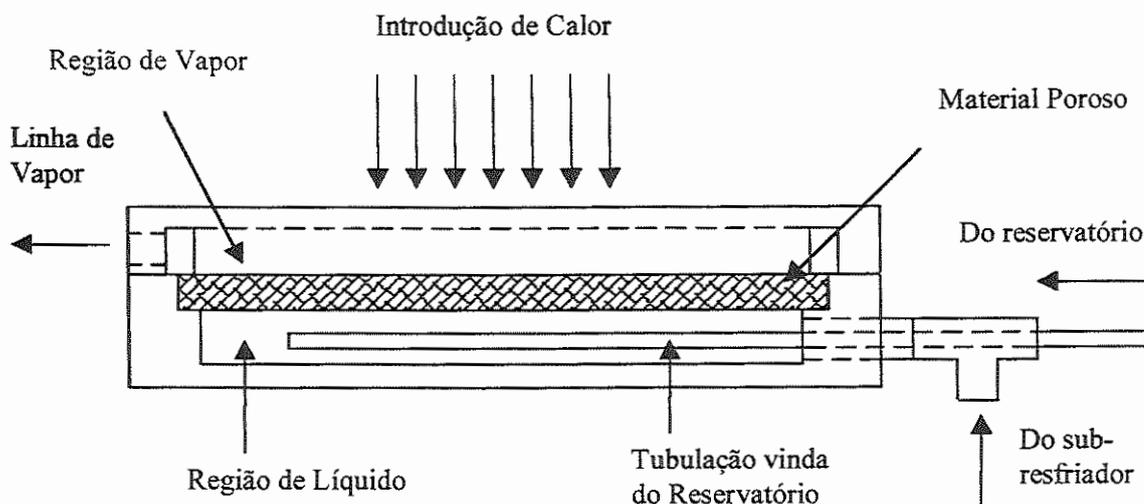


Figura 2.3 – Configuração evaporador capilar utilizado no *CBC* (bomba iniciadora).

A forma como um *CBC* opera, segundo o diagrama P-T, está representado pela Fig. 2.4. O *CBC* inicia sua operação quando o calor é introduzido através do evaporador capilar. O ponto (1) na Fig. 2.4 representa o estado do vapor no meniscus de evaporação, situado na estrutura porosa. O vapor é então deslocado para os canais de remoção de vapor do evaporador capilar, com um certo superaquecimento (pontos 1-2). Então, o vapor escoada adiabaticamente na linha de vapor (pontos 2-3) em direção à seção de evaporação, sendo condensado (pontos 3-4). O vapor condensado escoada em direção ao subresfriador onde qualquer bolha decorrente de uma condensação incompleta é então condensada e o líquido é subresfriado (pontos 4-5). O líquido subresfriado escoada adiabaticamente pela linha de líquido (pontos 5-6), retornando ao evaporador capilar (pontos 6-7) para completar o ciclo, sendo absorvido novamente pela estrutura porosa (pontos 7-8). O reservatório, como um acumulador bifásico, é utilizado para controlar a pressão de todo o sistema (FAGHRI, 1995).

A Fig. 2.5 apresenta o *CBC* concebido e utilizado nos testes dos condensadores, bem como a distribuição dos instrumentos ao longo do circuito. Esse circuito era composto por tubos em aço inox com diâmetro interno de 6,35 mm para ambas as linhas de líquido e vapor. A linha de vapor apresentava um comprimento de 1,0 m e a de líquido 1,8 m.

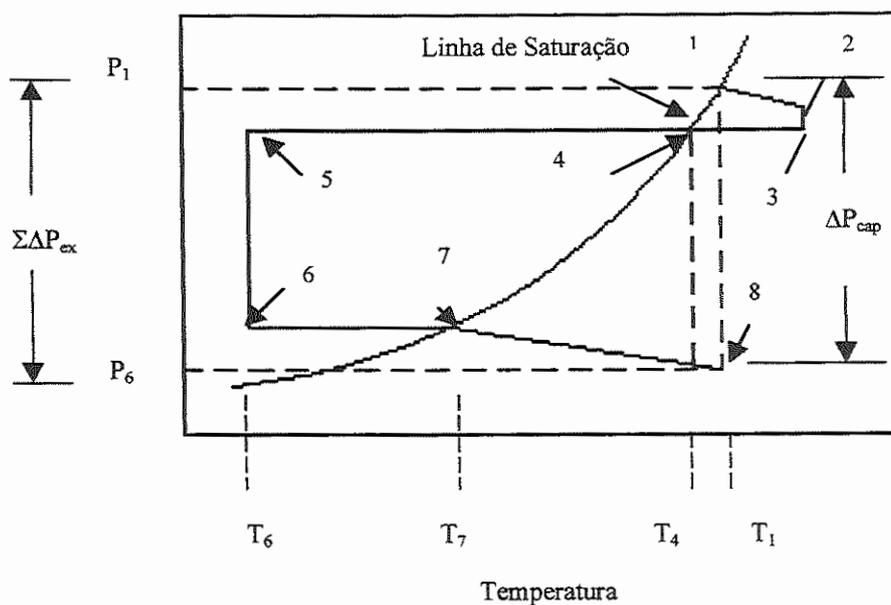


Figura 2.4 – Configuração física P – T de um ciclo para uma CBC (FAGHRI, 1995).

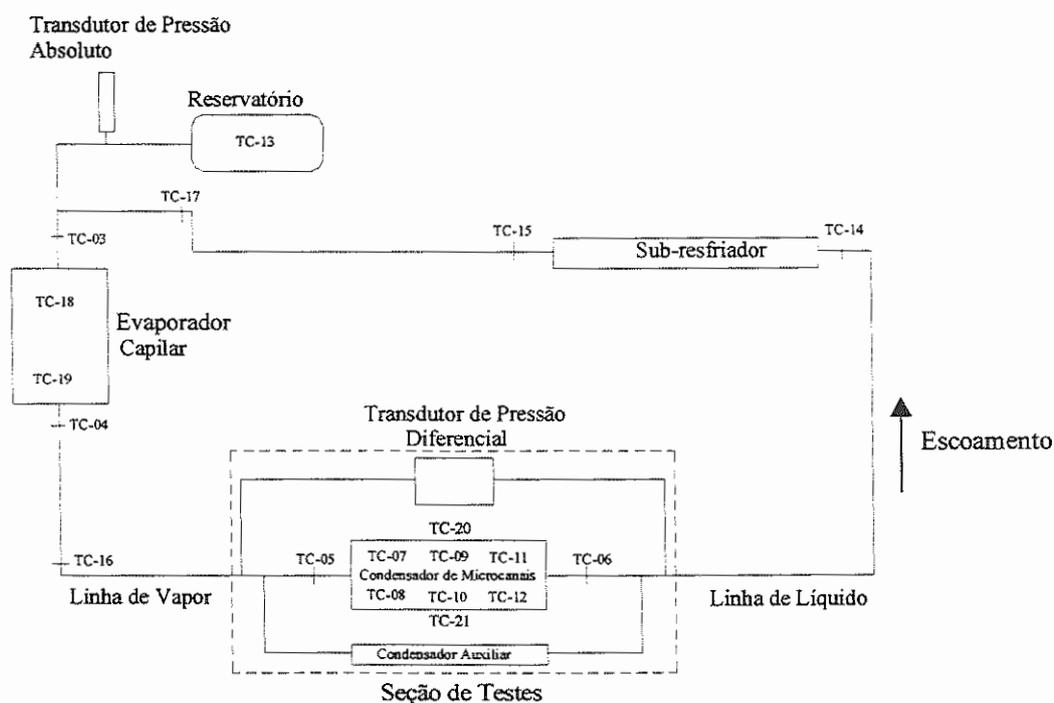


Figura 2.5 – CBC concebido para testes dos condensadores.

Um condensador auxiliar era utilizado para um melhor controle do volume de vapor que entrava no condensador de canais pequenos, quando do início da operação do evaporador capilar. Tanto o condensador auxiliar, quanto o sub-resfriador eram

trocadores de calor tipo tubo-em-tubo, os quais utilizavam etilenoglicol como fluido de resfriamento. Os tubos externos utilizados nesses trocadores eram de cobre, com diâmetro interno de 12,7 mm. O condensador auxiliar e o sub-resfriador apresentavam um comprimento total de 400 e 560 mm, respectivamente. Na seção de testes de condensadores de pequenos canais, o calor era removido através de uma placa fria localizada na base do condensador, tendo circulação interna com a mesma solução de etilenoglicol.

A Fig. 2.6 apresenta uma fotografia do *CBC* concebido para os testes experimentais.

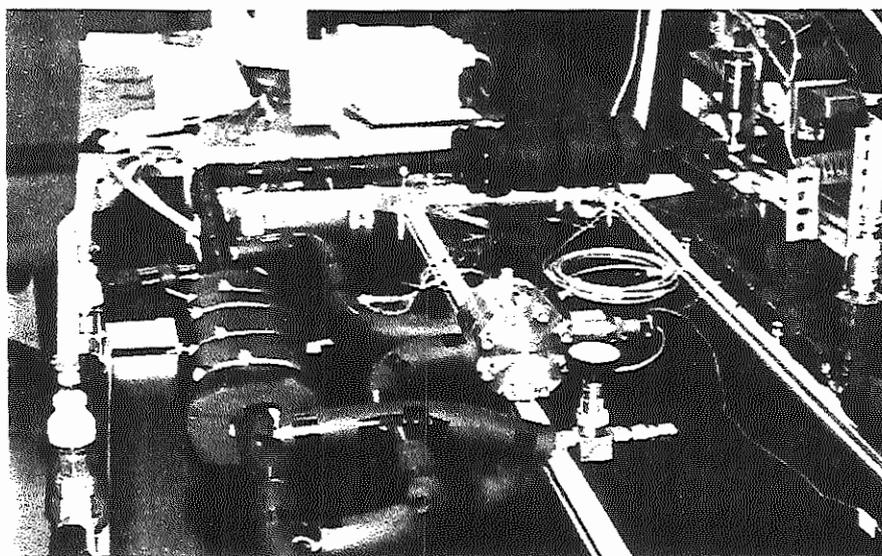


Figura 2.6 – Fotografia do *CBC* utilizado nos testes experimentais.

Um rotâmetro era utilizado para medir a vazão de etilenoglicol na seção de condensação. Os termopares 01 e 02 eram utilizados para medir as temperaturas de entrada e saída do etilenoglicol, respectivamente.

Para que fosse possível a utilização de um *CBC* nos testes experimentais, certos aspectos deveriam ser considerados. Tais aspectos estavam relacionados com as limitações ao escoamento, característico de *CBC*'s, os quais serão detalhados na próxima seção.

2.2.1. Limites Capilares para o CBC

Um *CBC* é limitado pela quantidade máxima de calor que pode ser transportado. Tais limitações são relativas à máxima perda de carga suportada pela bomba capilar, as quais devem ser avaliados cuidadosamente. Estudos realizados por CHI (1976), PETERSON (1994) e FAGHRI (1995) propuseram os limites máximos ao transporte capilar desses sistemas. O limite capilar é a limitação mais importante do sistema, a qual indica a capacidade máxima de calor que pode ser transportado pelo *CBC*, o qual é representado pela relação:

$$(\Delta P_{cap})_{max} \geq \Delta P_v + \Delta P_l + \Delta P_w + \Delta P_g, \quad (2.1)$$

onde ΔP_{cap} é a perda de carga capilar, ΔP_v e ΔP_l são as perdas de carga nas linhas de vapor e de líquido, respectivamente, e ΔP_w é a perda de carga na estrutura porosa. A perda de carga hidrostática, ΔP_g , é representada por

$$\Delta P_g = \rho_l g h, \quad (2.2)$$

onde h é a diferença entre a altura do evaporador e do condensador.

2.2.1.1. Máxima Pressão Capilar

A máxima pressão capilar possível num *CBC* é uma combinação de fatores, tais como: tensão superficial do fluido, porosidade do material poroso (wick) e o ângulo entre o sólido e a região de vapor, chamado de *ângulo aparente de contato*. Quando um meniscus[†] é formado na interface líquido-vapor, a máxima pressão capilar pode ser determinada pela equação:

$$P_l - P_{II} = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right), \quad (2.3)$$

[†] O fenômeno de formação do meniscus é muito comum em aplicações onde forças capilares atuam. O meniscus é definido como o formato da interface líquido-vapor, onde ocorre a mudança de fase.

onde os índices I e II representam as fases e r_1 e r_2 são os raios específicos de curvatura. A Eq. (2.3) é referente à equação de Young-Laplace, e estabelece o diferencial de pressão capilar que ocorre no meniscus que separa as regiões de líquido e vapor, como uma função dos dois principais raios de curvatura (CAREY,1992).

Essa equação, para o caso em que $r_1 = r_2$ (ou seja, para um cilindro), pode ser simplificada sendo:

$$P_v - P_l = P_c = \frac{2\sigma \cos \theta}{r_{poro}}. \quad (2.4)$$

A máxima pressão capilar (P_c) obtida pela Eq. (2.4) deve ser maior que o somatório de todas as restrições ao escoamento que ocorrem no *CBC*. Tais restrições são: perda de carga na camada porosa, perda de carga nas linhas de líquido e vapor e perda de carga ao longo do condensador. O raio médio dos poros é fator determinante na obtenção de elevadas pressões capilares. Para o trabalho em questão, a estrutura porosa apresentava um raio médio de 15 μm e porosidade de 65 % e era feito de polietileno UHMW*.

2.2.1.2. Limitação da Camada Porosa e Ebulitiva

A limitação da camada porosa está relacionada ao menor diferencial de pressão necessária entre as superfícies de evaporação e absorção do material poroso. Essa perda de carga é necessária para o deslocamento do líquido da linha de vapor e o preenchimento da linha de líquido e da cavidade de compensação (região de líquido) do evaporador. Esse diferencial de pressão pode ser atingido com um pequeno diferencial de temperatura, ΔT_v , na camada porosa de acordo com a equação obtida a partir da Fig. 2.4 (FAGHRI, 1995).

$$\left. \frac{dP}{dT} \right|_{\bar{T}} (\Delta T_v) \approx \Delta P_{cap} - \Delta P_w \approx \Delta P_{1-7}. \quad (2.5)$$

* Abreviação da sigla em inglês Ultra High Microporous Wick.

A temperatura média \bar{T} é tida como a média entre os pontos 1 e 7, da Fig. 2.4. Deve ser notado que $\Delta P_{cap} - \Delta P_w$ é o diferencial de pressão entre as superfícies de evaporação e absorção da camada porosa. O formato da linha de temperatura-pressão de saturação, a uma dada temperatura, pode ser calculada à partir da relação de Clausius-Clapeyron, sendo:

$$\left. \frac{dP}{dT} \right|_{\bar{T}} = \frac{i_{lv}}{\bar{T}v_{lv}}. \quad (2.6)$$

O diferencial de pressão representado por ΔP_{1-7} é uma função de dP/dT para um fluido de trabalho em particular, a uma dada temperatura média \bar{T} , a qual também é dependente da geometria e características térmicas da camada porosa.

A estrutura porosa presente no evaporador e, para o estudo em questão, presente no condensador, apresenta restrições ao escoamento do líquido que afetam diretamente a operação do *CBC*. A permeabilidade da estrutura porosa pode ser determinada por expressões obtidas no passado. A permeabilidade é uma propriedade da estrutura porosa, a qual descreve a sua habilidade em deslocar o líquido submetido a um diferencial de pressão (PETERSON, 1995).

A perda de carga causada pela estrutura porosa pode, então, ser determinada por:

$$\Delta P_w = \frac{\mu \dot{Q}}{i_{lv} K \rho A_T} W_e. \quad (2.7)$$

Uma outra limitação, chamada limite de ebulição na linha de líquido, é o resultado do sub-resfriamento do líquido após a condensação, como forma de evitar que a ebulição ocorra na linha de líquido. A quantidade necessária de sub-resfriamento está relacionada com a perda de carga, e deve obedecer a seguinte relação de desigualdade:

$$\Delta T_{sr} \geq \left. \frac{dP}{dT} \right|_{\bar{T}} (\Delta P_l + \Delta P_g). \quad (2.8)$$

2.2.1.3. Perda de Carga nas Linhas de Líquido e Vapor

As linhas de líquido e vapor são responsáveis pelas maiores perdas de carga verificadas em sistemas *CBC*. A perda de carga na linha de vapor, contudo, representa a maior preocupação devido às elevadas velocidades atingidas, provocando maior perda de carga, devido à aceleração e atrito com as paredes dos canais.

A perda de carga nas linhas de líquido e vapor podem ser derivadas da equação de Navier-Stokes, para as apropriadas condições de contorno. Um dos modelos unidimensionais mais aceitos para análise da perda de carga é apresentado por CHISHOLM (1971) e CHI (1976). As derivações das equações de perda de carga são apresentadas por CHI (1976), PETERSON (1994) e FAGHRI (1995). Na sua forma final, a perda de carga nas linhas de líquido e vapor podem ser determinadas através da expressão:

$$\Delta P = f(\text{Re}_{D_h}) \frac{\rho V^2 L}{2D_h}, \quad (2.9)$$

onde L é o comprimento da linha de líquido e de vapor, sendo que cada fase deve ser avaliada separadamente. O coeficiente de atrito presente nessa expressão pode ser determinado a partir das condições de escoamento, verificadas como sendo (CHI, 1976):

$$f(\text{Re}_{D_h}) = 64 \text{Re}_{D_h}^{-1} \quad \text{para } \text{Re}_{D_h} < 2300, \quad (2.10)$$

$$f(\text{Re}_{D_h}) = 0.316 \text{Re}_{D_h}^{-0.25} \quad \text{para } 2300 \leq \text{Re}_{D_h} \leq 20000, \quad (2.11)$$

$$f(\text{Re}_{D_h}) = 0.184 \text{Re}_{D_h}^{-0.2} \quad \text{para } \text{Re}_{D_h} > 20000. \quad (2.12)$$

A fig. 2.7 apresenta os limites capilares para o *CBC* concebido.

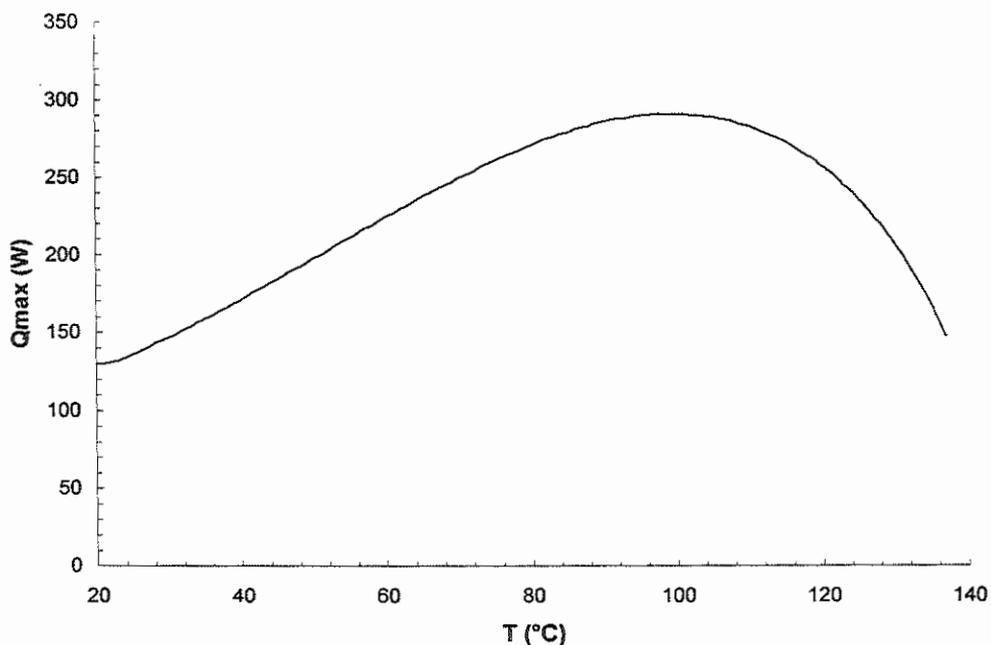


Figura 2.7 – Limites capilares para o CBC – fluido de trabalho: metanol.

2.3. Aparato Experimental Utilizando uma Bomba Magnética

Como dito anteriormente, uma bomba magnética era utilizada no lugar do evaporador capilar com o objetivo de atingir elevadas vazões de líquido, as quais não eram possíveis de serem atingidas com o CBC. O objetivo era verificar o desempenho dos condensadores submetidos à elevadas vazões, as quais resultavam em diferentes capacidades de transferência de calor e em altas perdas de carga ao longo da seção de testes. Testes utilizando elevadas vazões também resultavam em diferentes padrões de escoamento no interior dos canais. A Fig. 2.8 apresenta o aparato experimental que utilizava a bomba magnética.

A bomba magnética utilizada era equipada com um motor em corrente contínua e um controle para variação da sua velocidade. Um medidor de vazão foi adicionado à bancada para medir a vazão de líquido, a qual podia ser observada através de um visor de cristal líquido, sendo que o mesmo sinal podia ser lido pelo sistema de aquisição de dados.

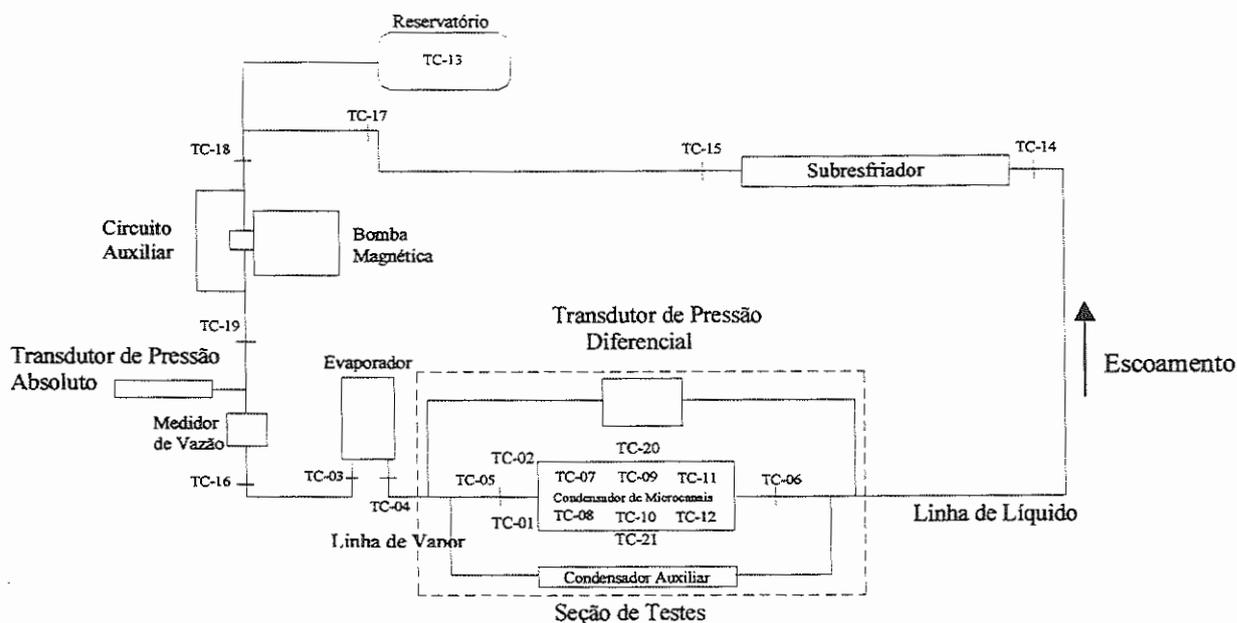


Figura 2.8 – Aparato experimental utilizando uma bomba magnética.

Para que o fluido pudesse ser evaporado, um evaporador foi projetado e adicionado à bancada, o qual utilizava um aquecedor de silicone anexado à sua superfície superior.

2.4. Sistema de Aquisição de Dados

Todos os instrumentos listados na Tabela 2.1 foram conectados num sistema de aquisição de dados, fabricado pela National Instruments. Esse sistema era composto por uma placa de aquisição de dados tipo AT-MIO-16XE-50, um chassis SCXI-1000, um módulo SCXI-1100 e um bloco de terminais com 32 canais, tipo SCXI-1303. Tal sistema foi instalado num computador Pentium-MMX 166 MHz, com 64 Mb de memória RAM. Os sinais dos instrumentos eram obtidos a um ganho de 100, a uma leitura por segundo e filtrados a uma frequência de 0,5 Hz, conforme instruções do próprio fabricante do sistema de aquisição.

Para monitorar, controlar e fazer a aquisição dos dados, um programa na linguagem “G” foi desenvolvido e executado no software LabVIEW versão 5.1,

também fornecido pela National Instruments. Todas as leituras eram gravadas em arquivos tipo texto e, posteriormente, analisados no programa Excel.

Vinte e um termopares tipo T (cobre-constantan) foram utilizados, juntamente com dois transdutores de pressão (um absoluto e um diferencial). Os termopares número 20 e 21 foram colocados em cada lado do condensador, para que a temperatura da parede pudesse ser obtida. Uma descrição da instrumentação utilizada e seus respectivos desvios de leitura é apresentada na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Instrumentos utilizados e respectivas variações de leitura.¹

Instrumento	Tipo/Modelo	Fabricante	Variação	Faixa de Leitura
Termopar	tipo-T	Omega	$\pm 0,3$ °C	-100 à 300 °C
Rotâmetro	C7646	Omega	$\pm 2,0$ %	0 à 100 mL/min
Transdutor de Pressão Absoluto	THE/0713 – 04TJA	Sensotec	$\pm 0,5$ %	0 à 344,5 kPa
Transdutor de Pressão Diferencial	A5/882 – 22A5 – D	Sensotec	$\pm 0,25$ %	0 à 172,25 kPa
Multímetro Digital	34401A	Hewlett Packard	$\pm 0,0045$ %	0 à 100 V
Medidor de Vazão	112	McMillian	± 1 %	0 à 5 l/min

Os transdutores de pressão utilizados, fabricados pela Sensotec Inc., ainda possuíam as seguintes características. Para o transdutor de pressão absoluto, o sinal de saída era de 2 mV/V, à uma máxima excitação de 10 V. O fator de calibração era de 3,0057 mV/V, com um resistor shunt de 59 Ω e fator de calibração shunt de 1.4696 mV/V. Para o transdutor de pressão diferencial, o sinal de saída era de 2mV/V para uma excitação máxima de 10 V. O fator de calibração utilizado foi de 2.0069 mV/V, um resistor shunt de 59 Ω e um fator de calibração shunt de 1.4714 mV/V.

¹ As variações de leitura foram fornecidas pelos respectivos fabricantes, através de relatórios de calibração.

2.5. Procedimento Experimental

O procedimento experimental era seguido durante os testes, para ambos condensadores com e sem a fronteira porosa. Foram realizados testes com quatro condensadores sem e um com a fronteira porosa, num comprimento total de condensação de 150 mm. A Tabela 2.2 apresenta as dimensões características dos condensadores com e sem a fronteira porosa. O condensador com a fronteira porosa tinha as mesmas dimensões que o condensador nº 1, com uma fronteira porosa de polietileno UHMW de espessura 1,5 mm, com um raio médio dos poros de 15 μm . Os testes eram realizados baseados no mesmo procedimento para todos os condensadores, utilizando-se tanto para o evaporador capilar quanto a bomba magnética.

Tabela 2.2 – Dimensões dos condensadores com e sem fronteira porosa.
c – com fronteira porosa; s – sem fronteira porosa

Condensador	Dimensão dos Canais (mm)	Razão largura pela altura do canal	Número de Canais	Área Total de Trans. Calor(m ²)
1 ^{c, s}	1.50	1.0	8	0.00180
2 ^s	1.00	1.0	10	0.00150
3 ^s	0.75	1.0	12	0.00135
4 ^s	0.50	1.0	14	0.00105

Depois da montagem de cada condensador no circuito, alguns procedimentos tinham de ser tomados para garantir confiabilidade nos resultados. Primeiramente, o sistema como um todo deveria ser capaz de manter um vácuo de $1,33 \times 10^{-7}$ kPa (10^{-3} mTorr) por 24 horas. Isso era realizado para garantir a ausência de gases não condensáveis (GNC) no sistema, os quais depreciavam a capacidade de operação do CBC. A presença ou não de GNCs era verificada através da comparação da pressão absoluta (obtida por leitura direta do transdutor) em relação à pressão do vapor, relativa à temperatura do fluido de trabalho no reservatório. Caso existisse discrepância entre os resultados, o fluido de trabalho era removido do sistema e uma nova carga era realizada, seguindo todos os procedimentos relativos ao vácuo necessário.

Depois de ter realizado a carga no sistema e verificado que a pressão absoluta estava correta, a temperatura do reservatório era elevada. Para esse procedimento, era necessário um aquecedor elétrico localizado diretamente na parede do reservatório, controlado por um termostato. Após ter sido atingida a temperatura de operação desejada, o sistema estava pronto para entrar em operação.

Para os testes em que o evaporador capilar era utilizado, calor era introduzido no sistema através do mesmo, numa faixa de 20 a 120 W. Para essa faixa de calor introduzido, o escoamento obtido tanto na fase vapor quanto na líquida era puramente laminar. A introdução de calor era realizada através da presença de um aquecedor elétrico de silicone, localizado diretamente na parede do evaporador, na região de vapor. Tal aquecedor apresentava uma resistência de $6,7 \Omega$, com dimensão de 32×62 mm. O calor introduzido era controlado por meio de um variador de tensão, conectado diretamente a um multímetro digital, para maior precisão no controle. Os testes eram realizados até que o regime permanente fosse atingido para uma dada potência aplicada no evaporador capilar. O condensador auxiliar foi projetado para ser utilizado caso uma maior capacidade de condensação fosse necessária, quando da partida do evaporador capilar. Contudo, o condensador auxiliar nunca foi utilizado nos testes.

Para os testes em que a bomba magnética era utilizada, calor era introduzido no evaporador através de um aquecedor de silicone anexado à sua superfície superior. Esse aquecedor tinha uma resistência de $12,5 \Omega$ com dimensões de 38×89 mm. O calor introduzido era controlado por um variador de tensão conectado a um multímetro digital. A bomba era iniciada à uma vazão baixa do fluido de trabalho. Quando o regime permanente era atingido, para uma dada vazão e calor introduzido, a vazão de fluido era então acrescida para um patamar mais elevado. Esse procedimento era repetido até que o escoamento bifásico no interior dos canais não era mais verificado. Então, um nível mais elevado de calor introduzido era aplicado ao evaporador e os testes eram re-iniciados novamente, para uma vazão baixa do fluido de trabalho.

O objetivo dos testes era obter leituras de temperaturas e pressões (absoluta e diferencial) ao longo do circuito. As leituras de temperaturas eram utilizadas para a obtenção do coeficiente de transferência de calor, posteriormente convertidos no

Número de Nusselt. As leituras de pressão diferencial eram utilizadas para a verificação da perda de carga durante o escoamento. Visualizações do escoamento também eram realizadas para verificar os diferentes padrões de escoamento que existiam no escoamento bifásico com transferência de calor no interior dos canais.

2.6. Análise dos Dados Obtidos

Os resultados referentes ao Número de Nusselt e perda de carga eram obtidos através das leituras dos 21 termopares e dois transdutores de pressão instalados no sistema.

Como o calor introduzido no sistema, através do evaporador capilar, era uma variável conhecida, a vazão do metanol poderia ser obtida através da equação:

$$\dot{m} = \frac{\dot{Q}}{i_v}, \quad (2.13)$$

onde a temperatura de saturação era utilizada para obter o calor latente de vaporização. Para o caso em que a bomba magnética era utilizada, a vazão era obtida diretamente através da leitura do medidor de vazão.

As leituras de temperaturas, obtidas por meio dos termopares na seção de condensação, eram utilizadas para a determinação do coeficiente de transferência de calor. Dessa forma, o calor rejeitado pelo condensador poderia ser obtido através da equação:

$$\dot{Q}_R = \dot{m}_f c_{p_f} (T_s - T_e), \quad (2.14)$$

onde a vazão do fluido de resfriamento (\dot{m}_f) era medida pelo rotâmetro. O coeficiente médio de transferência de calor, então, era obtido através a Lei de Resfriamento de Newton, como sendo:

$$\bar{h} = \frac{\dot{Q}_R}{A_t(T_{sat} - T_p)}, \quad (2.15)$$

onde A é a área de transferência de calor de um único canal. Finalmente, o Número de Nusselt era calculado, utilizando a seguinte equação:

$$Nu = \frac{\bar{h}D_h}{k_l}. \quad (2.16)$$

Para cada faixa de calor introduzido no sistema, o Número de Nusselt era avaliado, tendo como objetivo a obtenção do comportamento desse fator em relação ao calor rejeitado. Esse método era utilizado para obter o Número de Nusselt para os dois tipos de condensadores testados (com e sem a fronteira porosa).

A perda de carga nos condensadores era obtida diretamente pela leitura do transdutor de pressão diferencial, sendo que uma média aritmética dos valores lidos era realizada em cada teste. Tanto os resultados referentes ao Número de Nusselt e à perda de carga eram utilizados, então, para a obtenção de correlações para cálculos desses parâmetros. A determinação dessas correlações seria utilizada em futuros projetos de trocadores de calor com canais pequenos, bem como para o melhor entendimento dos fatores que afetam o processo de transferência de calor em tais equipamentos.

2.7. Incertezas nos Resultados

As incertezas presentes nos resultados calculados à partir dos experimentos, eram determinadas de acordo com MOFFAT (1985). Como se tratava de testes relativos à transferência de calor, MOFFAT (1985) estabelece que essa análise deveria ser feita por amostragem simples. Com isso, a incerteza em cada medição nos resultados finais poderia ser calculada através da expressão:

$$\delta R_{X_i} = \frac{\partial R}{\partial X_i} \delta X_i. \quad (2.17)$$

Porém, quando diversas variáveis interferiam no resultado, a incerteza era obtida por:

$$\delta R = \left\{ \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial X_i} \delta X_i \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (2.18)$$

Para o caso da vazão de fluido, a análise de incertezas para a equação:

$$\dot{m} = \frac{\dot{Q}}{i_{lv}} = \frac{\dot{Q}}{i_{lv_o} + T(c_{p_v} - c_{p_l})}, \quad (2.19)$$

era obtida através da expressão:

$$\delta \dot{m} = \left\{ \left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial \dot{Q}} \delta \dot{Q} \right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial T} \delta T \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (2.20)$$

a qual resultava em:

$$\delta \dot{m} = \left\{ \left(\frac{1}{i_{lv_o} + T(c_{p_v} - c_{p_l})} \delta \dot{Q} \right)^2 + \left(\frac{\dot{Q}}{i_{lv_o} + T^2(c_{p_v} - c_{p_l})} \delta T \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (2.21)$$

A avaliação da incerteza para a taxa de calor rejeitado pelo condensador, era calculada pela equação:

$$\delta \dot{Q}_R = \left\{ [c_f (T_o - T_i) \delta \dot{m}_f]^2 + 2[(\dot{m}_f c_f) \delta T]^2 \right\}^{1/2}. \quad (2.22)$$

A análise de incertezas para o coeficiente de transferência de calor utilizava a Lei de Resfriamento de Newton, representada pela Eq. (2.15). Nesse caso, as derivadas parciais eram:

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial T_{sat}} = - \frac{\dot{Q}_R}{A_t (T_{sat} - T_p)^2} \quad (2.23)$$

e

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial T_p} = \frac{\dot{Q}_R}{A_t (T_{sat} - T_p)^2} \quad (2.24)$$

Dessa forma, a equação que representava a incerteza nos resultados do coeficiente de transferência de calor era:

$$\delta \bar{h} = \left\{ \left[\left(\frac{1}{A (T_{sat} - T_p)} \right) \delta \dot{Q}_R \right]^2 + \left[\left(-\frac{\dot{Q}_R}{A (T_{sat} - T_p)^2} \right) \delta T \right]^2 + \left[\left(\frac{\dot{Q}_R}{A (T_{sat} - T_p)^2} \right) \delta T \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

Considerando os desvios de leitura de todos os instrumentos utilizados e aplicando-os na análise de incertezas, os resultados experimentais apresentavam incertezas na faixa de 5 a 10%.

2.8. Procedimentos nos Testes dos Condensadores

Todos os testes eram realizados, seguindo os procedimentos apresentados na Tabela 2.3. Independentemente da bancada experimental utilizada (evaporador capilar ou bomba magnética), cada condensador era testado para duas temperaturas de saturação diferentes e diferentes níveis de calor aplicado ao evaporador. Para os testes com o evaporador capilar, a faixa de vazão atingida era dependente do calor aplicado ao evaporador. Para os testes com a bomba magnética, a faixa de vazão variava de condensador a condensador, a qual era dependente da presença de escoamento bifásico nos canais

Tabela 2.3 – Procedimentos nos testes dos condensadores.

Aparato	Fluido de Trabalho	Temperatura de Operação	Taxa de Calor Introduzido	Tempo de Aquisição em Regime Permanente
Evaporador Capilar	Metanol	45 e 55 °C	20 à 120 W	1000 seg
Bomba Magnética	Metanol	45 e 55 °C	175 à 350 W	1000 seg

2.9. Tratamento dos Dados Experimentais

O tratamento dos dados experimentais foi feito através de um programa, utilizando o pacote MathCAD versão 7.0. Os dados de entrada eram: as temperaturas lidas ao longo da seção de condensação, pressão absoluta e diferencial, vazão do fluido de trabalho (quando utilizando o evaporador capilar, o calor introduzido era utilizado), vazão do fluido de resfriamento e parâmetros geométricos dos condensadores e linhas de transporte de vapor e líquido.

Um modelo de perda de carga bifásico foi desenvolvido e utilizado no tratamento dos dados experimentais, baseado no Modelo de Fases Separadas. O modelo de perda de carga, então, calculava o comprimento bifásico no condensador e um método iterativo era usado para realizar os demais cálculos. Os resultados finais eram o Número de Nusselt e a perda de carga verificada por canal, com as respectivas incertezas.

Capítulo 3 – Resultados Experimentais

3.1. Testes Utilizando o Evaporador Capilar

Como uma forma de ter confiabilidade nos resultados, todos os condensadores eram testados seguindo o mesmo critério. Todos os testes eram iniciados com o sistema à temperatura ambiente. Calor, então, era introduzido no evaporador capilar. O sistema como um todo passava por um período transiente, até que as temperaturas atingissem a estabilidade, caracterizando o regime permanente.

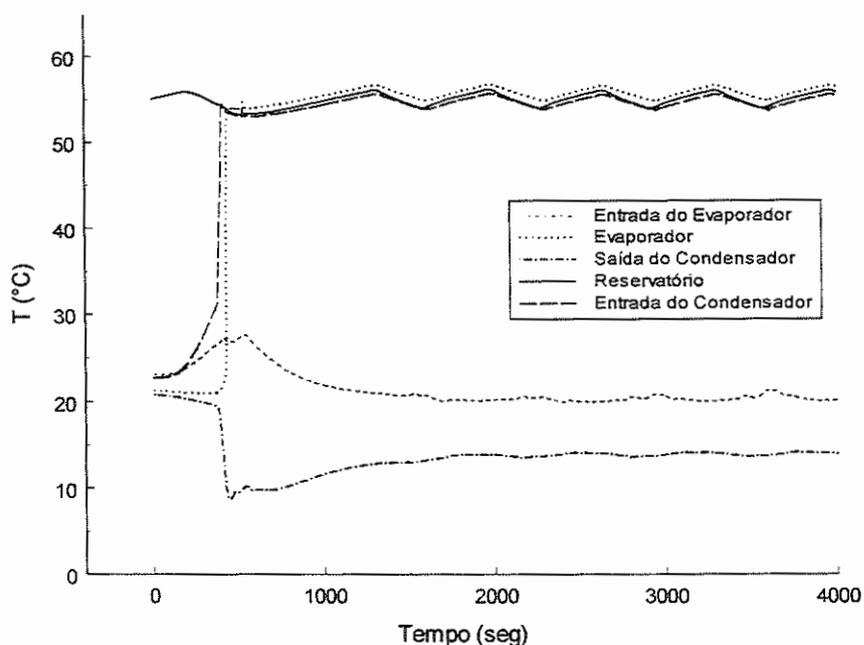
Os resultados mostraram que o tempo para obtenção do regime permanente variava, de acordo com o calor introduzido no evaporador capilar. A aquisição de todos os pontos de tomada de temperatura e pressão era feita desde o início de cada teste. Após atingir o regime permanente, os dados a serem considerados eram correspondentes a 1000 segundos de leitura.

3.1.1. Resultados para Condensadores Sem a Fronteira Porosa

A Fig. 3.1 apresenta um dos testes realizados, onde as temperaturas mais importantes para o controle do sistema estão representadas. A Fig. 3.2 apresenta as leituras para a pressão diferencial ao longo do condensador. A Fig. 3.3 apresenta as leituras de temperaturas do fluido de resfriamento.

A temperatura do reservatório era elevada até que a temperatura de saturação desejada pusesse ser atingida, com o objetivo de inundar o evaporador com líquido, antecedendo o seu iniciamento. Do momento em que calor começa a ser aplicado ao evaporador capilar, até o tempo de 480 segundos, a temperatura do mesmo se

elevava. Durante esse tempo, somente calor sensível era transferido ao evaporador. Quando o evaporador atingia a temperatura de operação, ebulição nucleada era então iniciada no evaporador. Para $t=480$ seg, a pressão absoluta do sistema apresenta um pico. Isso ocorria devido ao desprendimento da massa de vapor, que se acumulava no evaporador, a qual resultava no deslocamento de todo o líquido presente nas linhas. Como o líquido é incompressível, a pressão de todo o sistema se elevava até um valor máximo, retornando para os níveis observados anteriormente.

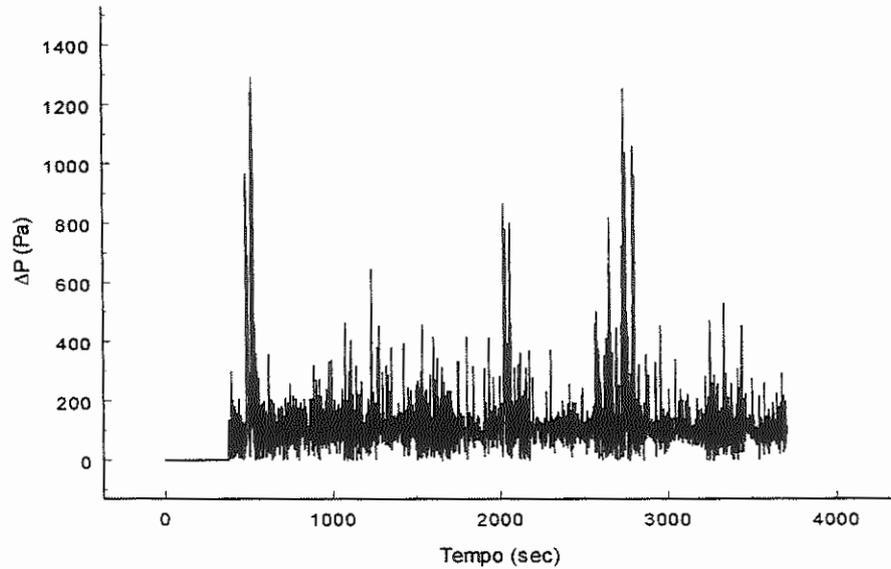


Sem fronteira porosa; Canais=1,5 mm; $T_{sat}=55$ °C; $\dot{m}=1.12 \times 10^{-5}$ kg/s
 Figura 3.1 – Temperaturas observadas em testes ao longo do sistema.

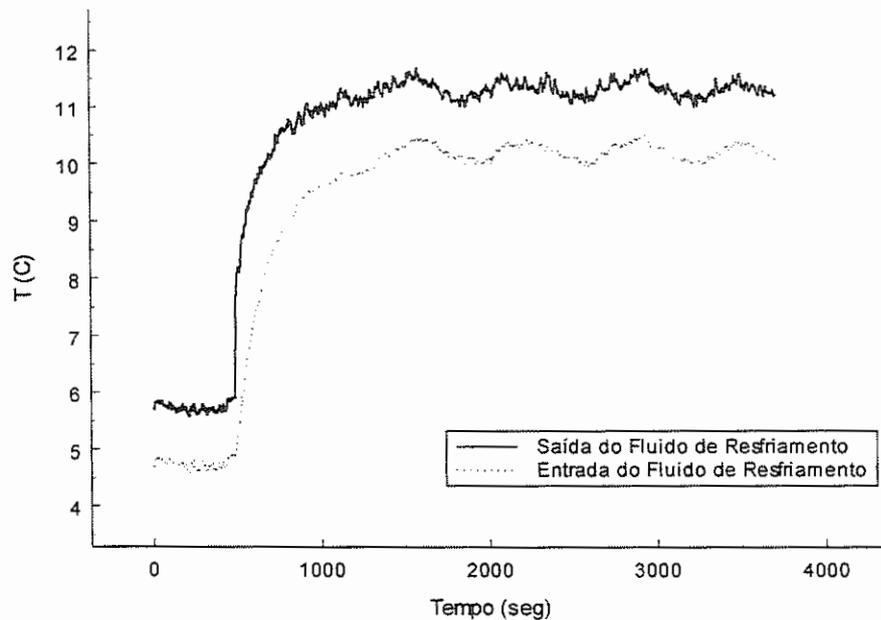
A pressão de todo o sistema era regulada pelo controle da temperatura do reservatório. Como a temperatura do reservatório era controlada por um termostato liga/desliga, oscilações eram esperadas. As temperaturas de todo o sistema, então, apresentavam a dinâmica de atingir um equilíbrio, devido às novas condições.

Também a partir de $t=480$ seg, era possível verificar que a leitura da pressão diferencial (Fig. 3.2) apresentava grandes oscilações, causadas pela passagem do vapor pelos sensores de medição. Essas oscilações são características do *CBC*, devido à dinâmica de todo o sistema. Mesmo com o sistema já operando, para esse

caso, em $t=480$ seg, as condições ótimas para análise do processo de condensação necessitavam mais tempo para serem atingidas.



Sem fronteira porosa; Canais=1,5 mm; $T_{\text{sat}}=55$ °C; $\dot{m}=1.12 \times 10^{-5}$ kg/s
 Figura 3.2– Pressão diferencial verificada durante testes.



Sem fronteira porosa; Canais=1,5 mm; $T_{\text{sat}}=55$ °C; $\dot{m}=1.12 \times 10^{-5}$ kg/s
 Figura 3.3 – Temperaturas do fluido de resfriamento.

Como observado pela Fig. 3.3, as temperaturas do fluido de resfriamento atingiam o estado de regime permanente em $t=1790$ seg (para o caso apresentado). Apenas após esse tipo de observação ter sido feito, os resultados decorrentes do processo de condensação poderiam ser analisados, relacionados ao coeficiente de transferência de calor e perda de carga.

Todo o procedimento de observação descrito acima era realizado para todos os testes executados. Um tempo maior ou menor para atingir o estado de regime permanente era função direta do calor introduzido no evaporador capilar. Após a aquisição dos dados necessários para a análise, o sistema era então desligado e se aguardava que as temperaturas se estabilizassem ao nível das condições ambientes. Após a verificação dessas condições, um novo teste poderia ser iniciado.

3.1.1.1. Cálculo do Número de Nusselt

Os coeficientes de transferência de calor por canal calculados, utilizando a Lei de Resfriamento de Newton, eram comparados para todos os condensadores com pequenos canais testados. O Número de Nusselt apresentava um aumento com o calor introduzido no evaporador capilar e rejeitado pelo condensador, de uma forma linear.

Quando se comparando os resultados para ambas as temperaturas de saturação utilizadas, pode ser observado que o Número de Nusselt para $T_{\text{sat}}=45$ °C era maior do que para $T_{\text{sat}}=55$ °C. Isso pode ser explicado pelo fato de que menores diferenças de temperaturas eram verificadas para os testes realizados para $T_{\text{sat}}=45$ °C, a qual afetava diretamente a Lei de Resfriamento de Newton. Mesmo com canais pequenos e escoamento laminar para o líquido, os Números de Nusselt obtidos podem ser considerados elevados. As Figs. 3.4 e 3.5 apresentam os Números de Nusselt por canal, obtidos para ambas temperaturas de saturação.

É interessante notar que mesmo utilizando áreas de transferência de calor diferentes, os Números de Nusselt obtidos não apresentaram uma grande dispersão. Isso pode ser explicado pelas diferenças de temperaturas verificadas em cada teste, para cada condensador. A diferença de temperatura verificada entre a entrada do condensador e a temperatura da parede, era maior para maiores áreas de transferência

de calor. As Figs. 3.6 e 3.7 apresentam a distribuição das temperaturas ao longo do condensador, onde a posição dos termopares são representadas como sendo: posição 1: TC-05, posição 2: média de TC-07 e TC-08, posição 3: média de TC-09 e TC-10, posição 4: média de TC-11 e TC-12.

