

MODELAGEM DO ESCOAMENTO BIFÁSICO EM COMPONENTES DO SISTEMA DE REFRIGERAÇÃO

André Luiz Seixlack

Texto sistematizado de atividades de pesquisa apresentado à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Livre Docente na disciplina de Transferência de Calor e Massa, do Curso de Engenharia Mecânica

Ilha Solteira/SP, Novembro de 2002

***MODELAGEM DO ESCOAMENTO BIFÁSICO EM
COMPONENTES DO SISTEMA DE REFRIGERAÇÃO***

André Luiz Seixlack

Texto sistematizado de atividades de pesquisa apresentado à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Livre Docente na disciplina de Transferência de Calor e Massa, do Curso de Engenharia Mecânica

Ilha Solteira/SP, Novembro de 2002

AGRADECIMENTOS

Aos alunos e ex-alunos dos Cursos de Graduação e de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da FEIS/UNESP, em especial a Marcos Rogério Barbazelli e Paulo Eduardo Lopes Barbieri, co-autores dos trabalhos apresentados neste texto.

A todos os professores e funcionários do Departamento de Engenharia Mecânica da FEIS/UNESP pelo apoio, amizade e colaboração no desenvolvimento de minhas atividades técnico-científicas. Em especial aos docentes da Área de Ciências Térmicas pelas proveitosas discussões técnicas que efetivamente contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho.

À minha esposa Ana Lúcia Carvalho Baldo e aos meus filhos Marcela Baldo Seixlack e Fábio Baldo Seixlack, pelo apoio, incentivo e aprendizado que me proporcionam.

Aos meus pais Hélio Seixlack (*in memoriam*) e Nilza Rodrigues Seixlack, pelos bons exemplos, ensinamentos e dedicação na formação de seus filhos.

1210001361



Proc. 053/2003-NPD 26/03

UNESP - "CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA"	
SERVIÇO TÉC. DE BIBLIOTECA E DOCUMENTAÇÃO	
DATA DE CHEGADA	DATA DE SAÍDA
26.02.03	31.3.03
AQUIZIO	TRAB.
Nilza	Tr. 1361
AQUIZIO	CLASSIFICAÇÃO
Ilusão Anta R\$10.00	S462m

CE
— sup - 185902
— sup - 54755

0507016 TRANSFERENCIA DE CALOR

SUMÁRIO

LISTA DE SÍMBOLOS, v

RESUMO, xi

ABSTRACT, xiii

Capítulo 1 INTRODUÇÃO, 1

Capítulo 2 FUNDAMENTOS DOS ESCOAMENTOS BIFÁSICOS, 5

2.1 Classificação Geral, 6

2.2 Parâmetros Básicos, 7

2.3 Regimes do escoamento Bifásico, 8

2.4 Termos Interfaciais, 14

2.5 Modelo de Análise, 16

Capítulo 3 MODELAGEM DO ESCOAMENTO AO LONGO DE TROCADORES DE CALOR TUBO CAPILAR – LINHA DE SUÇÃO, 19

3.1 Introdução, 19

3.2 Formulação do Problema, 25

3.2.1 Equações Governantes Para a Região de Líquido, 26

3.2.2 Equações Governantes Para a Região Bifásica, 31

3.3 Condições Iniciais e Parâmetros do Problema, 36

3.4 Metodologia de Solução, 40

3.5 Resultados e Discussão, 43

3.5.1 Resultados Experimentais, 43

3.5.2 Influência do Não-Equilíbrio Térmico Entre as Fases, 45

3.5.3 Comparações com Dados Experimentais, 49

3.5.4 Potencialidades do Modelo, 55

3.6 Conclusões, 59

Capítulo 4 **MODELAGEM DO ESCOAMENTO AO LONGO DE EVAPORADORES DE SERPENTINA COM TUBOS ALETADOS, 61**

4.1 Introdução, 61

4.2 Formulação do Problema, 67

4.3 Condições Iniciais, 74

4.4 Metodologia de Solução, 74

4.5 Resultados e Discussão, 79

4.5.1 Definição do Modelo, 79

4.5.2 Comparações dos Resultados – Regime Permanente, 86

4.5.3 Comparações com Resultados Experimentais –
Regime Transiente, 88

4.5.4 Resultados Computacionais, 94

4.6 Conclusões, 100

Capítulo 5 **TRABALHOS EM DESENVOLVIMENTO, 103**

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS, 106

Apêndices **A** **RELAÇÕES CONSTITUTIVAS: TROCADORES DE CALOR TUBO CAPILAR – LINHA DE SUÇÃO, 115**

B **RELAÇÕES CONSTITUTIVAS: EVAPORADORES DE SERPENTINA COM TUBOS ALETADOS, 125**

C **PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO EVAPORADOR, 140**



LISTA DE SÍMBOLOS

A, A_{tub}	área da seção transversal do tubo, m^2
A_g	área externa dos tubos não coberta pelas aletas, m^2
A_p	área externa dos tubos sem as aletas, m^2
A_o	área total de transferência de calor, m^2
A_i	área interna do tubo por unidade de comprimento, m
A_e	área externa do tubo sem aletas por unidade de comprimento, m
A_r	área externa do tubo não coberta pelas aletas por unidade de comprimento, m
A_f	área da aleta por unidade de comprimento, m
A_t	área externa total de transferência de calor por unidade de comprimento, m
a_i	área interfacial por unidade de volume, $1/m$
B_d	volume da partícula em dispersão, m^3
c_p	calor específico à pressão constante, $J/kg\ K$
$c_{p,wf}$	calor específico à pressão constante médio da parede do tubo e aletas, $J/kg\ K$
C_D	coeficiente de arrasto
C_{fi}	coeficiente de atrito interfacial
C_{mv}	coeficiente de massa virtual
D_{ab}	difusividade de massa da água e ar, m^2/s
D_h	diâmetro hidráulico, m
D_{co}	diâmetro interno da conexão de entrada do tubo capilar
D_s	diâmetro da linha de sucção, m
D_l	diâmetro laminar equivalente, m
d	diâmetro, m
d_b	diâmetro médio da partícula em dispersão, m

d_o	diâmetro médio inicial de bolhas, m
d_{int}	diâmetro interno do tubo capilar, m
d_{ext}	diâmetro externo do tubo capilar, m
F_{li}	força interfacial por unidade de volume atuando sobre a fase líquida, N/m^3
F_{vi}	força interfacial por unidade de volume atuando sobre a fase de vapor, N/m^3
F_{wl}	força por unidade de volume devido ao atrito entre a parede do tubo e a fase de líquido, N/m^3
F_{wv}	força por unidade de volume devido ao atrito entre a parede do tubo e a fase de vapor, N/m^3
F_{mve}	força de massa virtual sobre uma esfera, N
F	multiplicador do coeficiente de transferência de calor bifásico
F_i	vetor das funções para o método de Newton-Raphson
F_f	parâmetro de dependência do fluido
f_x	perda de pressão devido ao atrito, Pa
f	fator de atrito
G	fluxo de massa, kg/m^2s
Gr	número de Grashof
g	aceleração da gravidade, m^2/s
h	entalpia específica, J/kg
h_{vi}	entalpia específica da fase de vapor na interface, J/kg
H_{evap}	altura do evaporador, m
H_m	coeficiente de transferência de massa kg/m^2sK
H	coeficiente de transferência de calor, W/m^2K
H_{nb}	coeficiente de transferência de calor para a ebulição nucleada, W/m^2K
H_{sa}	coeficiente de transferência de calor na ebulição em piscina calculado pela equação de Stephan e Abdelsalam (1980), W/m^2K
H_{fc}	coeficiente de transferência de calor para convecção forçada, W/m^2K
H_{fe}	coeficiente de transferência de calor em ebulição nucleada, calculado pela equação de Forster e Zuber (1955), W/m^2K
i	índice de colunas da malha computacional
j	índice de linhas da malha computacional; fluxo superficial, m/s
J_{ij}	matriz Jacobiana



k	condutividade térmica, W/mK
K	fator de perda de carga na entrada do tubo capilar
L	comprimento do tubo capilar, m
L_e	comprimento da região de entrada, m
L_{tc}	comprimento da região do trocador de calor, m
L_s	comprimento da região de saída, m
L_{evap}	comprimento do evaporador, m
MT	número total de células da malha computacional
MI	número de colunas da malha computacional
MJ	número de linhas da malha computacional
m_f	parâmetro da aleta
$\dot{m}$	vazão em massa, kg/s
M_{tubos}	massa dos tubos do evaporador, kg
M_{fins}	massa das aletas, kg
M_w	massa do tubo por unidade de comprimento, kg/m
M_f	massa das aletas por unidade de comprimento, kg/m
M_{wf}	massa do tubo e aletas por unidade de comprimento, kg/m
N_r	número de fileiras de tubos do evaporador
N_{tr}	número de passes por fileira
N_t	número total de tubos do evaporador
N_0	densidade de núcleos de vapor, 1/m ³
Nu	número de Nusselt
p	pressão, Pa
Pr	número de Prandtl
Q	potência de refrigeração, W
q	taxa de transferência de calor, W
$\dot{q}$	fluxo de calor, W/m ²
r_e	raio externo do tubo, m
R_e	raio externo da aleta circular equivalente, m
Ra	número de Rayleigh
Re	número de Reynolds



S_o	deslizamento inicial entre as fases
S_f	espaçamento da aletas, m
S	fator de supressão
t	tempo, s
T	temperatura, K, °C
T_m	temperatura média, K
U	coeficiente global de transferência de calor, W/m ² K
UA	produto entre o coeficiente global de transferência de calor e a área de troca, W°C
UA'	produto entre o coeficiente global de transferência de calor e a área de troca por unidade de comprimento, W°C/m
UR	umidade relativa, %
u	velocidade, m/s
$\hat{u}$	energia interna, J/kg
v	volume específico, m ³ /kg
u_a	velocidade do ar, m/s
x_a	espaçamento dos tubos do evaporador na direção y (vide Fig. C.1), m
x_b	espaçamento dos tubos do evaporador na direção z (vide Fig. C.1), m
x^*	fração em massa
x_{novo}	vetor das variáveis corrigidos pelo método de Newton-Raphson
x_{velho}	vetor das variáveis não corrigidos pelo método de Newton-Raphson
x_o	estimativa inicial para o método de Newton-Raphson
x	título
Y_f	espessura da aleta, m
y	coordenada na direção do escoamento do ar sobre o evaporador, m
W_{evap}	largura do evaporador, m
z	coordenada na direção axial do tubo, m

Símbolos Gregos

α	fração de vazio
β	coeficiente de expansão térmica, 1/K
γ_1, γ_2	coeficientes de relaxação



Γ	taxa de transferência de massa interfacial por unidade de volume, $\text{kg/m}^3 \text{ s}$
δ	espessura da película de líquido
δ_m	incremento de vazão em massa, kg/s
δ_t	incremento de temperatura, $^{\circ}\text{C}$
ΔT_{sub}	grau de sub-resfriamento, $^{\circ}\text{C}$
ε	rugosidade absoluta, μm
η	fator de ponderação usado na definição da velocidade interfacial
η_f	eficiência da aleta
θ	ângulo de contato
λ	calor latente, J/kg
μ	viscosidade dinâmica, $\text{Pa}\cdot\text{s}$
ν	viscosidade cinemática, m^2/s
ρ	massa específica, kg/m^3
σ	tensão superficial, N/m
τ_o	tensão de cisalhamento na parede do capilar, Pa
ϕ^2	multiplicador bifásico
ω	umidade absoluta do ar, $\text{kg}_v/\text{kg}_{\text{ar seco}}$
Ω	ângulo de inclinação do tubo

Subscritos

a	refere-se ao ar ; meio ambiente
a, sat	ar saturado na temperatura da parede do tubo
ca	tubo capilar-ambiente
$calc$	refere-se a valor calculado
cs	tubo capilar-linha de sucção
ent	entrada
int	interno
lv	diferença entre o valor da propriedade no estado de vapor e no estado de líquido saturado
e	lado externo
E, W	pontos da malha computacional
e, w	faces direita e esquerda do volume de controle na malha computacional

f	refere-se à aleta
$fins$	refere-se ao conjunto das aletas
F	refere-se ao atrito
i	refere-se ao lado interno; interfacial
k	indica a iteração
l	refere-se à fase de líquido
lo	indica o gradiente de pressão devido ao atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de líquido à vazão em massa total
mo	condição molhada na superfície externa da parede do tubo
N, S	pontos da malha computacional
n, s	faces superior e inferior do volume de controle na malha computacional
p	parede do tubo capilar
P	ponto central do volume de controle na malha computacional
r	refrigerante
s	linha de sucção
sa	linha de sucção-ambiente
s,o	saída da linha de sucção
s,in	entrada da linha de sucção
sup	superfície
so	refere-se à posição sobre o evaporador
se	condição da superfície da parede do tubo seca
sp	monofásico
sat	saturação
tot	total
v	refere-se à fase de vapor
vo	indica o gradiente de pressão devido ao atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de vapor à vazão em massa total
w	parede do tubo
wr	parede do tubo e refrigerante
wf	parede do tubo e aleta

Sobrescritos

$\sim$	mistura
o	passo de tempo anterior

RESUMO

Neste texto são apresentadas as atividades de pesquisa desenvolvidas desde novembro de 1997, na área de modelagem do escoamento de fluidos refrigerantes em dois componentes do sistema de refrigeração por compressão de vapor: os tubos capilares não-adiabáticos e os evaporadores de serpentina com tubos aletados. Tais pesquisas foram desenvolvidas com outros docentes do Departamento de Engenharia Mecânica – Unesp/Ilha Solteira, com alunos de mestrado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica – Unesp/Ilha Solteira e com alunos de Iniciação Científica do curso de graduação em Engenharia Mecânica – Unesp/Ilha Solteira. Apresenta-se um modelo numérico para a simulação do escoamento no interior de tubos capilares, os quais são largamente usados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração e condicionamento de ar de pequeno porte. Os tubos capilares analisados, formam em parte de suas extensões um trocador de calor em contracorrente com a linha de sucção do compressor, conhecido como trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. O escoamento ao longo do tubo capilar é assumido unidimensional, em condições de regime permanente e é dividido em uma região líquida e uma região bifásica. O tubo capilar é considerado reto, horizontal, com diâmetro constante e o fenômeno de metaestabilidade do escoamento é desconsiderado. O modelo de dois fluidos é usado para a análise da região bifásica, permitindo considerar o não-equilíbrio hidrodinâmico entre as fases líquida e de vapor. Com o modelo desenvolvido, é possível calcular a vazão em massa, a partir das geometrias do tubo capilar e da linha de sucção e das condições de operação. Realizam-se comparações com dados experimentais obtidos em diferentes condições de operação, com diferentes geometrias e com o refrigerante HFC-134a. Os dados experimentais utilizados foram ou obtidos na literatura ou fornecidos pelo Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina. Apresenta-se também, um modelo numérico distribuído para simulação da resposta transiente de evaporadores de expansão

seca de serpentina com tubos aletados, comuns em sistemas de ar-condicionado e refrigeração. Além da interação entre o escoamento de refrigerante e o escoamento de ar, o sistema de refrigeração pode apresentar durante a operação períodos transientes que surgem em razão à variação das condições de operação. O modelo apresentado, considera a queda de pressão no interior dos tubos e a condensação do vapor d'água do ar que escoar em fluxo cruzado na parte externa dos tubos. O escoamento bifásico no interior dos tubos é simplificado como um escoamento unidimensional e homogêneo, desconsidera-se a formação de gelo e o fluido refrigerante é isento de óleo. Para o escoamento do refrigerante resolvem-se as equações da conservação da massa, da quantidade de movimento e da conservação da energia para o cálculo, respectivamente, da massa específica, da velocidade e da temperatura do fluido refrigerante. Para o escoamento de ar, são resolvidas as equações da conservação da energia e da conservação da massa, umidade, a fim de serem avaliadas, respectivamente, a temperatura e a umidade absoluta do ar no evaporador. Resolve-se, também, a equação da conservação da energia para a parede do tubo, para se obter a sua temperatura. O método de volumes finitos é utilizado na discretização das equações governantes e o método de Newton-Raphson é usado para a solução do sistema de equações resultante. Para avaliar o comportamento transiente do evaporador, uma variação em degrau da vazão em massa de refrigerante é imposta em sua entrada. Os resultados obtidos são comparados com dados experimentais disponíveis na literatura em termos de distribuições do grau de superaquecimento ao longo da serpentina e da temperatura de saída do ar. Apresenta-se, também, uma análise da influência das equações constitutivas e de alguns parâmetros do problema sobre os resultados do modelo. Com o intuito de destacar as potencialidades do modelo, são apresentados ainda, alguns resultados computacionais referentes a parâmetros importantes no projeto e análise do desempenho de evaporadores de serpentina com tubos aletados.



ABSTRACT

This text presents the research activities developed since November, 1997, in the area of refrigerant flow modeling in two components of the vapor compression refrigeration systems: the non-adiabatic capillary tubes and the finned-tube coil evaporators. Such researches were developed with other teachers of the Department of Mechanical Engineering; graduate students of the Master Program in Mechanical Engineering; and undergraduate students of the course in Mechanical Engineering, developing Scientific Initiation projects, at Unesp / Ilha Solteira. It is presented a numerical model to simulate refrigerant flow through capillary tube suction line heat exchangers. The capillary tubes are commonly used as expansion devices in small refrigeration and air conditioning systems. The steady-state one-dimensional flow along the straight, horizontal, constant inner diameter capillary tube is divided itself in such a way that, neglecting metastable phenomena, there is a single-phase followed by a two-phase flow. The two-fluid model is employed for the two-phase flow region, considering the hydrodynamic non-equilibrium between the liquid and vapor phases. The refrigerant mass rate is predicted by the model as a function of the heat exchanger geometry and operating conditions. Comparisons with experimental data for HFC-134a are performed and discussed. The experimental data were either taken from the literature or supplied by the Center for Refrigeration, Ventilation and Air Conditioning Research, NRVA, of the Department of Mechanical Engineering of the Federal University of Santa Catarina. Also, it is presented a distributed numerical model in order to simulate the unsteady response of dry expansion evaporators having finned coil, commonly found in air conditioning and refrigeration systems. The model regards the pressure drop inside the tubes and the condensation of water vapor from air flowing over the external surface of the tubes. The two-phase flow inside the tubes is simplified as a one-dimensional homogeneous flow; snow fouling and fluid refrigerant contamination by oil are disregarded. For the refrigerant flow it is solved the mass conservation equation, momentum equation, and energy conservation equation in



order to get the specific mass, velocity, and temperature of the refrigerant fluid, respectively. For the airflow are solved the equations of energy and mass (humidity) conservation, to obtain, respectively, the temperature and absolute humidity of the air in the evaporator. Also, it is solved the energy conservation equation for the tube wall, to achieve its temperature. The Finite Volume Method is used to discretize the governing equations and the Newton-Raphson Method is utilized for the solution of the resulting system of equations. To analyze the evaporator unsteady behavior, a step change in the mass flow rate is imposed at the tube inlet. Obtained results such as superheating degree along the coil, and air temperature at the outlet are compared to experimental data available in the open literature. Also, it is shown an analysis of the influence of some constitutive equations and of some physical and geometrical parameters on the results. Aiming to highlight the model potentialities are presented also some numerical results regarding important parameters in the project and efficiency analysis of finned-tube coil evaporators.



1. INTRODUÇÃO

Nos dias atuais os sistemas de refrigeração e ar condicionado estão presentes na maioria dos setores da atividade humana. Tais sistemas permitem a melhoria das condições de conforto térmico e, aliado a isso, os bens de consumo podem ser produzidos com melhor qualidade, maior rapidez e economia em ambientes cujas condições são controladas adequadamente. Na verdade, atualmente muitos produtos não poderiam ser produzidos se a temperatura, umidade e a qualidade do ar não fossem controladas dentro de limites estreitos.

O grande desenvolvimento da indústria da refrigeração deveu-se, principalmente, à utilização dos fluidos refrigerantes halogenados, os clorofluorcarbonos. Esses refrigerantes, também conhecidos como CFC's em alusão à sua constituição química: cloro, flúor e carbono, possuem propriedades excepcionais para uso em sistemas de refrigeração. São quimicamente muito estáveis e não reagem com a maioria dos materiais, incluindo os óleos lubrificantes. Além disso, não são inflamáveis nem explosivos, apresentam uma toxicidade muito baixa e possuem características térmicas e termodinâmicas muito boas.

Em razão de suas propriedades químicas favoráveis, os CFC's não se restringiram à indústria de refrigeração e passaram a ser usados, dentre outras aplicações, como propelentes para aerossóis, agentes para a produção de espumas, como solventes, como agentes de limpeza para circuitos eletrônicos e outros. Na refrigeração, em virtude de suas características de segurança, deram o impulso necessário para a popularização de pequenas unidades frigoríficas comerciais e residenciais. Em resumo, propiciaram à sociedade como um todo, uma grande melhoria nos níveis de conforto e satisfação de necessidades básicas.

No entanto, em razão do efeito dos CFC's sobre a camada de ozônio da estratosfera e a uma maior conscientização da população a respeito da necessidade de se preservar o meio ambiente, a produção dessas substâncias deverá ser encerrada em um prazo de tempo relativamente curto.



A partir do trabalho de Molina e Rowland (1974), que propuseram um modelo teórico estabelecendo uma ligação entre os CFC's liberados na atmosfera e a redução da camada de ozônio, esse problema tem merecido atenção especial nos estudos científicos atmosféricos realizados desde então e, nesse período, uma série de evidências dessa relação tem se acumulado.

A camada de ozônio que envolve a atmosfera terrestre filtra os raios solares, diminuindo ou quase eliminando raios com frequências prejudiciais à vida terrestre. O problema detectado é a redução dessa camada que vem ocorrendo principalmente em razão da emissão de compostos artificiais na atmosfera, dentre eles os CFC's.

Em 1987 foi estabelecido o Protocolo de Montreal, assinado por vários países e substancialmente revisto em 1990 e 1992, que estabelece a redução progressiva, até a eliminação total, da produção e uso de substâncias que afetam a camada de ozônio, entre elas os CFC's e os hidrofluorcarbonos, HFC's. Mais tarde, muitos outros países aderiram ao Protocolo, inclusive o Brasil. Os CFC's, com produção proibida desde 1996 nos países desenvolvidos e com permissão de produção até 2010 em países em desenvolvimento, são considerados os principais responsáveis pela destruição da camada de ozônio.

Em 1997 foi assinado o Protocolo de Kioto por 160 nações, limitando a emissão de seis gases e estabelecendo um cronograma para que alguns países industrializados reduzam a emissão de HFC's, mas continuem emitindo CO_2 e outros, continuem emitindo HFC's, diminuindo a emissão de CO_2 , com o objetivo de controlar o efeito estufa.

A comunidade científica vem realizando nos últimos quinze anos um grande esforço, objetivando a substituição dos CFC's e mais recentemente, também dos HCFC's - hidroclorofluorcarbonos, em especial o HCFC-22, ou R-22, o mais usado nas instalações brasileiras, segundo Pinheiro (2001). Várias alternativas têm surgido, a maioria da família dos hidrocarbonetos halogenados, tanto como substâncias puras ou como misturas binárias ou ternárias. No grupo dos halogenados, que não contêm cloro, cita-se o R-134a, o R-404A, o R-402B, o R-407C e o R-417A.

Além disso, com o aumento da preocupação em relação ao efeito estufa, os refrigerantes naturais, tais como o dióxido de carbono, CO_2 , a amônia, NH_3 e alguns hidrocarbonetos têm sido cogitados pela comunidade científica.