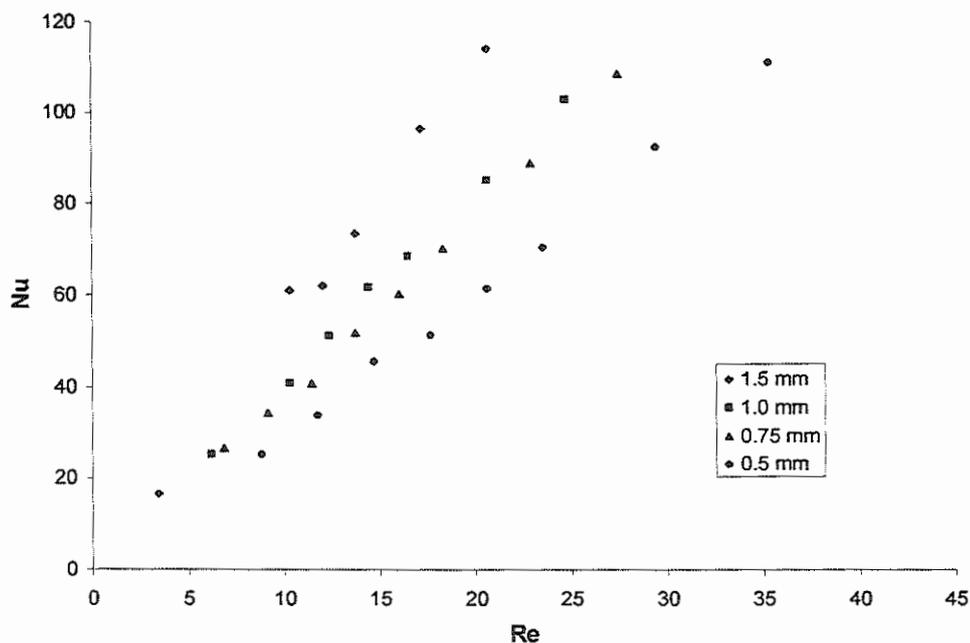


Figura 3.4 – Número de Nussel para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ – canais sem fronteira porosa.

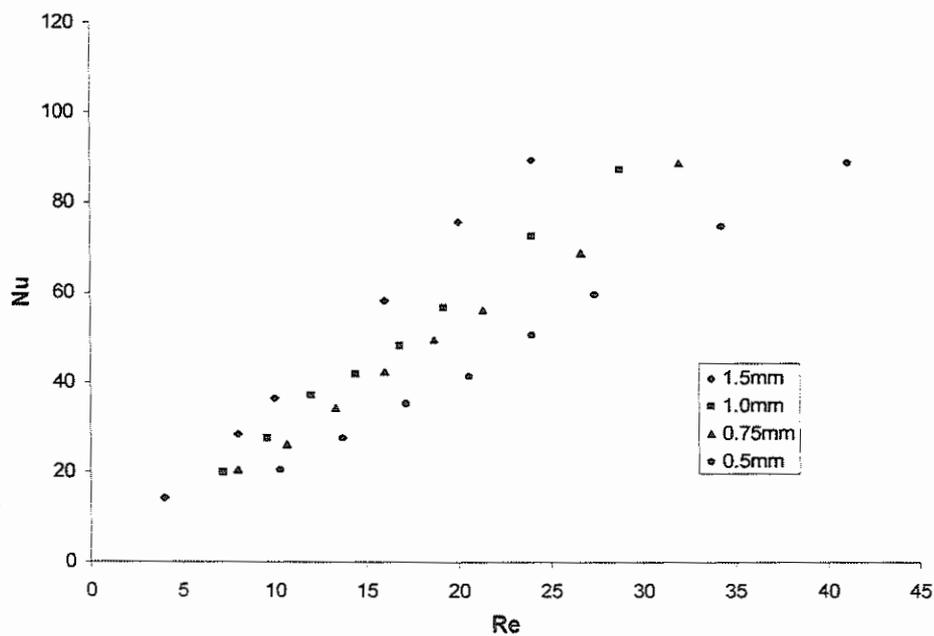


Figura 3.5 – Número de Nusselt para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$ – canais sem fronteira porosa.

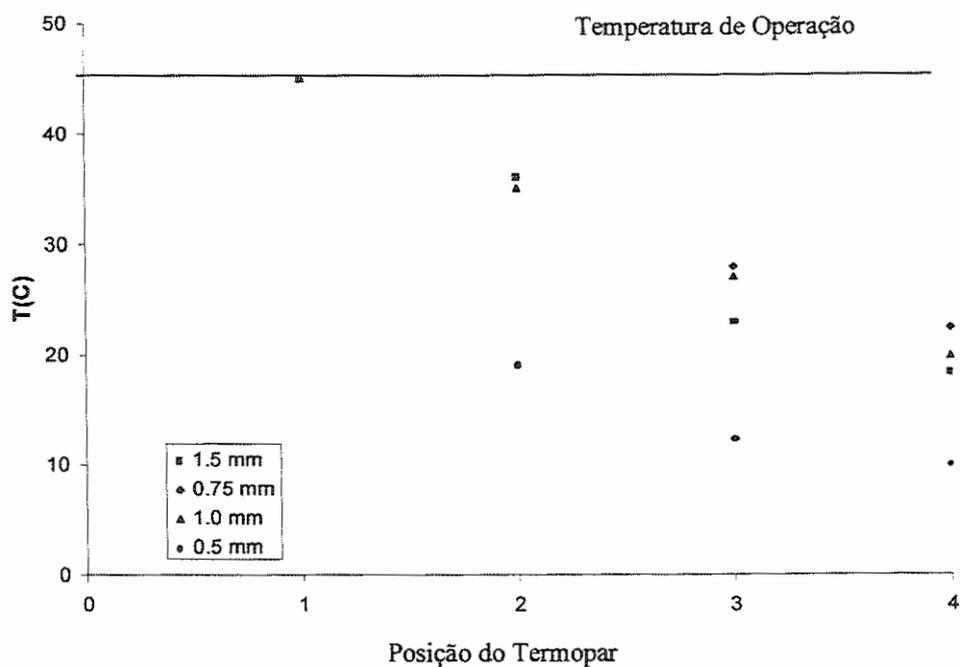


Figura 3.6 – Temperaturas na seção de condensação: $\dot{m}_T = 1.12 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat} = 45$ °C

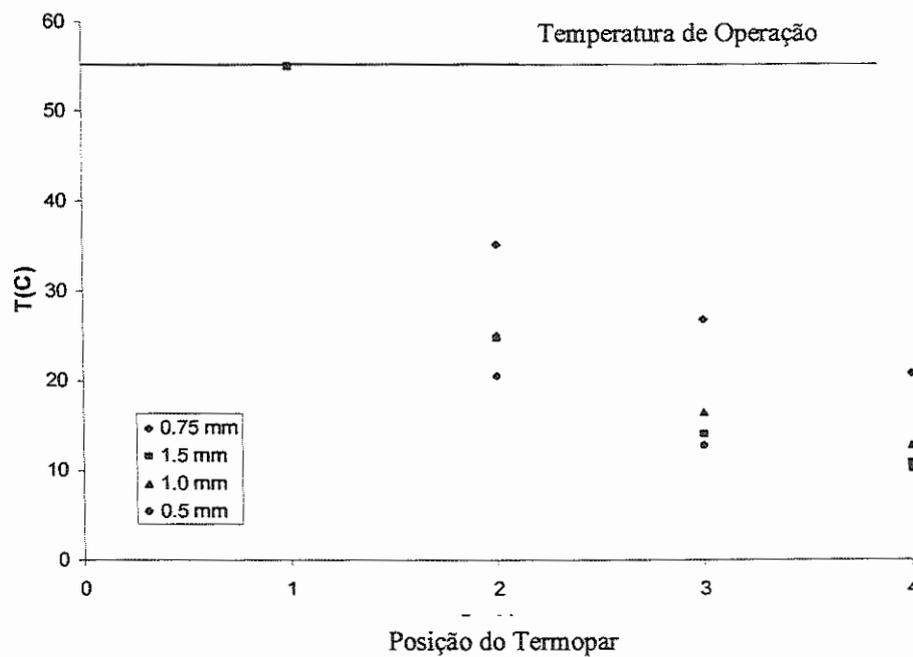


Figura 3.7 – Temperatura na seção de condensação: $\dot{m}_T = 1.12 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat} = 55$ °C.

A verificação desse comportamento, aliado ao aumento da área de transferência de calor, contribuiu para manter o Número de Nusselt numa faixa estreita de valores. Apenas o condensador com canais de 0,5 mm apresentava

diferenças de temperaturas mais elevadas, resultando em Números de Nusselt mais elevados quando comparados com os demais condensadores. Tal característica era observada em todos os testes, a qual mostrava que o condensador com canais de 0,5 mm podia apresentar capacidades de transferência de calor maiores, influenciada pelos parâmetros geométricos.

Da mesma forma, o fato de que somente escoamento laminar do líquido era verificado nos canais, enfatizava que elevadas capacidades de transferência de calor podiam ser verificadas nos condensadores com canais de pequenos diâmetros. Uma atenção especial deveria ser dada para a perda de carga ao longo dos condensadores, quando maiores capacidades de bombeamento se tornam necessárias.

3.1.1.2. Perda de Carga ao Longo dos Condensadores

Não só a capacidade de transferência de calor em condensadores de pequenos canais é importante nessa análise. A perda de carga ao longo da seção de condensação deveria ser também avaliada. Essa avaliação tinha como objetivo a realização de uma análise global do desempenho desses condensadores.

A perda de carga total verificada em condensadores com pequenos canais era um fator importante. Como os condensadores apresentavam canais com dimensões muito reduzidas, ou em outras palavras, canais capilares, elevadas perdas de carga eram esperadas. Como o escoamento é extremamente dependente dos parâmetros geométricos o qual, em alguns casos, uma bloqueio no escoamento poderia ocorrer para velocidades de vapor elevadas. Com a diminuição do tamanho dos canais, o efeito da tensão de cisalhamento no escoamento tornava-se um fator muito relevante.

As Figs. 3.8 e 3.9 apresentam os resultados obtidos para a perda de carga média nos testes realizados, em relação à vazão mássica. Ao contrário do que foi verificado para o Número de Nusselt, a perda de carga apresentava-se com uma certa dispersão. Pode ser observado que a perda de carga aumentava com a vazão, o que era de se esperar. O fato de que a perda de carga para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ é maior do que para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$ era devido à maior viscosidade do líquido para temperaturas mais baixas, a qual resultava em uma maior resistência ao escoamento.

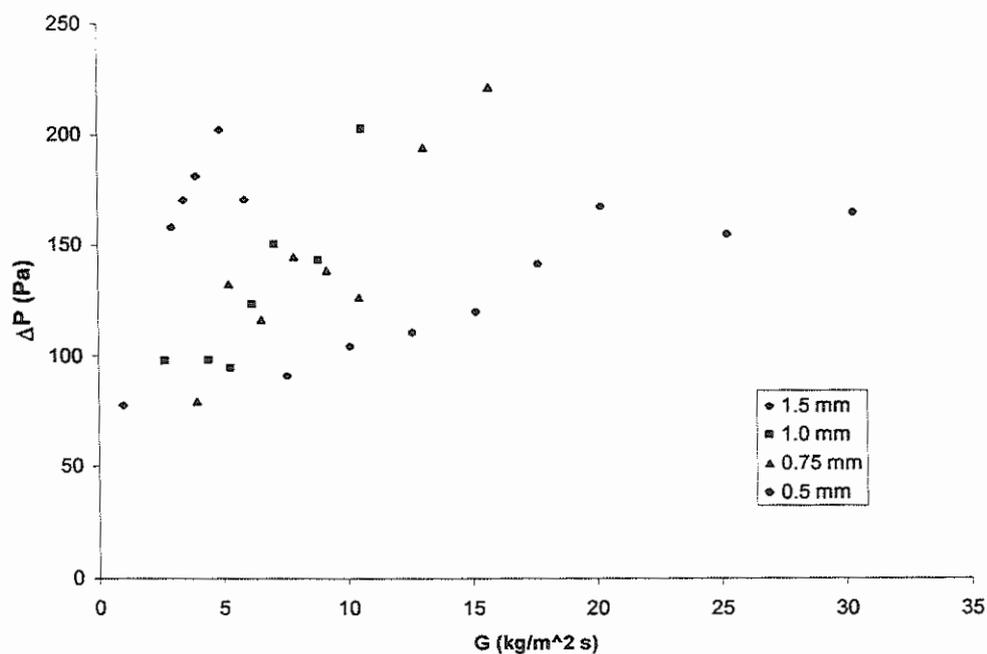


Figura 3.8 – Perda de carga para $T_{\text{sat}}=45 \text{ }^\circ\text{C}$ – canais sem fronteira porosa.

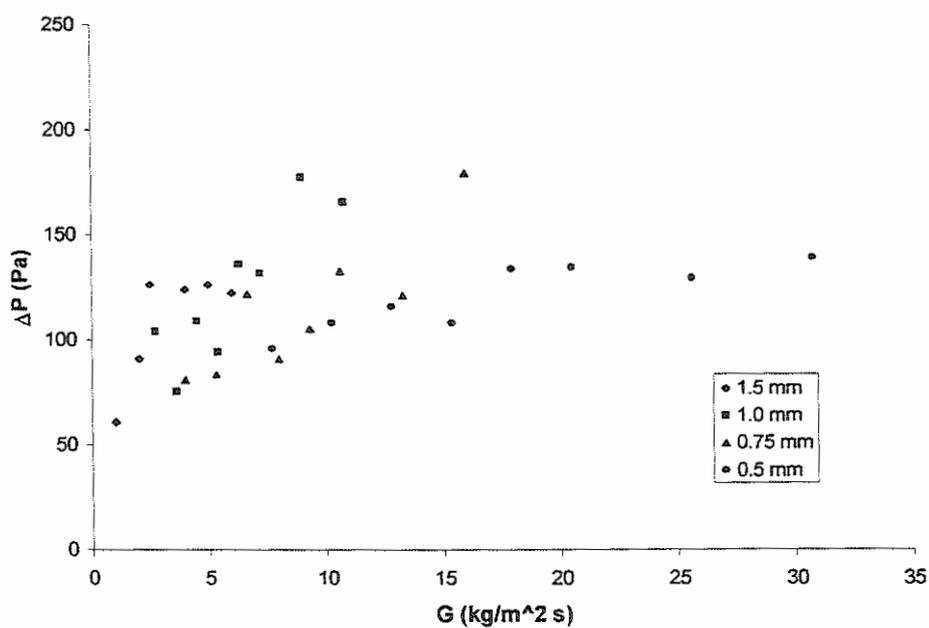


Figura 3.9 – Perda de carga para $T_{\text{sat}}=55 \text{ }^\circ\text{C}$ – canais sem fronteira porosa.

À medida que o tamanho dos canais diminuí, a perda de carga por canal apresentava um aumento, devido aos efeitos da geometria dos canais. Porém, grandes dispersões nas medidas de perda de carga não eram verificadas. De fato, seria

esperado que a perda de carga aumentasse dramaticamente com a diminuição do tamanho do canal. O maior valor da perda de carga verificado para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ era 221,45 kPa para o condensador com canais de 0,75 mm e, para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$ era 169,65 kPa para o mesmo condensador.

Em alguns casos, a perda de carga por canal para o condensador com canais de 1,5 mm (à $G=4,92\text{ kg/m}^2\text{ s}$ e $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$: $\Delta P=202,37\text{ Pa}$) era maior do que para o condensador com canais de 0,5 mm (à $G=25,28\text{ kg/m}^2\text{ s}$ e $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$: $\Delta P=154,87\text{ Pa}$). Esse comportamento era explicado pelo fato de que, para tamanho de canais menores, o número de canais em paralelo aumentava. Com o aumento do número de canais em paralelo, a vazão total era dividida, diminuindo a vazão por canal o que diretamente afetava a perda de carga. Consequentemente, a perda de carga por canal não apresentava um aumento muito grande. Pode ser observado pelas Figs. 3.8 e 3.9 que, em alguns casos, a perda de carga para vazões menores era maior do que para vazões maiores.

Em se obtendo perdas de carga maiores para vazões mais elevadas, a aceleração do vapor causava um atrito maior com as paredes dos canais, mas com maior efeito na interface líquido/vapor. Isso representava que o atrito entre as fases era dominante, resultando numa maior resistência ao escoamento. Além disso, a tensão de cisalhamento entre as fases era o parâmetro que mais influenciava a resistência ao escoamento, conforme observado por BEGG et al. (1999). O efeito da tensão de cisalhamento era acentuada pela diminuição no tamanho dos canais, sendo que os fatores geométricos apresentam uma grande influência nesse parâmetro.

3.1.1.3. Visualização do Escoamento

A visualização do escoamento foi realizada com o objetivo de identificar diferentes padrões de escoamento, que ocorriam durante os testes. Como mencionado anteriormente, os resultados para a perda de carga eram influenciados pela geometria do canal, o qual influenciava diretamente os padrões de escoamento.

Devido às características dos condensadores e a vazão limitada fornecida pelo evaporador capilar, apenas um regime de escoamento podia ser identificado. Porém,

tentativas foram feitas com o objetivo de obter os padrões de escoamento verificados por WILMARTH e ISHII (1994) e COLEMAN e GARIMELLA (1999). Em se utilizando uma bomba, onde vazões mais elevadas poderiam ser atingidas, outros padrões de escoamento eram observados, os quais serão apresentados na seção 3.2.1.3.

O único padrão de escoamento observado nos testes com o evaporador capilar era o estratificado. Para baixas vazões de fluido, o escoamento apresenta uma tendência de estratificação. Em sistemas sob influência da força gravitacional, o vapor apresenta migração para a parte superior do canal, enquanto o líquido permanece na parte de baixo (CAREY, 1992). Para baixas vazões, o vapor condensava-se completamente após a verificação do padrão estratificado, sem que nenhum outro padrão pudesse ser identificado.

A visualização era possível, através o uso de uma cobertura de material acrílico nos condensadores. O escoamento podia ser visualizado, utilizando-se uma câmera digital CCD Panasonic, modelo GP-KR222. As imagens obtidas eram gravadas, utilizando um vídeo-cassete. As imagens gravadas eram observadas, através do computador, utilizando-se uma placa de captura de vídeo, a qual utilizava o software EPIX. Após esse procedimento, a sequência de imagens poderia então ser cuidadosamente analisada. A visualização foi realizada somente nos condensadores com canais de 1,5 e 1,0 mm, para altas vazões. Os condensadores com canais de 0,75 e 0,5 mm apresentaram dificuldades em realizar a visualização. Devido às dimensões reduzidas dos canais e a reflexão da luz no alumínio, não era possível obter uma imagem clara do escoamento, mesmo utilizando uma câmera de alta velocidade. Observações visuais eram possíveis, onde era constatado somente a presença do padrão estratificado.

As visualizações realizadas para $T_{\text{sat}}=45$ e 55 °C apresentavam as mesmas características, sendo que somente aquelas referentes a $T_{\text{sat}}=55$ °C são apresentadas, por fornecer maior vazão de fluido. A Fig. 3.10 apresenta a visualização para canais de 1,5 mm, $T_{\text{sat}}=55$ °C e $\dot{m}=1,12 \times 10^{-5}$ kg/s em regime permanente. Como o evaporador capilar apresentava escoamento pulsativo, às vezes era possível observar bolhas se desprendendo da região de vapor. A presença dessas bolhas não era suficiente para caracterizar o padrão à bolhas, devido à instabilidade do escoamento.

Uma simetria no escoamento podia ser verificada, conforme era esperado. As câmaras presentes nas regiões de entrada e saída do condensador, projetadas para homogeneizar o escoamento, apresentaram-se como fator determinante na distribuição do escoamento para todos os canais. A Fig. 3.11 apresenta o perfil do meniscus observado nos testes, onde o padrão estratificado pode ser visualizado mais claramente.



Figura 3.10 – Regime permanente para canais de 1.5 mm, $\dot{m}=1,12 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{\text{sat}}=55$ °C.

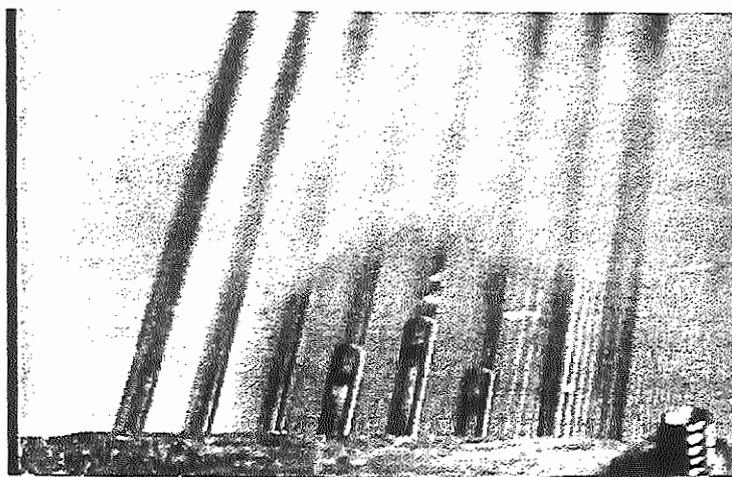


Figura 3.11 – Visualização do meniscus para canais de 1.5 mm, $\dot{m}=1,12 \times 10^{-5}$ kg/s,
 $T_{\text{sat}}=55$ °C.

A interface líquido/vapor apresentava-se praticamente estacionária, conforme observada por BEGG et al. (1999). Era possível observar que antes da interface, somente vapor estava presente nos canais. Após a interface, somente líquido estava presente. As visualizações do meniscus no processo de condensação comprovam que a mudança de fase ocorria na interface líquido/vapor. Essa observação tornou-se mais evidente, devido à ausência de qualquer outro padrão de escoamento durante os testes realizados, mostrando claramente a interface líquido/vapor.

A Fig. 3.12 apresenta a visualização feita no mesmo condensador, para uma vazão mais elevada ($\dot{m}=1,35 \times 10^{-5}$ kg/s). A região ocupada pelo vapor apresenta-se mais alongada, devido à maior presença de vapor nos canais. Mesmo com uma vazão mais elevada, somente o padrão estratificado era observado.

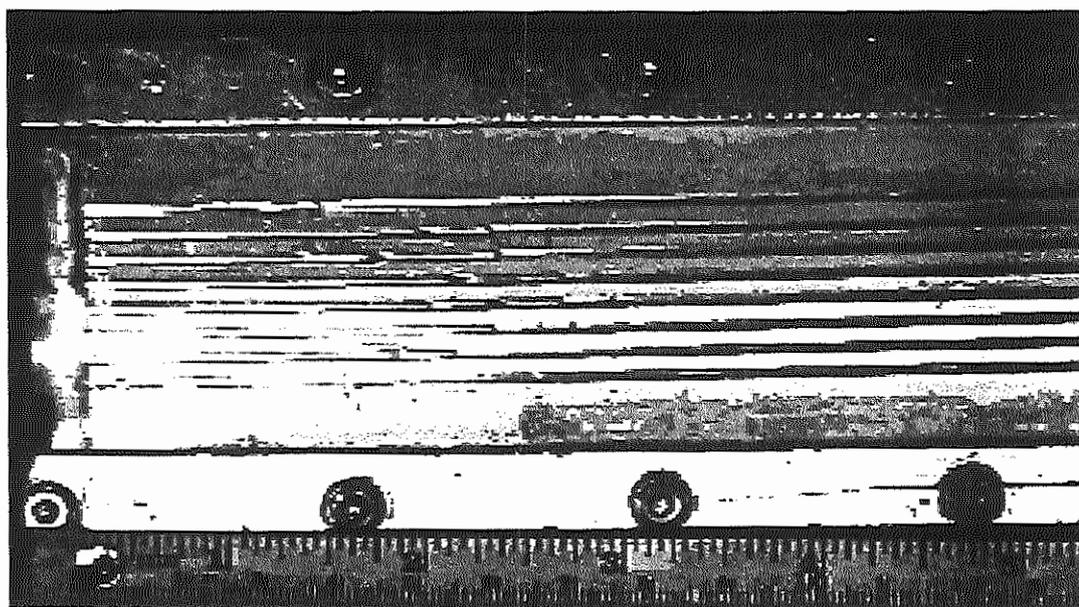


Figura 3.12 – Regime permanente para canais de 1,5 mm, $\dot{m}=1,35 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{\text{sat}}=55$ °C.

Para vazões muito baixas (na faixa de $\dot{m}=2,24 \times 10^{-6}$ a $7,85 \times 10^{-6}$ kg/s), a região ocupada pelo vapor apresentava-se muito reduzida. Para tal faixa de vazão, o comprimento da região de vapor era de apenas alguns milímetros.

A Fig. 3.13 apresenta a visualização regime permanente para condensadores com canais de 1,0 mm e $\dot{m}=7,17 \times 10^{-6}$ kg/s. Conforme mencionado anteriormente, devido à baixa vazão proporcionada pelo evaporador capilar, não era esperado que a região de vapor apresentasse muito alongada. Assim como para o condensador com canais de 1,5 mm, uma simetria no escoamento podia ser verificada. Tal simetria no

escoamento também podia ser observada nos condensadores de canais com 0,75 e 0,5 mm.

A menor dimensão geométrica apresentava uma melhor distribuição do escoamento para os demais canais. Também foi observado que, à medida que a dimensão dos canais diminuiu, o comprimento bifásico no condensador apresentava-se maior. Em outras palavras, mesmo com uma menor vazão, era possível observar uma região bifásica maior do que aquela observada nos canais com dimensões maiores. A interface líquido/vapor também apresentava-se com as mesmas características daquelas verificadas anteriormente, nos condensadores com canais de 1,5 mm. Tal interface líquido/vapor também apresentava-se estacionária e claramente mostrava a mudança de fase do vapor para o líquido ocorrendo. Visualizações realizadas nos condensadores de 0,75 e 0,5 mm também mostraram a mesma interface líquido/vapor estacionária.

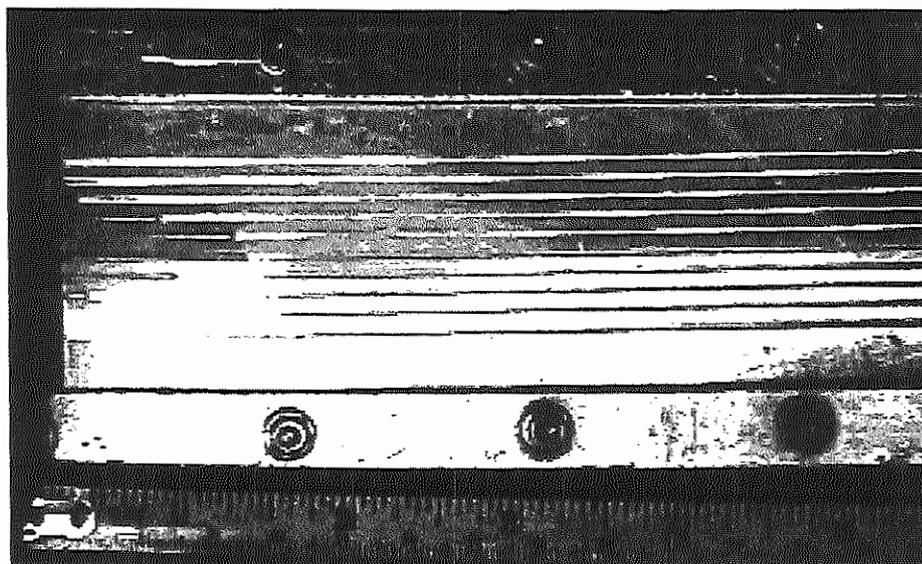


Figura 3.13 – Regime permanente para canais de 1,0 mm, $\dot{m}=7,17 \times 10^{-6}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.

A Fig. 3.14 apresenta a visualização para o mesmo condensador, para $\dot{m}=8,96 \times 10^{-6}$ kg/s. Nesse caso, a região ocupada por vapor nos canais do condensador apresentava-se mais alongada, devido à maior vazão. Simetria podia ser observada novamente, sendo que os canais na região central apresentavam uma região de vapor mais alongadas que os demais canais. Isso acontecia, devido à região de entrada estar localizada diretamente na linha de centro do condensador.

Pode ser observado pela Fig. 3.14 que, quando o regime permanente era obtido, uma melhor simetria no escoamento podia ser verificada, devido à maior vazão nos canais. Era também verificado que o comprimento da região de vapor apresentava-se praticamente constante, sendo que alguns pulsos no escoamento também eram observados. Esses pulsos eram relativos à liberação do vapor acumulado no evaporador capilar.

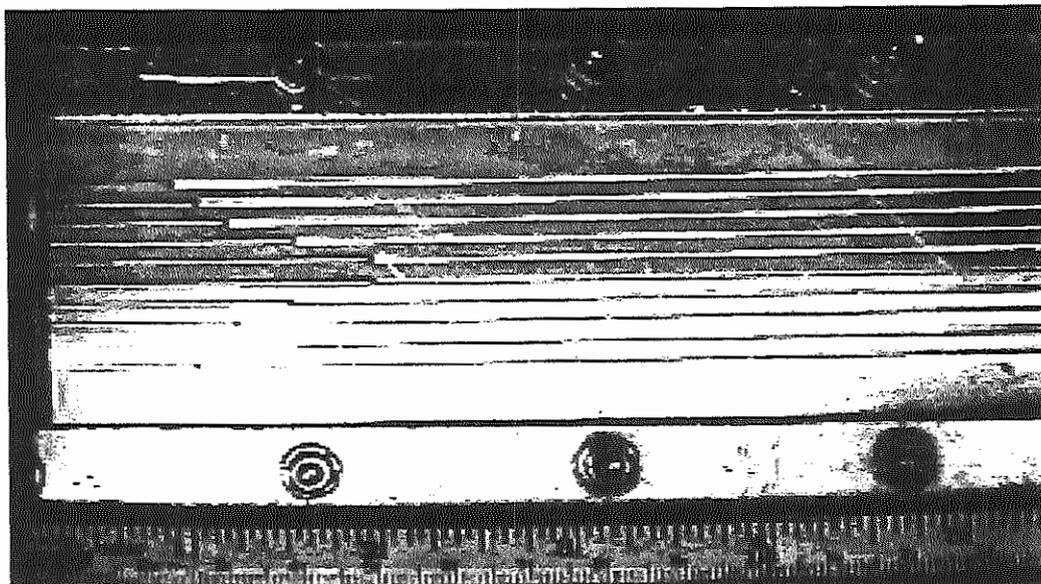


Figura 3.14 – Regime permanente em canais de 1,0 mm, $\dot{m} = 8,96 \times 10^{-6}$ kg/s, $T_{\text{sat}} = 55$ °C.

A Fig. 3.15 apresenta a visualização para o escoamento no condensador com canais de 1,0 mm, para $\dot{m} = 1,08 \times 10^{-5}$ kg/s. Era possível verificar que a região ocupada pelo vapor era mais alongada do que aquela verificada para $\dot{m} = 7,17 \times 10^{-6}$ kg/s e $\dot{m} = 8,96 \times 10^{-6}$ kg/s, devido à maior vazão.

Assim como em todos os outros experimentos, apenas o padrão estratificado era verificado. O formato do meniscus também apresentava as mesmas características, sendo que a interface líquido/vapor mostrava-se como uma fronteira de separação clara e praticamente estacionária para a mudança de fase.

Uma extrapolação do projeto e resultados dos condensadores utilizados nos testes pode ser feita, com o objetivo de se atingir taxas de transferência de calor mais elevadas. Da mesma forma, projetos com um maior número de canais paralelos devem ser considerados, como forma de reduzir a perda de carga.

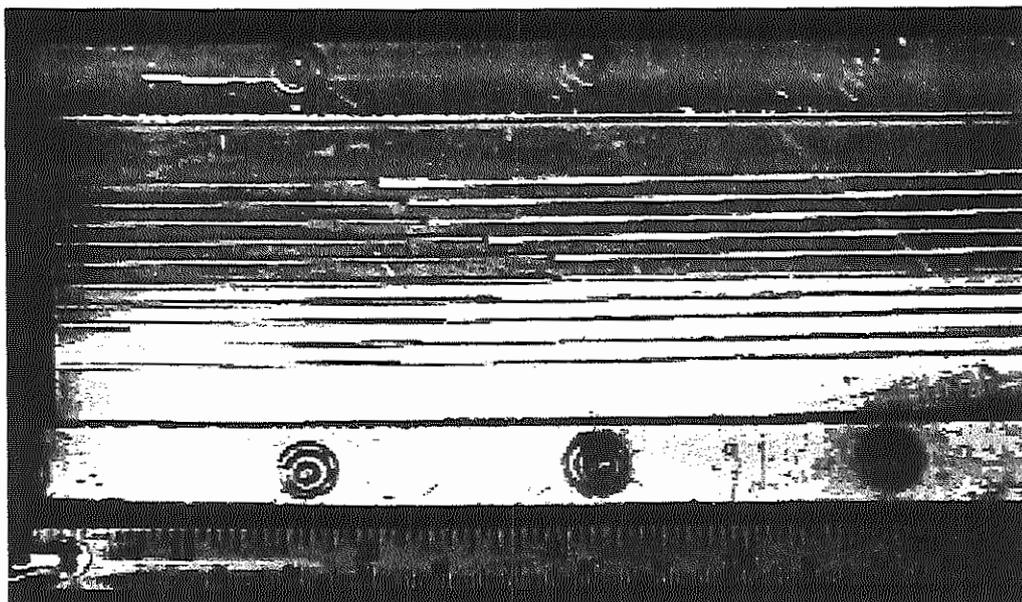


Figura 3.15 – Regime permanente para canais de 1,0mm, $\dot{m}=1,08 \times 10^{-5}$ kg/s, $T_{sat}=55$ °C.

3.1.2. Resultados do Condensador Com Fronteira Porosa

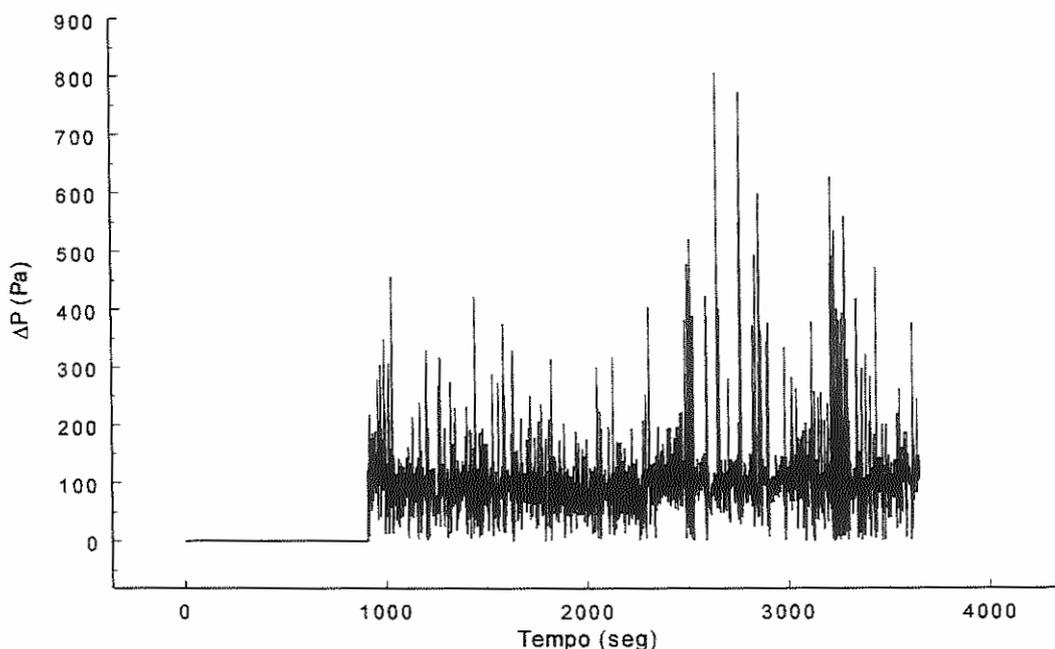
O condensador onde uma fronteira porosa estava presente, era testado para as mesmas condições dos condensadores sem a fronteira porosa. Esse tipo de condensador foi concebido para avaliar seu desempenho em relação aos condensadores sem a fronteira porosa, visando avaliar a influência da fronteira porosa no processo de transferência de calor e massa.

Como observado na Fig. 2.2b, uma fronteira porosa era colocada entre o canal onde ocorria a condensação e o canal de líquido. Como o canal onde ocorria a condensação não possuía uma saída, o líquido condensado era forçado a atravessar a fronteira porosa, passando para o canal de líquido. Da mesma forma, o canal de líquido não possuía uma entrada, permitindo somente a saída do fluido.

O material poroso que servia como fronteira era de polietileno UHMW com raio médio de capilaridade de 15 μm e espessura de 1,5 mm. A seleção desse material era importante para avaliar a influência na perda de carga no condensador, o que poderia resultar no interrompimento do funcionamento do evaporador capilar. Por outro lado, o material poroso deveria ser capaz de drenar o líquido condensado, transferindo-o para o canal de líquido.

Como a área de transferência de calor, para o condensador com a fronteira porosa, era a mesma daquele sem, grandes variações no Número de Nusselt não eram esperadas. Por outro lado, as observações quanto à perda de carga deveriam ser diferentes por conta das forças capilares atuando no processo de drenagem do líquido condensado. Esse comportamento era esperando porque o meniscus gerado durante o processo de condensação é concorrente daquele observado durante a evaporação. Esse meniscus concorrente poderia resultar num aumento da perda de carga ao longo do condensador, caso a drenagem do fluido não estivesse ocorrendo propriamente.

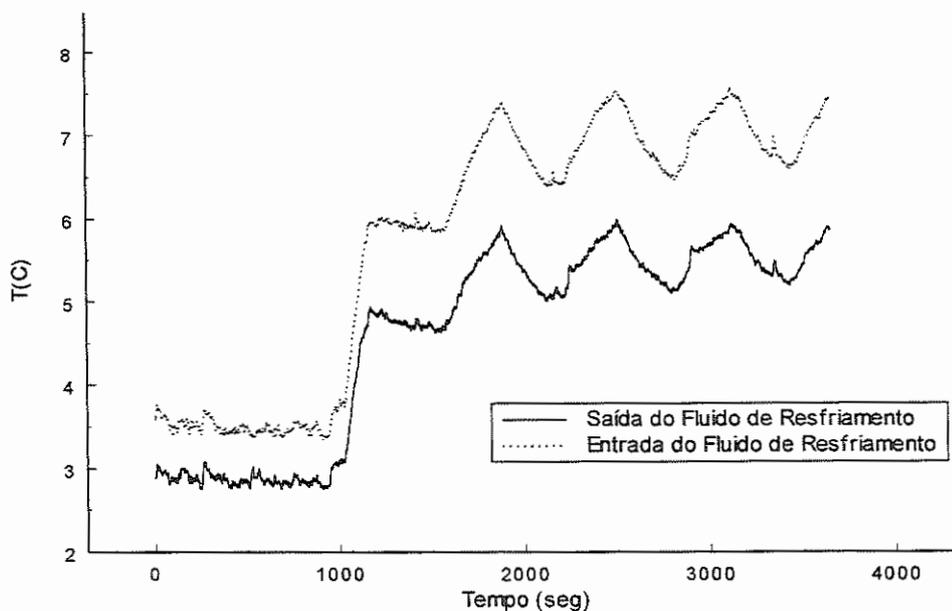
As Figs. 3.16 e 3.17 apresentam as flutuações na pressão diferencial e leituras das temperaturas do fluido de resfriamento.



Com fronteira porosa; Canais 1,5 mm; $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\dot{m}=5.6 \times 10^{-6}\text{ kg/s}$
 Figura 3.16 – Perda de Carga verificada durante teste.

As flutuações na perda de carga observadas eram diferentes daquelas observadas no condensador sem a fronteira porosa, devido à drenagem do vapor condensado feita pela fronteira porosa. Como consequência, o escoamento apresentava-se sem grandes flutuações em contraste com o que era observado nos testes com o condensador sem a fronteira porosa. A fronteira porosa presente no

condensador proporcionava um efeito estabilizador devido à remoção das flutuações características do escoamento bifásico.



Com fronteira porosa; Canais 1,5 mm; $T_{sat}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\dot{m}=5.6 \times 10^{-6}\text{ kg/s}$
 Figura 3.17 – Temperaturas do fluido de resfriamento verificadas durante teste.

3.1.2.1. Cálculo do Número de Nusselt

Assim como nos condensadores sem a fronteira porosa, os cálculos relativos ao Número de Nusselt eram feitos por canal. Os coeficientes de transferência de calor para o condensador com a fronteira porosa eram obtidos utilizando-se a Lei de Resfriamento de Newton, os quais eram posteriormente utilizados para cálculo do Número de Nusselt.

Assim como verificado nos testes em condensadores sem a fronteira porosa, coeficientes de transferência de calor mais elevados eram verificados para temperatura de saturação inferior. Porém, não houveram grandes dispersões entre os resultados dos testes do condensador com fronteira porosa e com canais convencionais. Isso representava que a presença da fronteira porosa não refletia

ganhos significativos no processo de transferência de calor. As Figs. 3.18 e 3.19 apresentam os resultados para o Número de Nusselt.

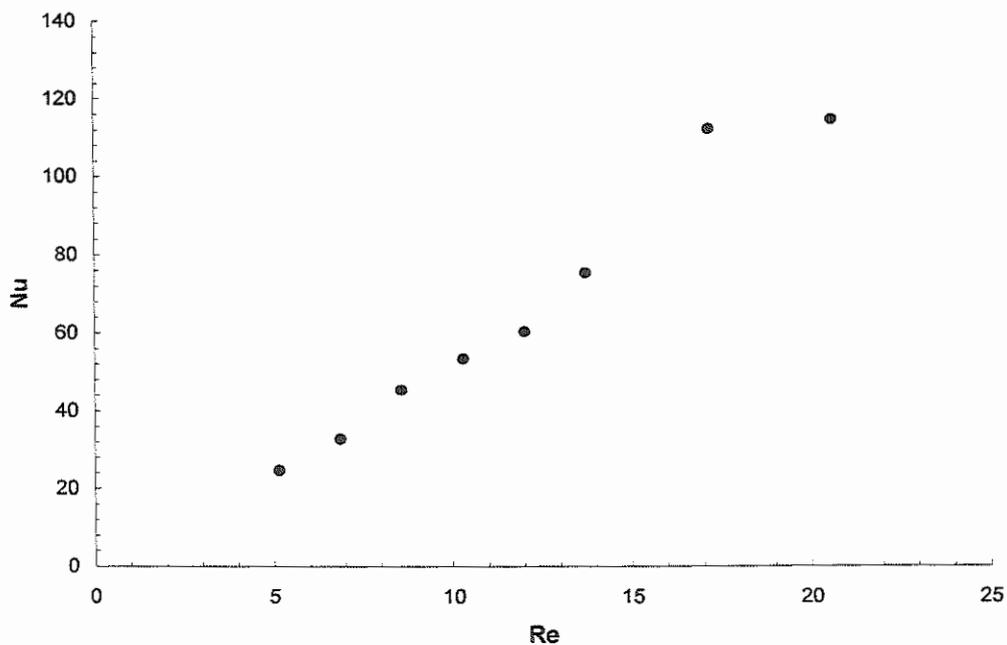


Figura 3.18 – Número de Nusselt para $T_{sat}=45\text{ °C}$, canal de 1,5 mm com fronteira porosa.

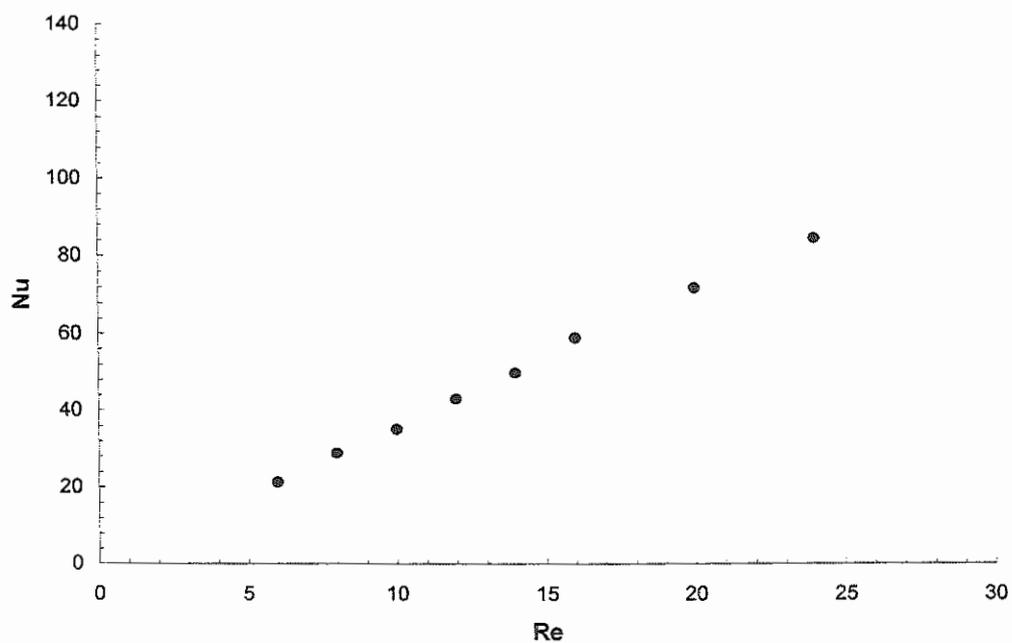


Figura 3.19 – Número de Nusselt para $T_{sat}=55\text{ °C}$, canal de 1,5 mm com fronteira porosa.

A diferença entre os resultados, para os coeficientes de transferência de calor entre os condensadores com e sem a fronteira porosa, ficava em 10 %. Extensivos testes foram realizados, para verificar a influência da fronteira porosa no processo de transferência de calor, mas nada de muito relevante podia ser observado. Em se comparando os resultados para ambos condensadores, em alguns casos, aquele com a fronteira porosa apresentava coeficientes de transferência de calor 10 % maior, para um dado valor de calor removido. Para um outro valor de calor removido, esse mesmo condensador apresentava um coeficiente de transferência de calor 10 % menor.

À partir dos resultados obtidos, a presença da fronteira porosa não apresentava um ganho significativo no processo de transferência de calor. Porém, a fronteira porosa mostrou-se um tanto quanto prejudicial no que diz respeito à perda de carga, pois essa apresentava uma restrição a mais ao escoamento.

3.1.2.2. Perda de Carga ao Longo do Condensador

Conforme mencionado anteriormente, resultados diferentes referentes à perda de carga eram esperados, devido ao efeito de drenagem da fronteira porosa durante o processo de condensação. Num escoamento onde existia a presença de uma fronteira porosa, sob ação de um campo de temperaturas, gerava-se um campo de forças capilares. Esse campo de forças capilares gerava um meniscus concorrente, o qual atuava em oposição ao meniscus gerado no evaporador capilar à medida que o raio de capilaridade no material poroso variava, dependendo do processo de evaporação ou condensação. Portanto, uma maior perda de carga ao longo do condensador com a fronteira porosa era esperada.

Em se ocorrendo a formação de um meniscus concorrente no condensador, em relação àquele gerado no evaporador, a presença da fronteira porosa apresentava uma ação contra o escoamento, a qual poderia resultar numa maior perda de carga. As Figs. 3.20 e 3.21 apresentam os resultados para o condensador testado, para duas temperaturas de operação.

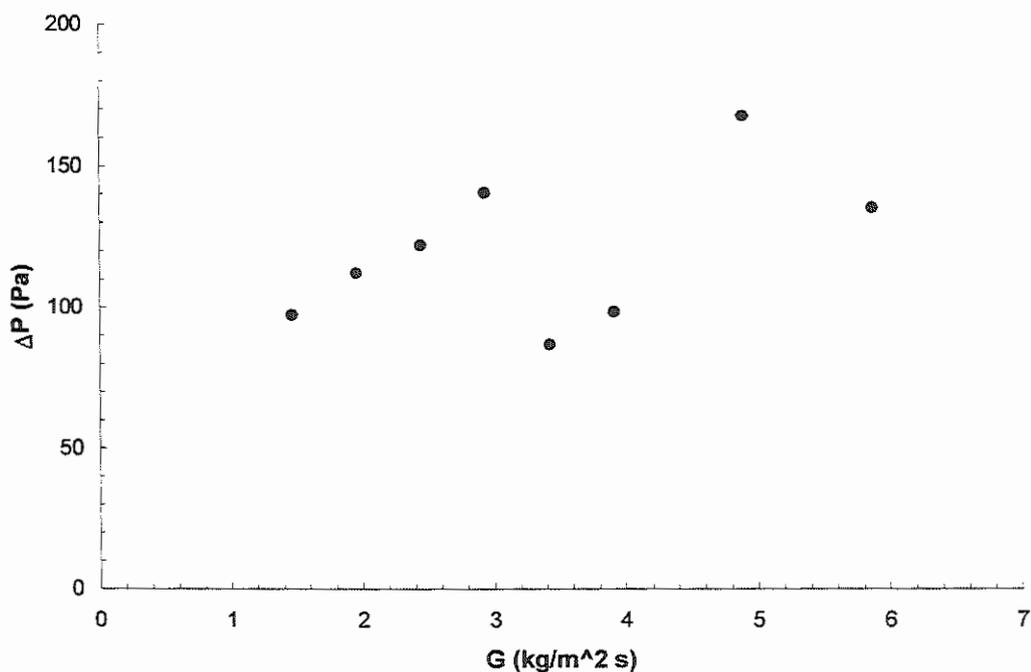


Figura 3.20 – Perda de carga no condensador com fronteira porosa – $T_{sat}=45$ °C.