Observa-se, então, que desde o estabelecimento do Protocolo de Montreal, a indústria da

refrigeração enfrenta um grande desafio em relação à busca de fluidos refrigerantes menos agressivos ao meio ambiente. Além disso, a necessidade de fontes energéticas não poluentes e a melhoria do desempenho termodinâmico de alguns equipamentos têm motivado a realização de inúmeras pesquisas e grandes investimentos na análise do comportamento dos componentes dos sistemas de refrigeração e ar-condicionado.

O consumo de energia de um refrigerador depende do desempenho de cada um de seus componentes, da carga de refrigerante e das condições dos ambientes interno e externo. Esse consumo deve-se às irreversibilidades termodinâmicas inerentes aos processos de transferência de calor e do escoamento do fluido refrigerante no interior dos componentes do sistema de refrigeração. Dentre esses componentes, os compressores, os trocadores de calor (evaporadores e condensadores) e os dispositivos de expansão, em particular os tubos capilares, têm sido extensivamente analisados nos últimos anos.

Em virtude das diferenças entre as propriedades termodinâmicas e de transporte dos CFC's e aquelas dos fluidos alternativos, torna-se necessário o conhecimento das características do escoamento desses novos refrigerantes ao longo de cada um dos componentes do sistema de refrigeração, visando a otimização de seus desempenhos. Essa é a principal motivação do presente trabalho.

As pesquisas aqui apresentadas, são aquelas desenvolvidas desde novembro de 1997, na área de modelagem do escoamento de fluidos refrigerantes em dois componentes do sistema de refrigeração por compressão de vapor: os trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção e os evaporadores de serpentina com tubos aletados. Tais pesquisas foram desenvolvidas com outros docentes do Departamento de Engenharia Mecânica – Unesp/Ilha Solteira, com alunos de mestrado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica – Unesp/Ilha Solteira e com alunos de Iniciação Científica do curso de graduação em Engenharia Mecânica – Unesp/Ilha Solteira.

No Capítulo 2 deste texto apresentam-se alguns fundamentos e aspectos gerais da análise dos escoamentos bifásicos. Apresentam-se também algumas aplicações tecnológicas, a classificação geral e os métodos de análise desses escoamentos.

No Capítulo 3, apresenta-se o estudo relativo à modelagem do escoamento de refrigerantes ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, dispositivos comuns em sistemas de refrigeração de pequeno porte, com capacidade até 10 kW. Abordam-se o modelo homogêneo, o



modelo de dois fluidos, as dificuldades encontradas e apresentam-se os resultados obtidos e as conclusões alcançadas.

No Capítulo 4, apresenta-se a análise do escoamento ao longo de evaporadores de serpentina com tubos aletados, visando a determinação do desempenho desses componentes, comuns em sistemas de refrigeração e ar-condicionado. A precedeu é descrito um modelo numérico distribuído para a simulação da resposta transiente do evaporador e em seguida os resultados obtidos são apresentados e discutidos.

No Capítulo 5 as pesquisas em desenvolvimento são apresentadas.



2. FUNDAMENTOS DOS ESCOAMENTOS BIFÁSICOS

Os escoamentos multifásicos estão presentes em uma grande variedade de problemas de engenharia e possuem uma importância fundamental tanto na determinação das condições ótimas de projeto de um sistema, quanto na preocupação com as suas condições de operação. Além disso, esse tipo de escoamento apresenta-se em uma grande variedade de fenômenos naturais, que precisam ser melhor entendidos.

Algumas aplicações importantes são (Ishii, 1975):

- (i) reatores nucleares, motores de combustão interna, motores a jato, propelentes líquidos ou sólidos para foguetes;
- (ii) evaporadores, condensadores, torres de resfriamento, tubos de calor e sistemas de refrigeração;
- (iii) unidades de destilação, leitos fluidizados e meios porosos;
- (iv) canalizações para o transporte de misturas de gases e óleos, de fibras e de partículas sólidas pulverizadas;
- (v) sistemas de lubrificação;
- (vi) condicionadores de ar, refrigeradores, resfriadores, sistemas de ventilação e controle de poluição do ar;
- (vii) fenômenos geo-meteorológicos tais como: sedimentação, erosão de solos, formação de dunas, formação e movimento de gotas de chuva e formação de gelo.

A vaporização de um líquido escoando ao longo de um tubo e originando um escoamento bifásico líquido-vapor, pode-se dar em razão da adição de calor ou como resultado da redução de pressão desse líquido. Salienta-se que em muitas aplicações esses dois processos podem ocorrer

simultaneamente.

No escoamento bifásico, tanto a adição ou a remoção de calor, quanto a redução de pressão do fluido, causam variações na quantidade e na distribuição espacial de cada fase, alterando o padrão ou a "topologia" do escoamento. Em virtude dessas variações e das mudanças contínuas nas propriedades do fluido ao longo do tubo, o escoamento não se torna plenamente desenvolvido. Em adição a essa situação de não-equilíbrio local, algumas situações envolvem propriedades que variam com o tempo e o não-equilíbrio termodinâmico.

Além das forças relacionadas com os efeitos de inércia, efeitos viscosos e de pressão, presentes no escoamento monofásico, os escoamentos bifásicos são afetados pela força de tensão interfacial, pelas características de molhamento do líquido sobre a parede do tubo e pela transferência de massa, quantidade de movimento e calor entre as fases. Observa-se, com isso, a complexidade dos fenômenos presentes nos escoamentos bifásicos.

2.1 Classificação Geral

A característica singular dos escoamentos bifásicos é a presença de uma ou várias interfaces separando as fases, o que introduz grandes dificuldades nas formulações matemática e física do problema. Tais escoamentos são classificados de acordo com a combinação entre as fases (Ishii, 1975), em: (i) mistura gás-sólido; (ii) mistura gás-líquido; (iii) mistura líquido-sólido; (iv) mistura de dois líquidos imiscíveis.

Outra forma de classificação baseia-se na estrutura das interfaces e na distribuição topográfica de cada fase e é mais complexa, uma vez que esses dois parâmetros variam continuamente. Considerando tais parâmetros, Ishii (1975) classificou os escoamentos bifásicos em: *dispersos*, *mistos* ou de *transição* e *separados*. Os escoamentos dispersos ainda podem ser subdivididos segundo a fase dispersa, em: bolhas, gotas e partículas sólidas. A fase dispersa pode ter diferentes geometrias, desde a esférica ou elíptica até geometrias completamente arbitrarias.

A classe de escoamentos separados, dependendo do tipo de interface, é subdividida em:

- (i) escoamentos planos, que incluem escoamentos em películas e escoamentos estratificados;
- (ii) escoamentos "quase-axissimétricos", que envolvem escoamentos em jatos e os escoamentos em regime anular.



A classe dos escoamentos mistos ou de transição é caracterizada pela presença tanto dos escoamentos dispersos quanto dos separados. Essa classe apresenta-se com frequência nos escoamentos de misturas de líquido-vapor com mudança de fase ocorrendo progressivamente ao longo de um tubo. Nesse caso, o escoamento é também subdividido de acordo com a fase dispersa, podendo-se distinguir os regimes: agitante, anular-bolhas e anular-gotas.

2.2 Parâmetros Básicos

Considerando o escoamento bifásico líquido-vapor, mostrado esquematicamente na Fig. 2.1, a vazão em massa total através do tubo, $\dot{m}$, é igual à soma das vazões em massa do vapor, $\dot{m}_v$, e do líquido, $\dot{m}_l$, ou seja,

$$\dot{m} = \dot{m}_v + \dot{m}_l \quad (2.1)$$

A fração em massa, x^* , é definida como,

$$x^* = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} \quad (2.2)$$

O termo $(1 - x^*) = (\dot{m}_l / \dot{m})$, é conhecido como fração de umidade. Salienta-se que nos processos de evaporação e condensação convectivos, em equilíbrio hidrodinâmico e em equilíbrio termodinâmico, as definições de fração em massa e título (razão entre a massa de vapor presente na mistura e a massa total da mistura) são coincidentes.

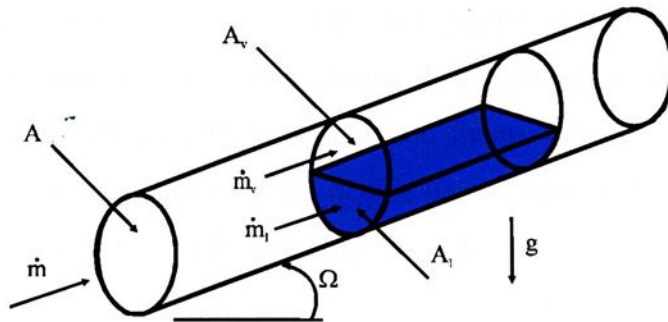


Fig. 2.1 Modelo idealizado para escoamento bifásico líquido-vapor em um tubo inclinado (Carey, 1992).

Na Fig. 2.1, Ω e g são, respectivamente, o ângulo de inclinação do tubo e a aceleração da gravidade local.

Para um canal com área de seção transversal A , o fluxo de massa G , é definido como,

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (2.3)$$

A fração de vazio, ou fração de vapor, α é definida como a razão entre a área da seção transversal do escoamento ocupada pelo vapor, A_v , e a área total da seção transversal, A , ou seja,

$$\alpha = \frac{A_v}{A} \quad (2.4)$$

na qual $A = (A_v + A_l)$ e A_l é a área de seção transversal ocupada pelo líquido. Segue-se da Eq. (2.4) que a fração de líquido é dada por:

$$\alpha_l = 1 - \alpha = \frac{A_l}{A} \quad (2.5)$$

No estudo dos escoamentos bifásicos é útil a definição dos fluxos superficiais de vapor, j_v , e de líquido, j_l , respectivamente, dados por,

$$j_v = \alpha u_v = \frac{Gx^*}{\rho_v} \quad (2.6)$$

$$j_l = (1 - \alpha) u_l = \frac{G(1 - x^*)}{\rho_l} \quad (2.7)$$

nas quais u é a velocidade média da fase, ρ é a massa específica e os subíndices l e v indicam respectivamente, as fases líquida e de vapor. Esses dois parâmetros possuem unidades de velocidade, mas podem também ser interpretados como fluxos volumétricos de cada fase ao longo de um duto. O valor numérico de cada um deles é igual à velocidade que resultaria, caso o escoamento fosse somente da respectiva fase ao longo do duto.

2.3 Regimes do Escoamento Bifásico

A disposição entre as fases mostrada esquematicamente na Fig. 2.1, é bastante simples. Nos



casos reais, entretanto, a morfologia dos escoamentos bifásicos pode ser muito complexa e pode mudar, dependendo das propriedades do fluido e das condições do escoamento.

De forma geral, os padrões dos escoamentos bifásicos também dependem da posição do tubo, se vertical ou horizontal. Uma das diferenças principais entre esses dois casos é a freqüente tendência à estratificação que ocorre nos escoamentos horizontais, em virtude da influência da força gravitacional. O vapor tende a migrar para a parte superior do tubo, enquanto que a maior parcela de líquido escoar na parte inferior. A seguir apresentam-se algumas características gerais para cada uma destas situações.

Para o escoamento bifásico em tubos horizontais, os regimes usualmente encontrados são mostrados na Fig. 2.2. Nas regiões em que o título da mistura é muito reduzido, o escoamento no *regime de bolhas* ("bubbly flow") é usualmente encontrado. Esse tipo de regime é caracterizado por bolhas discretas de vapor dispersas na fase líquida. O tamanho médio dessas bolhas é, geralmente, pequeno comparado com o diâmetro do tubo. Observa-se que as bolhas tendem a se aglomerar na porção superior do tubo.

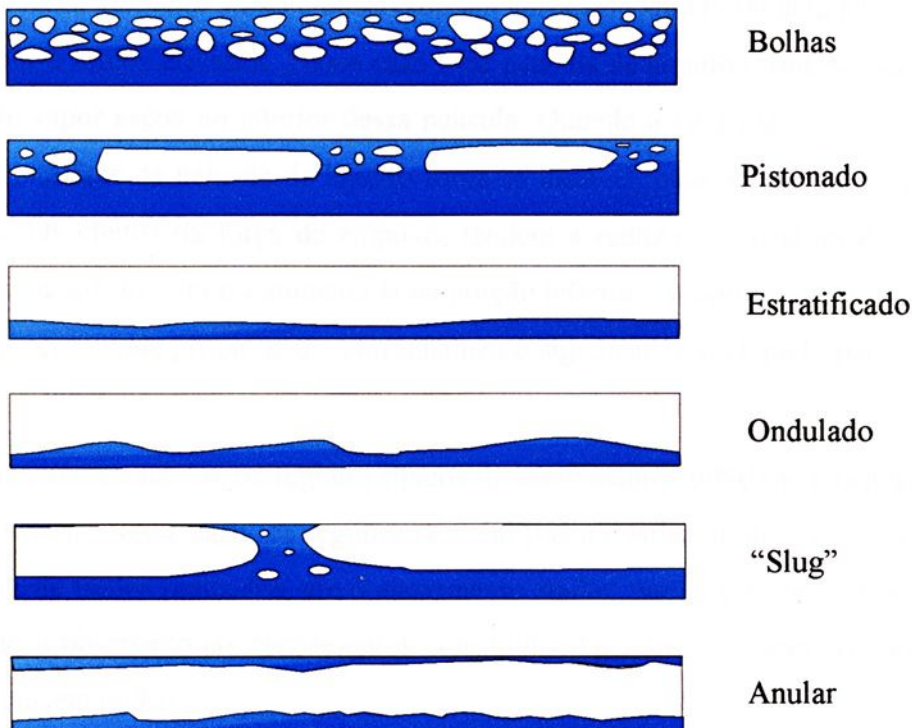


Fig. 2.2 Representações esquemáticas dos regimes de escoamentos horizontais líquido-gás.

Com o aumento do título no regime em bolhas, a coalescência de pequenas bolhas dá origem a bolhas maiores, semelhantes a pistões, que ocupam a porção superior do tubo. O escoamento resultante é denominado *escoamento pistonado (plug flow)*.

Em escoamentos com vazões muito reduzidas e títulos razoavelmente altos, observa-se o *regime estratificado (stratified flow)*. Nesse caso, o líquido escoar pela parte inferior do tubo e o vapor escoar na parte superior, existindo uma interface relativamente uniforme.

Na medida em que as vazões de cada fase e/ou o título são aumentados no regime estratificado, eventualmente, a interface torna-se instável e ondulada, originando o escoamento conhecido como *escoamento ondulado (wavy flow)*. O forte cisalhamento na interface e a formação e ruptura de ondas, pode arrastar gotículas de líquido para o interior do núcleo de vapor. Em vazões de líquido elevadas, a amplitude das ondas pode aumentar de tal forma que a ruptura poderá atingir o topo do tubo, formando grandes bolhas. Esse regime é do tipo pistonado no qual as bolhas são alongadas e é conhecido como *escoamento slug (slug flow)*. Tais bolhas tendem a escoar na porção superior do tubo, em contato com a sua superfície, como resultado da ação da força de empuxo.

O *escoamento anular (annular flow)* é observado em vazões de líquido moderadas, com altas velocidades de vapor e títulos elevados. Nesse caso uma película de líquido forma-se nas paredes do tubo e a fase de vapor escoar no interior dessa película. Quando a velocidade do escoamento do vapor é alta, a interface da película de líquido torna-se instável, ocasionando a formação de ondas na interface. Os efeitos da força de empuxo, tendem a reduzir a espessura do filme de líquido na porção superior do tubo e a aumentá-la na porção inferior, conforme se observa na Fig. 2.2. O forte cisalhamento pode propiciar um entranhamento significativo de líquido para o núcleo de vapor.

Na Fig. 2.3 estão representados os regimes típicos de escoamentos bifásicos ascendentes em tubos circulares verticais. Nesse caso, os regimes também podem variar desde o escoamento em bolhas, para valores de títulos reduzidos, até o escoamento anular, para níveis de título elevados. O regime pistonado é observado em escoamentos com títulos ligeiramente superiores aos níveis observados no regime em bolhas.

Para títulos intermediários e vazões baixas, o cisalhamento na interface líquido-vapor pode estar próximo do valor que propicie uma combinação perfeita entre os efeitos do gradiente de pressão e da força gravitacional sobre a película de líquido. Como resultado, o fluxo de líquido

tende a ser instável e oscilatório. O escoamento de vapor no centro do tubo é continuamente para cima e, embora a velocidade média da película de líquido seja para cima, o líquido experimenta um movimento intermitente para cima e para baixo. O escoamento para estas condições é altamente agitante, originando numa interface altamente irregular, como mostrado na Fig. 2.3. Esse escoamento oscilatório é conhecido como *escoamento agitante* (*churn flow*).

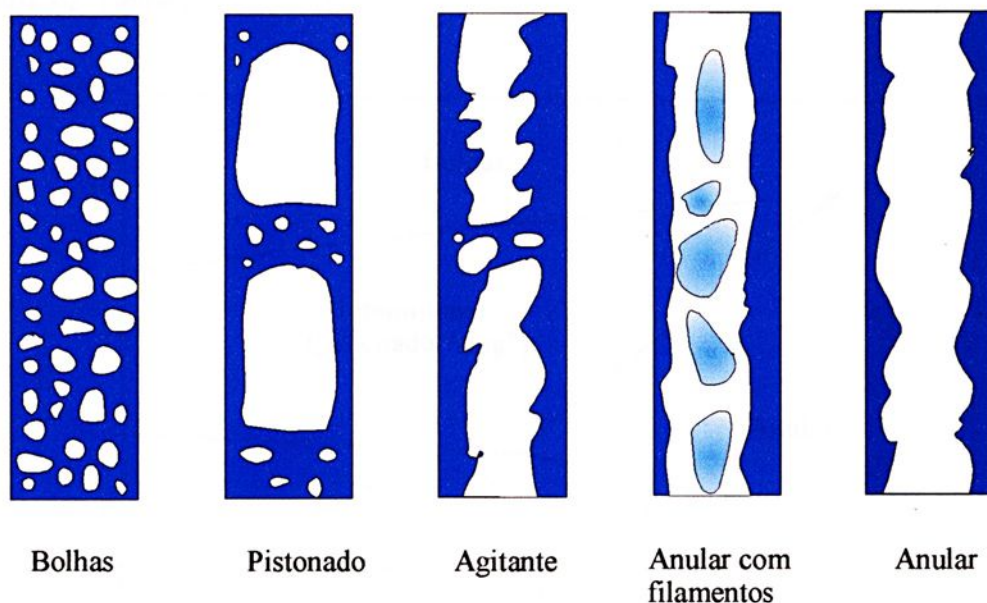


Fig. 2.3 Representações esquemáticas dos regimes de escoamentos ascendentes líquido-gás.

Observa-se que, o regime *anular com filamentos* (*wispy-annular flow*), mostrado na Fig. 2.3, ocorre em vazões de líquido e de vapor elevadas e títulos intermediários. Esse regime tem as características do escoamento anular, mas possui uma quantidade considerável de gotas de líquido aglomeradas em longos filamentos irregulares escoando no interior do núcleo de vapor.

No regime anular em escoamentos horizontais, Fig. 2.2, com vazões de vapor suficientemente elevadas, a força gravitacional é pequena em relação aos efeitos de inércia e ao transporte turbulento de quantidade de movimento, originando uma distribuição mais uniforme de líquido ao longo do perímetro do tubo. Nesse caso, sob condições similares, o escoamento anular resultante difere pouco daquele observado em tubos verticais, mostrado na Fig. 2.3 (Carey, 1992).

Os regimes de escoamentos bifásicos descritos anteriormente e a transição entre eles, podem ser representados em mapas de regimes de escoamento. Nesses mapas os regimes são

representados por áreas em um gráfico, cujas coordenadas são os fluxos superficiais de cada fase, j_k , ou são parâmetros contendo esses fluxos.

Mapas de regime de escoamentos gás-líquido em tubos horizontais de seção circular foram propostos por Baker (1954), por Mandhane *et al.* (1974) e Taitel e Dukler (1976). Dentre esses, mostra-se na Fig. 2.4 o mapa proposto por Taitel e Dukler (1976), que possui um embasamento teórico e considera a influência do diâmetro do tubo e das propriedades do fluido sobre cada transição entre os regimes.

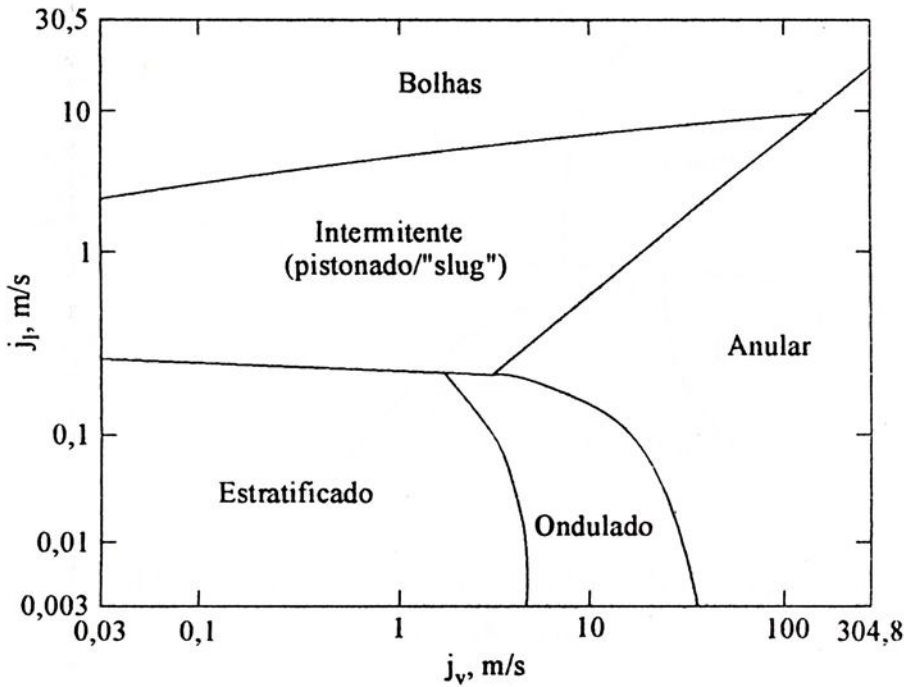


Fig. 2.4 Mapa de regimes de escoamentos horizontais líquido-gás (Taitel e Dukler, 1976).

O mapa de regimes de escoamentos verticais, proposto por Hewitt e Roberts (1969), é mostrado na Fig. 2.5. Nesse caso, a coordenada vertical é o fluxo da quantidade de movimento superficial do vapor e a coordenada horizontal é o fluxo da quantidade de movimento superficial do líquido ao longo do tubo. As fronteiras entre os regimes de escoamento foram estabelecidas por observações experimentais do escoamento bifásico numa série de experimentos em um tubo transparente. Conseqüentemente, o regime de escoamento para um dado conjunto de condições é estabelecido pela aparência do escoamento e as fronteiras são interpretadas como a transição entre os regimes.

Escoamentos ascendentes e escoamentos horizontais são os escoamentos bifásicos mais

comumente encontrados e o tubo circular é a geometria mais comum usada em aplicações de engenharia. No entanto, outras condições de escoamento e geometrias estão também sendo estudadas. Análises de escoamentos gás-líquido em dutos retangulares horizontais e verticais ascendentes mostram que os regimes de escoamento encontrados são similares àqueles em tubos circulares.