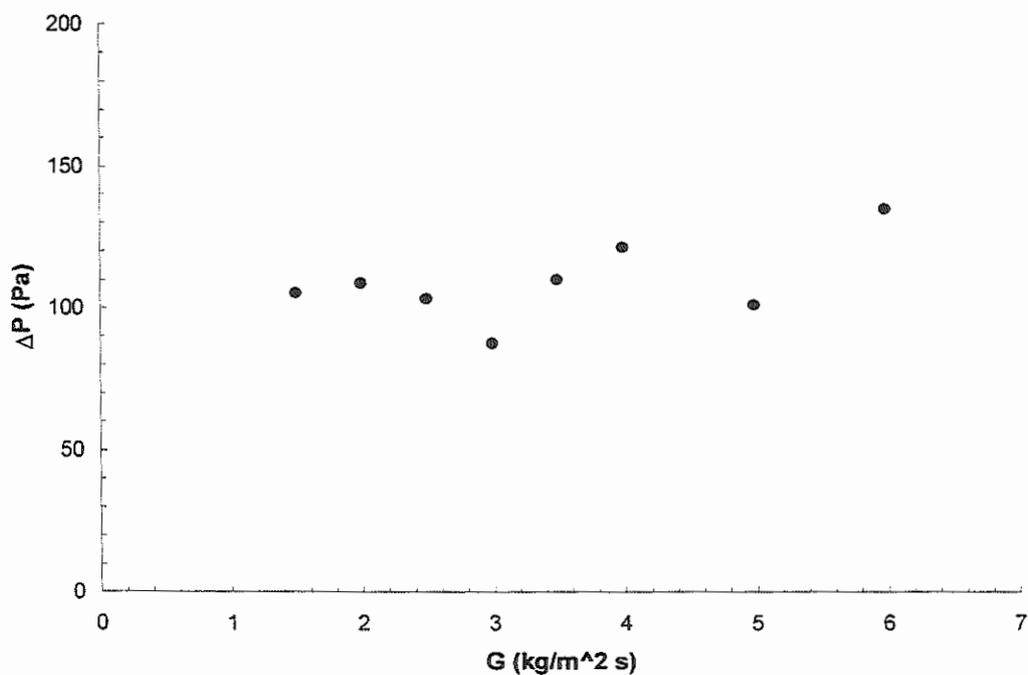


Figura 3.21 – Perda de carga no condensador com fronteira porosa – $T_{sat}=55$ °C.

Assim como o que era observado nos condensadores sem a fronteira porosa, perdas de carga mais elevadas podiam ser observadas para menores vazões e, conseqüentemente, menores Número de Reynolds. Isso acontecia devido à divisão do

escoamento pelos canais do condensador. Essa característica podia ser verificada em todos os testes realizados. Da mesma forma, menores perdas de carga eram observadas para temperatura de saturação mais elevadas. Mais uma vez, era verificado que a maior influência na perda de carga total era devido a tensão de cisalhamento entre as fases, a qual afetava diretamente a curvatura do meniscus.

A súbta diminuição na perda de carga, observada nas Figs. 3.20 e 3.21, era devido à uma maior divisão da vazão pelos demais canais em paralelo, à medida que uma maior vazão era proporcionada pelo evaporador capilar. Como mais canais apresentavam escoamento, a vazão eram dividida por mais canais, proporcionando uma queda na perda de carga.

A presença de uma fronteira porosa no processo de escoamento mostrava que era possível reduzir as flutuações nas medidas da pressão diferencial, quando eram comparados com os testes referentes ao escoamento em canais sem a fronteira porosa. Contudo, a presença da fronteira porosa não causava um aumento na perda de carga como era esperado, devido à formação de um meniscus concorrente. O fato de que o condensador com a fronteira porosa apresentava menor da perda de carga, era resultante da menor flutuação na pressão diferencial. Como os picos de pressão eram menores, uma perda de carga média menor era verificada nesse tipo de condensador, sendo que a fronteira porosa atuava como um fator estabilizante das flutuações. Esse fator estabilizante era causado pelo campo de pressões geradas ao longo do condensador com a fronteira porosa, quando este estava sendo submetido a um campo de temperaturas.

3.1.2.3. Visualização do Escoamento

Assim como o que era feito para os condensadores convencionais, a visualização era realizada para observar as características do escoamento nesse tipo de condensador.

O objetivo era verificar quais os padrões de escoamento que poderiam ser observados, bem como o desenvolvimento do meniscus, quando uma fronteira porosa estava presente. É importante ressaltar que, nesse caso, o meniscus deveria se apresentar de uma forma diferente daquela verificada nos condensadores

convencionais. Devido à capacidade de drenagem da fronteira porosa, o meniscus deveria apresentar-se ligeiramente defasado do centro do canal, sendo que, uma espessura maior do filme de líquido estaria situada ao longo da fronteira. Caso o meniscus tivesse o mesmo padrão daquele verificado nos condensadores convencionais, o material poroso estaria apresentando uma capacidade de drenagem insuficiente. Em se verificando isso, certamente, haveria um interrompimento do transporte de calor pelo sistema. Assim como era observado nos condensadores sem a fronteira porosa, somente o padrão de escoamento estratificado era verificado, devido à baixa vazão proporcionada pelo evaporador capilar. Mesmo aumentando-se a vazão de líquido através do aumento da potência aplicada ao evaporador, o padrão de escoamento não se alterava. Isso também era devido à divisão do escoamento para os outros canais em paralelo do condensador.

A presença de uma maior espessura do filme de líquido, ao longo da fronteira, determinaria a capacidade de drenagem da mesma. Esse fator estaria relacionado à propriedade do material poroso em manter o processo de drenagem do líquido condensado, transferindo-o para o canal de líquido. A Fig. 3.22 apresenta a fotografia da visualização do regime permanente, para o caso de altas vazões de metanol.

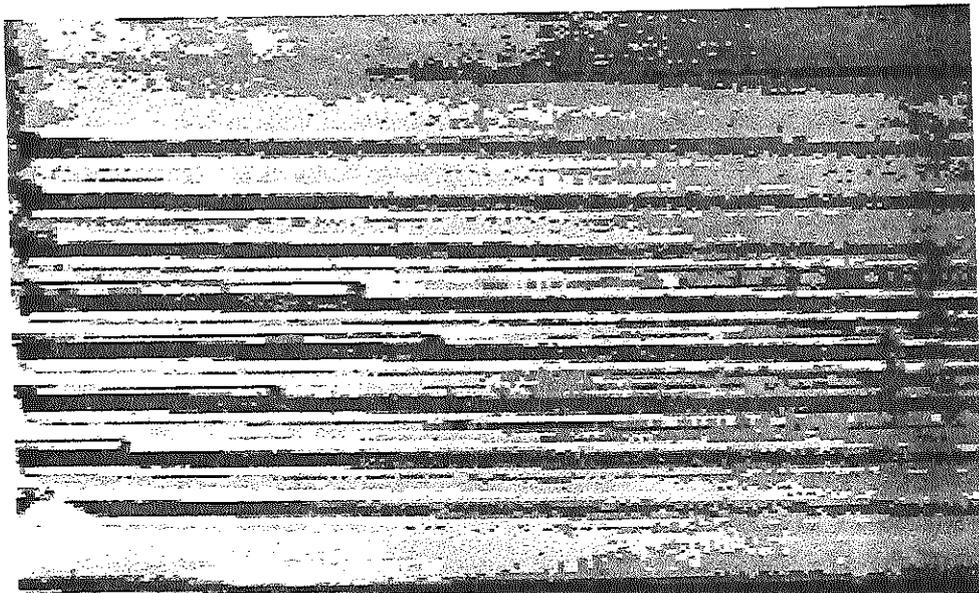


Figura 3.22 – Regime permanente para canais com fronteira porosa – $T_{sat}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\dot{m}=1,33 \times 10^{-5}\text{ kg/s}$.

A Fig. 3.23 apresenta a interface líquido/vapor em contato com a fronteira porosa.

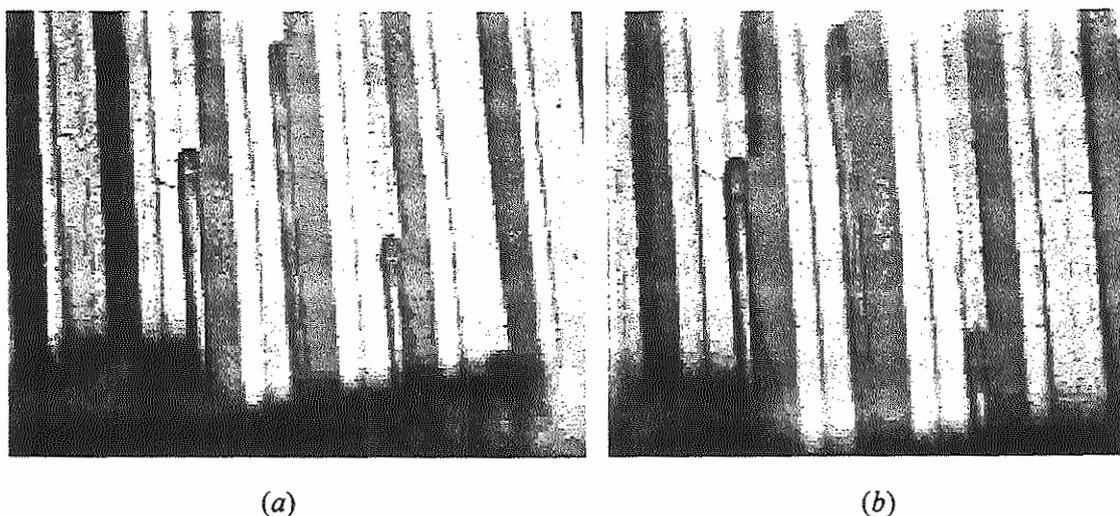


Figura 3.23 – Visualizações da interface líquido/vapor e contato do líquido com a fronteira porosa – $T_{sat}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\dot{m}=1,33 \times 10^{-5}\text{ kg/s}$.

Durante o escoamento, podia ser observado que o líquido condensado em contato com a fronteira porosa apresentava, com certa frequência, ondulações. Esse fenômeno era verificado, principalmente, quando ocorriam pulsos no escoamento. As ondulações ocorriam devido à drenagem do líquido condensado pelo material poroso. Quando, por razões da liberação do vapor gerado no evaporador capilar, ocorriam os pulsos, uma maior quantidade de vapor adentrava os canais, provocando um aumento súbito na vazão. Com isso, todo o sistema deveria passar por um processo transiente, até que o equilíbrio no escoamento fosse atingido novamente. Durante esse processo transiente, o excesso de líquido que não era drenado pela fronteira porosa, provocava distúrbios no filme de líquido que estava em contato com o material poroso. As ondulações podiam ser observadas após a verificação de pulsos lidos pelo transdutor de pressão diferencial. Quando o sistema atingia o equilíbrio novamente, as ondulações desapareciam, significando que a fronteira porosa estava sendo capaz de promover uma drenagem maior, assim que fosse necessário.

Pelo efeito da drenagem do líquido condensado pela fronteira porosa, era verificado que o meniscus apresentava-se ligeiramente defasado do centro do canal. Esse comportamento era esperado, assim como foi mencionado anteriormente. A porção do meniscus que apresentava-se em contato com a parede do canal, oposta à fronteira porosa, mostrava uma ausência quase que completa de líquido. Porém, uma

maior quantidade de líquido poderia ser verificada na parte inferior do canal, principalmente na porção do canal próxima à fronteira porosa.

A Fig. 3.24 apresenta a fotografia do escoamento em regime permanente para $T_{\text{sat}}=55\text{ °C}$ e $\dot{m}=1,35 \times 10^{-5}\text{ kg/s}$. Pode ser verificado que o escoamento apresentava-se próximo daquele verificado para $T_{\text{sat}}=45\text{ °C}$. Porém, as pulsações, quando ocorriam, eram em menor intensidade em relação àquelas observadas nos condensadores convencionais. Naqueles condensadores, algumas bolhas surgiam por efeito do despreendimento do vapor, causado pela pulsação. A presença de uma fronteira porosa resultava num escoamento mais homogêneo.

A forma como o escoamento se desenvolvia era o mesmo daquele verificado nos condensadores sem a fronteira porosa. Mais uma vez ficou comprovado que, a entrada do condensador, era muito importante para o desenvolvimento do escoamento. A distribuição do escoamento, por todos os canais, proporcionaria um melhor aproveitamento da capacidade de transferência de calor do condensador.

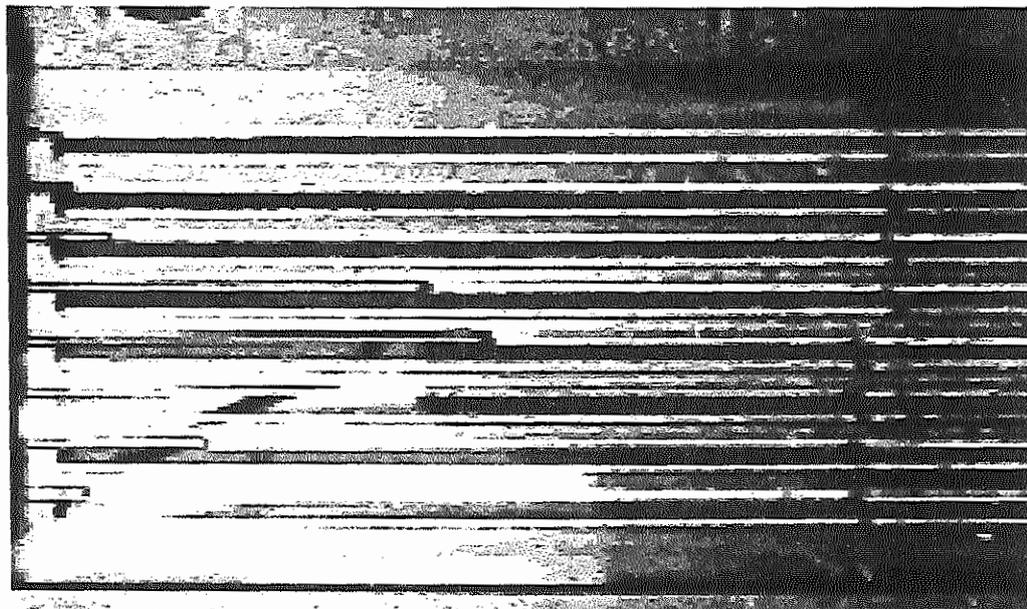


Figura 3.24 – Regime permanente para canais com fronteira porosa - $T_{\text{sat}}=55\text{ °C}$ e $\dot{m}=1,33 \times 10^{-5}\text{ kg/s}$.

Ao contrário daquilo que era observado em condensadores convencionais, não era observado uma simetria no escoamento. Apesar da entrada do vapor no

condensador ser no seu eixo central, a distribuição não apresentava-se proporcional, o que resultava em canais sem a presença de escoamento. Mesmo assim, os condensadores com a fronteira porosa apresentavam capacidades de transferência de calor próximas daquelas observadas nos condensadores convencionais. Além disso, perdas de carga ligeiramente superiores daquelas verificadas em condensadores convencionais, eram observadas. Isso representava que a fronteira porosa atuava contra o escoamento, devido às forças capilares que eram geradas pelo campo de temperaturas e o meniscus concorrente gerado no condensador.

O fato de que o meniscus na presença da fronteira porosa, apresentava-se ligeiramente defasado do centro do canal, quando comparado com os testes realizados com o condensador sem a fronteira porosa, despertou um interesse para a identificação dos parâmetros que influenciavam tal comportamento. Essa defasagem estava relacionada diretamente com a fronteira porosa, através da sua capacidade de drenagem do vapor condensado. A influência de outros parâmetros deveriam, ainda, ser considerados, assim como a tensão de cisalhamento na interface líquido/vapor, bem como a influência que a espessura do filme de líquido exerce no meniscus. Por isso, um estudo analítico do meniscus na presença de uma fronteira porosa tornou-se necessário, o qual é apresentado no Capítulo 4.

3.2. Testes Utilizando a Bomba Magnética

3.2.1. Resultados Para Condensadores Sem a Fronteira Porosa

A bomba magnética operava ligeiramente diferente do evaporador capilar, mas as características do escoamento durante os testes eram basicamente as mesmas. Como a bomba magnética proporcionava vazões mais elevadas do que aquelas verificadas com o evaporador capilar, Números de Nusselt e perdas de carga mais elevadas eram esperadas. Como com o evaporador capilar, a bomba magnética permitia o controle da vazão, através do controle da velocidade do motor CC, a qual permanecia constante durante os testes. Diferentes condições dinâmicas puderam ser observadas durante os testes com a bomba magnética, tal como o período de

transição de um nível de vazão a outro, sendo que o regime permanente era atingido rapidamente.

A faixa de vazão aplicada para cada teste variava de acordo com a taxa de calor introduzido no evaporador. Para elevadas taxas de calor introduzido, amplas faixas de vazão eram utilizadas, as quais permitiam a observação de diferentes condições de escoamento nos condensadores.

3.2.1.1. Cálculo do Número de Nusselt

Assim como o que era observado nos testes utilizando o evaporador capilar, os testes utilizando a bomba magnética apresentavam elevados valores para o Número de Nusselt. Esses valores elevados eram esperados devido a maior vazão de metanol proporcionada pela bomba, os quais também eram dependentes do padrão de escoamento observado no interior dos canais, os quais serão discutidos no decorrer do texto. As Figs. 3.25 e 3.26 apresentam os cálculos para o Número de Nusselt para as temperaturas de saturação de 45 e 55 °C, respectivamente.

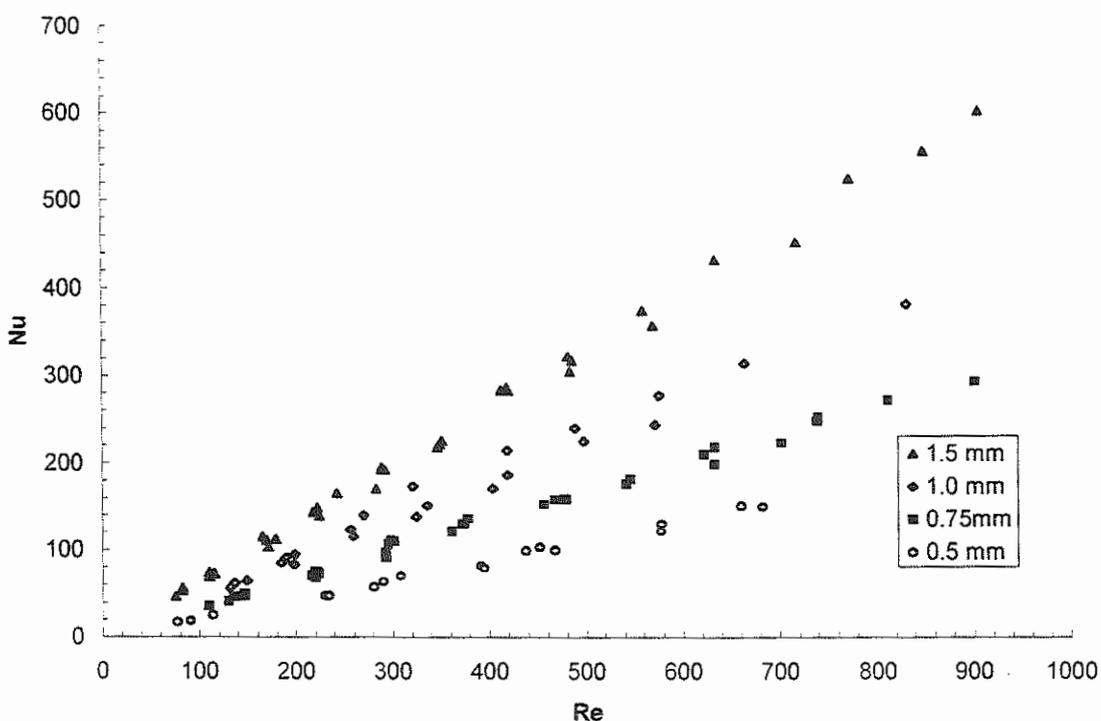


Figura 3.25 – Cálculo do Número de Nusselt para testes com bomba magnética – $T_{sat}=45$ °C.

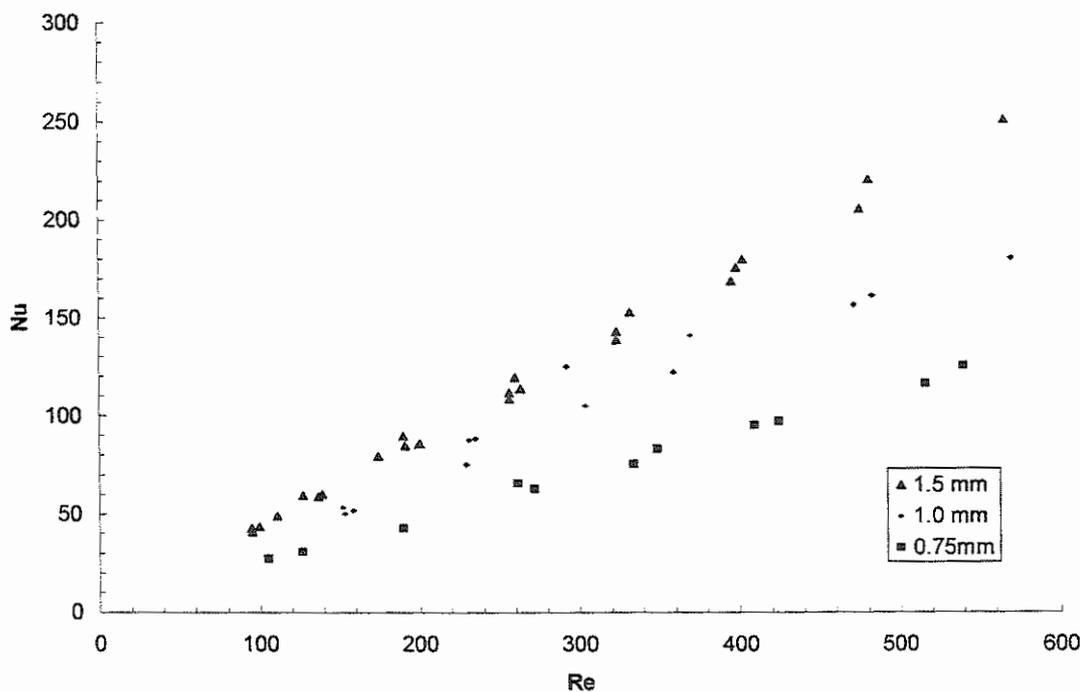


Figura 3.26 – Cálculo do Número de Nusselt para testes com bomba magnética – $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Para o caso de $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, o condensador com canais de 0,5 mm não apresentava uma capacidade de condensação suficiente, a qual resultava numa deficiência em se condensar o vapor, proporcionando uma elevação abrupta da temperatura do aparato como um todo. Essa elevação de temperatura causava uma completa secagem no evaporador e o sistema como um todo não atingia o regime permanente. Em vista disso, o cálculo do Número de Nusselt para esse condensador não pode ser obtido. O mesmo comportamento não acontecia nos testes para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Conforme observado nos resultados anteriores, o Número de Nusselt aumentava com o aumento da vazão para ambas temperaturas de saturação. O Número de Nusselt apresentava-se menor para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, devido a maior diferença de temperaturas entre a entrada e saída do condensador em comparação àquelas verificadas para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$. Números de Nusselt mais elevados eram obtidos para vazão de líquido mais altas para ambas temperaturas de saturação, enquanto que a vazão do vapor (controlada pela taxa de calor aplicada ao evaporador) era mantida constante. Isso também resultava em diferentes padrões de escoamento observados durante os testes, os quais serão discutidos mais adiante.

Para baixas vazões de líquido (como aquelas verificadas quando utilizando o evaporador capilar), apenas regime laminar tanto para o líquido quanto para o vapor eram observados. Para vazões mais elevadas, em alguns casos, regime laminar para ambos líquido e vapor eram também observados. Para outros casos, para elevadas taxas de calor no evaporador, o vapor apresentava regime turbulento e o líquido apresentava-se como numa transição entre o escoamento laminar e turbulento, quando valores clássicos para o escoamento laminar, turbulento e de transição eram considerados. Além disso, variações na vazão de metanol podiam ser observadas. Essa transição era observada para valores de Número de Reynolds inferiores daqueles observados em canais de dimensões maiores. De uma forma geral, era observado que essa transição ocorria, para o líquido, a $Re_l > 65$ e para o vapor a $Re_v > 1000$. Contudo, casos de bloqueio do escoamento não eram observados.

3.2.1.2. Perda de Carga ao Longo dos Condensadores

Assim como observado nos resultados para o Número de Nusselt, elevadas perdas de carga eram obtidas para altas vazões. Os efeitos da perda de carga puderam ser atenuados devido à divisão do escoamento pelos diversos canais em paralelo, presentes em todos os condensadores testados. As Figs. 3.27 e 3.28 apresentam os resultados obtidos para a perda de carga nos condensadores, para $T_{\text{sat}}=45$ e 55 °C, respectivamente.

Perdas de carga mais elevadas eram obtidas com a redução do tamanho dos canais e pelo aumento da taxa de calor introduzida no evaporador. Perdas de carga mais elevadas eram obtidas para $T_{\text{sat}}=45$ °C, devido ao efeito direto da temperatura na viscosidade do líquido para o metanol. Para os testes realizados a elevadas vazões, a menor perda de carga observada era de 350 Pa para o condensador com canais de 1,5 mm à $T_{\text{sat}}=55$ °C e a mais alta perda de carga era de 62,8 kPa para o condensador com canais de 0,5 mm à $T_{\text{sat}}=45$ °C.

Apesar de ter se obtido elevados Números de Nusselt para altas vazões de metanol, o custo para isso era extremamente alto quando os resultados para a perda de carga são considerados. Os trocadores de calor com canais de pequenos diâmetros apresentavam elevadas capacidades de transferência de calor, assim como observadas

por TUCKERMANN e PEASE (1981), mas o custo para isso deve ser avaliado cuidadosamente para certas aplicações.

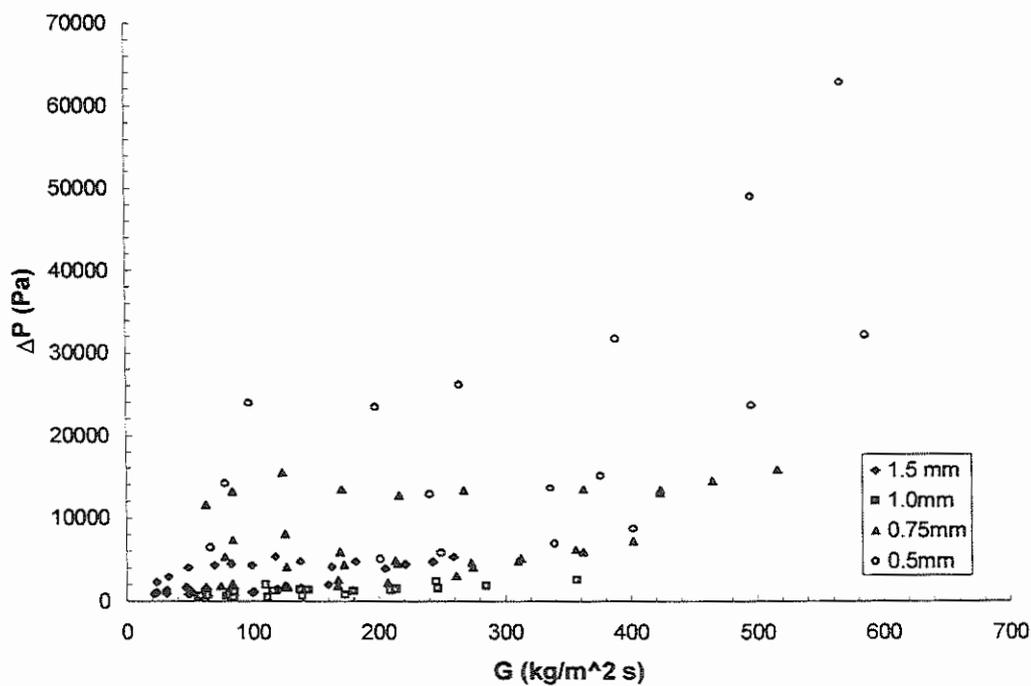


Figura 3.27 – Perda de carga para testes com a bomba magnética – $T_{sat} = 45$ °C.

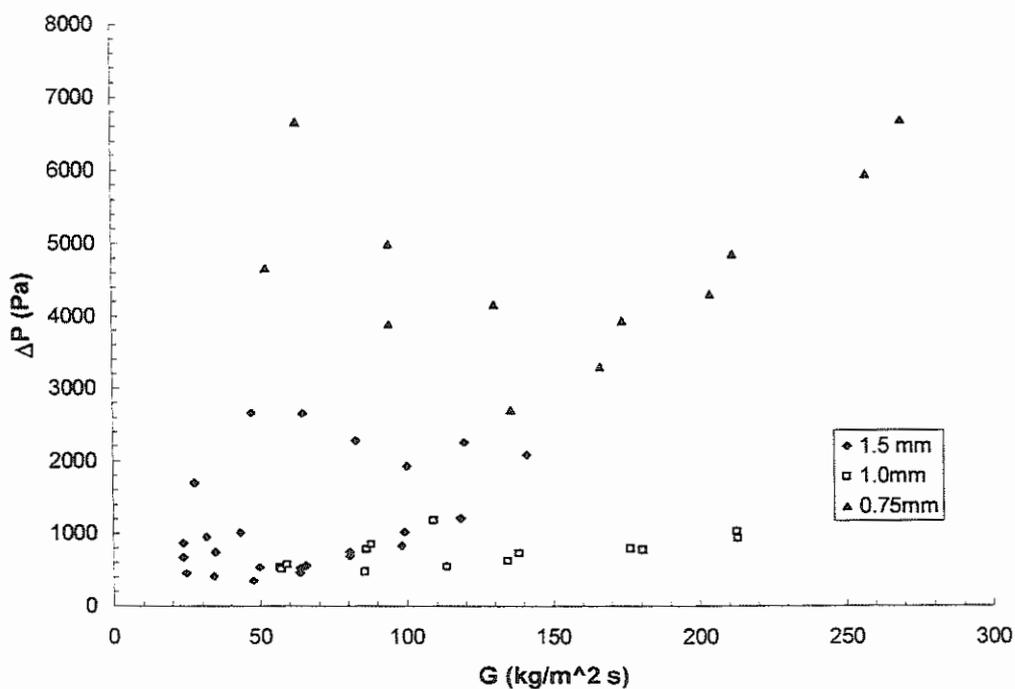


Figura 3.28 – Perda de carga para testes com a bomba magnética – $T_{sat} = 55$ °C.

Como apresentado pelas Figs. 3.27 e 3.28, era verificado diferentes níveis de perda de carga para a mesma vazão. Como explicado anteriormente no procedimento experimental, os testes com a bomba magnética eram realizados variando-se a vazão de líquido para uma dada potência fixa aplicada ao evaporador.

Quando escoamento bifásico nos canais não era mais observado, então uma potência maior era aplicada ao evaporador e os testes eram iniciados novamente para baixas vazões de líquido. Então, aumentava-se a vazão de líquido até que não era observado escoamento bifásico nos canais novamente. Em outras palavras, a vazão de vapor era constante e a vazão de líquido era variável. Como resultado, para a mesma vazão de líquido, o comprimento bifásico nos canais apresentava-se diferente, dependendo da potência aplicada ao evaporador, resultando em diferentes níveis de perda de carga. Além disso, os fatores geométricos apresentaram uma grande influência nos resultados, sendo que a perda de carga aumentava à medida que o tamanho dos canais diminuía. A perda de carga seguia uma tendência inversa daquela apresentada pelo Número de Nusselt, o qual diminuía à medida que o tamanho dos canais também diminuía. Esse comportamento era exclusivamente causado pelos fatores geométricos, sendo que canais menores proporcionam uma maior resistência ao escoamento e inversamente influenciam o Número de Nusselt.

3.2.1.3. Visualizações do Escoamento

Para vazões mais elevadas, outros padrões de escoamento podiam ser observados. Para baixas vazões, somente o padrão estratificado podia ser observado em todos os condensadores testados. Nos testes em que altas vazões eram utilizadas, outros três padrões de escoamento bem definidos existiam: escoamento anular (para baixas vazões de líquido), escoamento à bolhas (pelo acréscimo da vazão de líquido para constante taxa de calor aplicada ao evaporador) e escoamento pistonado (para elevadas vazões de líquido). Os escoamentos anular e à bolhas eram verificados em todos os condensadores testados. Porém, o escoamento pistonado podia ser observado apenas no condensador com canais de 1,5 mm.

Para esse padrão de escoamento em particular, a influência dos parâmetros geométricos era clara, o qual não era verificados nos outros condensadores com



canais pequenos (1,0, 0,75 e 0,5 mm). Durante os testes, um fato interessante acontecia quando ocorriam as transições. A transição de escoamento anular para à bolhas podia ser observada em todos os condensadores testados. As leituras da pressão absoluta apresentavam-se com uma certa instabilidade, onde picos de pressão ocorriam enquanto a transição estava acontecendo. Após completada a transição, as leituras da pressão absoluta tornavam-se estáveis novamente. As Figs. 3.29a e 3.29b apresentam a transição do escoamento anular para à bolhas no condensador com canais de 1,5 mm. A Fig. 3.30 apresenta o regime à bolhas para o condensador com canais de 1,5 mm.

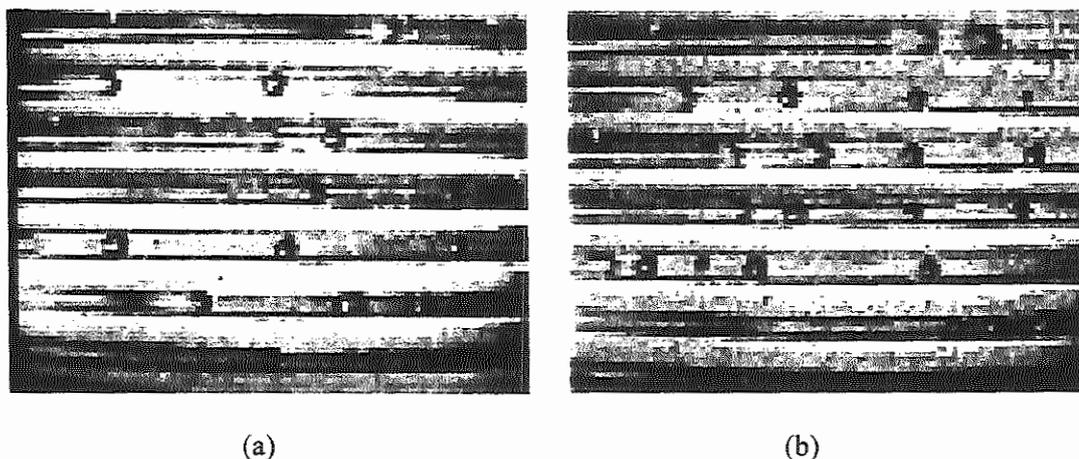


Figura 3.29 – Transição do escoamento anular para à bolhas – canais de 1,5 mm.

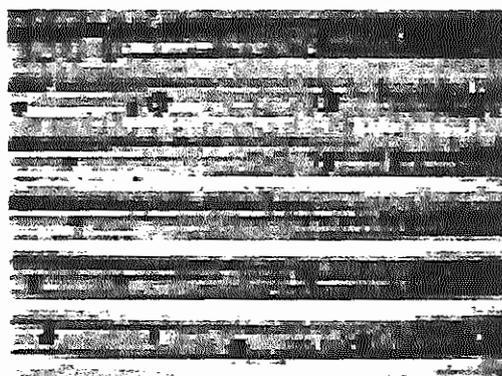


Figura 3.30 – Escoamento à bolhas para o condensador com canais de 1,5 mm.

As Figs. 3.31a e 3.31b mostram o padrão de escoamento pistonado, verificado no condensador com canais de 1,5 mm. Esse padrão de escoamento em particular era caracterizado pelo aumento da vazão de líquido, quando a taxa de calor

introduzida no evaporador era mantida constante. As bolhas observadas no padrão pistonado apresentavam-se mais alongadas devido a coalescência de diversas bolhas. O padrão pistonado apresentava-se por ser altamente dependente, também, da dimensão dos canais visto que tal padrão de escoamento não pode ser observado em nenhum outro condensador, mesmo alterando as condições de escoamento.

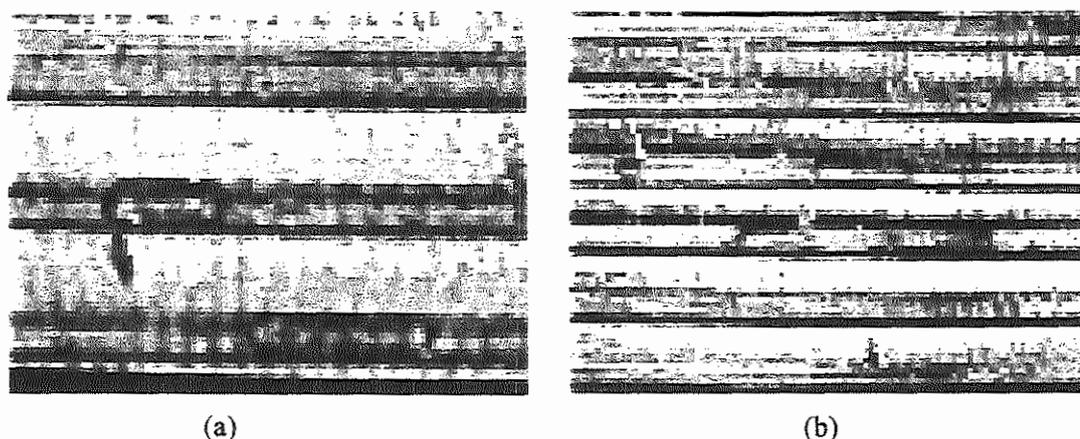


Figura 3.31 – Padrão de escoamento pistonado para canais de 1,5 mm.

A Fig. 3.32a apresenta a transição do padrão anular para à bolhas no condensador com canais de 1,0 mm. As características de tal transição eram semelhantes àquelas verificadas nos outros condensadores, com dimensões dos canais diferentes. A Fig. 3.32b apresenta o padrão à bolhas observada no condensador com canais de 1,0 mm.

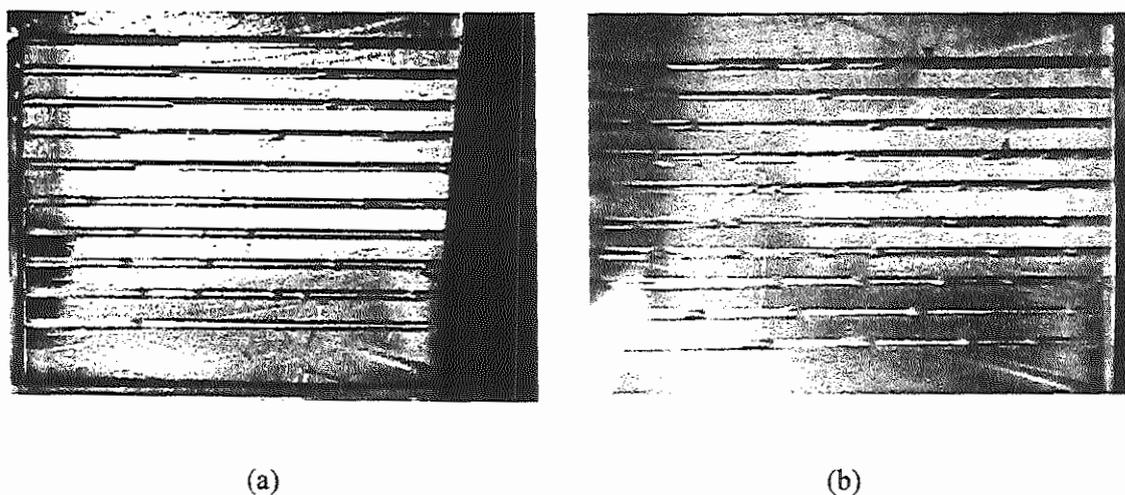


Figura 3.32 – Transição do padrão anular para à bolhas nos canais de 1,0 mm.

Para os condensadores com canais de 0,75 e 0,5 mm, as bolhas de vapor apresentavam-se muito menores do que aquelas verificadas nos outros condensadores. Essa característica estava diretamente relacionada com o tamanho do canal, o qual não permitia a coalescência das bolhas que resultaria no padrão pistonado, conforme observado no condensador com canais de 1,5 mm. Durante todos os testes, era verificado que todos os canais apresentavam escoamento bifásico em todos os canais, não apresentando, contudo, uma fronteira estacionária onde a mudança de fase ocorria, assim como verificado nos testes utilizando o evaporador capilar.

A partir do que foi apresentado, era possível observar que o padrão de escoamento anular apresentava baixos Números de Nusselt. No entanto, o Número de Nusselt aumentava quando os padrões de escoamento sofriam transições para à bolhas e, posteriormente, ao pistonado. Quanto maior a presença de líquido nos canais, maiores capacidades de transferência de calor eram observadas. Comparando todos os resultados experimentais, era possível verificar que as mesmas faixas de Número de Nusselt podiam ser obtidas para o padrão estratificado (quando utilizando o evaporador capilar) e para o padrão anular (utilizando a bomba magnética). No entanto, um fato importante deve ser considerado: para baixas vazões, a perda de carga era muito menor.

3.2.2. Resultados Para o Condensador Com a Fronteira Porosa

Testes utilizando altas vazões também eram realizados com o condensador com a fronteira porosa. Como a capacidade de drenagem da fronteira porosa podia ser observada nos testes para baixas vazões, era esperado que a mesma propriedade pudesse ser verificada nos testes para altas vazões..

3.2.2.1. Cálculo do Número de Nusselt

As Figs. 3.33 e 3.34 apresentam o cálculo para o Número de Nusselt para o condensador com a fronteira porosa, para $T_{\text{sat}}=45$ e 55 °C respectivamente.

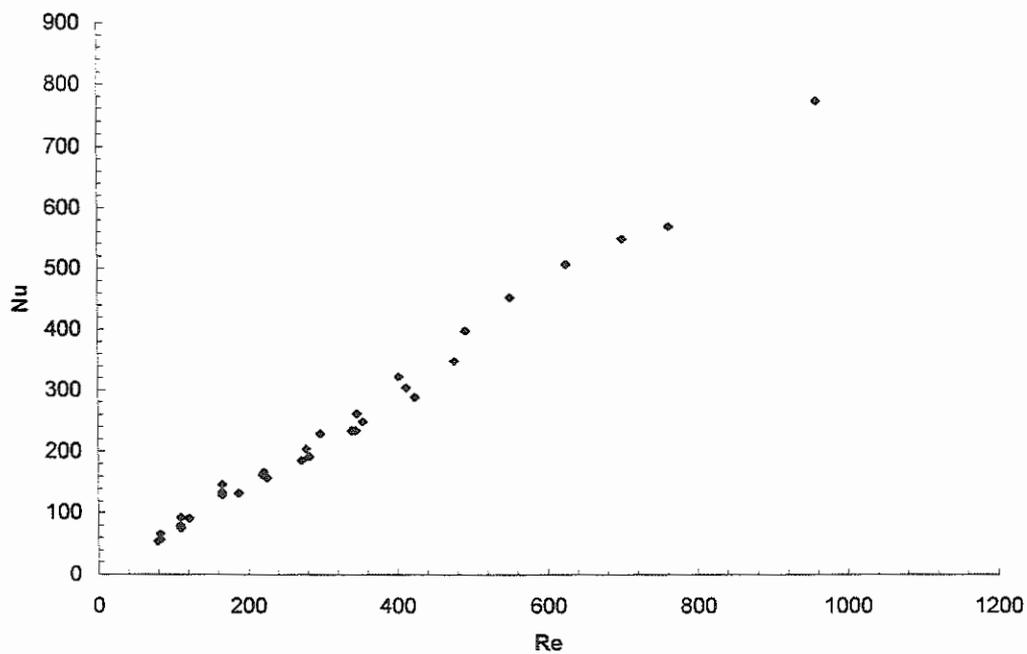


Figura 3.33 – Número de Nusselt para o condensador com fronteira porosa – $T_{sat}=45$ °C.

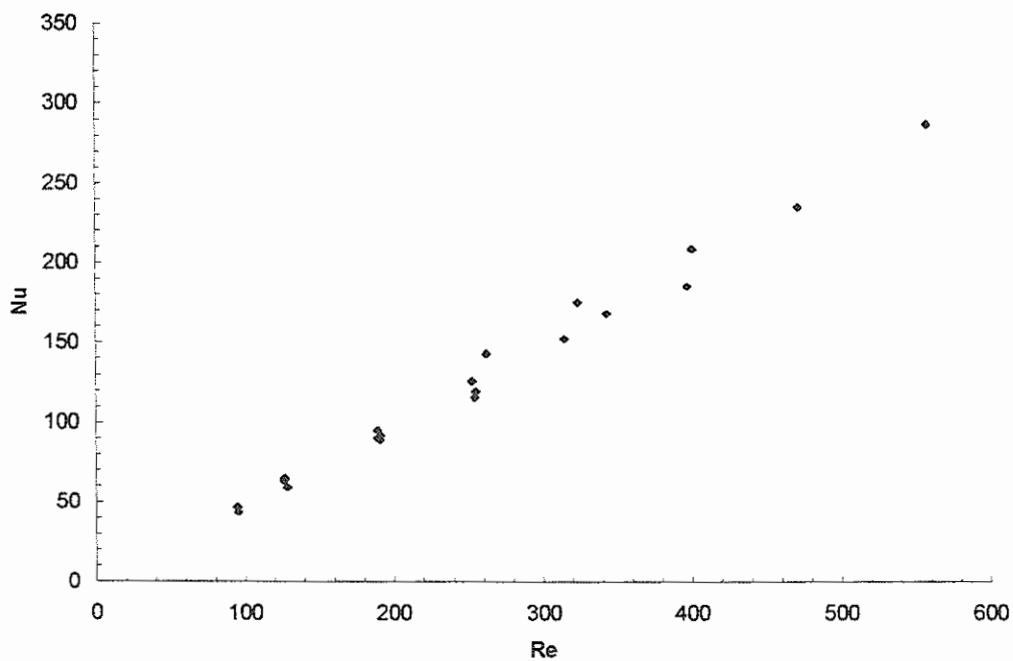


Figura 3.34 – Número de Nusselt para o condensador com fronteira porosa – $T_{sat}=55$ °C.

Os resultados experimentais mostravam, nesse condensador em particular, que Números de Nusselt ligeiramente mais elevados podiam ser obtidos, quando

comparados com o condensador de 1,5 mm sem a fronteira porosa. Isso mostrava que a presença de uma fronteira porosa não apresentava uma melhoria significativa quanto a capacidade de transferência de calor, quando altas vazões eram utilizadas. No entanto, em se aumentando a vazão, a presença da fronteira porosa causava uma restrição a mais ao escoamento, proporcionando perdas de carga muito superiores àquelas observadas nos testes com o evaporador capilar. Contudo, a fronteira porosa apresentava uma estabilização nas flutuações referentes as medidas da perda de carga mas isso não apresentava como um fator determinante para o seu uso.

3.2.2.2. Perda de Carga ao Longo do Condensador

A perda de carga para o condensador com a fronteira porosa apresentava as mesmas características daquelas observadas nos condensadores sem a fronteira. Para vazões mais elevadas, a perda de carga atingia níveis muito superiores daqueles observados nos testes para baixas vazões (utilizando o evaporador capilar). As Figs. 3.35 e 3.36 mostram a perda de carga observada no condensador com a fronteira porosa para $T_{\text{sat}}=45$ e 55 °C, respectivamente.