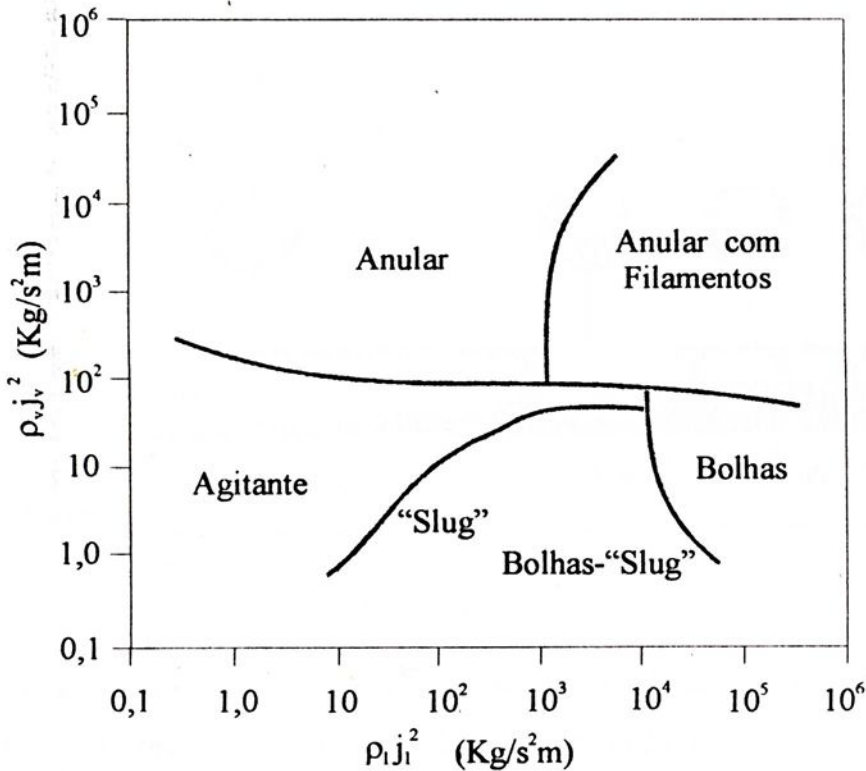


Fig. 2.5 Mapa de regimes de escoamentos líquido-gás verticais (Hewitt e Roberts, 1969).

Quando uma mudança de fase ocorre em um escoamento bifásico ao longo de um duto, vários regimes de escoamentos são encontradas em diferentes posições ao longo do comprimento. A sequência de regimes depende basicamente da vazão, orientação do duto e do sentido do fluxo de calor. Na Fig. 2.6 é mostrada, esquematicamente, a sequência de regimes de escoamento ao longo de dutos horizontais durante os processos de: (a) vaporização e (b) condensação.

Na Fig. 2.6a observa-se o aumento da fração de vazio e conseqüentemente o aumento do fluxo superficial de vapor e a redução do fluxo superficial de líquido. Observa-se, também, que o escoamento muda progressivamente do regime em bolhas para o regime anular. Na Fig. 2.6b mostra-se, esquematicamente, a variação progressiva do escoamento desde o regime anular até o regime em bolhas.

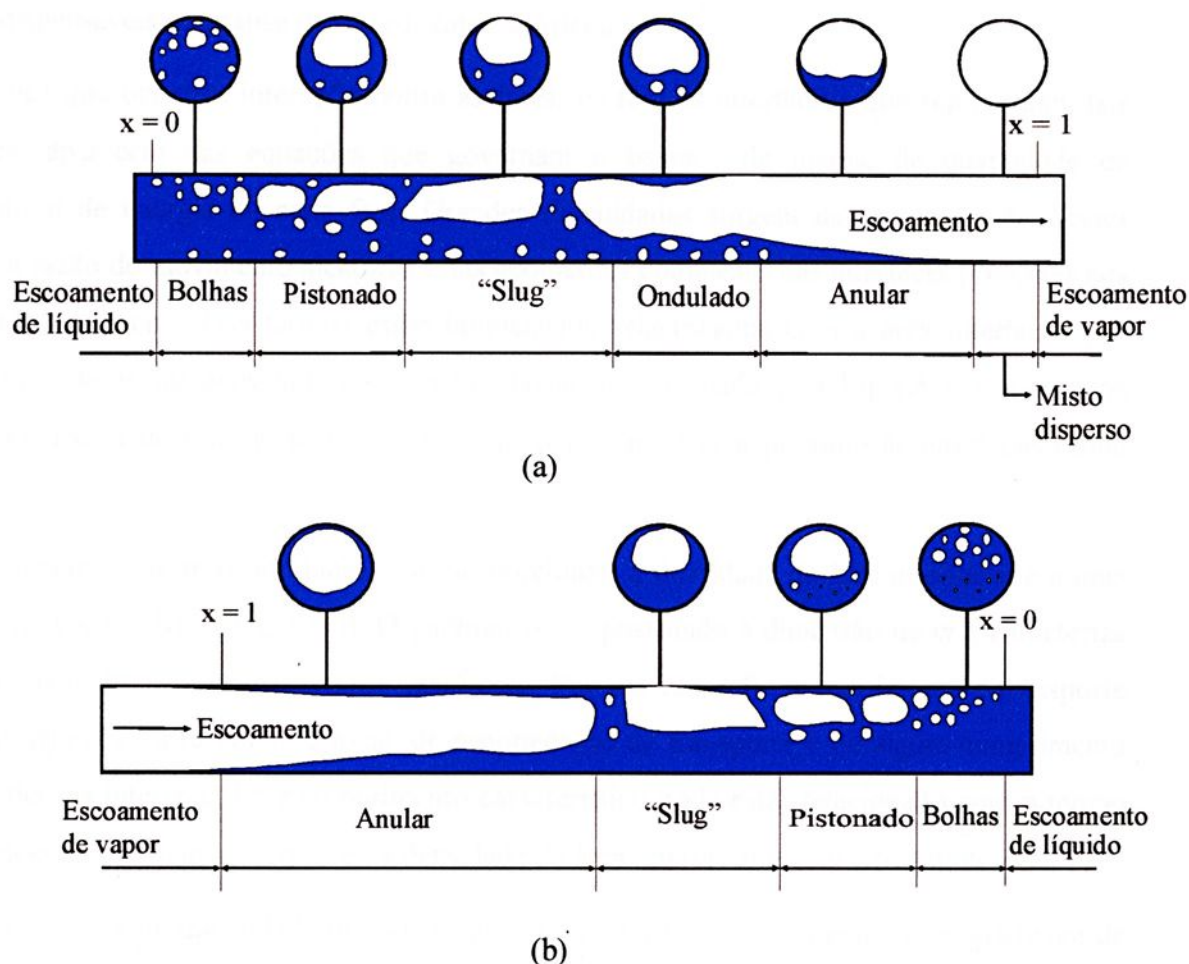


Fig. 2.6 Representação esquemática da seqüência de regimes do escoamento ao longo de dutos horizontais durante os processos de: (a) vaporização; (b) condensação.

2.4 Termos Interfaciais

Nos escoamentos bifásicos, os fenômenos interfaciais afetam as condições de contorno das várias equações que descrevem o problema. Para os escoamentos monofásicos, o requisito usual é o de que os campos de tensão, velocidade e temperatura sejam contínuos. Entretanto, nos escoamentos bifásicos a densidade do fluido, a velocidade e também a energia sofrem descontinuidades através da interface, tornando necessário o desenvolvimento das chamadas *condições de salto* para representar esses processos na formulação local instantânea das equações de conservação.

Tais condições especificam a transferência de massa, de quantidade de movimento e de energia através da interface e se estabelecem como condições de "junção" entre as fases, sendo

assim, indispensáveis na análise de escoamentos bifásicos.

Uma vez que ocorrem interações entre as fases, os termos interfaciais que representam tais interações, aparecem nas equações que governam o balanço de massa, de quantidade de movimento e de energia de cada fase. Grandes dificuldades surgem na representação desses termos em razão do movimento aleatório e das geometrias complexas das interfaces presentes nos escoamentos bifásicos. Tais termos estão intimamente relacionados com a área interfacial por unidade de volume ou densidade de área interfacial, α_i , calculada pela Eq. (A.12), e com os mecanismos locais de transporte tais como o grau de turbulência próximo às interfaces (Ishii, 1975).

Basicamente, os termos interfaciais são proporcionais à densidade de área interfacial e a uma força motriz (Ishii e Mishima, 1980). O parâmetro α_i , possuindo a dimensão de m^{-1} , caracteriza os efeitos geométricos sobre os termos interfaciais. Por sua vez, a força motriz para o transporte interfacial depende da turbulência local, de propriedades de transporte e de algum comprimento característico na interface. Esse comprimento característico pode estar relacionado com o tempo de residência de uma partícula ou com a densidade de área interfacial e com a fração de vazio, α .

A transferência de quantidade de movimento na interface pode ser afetada pelo gradiente de concentração ou de fração de vazio, pela transferência de massa na interface e pela força interfacial (Ishii, 1975). Uma vez que as fases possuem velocidades diferentes, a transferência de massa na interface provoca uma variação de quantidade de movimento. Para considerar esse efeito, Wallis (1969) sugere que uma força adicional seja considerada no balanço de quantidade de movimento [vide Eqs. (3.23) e (3.24)].

A força aplicada por uma fase sobre a outra, denominada *força interfacial*, ocorre em virtude do movimento relativo entre ambas e engloba não só a força de atrito interfacial, mas depende também de efeitos adicionais. Esses efeitos são causados por componentes de forças que surgem em escoamentos com rápida aceleração, tais como: a *força de massa aparente* ou *força de massa virtual*, a *força de Basset* e a *força causada pela rotação das partículas fluidas*.

Quando uma partícula é acelerada em relação a um fluido no qual encontra-se imersa, um escoamento bidimensional é estabelecido em seu contorno (Wallis, 1969). A partícula comporta-se como se possuísse massa adicional, conhecida como *massa aparente* ou *massa virtual*, que é dotada de energia cinética.



O movimento da partícula e dessa massa virtual requer, então, um trabalho adicional em relação ao que seria necessário para acelerar somente a partícula. Com isso, a massa virtual introduz um componente de força sobre a partícula, conhecida como força de massa virtual que é proporcional à velocidade relativa entre a partícula e o fluido, ou no caso do escoamento bifásico, entre as fases.

De acordo com Milne-Thomson (1968), a aceleração de uma esfera em um fluido em repouso induz uma força de massa virtual sobre a esfera, F_{mve} , igual à metade da massa de fluido deslocada multiplicada pela aceleração da esfera e pode ser expressa por,

$$F_{mve} = -\frac{1}{12}\pi d^3 \rho_f a \quad (2.8)$$

na qual d é o diâmetro da esfera, ρ_f é a massa específica do fluido e a é a aceleração da esfera. Observa-se que na obtenção dessa equação, os efeitos viscosos e a interação com outras eventuais partículas ou esferas dispersas no escoamento não foram considerados. Em geral, a força de massa virtual nos escoamentos reais deve incluir outros parâmetros do escoamento, dentre eles a fração de vazio (Drew *et al.*, 1979).

Além desse escoamento potencial que é estabelecido quando uma partícula é acelerada em relação a um fluido, também se estabelece um campo de escoamento viscoso. A *força de Basset* está relacionada com um dos efeitos viscosos: o desenvolvimento da camada limite ao redor dessa partícula, ou no caso do escoamento bifásico, ao redor da fase dispersa. Uma vez que os efeitos viscosos, tais como o crescimento da camada limite, são governados por equações de difusão, o escoamento instantâneo depende da história do movimento da partícula e sua análise é bastante complexa.

A força de atrito agindo na interface é modelada, usualmente, em termos de um coeficiente de arrasto, C_D , da densidade de área interfacial e da velocidade relativa entre as fases. O coeficiente de arrasto interfacial é calculado por correlações obtidas por técnicas de regressão de conjuntos de dados experimentais. É importante salientar que na análise dos escoamentos bifásicos, além do atrito interfacial, estão envolvidas as forças de atrito entre cada fase e a parede do tubo.

2.5 Modelos de Análise

O método de análise dos escoamentos bifásicos é uma extensão do método amplamente usado



para os escoamentos monofásicos. As equações que governam os princípios básicos de conservação de massa, de quantidade de movimento e de energia são obtidas e solucionadas usando-se hipóteses simplificativas.

Apesar das dificuldades na formulação matemática, a modelagem dos escoamentos bifásicos líquido-vapor apresentou um avanço significativo nas últimas décadas. Os primeiros estudos do escoamento e da transferência de calor em domínios bifásicos foram tratados de forma empírica. Atualmente existe uma tentativa de desenvolvimento de modelos teóricos mecanicistas, mas ainda resta muito a ser feito antes que esses modelos tornem-se completamente realistas.

Os principais modelos de análise dos escoamentos bifásicos são:

(i) *Modelo Homogêneo.*

Os engenheiros químicos, nas décadas de 30 e 40, foram pioneiros em contribuir com o estudo dos escoamentos bifásicos líquido-vapor. Nessa época, o único tratamento teórico existente era o modelo homogêneo, no qual o deslizamento entre as fases é desconsiderado e a mistura bifásica é tratada como um pseudofluido que obedece as equações usuais do escoamento monofásico, com propriedades obtidas por uma média ponderada das propriedades das fases individuais. As fases são consideradas em equilíbrio, com mesmas pressões, velocidades e temperaturas e o método de análise padrão da mecânica dos fluidos e da transferência de calor pode então ser aplicado.

(ii) *Modelo de Escoamento Separado.*

Nessa abordagem considera-se que as duas fases possam ter propriedades diferentes, velocidades diferentes e o modelo pode ser desenvolvido com vários graus de complexidade. Na versão mais simples, permite-se que somente as velocidades das fases sejam diferentes e as equações governantes são combinadas. Na versão mais sofisticada, dois conjuntos de equações de conservação da massa, da quantidade de movimento e de energia são escritas, um para cada fase e essas seis equações são resolvidas simultaneamente, em conjunto com as equações de taxa que descrevem a interação das fases entre si e com as paredes do duto.

Em ambos os casos, informações devem ser fornecidas sobre a área da secção do duto ocupada pelas fases, ou alternativamente, sobre a velocidade de cada uma delas e sobre o atrito com a parede do tubo. Na versão mais sofisticada, são requeridas informações adicionais sobre o atrito entre as fases. Tais informações são inseridas nas equações de



conservação, ou por meio de modelos simplificados do escoamento ou mediante correlações empíricas, nas quais a fração de vazio e a tensão de cisalhamento na parede são relacionadas com variáveis primárias.

O modelo de fluxo com escorregamento, *drift flux*, é essencialmente um modelo de escoamentos separados, no qual a atenção é voltada para o movimento relativo entre as fases e foi desenvolvido por Wallis (1969). Tal modelo se aplica para escoamentos em que a velocidade da fase gasosa é bem definida, como nos regimes de escoamento em bolhas e pistonado.

(iii) *Modelo de Dois Fluidos.*

Durante a década de 70, com o significativo crescimento da indústria nuclear, análises mais precisas sobre as condições de segurança dos reatores nucleares tornaram-se prioridade. Em consequência, durante essa década iniciou-se o desenvolvimento do *modelo de dois fluidos*, a princípio para uma abordagem unidimensional e posteriormente para uma abordagem tridimensional (Lahey e Drew, 1990).

Nesse modelo, o escoamento é representado por uma seqüência de padrões, como aqueles encontrados quando um gás e um líquido escoam juntos ao longo de um tubo. Um conjunto de equações de conservação, que governam os balanços de massa, de quantidade de movimento e de energia, é escrito para cada fase. Para aplicar esse modelo, é necessário estabelecer os padrões de escoamento a serem considerados e usar critérios capazes de prever as transições entre esses padrões.

Usando-se técnicas apropriadas, obtém-se equações médias no espaço ou no tempo, nas quais aparecem os termos que representam o transporte de massa, de quantidade de movimento e de energia de cada fase através das interfaces.

O modelo de dois fluidos, necessita também de informações sobre as interações devido ao atrito e à transferência de calor entre cada fase e as paredes do tubo. Conforme mostrado em estudos prévios (Ishii e Mishima, 1980), tais informações, em conjunto com as equações constitutivas dos termos de transferência interfacial devem ser suficientemente precisas. Caso contrário os resultados obtidos com esse modelo não serão significativamente melhores do que aqueles obtidos com modelos mais simplificados.



3. MODELAGEM DO ESCOAMENTO AO LONGO DE TROCADORES DE CALOR TUBO CAPILAR – LINHA DE SUCÇÃO

3.1 Introdução

Em razão de sua grande influência sobre o desempenho de equipamentos de refrigeração de pequeno porte, tais como: refrigeradores, *freezers* e condicionadores de ar de parede, os tubos capilares têm sido fonte de várias pesquisas, que têm proporcionado grandes melhorias no entendimento do escoamento em seu interior. As investigações realizadas, contando com técnicas experimentais e simulações numéricas cada vez mais avançadas, refletem-se diretamente no aperfeiçoamento do projeto e dimensionamento desses tubos.

Embora o tubo capilar seja fisicamente simples, o escoamento do fluido refrigerante em seu interior é bastante complexo, o que motiva a busca de novas modelagens para tal escoamento, visando sempre adequar, cada vez mais com maior precisão, a análise teórica à situação real existente.

Os tubos capilares são tubos, normalmente de cobre, de pequeno diâmetro e comprimento relativamente grande. Tais tubos são obtidos por trefilação e possuem comprimentos entre 1,0 e 6,0 m e diâmetros variando entre 0,5 e 2,0 mm, o que torna a nomenclatura *tubo capilar* inapropriada uma vez que tais diâmetros são muito grandes para produzirem uma ação capilar.

O tubo capilar é empregado como dispositivo de expansão em sistemas de refrigeração por compressão mecânica de vapor, os quais são constituídos por mais três componentes básicos: o condensador, o compressor e o evaporador, como se observa no esquema mostrado na Fig. 3.1. Durante o ciclo de refrigeração, o fluido refrigerante é mantido em baixa pressão no evaporador e em alta pressão no condensador, em razão da ação contínua do compressor e do dispositivo de expansão. O tubo capilar atua como elemento redutor de pressão e regulador da vazão de

refrigerante.

Os tubos capilares apresentam como vantagens: custo reduzido, possibilidade de operação em ciclo reverso, ausência de partes móveis e possibilidade de equalização das pressões do sistema durante os ciclos de parada, permitindo o uso de compressores com menor torque de partida. Como desvantagem cita-se a dificuldade de atender condições de carga térmica distintas, o que leva a uma redução de eficiência operacional caso ocorram variações de carga térmica ou de temperatura de condensação em relação às condições de projeto.

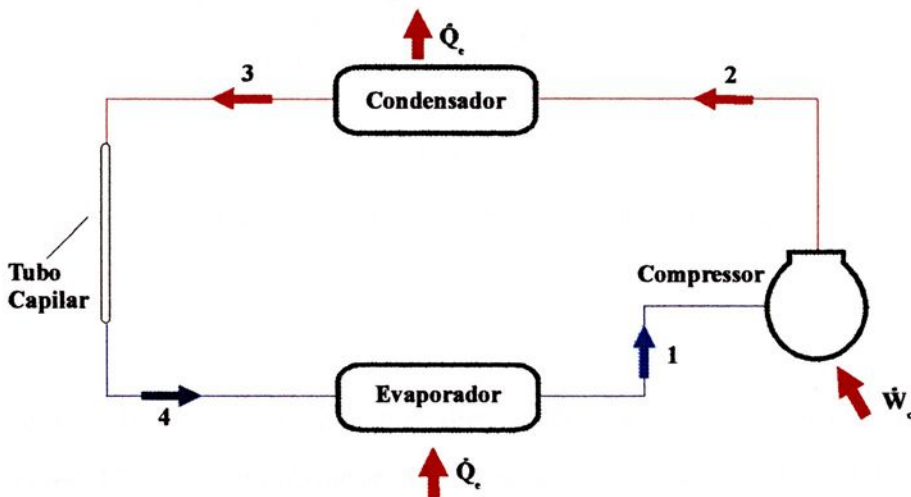


Fig. 3.1 Esquema de um sistema de refrigeração por compressão de vapor.

Outras desvantagens são: possibilidade de obstrução e exigência de uma carga de refrigerante dentro de limites estreitos. Essa última condição justifica o seu uso em unidades herméticas nas quais a possibilidade de vazamento é mínima.

O fluido refrigerante passa por vários estados termodinâmicos ao longo de um ciclo de refrigeração. Tais estados são mostrados esquematicamente na Fig. 3.2. Vapor, no estado superaquecido (1), ou saturado (1'), na pressão de evaporação, é comprimido até a pressão de condensação (2) quando vapor em alta temperatura e pressão, entra no condensador. O refrigerante no estado líquido sub-resfriado (3), ou de líquido saturado (3'), deixa o condensador quando então a pressão é reduzida ao longo do dispositivo de expansão. Nesse processo de expansão, o fluido refrigerante é parcialmente vaporizado e a mistura líquido-vapor resultante no ponto (4) entra no evaporador, onde absorve calor do fluido ou meio a ser refrigerado, retornando assim ao ponto (1) ou (1').

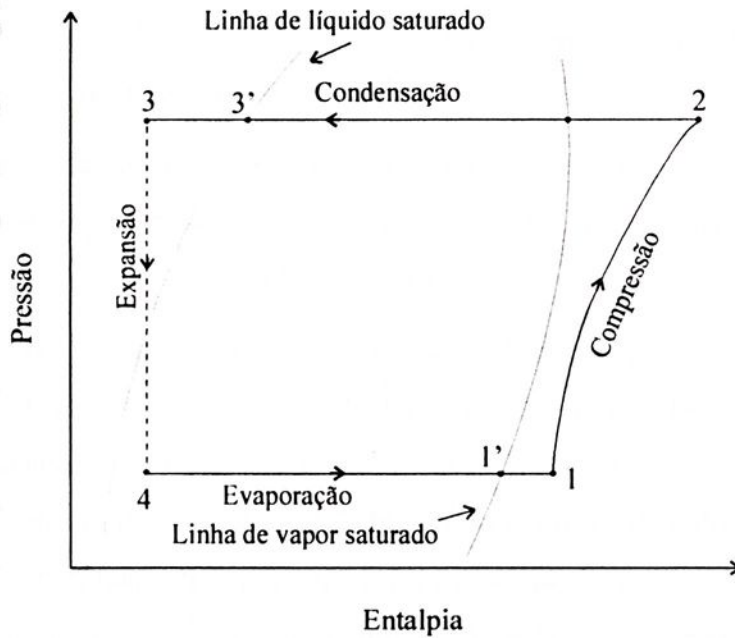


Fig. 3.2 Representação esquemática dos estados termodinâmicos ao longo de um sistema de refrigeração.

No interior de um tubo capilar identificam-se duas regiões: uma de escoamento monofásico e outra de escoamento bifásico líquido-vapor. O escoamento apresenta valores de números de Reynolds na faixa entre 4×10^3 e 20×10^3 e é compressível, sendo que a condição crítica ou de bloqueio pode ser atingida.

Caso a condição de escoamento crítico seja alcançada, quaisquer reduções subsequentes na pressão de evaporação não exercem influência sobre a vazão de fluido refrigerante e o escoamento ao longo do tubo não pode mais ser acelerado. Somente acima da pressão crítica, uma redução de pressão no evaporador implicará em um aumento da vazão. O valor da pressão correspondente à condição de bloqueio deve ser calculado adequadamente para a determinação correta da vazão de fluido refrigerante ao longo do tubo capilar.