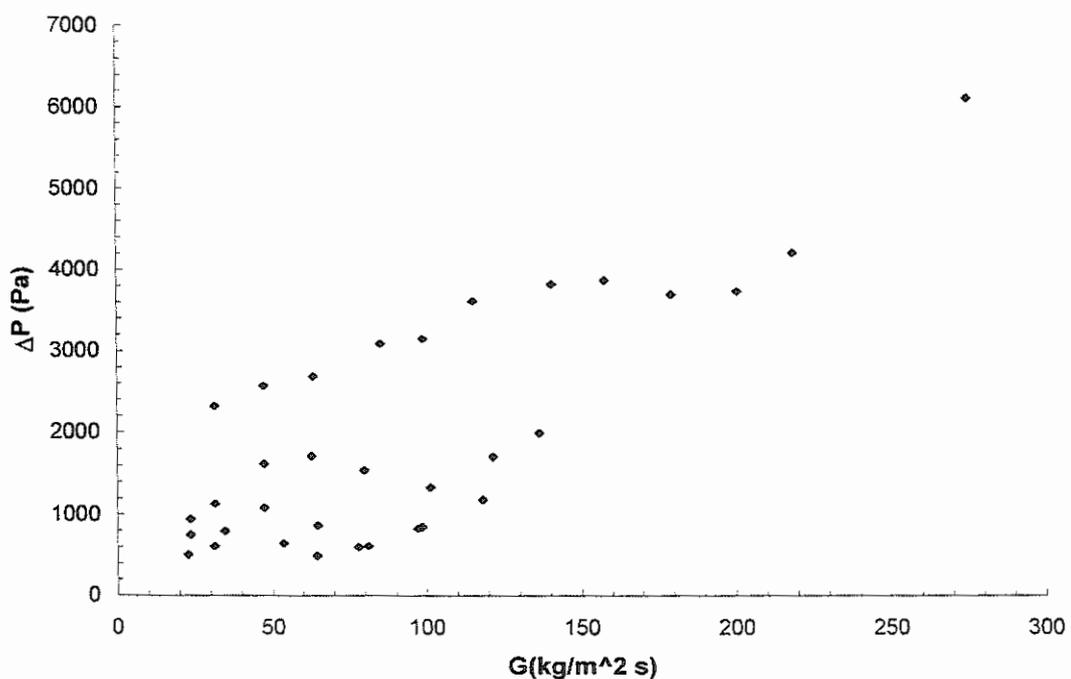


Figura 3.35 – Perda de carga para o condensador com a fronteira porosa – $T_{\text{sat}}=45$ °C.

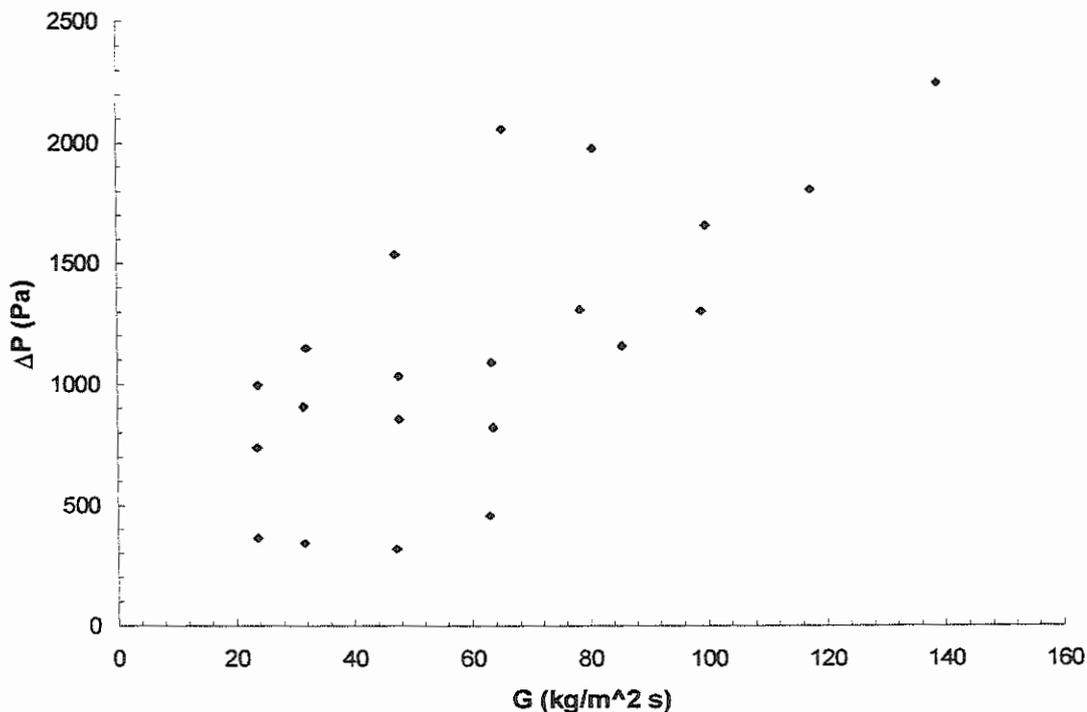


Figura 3.36 – Perda de carga para o condensador com a fronteira porosa – $T_{sat}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Os diferentes níveis de perda de carga observados durante os testes eram devidos às diferentes taxas de calor aplicadas ao evaporador, as quais resultavam numa maior vazão de vapor. Os resultados da perda de carga para o condensador com a fronteira porosa, apresentaram ligeiramente inferiores do que aqueles obtidos para o condensador sem a fronteira porosa. Apesar da fronteira porosa apresentar uma resistência a mais ao escoamento, era verificado uma diminuição na perda de carga. Essa característica podia ser explicada pelo fato de que a fronteira porosa apresentava-se como fator estabilizante ao escoamento, assim como verificado nos testes realizados com o evaporador capilar. O campo de pressão gerado na fronteira porosa do condensador, quando este era submetido a um campo de temperaturas, contribuía para a diminuição nas flutuações da perda de carga. Devido à diminuição das flutuações na pressão, uma perda de carga média menor podia ser observada. Em se considerando essa observação, podia-se concluir que o uso de uma fronteira porosa poderia ajudar no desempenho do condensador, referente à perda de carga, não importando se baixas ou altas vazões de fluido estavam sendo utilizadas. Porém,

essa contribuição estaria restrita ao escoamento, sendo que a fronteira não apresentava grandes melhorias quanto a capacidade de transferência de calor.

Assim como o que era verificado nos testes com condensadores sem a fronteira porosa, níveis mais elevados de perda de carga eram observados para uma mesma vazão. Isso acontecia devido ao aumento na potência aplicada ao evaporador (ou seja, aumento da vazão do vapor) para uma mesma vazão de líquido. Então, a perda de carga e ao comprimento bifásico nos canais eram diretamente afetados pelo aumento na vazão do vapor.

3.2.2.3. Visualização do Escoamento

A visualização do escoamento no condensador com a fronteira porosa apresentava resultados similares aqueles obtidos com o condensador sem a fronteira porosa, com canais de 1,5 mm, quando vazões maiores eram utilizadas. Contudo, a fronteira porosa era um fator importante no processo de condensação, devido à sua capacidade de drenagem.

À medida em que o vapor era condensado, líquido se acumulava no canal. Caso a fronteira porosa não apresentasse uma boa capacidade de drenagem, mais vapor seria acumulado no canal podendo causar um bloqueio no escoamento e, conseqüentemente, uma falha geral do sistema com relação ao transporte de calor. Como a fronteira porosa apresentava uma boa capacidade de drenagem, o vapor era drenado por ela e o líquido, então, retornava ao sistema.

Para os testes em que elevadas vazões eram utilizadas, três outros padrões de escoamento puderam ser observados nesse condensador, assim como o que era observado para o condensador com as mesmas dimensões, porém sem a fronteira porosa.

Os outros três padrões de escoamento eram: anular, à bolhas e pistonado. Esse padrões observados podem ser adicionados aquele verificado nos testes para baixas vazões (padrão estratificado), como uma forma mais completa de análise. As Figs 3.37a e 3.38b mostram a transição anular-à bolhas e o padrão à bolhas, respectivamente.

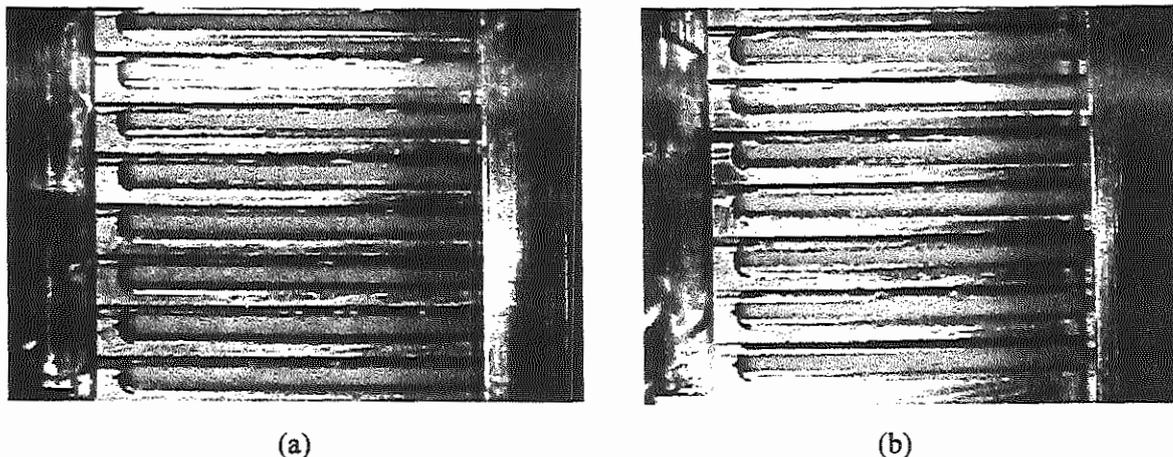


Figura 3.37 – Transição anular-à bolhas e padrão à bolhas para o condensador com a fronteira porosa.

As Figs. 3.38a e 3.39b apresentam o padrão pistonado observado durante os testes, o qual era uma característica dos condensadores com canais de 1,5 mm. Assim como no caso do condensador sem a fronteira porosa e canais de 1,5 mm, para vazões de líquido mais elevadas, as bolhas de vapor coalesciam, resultando na formação de um pistão de vapor. Esse pistão de vapor era geralmente observado próximo à saída do canal. Para esse condensador em especial, o pistão de vapor era mantido por um tempo maior do que aquele observado para o condensador sem a fronteira porosa. Posteriormente, o pistão de vapor era condensado e drenado de volta ao sistema pela fronteira porosa.

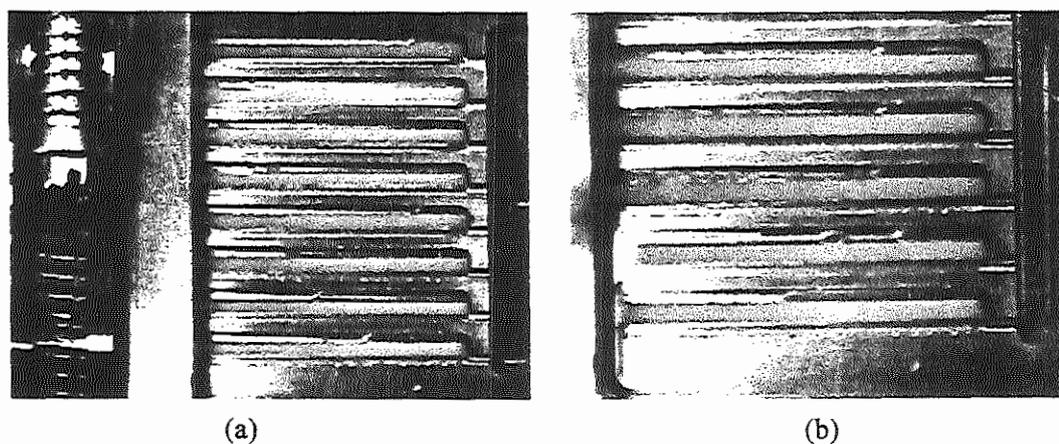


Figura 3.38 – Padrão de escoamento pistonado para o condensador com a fronteira porosa.

Assim como o que era verificado nos testes para baixas vazões, durante o processo de condensação para altas vazões, o meniscus apresentava-se ligeiramente

defasado do centro do canal. Isso resultava em mais líquido próximo à fronteira porosa e quase uma ausência no lado oposto do canal. Isso representava uma característica importante no processo como um todo, mostrando que a fronteira porosa drenava somente o líquido de volta ao sistema, por ação de forças capilares. O vapor remanescente no canal teria de ser condensado completamente para então ser drenado pela fronteira porosa.

Em se comparando com o condensador com a fronteira porosa com o condensador de canais de 1,5 mm sem a fronteira, faixas de Números de Nusselt equivalentes puderam ser obtidos para ambas situações onde baixas e altas vazões eram utilizadas. Contudo, no caso de baixas vazões, somente o padrão estratificado ocorria enquanto que para se obter um Número de Nusselt equivalente em altas vazões, o padrão anular era observado.

3.3. Correlação Para o Número de Nusselt

Com os resultados experimentais para o Número de Nusselt, foi possível obter uma equação para cálculo desse parâmetro. Uma revisão prévia da literatura, relacionada à correlações para o Número de Nusselt, mostrou grandes dispersões nos resultados. Dessa forma, a obtenção de uma correlação que melhor calculasse o Número de Nusselt nas condições observadas nos testes experimentais tornou-se necessária

Não só fatores relativos ao escoamento da substância (como Número de Reynolds) ou do momento de difusividade térmica (Número de Prandtl) foram considerados. Deveria ser também considerado o processo de mudança de fase, através do uso do Número de Jacob (definido na Eq. 1.42), bem como a influência da tensão superficial no escoamento laminar do líquido, através do Número de Weber.

Analisando os testes realizados, podia ser observado que as características do escoamento em canais de pequenos diâmetros eram diferentes daquelas observadas em canais de dimensões maiores. Para baixas vazões, somente o regime laminar de escoamento era verificado. Para altas vazões, no entanto, algumas importantes características no escoamento podiam ser observadas. Claramente, uma transição do regime laminar para o turbulento ocorria a níveis diferentes daqueles observados em

canais maiores. Grandes distúrbios no escoamento de ambas as fases líquido e vapor eram observados durante os testes, sendo que a transição era caracterizada por variações na vazão do líquido. À partir dos resultados experimentais, observa-se que ocorria uma “quebra” na perda de carga quando o Número de Reynolds para o líquido atingia um valor em torno de 65. Para valores acima de 65, nenhuma alteração quando às características do escoamento podia ser verificada mesmo para Número de Reynolds para o líquido aproximando-se de 2000. Essa característica era verificada para todos os condensadores testados, de onde pode-se dizer que a passagem do regime laminar para a transição laminar/turbulento ocorria à partir de $Re_l=65$.

Considerando essa importante característica no escoamento, uma equação empírica para cálculo do Número de Nusselt foi obtida, sendo representada como:

$$Nu = We^{-Ja} Re_{Dh} Pr^Y \quad (3.1)$$

onde

$$Y = 1,3 \text{ para } Re_l \leq 65, \quad (3.2)$$

$$Y = \frac{0,5D_h - 1}{2D_h} \text{ para } Re_l > 65, \quad (3.3)$$

onde D_h é o diâmetro hidráulico sem o uso de dimensões. Na Eq. (3.1), o Número de Reynolds é calculado com relação ao diâmetro hidráulico e

$$We = \frac{\rho_l V^2 L}{\sigma}. \quad (3.4)$$

Para o caso do condensador com a fronteira porosa a Eq. (3.1) podia de ser utilizada, independente dos efeitos do material poroso. Como todo o processo de condensação ocorria no canal (e não da fronteira porosa), nenhuma modificação na Eq. (3.1) era necessária. Além disso, a presença de uma fronteira porosa não apresentava grande influência na capacidade de transferência de calor no condensador com canais de pequenos diâmetros.

As Figs. 3.39 e 3.40 apresentam comparações entre os resultados experimentais e calculados, para os casos de baixas e altas vazões, bem como para os condensadores sem e com a fronteira porosa, utilizando a Eq. (3.1).

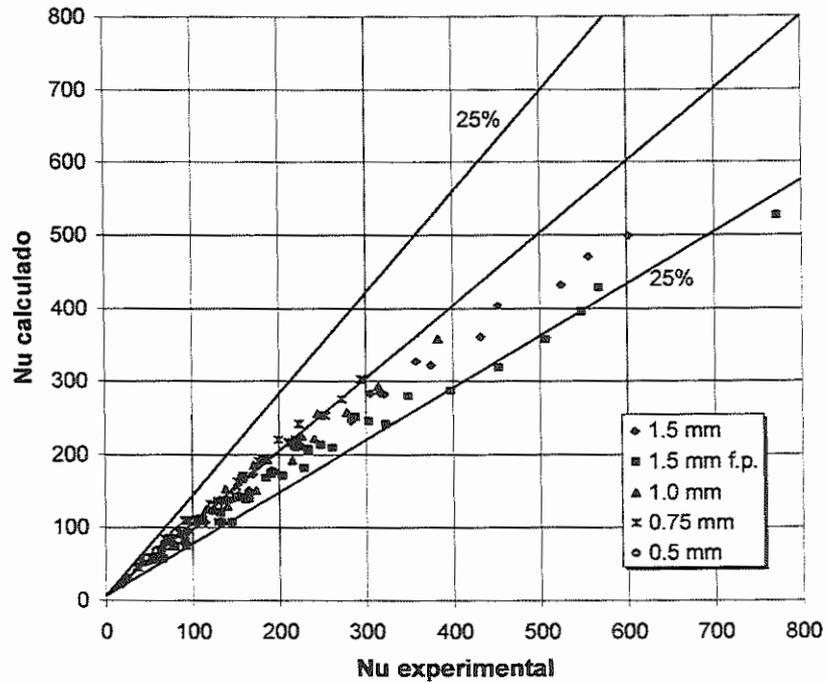


Figura 3.39 – Comparação dos resultados experimentais com a Eq. (3.1) – $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$.

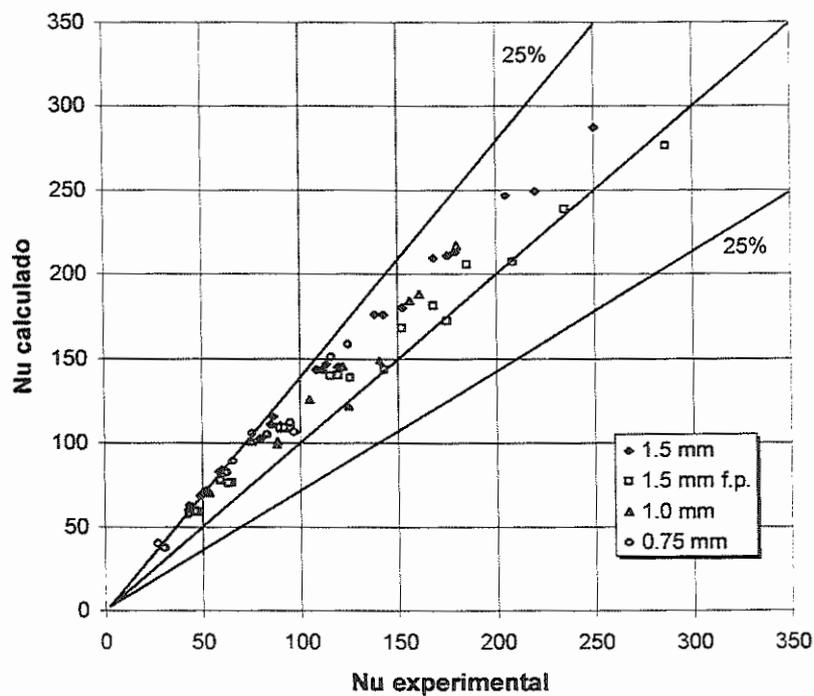


Figura 3.40 – Comparação dos resultados experimentais com a Eq. (3.1) – $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

A Eq. (3.1) correlacionou 95% dos resultados para todos os condensadores testados (para as duas temperaturas de saturação consideradas) com um erro relativo inferior a 25%. Esses resultados mostram que a Eq. (3.1) apresenta uma boa capacidade de correlação, a qual pode ser utilizada como ferramenta para o projeto de novos trocadores de calor com canais pequenos. O uso de parâmetros adimensionais capazes de representar, fisicamente, o processo de transferência de calor que ocorria no interior dos canais, mostraram-se muito importante na avaliação do Número de Nusselt. Os fatores geométricos eram considerados no cálculo do Número de Reynolds

3.4. Correlação Para a Perda de Carga

A partir dos resultados experimentais obtidos, tornou-se necessário correlacioná-los com uma equação capaz de calcular a perda de carga em pequenos canais. Diante do que foi apresentado no item 1.2.2, várias correlações para cálculo da perda de carga estão disponíveis na literatura. Porém, como foi apresentado naquele item, existe uma grande dispersão nos cálculos das diversas correlações apresentadas, quando aplicadas ao escoamento em canais de pequenos diâmetros.

Uma primeira tentativa foi feita para correlacionar os resultados experimentais, utilizando-se da equação proposta por CHISHOLM (1973). Os resultados obtidos pelos cálculos não apresentaram boa correlação, onde erros relativos da ordem de 300 % eram verificados. Da mesma forma, foi tentado correlacionar os resultados experimentais utilizando-se o Modelo Homogêneo, conforme sugerido por BOWERS e MUDAWAR (1994a, 1994b e 1994c). Essa comparação também apresentou resultados irrealísticos, onde erros relativos da ordem de 200 % eram verificados.

Como consequência das tentativas sem sucesso de correlacionar os resultados experimentais com modelos existentes na literatura, uma equação própria para cálculo da perda de carga foi definida. Essa equação foi estabelecida em termos do *multiplicador bifásico*, sendo utilizado o Modelo de Fases Separadas, para cálculo da perda de carga em pequenos canais, representada pela Eq. (1.28). A equação

resultante deveria ser capaz de efetuar um cálculo da perda de carga compatível com aquele apresentado pelos experimentos.

Em se realizando a correlação com os resultados experimentais, a relação que define o multiplicador bifásico, conforme HAHNE et al. (1993)

$$\phi^2 = \frac{(\Delta P / \Delta z)_{bf}}{(\Delta P / \Delta z)_{mf}}, \quad (3.5)$$

apresenta que tal parâmetro é a relação entre a perda de carga bifásica e a monofásica. Caso seja avaliada a perda de carga monofásica para o líquido, o multiplicador bifásico seria apresentado como ϕ_l^2 e, no caso do vapor, ϕ_v^2 .

A partir dos resultados experimentais obtidos, a relação empírica para o multiplicador bifásico, que mostrou melhor correlação, é apresentada como sendo:

$$\phi_l^2 = \left(1 + 10X^{0,188} + X^{2,0}\right)^{0,5}. \quad (3.6)$$

Os resultados experimentais obtidos para a perda de carga foram comparados com os resultados calculados pela Eq. (3.6) para todas as condições testadas (baixas e altas vazões e $T_{\text{sat}}=45$ e 55 °C) com todos os condensadores (com e sem a fronteira porosa). Os resultados dessa comparação são apresentados pelas Figs. 3.41 e 3.42.

A Eq. (3.6) correlacionou 85% dos resultados experimentais, para as duas temperaturas de saturação e faixas de vazão utilizadas nos testes, com um erro relativo inferior a 35%. Assim como os resultados obtidos pela Eq. (3.1), a Eq. (3.6) apresentou excelente capacidade de correlação com os resultados experimentais obtidos. A Eq. (3.6) pode, também, ser utilizada como mais uma ferramenta no projeto de novos trocadores de calor com canais pequenos juntamente com a Eq. (3.1).

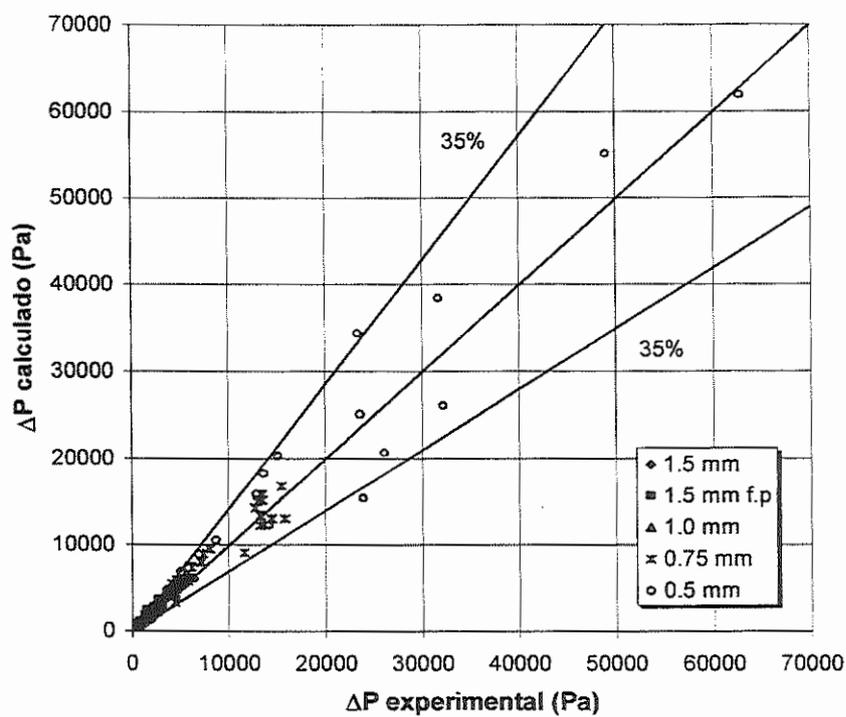


Figura 3.41 – Comparação dos resultados experimentais com a Eq. (3.6) – $T_{sat}=45$ °C.

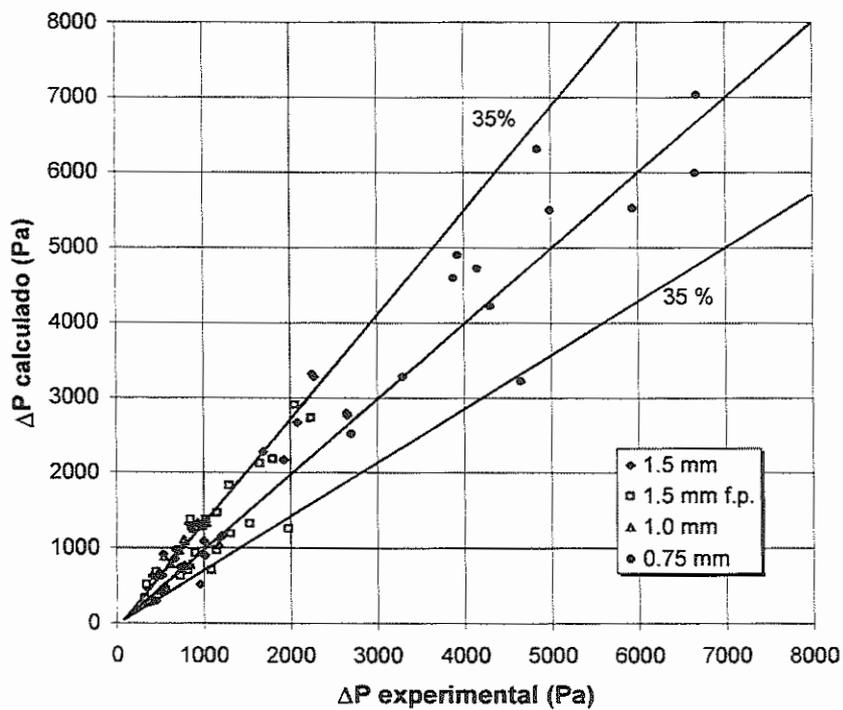


Figura 3.42 – Comparação dos resultados experimentais com a Eq. (3.6) – $T_{sat}=55$ °C.

3.5. Mapa de Escoamento

À partir dos resultados experimentais obtidos, uma melhor compreensão a respeito do processo de transferência de calor e da perda de carga puderam ser avaliados. Essa avaliação resultou em equações que puderam correlacionar, com um certo grau de precisão, os resultados obtidos para o Número de Nusselt e a perda de carga. Além disso, através dos resultados, era possível identificar os padrões de escoamento em canais de pequenos diâmetros, quando o processo de transferência de calor estava ocorrendo. Os estudos realizados até então consideravam o escoamento adiabático em canais, resultando em diversos mapas de escoamento, os quais não apresentavam qualquer correlação para os casos onde ocorrem transferência de calor.

Em vista disso, a elaboração de um mapa de escoamento visando a identificação dos diferentes parâmetros observados nos experimentos, em que a transferência de calor estava ocorrendo, tornou-se necessária. Como os testes experimentais eram realizados com canais de dimensões menores do que aqueles utilizados por WAMBSGANSS et al. (1991), WILMARTH e ISHII (1994) e COLEMAN e GARIMELLA (1999), não era possível a observação dos mesmos padrões de escoamento. Além disso, os mapas apresentados por esses autores foram elaborados para escoamento adiabático de água e ar.

Para os casos em que o evaporador capilar era utilizado, as medidas das velocidades superficiais do líquido e do vapor eram feitas através da vazão dada pelo evaporador, referentes à potência aplicada. Como a vazão era controlada exclusivamente pela potência aplicada, as velocidades superficiais do líquido e do vapor eram praticamente idênticas para todos os casos testados. Em se utilizando a bomba magnética, a velocidade superficial do líquido era obtida através da medição de sua vazão, a qual era controlada pela bomba. A velocidade superficial do vapor podia ser obtida através da potência aplicada ao evaporador, a qual proporcionava a evaporação do metanol. À partir de então, tento-se identificado as velocidades superficiais do líquido e do vapor, o mapa para os padrões de escoamento verificados podia, então, ser elaborado. As Figs. 3.43 e 3.44 apresentam os mapas de escoamento obtidos à partir dos testes experimentais, sendo esses avaliados para $T_{\text{sat}}=45$ e 55 °C, respectivamente.

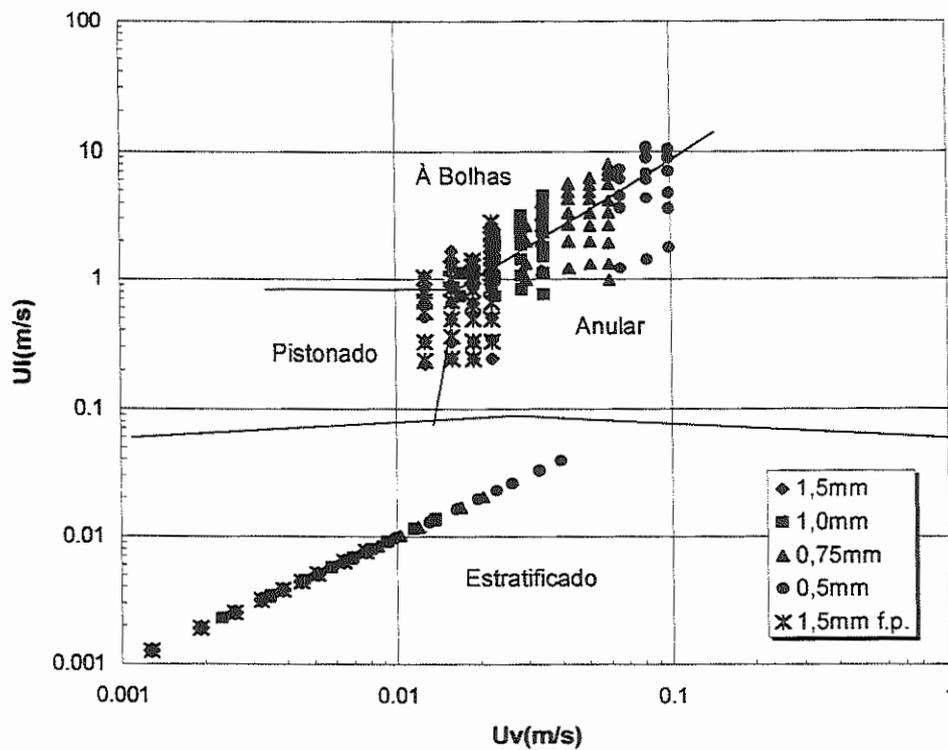


Figura 3.43 – Mapa de escoamento em canais de pequenos diâmetros – $T_{sat} = 45 \text{ °C}$.

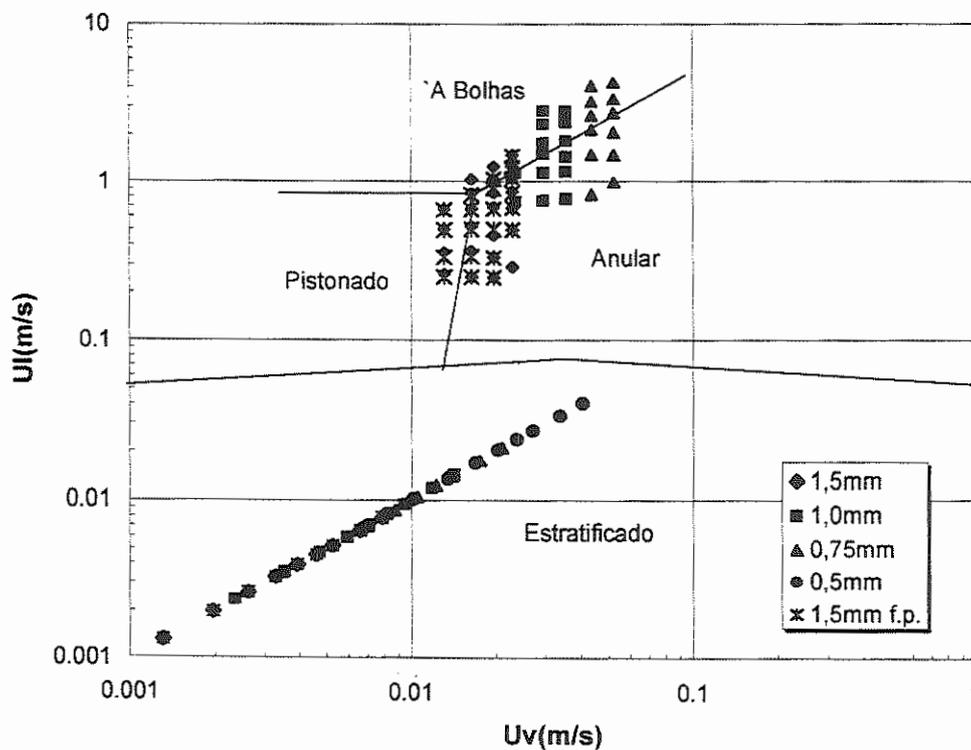


Figura 3.44 – Mapa de escoamento em canais de pequenos diâmetros – $T_{sat} = 55 \text{ °C}$.

As linhas de transição apresentadas pelas Figs. 3.43 e 3.44 são aproximações com relação à transição de um regime ao outro, conforme verificadas durante os testes experimentais. Em se comparando com os mapas sugeridos por WAMBSGANSS et al. (1991), WILMARTH e ISHII (1994) e COLEMAN e GARIMELLA (1999), as Figs. 3.43 e 3.44 apresentam as linhas de transição deslocadas para a esquerda. Isso ocorria por duas razões principais: 1) os mapas sugeridos pelos autores acima utilizavam escoamento adiabático e 2) os diâmetros dos canais eram superiores aos utilizados nos testes experimentais.

Portanto, os efeitos da transferência de calor apresentavam uma grande influência nos padrões de escoamento verificados. Além disso, os parâmetros geométricos apresentavam uma grande influência nos padrões de escoamento, referente às suas dimensões e outras características, como o formato da seção transversal. Com isso, as transições de um regime de escoamento para outro podem ocorrer para diferentes combinações de velocidades do líquido e do vapor, do que aquelas verificadas em outros mapas.

Numa análise dos resultados, era verificado que os efeitos da tensão superficial do metanol e das características geométricas dos canais testados, podiam influenciar a transição do padrão estratificado para o pistonado. Um decréscimo no tamanho dos canais mostrava que a transição do padrão anular para à bolhas ocorria de uma forma abrupta, sendo que esse comportamento era observado nos testes experimentais, à partir da verificação de variações na pressão absoluta do sistema.

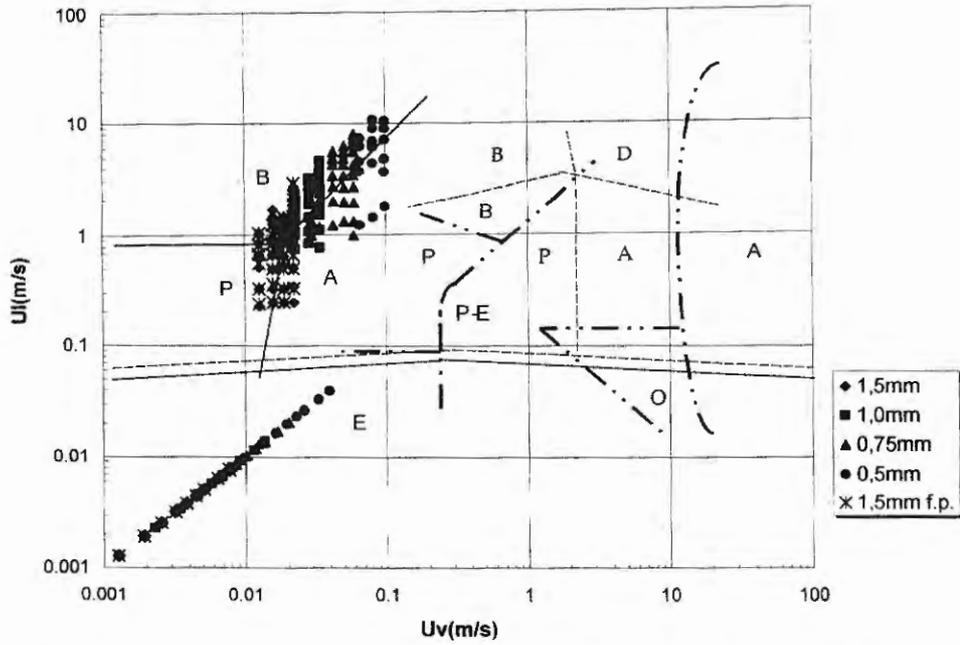
Quando a transição do regime anular para o à bolhas estava acontecendo, a leitura da pressão absoluta apresentava grandes flutuações, principalmente quando a transição estava iniciando. Em se elevando a vazão de líquido (ou, em outras palavras, a velocidade superficial do líquido), as flutuações na pressão absoluta começavam a diminuir. Quando era somente observado o padrão à bolhas nos canais, era verificado que a pressão absoluta do sistema apresentava-se novamente estável. Essas flutuações na pressão absoluta do sistema também eram observadas quando era verificado a transição para o regime de escoamento pistonado. Porém, quando existia nos canais somente o regime pistonado, mais uma vez, a pressão absoluta apresentava-se estável.

O padrão pistonado, conforme mencionado anteriormente, era somente observado nos condensadores com canais de 1,5 mm. Nesse caso, um tamanho maior de canal, aliado aos efeitos da tensão superficial, contribuíam para a ocorrência de tal padrão de escoamento.

Os canais com dimensões reduzidas proporcionavam um efeito de quebra das bolhas de vapor, impedindo a coalescência das mesmas com a finalidade de gerar o padrão pistonado. Esse efeito era devido à influência que a diminuição do tamanho dos canais causa na quebra da tensão superficial do líquido, fazendo com que bolhas maiores de vapor originem bolhas menores, impedindo, também, a coalescência.

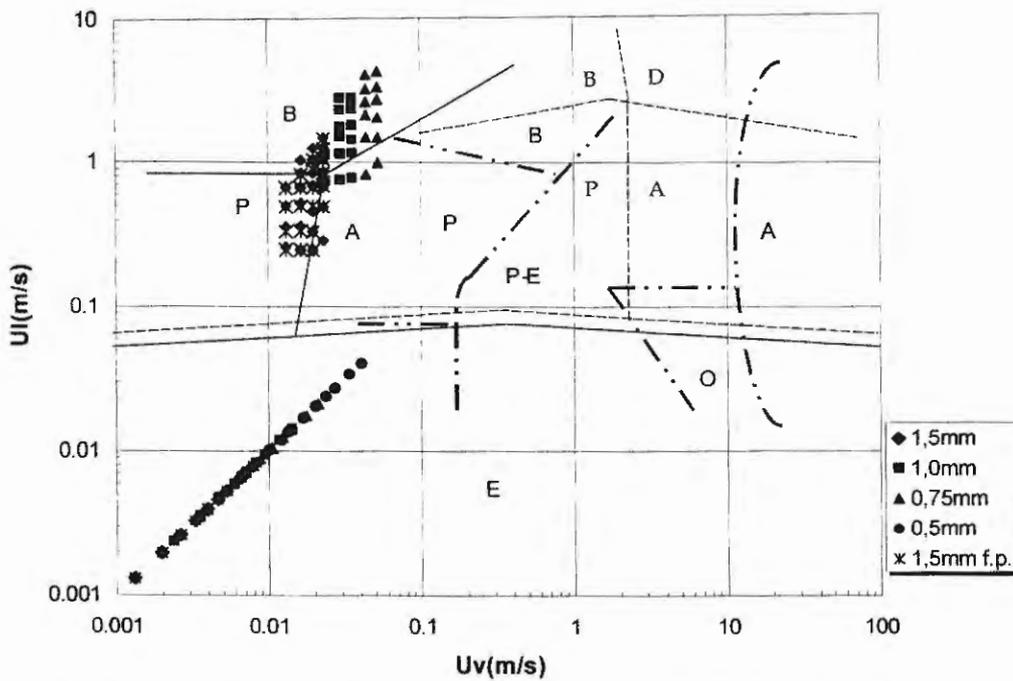
Essa afirmação vem de encontro com o que era observado nos experimentos, onde era constatado que os canais de seção transversal retangular causavam um efeito significativo na tensão superficial do líquido. Esse efeito estava diretamente relacionado com a presença de líquido nos cantos dos canais, o qual fica alí alojado por efeitos da força de gravidade, quando baixas vazões eram consideradas. Contudo, explicações teóricas a respeito dos efeitos de canais retangulares na tensão superficial e seus efeitos relacionados à transição para diferentes regimes de escoamento, não estão disponível na literatura. Além disso, não foi encontrado nenhum trabalho referente ao escoamento bifásico com transferência de calor em canais de seção transversal retangular na literatura.

Uma comparação entre o mapa de escoamento obtido à partir dos resultados experimentais com os mapas sugeridos por WAMBSGANSS et al. (1991) e COLEMAN e GARIMELLA (1999), é apresentada pelas Figs. 3.45 e 3.46. Em se comparando os resultados obtidos e apresentados pelas Figs. 3.43 e 3.44 com o mapa de escoamento para canais de seção retangular de COLEMAN e GARIMELLA (1999) ($D_h=5,36$ mm) e de WAMBSGANSS et al. (1991) ($D_h=3,18$ mm), um fato interessante podia ser notado. Como os condensadores testados apresentavam canais com dimensões menores do que aqueles testados por WAMBSGANSS et al. (1991) e COLEMAN e GARIMELLA (1999), o padrão descrito por eles como “disperso” praticamente não existia. Além disso, as transições para os demais padrões de escoamento apresentava-se para valores inferiores de velocidade superficial do vapor.



— Resultados experimentais: A: anular; P: pistonado; B: à bolhas; E: estratificado
 - - - Coleman e Garimella: A: anular; P: pistonado; B: à bolhas; D: disperso; E: estratificado
 - . Wambsganss et al.: A: anular; P-E: pistonado-espumante; P: pistonado; O: ondulado;
 B: à bolhas; E: estratificado

Figura 3.45 – Comparação com os mapas de WAMBSGANSS et al. (1991) e COLEMAN e GARIMELLA (1999) – $T_{sat}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$.



— Resultados experimentais: A: anular; P: pistonado; B: à bolhas; E: estratificado
 - - - Coleman e Garimella: A: anular; P: pistonado; B: à bolhas; D: disperso; E: estratificado
 - . Wambsganss et al.: A: anular; P-E: pistonado-espumante; P: pistonado; O: ondulado;
 B: à bolhas; E: estratificado

Figura 3.46 – Comparação com os mapas de WAMBSGANSS et al. (1991) e COLEMAN e GARIMELLA (1999) – $T_{sat}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Esses valores de velocidade superficial do vapor, devem apresentar um limite mínimo tolerável para outros tamanhos de canais de pequenas dimensões. Porém, as transições pareciam ocorrer para velocidades superficiais do líquido muito próximas àquelas apresentadas por WAMBSGANSS et al. (1991) e COLEMAN e GARIMELLA (1999). Através dos resultados experimentais, observava-se que esse comportamento estava diretamente relacionado com os efeitos de canais com dimensões reduzidas, aliados ao escoamento bifásico com transferência de calor.

Em se tratando de uma primeira análise referente às transições de uma regime de escoamento a outro, em que ocorre escoamento bifásico com transferência de calor, informações importantes puderam ser obtidas. Conforme mencionado por vários autores, mapas de escoamento desenvolvidos para escoamento adiabático e um dado tamanho de canal não podem ser utilizados em outras aplicações. Por isso, a análise realizada à partir dos testes experimentais com canais de pequenos diâmetros, comprova essa afirmação. No entanto, extensivos testes ainda devem ser feitos, como forma de identificar outros parâmetros que possam vir a interferir nas transições para diferentes regimes de escoamento.

Capítulo 4 – Estudo Analítico da Condensação em Pequenos Canais

4.1. Introdução

Conforme foi mencionado no item 3.1.2.3, a forma como o meniscus se apresentava, quando testes eram realizados com o condensador com a fronteira porosa, despertou interesse para a determinação dos parâmetros que influenciavam tal comportamento. Como o meniscus apresentava-se diferente daquele verificado nos condensadores sem a fronteira porosa, uma explicação física tornou-se necessária. Os efeitos da distribuição do filme de líquido, à medida que o vapor era condensado, influenciado pela presença de uma fronteira porosa, deveria ser avaliado e seu efeitos diretos no meniscus deveriam ser considerados. Esses efeitos estariam relacionados com o processo de condensação como um todo, além dos efeitos da tensão de cisalhamento na interface líquido/vapor e na capacidade de drenagem pela fronteira porosa. Além disso, o comportamento do meniscus, associado à distribuição do filme de líquido nos canais, influenciava diretamente o escoamento. Essa influência era devido à geração de um meniscus no condensador, concorrente àquele gerado no evaporador capilar. Portanto, um estudo analítico foi realizado, levando-se em conta o processo de condensação em canais onde a fronteira porosa estava presente.

O estudo analítico em questão foi dividido em duas partes: 1) cálculo da espessura do filme de líquido resultante da condensação e 2) determinação do formato que o meniscus apresentava durante o processo.

A partir de uma revisão do que existe disponível na literatura, é possível constatar que pouquíssimo foi realizado até hoje sobre esse assunto. Isso não

representa que há uma falta de interesse por parte de pesquisadores, mas que tal assunto é relativamente novo e muito ainda tem a ser feito.

4.2. Revisão da Literatura

Apenas alguns modelos analíticos foram desenvolvidos no passado, aplicados ao escoamento em pequenos canais. WEISBERG e BAU. (1992) descreveram o processo analítico de evaporação em microcanais. Nesse modelo, água era utilizada como fluido de trabalho e o escoamento era considerado laminar ($Re \sim 10^2$). O campo de temperaturas para o substrato sólido e o fluido podiam ser determinados. Em se tratando de escoamento em pequenos canais, o regime de escoamento turbulento não era aplicável. Isso decorria do fato de que o escoamento poderia ser bloqueado para elevados Número de Reynolds para o líquido. No entanto, modelo desenvolvido por WEISBERG et al. (1992) não considera situações onde o fluido muda de fase.

SMIRNOV e BUZ (1995), BUZ e SMIRNOV (1997) e SMIRNOV et al. (1997) apresentaram um modelo analítico para condensação em pequenos canais, sem os efeitos da força gravitacional. A solução do sistema de equações descreve a distribuição do filme de líquido no interior dos canais. Contudo, o modelo não pode ser validado, devido à falta de comprovação com resultados experimentais. FEDOROV e VISKANTA (1999, 2000) desenvolveram um modelo tridimensional para microcanais utilizados no resfriamento de componentes eletrônicos. O modelo, que usa escoamento monofásico de água no interior dos microcanais, mostra que nem sempre aproximações utilizando o escoamento de Poiseuille podem ser utilizadas. Foi possível constatar que fluxos de calor da ordem de 100 W/cm^2 podiam ser dissipados com um aumento insignificante na temperatura de operação.

É importante estabelecer para o modelo em questão, que escoamento laminar deveria ocorrer no interior dos canais. Esse fator era considerado, levando-se em conta que forças capilares atuavam na convecção forçada do fluido, sendo que um evaporador capilar era utilizado para isso.

O uso das equações de conservação são primordiais para a elaboração de uma teoria, que venha a explicar o escoamento em condensadores de pequenos canais. O escoamento em pequenos canais, onde não existe a presença da camada porosa, poder ser explicado pela teoria existente. Portanto, tornou-se objetivo desse estudo analítico o desenvolvimento de uma teoria para escoamento em pequenos canais, onde a fronteira porosa está presente, a qual é demonstrada a seguir.

4.3. Modelo de Distribuição do Filme de Líquido

Em se tratando de escoamento onde uma fronteira porosa estaria presente, considerações particulares do processo deveriam ser feitas. No modelo em questão, vapor adentrava os canais do condensador, passando à fase líquida. Como o canal não possuía uma saída direta, o líquido condensado teria que passar pela camada porosa, sendo drenado por ela. Então, o líquido pode retornar ao sistema através da saída presente no condensador. Uma esquematização do processo é representada pela Fig. 4.1.

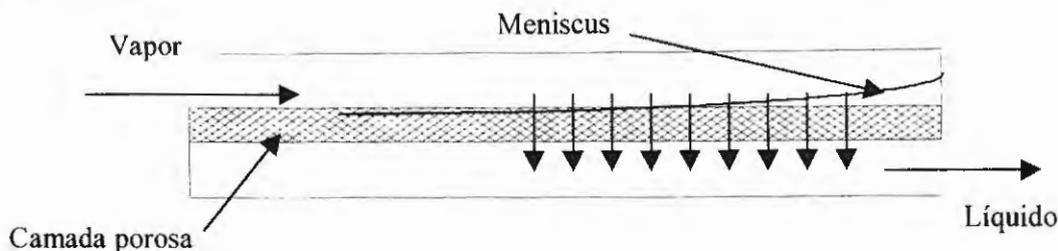


Figura 4.1 – Esquema de condensação com a presença da camada porosa.