Uma complexidade adicional no estudo do escoamento de tubos capilares é o fenômeno de metaestabilidade. Estudos experimentais mostram que um atraso na vaporização do fluido refrigerante ocorre em alguns casos, ou seja, a pressão de saturação é atingida mas o fluido permanece na fase líquida até que as condições de desequilíbrio termodinâmico tornem-se críticas, quando vibrações, presença de partículas dispersas no escoamento ou então a rugosidade superficial da parede do tubo fornecem condições para a nucleação das bolhas. O atraso na

vaporização influencia o desempenho do tubo capilar porque aumenta a extensão da região líquida, aumentando a vazão de fluido refrigerante.

O escoamento pode ainda ser adiabático ou não-adiabático, dependendo da configuração do sistema de refrigeração. No primeiro caso, desconsidera-se a troca de calor com o meio ambiente e assume-se que o tubo capilar está isolado termicamente.

No segundo caso, mostrado esquematicamente na Fig. 3.3, uma parte do comprimento do tubo capilar é colocada em contato com a linha de sucção, formando um trocador de calor em contracorrente, denominado *trocador de calor tubo capilar-linha de sucção*. Essa alternativa proporciona um aumento da capacidade de refrigeração em razão da redução do título da mistura líquido-vapor do refrigerante na entrada do evaporador. Isso ocorre em virtude do resfriamento do refrigerante no interior do tubo capilar, provocado pela transferência de calor para o vapor superaquecido que escoar a baixa temperatura ao longo da linha de sucção.

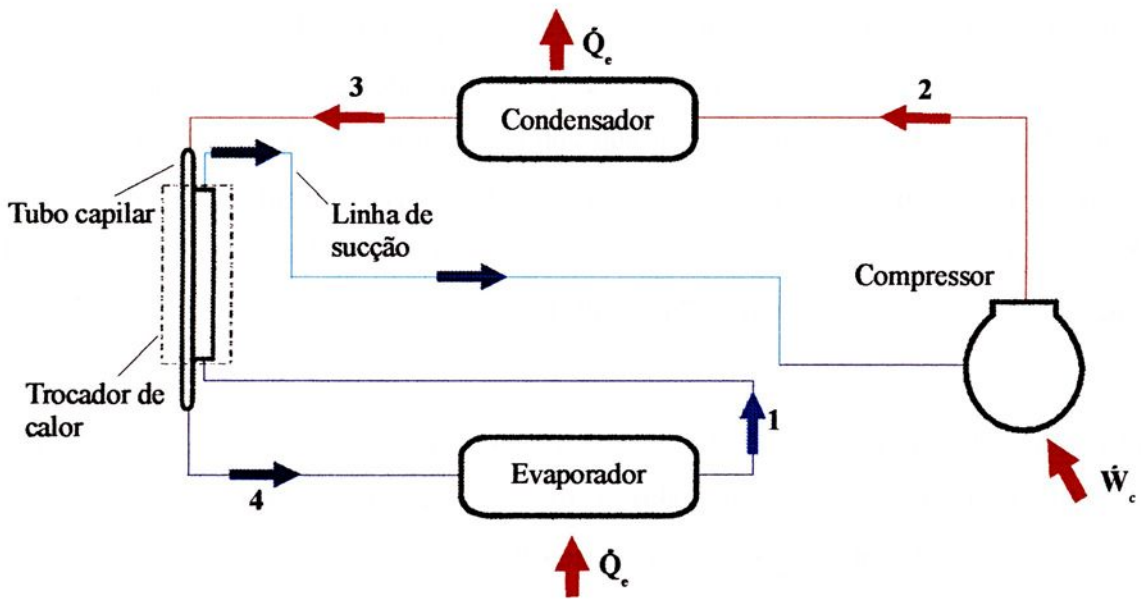


Fig. 3.3 Esquema de um sistema de refrigeração com trocador de calor tubo capilar-linha de sucção.

O trocador de calor tubo capilar-linha de sucção, além de melhorar o desempenho do sistema, evita a formação de gelo ao redor da linha de sucção e superaquece o vapor aspirado pelo compressor, garantindo com isso que fluido refrigerante no estado líquido não entre no compressor.

A análise do escoamento em tubos capilares, de forma experimental ou analítica, tem sido objeto de estudo de vários pesquisadores. Os primeiros artigos sobre a utilização de tubos capilares como dispositivos de expansão em refrigeração foram publicados na década de 40 e limitavam-se a análises qualitativas do seu efeito sobre o sistema de refrigeração. Mais tarde, foram desenvolvidos trabalhos experimentais objetivando uma melhor compreensão do escoamento no interior desses tubos.

Os estudos associados ao escoamento em tubos capilares podem ser divididos em dois grandes grupos: adiabáticos e não-adiabáticos, ou seja, considerando ou não a existência de transferência de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção e/ou o meio ambiente. Dentro desses dois grupos existem muitos subgrupos que investigam, por exemplo: o modelo adotado para análise do escoamento bifásico, a análise do escoamento crítico, a inclusão dos efeitos de metaestabilidade do escoamento e a análise de outros parâmetros relacionados com o escoamento.

Barbazelli (2000) apresentou uma ampla revisão bibliográfica sobre os assunto, analisando e destacando importantes trabalhos sobre tubos capilares adiabáticos e não adiabáticos publicados desde a década de 40. Dentre os vários trabalhos que analisam o escoamento não-adiabático, tanto teórica quanto experimentalmente, destacam-se aqueles de Dirik *et al.* (1994), Peixoto e Bullard (1994), Paiva *et al.* (1994), Mezavila (1995), Escanes *et al.* (1995), Peixoto *et al.* (1998), Melo *et al.* (1998), Zangari *et al.* (1999), Barbazelli (2000), Hermes *et al.* (2000) e Fiorelli e Silveiras (2002).

Na maioria dos modelos encontrados na literatura a abordagem geralmente empregada consiste em tratar o escoamento bifásico ao longo do tubo capilar como homogêneo. Essa é a abordagem mais simples do problema, na qual consideram-se as fases líquida e de vapor com mesmas velocidades e mesmas temperaturas e as equações a serem resolvidas são as mesmas do escoamento monofásico.

A limitação do modelo homogêneo foi eliminada por Seixlack (1996), que usou o modelo de dois fluidos na região de escoamento bifásico, possibilitando considerar o não-equilíbrio hidrodinâmico e térmico entre as fases. Como consequência, esse modelo apresentou uma comparação melhor com os dados experimentais, do que aquela obtida anteriormente pelo modelo homogêneo.

Uma vez que em Seixlack (1996) o escoamento foi considerado adiabático, Barbazelli (2000)



analisou o comportamento do modelo de dois fluidos na simulação do escoamento ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção.

O objetivo do presente texto é analisar o escoamento não-adiabático de fluidos refrigerantes ao longo de tubos capilares usados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração, confrontando o resultados obtidos com os modelos homogêneo e de dois fluidos. Tal escoamento é dividido em uma região onde o fluido refrigerante encontra-se no estado de líquido sub-resfriado e em outra de escoamento bifásico líquido-vapor.

A aplicação do modelo de dois fluidos na região bifásica é investigada, considerando o não-equilíbrio hidrodinâmico e o não-equilíbrio térmico entre as fases, além da transferência de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção e/ou o meio ambiente. Para isso, na região de líquido são resolvidas as equações de conservação da quantidade de movimento e de energia e na região bifásica são resolvidas as equações de conservação da massa da mistura, da quantidade de movimento da fase líquida, da quantidade de movimento da fase de vapor, da energia da mistura e da energia da fase de vapor.

O modelo de dois fluidos permite uma abordagem mais realista do escoamento bifásico no interior de tubos capilares. Entretanto, essa sofisticação implica na utilização de um maior número de equações constitutivas em relação ao modelo homogêneo.

A solução do sistema de equações diferenciais é obtida ao longo do tubo até que a condição de bloqueio seja alcançada, ou até que a pressão de evaporação seja atingida, caso o escoamento não esteja bloqueado. O modelo permite o cálculo da vazão de fluido refrigerante, conhecidas as geometrias do tubo capilar e da região do trocador de calor e as condições de operação. Do ponto de vista tecnológico, esse é o principal interesse dos fabricantes de sistemas de refrigeração.

Os resultados obtidos por ambos os modelos são comparados com os dados experimentais disponíveis na literatura e com aqueles obtidos no Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina. As vazões do fluido refrigerante e as distribuições de temperatura ao longo de dois tubos capilares e seis disposições do trocador de calor, operando com o refrigerante HFC-134a em diferentes condições de operação, são usados nessa comparação.

3.2 Formulação do Problema

O trocador de calor tubo capilar-linha de sucção pode ser *concêntrico* ou *lateral*. A Fig. 3.4a mostra, esquematicamente, o trocador de calor utilizado no Brasil e em parte da Europa, no qual o tubo capilar é inserido concentricamente na linha de sucção, formando um trocador de calor em contracorrente do tipo duplo-tubo. A Fig. 3.4b apresenta o trocador de calor do tipo lateral, no qual o tubo capilar é soldado externamente à linha de sucção, formando também um trocador de calor em contracorrente. Essa configuração é utilizada principalmente nos Estados Unidos.

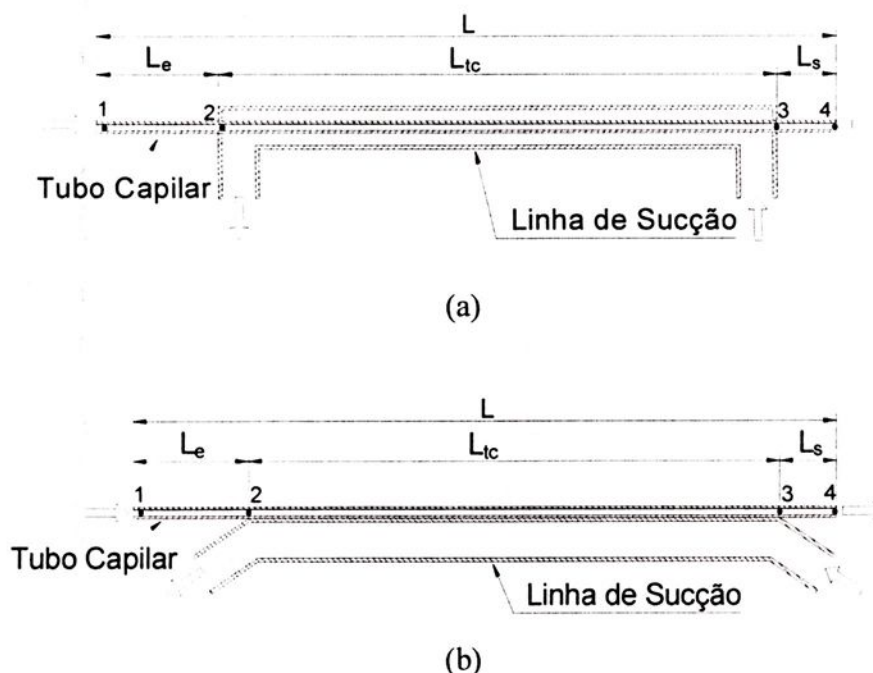


Fig. 3.4 Esquemas de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção: (a) concêntrico e (b) lateral.

Os trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, geralmente, são divididos em três regiões, como mostrado na Fig. 3.4, designadas aqui como:

- (i) *Região de entrada* (L_e). Nesta região, o capilar não troca calor com a linha de sucção. A troca de calor, por convecção natural, ocorre com o ar ambiente. Em alguns modelos, este trecho é considerado adiabático em função da menor taxa de transferência de calor em relação àquela da região do trocador de calor (Peixoto e Bullard, 1994);
- (ii) *Região do trocador de calor* (L_{tc}). Constitui-se na porção intermediária do tubo capilar, onde

ocorre transferência de calor com a linha de sucção e com o meio ambiente;

(iii) *Região de saída* (L_s). Nesta região, assim como na região de entrada, não há troca de calor com a linha de sucção, ocorrendo transferência de calor somente com o ar ambiente.