O que estaria se buscando na elaboração de tal teoria, seria como o filme de líquido já condensado se apresentaria nos canais ao longo do condensador, também, levando-se em conta o efeito de drenagem causado pela presença da fronteira porosa. O estabelecimento dessa distribuição resultaria no cálculo da espessura do filme de líquido condensado, bem como de seu perfil no interior dos canais. Uma primeira aproximação foi feita, modificando o modelo proposto por SMIRNOV e BUZ (1995). Para tanto, o modelo da Fig. 4.2 foi utilizado nessa abordagem.

O modelo mostra que o escoamento do fluido já condensado deveria ocorrer pela fronteira porosa. A capacidade de drenagem da fronteira porosa deveria ser tal que, a curvatura do meniscus, não resultasse no bloqueio do escoamento, causando uma interrupção do processo de transporte de calor. O efeito da curvatura do meniscus também era avaliada, e será apresentada no decorrer do texto.

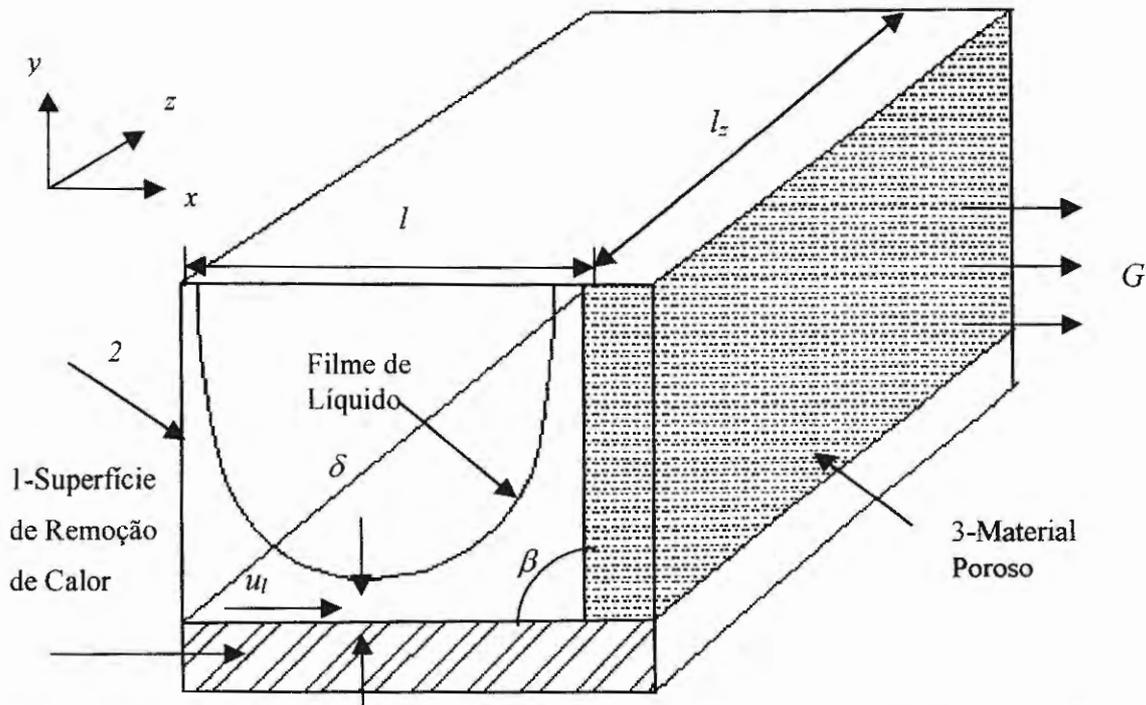


Figura 4.2 – Modelo a ser usado para análise teórica do escoamento em pequenos canais na presença de uma fronteira porosa.

O modelo em questão, tanto para cálculo da espessura do filme de líquido, quanto para o meniscus, considera as seguintes hipóteses:

1. Escoamento laminar em regime permanente, bidimensional;
2. Escoamento incompressível, sob orientação horizontal;
3. Os termos convectivos, com exceção da convecção axial na equação da energia, são desprezíveis;
4. A velocidade do fluido não sofre variação ao longo da altura do canal;
5. O gradiente de pressão radial é desprezível;
6. A temperatura do vapor é igual à temperatura interfacial do vapor;
7. A temperatura do vapor é constante;

8. O escorregamento na parede não existe;
9. A parede do canal é lisa e o fluido é puro;
10. A tensão superficial (σ) e o coeficiente de dispersão (\bar{A}) não são afetados pela curvatura interfacial;
11. Os efeitos de retardamento no coeficiente de dispersão são desprezíveis;
12. A pressão hidrostática é desprezível e os efeitos de Marangoni* são importantes apenas na região de espessura reduzida do filme;
13. Forças capilares promovem a convecção forçada do vapor/líquido;
14. As propriedades termodinâmicas são constantes durante o processo.

Durante o processo de condensação, o filme de líquido se acumularia no canal, tornando possível o cálculo de sua espessura. Essa espessura descreveria se o material poroso estaria sendo capaz de fazer a drenagem para dentro do canal de líquido. A capacidade de drenagem também poderia ser verificada, através da curvatura do meniscus, calculada à partir da espessura do filme de líquido.

Por definição, a transferência de calor num filme de líquido pode ser descrita por:

$$\dot{q}'' = \left(\frac{k_l}{\delta} \right) (T_{sat} - T_p). \quad (4.1)$$

Fazendo um balanço de energia no filme de líquido, obtém-se:

$$\dot{q}'' = i_{lv} \rho_l \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^\delta u_l dy \right], \quad (4.2)$$

onde a velocidade média do filme é avaliada na integral. Igualando-se as Eqs. (4.1) e (4.2), tem-se que

$$\frac{k_l}{\delta} (T_{sat} - T_p) = i_{lv} \rho_l \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^\delta u_l dy \right]. \quad (4.3)$$

Multiplicando-se ambos os lados da Eq. (4.3) por $\rho_l l / \mu_l$, resulta em

* O efeito Marangoni é relativo à variação da tensão superficial com a temperatura.

$$\frac{k_l (T_{sat} - T_p)}{\delta} \frac{\rho_l \bar{u}_l l}{\mu_l} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_l \bar{u}_l l}{\mu_l} \right). \quad (4.4)$$

Pode-se, então, definir Λ como o termo de remoção de calor através da equação

$$\Lambda = \frac{k_l (T_{sat} - T_p)}{v_l \rho_l i_{lv}} \quad (4.5)$$

e

$$\text{Re}_l = \frac{\rho_l \bar{u}_l l}{\mu_l}, \quad (4.6)$$

$$\Delta = \frac{\delta}{l}, \quad (4.7)$$

$$X = \frac{x}{l}. \quad (4.8)$$

Com o Número de Reynolds, a espessura adimensional do filme de líquido e a largura adimensional do canal, a Eq. (4.4) pode, então, ser escrita como:

$$\frac{\Lambda}{\Delta} = \frac{\partial}{\partial X} (\text{Re}_l). \quad (4.9)$$

Fazendo uma manipulação, a equação acima resulta em

$$\frac{d \text{Re}_l}{dX} = \frac{\Lambda}{\Delta_l^2} - \frac{\text{Re}_l \Delta'_l}{\Delta_l}. \quad (4.10)$$

Por influência das forças capilares, é necessário estabelecer o balanço de forças que atuam na interface líquido/vapor durante o processo de condensação,

aplicando-se a equação de conservação da quantidade de movimento. Com isso, a pressão média no filme de líquido condensado pode ser obtida através da relação:

$$(P_v - P_l)A \left[1 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} \right)^2 \right]^{-1} = \tau_i l + \sigma \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} \left[1 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} A. \quad (4.11)$$

O segundo termo no lado direito da Eq. (4.11) está diretamente relacionado à curvatura do meniscus, durante o processo de condensação. Essa relação tem sido utilizada por diversos autores e foi apresentada por DASGUPTA et al. (1993 e 1994).

O escoamento em pequenos canais é caracterizado por uma considerada influência da tensão de cisalhamento na interface líquido/vapor, conforme observado nos experimentos. A tensão de cisalhamento em tais passagens, é diretamente influenciada pelo formato do meniscus e mostra-se ser menor à medida em que se aproxima do seu centro, apresentando uma interação entre as fases na interface. Portanto, a equação que melhor descreve a tensão de cisalhamento (τ_i) em canais de pequenos diâmetros é

$$\tau_i = \frac{\rho_l}{2} C_f \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^\delta u_l^2 dy \right], \quad (4.12)$$

onde o coeficiente de atrito (C_f) é definido como

$$C_f = \frac{\delta^2}{2l^2} \frac{\rho_l}{\rho_v} \left[1 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (4.13)$$

Inserindo as Eq. (4.13) na Eq. (4.12) e, posteriormente, na Eq. (4.11), resulta que

$$(P_v - P_l) \left[1 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} \right)^2 \right]^{-1} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\delta^2 \rho_l \bar{u}_l^2}{l^2} \right) \frac{\rho_l}{\rho_v} \left[1 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} \right)^2 \right]^{-1} + \sigma \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} \left[1 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}. \quad (4.14)$$

Um parâmetro utilizado para relacionar as forças capilares que atuam no escoamento é definido como a *capacidade de bombeamento*. Esse parâmetro representa a máxima potência de transporte obtida pela diferença das pressões do vapor e líquido, relativo às propriedades de transporte do fluido operante. Isso resulta na seguinte relação adimensional:

$$\Pi = \frac{(P_v - P_l)}{\rho_l v_l} l^2. \quad (4.15)$$

Um outro parâmetro também pode ser definido, com o objetivo de relacionar a máxima taxa de transporte do líquido condensado, sendo chamado de *complexo do fluido do trabalho*. Esse parâmetro está diretamente relacionado ao fluido operante utilizado no sistema, definido através da relação adimensional:

$$\Psi = \frac{\rho_l v_l^2}{\sigma l}. \quad (4.16)$$

Substituindo as Eqs. (4.15) e (4.16) na Eq. (4.14) e adimensionalizando, obtém-se

$$\frac{\Pi}{(1 + \Delta'^2)} = \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{\Delta^2 \text{Re}_l^2}{(1 + \Delta'^2)} \right] + \frac{\Delta''}{\Psi (1 + \Delta'^2)^3}, \quad (4.17)$$

sendo

$$\Delta'' = \frac{\partial^2 \Delta}{\partial X^2}. \quad (4.18)$$

A Eq. (4.17) pode, então, ser escrita, após certa manipulação, como sendo:

$$\frac{d^2 \Delta_l}{dX^2} = \Psi \sqrt{1 + \left(\frac{d\Delta_l}{dX} \right)^2} \left[\Pi - \frac{\rho_l}{\rho_v} (\text{Re}'_l \Delta_l + \text{Re}_l \Delta'_l)^2 \right]. \quad (4.19)$$

Considerando a hipótese número 4, a aplicação da equação da conservação da quantidade de movimento no filme de líquido resulta em:

$$\rho_l u_l \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\delta} u_l dy \right] + \frac{\rho_l v_l u_l}{\delta^2} = \frac{\partial}{\partial x} (P_v - P_l). \quad (4.20)$$

A Eq. (4.20) estabelece a variação da pressão de capilaridade durante o escoamento do filme de líquido, considerando-se a sua espessura. Isso representa a relação direta da capacidade de bombeamento com a espessura do filme de líquido, presente no canal. Após passar por uma certa manipulação e pelo processo de adimensionalização, a Eq. (4.20) pode ser escrita como:

$$\frac{d\Pi}{dX} = Re_l^2 \left(\frac{Re'_l}{Re_l} + \frac{\Delta'_l}{\Delta_l} \right) + \frac{Re_l}{\Delta_l^2}. \quad (4.21)$$

Como existe a presença de uma camada porosa, deve ser avaliado a continuidade no processo de transporte de massa, ou seja, no líquido condensado no canal de condensação para o canal de líquido. Esse processo se dá através da drenagem pela camada porosa do líquido condensado, através de forças capilares de bombeamento. A aplicação da equação da conservação da massa na fronteira porosa, resulta em:

$$\rho_l \tan\left(\frac{\beta}{2}\right) \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\delta} u_l dy \right] = \frac{2 l^2}{l_z^2} \rho_l \frac{\partial}{\partial z} \left[\int_0^{\delta} w dy \right], \quad (4.22)$$

sendo que w é a velocidade do líquido que atravessa a camada porosa. Após uma certa manipulação e adimensionalizando a Eq. (4.22), a equação resultante torna-se:

$$\frac{d Re_z}{dZ} = \frac{\tan\left(\frac{\beta}{2}\right) Re_l}{\Delta L^2} - \frac{2 Re_z \Delta'}{\Delta}, \quad (4.23)$$

sendo $Z=z/l_z$, $L=l/l_z$ e $Re_z=\rho_l w l_z/\mu_l$.

Considerando o escoamento através da camada porosa, é necessário aplicar a Lei de Darcy para escoamento em meios porosos, a qual resulta em:

$$\frac{\partial}{\partial z}(P_v - P_l) = \frac{w \mu_l}{K} \left[1 + \tan\left(\frac{\beta}{2}\right) \right]^2. \quad (4.24)$$

Essa equação estabelece o escoamento do fluido na camada porosa, imediatamente anterior e posterior a ela. A propriedade de drenagem da camada porosa está diretamente relacionada com a sua permeabilidade (K), a qual é função da porosidade do material, e à fatores de transporte do fluido. Após manipulação e adimensionalizando-se, a Eq. (4.24) resulta em:

$$\frac{d\Pi}{dZ} = C \frac{\left[1 + \tan\left(\frac{\beta}{2}\right) \right]^2}{\Delta^2} \text{Re}_z, \quad (4.25)$$

sendo

$$C = \frac{l^2}{K}. \quad (4.26)$$

O parâmetro adimensional C , definido na Eq. (4.26), está relacionado diretamente ao projeto do trocador de calor com a fronteira porosa. Esse parâmetro está relacionado com fatores geométricos do trocador de calor, bem como com as características capilares do meio poroso utilizado. Esse fator pode ser chamado como Número de Darcy, sendo que esse se relaciona com a altura de líquido presente no meio poroso (H^2/K). As Eqs. (4.10), (4.19) e (4.21) eram aplicadas para as superfícies 1 e 2. Para a superfície 3, onde a fronteira porosa está presente, as Eqs. (4.10) e (4.21) eram substituídas, respectivamente, pelas Eqs. (4.23) e (4.25). Com isso, um sistema de nove equações e nove incógnitas foi concebido para resolver o problema de distribuição do filme de líquido nos canais.

As condições de contorno utilizadas para as superfícies 1 e 2 eram:

$$\text{Para } X = 0 \Rightarrow Re_l = 0; \Delta'_l = 0; P' = 0, \quad (4.27)$$

$$\text{Para } X = 1 \Rightarrow \Delta = \Delta_{X=1}; P = P_{X=1}. \quad (4.28)$$

Para as equações correspondentes à superfície 3, as condições de contorno eram:

$$\text{Para } X = 0 \Rightarrow Re_{s.p.} = 0, \quad (4.29)$$

$$\text{Para } X = 1 \Rightarrow P = P_{s.p.}; \Delta = \Delta_{s.p.} \quad (4.30)$$

Com o objetivo de evitar descontinuidades nos cálculos entre as superfícies 1 e 3 e entre 1 e 2, mais duas condições de contorno tiveram de ser assumidas, sendo:

$$\text{Para } X = 0 \Rightarrow Re_l = 0; \Delta' = 0, \quad (4.31)$$

$$\text{Para } X = 1 \Rightarrow Re_l = 0; \Delta' = 0. \quad (4.32)$$

Após a solução do sistema de equações descrito acima, o Número de Nusselt pode ser determinado pela seguinte forma (SMIRNOV et al., 1997):

$$Nu = \frac{h_l D_h}{k_l} = \frac{i_{lv} \rho_l \bar{u}_l \delta_l}{k_l (T_{sat} - T_p)}. \quad (4.33)$$

4.3.1. Método de Solução e Resultados

Por se tratar de um sistema composto por equações diferenciais ordinárias, o método utilizado para a sua solução foi o Runge-Kutta de 4ª ordem. Um programa na linguagem FORTRAN 77 foi elaborado para resolver o sistema de equações, sendo que as propriedades termodinâmicas utilizadas são apresentadas no Apêndice B.

Os sistemas de equações para cada superfície eram resolvidos separadamente. Os resultados obtidos eram relativos à espessura e distribuição do filme de líquido, em cada superfície do canal. A espessura do filme de líquido era utilizada como

parâmetro de entrada para a determinação da curvatura do meniscus, o qual será tratado mais adiante.

As Figs. 4.3, 4.4 e 4.5 apresentam os resultados para a distribuição do filme de líquido para condensadores com 8 canais paralelos de 1,5 mm, metanol como fluido operante e $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$. A temperatura da parede e velocidade do líquido eram avaliadas para cada situação de capacidade de bombeamento, de acordo com o que era observado nos experimentos.

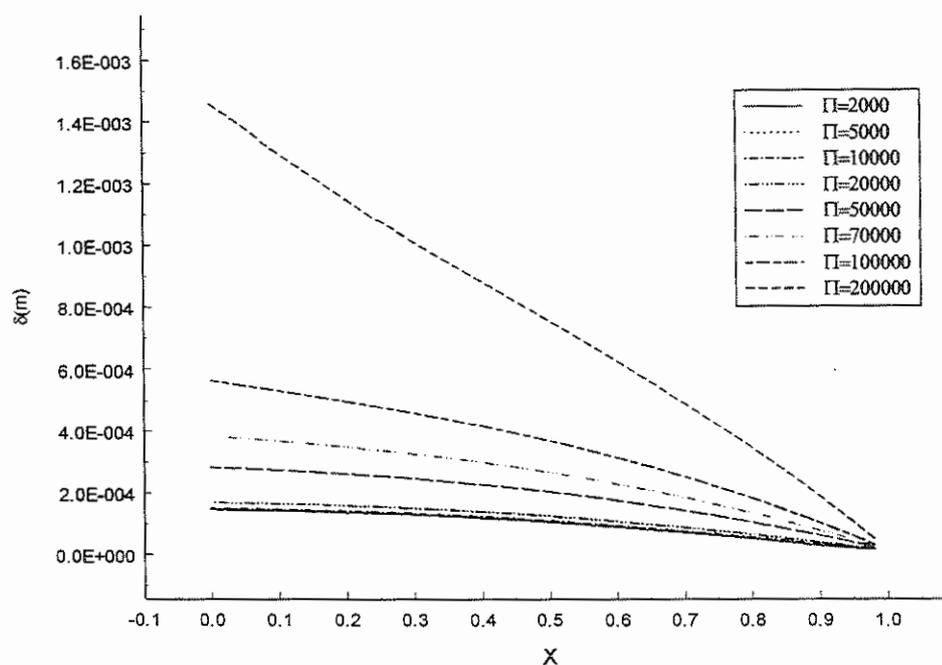


Figura 4.3 – Distribuição do filme de líquido para a superfície 1, 1,5 mm, $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

É possível observar que, à medida que a capacidade de bombeamento aumenta, a presença de líquido no canal também aumenta, devido ao aumento na capacidade de condensação nos canais. Esse mesmo comportamento podia ser observado experimentalmente. Conforme foi mencionado na avaliação experimental, uma elevada perda de carga na região de condensação poderia resultar num interrompimento do funcionamento de todo o sistema. Para $P=200000$ e $X=0,1$, a espessura do filme de líquido é praticamente da mesma dimensão do canal, representando que a superfície 1 está completamente tomada por líquido. Da mesma forma, pelas Figs. 4.4 e 4.5, é possível observar que as superfícies 2 e 3 estão praticamente tomadas por líquido, para $P=200000$.

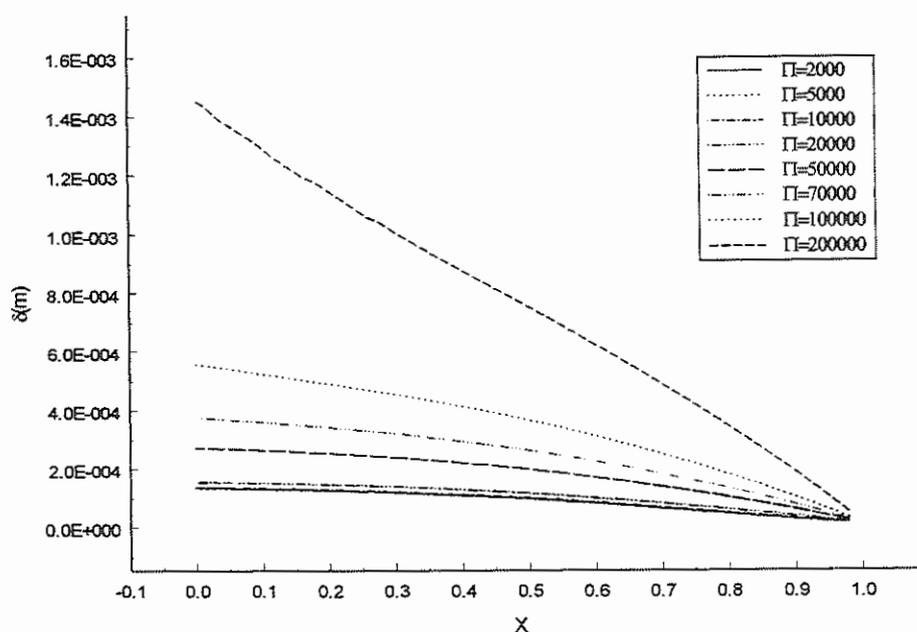


Figura 4.4 – Distribuição do filme de líquido para a superfície 2, 1,5 mm, $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Pode-se, então, concluir que, para $P=200000$, o escoamento no interior do canais está prestes a ser bloqueado. A bloqueagem do escoamento pode ser verificada se, como resultado do cálculo numérico, a espessura do filme de líquido apresentar-se superior à dimensão do canal.

Mesmo para pequenas capacidades de bombeamento, os condensadores apresentaram grande capacidade de transferência e transporte de calor. A espessura do filme de líquido para a superfície 3 (onde a fronteira porosa está presente), apresenta valores inferiores. Isso mostra a capacidade de drenagem do líquido condensado realizada pela fronteira porosa. Porém, para altas capacidades de bombeamento, a fronteira porosa atingia seu limite de drenagem, resultando na bloqueagem do escoamento. Como consequência, o líquido não chega até o evaporador capilar, ocasionando sua secagem (dryout). Mesmo para elevadas capacidades de bombeamento, o Número de Reynolds para o líquido verificado ficou abaixo de 100, conforme verificado experimentalmente, quando o evaporador capilar era utilizado.

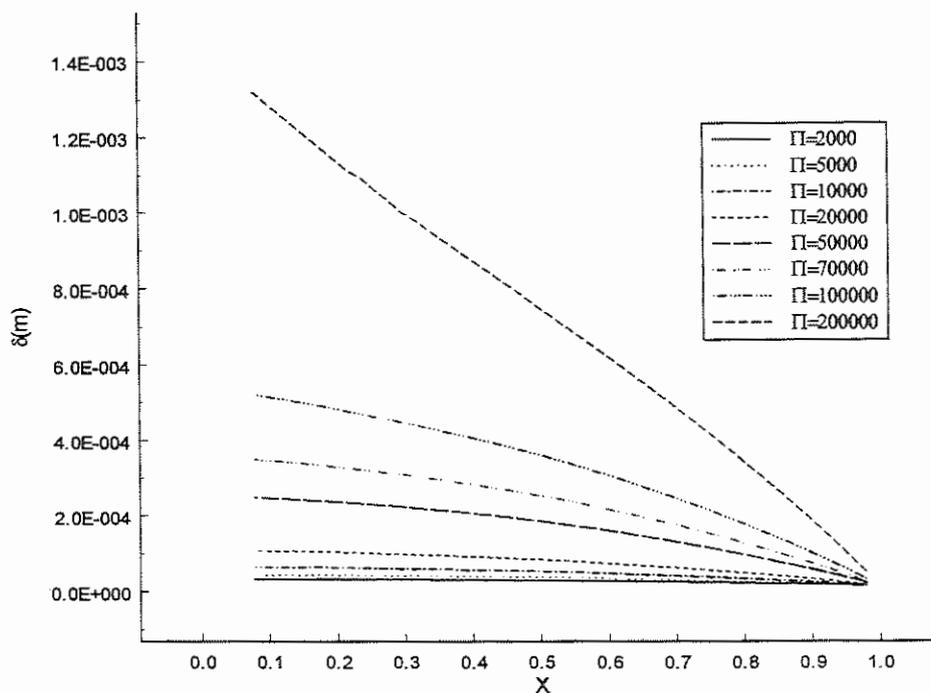


Figura 4.5 – Distribuição do filme de líquido para a superfície 3, 1,5 mm, $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

As Figs. 4.6 – 4.8 apresentam os cálculos para a espessura do filme de líquido para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$, para condensadores de 1,5 mm e 8 canais. Comparando os resultados apresentados pelas Figs. 4.6 – 4.8 com aqueles das Figs. 4.3 – 4.5, observa-se que a espessura do filme de líquido era maior para temperaturas de saturação mais baixas. Isso se devia à maior viscosidade do fluido, à baixas temperaturas. Essa propriedade também refletia numa maior espessura, para capacidades de bombeamento mais elevadas. Isso demonstra que a bloqueagem do escoamento poderia ocorrer para capacidades de bombeamento inferiores àquelas verificadas para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

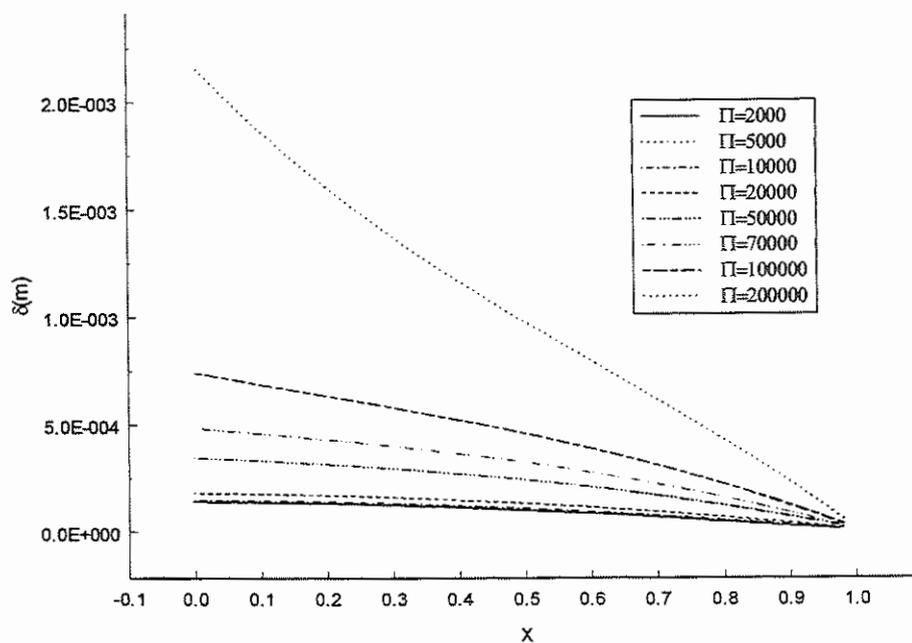


Figura 4.6 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 1,5 mm, $T_{\text{sat}}=45 \text{ }^\circ\text{C}$.

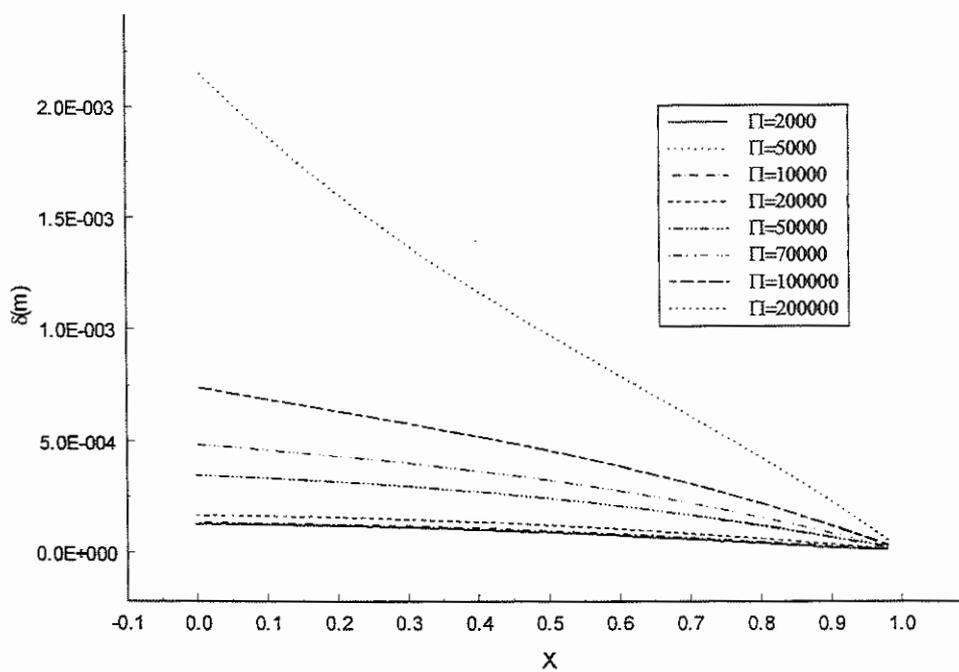


Figura 4.7 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 1,5 mm, $T_{\text{sat}}=45 \text{ }^\circ\text{C}$.

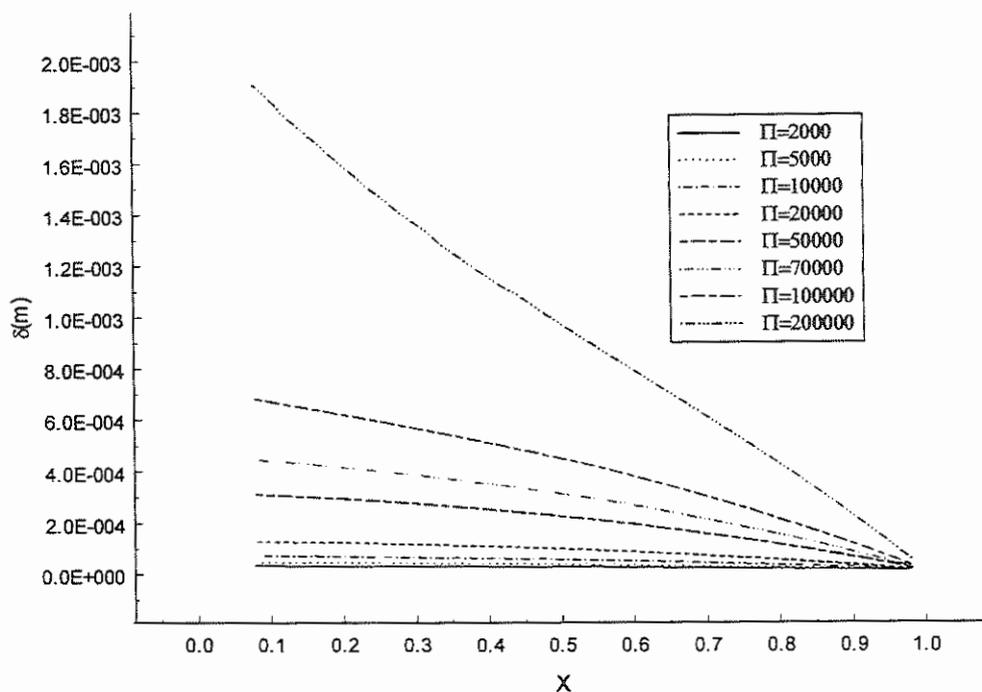


Figura 4.8 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 1,5 mm, $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Numa extrapolação àquilo que era observado experimentalmente, as Figs. 4.9 - 4.11 mostram resultados para o filme de líquido em condensadores de 0,75 mm, 12 canais, $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$ e metanol como fluido de trabalho. Verificou-se aquilo que foi mencionado anteriormente, com relação a blocagem do escoamento, causado por uma espessura do filme de líquido superior à dimensão do canal. Nesse caso, o uso de altas capacidades de bombeamento não eram possíveis para tais condensadores, devido à blocagem do escoamento e conseqüente falha de todo o sistema no transporte de calor.

O comportamento relativo à blocagem do escoamento era verificado para o mesmo condensador, porém a $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$, conforme apresentam as Figs. 4.12 – 4.14. Nesse caso, a espessura do filme de líquido apresentava-se maior do que aquela verificada para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, conforme foi observado para o condensador com canais de 1,5 mm.

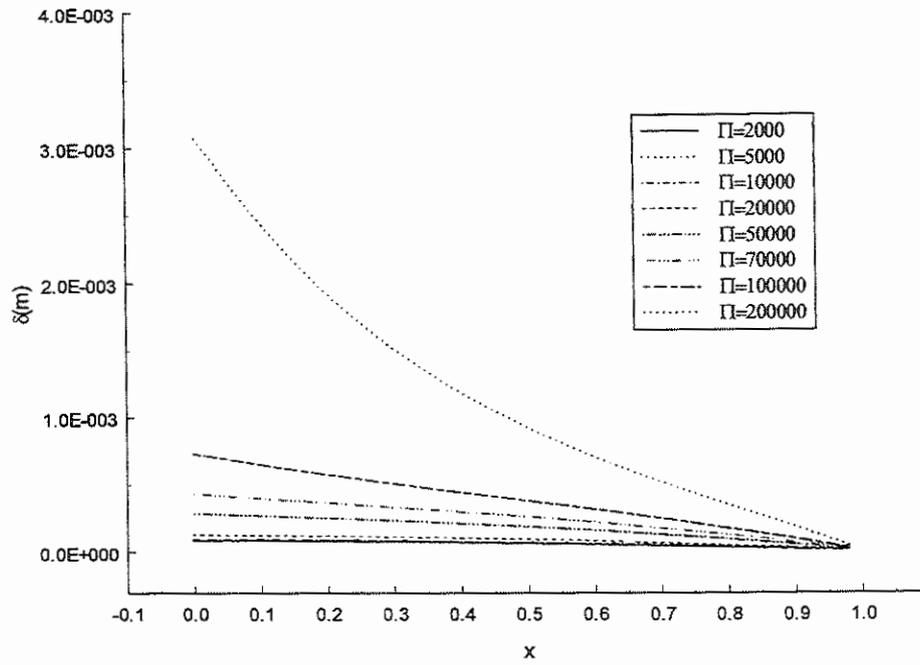


Figura 4.9 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 0,75 mm, $T_{\text{sat}} = 55 \text{ }^\circ\text{C}$.

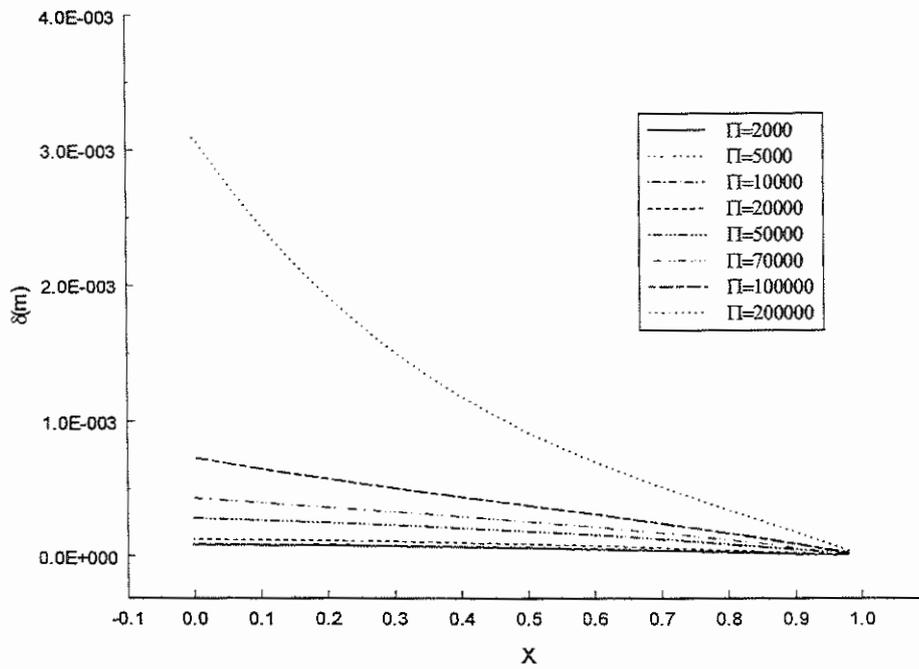


Figura 4.10 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 0,75 mm, $T_{\text{sat}} = 55 \text{ }^\circ\text{C}$.

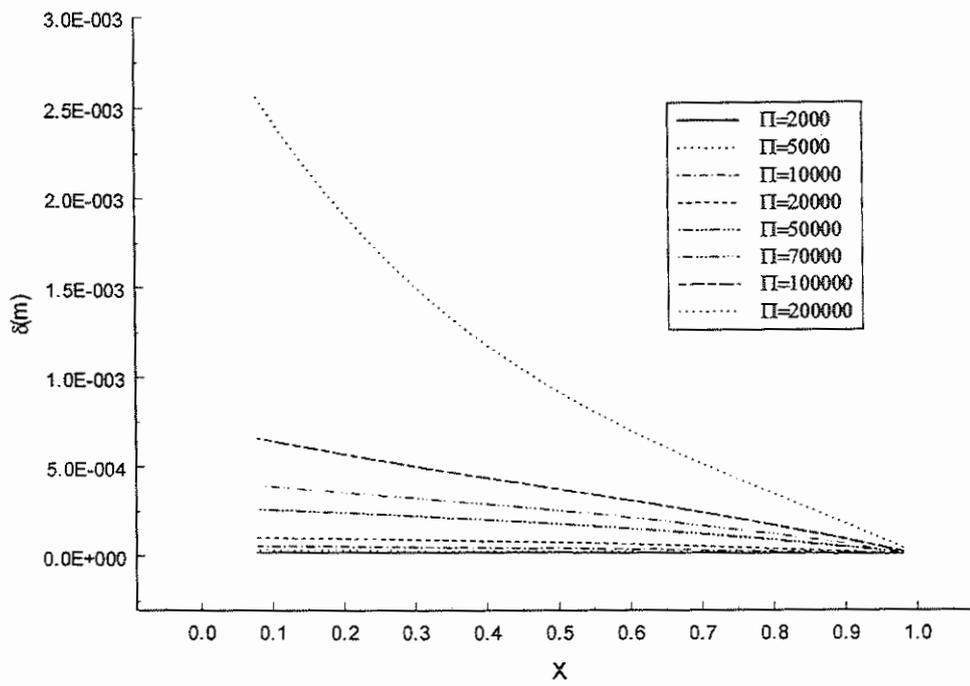


Figura 4.11 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 0,75 mm, $T_{sat} = 55$ °C.

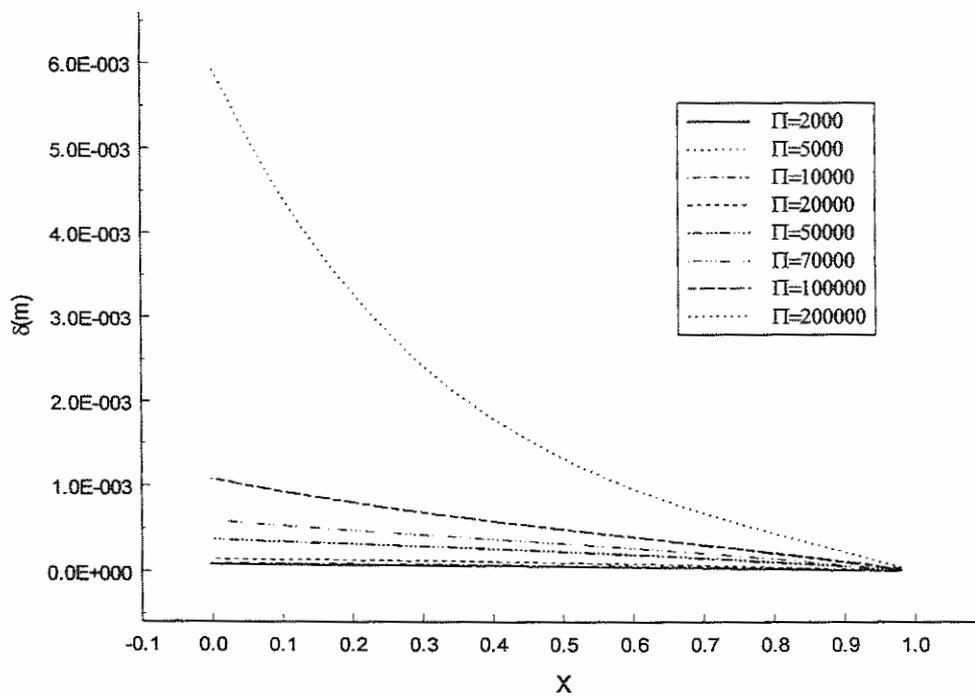


Figura 4.12 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 0,75 mm, $T_{sat} = 45$ °C.

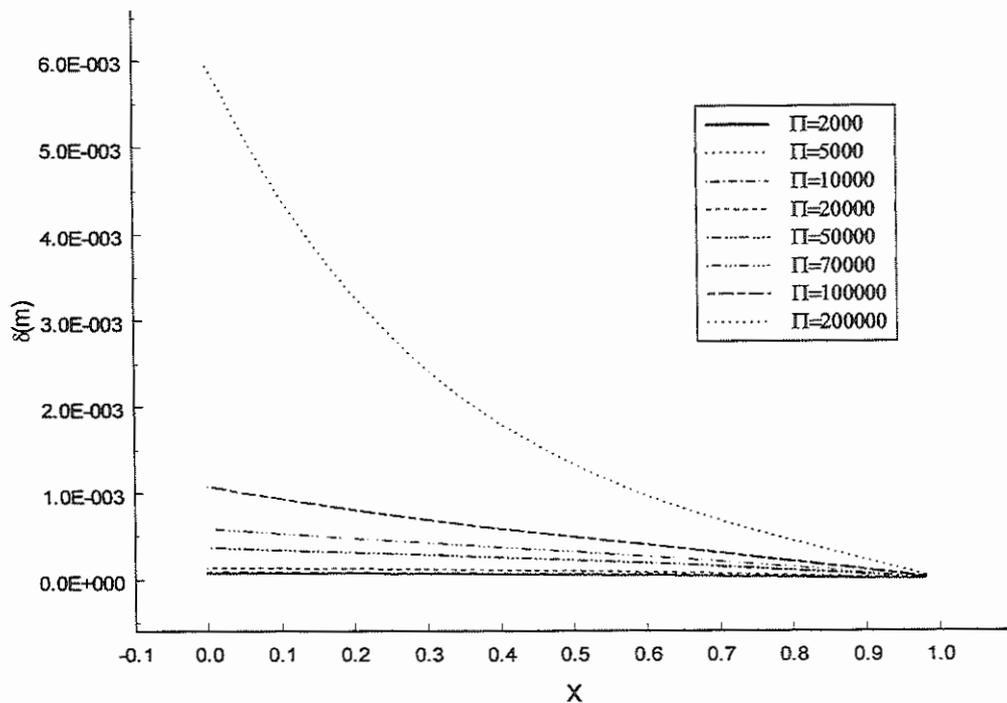


Figura 4.13 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 0,75 mm, $T_{sat} = 45$ °C.

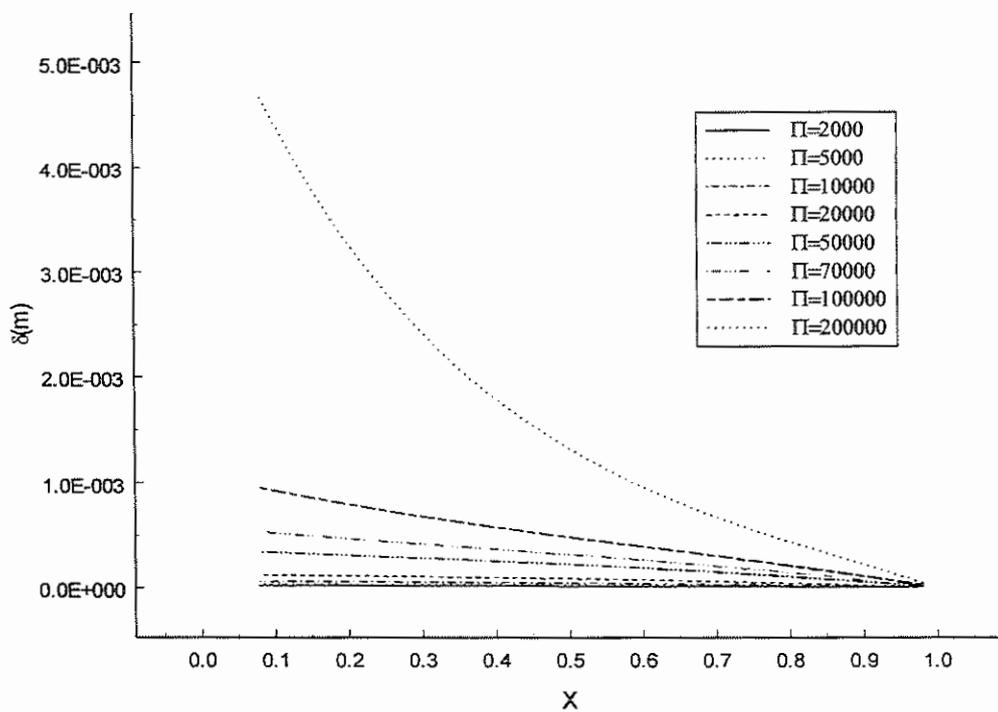


Figura 4.14 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 0,75 mm, $T_{sat} = 45$ °C.

As Fig. 4.15 – 4.17 mostram os resultados para condensadores de 0,5 mm, 14 canais, numa extrapolação aos cálculos.

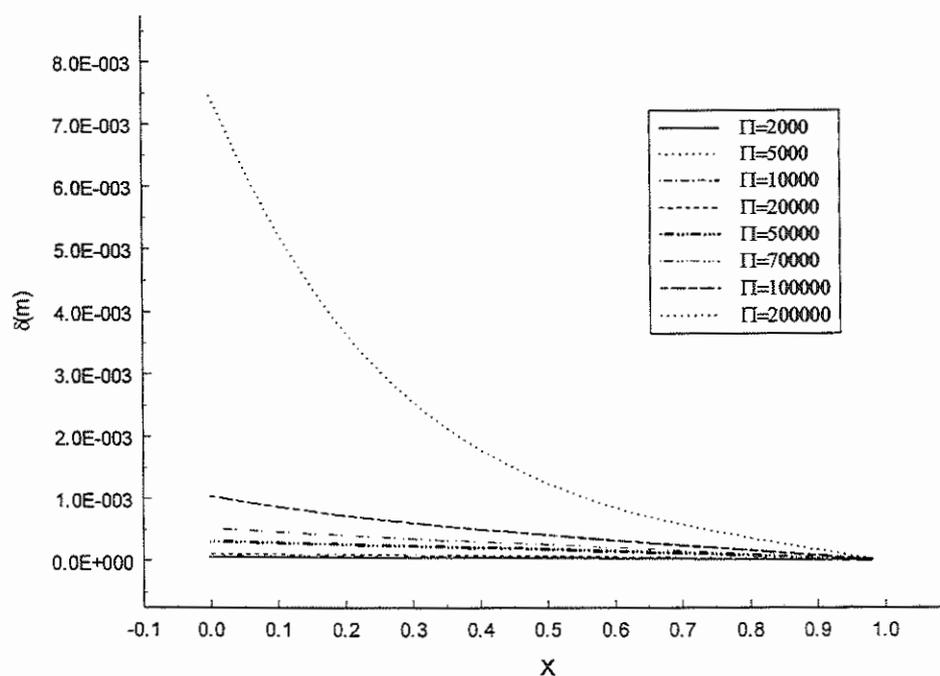


Figura 4.15 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 0,5 mm, $T_{sat}=55$ °C.

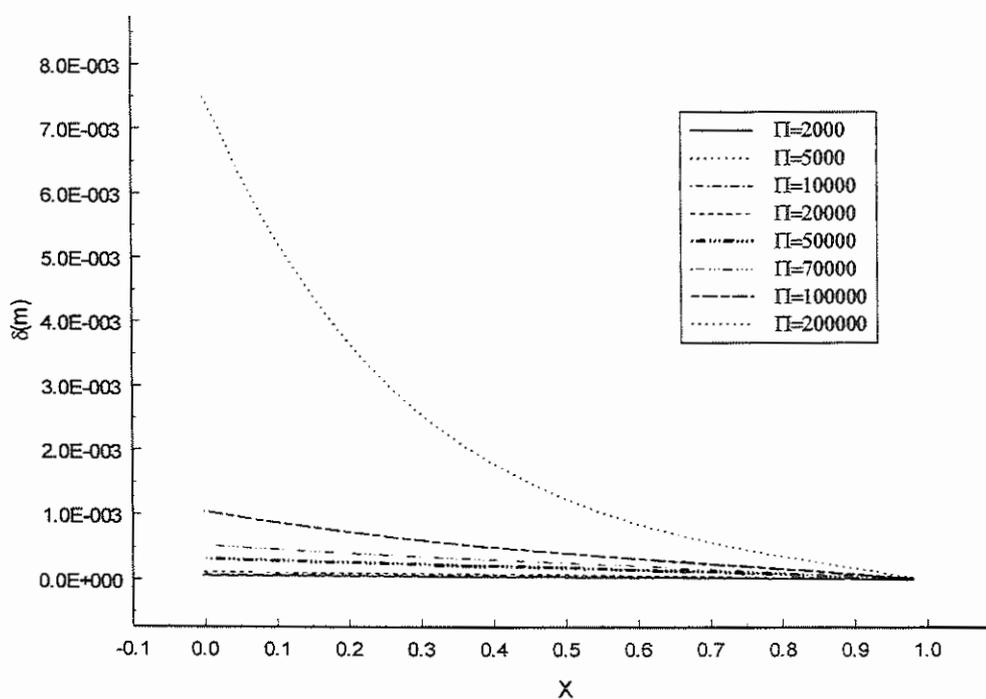


Figura 4.16 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 0,5 mm, $T_{sat}=55$ °C.

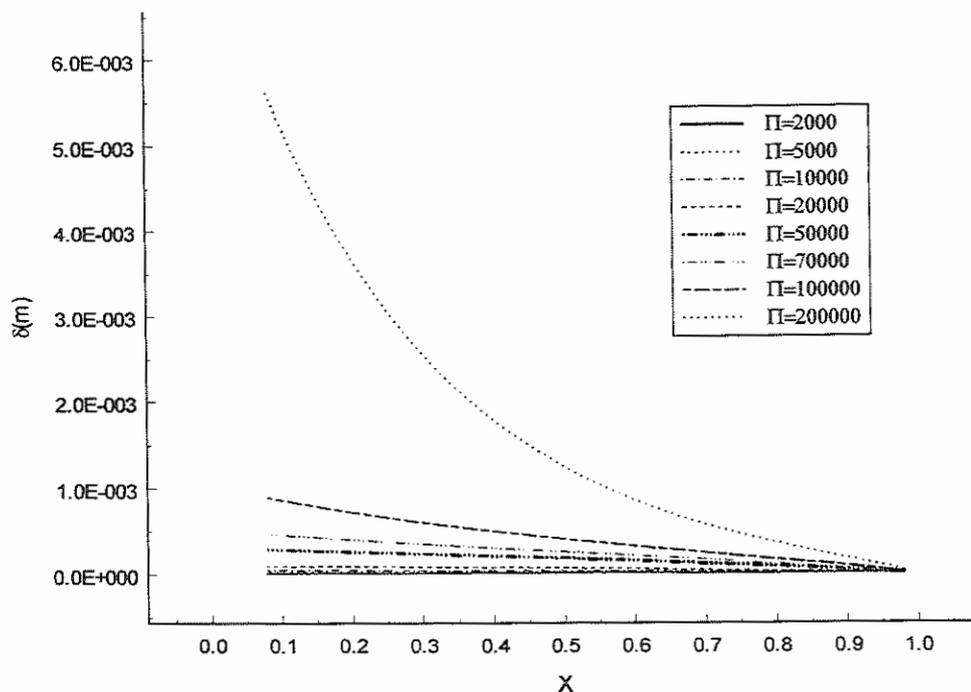


Figura 4.17 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 0,5 mm, $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Para esse tipo de condensador, elevadas capacidades de bombeamento mostravam-se inapropriadas. Capacidades acima de $P=200000$ apresentavam uma espessura para o filme de líquido (para todas as superfícies) maior que a dimensão do próprio canal. Esse resultado irrealista representava uma bloqueio no escoamento, significando que o sistema como um todo não funcionaria a partir de então.

As Figs. 4.18 – 4.20 apresentam os cálculos para condensadores de 0,5 mm e 14 canais paralelos e $T_{\text{sat}}=45^{\circ}\text{C}$. Mais uma vez, a espessura do filme de líquido mostrava-se maior em relação aos resultados verificados nas Figs. 4.15 – 4.17. Espessuras de filme de líquido maiores que a dimensão do canal podiam ser observadas para capacidades de bombeamento não tão elevadas, representando que a bloqueio do escoamento era crítica para tal condensador.

Como uma forma de se evitar a falha do sistema para altas capacidades de bombeamento, uma solução seria o aumento da dimensão dos canais. Contudo, essa solução sairia do escopo desse estudo. Uma outra solução seria o uso de outros fluidos de trabalho, os quais pudessem apresentar resultados satisfatórios, quanto ao cálculo da espessura do filme de líquido.

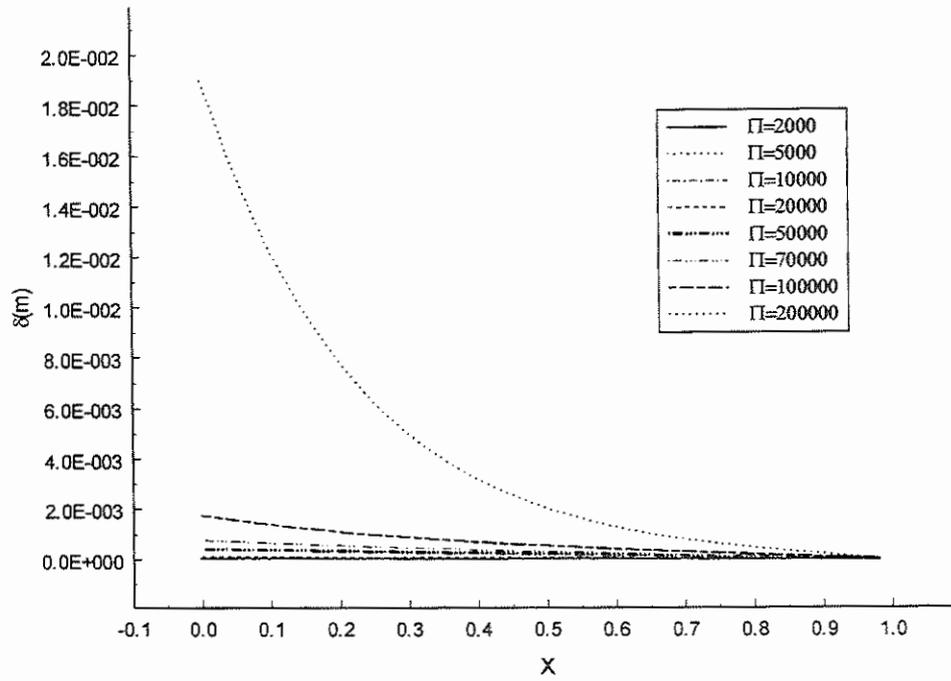


Figura 4.18 – Distribuição do filme de líquido na superfície 1, 0,5 mm, $T_{sat} = 45$ °C.

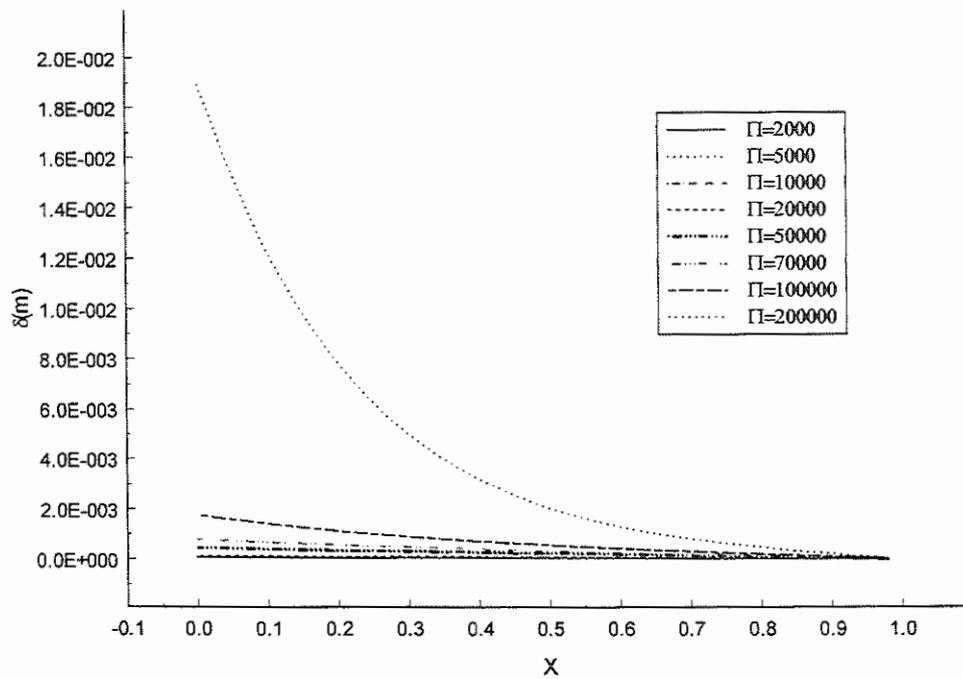


Figura 4.19 – Distribuição do filme de líquido na superfície 2, 0,5 mm, $T_{sat} = 45$ °C.

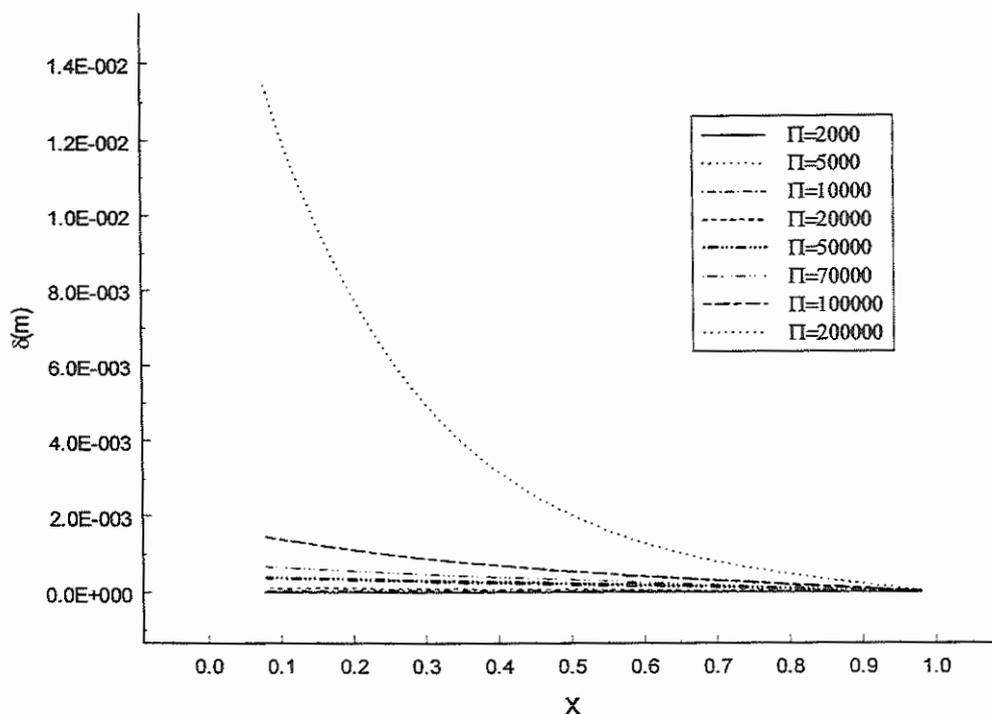


Figura 4.20 – Distribuição do filme de líquido na superfície 3, 0,5 mm, $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$.

No entanto, foi observado, que a influência das forças inerciais no Número de Nusselt eram insignificantes. A dependência de uma intensidade média de transferência de calor, na capacidade de bombeamento mostrava que deveria haver uma taxa de transferência de calor máxima. Quando esse valor máximo era atingido, mesmo para capacidades de bombeamento mais elevadas, a taxa de transferência de calor não aumentaria.

O Número de Nusselt também apresentava uma relação direta com a capacidade de bombeamento, conforme pode ser observado através das Fig. 4.21 e 4.22. À medida em que a capacidade de bombeamento aumentava, o Número de Nusselt seguia a mesma tendência, devido ao aumento da espessura do filme de líquido. Da mesma forma, com o aumento da temperatura de saturação, o Número de Nusselt diminuía. Essas mesmas dependências foram também observadas nos resultados experimentais.

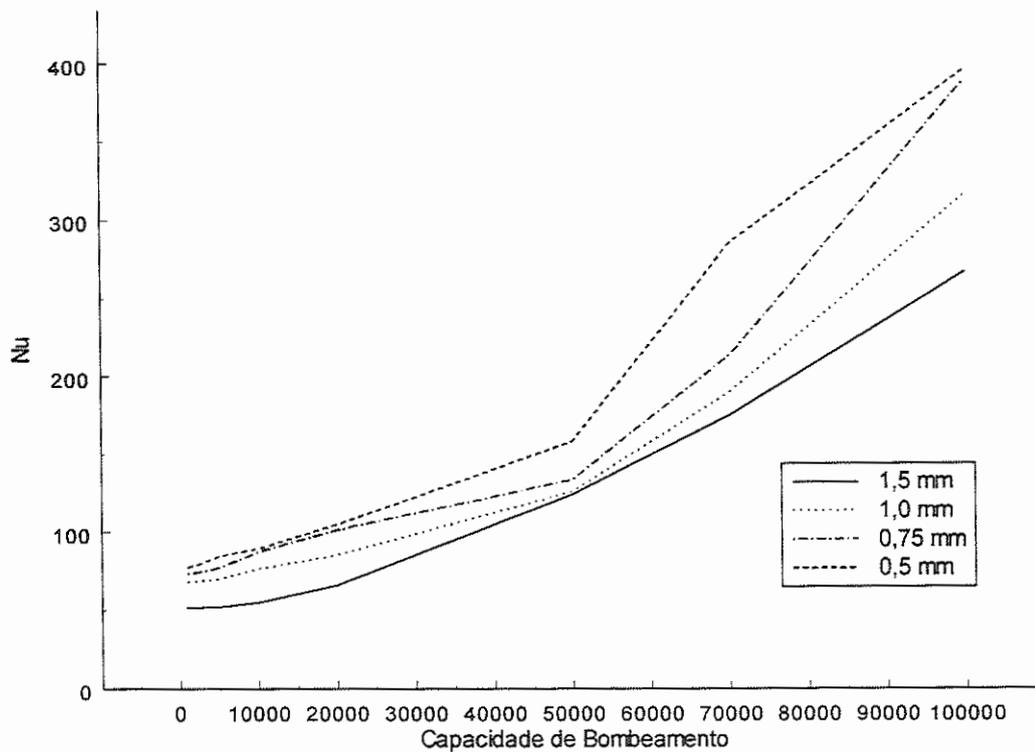


Figura 4.21 – Número de Nusselt calculado para condensadores – $T_{sat}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$.

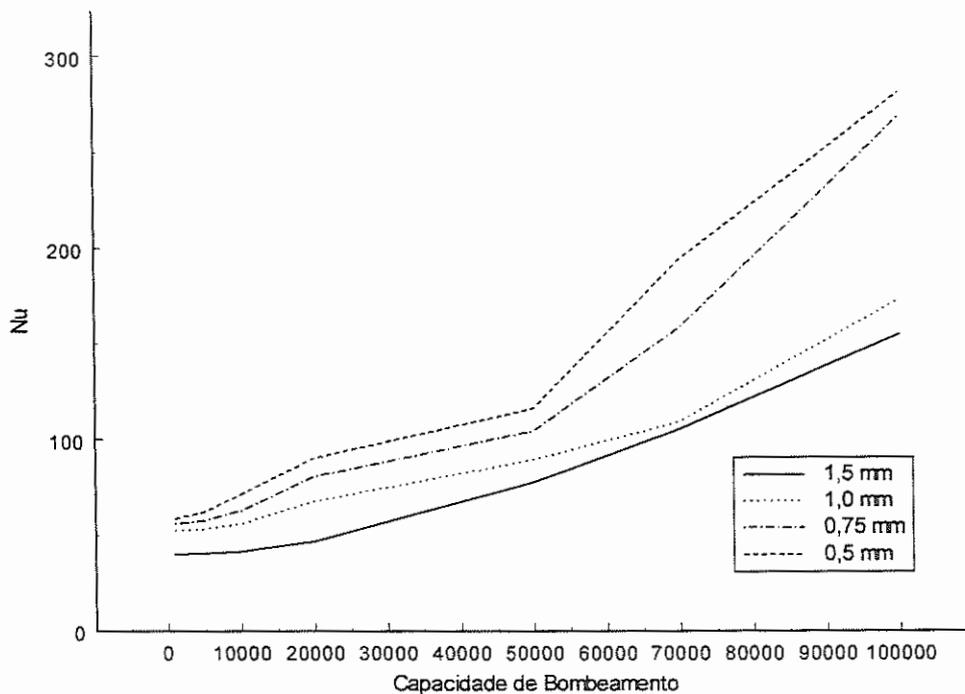


Figura 4.22 – Número de Nusselt calculado para condensadores – $T_{sat}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Os cálculos referentes ao Número de Nusselt apresentavam-se coerentes para escoamento em pequenos canais, conforme o que era observado experimentalmente, quando o evaporador capilar era utilizado. Contudo, para altas capacidades de bombeamento, o Número de Nusselt era ligeiramente superior àqueles verificados para o bombeamento equivalente obtido experimentalmente. Porém, o modelo para cálculo da espessura de filme de líquido podia ser utilizado para melhorar o projeto de condensadores, que utilizam pequenos canais.

4.4. Determinação da Curvatura do Meniscus

Durante o processo de evaporação/condensação, o fluido presente nos canais apresenta um interessante comportamento, devido à fenômenos de transporte e transferência de calor. Esse comportamento, chamado *meniscus*, é causado por propriedades do fluido relacionadas à molhabilidade. Nesse caso, a relação com os efeitos de Marangoni deveria ser considerada, de forma que as variações da tensão superficial em relação à temperatura interfacial, seja um importante parâmetro a ser relevado.

O formato do meniscus pode ser representado pela Fig. 4.23. Quando o líquido molha, por completo, a superfície e espontaneamente se espalha por ela, a interface próxima à parede é diferente daquela onde existe uma camada pouco espessa de líquido, acima do meniscus intrínseco.

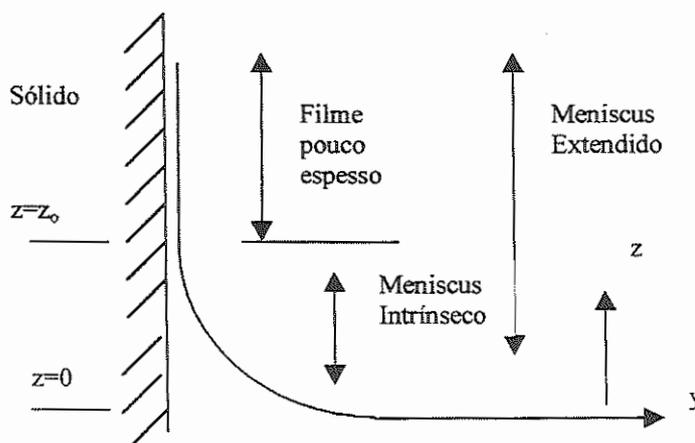


Figura 4.23 – Diferentes formações do meniscus, quando o líquido apresenta elevada molhabilidade (CAREY, 1992).

O meniscus intrínseco é definido como a porção do perfil do qual é representada pela equação de Young-Laplace, sendo que os efeitos da pressão de desprendimento são desprezíveis. A região de camada pouco espessa de líquido, juntamente com a porção do meniscus intrínseco, é definido como o meniscus estendido (CAREY, 1992).

As forças capilares presentes no evaporador capilar são as responsáveis pela convecção interna do fluido. Em condições normais de operação, a capacidade total de transporte de energia gerada por forças capilares é determinada pelo fluido e pelo material poroso utilizados. Para todos os casos, a força capilar líquida é gerada pelo efeito integral do meniscus durante o processo de evaporação ou condensação. Nesse caso, qualquer diferencial de pressão adverso é desprezível. Vale também salientar, que a pressão capilar gerada no evaporador é admitida como máxima, a qual também é conhecida como a limitação do material poroso. Essa limitação representa o ponto, no qual, o evaporador interromperia seu funcionamento (por secagem).

Geralmente, a pressão capilar máxima não pode ser utilizada para avaliar a taxa de transferência de massa interfacial, a qual é uma condição de contorno intermediária entre as fases líquido e vapor. Isso é devido ao fato de que a região de filme pouco espesso na parede do canal, que é função do meniscus, é dramaticamente afetado, tanto pelo processo de evaporação, quanto condensação (SWANSON e HERDT, 1992).

O problema relacionado ao meniscus foi extensivamente estudado no passado, dando um enfoque especial aos casos relacionados com evaporação. MIRZAMOGHADAM e CATTON (1988) investigaram o meniscus durante evaporação numa placa plana de cobre, tanto experimental, quanto analiticamente. Os resultados mostraram que o superaquecimento na interlinha da parede, necessária para obter a solução de um modelo integral em regime permanente, apresentava boa correlação com o que era observado. Nesse caso, verificou-se que o efeito do superaquecimento da parede afetava diretamente a curvatura do meniscus. Foi também verificado que existia um ângulo ótimo de inclinação da placa, à partir do qual a transferência de calor da placa para a interface do vapor seria aprimorada.

DASGUPTA et al. (1993, 1994) identificaram que a equação de Young-Laplace poderia ser utilizada para determinar as propriedades interfaciais do sistema

e, então, descrever o processo de transporte no meniscus. Essa equação, utilizada em condições de equilíbrio, calculava com boa margem de precisão o formato do meniscus. O formato interfacial era função direta do fluxo de calor. Tanto o escoamento do fluido, quanto o processo de evaporação dependiam do campo de forças intermoleculares, o qual era função do perfil de distribuição do filme de líquido. A descrição do campo de pressão era capaz de detalhar a relação entre forças capilares e pressão de desprendimento. Foi concluído que, como existiam significantes resistências à transferência, de calor em sistemas de dimensões reduzidas, devido às forças interfaciais, o atrito viscoso e a condução térmica baseada na teoria cinética não puderam ser obtidas.

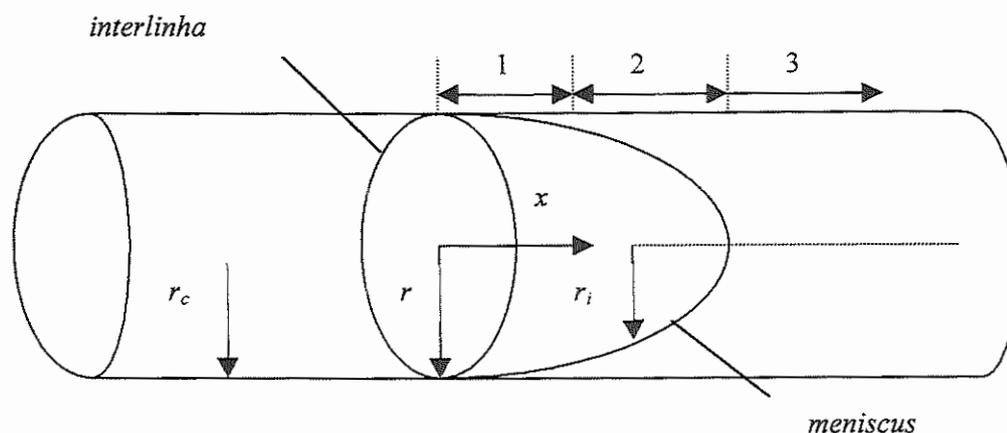
MA e PETERSON (1998) investigaram o raio mínimo do meniscus observado em micro-tubos de calor. Expressões para cálculo do raio mínimo do meniscus foram definidas e o máximo transporte de calor capilar, baseado nas equações de conservação da quantidade de movimento e Young-Laplace, era calculado. Era observado que existia um raio hidráulico ótimo para os canais. Quando o raio hidráulico era menor que o ótimo, a dimensão do canal limitaria diretamente a capacidade capilar de transporte de calor. Porém, quando o raio hidráulico era muito maior que o ótimo, nenhum aumento da capacidade de bombeamento capilar era verificada.

PRATT et al. (1998) estudaram os efeitos de termocapilaridade num meniscus. Nessa investigação experimental, foi observado que, as instabilidades capilares eram decorrentes das instabilidades termocapilares, na região da linha de contato do meniscus em evaporação dentro dos poros capilares. Tais instabilidades podiam ter origem na região da linha de contato próxima ao meniscus estendido, formado dentro dos poros capilares.

Como pode ser observado, muito pouco tem sido feito em relação ao comportamento do meniscus, durante condensação em pequenos canais, tornando essa avaliação particularmente importante. Como existe uma fronteira porosa, separando a fase vapor da líquida, o meniscus deveria apresentar-se de tal forma que, a capacidade de drenagem da camada porosa não fosse depreciada, em função de um formato incompatível do meniscus.

4.4.1. Desenvolvimento do Modelo de Meniscus em Condensação

O modelo desenvolvido segue aquele apresentado por SWANSON e HERDT (1992), para um meniscus durante evaporação. Modificações tiveram de ser feitas para estabelecer as equações para a curvatura do meniscus, durante o processo de condensação. A Fig. 4.24 propõe o modelo adotado para determinar a curvatura do meniscus. Em se tratando do fato que, uma modelagem do problema de curvatura do meniscus em canais quadrados é tridimensional, uma simplificação foi adotada. Foi considerado que o canal tem seção transversal circular, reduzindo o grau de dificuldade para a solução do problema. Todo o cálculo efetuado levava em consideração essa aproximação, aplicado ao diâmetro hidráulico do canal.



1 – filme de pequena espessura; 2 – região do meniscus; 3 – escoamento desenvolvido.
 Figura 4.24 – Modelo para solução do problema de curvatura do meniscus.

Apesar do modelo proposto para o formato do meniscus estar relacionado ao canal com líquido em toda a sua superfície, sua utilização tinha uma razão. Como era esperado que a fronteira porosa tivesse a propriedade de drenar o líquido já condensado, haveria regiões no canal onde praticamente não existiria líquido. Nessas regiões, a espessura do filme seria próxima de zero, o que resultaria na ausência do meniscus. O meniscus só apresentaria uma curvatura para as regiões onde existisse líquido, já que a sua espessura era o ponto de partida para o procedimento de cálculo.

As hipóteses adotadas para a elaboração do modelo são as mesmas apresentadas para a determinação da espessura do filme de líquido. O ponto de

partida para a solução desse problema é dada pela equação de quantidade de movimento axial na fase vapor, para o meniscus na região de interlinha, sendo:

$$-\frac{dP_{vi}}{dx} + \frac{\mu_v}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_v}{\partial r} \right) = 0, \quad (4.34)$$

sendo as condições de contorno:

$$r = r_i \quad -\mu_v \frac{\partial u_v}{\partial r} = \frac{\partial \sigma}{\partial x}, \quad (4.35)$$

$$r = r_c \quad u_v = 0. \quad (4.36)$$

A primeira condição de contorno é a interfacial de atrito (shear stress), a qual relaciona o atrito interfacial com a mudança da tensão superficial, em relação à posição. Essa condição leva em conta os efeitos de Marangoni na interface. A solução da equação diferencial resulta em:

$$u_v = \frac{1}{4\mu_v} \frac{dP_{vi}}{dx} (r_i^2 - r_c^2) - \left(\frac{r_i}{\mu_v} \frac{d\sigma}{dx} + \frac{r_i^2}{2\mu_v} \frac{dP_{vi}}{dx} \right) \ln \left(\frac{r_i}{r_c} \right). \quad (4.37)$$

A regra de L'Hopital foi utilizada para resolver a Eq. (4.37). Avaliando-se a pressão do vapor no perfil de velocidades, e utilizando-se condições interfaciais normais de atrito, obtém-se que:

$$P_{li} - P_{vi} = \frac{\bar{A}}{(r_c - r_i)^3} - 2\sigma K \quad (4.38a)$$

ou

$$P_{vi} = P_{li} + 2\sigma K - \frac{\bar{A}}{(r_c - r_i)^3}. \quad (4.38b)$$

As Eqs. (4.38a) e (4.38b) são também conhecidas como as equações modificadas de Young-Laplace. O termo $2\sigma K$ representa a pressão capilar, devido à

curvatura interfacial. O terceiro termo no lado direito da Eq. (4.38b) representa a pressão de desprendimento. As Eqs. (4.38a) e (4.38b) também assumem que pressão, tensão superficial e forças de dispersão são puramente aditivas à interface líquido/vapor. É importante notar que o coeficiente de dispersão na região de filme pouco espesso, não é somente dependente do comportamento dielétrico que caracteriza a interface líquido/vapor, mas também do comportamento dielétrico do substrato sólido.

A curvatura interfacial média no canal (capilar) é representada pela equação derivada por PHILIP (1977), como sendo:

$$K = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{r_i \left[1 + \left(\frac{dr_i}{dx} \right)^2 \right]^{1/2}} - \frac{d^2 r_i / dx^2}{\left[1 + \left(\frac{dr_i}{dx} \right)^2 \right]^{3/2}} \right\}. \quad (4.39)$$

A massa de vapor que escoar entre a interface do meniscus e a parede do canal pode ser determinada. Através da multiplicação da velocidade do vapor, pela sua densidade, e integrando através da seção transversal do escoamento, entre a interface do meniscus e a parede do canal, a equação resultante é

$$\dot{m} = \int_{A_T} u_v \rho_v dA_T. \quad (4.40)$$

Inserindo a Eq. (4.37) na (4.40), resulta em:

$$\dot{m} = \int_{A_T} \left[\frac{1}{4\mu_v} \frac{dP_{vi}}{dx} (r_i^2 - r_c^2) - \left(\frac{r_i}{\mu_v} \frac{d\sigma}{dx} + \frac{r_i^2}{2\mu_v} \frac{dP_{vi}}{dx} \right) \ln \left(\frac{r_i}{r_c} \right) \right] \rho_v dA_T, \quad (4.41)$$

onde

$$A_T = \pi(r_i^2 - r_c^2). \quad (4.42)$$

A solução final da Eq. (4.40) é

$$\dot{m} = \frac{1}{F_1} \frac{dP_{vi}}{dx} - \frac{F_2}{F_1} \frac{d\sigma}{dT_i} \frac{dT_i}{dx} \quad (4.43)$$

sendo que, a regra da cadeia foi aplicada no segundo termo para acentuar o efeito de Marangoni ($d\sigma/dT_i$). As variáveis F_1 e F_2 na Eq. (4.43) são conhecidas como função de “cumbersome”. Essas variáveis foram obtidas durante a solução da Eq. (4.41), e são representadas como

$$F_1 = \frac{8\mu_v / \rho_v \pi}{2r_i^4 - 4r_i^2 r_c^2 + 2r_c^4 - 4(r_i^4 - r_i^2 r_c^2) \ln(r_i / r_c)}, \quad (4.44)$$

$$F_2 = \frac{4(r_i^3 - r_c^2 r_i) \ln(r_i / r_c)}{r_i^4 - 2r_i^2 r_c^2 + r_c^4 - 2(r_i^4 - r_i^2 r_c^2) \ln(r_i / r_c)}. \quad (4.45)$$

A forma integral da equação da conservação de massa no vapor pode ser representada, como sendo:

$$r_i v_{vi} = \frac{d}{dx} \int_{r_i}^{r_c} u_v r dr + r_i u_{vi} \frac{dr_i}{dx}. \quad (4.46)$$

O segundo termo no lado direito foi obtido aplicando a regra de Leibnitz. Essa equação é, essencialmente, a condição cinemática na interface, levando em conta a condensação. Multiplicando-se a Eq. (4.46) por $2\pi\rho_v$, substituindo pela Eq. (4.37), integrando e resolvendo para v_{vi} , a equação resultante fica:

$$v_{vi} = u_{vi} \frac{dr_i}{dx} + \frac{1}{2\pi\rho_v r_i} \frac{d\dot{m}}{dx}. \quad (4.47)$$

A velocidade normal do vapor em relação à interface do meniscus (w_{vi}) pode ser definida, como sendo a soma de duas componentes de velocidade, resultando em

$$w_{vi} = v_{vi} \cos \theta + u_{vi} \sin \theta, \quad (4.48)$$

onde o ângulo de contato é definido por

$$\theta = \tan^{-1} \left(-\frac{dr_i}{dx} \right). \quad (4.49)$$

Combinando as Eqs. (4.47), (4.48) e (4.49), a equação resultante é

$$w_{vi} = \frac{\cos \theta}{2\pi\rho_v r_i} \frac{dm}{dx}, \quad (4.50)$$

a qual mostra a relação entre a velocidade normal do vapor à interface, o ângulo de contato local e a mudança na taxa de transferência de massa, em relação à posição.

Uma expressão para o fluxo mássico de líquido na interface, utilizando-se da teoria cinética, pode ser representada como sendo (COLLIER, 1981):

$$-\rho_v w_{vi} = \left(\frac{2B}{2-B} \right) \left(\frac{1}{2\pi R} \right)^{1/2} \left(\frac{P_{vi}}{T_{vi}^{1/2}} - \frac{P_l}{T_l^{1/2}} \right) \quad (4.51)$$

e assumindo que $T_v = T_l = T_i$ (hipótese nº 6), Eq. (4.51) resulta em

$$-\rho_v w_{vi} = \left(\frac{2B}{2-B} \right) \left(\frac{1}{2\pi R T_i} \right)^{1/2} (P_{vi} - P_l), \quad (4.52)$$

onde B é o coeficiente de acomodação, geralmente igual a unidade. Um balanço de massa na interface mostra que

$$\rho_v w_{vi} = \rho_l w_{li}. \quad (4.53)$$

Combinando as Eqs. (4.51), (4.52) e (4.53) a expressão resultante da pressão interfacial do vapor é

$$P_{vi} - P_l = -\left(\frac{2-B}{2B}\right)\left(\frac{RT_i}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{\cos\theta}{r_i} \frac{dm}{dx}. \quad (4.54)$$

Substituindo a Eq. (4.54) na Eq. (4.38b), resulta na relação

$$P_{vi} = P_v + \frac{\bar{A}}{(r_c - r_i)^2} - 2\sigma K - \left(\frac{2-B}{2B}\right)\left(\frac{RT_i}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{\cos\theta}{r_i} \frac{dm}{dx}. \quad (4.55)$$

A Eq. (4.55) descreve a pressão do vapor na interface em relação à vazão, dispersão e fatores de transporte. Essa equação representa que a curvatura média do meniscus afeta, diretamente, a pressão interfacial do vapor.

A equação de conservação da energia, aplicada à interface, estabelece que o calor total a ser removido seja normal à interface. Isso é igual ao calor latente necessário para condensar o vapor. A equação resultante, considerando essa formulação, é representada por:

$$\frac{dT_i}{dx} \frac{dr_i}{dx} - \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_i} = \frac{i_{lv}}{2\pi k_v r_i} \frac{dm}{dx}. \quad (4.56)$$

Como a difusão axial pode ser desprezada (devido à sua pequena influência no processo de transferência de calor), a equação de conservação de energia resultante pode ser representada por:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (4.57)$$

com as condições de contorno

$$r=r_i, \quad T = T_i(x), \quad (4.58)$$

$$r=r_c, \quad T = T_p = \text{constante}. \quad (4.59)$$

Resolvendo a Eq. (4.57), utilizando o método integral de von Kármán, assumindo um perfil de temperatura linear como

$$T = T_i + \frac{T_p - T_i}{r_c - r_i} (r - r_i), \quad (4.60)$$

a equação resultante é representada por:

$$\left[\frac{F_3}{4\mu_v} \frac{dT_i}{dx} - \frac{r_i^2 F_5}{2\mu_v} + \frac{F_4}{4\mu_v} \frac{dr_i}{dx} - \frac{r_i^2 F_6}{2\mu_v} \frac{dr_i}{dx} \right] \frac{dP_{vi}}{dx} + \left[\frac{r_i F_5}{\mu_v} \frac{d\sigma}{dT_i} \frac{dT_i}{dx} + \frac{r_i F_6}{\mu_v} \frac{d\sigma}{dT_i} \frac{dr_i}{dx} \right] \frac{dT_i}{dx} = \alpha (T_p - T_i), \quad (4.61)$$

onde F_3 , F_4 , F_5 e F_6 são funções de “cumbersome”, resultantes da solução da Eq. (4.57). Essas funções são definidas como sendo:

$$F_3 = -\frac{1}{4}(r_c^2 - r_i^2)^2 - \frac{-\frac{2}{5}r_c^5 + \frac{r_i^5}{20} + \frac{r_c^4 r_i}{4} - \frac{r_c^2 r_i^3}{6}}{r_c - r_i}, \quad (4.62)$$

$$F_4 = T_i (r_c^2 r_i - r_i^3) + \frac{1}{4} \frac{T_p - T_i}{r_c - r_i} (r_c - r_i)^2 - \frac{T_p - T_i}{(r_c - r_i)^2} \left(-\frac{2}{5} r_c^5 + \frac{r_i^5}{20} + \frac{r_c^4 r_i}{4} - \frac{r_c^2 r_i^3}{6} \right), \quad (4.63)$$

$$F_5 = -\frac{1}{2} r_i^2 \ln\left(\frac{r_i}{r_c}\right) - \frac{r_c^2 - r_i^2}{4} - \frac{\frac{r_i^3}{6} \ln\left(\frac{r_i}{r_c}\right) - \frac{r_c^3}{9} + \frac{r_c^2 r_i}{4} - \frac{5}{36} r_i^3}{r_c - r_i}, \quad (4.64)$$

$$F_6 = -T_i r_i \ln\left(\frac{r_i}{r_c}\right) + \frac{T_p - T_i}{r_c - r_i} \left[\frac{r_i^2}{2} \ln\left(\frac{r_i}{r_c}\right) + \frac{r_c^2 - r_i^2}{4} \right] - \frac{T_p - T_i}{(r_c - r_i)^2} \left[\frac{r_i^3}{2} \ln\left(\frac{r_i}{r_c}\right) + \frac{r_c^2 r_i}{4} - \frac{r_i^3}{4} - \frac{r_i^3}{3} \ln\left(\frac{r_i}{r_c}\right) - \frac{r_c^3 - r_i^3}{9} \right]. \quad (4.65)$$

Para que qualquer problema relacionado à solução das equações definidas fosse evitado, foi necessária a adimensionalização de todas as variáveis. Para que isso fosse possível, foram utilizadas as seguintes variáveis:

$$\bar{x} = \frac{x}{r_c}; \bar{r}_i = \frac{r_i}{r_c}; \bar{T}_i = \frac{T_p - T_i}{T_p - T_l}; \bar{K} = Kr_c; \bar{P}_{vi} = \frac{P_{vi}}{P_l}; \bar{m} = \frac{i_{lv}}{r_c k_v (T_p - T_l)}; \bar{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma_p(T_p)}.$$

Combinando e rearranjando as equações definidas anteriormente, o sistema de equações adimensionais resultante é:

$$(2\bar{r}_i^2 G_5 - G_3) \frac{d\bar{T}_i}{d\bar{x}} \frac{d\bar{P}_{vi}}{d\bar{x}} + (G_4 - 2\bar{r}_i^2 G_6) D_1 \frac{d\bar{P}_{vi}}{d\bar{x}} + \pi_3 \bar{T}_i - \bar{r}_i G_5 \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{T}_i} \left(\frac{d\bar{T}_i}{d\bar{x}} \right)^2 + \bar{r}_i^2 G_6 \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{T}_i} \frac{d\bar{T}_i}{d\bar{x}} D_1 = 0 \quad (4.66)$$

$$G_1 \bar{m} \pi_2 - \pi_1 \frac{d\bar{P}_{vi}}{d\bar{x}} + G_2 \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{T}_i} \frac{d\bar{T}_i}{d\bar{x}} = 0, \quad (4.67)$$

$$\frac{d\bar{m}}{d\bar{x}} + 2\pi\bar{r}_i D_1 \frac{d\bar{T}_i}{d\bar{x}} + \frac{2\pi\bar{r}_i}{1 - \bar{r}_i} \bar{T}_i = 0, \quad (4.68)$$

$$\frac{\pi_4 G_7}{\bar{r}_i} (1 + D_1^2)^{3/2} \frac{\cos\theta}{\bar{\sigma}} \frac{d\bar{m}}{d\bar{x}} - \frac{dD_1}{d\bar{x}} + \frac{(1 + D_1^2)}{\bar{r}_i} + \frac{(1 + D_1^2)^{3/2}}{\bar{\sigma}} \left\{ 4\pi_1 (\bar{P}_{vi} - 1) + \frac{\pi_5}{(1 - \bar{r}_i)^3} \right\} = 0, \quad (4.69)$$

$$\frac{d\bar{r}_i}{d\bar{x}} - D_1 = 0. \quad (4.70)$$

A Eq. (4.70) foi obtida, reduzindo-se a ordem da Eq. (4.69). O efeito de Marangoni pode ser obtido nesse sistema de equações, através do termo $d\sigma/dT_i$, presente nas Eqs. (4.66) e (4.67). THOMPSON et al. (1980) apresentam uma relação para cálculo do efeito de Marangoni, definida como:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{2\rho_l g r_i}{3d\sigma/dT}, \quad (4.71)$$

a qual é válida quando os efeitos de viscosidade, densidade e condutividade térmica entre as fases são desprezados. A forma adimensional da Eq. (4.71) pode ser escrita como:

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{T}_i} \frac{d\bar{T}_i}{d\bar{x}} = \frac{2}{3} \frac{\rho_l g \bar{r}_i r_c^2}{\sigma_p}. \quad (4.72)$$

As variáveis G_1 , G_2 , G_3 , G_4 , G_5 , G_6 e G_7 são funções resultantes da adimensionalização das Eqs. (4.66) – (4.70), sendo definidas como:

$$G_1 = \frac{1}{2\bar{r}_i^4 - 4\bar{r}_i^2 + 2 - 4(\bar{r}_i^4 - \bar{r}_i^2) \ln \bar{r}_i}, \quad (4.73)$$

$$G_2 = 4(\bar{r}_i^3 - \bar{r}_i) \ln \bar{r}_i G_1, \quad (4.74)$$

$$G_3 = -\frac{1}{4}(1 - \bar{r}_i^2)^2 - \frac{-\frac{2}{5} + \frac{\bar{r}_i^5}{20} + \frac{\bar{r}_i}{4} - \frac{\bar{r}_i^3}{6}}{1 - \bar{r}_i}, \quad (4.75)$$

$$G_4 = \frac{T_p}{T_p - T_v} (\bar{r}_i - \bar{r}_i^3) - (-\bar{r}_i^3 + \bar{r}_i) \bar{T}_i - \frac{1}{4} \frac{(1 - \bar{r}_i^2)^2}{1 - \bar{r}_i} \bar{T}_i + \frac{-\frac{2}{5} + \frac{\bar{r}_i^5}{20} + \frac{\bar{r}_i}{4} - \frac{\bar{r}_i^3}{6}}{(1 - \bar{r}_i)^2} \bar{T}_i, \quad (4.76)$$

$$G_5 = -\frac{\bar{r}_i^2}{2} \ln \bar{r}_i - \frac{1 - \bar{r}_i^2}{4} - \frac{\frac{\bar{r}_i^3}{6} \ln \bar{r}_i - \frac{\bar{r}_i^3}{9} + \frac{\bar{r}_i}{4} - \frac{5}{36} \bar{r}_i^3}{1 - \bar{r}_i}, \quad (4.77)$$

$$G_6 = -\frac{T_p}{T_p - T_v} \bar{r}_i \ln \bar{r}_i + \bar{r}_i \bar{T}_i \ln \bar{r}_i + \frac{\frac{\bar{r}_i^2}{2} \ln \bar{r}_i + \frac{1 - \bar{r}_i^2}{4}}{1 - \bar{r}_i} \bar{T}_i - \frac{\frac{\bar{r}_i^3}{6} \ln \bar{r}_i - \frac{1}{9} + \frac{\bar{r}_i}{4} - \frac{5}{36} \bar{r}_i^3}{(1 - \bar{r}_i)^2} \bar{T}_i, \quad (4.78)$$

$$G_7 = \left(\frac{T_p}{T_p - T_i} - \bar{T}_i \right)^{1/2}. \quad (4.79)$$

Durante o processo de adimensionalização, utilizando a teoria dos π 's, foi possível obter as seguintes variáveis:

$$\pi_1 = \frac{P_v r_c}{4\sigma_p}, \quad (4.80)$$

$$\pi_2 = \frac{2\mu_v k_v (T_p - T_i)}{r_c \rho_v \pi i_{lv} \sigma_p}, \quad (4.81)$$

$$\pi_3 = \frac{\alpha \mu_v}{r_c \sigma_p}, \quad (4.82)$$

$$\pi_4 = \left(\frac{2-B}{B} \right) \frac{R^{1/2} k_v (T_p - T_i)^{3/2}}{(2\pi)^{1/2} \sigma_p i_{lv}}, \quad (4.83)$$

$$\pi_5 = \frac{-\bar{A}}{\sigma_p r_c^2}. \quad (4.84)$$

As variáveis adimensionais acima têm os seguintes significados físicos: π_1 é a resistência ao bombeamento adimensional, π_2 é o sub-resfriamento adimensional, π_3 é o Número de Crispation, π_4 é o fluxo de massa na interface e π_5 é o número de dispersão, o qual representa a magnitude das forças de dispersão no filme condensado.

4.4.2. Solução das Equações Para a Curvatura do Meniscus

Com o objetivo de evitar singularidades na solução das equações, as condições iniciais foram definidas como sendo:

$$\bar{T}_{i,0} = 0,1, \quad (4.85)$$

$$\bar{m}_{i,0} = -1E - 11, \quad (4.86)$$

$$\bar{r}_{i,0} = 1 - \left(\frac{-A T_l}{\rho_v r_c^3 i_{lv} (T_p - T_l)} \right)^{1/3}, \quad (4.87)$$

$$\bar{P}_{vi,0} = 1 - \frac{1}{4\pi_1 \bar{r}_{i,0}} - \frac{\rho_v i_{lv} (T_p - T_l)}{P_l T_l}. \quad (4.88)$$

Uma primeira tentativa de resolver o sistema acima foi feita, utilizando-se o método de Runge-Kutta de 4ª ordem. Porém, a solução apresentou resultados dispersivos, sem que nenhum significado físico pudesse ser observado. Em decorrência disso, foram utilizadas as técnicas de linearização parcial e diferenças finitas de primeira ordem, em relação à iteração anterior. Os termos não lineares da Eq. (4.66) foram linearizados utilizando o método de expansão de séries de Taylor, com relação à última iteração. Então, a forma resultante da Eq. (4.66) foi resolvida pelo método de diferenças finitas de primeira ordem. O sistema de equações resultantes foi então resolvido pelo método de Gauss-Seidel, obtendo a solução para cada posição axial do canal. O sistema de equações convergia entre 3 a 5 iterações para cada posição, para um erro relativo de 10^{-10} e passo de solução de 10^{-30} . A solução pode ser obtida para o intervalo de $0,115 \leq \bar{r}_i \leq 1,0$. Para $\bar{r}_i \leq 0,115$, a solução para D_l mostrava-se instável, tornando-se infinito negativo imediatamente. Como a partir desse ponto, a curvatura do meniscus não apresentava modificações consideráveis, os resultados puderam ser desprezados.

Os resultados foram obtidos para metanol como fluido de trabalho, sendo que as propriedades termodinâmicas são apresentadas no Apêndice B. As demais condições (temperaturas do líquido e do vapor, pressão do vapor, temperatura da parede e vazão de fluido) foram as mesmas observadas experimentalmente e para a obtenção da espessura do filme de líquido. Um outro dado de entrada, a espessura do filme de líquido, foi obtido à partir dos cálculos do modelo apresentado anteriormente.

4.4.3. Resultados para a Curvatura do Meniscus

A solução do sistema de equações apresentado acima não só proporcionou o cálculo da curvatura do meniscus, mas também outros fatores interessantes dessa análise. Fatores referentes ao perfil de temperaturas no meniscus e o diferencial de pressão também puderam ser obtidos. Por se tratar de uma solução um tanto quanto complexa, por considerar a espessura do filme de líquido em cada posição do canal, uma análise média dos resultados teve de ser feita.

Os resultados foram divididos, como forma de melhor apresentar e discutí-los. Cada resultado foi avaliado para as duas diferentes temperaturas de saturação utilizadas nos experimentos. O sistema de equações descrito acima obtinha resultados simultaneamente com o modelo apresentado no item 4.3. As Figs. 4.25 – 4.27 apresentam os resultados para os cálculos da curvatura do meniscus, para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}4$, $1\text{E-}10$ e $1\text{E-}13$, e quatro condensadores diferentes. Como o fator π_5 era diretamente dependente da temperatura da parede do canal, os resultados puderam ser agrupados, com a finalidade de compará-los.

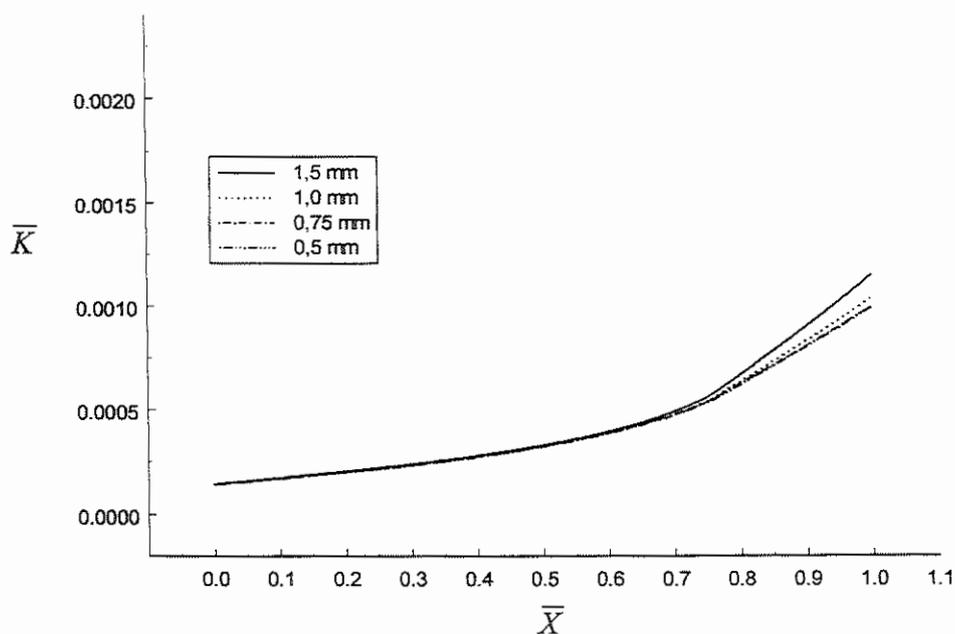


Figura 4.25 – Curvatura do Meniscus para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}4$.

O mesmo comportamento pode ser verificado para os diferentes valores de π_5 , obtidos à partir dos cálculos. Independentemente dos valores de π_5 , a curvatura do meniscus não apresentou grandes influências desse parâmetro. O mesmo pode ser verificado nos cálculos para a curvatura do meniscus para os mesmos valores de π_5 e $T_{\text{sat}}=55\text{ °C}$, conforme observado nas Figs. 4.28 – 4.30.

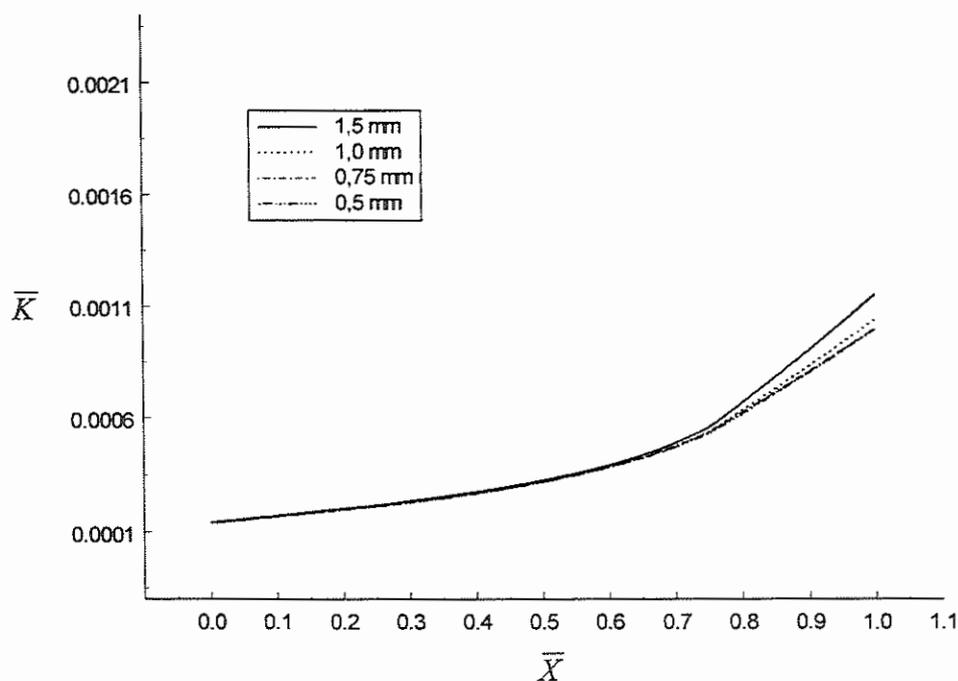


Figura 4.26 – Curvatura do Meniscus para $T_{\text{sat}}=45\text{ °C}$ e $\pi_5=1\text{E-}10$.

Numa avaliação microscópica do parâmetro π_5 , a sua influência é tal que, para elevados valores, o filme de pouca espessura estende-se pelo canal, afetado diretamente pelas forças de atração entre o vapor e o substrato sólido. Os cálculos comprovaram o que fora observado nos experimentos, mostrando que o meniscus apresentava uma curvatura correspondente à esperada. Essa curvatura era resultante da capacidade de drenagem da fronteira porosa, a qual não apresentava riscos ao interrompimento do processo de transporte de calor, quando o evaporador capilar era utilizado, para certos valores de capacidade de bombeamento. Nesse ponto de vista, o modelo de cálculo da curvatura do meniscus mostrou-se coerente com os resultados experimentais, sob aspectos macroscópicos.

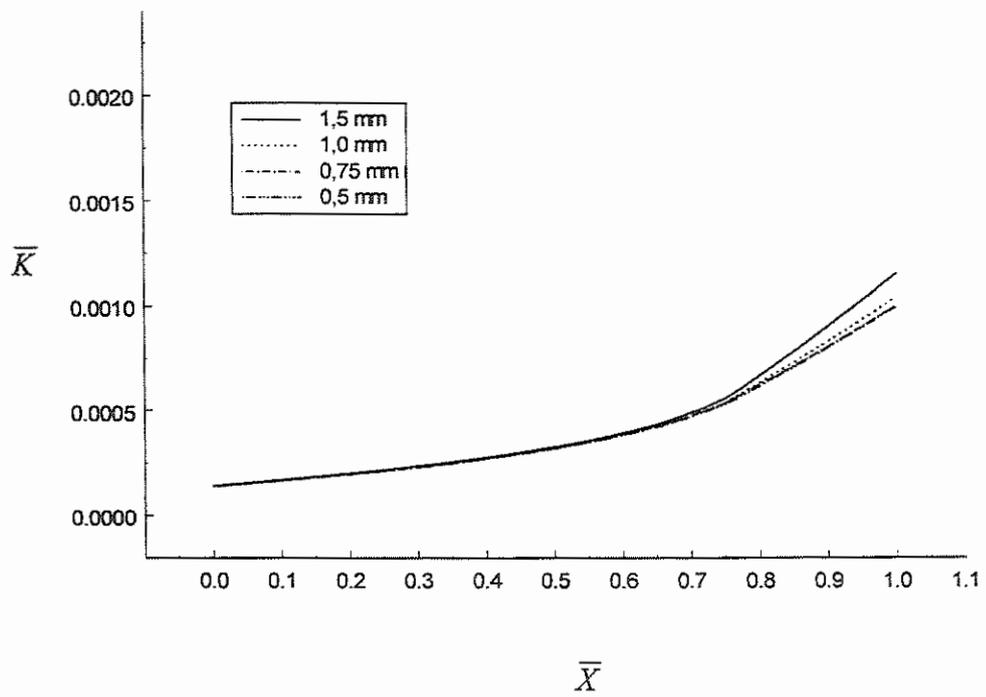


Figura 4.27 – Curvatura do Meniscus para $T_{\text{sat}}=45\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}13$.

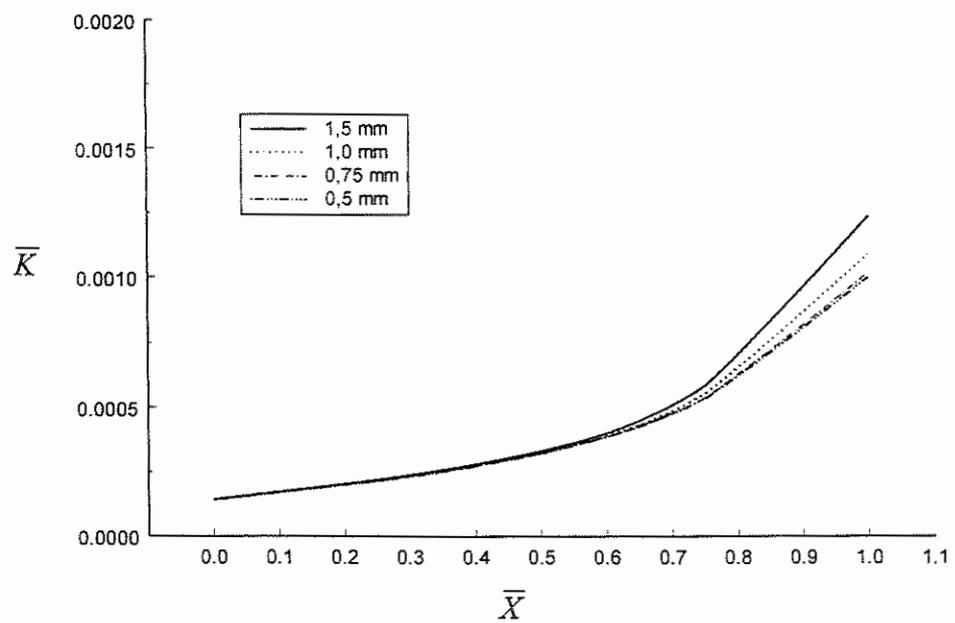


Figura 4.28 – Curvatura do meniscus para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\pi_5=1\text{E-}4$.

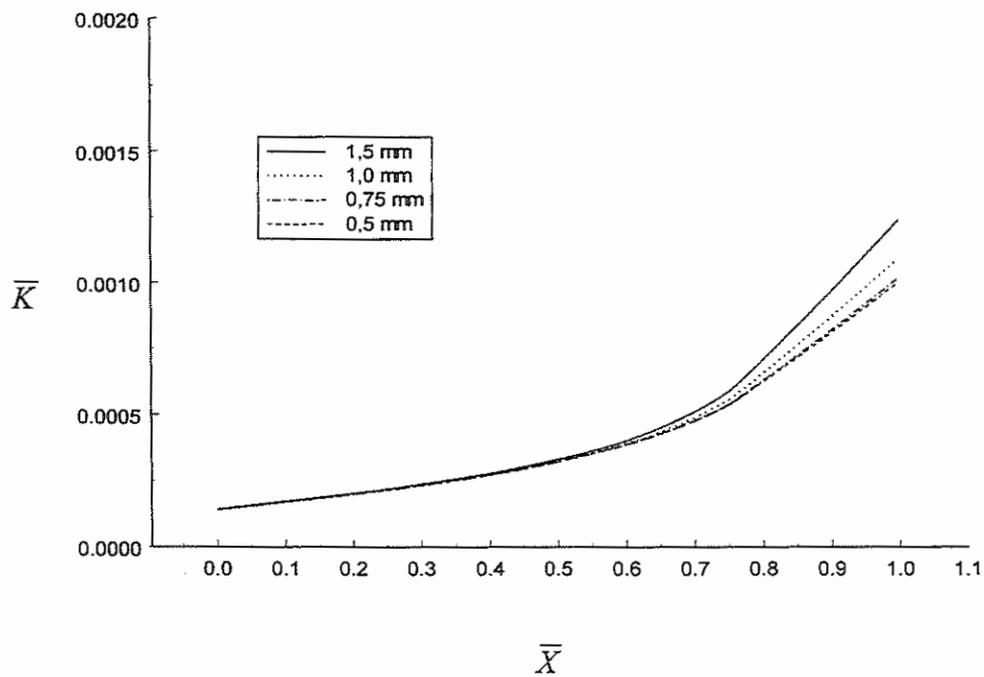


Figura 4.29 – Curvatura do meniscus para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\pi_5=1\text{E-}10$.

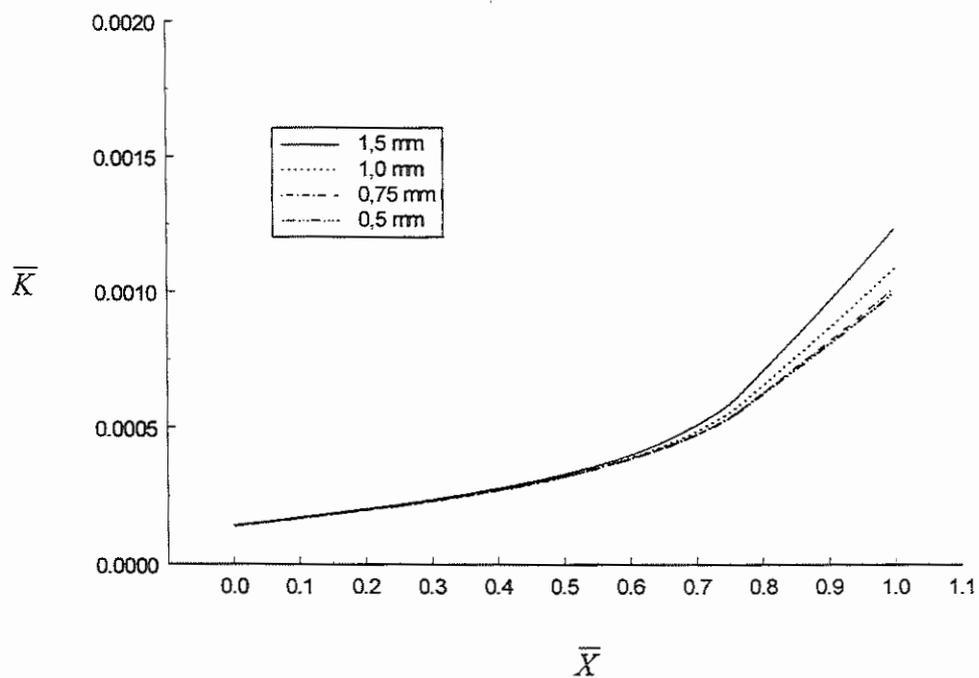


Figura 4.30 – Curvatura do meniscus para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\pi_5=1\text{E-}13$.

Outro parâmetro a ser observado é a temperatura do vapor na interface, apresentada pelas Figs. 4.31 – 4.33 em termos de temperatura absoluta, para cálculos realizados com $T_{\text{sat}}=45\text{ °C}$ e os diferentes valores de π_5 . Independente dos valores de π_5 , a temperatura do vapor na interface não apresentou influências. Apesar do fator π_5 ser diretamente dependente da temperatura da parede, o processo de transferência de calor na interface não apresentou grandes variações. Isso pode ser explicado pelo fato que, o processo de transferência de calor era mais influenciado pela temperatura de saturação e características geométricas do canal. A temperatura do vapor na interface mostrou-se, praticamente, constante para diferentes valores de π_5 , porém, apresentou grandes influências dos fatores geométricos.

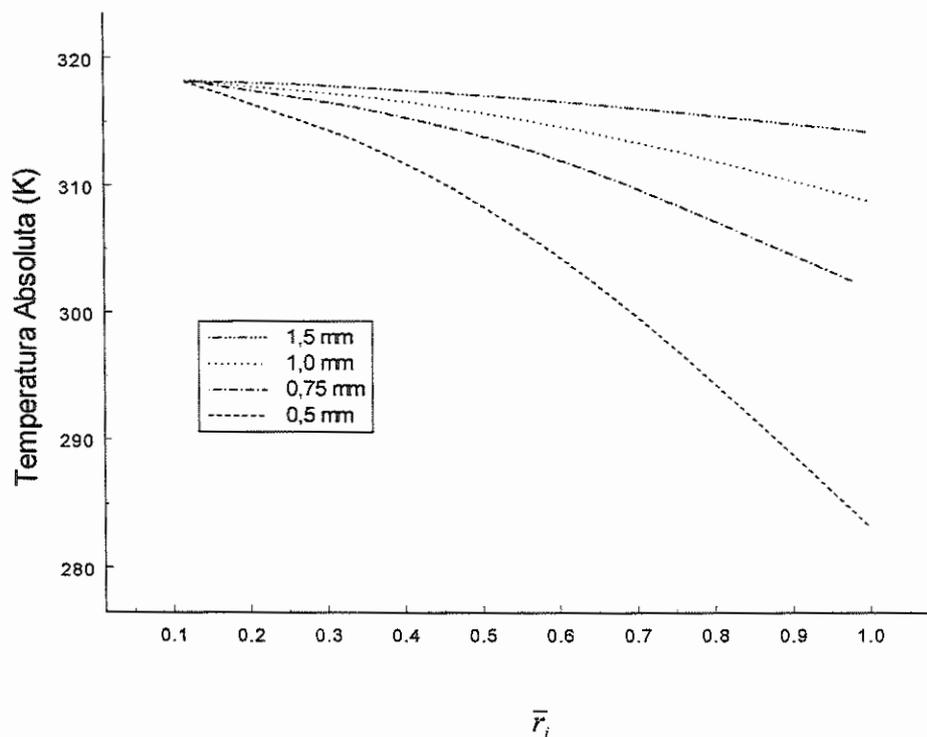


Figura 4.31 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=45\text{ °C}$ e $\pi_5=1\text{E-}4$.

Quando feita uma comparação entre os diversos tamanhos de canais, a temperatura do vapor na interface na região central do canal apresentou-se elevada, diminuindo à medida em que aproximava-se da parede. Menores diferenças puderam ser observadas para canais de maiores dimensões, enquanto maiores diferenças foram observadas para canais menores. Essa característica também podia ser observada

experimentalmente, através de uma condensação do vapor mais acentuada no centro do canal, comprovando que canais de menores dimensões apresentavam maiores capacidades de transferência de calor, quando em condições de escoamento laminar.

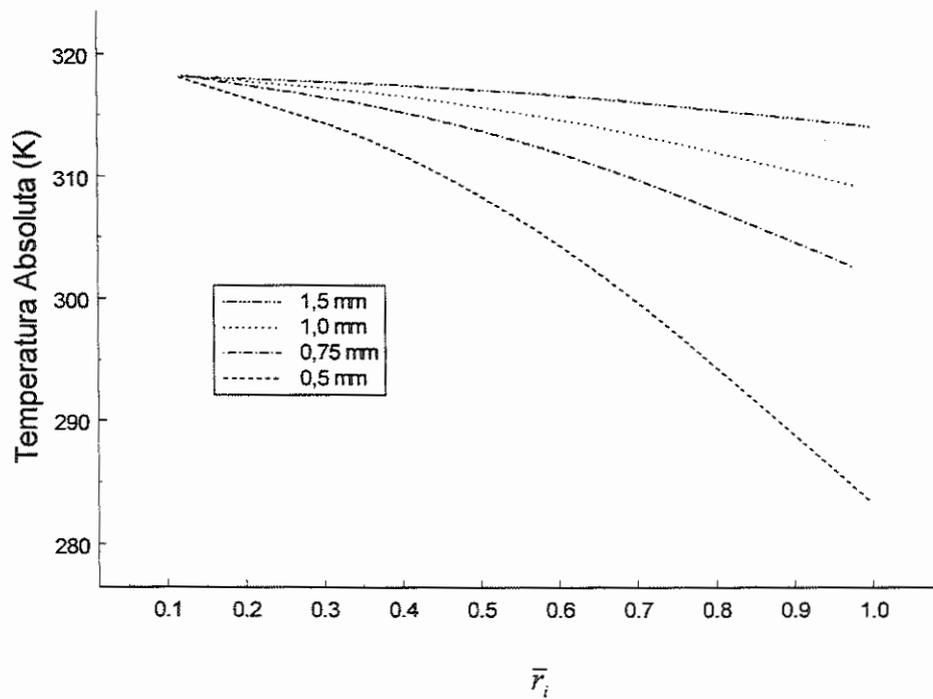


Figura 4.32 – Temperatura do vapor na interface para $T_{sat}=45\text{ °C}$ e $\pi_5=1E-10$.

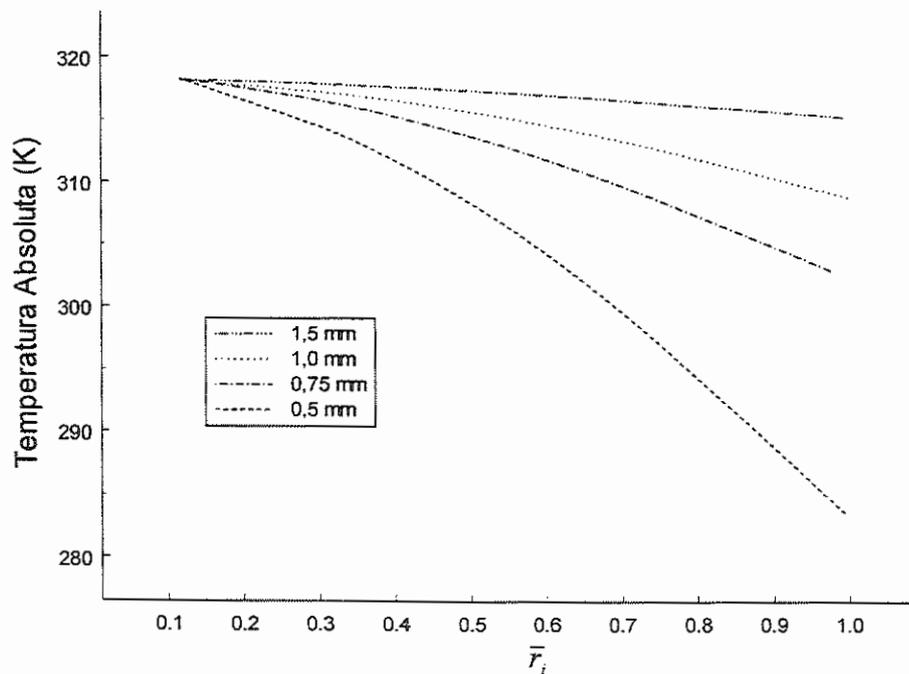


Figura 4.33 – Temperatura do vapor na interface para $T_{sat}=45\text{ °C}$ e $\pi_5=1E-13$.

A diferença na temperatura do vapor na interface entre o centro e a parede do canal é inversamente proporcional à dimensão do canal. Das Figs. 4.31 – 4.33, pode-se observar que independente dos valores de π_5 , a diferença na temperatura da interface era praticamente a mesma. Os canais de 0,5 mm apresentaram menor curvatura do meniscus, para maior diferença de temperatura (33 K), enquanto maiores dimensões nos canais promoveram maiores curvaturas do meniscus e menores diferenças de temperatura (4,5 K para canais de 1,5 mm). As Figs. 4.34 – 4.36 apresentam os resultados para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^\circ\text{C}$.

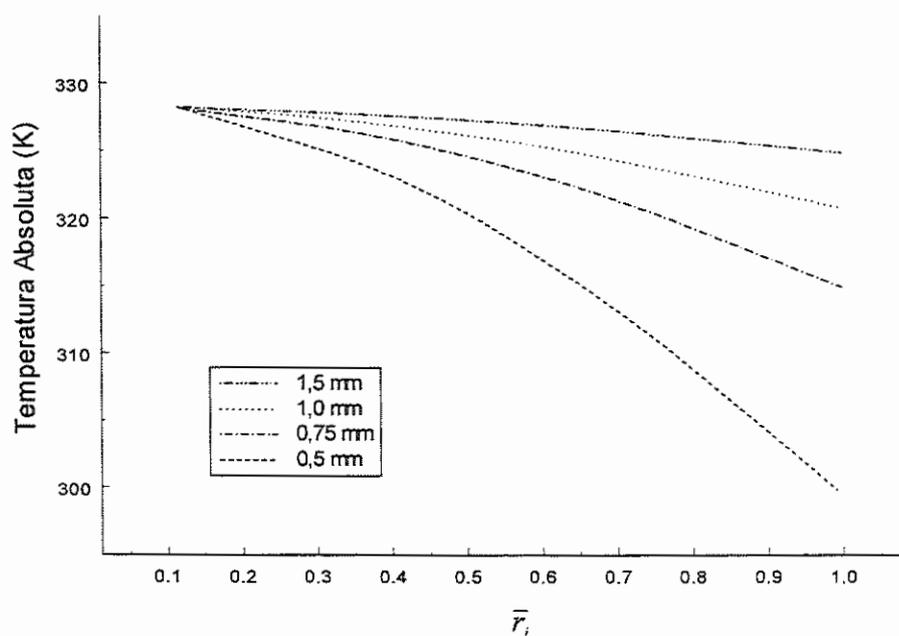


Figura 4.34 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=55\text{ }^\circ\text{C}$ e $\pi_5=1\text{E-}4$.

O mesmo comportamento na temperatura do vapor na interface verificado nas Figs. 4.31 – 4.33 foi observado nas Figs. 4.34 – 4.36. Uma maior diferença na temperatura da interface era esperada, devido à maior temperatura de saturação do fluido. Contudo, o comportamento físico da temperatura do vapor na interface é equivalente para ambas temperaturas de saturação, sendo diretamente relacionado ao fluido de trabalho utilizado.

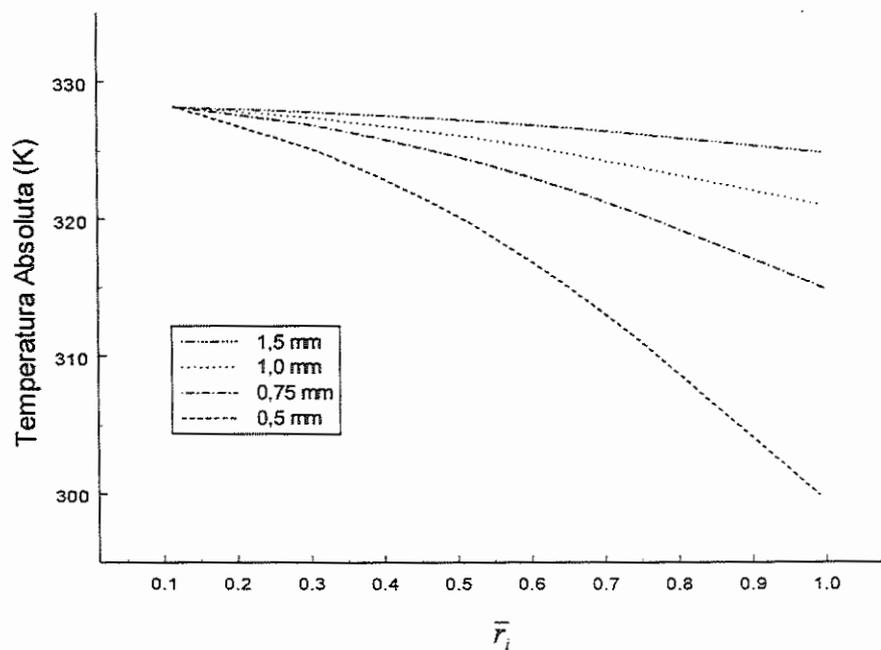


Figura 4.35 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=55 \text{ °C}$ e $\pi_5=1\text{E}-10$.

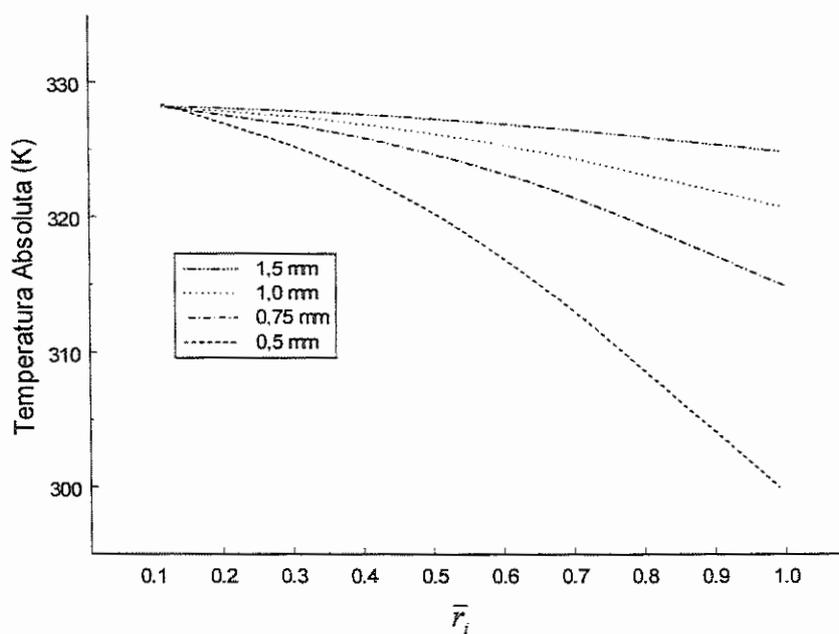


Figura 4.36 – Temperatura do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=55 \text{ °C}$ e $\pi_5=1\text{E}-13$.

A pressão do vapor na interface do meniscus apresentou-se constante para qualquer dimensão do canal, dependendo, diretamente, apenas da temperatura de

saturação e do fluido utilizado. Esse comportamento era esperado, pois o processo de condensação deveria ocorrer à pressão constante na interface. Porém, pode-se observar que ocorre uma ligeira perda de carga na interface, resultante do processo mudança de fase. As Figs. 4.37 e 4.38 apresentam os resultados para o cálculo da pressão na interface líquido/vapor para $T_{\text{sat}}=45$ e 55 °C.

Esses resultados foram obtidos para todos os valores de π_5 observados nos experimentos, e diversos tamanhos de canais. Isso comprova que a pressão na interface líquido/vapor do meniscus não sofria influência desses parâmetros, sendo apenas uma função direta da temperatura de saturação. Sob o ponto de vista hidrodinâmico, os cálculos para a pressão na interface apresentaram-se coerentes, uma vez que a pressão deveria ser maior para a seção onde $\bar{X}=0$ e menor para a seção onde $\bar{X}=1$. O diferencial de pressão entre as seções, tanto para $T_{\text{sat}}=45$ °C e $T_{\text{sat}}=55$ °C, era de 0,12 kPa para todas as simulações realizadas. Isso representava que, independente da temperatura de saturação utilizada, o diferencial de pressão na interface vapor/líquido do meniscus era a mesma, sendo apenas uma relacionada ao fluido de trabalho.

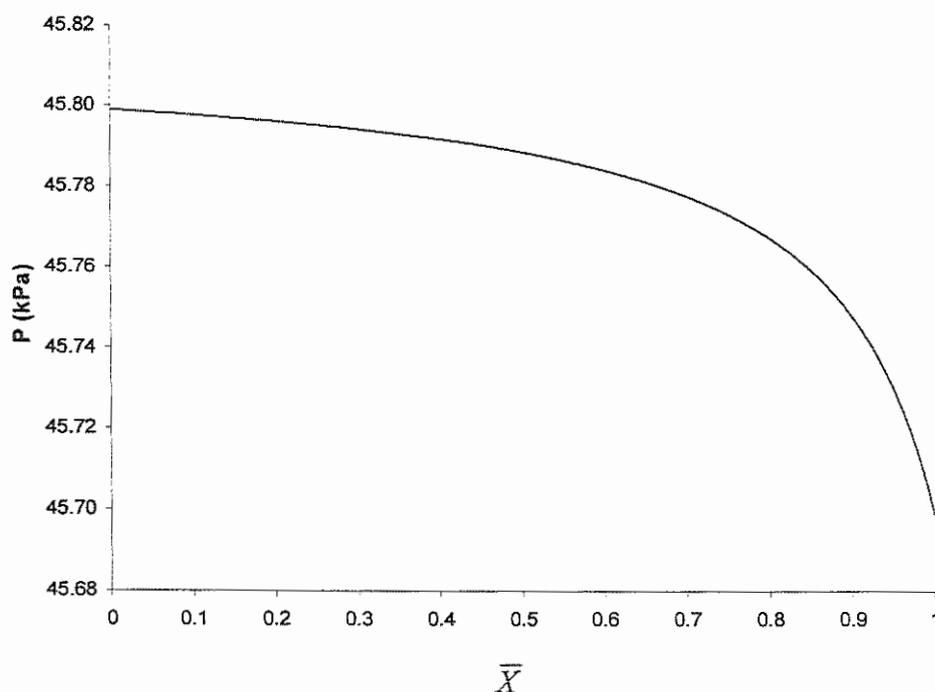


Figura 4.37 – Pressão do vapor na interface para $T_{\text{sat}}=45$ °C.

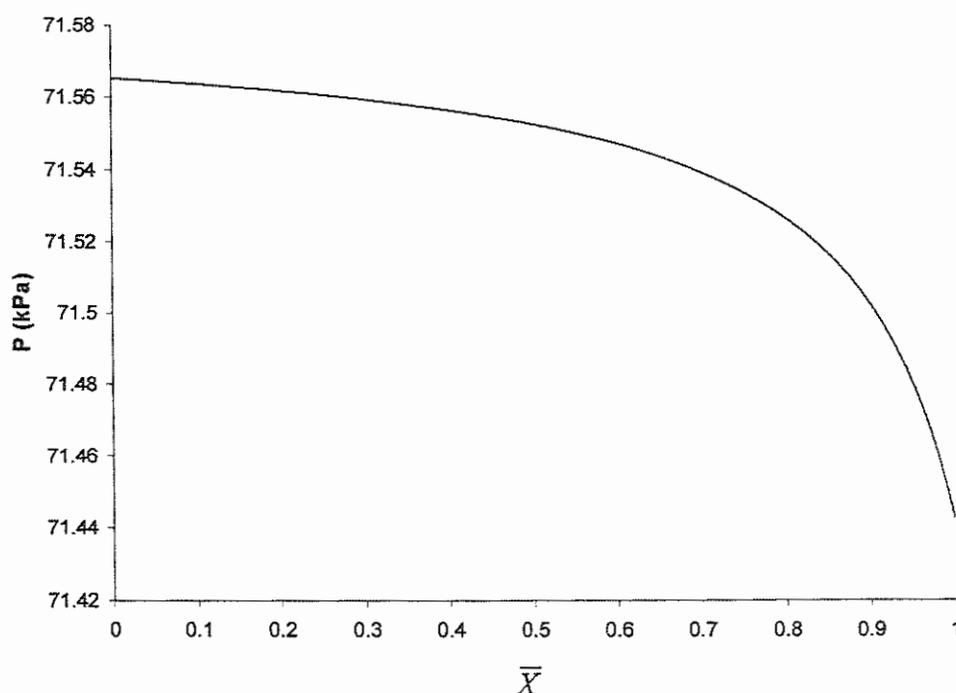


Figura 4.38 – Pressão vapor na interface para $T_{\text{sat}}=55$ °C.

À partir dos resultados apresentados, constata-se que a maior contribuição na perda de carga durante o processo de condensação, ocorria na interface líquido/vapor, devido à influência da tensão de cisalhamento entre as fases. Esse parâmetro mostrou ser extremamente importante no comportamento do meniscus, submetido ao processo de condensação. Os efeitos da tensão de cisalhamento, observados também durante os experimentos, influenciavam a espessura do filme de líquido, o qual também afetava a curvatura do meniscus.

A perda de carga verificada na interface líquido/vapor era um fator crítico, o qual possibilitava a manutenção da curvatura do meniscus compatível para a correta operação do evaporador capilar. Um diferencial de pressão menor poderia resultar numa curvatura do meniscus insustentável para a operação do sistema, resultando no interrompimento do seu funcionamento. Um diferencial de pressão superior poderia resultar numa curvatura do meniscus mais alongada no canal, a qual seria incompatível com a capacidade de condensação apresentada pelo trocador de calor e, também, com a capacidade de drenagem da fronteira porosa. Infelizmente, essa avaliação é feita macroscopicamente, pois a leitura da pressão na interface líquido/vapor do meniscus não pode ser obtida.

Contudo, os resultados obtidos através da simulação da curvatura do meniscus, juntamente com a distribuição do filme de líquido, apresentaram-se compatíveis com o que era observado nos experimentos. Uma comprovação microscópica desse modelo requereria instrumentos capazes de realizar leituras em escala nanométricas (no caso da curvatura do meniscus), e que não causassem interferências no escoamento (no caso da pressão na interface).

Os modelos para cálculo da espessura do filme de líquido e curvatura do meniscus, apresentaram resultados coerentes com aquilo que era observado nos experimentos. Esses modelos podem representar ferramentas úteis para a análise do escoamento em trocadores de calor, onde uma fronteira porosa está presente, sob ação de escoamento laminar. Isso é particularmente interessante para aplicações em sistemas capilares, onde elevadas capacidades de condensação são necessárias.

Capítulo 5 – Conclusões e Sugestões

Um estudo experimental e analítico a respeito da condensação convectiva em pequenos canais foi realizada. Esse estudo tinha por objetivo investigar os parâmetros que influenciavam o processo de transferência de calor, durante a condensação, em trocadores de calor com canais de dimensões reduzidas. A identificação desses parâmetros seria utilizada para novos projetos de micro-trocadores de calor, com o objetivo de melhorar sua capacidade de dissipação de calor.

O trabalho experimental e analítico em questão foi realizado como uma forma de contribuir para o melhor conhecimento das diversas variáveis, presentes nos escoamentos em pequenos canais. Testes experimentais foram realizados para baixas e altas vazões do fluido de trabalho. Para testes com baixas vazões, um evaporador capilar foi projetado e montado, com o objetivo de testar condensadores com pequenos canais, com e sem a presença de uma fronteira porosa. O uso de um evaporador capilar, num Circuito por Bombeamento Capilar (CBC), permitia o controle da temperatura de saturação através do controle da temperatura do reservatório. Esse sistema apresentava fácil operação e controle, para toda a faixa de calor introduzido no evaporador e temperaturas de saturação. Para altas vazões do fluido de trabalho, o evaporador capilar era substituído por uma bomba magnética, sendo que sua vazão era controlada por um motor de corrente contínua, de velocidade variável.

Vinte e um termopares e dois transdutores de pressão (um absoluto e um diferencial), conectados a um sistema de aquisição de dados, eram utilizados para monitorar o aparato experimental. Para cada teste executado, a distribuição de temperaturas ao longo da seção de condensação podia ser verificada para cada

temperatura de operação. As leituras da pressão diferencial na seção de condensação permitiram a avaliação de como os fatores geométricos influenciam a perda de carga.

Testes eram realizados com quatro condensadores com canais convencionais (sem a fronteira porosa), e um condensador com fronteira porosa. Todos os condensadores eram fabricados em alumínio, projetados de tal forma que possibilitasse a visualização do escoamento. Os condensadores sem a fronteira porosa tinham áreas de transferência de calor diferentes, determinadas pelo tamanho e número de canais em paralelo. O condensador com a fronteira porosa tinha a mesma área de transferência de calor de um dos condensadores convencionais. Dos resultados experimentais obtidos, pode-se concluir que trocadores de calor com pequenos canais apresentavam elevadas taxas de transferência de calor. Durante os testes utilizando o evaporador capilar, somente escoamento laminar (tanto para o líquido quanto para o vapor) era observado. Mesmo assim, elevados Número de Nusselt eram verificados, mostrando que era possível obter elevadas taxas de transferência de calor mesmo com áreas reduzidas. Isso se devia diretamente aos efeitos geométricos, os quais também influenciam diretamente a perda de carga. Contudo, com o uso de vários canais em paralelo, a perda de carga não apresentava grandes variações. Com o aumento da vazão, mais canais apresentavam escoamento, o que resultava em perdas de carga sem grandes variações. Para o caso em que a bomba magnética era utilizada, elevados Número de Nusselt puderam ser atingidos, bem como elevadas perdas de carga ao longo dos condensadores.

Os resultados experimentais para o condensador com a fronteira porosa apresentaram ligeiras variações no Número de Nusselt, tanto para os testes com o evaporador capilar quanto com a bomba magnética. O Número de Nusselt para baixas e altas vazões apresentava ligeiramente superior no condensador onde a fronteira porosa estava presente. Da mesma forma, a presença de uma fronteira porosa influenciava na perda de carga, quando são comparados os resultados com os condensadores com canais sem a fronteira porosa. A fronteira porosa atuava como um fator estabilizante nas diferenças de pressão entre a entrada e a saída do condensador. Isso era devido a geração de um campo de pressão na fronteira porosa do condensador, quando este era submetido a um campo de temperaturas. Com isso, perdas de carga menores eram verificadas no condensador com a fronteira porosa.

Além disso, a fronteira porosa apresentava a propriedade de drenagem do vapor condensado no canal, a qual também contribuía para manter a perda de carga ligeiramente abaixo daquelas verificadas nos condensadores sem a fronteira. Independentemente do condensador e da forma de bombeamento utilizados, a tensão de cisalhamento mostrava-se como o fator que mais influenciava no escoamento. Os efeitos da tensão superficial também puderam ser observados durante os experimentos, quando o evaporador capilar era utilizado. Durante testes de visualização do escoamento, seus efeitos no formato do meniscus e na distribuição do filme de líquido puderam ser verificados, bem como a mudança de fase na interface líquido/vapor. Contudo, para as elevadas vazões obtidas com a bomba magnética, tais características eram difíceis de serem visualizadas. Porém, os fatores geométricos eram determinantes no escoamento e no processo de transferência de calor, sendo que perdas de carga à níveis muito elevados puderam ser verificadas, bem como Números de Nusselt à níveis muito superiores daqueles verificados nos testes para baixas vazões.

Correlações para Número de Nusselt e perda de carga foram obtidas. Para o Número de Nusselt, a Eq. (3.1) mostrou boa correlação com os resultados experimentais, obtidos para os condensadores com e sem a fronteira porosa. Para as duas temperaturas de saturação utilizadas nos testes e todos os condensadores testados, a Eq. (3.1) correlacionava 95% dos resultados experimentais dentro de uma faixa de erro de 25%.

Com relação a perda de carga, uma correlação para o multiplicador bifásico foi obtida, sendo representada pela Eq. (3.6). Em se utilizando de tal correlação para determinar a perda de carga, para as duas temperaturas de saturação utilizadas em todas as condições testadas (baixas e altas vazões), a Eq. (3.6) correlacionou 85% dos resultados experimentais dentro de uma faixa de erro de 35%. Portanto, as Eqs. (3.1) e (3.6) apresentaram boa capacidade de correlacionar-se com os resultados experimentais obtidos, mesmo em se tratando de escoamento bifásico, as quais podem ser utilizadas no projeto de novos trocadores de calor com pequenos canais.

As visualizações realizadas durante os testes, tanto para os condensadores sem e com a fronteira porosa, apresentaram somente o padrão de escoamento estratificado, quando baixas vazões eram utilizadas. Para os casos em que altas taxas

de vazão eram utilizadas, outros três padrões de escoamento puderam ser observados: anular, à bolhas e pistonado. O padrão pistonado somente podia ser observado para o condensador com canal de 1,5 mm (com e sem a fronteira porosa). Todos os outros condensadores apresentavam somente os padrões de escoamento anular e à bolhas. Os fatores geométricos mostraram uma grande influência nas características nos padrões de escoamento, sendo que o padrão de escoamento pistonado só era observado nos condensadores com canais de 1,5 mm. Um mapa de escoamento, considerando as transições para os diferentes regimes observados foi apresentado. Comparações com outros mapas de escoamentos propostos também foram feitas. Contudo, o mapa proposto apresenta os padrões de escoamento e as linhas de transição para os testes realizados com escoamento bifásico com transferência de calor, em canais com seção transversal retangular. Os mapas utilizados para comparação utilizavam escoamento adiabático e canais com dimensões muito superiores. Os efeitos da tensão superficial na transição para os diferentes regimes de escoamento, também pode ser observada. À partir dos testes, era observado que os efeitos da tensão superficial em canais de seção transversal retangular eram mais significativos, pois líquido se acumulava nos cantos dos canais, permanecendo ali por ação da força gravitacional. Também era verificado, que as transições de um regime de escoamento a outro, para canais com dimensões reduzidas, ocorriam à velocidades superficiais do vapor menores do que as verificadas em canais maiores.

Pelo efeito da drenagem do líquido condensado pela fronteira porosa, era verificado que o meniscus apresentava-se ligeiramente defasado do centro do canal, nos testes realizados com o condensador com uma fronteira porosa. A parte do meniscus que apresentava-se em contato com a parede do canal, oposta à fronteira porosa, mostrava uma ausência quase que completa de líquido condensado. Porém, uma maior quantidade de líquido podia ser verificada na parte inferior do canal, principalmente na porção próxima à fronteira porosa.

À partir do que era observado nos experimentos, relativos ao filme de líquido e formato do meniscus, suas influências apresentaram grande importância durante o processo de condensação. Os efeitos da tensão superficial e de cisalhamento durante os processos de transporte e transferência de calor deveriam ser verificados, como

uma forma de se estabelecer um significado físico para o que era observado experimentalmente.

À partir disso, um modelo analítico para o cálculo da distribuição do filme de líquido condensado no canal, sob a presença de uma fronteira porosa, foi elaborado. O modelo obtido era capaz de determinar a distribuição do filme de líquido, de acordo com a capacidade de bombeamento. O efeito de drenagem da fronteira porosa também era avaliada, podendo ser verificada à partir da espessura do filme de líquido próximo a ela. A partir dos cálculos, podia ser comprovado que a fronteira porosa apresentava limitações quanto à drenagem do líquido condensado, para capacidades de bombeamento elevadas. Tal característica também podia ser verificada durante os testes experimentais, quando elevadas capacidades de bombeamento (através do aumento da vazão do fluido) eram aplicadas ao condensador com a fronteira porosa.

Com os resultados obtidos à partir do modelo de distribuição do filme de líquido, um modelo para estabelecer a curvatura do meniscus, durante a condensação, foi desenvolvido. Levando-se em consideração a espessura do filme de líquido, a curvatura do meniscus podia ser determinada. Essa determinação levava em consideração os efeitos do processo de transferência de calor e a variação da tensão superficial com relação à temperatura (chamado de efeito Marangoni) na interface líquido/vapor. Não somente a curvatura do meniscus podia ser determinada, mas também o perfil de temperaturas e pressão na interface líquido/vapor.

Numa análise macroscópica, os cálculos referentes à espessura do meniscus e perfis de temperatura e pressão, mostraram-se coerentes com o que era observado experimentalmente. Os cálculos realizados pelo modelo analítico mostravam que o meniscus apresentava-se ligeiramente defasado do centro do canal, assim como o que era observado durante os testes experimentais. Esse comportamento era decorrente da capacidade de drenagem da fronteira porosa, a qual representava uma importante característica de operação quando comparada com os condensadores sem a fronteira porosa. A distribuição da temperatura do vapor na interface, mostrava que a mudança de fase ocorria exatamente na interface líquido/vapor, a qual era praticamente estacionária nos testes experimentais observados, quando o evaporador capilar estava sendo utilizado. Da mesma forma, os cálculos da pressão na interface líquido/vapor comprovava que esse parâmetro era influenciado pelo fluido de trabalho, temperatura

de saturação utilizada e tensão de cisalhamento entre as fases. Porém, não apresentava influência alguma de outros parâmetros, tal como o número de dispersão.

Como forma de dar continuidade ao trabalho realizado, alguns assuntos ainda deveriam ser investigados, tratando da condensação convectiva em pequenos canais. As sugestões que podem ser feitas para futuras pesquisas, são listadas a seguir:

- 1) Utilização de outros fluidos de trabalho (acetona, freon, amônia, etc) para obter uma maior quantidade de dados experimentais, com relação ao Número de Nusselt e perda de carga, bem como aprimorar os procedimentos de projeto de tal equipamento;
- 2) Testes com canais com outras formas de seção transversal (triangular, semi-círculo, etc), a fim de avaliar os efeitos de diferentes geometrias no processo de transferência de calor, perda de carga e padrões de escoamento;
- 3) Elaboração de um estudo analítico, visando obter as equações de transição para os diferentes padrões de escoamento verificados nos canais de pequenos diâmetros, considerando diferentes geometrias;
- 4) Verificação do processo de condensação convectiva, utilizando materiais porosos com características diferentes. O objetivo seria determinar os fatores que influenciariam o uso de diferentes materiais porosos, bem como quanto às limitações de drenagem, no processo de condensação;
- 5) A espessura do filme de líquido poderia ser determinada através do uso de sondas que não interfiram no fenômeno. Esse procedimento permitiria uma comparação entre os resultados experimentais com os calculados, à partir do modelo de simulação. Da mesma forma, o uso dessa instrumentação poderia ser utilizada para melhor correlacionar os resultados obtidos referentes à curvatura do meniscus.

Apêndice A – Desenhos

1. Evaporador Plano Capilar

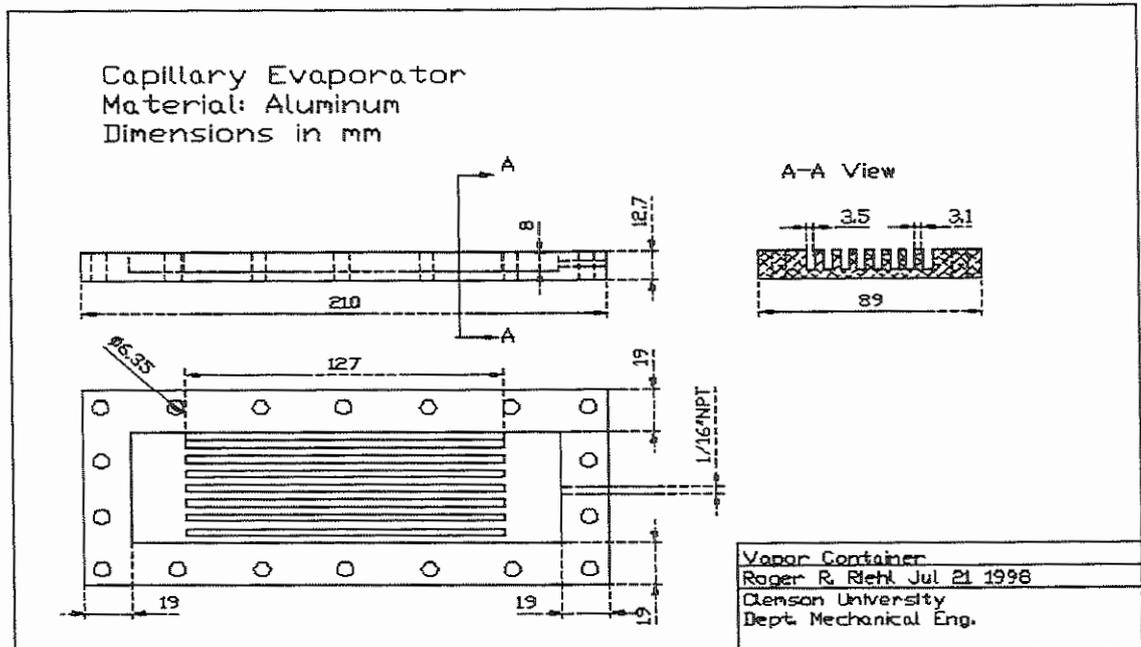


Figura A.1 – Container do vapor para o evaporador capilar.

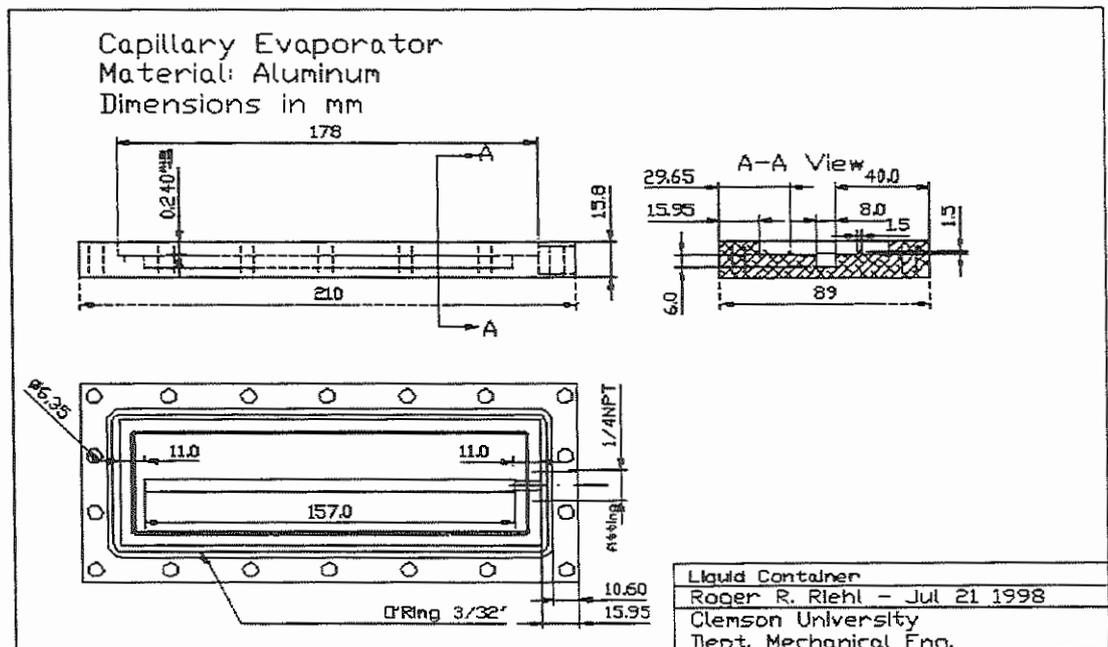


Figura A-2 –Container do líquido para o evaporador capilar.

Apêndice B – Propriedades do Metanol

Tabela B-1: Propriedades para metanol (PETERSON, 1994): peso molecular: 32,00.

T °C	i_{lv} kJ/kg	ρ_l kg/m ³	ρ_v kg/m ³	k_l W/m K	μ_l Pa.s	μ_v Pa.s, x10 ⁺⁶	P_v bars	cp_v kJ/kgK	σ N/m, x10 ⁺²
-50	1194	843,5	0,01	0,210	17,00	0,72	0,01	1,20	3,26
-30	1187	833,5	0,01	0,208	13,00	0,78	0,02	1,27	2,95
-10	1182	818,7	0,04	0,206	9,45	0,85	0,04	1,34	2,63
10	1175	800,5	0,12	0,204	7,01	0,91	0,10	1,40	2,36
30	1155	782,0	0,31	0,203	5,21	0,98	0,25	1,47	2,18
50	1125	764,1	0,77	0,202	3,99	1,04	0,55	1,54	2,01
70	1085	746,2	1,47	0,201	3,14	1,11	1,31	1,61	1,85
90	1035	724,4	3,01	0,199	2,59	1,19	2,69	1,79	1,66
110	980	703,6	5,64	0,197	2,11	1,26	4,98	1,92	1,46
130	920	685,2	9,81	0,195	1,66	1,31	7,86	1,92	1,25
150	850	653,2	15,90	0,193	1,38	1,38	8,94	1,92	1,04

Tabela B-2: Coeficientes de temperatura-propriedade para metanol (FAGHRI, 1996).

Propriedade ^a Unidade	Faixa de Temp (°C)	α_0	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	Erro %
P_v (10 ⁵ Pa)	0,0 – 240	-1,6152	1,4019-2 ^b	4,8134-4	-4,9648-6	2,0428-8	-3,0437-11	1,69
i_{lv} (kJ/kg)	0,0 – 240	7,1001	-1,6650-3	4,2482-5	-8,2591-7	5,2087-9	-1,1710-11	0,39
ρ_l (kg/m ³)	0,0 – 240	-2,0054-1	-5,5461-3	1,8492-4	-2,6081-6	1,4646-8	-2,8794-11	1,96
ρ_v (kg/m ³)	60,0 – 240	-67,300	2,1944	-3,0858-2	2,1359-4	-7,2014-7	9,4732-10	6,77
μ_l (10 ⁻³ N.s/m ²)	0,0 – 240	-2,0529-1	-1,8685-2	1,2225-4	-1,0701-6	4,5665-9	-7,2697-11	0,35
μ_v (10 ⁻³ N.s/m ²)	0,0 – 240	4,4794	3,3930-3	4,0163-6	-7,3376-8	2,4641-10	-2,1042-13	0,28
k_l (W/m K)	0,0 – 140	-1,5847	-4,0650-4	1,1186-5	-2,2761-7	1,6087-9	-3,9220-12	0,03
k_v (W/m K)	40,0 – 220	-6,7646	8,9038-3	-3,5238-5	1,4232-7	-4,0030-10	5,0729-13	0,03
σ (N/m)	0,0 – 240	3,2019	-6,2365-3	1,1123-4	-1,7652-6	1,0660-8	-2,4530-11	0,65
$c_{p,l}$ (kJ/kg K)	0,0 – 40	8,8377-1	6,2710-4	9,6297-6	0,0	0,0	0,0	0,01
$c_{p,v}$ (kJ/kg K)	0,0 – 140	3,1404-1	5,0100-3	-1,7365-4	3,4376-6	-2,5001-8	5,9705-11	0,40

^a Função polinomial: $\ln(\text{propriedade}) = \alpha_0 + \alpha_1 T + \alpha_2 T^2 + \alpha_3 T^3 + \alpha_4 T^4 + \alpha_5 T^5$

^b Notação 1,4019-2 representa $1,4019 \times 10^{-2}$

Bibliografia Citada e Consultada

Bibliografia Citada

- AFGAN, N. H., JOVIC, L. A., KOVALEV, S. A., LENYKOV, V. A. (1985). *Boiling heat transfer from surfaces with porous layers*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 28, No. 2, pp. 415-422.
- BEGG, E.; KHRUSTALEV, D.; FAGHRI, A. (1999). *Complete condensation of forced convection two-phase flow in a miniature tube*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 121, pp. 904-915.
- BEJAN, A. (1997). *Advanced Engineering Thermodynamics*. 2nd Edition, John Wiley & Sons.
- BEJAN, A. (1995). *Convection Heat Transfer*. 2nd Edition, John Wiley and Sons.
- BOWERS, M. B.; MUDAWAR, I. (1994a). *Two-phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks: Part 1 - Design criteria and heat diffusion constraints*. Transactions of the ASME, Vol. 116, pp. 290-297.
- BOWERS, M. B.; MUDAWAR, I. (1994b). *Two-phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks: Part 2 - Flow rate and pressure drop constraints*. Transactions of the ASME, Vol. 116, pp. 298-305.
- BOWERS, M. B.; MUDAWAR, I. (1994c). *High flux boiling in flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, No. 2, pp. 321-332.
- BUZ, V. N., SMIRNOV, H. F. (1997). *The film-wise condensation on the finned surfaces and with artificial suction in space conditions. The general analysis, modeling, research*. Proceedings of the Physics of Heat Transfer in Boiling and Condensation, Moscow, May 21-24, pp. 545-549.
- CAREY, V. P. (1992). *Liquid-vapor phase-change phenomena*. Taylor & Francis.
- CHANG, S. D.; RO, S. T. (1996). *Pressure drop of pure HFC refrigerants and their mixtures flowing in capillary tubes*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 22, No. 3, pp. 551-561.
- CHATO, J.C., PONCHNER, M., SHIMON, R. L., SWEENEY, K. A., VILLANUEVA, T. C., DOBSON, M. K., WATTELET, J. P., RHINES, N. L., ALLEN, D. G., HERSHBERGER, T. T. (1995). *Prediction of the refrigerant-*

side heat transfer and pressure drop for the design of evaporators and condensers. Proceedings of 46th Annual International Appliance Technical Conference, pp. 01-16.

CHI, S. W. (1976). Heat pipe theory and practice. Hemisphere Publishing Co.

CHIEN, S. F., IBELE, W. (1964). *Pressure drop and liquid film thickness of two-phase annular and annular mist flows.* ASME - Journal of Heat Transfer, pp. 89-96.

CHISHOLM, D. (1973). *Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels.* Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16, pp. 347-358.

COLEMAN, J. W.; GARIMELLA, S. (1999). *Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes.* Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 42, pp. 2869-2881.

COLLIER, J. G. (1981). Convective Heat and Mass Transfer. McGraw-Hill International Book Company.

DASGUPTA, S., SCHONBERG, J. A., WAYNER, P. C. (1993). *Investigation of an evaporating extended meniscus based on the augmented Young-Laplace equation.* ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 115, pp. 201-208.

DASGUPTA, S., KIM, I. Y., WAYNER, P. C. (1994). *Use of the Kelvin-Clapeyron equation to model an evaporating curved microfilm.* ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 116, pp. 1007-1014.

EASTERDAY, O. T., WANG, C. Y. (1995). *A numerical and experimental study of two-phase flow and heat transfer in a porous formation with localized heating from below.* Proceedings of the ASME Heat Transfer and Fluids Engineering Divisions, HTD-Vol. 321/FED-Vol. 233, pp. 723-732.

FAGHRI, A. (1995). Heat Pipe Science and Technology. Taylor & Francis, Chapter 6: *two-phase closed thermosyphons*.

FAGHRI, A.; CHOW, L. C. (1988). *Forced condensation in a tube with suction at the wall for microgravitational applications.* ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 110, pp. 982-985.

FEDOROV, A.; VISKANTA, R. (1999) *Analysis of conjugate heat transfer in a three-dimensional microchannel heat sink for cooling of electronic components.* Proceedings of the ASME HTD-Vol. 364-3, Vol. 3, pp. 89-98.

FEDOROV, A. G.; VISKANTA, R. (2000). *Three dimensional conjugate heat transfer in the microchannel heat sink for electronic packaging.* Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 43, pp. 399-415.

- HAHNE, E.; SPINDLER, K.; SKOK, H. (1993). *A new pressure drop correlation for subcooled flow boiling of refrigerants*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 17, pp. 4267-4274.
- HIHARA, E.; SAITO, T. (1989). *Forced convective boiling heat transfer of binary mixtures in a horizontal tube*.
- HIHARA, E., TANIDA, K., SAITO, T. (1989). *Forced convective boiling experiments of binary mixtures*. JSME Int. Journal, Series II, Vol. 32, No. 1, pp. 98-106.
- INCROPERA, F. P.; KERBY, J. S.; MOFFAT, D. F.; RAMADHYANI, S. (1986). *Convection heat transfer from discrete heat sources in a rectangular channel*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 29, No. 7, pp. 1051-1058.
- JUNG, D. S.; MCLIDEN, M.; RADERMACHER, R.; DIDION, D. (1989a). *A study of flow boiling heat transfer with refrigerant mixtures*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32, No. 9, pp. 1751-1764.
- JUNG, D. S.; MCLIDEN, M.; RADERMACHER, R.; DIDION, D. (1989b). *Horizontal flow boiling heat transfer experiments with a mixture of R22 / R 114*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.32, No. 1, pp. 131-145.
- JUNG, D. S.; RADERMACHER, R. (1989). *Prediction of pressure drop during horizontal annular flow boiling of pure and mixed refrigerants*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.32, No. 12, pp. 2435-2446.
- KANDLIKAR, S. G. (1990). *A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 112, pp. 219-228.
- KHRUSTALEV, D.; FAGHRI, A. (1995). *Boiling heat transfer in the miniature axially-grooved rectangular channel with discrete heat sources*. ASME - National Heat Transfer Conference, HTD - Vol. 305, pp. 165-174.
- KHRUSTALEV, D.; FAGHRI, A. (1998). *Coupled liquid and vapor flow in miniature passages with micro grooves*. Proceeding of the ASME-Heat Transfer Division, HTD-Vol.361-3/PID-Vol.3, pp. 203-209.
- KLIMENKO, V. V. (1990). *A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer - second assessment*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, No. 10, pp. 2073-2088.
- KU, J. (1993). *Overview of capillary pumped loop technology*. Heat Pipe and Capillary Pumped Loops, HTD-Vol. 236, pp. 1-17.

- KU, J. (1994). *Thermodynamic aspects of capillary pumped loop operation*. 6th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, Colorado Springs, CO, June 20-23, paper #AIAA94-2059.
- KU, J. (1995). *Start-up issues of capillary pumped loops*. IX International Heat Pipe Conference, May 1-5, Albuquerque-NM.
- KU, J. (1997). *Recent advances in capillary pumped loop technology*. National Heat Transfer Conference, Baltimore, MD, August 10-12, pp.1-21.
- LAZAREK, G. M.; BLACK, S. H. (1982). *Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 25, No. 7, pp. 945-960.
- LIN, P. Y., HANRATTY, T. J. (1987a). *Detection of slug flow from pressure measurements*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 1, pp. 13-21.
- LIN, P. Y., HANRATTY, T. J. (1987b). *Effect of pipe diameter on flow patterns for air-water flow in horizontal pipes*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 4, pp. 549-563.
- LIN, S.; KWOK, C. C. K.; LI, R. -Y.; CHEN, Z. -H.; CHEN, Z. -Y. (1991). *Local frictional pressure drop during vaporizations of R-12 through capillary tubes*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 17, No. 1, pp. 95-102.
- LOCKHART, R. W., MARTINELLI, R. C. (1949). *Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes*. Chem. Eng. Prog., Vol. 45, No. 1, pp. 39-48.
- MA, H. B., PETERSON, G. P. (1998). *The minimum meniscus radius and capillary heat transport limit in micro heat pipes*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 120, pp. 227-233.
- MAJUMDAR, A., TIEN, C. L. (1990). *Effects of surface tension on film condensation in a porous medium*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 112, pp. 751-757.
- MATSUI, G. (1984). *Identification of flow regimes in vertical gas-liquid two-phase flow using differential pressure fluctuations*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 10, No. 6, pp. 711-720.
- MIRZAMOGHADAM, A., CATTON, I. (1988). *A physical model of the evaporating meniscus*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 110, pp. 201-207.
- MISHIMA, K.; HIBIKI, T.; NISHIHARA, H. (1993). *Some characteristics of gas-liquid flow in narrow rectangular ducts*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19, No. 1, pp. 115-123.

- MOFFAT, R. J. (1988). *Describing the uncertainties in experimental results*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 1, pp. 3-17.
- NIDEGGER, E., THOME, J. R., FAVRAT, D. (1997). *Flow boiling and pressure drop measurements for R-134^a oil mixtures Part 1: Evaporations in a microfın tube*. HVAC&R Research, Vol. 3, No. 1, pp. 38-53.
- OCHOA-TAPIA, J. A.; WHITAKER, S. (1995a). *Momentum transfer at the boundary between a porous media and a homogeneous fluid – I. Theoretical development*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, No. 14, pp. 2635-2646.
- OCHOA-TAPIA, J. A.; WHITAKER, S. (1995b). *Momentum transfer at the boundary between a porous media and a homogeneous fluid – II. Comparison with experiment*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, No. 14, pp. 2647-2655.
- OCHOA-TAPIA, J. A.; WHITAKER, S. (1997). *Heat transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 11, pp. 2691-2707.
- PENG, X. F.; PETERSON, G. P. (1996). *Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 12, pp. 2599-2608.
- PENG, X. F.; PETERSON, G. P. (1995). *The effect of thermo-fluid and geometrical parameters on convection of liquids through rectangular microchannels*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, No. 4, pp. 755-758.
- PENG, X. F.; PETERSON, G. P.; WANG, B. X. (1996). *Flow boiling of binary mixtures in microchannel plated*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 6, pp. 1257-1264.
- PENG, X. F.; WANG, B. -X. (1993). *Forced convection and flow boiling heat transfer for liquid flowing through microchannels*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 14, pp. 3421-3427.
- PETERSON, G. P. (1994). An Introduction to Heat Pipes. John Wiley & Sons Inc.
- PHILIP, J. R. (1977). *Unitary approach to capillary condensation and adsorption*. The Journal of Chemical Physics, Vol. 66, No. 11, pp. 5069-5075.
- PRATT, D. M., BROWN, J. R., HALLINAN, K. P. (1998). *Thermocapillary effects on the stability of a heated curved meniscus*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 120, pp. 220-226.
- RAMESH, P. S., TORRANCE, K. E. (1990). *Numerical algorithm for problems involving boiling and natural convection in porous materials*. Numerical Heat Transfer, part B, Vol. 17, pp. 1-24.

- RAVIGURURAJAN, T. S.; CUTA, J.; MCDONALD, C. E.; DROST, M. K. (1996). *Effects of heat flux on two-phase flow characteristics of refrigerant flows in a micro-channel heat exchanger*. ASME - National Heat Transfer Conference, HTD - Vol. 329, pp. 167-178.
- SIVAGNANAM, P.; BALAKRISHNAN, A. R.; VARMA, Y. B. G. (1994). *On the mechanism of subcooled flow boiling of binary mixtures*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, No. 4, pp. 681-689.
- SMIRNOV, H. F., BUZ, V. N. (1995). *The condensation on the finned, corrugated surfaces when condensate film flows without gravitational forces action*. Proceedings of the IX International Heat Pipe Conference, May 1-5, Albuquerque-NM, Vol. 1, pp. 509-513.
- SMIRNOV, H. F.; BUZ, V. N.; GONCHANOV, K. A. (1997). *Intensification of heat exchange in two-phase loop condensers of space application*. 10th International Heat Pipe Conference, Sept. 21-25, Stuttgart, Germany.
- STENGER, F. J. (1966). *Experimental feasibility study of water-filled capillary pumped heat transfer loops*. NASA TM-X-1310. NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH.
- SWANSON, L. W., HERDT, G. C. (1992). *Model of evaporating meniscus in a capillary tube*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 11, pp. 434-441.
- THOM, J. R. S. (1964). *Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 7, pp. 709-724.
- THOMPSON, R. L., DEWITT, K. J., LABUS, T. L. (1980). *Marangoni bubble motion phenomenon in zero gravity*. Chem. Eng. Commun, Vol. 5, pp. 299-314.
- TRAN, T. N.; WAMBSGANSS, M. W.; FRANCE, D. M. (1996). *Small circular- and rectangular-channel boiling with two refrigerants*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 22, No. 3, pp. 485-498.
- TRIPLETT, K. A.; GIAASIAAN, S. M.; ABDEL-KHALIK, S. I.; SADOWSKI, D. A. (1999a). *Gas-liquid flow in microchannels part I: two-phase flow patterns*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 25, pp. 377-394.
- TRIPLETT, K. A.; GIAASIAAN, S. M.; ABDEL-KHALIK, S. I.; LEMOUEL, A.; MCCORD, B. N. (1999b). *Gas-liquid flow in microchannels part II: void fraction and pressure drop*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 25, pp. 395-410.
- TUCKERMANN, D. B.; PEASE, R. F. W. (1981). *High-performance heat sinking for VLSI*. IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-2, No.5, pp. 126-129.

- TURNER, S.; SUN, H.; FAGHRI, M.; GREGORY, O. (1999). *Local pressure measurement of gaseous flow through microchannels*. Proceedings of the ASME, HTD-Vol.364-3, Vol. 3, pp. 71-79.
- TUTU, N. K. (1982). *Pressure fluctuations and flow pattern recognition in vertical two phase gas-liquid flows*. Int. J. Multiphase flow, Vol. 8, No. 4, pp. 443-447.
- UDELL, K. S. (1983). *Heat transfer in porous media heated from above with evaporation, condensation, and capillary effects*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 105, pp. 485-492.
- UDELL, K. S. (1985). *Heat transfer in porous media considering phase change and capillarity – the heat pipe effect*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 28, No. 2, pp. 485-495.
- VAFAI, K.; THIYAGARAJA, R. (1987). *Analysis of flow and heat transfer at the interface region of a porous medium*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 30, No. 7, pp. 1392-1405.
- WAMBSGANSS, M. W.; JENDRZEJCZYK, J. A.; FRANCE, D. M. (1991). *Two-phase flow patterns and transitions in small, horizontal, rectangular channels*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 17, No. 3, pp. 327-342.
- WANG, C. Y.; BACKERMANN, C. (1993). *A two-phase mixture model of liquid-gas flow and heat transfer in a capillary porous media – II. Application to pressure-driven boiling flow adjacent to a vertical heated plate*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 11, pp. 2759-2768.
- WANG, C. Y.; BACKERMANN, C.; FAN, C. (1994). *Numerical study of boiling and natural convection in a capillary porous media using the two-phase mixture model*. Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 26, pp. 375-398.
- WANG, B. X., DU, X. Z. (2000). *Study on laminar film-wise condensation for vapor flow in an inclined small/mini-diameter tube*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 43, pp. 1859-1868.
- WANG, B. X.; PENG, X. F. (1994). *Experimental investigation on liquid forced-convection heat transfer through microchannels*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, Suppl.1, pp. 73-82.
- WEISBERG, A.; BAU, H. H. (1992). *Analysis of microchannels for integrated cooling*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 35, No. 10, pp. 2465-2474.
- WILMARTH, T.; ISHII, M. (1994). *Two-phase flow regimes in narrow rectangular vertical and horizontal channels*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, No. 12, pp. 1749-1758.

- XIA, C.; GUO, Z.; HU, W. (1992). *Mechanism of boiling heat transfer in narrow channels*. ASME - Two-phase flow and heat transfer, HTD - Vol. 197, pp. 111-119.
- XU, J. L.; CHENG, P.; ZHAO, T. S. (1999). *Gas-liquid two-phase regimes in rectangular channels with mini/micro gaps*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 25, pp. 411-432.
- YANG, C. -Y.; WEBB, R. L. (1996). *Friction pressure drop of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminium tubes with and without microfins*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 4, pp. 801-809.
- ZÜRCHER, E., THOME, J. R., FAVRAT, D. F. (1997). *Flow boiling and pressure drop measurements for R-134a. oil mixtures Part 2: Evaporations in a plain tube*. HVAC&R Research, Vol. 3, No. 1, pp. 54-64.

Bibliografia Consultada

- ABDUL-RAZZAK, A.; SHOUKRI, M.; CHANG, J. S. (1995). *Characteristics of refrigerant R-134a liquid-vapor two-phase flow in a horizontal pipe*. ASHRAE Transactions, Vol. 101, pp. 1-12.
- ADAMS, T. M.; ABDEL-KHALIK, S. I.; JETER, S. M.; QURESHI, Z. H. (1997). *An experimental investigation in single-phase forced convection in microchannels*. AIChE Symposium Series – Heat Transfer, Baltimore, No. 314, Vol. 93, pp. 87-94.
- ADAMS, T. M.; DOWLING, M. F.; ABDEL-KHALIK, S. I.; JETER, S. M. (1999). *Applicability of traditional turbulent single-phase forced convection correlations to non-circular microchannels*. Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 42, pp. 4411-4415.
- ADAMS, T. M.; GHIAASIAAN, S. M.; ABDEL-KHALIK, S. I. (1999). *Enhancement of liquid forced convection heat transfer in microchannels due to the release of dissolved noncondensables*. Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 42, pp. 3563-3573.
- ALIGOODARZ, M. R.; KENNING, D. B. R. (1995). *Flow boiling in a narrow channel*. Proceedings of Convective Flow Boiling, Banff, Alberta, Canada, April 30 – May – 5, pp. 311-315.
- AMMERMAN, C. N., YOU, S. M. (1998). *Enhanced convective boiling of FC-87 in small, rectangular, horizontal channels: heat transfer coefficient and CHF*. AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, Albuquerque.

- AMMERMAN, C. N., YOU, S. M. (1998). *Enhancing small-channel convective boiling performance using a microporous surface coating*. IMECE Conference, Anaheim.
- ANDRITSOS, N., HANRATTY, T. J. (1987). *Influence of interfacial waves in stratified gas-liquid flows*. AIChE Journal, Vol. 33, No. 3, pp. 444-454.
- ANDRITSOS, N., WILLIAMS, L., HANRATTY, T. J. (1989). *Effect of liquid viscosity on the stratified-slug transition in horizontal pipe flow*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 15, No. 6, pp. 877-892.
- ANTONENKO, V. A., CROLENKO, A. F., KUDRITSKY, G. R., OSTROVSKY, Y. N. (1990). *Mechanism of vapor phase propagation at boiling inside the heat pipe weak*. 7th International Heat Pipe Conference, 10 p.
- AWWAD, A., XIN, R. C., EBADIAN, M. A., SOLIMAN, H. M. (1995). *Flow patterns and pressure drop in air/water two-phase flow in horizontal helicoidal pipes*. Transactions of the ASME - Journal of Fluids Engineering, Vol. 117, pp. 720-726.
- BALASUBRAMANIAM, R. CHAI, A. T. (1987). *Thermocapillary migration of droplets: an exact solution for small Marangoni numbers*. Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 119, No. 2, pp. 531-538.
- BEJAN, A.; KHAIR, K. R. (1985). *Heat and mass transfer by natural convection in a porous medium*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 28, No. 5, pp. 909-918.
- BAR-COHEN, A.; SCHWEITZER, H. (1985). *Thermosyphon boiling in vertical channels*. Transactions of the ASME, Vol. 107, pp. 772-778.
- BARNEA, D. (1986). *Transition from annular flow and from dispersed bubble flow - unified models for the whole range of pipe inclinations*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 12, No. 5, pp. 733-744.
- BARNEA, D. (1987). *A unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 1, pp. 1-12.
- BARNEA, D., BRAUNER, N., (1985). *Holdup of the liquid slug in two-phase intermittent flow*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 11, No. 1, pp. 43-49.
- BARNEA, D., SHOHAM, O., TAITEL, Y. (1982a). *Flow pattern transition for downward inclined two-phase flow: horizontal to vertical*. Chemical Engineering Science, Vol. 37, No. 5, pp. 735-740.
- BARNEA, D., SHOHAM, O., TAYTEL, Y. (1982b). *Flow pattern transition for vertical downward two-phase flow*. Chemical Engineering Science, Vol. 37, No. 5, pp. 741-744.

- BARNEA, D., SHOHAM, O., TAITEL, Y., DUCKLER, A. E. (1985). *Gas-liquid flow in inclined tubes: flow patterns transitions for upward flow*. Chemical Engineering Science, Vol. 40, No. 1, pp. 131-136.
- BENNET, D. L.; CHEN, J. C. (1980). *Forced convective boiling in vertical tubes for saturated pure components and binary mixtures*. AIChE Journal, Vol. 26, No. 3, pp. 454-461.
- BERETTA, A.; FERRARI, P.; GALBIATI, L.; ANDREINI, P. A. (1997). *Horizontal oil-water flow in small diameter tubes. Flow patterns*. Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 24, No. 2, pp. 223-229.
- BERETTA, A.; FERRARI, P.; GALBIATI, L.; ANDREINI, P. A. (1997). *Horizontal oil-water flow in small diameter tubes. Pressure drop*. Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 24, No. 2, pp. 231-239.
- BERGLES, A. E., ROHSENOW, W. M. (1964). *The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer*. ASME - Journal of Heat Transfer, pp. 365-372.
- BHAVNANI, S. H.; TSAI, C. -P.; JAEGER, R. C.; EISON, D. L. (1993). *Na integral heat sink for cooling microelectronic components*. ASME Journal of Electronic Packaging, Vol. 115, pp. 284-291.
- BILICKI, Z., KESTIN, J. (1987). *Transition criteria for two-phase flow patterns in vertical upward flow*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 3, pp. 283-294.
- BJORGE, R. W.; HALL, G. R.; ROHSENOW, W. M. (1982). *Correlation of forced convection boiling heat transfer data*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 25, No. 6, pp. 753-757.
- BOUSMAN, W. S.; MCQUILLEN, J. B.; WITTE, L. C. (1996). *Gas-liquid flow patterns in microgravity: effects of tube diameter, liquid viscosity and surface tension*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 22, No. 6, pp. 1035-1053.
- BRADDEAN, R.; INGHAM, D. B. (1997). *The unsteady penetration of free convection flows caused by heating and cooling flat surfaces in a porous media*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 3, pp. 665-687.
- CAO, Y.; FAGHRI, A. (1994). *Conjugate analysis of a flat-plate type evaporator for capillary pumped loops with three-dimensional vapor flow in the groove*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, No. 3, pp. 401-409.
- CAO, Y.; FAGHRI, A. (1994). *Analytical solutions 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, No. 10, pp. 1525-1533.

- CHAN, A. M. C. (1995). *Stratified flow film boiling inside horizontal tubes*. ASME - Journal of Heat Transfer, Vol 117, pp. 179-184.
- CHAN, S. H.; ZHANG, W. (1994). *Rewriting theory and the dryout heat flux of smooth and grooved plates with uniform heating*. ASME J. Heat Transfer, Vol. 116, pp. 173-179.
- CHEN, J. C. (1966). *Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow*. I&EC Process Design and Development, Vol. 5, No. 3, pp. 322-329.
- CHEN, Y. -T; BOEHM, R. F. (1996). *Drying of a moist porous medium by bulk flow of gas*. Proceedings of the ASME Heat Transfer Division, HTD-Vol. 334, Vol. 3, pp. 271-278.
- CHIKH, S.; BOUMEDIEN, A.; BOUHADEF, K.; LAURIAT, G. (1995). *Analytical solution of non-Darcian forced convection in an annular duct partially filled with a porous medium*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, No. 9, pp. 1543-1551.
- CRAWFORD, T. J., WEINBERGER, C. B., WEISMAN, J. (1985). *Two-phase flow patterns and void fractions in downward flow part I: Steady-state flow patterns*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 11, No. 6, pp. 761-782.
- DE VRIES, D. A. (1987). *The theory of heat and moisture transfer in porous media revised*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 30, No. 7, pp. 1343-1350.
- DOBSON, M. K., CHATO, J. C. (1998). *Condensation in smooth horizontal tubes*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 120, pp. 193-213.
- ECKLES, S. J., PATE, M. B. (1991). *In-tube evaporation and condensation of refrigerant-lubricant mixtures of HFC-134a and CFC-12*. ASHRAE Transactions Vo. 97, Part 2, pp. 62-71.
- FORE, L. B.; WITTE, L. C.; MCQUILLEN, J. B. (1997). *Heat transfer to two-phase slug flows under reduced-gravity conditions*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 23, No. 2, pp. 301-311.
- FUJITA, Y.; OHTA, H.; UCHIDA, S.; NISHIKAWA, K. (1988). *Nucleate boiling heat transfer and critical heat flux in narrow space between rectangular surfaces*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 31, No. 2, pp. 229-239.
- FUSHINOBU, K.; HIJIKATA, K.; KUROSAKI, Y. (1996). *Heat transfer regime map for electronic devices cooling*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 15, pp. 3139-3145.

- GERSEY, C. O.; MUDAWAR, I. (1993). *Orientation effects on critical heat flux from discrete, in-line heat sources in a flow channel*. ASME J. Heat Transfer, Vol. 115, pp. 973-985.
- GERSEY, C. O.; WILINGHAM, T. C.; MUDAWAR, I. (1992). *Design parameters and practical considerations in the two-phase forced-convection cooling of multi-chip modules*. ASME Journal of Electronic Packaging, Vol. 114, pp. 280-289.
- GNIELINSKI, V. (1976). *New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow*. Int. Chemical Engineering, Vol. 16, No. 2, pp. 359-368.
- GUI, F.; REINARTS, T. R.; SCARINGE, R. (19--). *Steady-state and transient performance of cooling technique for micro-channel electronic chip*.
- HAHNE, E.; MÜLLER, J. (1983). *Boiling on finned tube and a finned tube bundle*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 26, No. 6, pp. 849-859.
- HAMBRAEUS, K. (1991) *Two phase flow boiling of oil-HFC 134a mixture*. XVIII International Congress of Refrigeration, paper 91.
- HAHSAN, A.; ROY, R. P.; KARLA, S. P. (1990). *Experiments on subcooled flow boiling heat transfer in a vertical annular channel*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, No. 10, pp. 2285-2293.
- HARPER, J. F., MOORE, D. W., PEARSON, J. R. A. (1967). *The effect of the variation of surface tension with temperature on the motion of bubbles and drops*. J. Fluid Mechanics, Vol 27, part 2, pp. 361-366.
- HEINDEL, T. J.; INCROPERA, F. P.; RAMADHYANI, S. (1992a). *Liquid immersion cooling of a longitudinal array of discrete heat sources in protruding substrates: I - Single-phase convection*. ASME Journal of Electronic Packaging, Vol. 114, pp. 55-62.
- HEINDEL, T. J.; INCROPERA, F. P.; RAMADHYANI, S. (1992b). *Liquid immersion cooling of a longitudinal array of discrete heat sources in protruding substrates: II - Forced convection boiling*. ASME Journal of Electronic Packaging, Vol. 114, pp. 63-70.
- HOANG T., KU, J. (1995). *Theory of hydrodynamic stability for capillary pumped loops*. National Heat Transfer Conference, Portland, OR, August 6-9.
- HSU, C. T.; CHENG, P. (1990). *Thermal dispersion in a porous medium*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, No. 3, pp. 1587-1597.
- ISHIBASHI, E.; NISHIKAWA, K. (1969). *Saturated boiling heat transfer in narrow spaces*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 12, pp. 863-894.



- JUBRAN, B. A.; SWIETY, S. A.; HAMDAN, M. A. (1996). *Convective heat transfer and pressure drop characteristics of various array configurations to simulate the cooling of electronic modules*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 16, pp. 3519-3529.
- KAVIANY, M. (1986). *Boundary-layer treatment of film condensation in the presence of a solid matrix*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 29, No. 6, pp. 951-954.
- KATTAN, N.; THOME, J. R.; FAURAT, D. (1995). *Measurement and prediction of two-phase flow patterns for new refrigerants inside horizontal tubes*. ASHRAE Transactions, pp. 1251-1257.
- KISEEV, V. M., BELONOGOV, A. G, POGORELOV, N. P. (1997). *Development of two-phase loops with capillary pumps*. 27th International Conference on Environmental Systems, Lake Tahoe, NV, July 14-17, paper #972482.
- KOLOS, K., R., HEROLD, K. E. (1997). *Low frequency temperature and fluid oscillations in capillary pumped loops*. National Heat Transfer Conference, Baltimore, MD, August 10-12, paper #AIAA 97-3872.
- KU, J., SWANSON, T. D., HEROLD, K., KOLOS, K. (1993). *Flow visualization within a capillary evaporator*. 23rd International Conference on Environmental Systems, Colorado Springs, CO, July 12-15.
- KUO, C. S., WANG, C. C. (1996). *Horizontal flow boiling of R22 and R407C in a 9.52 mm micro-fin tube*. Applied Thermal Engineering, Vol. 16, Nos 8/9, pp. 719-731.
- KUTATELADZE, S. S. (1961). *Boiling heat transfer*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 4, pp. 31-45.
- LAI, F. C.; KULACKI, F. A. (1991). *Coupled heat and mass transfer by natural convection from vertical surfaces in a porous media*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 34, No. 4, pp. 1189-1194.
- LIENHARD, J.; DHIR, V. (1972). *A simple analysis of laminar film condensation with suction*. ASME J. Heat Transfer, pp. 334-336, August.
- LIN, P. Y., HANRATTY, T. J. (1986). *Prediction of the initiation of slugs with linear stability theory*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 12, No. 1, pp. 79-98.
- MACBAIN, S. M., BERGLES, A. E., RAINA, S. (1997). *Heat transfer and pressure drop characteristics of flow boiling in a horizontal deep spirally fluted tube*. HVAC&R Research, Vol. 3, No. 1, pp. 65-80.

- MADDOX, D. E.; MUDAWAR, I. (1989). *Single- and two-phase convective heat transfer from smooth and enhanced microelectronic heat sources in a rectangular channel*. ASME J. Heat Transfer, Vol. 111, pp. 1045-1052.
- MAIDANIK, Y. F., FERSHTATER, Y. G., PASTUKHOV, V. G. (1995). *Design and investigation of a capillary pumped loop for advanced thermal control systems of space vehicles*. 25th International Conference on Environment Systems, San Diego, CA, July 10-13, paper #951509.
- MALA, G. M.; LI, D.; DALE, J. D. (1997). *Heat transfer and fluid flow in microchannels*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.40, No. 13, pp. 3079-3088.
- MASUOKA, T.; TAKATSU, Y. (1996). *Turbulence model for flow through porous media*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 12, pp. 2803-2809.
- MCQUILLAN, K. W., WHALLEY, P. B. (1985). *Flow patterns in vertical two-phase flow*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 11, No. 2, pp. 161-175.
- MISHIMA, K.; HIBIKI, T. (1996). *Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 22, No. 4, pp. 703-712.
- MISHIMA, K.; ISHII, M. (1984). *Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27, No. 5, pp. 723-737.
- MOAVENI, S. (1996). *A general governing equation for flow of fluids in porous media*. Proceedings of the ASME Heat Transfer Division, HTD-Vol. 334, Vol. 3, pp. 279-286.
- MUDAWAR, I.; BOWERS, M. B. (1995). *Parametric study of ultra-high CHF in highly subcooled water flow inside small diameters tubes*. Proceedings of Convective Flow Boiling, Banff, Alberta, Canada, April 30 – May 5, pp. 117-122.
- MUGHAL, M. P., PLUMB, O. A. (1996). *An experimental study of boiling on a wicked surface*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 4, pp. 771-777.
- MUKHERJEE, H., BRILL, J. P. (1985). *Empirical equations to predict flow patterns in two-phase inclined flow*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 11, No. 3, pp. 299-315.
- NAHLE, R. NEUHAUS, D., SIEKMANN, J., WOZNIAK, G., SRULIJES, J. (1987). *Separation of fluid phases and bubble dynamics in a temperature gradient – a Spacelab D1 experiment*. Z. Flugwiss. Weltraumforsch 11, pp. 211-213.

- O'CONNEL, T., HOANG, T. (1995). *Investigation of power turn down transients in CAPL-1 flight experiment*. 30th AIAA Thermophysics Conference, San Diego, CA, June 19-22, paper #AIAA 95-2067.
- O'CONNEL, T., KU, J. (1996). *Effects of transport line diameters on pressure oscillations in a capillary pumped loop*. 31st AIAA Thermophysics Conference, New Orleans, LA, June 17-20, paper #AIAA 96-1833.
- PATANKAR, S. V.; LIU, C. H.; SPARROW, E. M. (1977). *Fully developed flow and heat transfer in ducts having streamwise-periodic variations of cross-sectional area*. ASME J. Heat Transfer, Vol. 99, pp. 180-186.
- PENG, X. F.; WANG, B. X., PETERSON, G. P., MA, H. B. (1995). *Experimental investigation of heat transfer in flat plates with rectangular microchannels*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, No. 1, pp. 127-137.
- PFAHLER, J.; HARLEY, J.; BAU, H.; ZEMEL, J. (1990). *Liquid transport in micron and submicron channels*. J. Sensors and Actuators, A21-A23, pp. 431-434.
- PFAHLER, J.; HARLEY, J.; BAU, H.; ZEMEL, J. (1991). *Gas and liquid flow in small channels*. ASME - Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems, DSC-Vol. 32, pp. 49-60.
- PIERRE, B. (1964). *Flow resistance with boiling refrigerants - Part I*. ASHRAE Journal, September 1964, pp. 58-65.
- PIERRE, B. (1964). *Flow resistance with boiling refrigerants - Part II*. ASHRAE Journal, September 1964, pp. 73-77.
- QUINTARD, M.; WHITAKER, S. (1995). *Local thermal equilibrium for transient heat conduction: theory and comparison with numerical experiments*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, No. 15, pp. 2779-2796.
- RAHMAN, M. M.; GUI, F. (1993). *Design, fabrication and testing of microchannel heat sinks for aircraft avionics cooling*. Intersociety Energy Conservation Engineering Conference, Atlanta, GA, pp. 1.1-1.6.
- RAHMAN, M. M.; GUI, F. (1993). *Experimental measurements of fluid flow and heat transfer in microchannel cooling passages in a chip substrate*. Proc. ASME, Int. Electronic Packaging.
- RAHLI, O.; TOPIN, F.; TADRIST, L.; PANTALONI, J. (1996). *Analysis of heat transfer with liquid-vapor phase change in a forced-flow fluid moving through porous media*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 18, pp. 3959-3975.
- RAME, E. (1997). *On an approximate model for the shape of a liquid-air interface receding in a capillary tube*. J. Fluid Mech., Vol. 341, pp. 87-96.

- REED, S. J.; MUDAWAR, I. (1997). *Enhancement of boiling heat transfer using highly wetting liquids with pressed-on fins at low contact forces*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 10, pp. 2379-2392.
- RIEHL, R. R.; SELEGHIM Jr., P.; OCHTERBECK, J. M. (1998). *Comparison of heat transfer correlations for single- and two-phase microchannel flows for microelectronics cooling*. ITherm'98 – Sixth Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, Seattle, WA, pp.409-416, May 27-30, 1998.
- RIEHL, R. R., OCHTERBECK, J. M., SELEGHIM Jr, P. (1999) “Condensation in microchannels with a porous boundary: analytical investigation on heat transfer and meniscus shape”. Accepted for publication on the *XV Brazilian Conference of Mechanical Engineering*, Nov. 23-26.
- RITE, R. W.; REZKALLAH, K. S. (1997). *Local and mean heat transfer coefficients in bubbly and slug flows under microgravity conditions*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 23, No. 1, pp. 37-54.
- RUDER, Z., HANRATTY, P. J., HANRATTY, T., J. (1989). *Necessary conditions for the existence of stable slugs*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 15, No. 2, pp. 209-226.
- SAMALAM, V. K. (1989). *Convective heat transfer in microchannels*. Journal of Electronic Materials, Vol. 18, No. 5, pp. 611-617.
- SCHLAGER, L. M., PATE, M. B., BERGLES, A. E. (1989). *Heat transfer and pressure drop during evaporation and condensation of R22 in horizontal micro-fin tubes*. Int. J. Refrigeration, Vol. 12, pp. 6-14.
- SCURLOCK, R. G. (1995). *Enhanced boiling heat transfer surfaces*. Cryogenics, Vol. 35, No. 4, pp. 233-237.
- SPARROW, E. M.; NIETHAMMER, J. E.; CHABOKI, A. (1982). *Heat transfer and pressure drop characteristics of arrays of rectangular modules encountered in electronic equipment*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 25, No. 7, pp. 961-973.
- SPARROW, E. M.; VEMURI, S. B.; KADLE, D. S. (1983). *Enhanced and local heat transfer, pressure drop, and flow friction visualization for arrays of block-line electronic components*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 26, No. 5, pp. 689-699.
- SPARROW, E. M.; YANEZMORENO, A. A.; OTIS, D. R. (1984). *Convective heat transfer response to height differences in an array of block-line electronic components*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27, No. 3, pp. 469-473.
- SPEEDING, P. L., NGUYEN, V. T. (1980). *Regime maps for air water two phase flow*. Chemical Engineering Science, Vol. 35, pp. 779-793.

- STANLEY, R. S.; AMEEL, T. A.; WARRINGTON, R. O. (1995). *Convective flow boiling in microgeometries: a review and applications*. Proceedings of Convective Flow Boiling, Banff, Alberta, Canada, April 30 – May 5, pp. 305-310.
- STANLEY, R. S.; BARRON, R. F.; AMEEL, T. A. (1997). *Two-phase flow in microchannels*. Microelectromechanical Systems (MEMS) – ASME – DSC – Vol. 62 / HTD – Vol. 354, pp. 143-152.
- SUBRAMANIAN, R. S. (1990). *The motion of bubbles and drops in reduced gravity*. Transport Processes in Bubbles, Drops and Particles, Hemisphere Publishing Corporation, NY, pp. 1-42.
- SWANSON, L. W., PETERSON, G. P. (1994). *Evaporating extended meniscus in a V-shaped channel*. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 8, No.1, pp. 172-180.
- TAITEL, Y., BORNEA, D., DUCKLER, A. E. (1980). *Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes*. AIChE Journal, Vol. 26, No. 3, pp. 345-354.
- TAITEL, Y., DUCKLER, A. E. (1976). *A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow*. AIChE Journal, Vol. 22, No. 1, pp. 47-55.
- TAITEL, Y., DUCKLER, A. E. (1987). *Effect of pipe length on the transition boundaries for high-viscosity liquids*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 4, pp. 577-581.
- TEHVER, J., SUI, H., TEMKINA, V. (1992). *Heat transfer and hysteresis phenomena in boiling on porous plasma-sprayed surface*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 5, pp. 714-727.
- TELLES, R. S.; TREVISAN, O. V. (1993). *Dispersion in heat and mass transfer convection boiling along vertical boundaries in porous media*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 5, pp. 1357-1365.
- TENG, H.; CHENG, P.; ZHAO, T. S. (1999). *Instability of condensate and capillary blocking in small-diameter-thermosyphon condensers*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 42, pp. 3071-3083.
- TUCKERMANN, D. B.; PEASE, R. F. W. (1982). *Optimized convective cooling using micromachined structure*. J. Electrochem Soc. 129(3), C 98.
- VAFAI, K.; KIM, S. J. (1990). *Fluid mechanics of the interface region between a porous medium and a fluid layer – an exact solution*. Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 11, No. 3, pp. 254-256.

- VAFAI, K., TIEN, C. L. (1981). *Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 24, pp. 195-203.
- WALLIS, G. B. (1969). One Dimensional Two-Phase Flow. McGraw-Hill, Inc.
- WAYNER Jr., P. C. (1978). *The effect of the London-Van der Waals dispersion force on interline heat transfer*. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 100, pp. 155-159.
- WHITE, S. M., TIEN, C. L. (1987). *Analysis of laminar film condensation in a porous medium*. Proceedings of the ASME-JSME Thermal Joint Engineering Conference, Mar. 22-27, Vol. 2, pp. 401-406.
- WIJAYA, H.; SPATZ, M. W. (1995). *Two-phase flow heat transfer and pressure drop characteristics of R22 and R32/125*. ASHRAE Transaction, Vol. 101, pp. 1-7.
- WONG, T. N., YAU, Y. K. (1997). *Flow patterns in two-phase air-water flow*. Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 24, No. 1, pp. 111-118.
- WOZNIAK, G., SIEKMANN, J., SRULIJES, J. (1988). *Thermocapillary bubble and drop dynamics under reduced gravity – survey and prospects*. Z. Flugwiss. Weltraumforsch 12, pp. 137-144.
- WROBLEWSKI, D. E.; JOSHI, Y. (1993). *Computations of liquid immersion cooling for a protruding heat source in a cubical enclosure*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 5, pp. 1201-1218.
- YANG, C. -Y.; WEBB, R. L. (1996). *Condensation of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminium tubes with and without microfins*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 4, pp. 791-800.
- YANG, C. -Y.; WEBB, R. L. (1997). *A predictive model for condensation in small hydraulic diameter tubes having axial micro-fins*. ASME J. Heat Transfer, Vol. 119, pp. 776-782.
- YILMAZ, T.; ÜNAL, S. (1996). *General equations for the design of capillary tubes*. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol.118, pp. 150-154.
- YIN, X.; BAU, H. H. (1997). *Micro heat exchangers consisting of pin arrays*. ASME J. Electronic Packaging, Vol. 119, pp. 51-57.
- ZUBER, N.; FINDLAY, J. A. (1965). *Average volumetric concentration in two-phase flow systems*. ASME J. Heat Transfer, Vol. 87, pp. 453-468.