Nos modelos aqui apresentados, o escoamento ao longo do tubo capilar é dividido em duas regiões: uma de escoamento monofásico em que o refrigerante encontra-se no estado líquido sub-resfriado, denominada *região de líquido*, e outra de escoamento bifásico líquido-vapor, denominada *região bifásica*.

As hipóteses simplificativas consideradas são:

- i) tubo capilar reto, horizontal e com diâmetro constante;
- ii) escoamento incompressível na região de líquido;
- iii) escoamento unidimensional e em regime permanente;
- iv) refrigerante isento de óleo;
- v) vapor, quando presente, está saturado em relação à pressão local;
- vi) o fenômeno de metaestabilidade do escoamento é desconsiderado;
- vii) ambas as fases estão na mesma pressão em qualquer seção transversal ao longo do tubo, ou seja, os efeitos de tensão superficial são desconsiderados.

3.2.1 Equações Governantes Para a Região de Líquido

i) Conservação da Quantidade de Movimento para o Tubo Capilar

A equação de conservação da quantidade de movimento do escoamento de líquido, desprezando as variações de energia cinética como consequência da incompressibilidade do escoamento, é dada por,

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{f_l G^2 v_l}{2 d_{int}} \quad (3.1)$$

na qual z é a distância ao longo do tubo, p é a pressão, G é o fluxo de massa, v_l é o volume específico do líquido, d_{int} é o diâmetro interno do tubo capilar e f_l é o fator de atrito de Darcy, calculado neste trabalho pela equação de Churchill (1977), Eq. A.1.

ii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar – Região do Trocador de Calor

Considere o volume de controle para um trocador de calor do tipo concêntrico, como mostrado na Fig. 3.5.

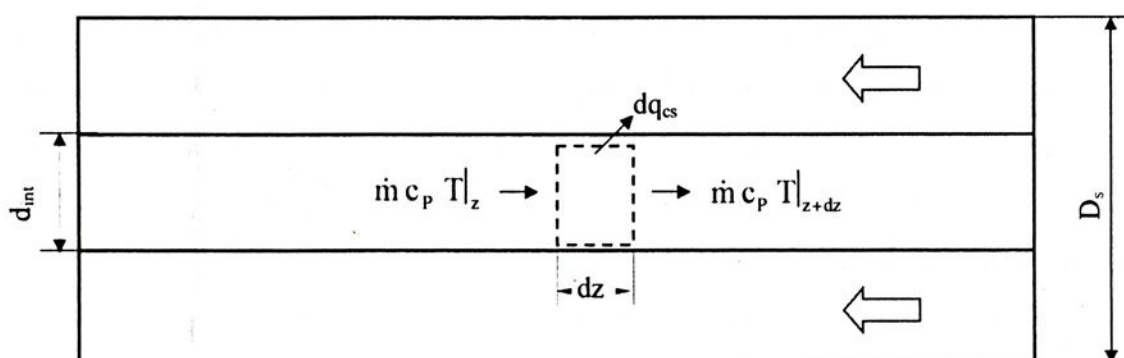


Fig. 3.5 Volume de controle para o balanço de energia na região do trocador de calor.

Realizando o balanço de energia nesse volume de controle, a equação de conservação de energia para o escoamento ao longo do tubo capilar, na região do trocador de calor, é dada por,

$$c_p \frac{dT}{dz} = -\frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{cs}}{dz} \quad (3.2)$$

na qual c_p é o calor específico a pressão constante, T é a temperatura do refrigerante ao longo do tubo capilar, $\dot{m}$ é a vazão em massa do fluido refrigerante e dq_{cs} é o termo infinitesimal de transferência de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção, dado por,

$$\frac{dq_{cs}}{dz} = H_c \pi d_{int} (T - T_w) \quad (3.3)$$

na qual T_w é a temperatura da parede do tubo capilar e H_c é o coeficiente de transferência de calor por convecção no interior do tubo capilar.

É possível eliminar a temperatura na parede do tubo capilar, expressando a transferência de calor em termos de um coeficiente global. Para um trocador concêntrico, desprezando-se a resistência térmica da parede do tubo, tal coeficiente é dado por,

$$\frac{d(UA_{cs})}{dz} = \frac{l}{\frac{l}{H_c \pi d_{int}} + \frac{l}{H_s \pi d_{ext}}} \quad (3.4)$$

Para um trocador lateral, o mesmo coeficiente é dado por,

$$\frac{d(UA_{cs})}{dz} = \frac{1}{\frac{1}{H_c \pi d_{int}} + \frac{1}{H_s \pi D_s}} \quad (3.5)$$

nas quais, H_s é o coeficiente de transferência de calor por convecção entre o tubo capilar e a linha de sucção, d_{ext} é o diâmetro externo do tubo capilar e D_s é o diâmetro interno da linha de sucção. Observa-se na Eq. (3.5) que o coeficiente global de transferência de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção foi definido considerando a área interna da linha de sucção como área de transferência de calor. Essa hipótese é válida, pois a alta condutividade térmica do cobre faz com que toda a parede da linha de sucção possa ser considerada isotérmica (vide Mezavila, 1995).

Usando a Eq. (3.4) ou a Eq. (3.5), a parcela infinitesimal de transferência de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção é dada por,

$$dq_{cs} = d(UA_{cs})(T - T_s) \quad (3.6)$$

na qual T_s é a temperatura do refrigerante, que se encontra no estado superaquecido, no interior da linha de sucção.

Substituindo a Eq. (3.6) na Eq. (3.2) e utilizando a hipótese de escoamento incompressível, tem-se que ,

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{1}{\dot{m} c_p} (UA'_{cs})(T - T_s) \quad (3.7)$$

na qual $(UA'_{cs}) = \frac{d(UA_{cs})}{dz}$.

iii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar – Regiões de Entrada e de Saída

Realizando o balanço de energia no volume de controle mostrado na Fig. 3.6, a equação de conservação de energia para a fase líquida, nas regiões de entrada e de saída do capilar, é dada por,

$$c_p \frac{dT}{dz} = -\frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{ca}}{dz} \quad (3.8)$$

na qual o termo dq_{ca} representa o calor transferido por convecção natural entre o tubo capilar e o meio ambiente, sendo dado por,

$$dq_{ca} = d(UA_{ca})(T - T_a) \quad (3.9)$$

na qual T_a é a temperatura do meio ambiente.

O coeficiente global de transferência de calor desprezando a resistência térmica da parede do tubo, neste caso, é definido como,

$$\frac{d(UA_{ca})}{dz} = \frac{l}{\frac{l}{H_c \pi d_{int}} + \frac{l}{H_a \pi d_{ext}}} \quad (3.10)$$

na qual H_a é o coeficiente de transferência de calor por convecção entre o capilar, ou a linha de sucção, e o meio ambiente.

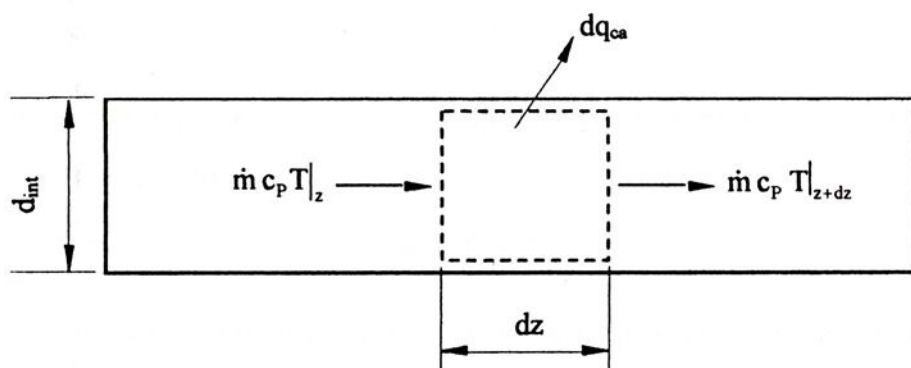


Fig. 3.6 Volume de controle para o balanço de energia da fase líquida nas regiões de entrada e saída do tubo capilar.

Substituindo a Eq. (3.10) na Eq. (3.8) e considerando o escoamento incompressível, tem-se que,

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{1}{\dot{m} c_p} (UA'_{ca})(T - T_a) \quad (3.11)$$

na qual $(UA'_{ca}) = \frac{d(UA_{ca})}{dz}$.

iv) Conservação da Energia para a Linha de Sucção

Um balanço de energia no volume de controle mostrado na Fig. 3.7, fornece,

$$\dot{m} h|_{z+dz} + dq_{cs} + dq_{sa} = \dot{m} h|_z \quad (3.12)$$

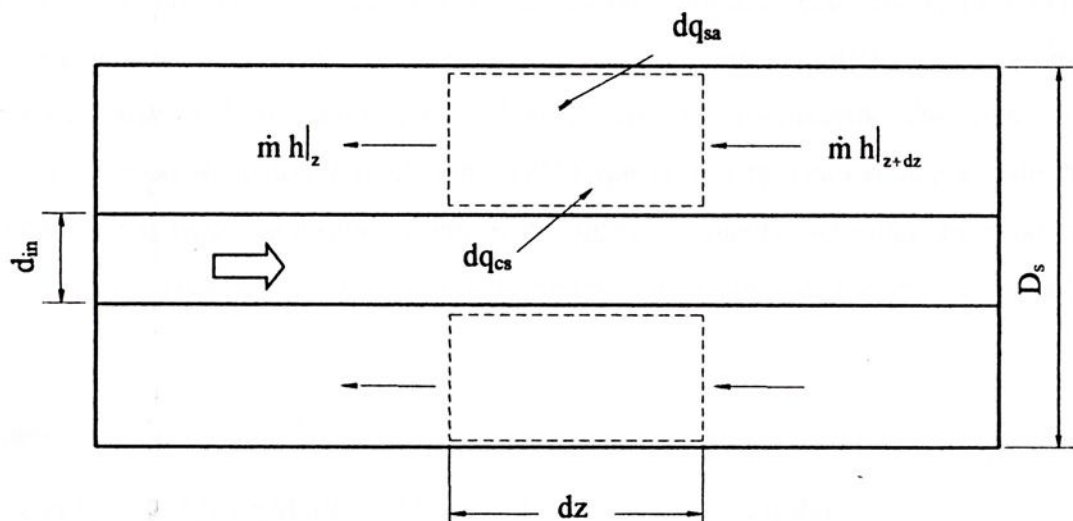


Fig. 3.7 Volume de controle para balanço de energia na linha de sucção.

A parcela diferencial da taxa de transferência de calor por convecção natural entre a linha de sucção e o ambiente, dq_{sa} , é dada por,

$$dq_{sa} = U_{sa} (\pi D_s dz) (T_a - T_s) \quad (3.13)$$

na qual o coeficiente global de transferência de calor entre a linha de sucção e o ambiente, U_{sa} , é dado por,

$$U_{sa} = \frac{1}{\frac{1}{H_s} + \frac{1}{H_a}} \quad (3.14)$$

Substituindo as Eqs. (3.6) e (3.13) na Eq. (3.12) e sabendo-se que $dh = c_p dT_s$, tem-se,

$$\frac{dT_s}{dz} = -\frac{1}{\dot{m} c_p} \left[(UA'_{cs}) (T - T_s) + U_{sa} \pi D_s (T_a - T_s) \right] \quad (3.15)$$

Com isso, para a simulação do escoamento na região de líquido ao longo de trocadores de calor tubo capilar—linha de sucção, as seguintes equações devem ser resolvidas: Eq. (3.1), usada para o cálculo da pressão e Eqs. (3.7), (3.11) e (3.15) usadas, respectivamente, para o cálculo das temperaturas do refrigerante na região do trocador de calor, nas regiões de entrada e saída e na linha de sucção.

3.2.2 Equações Governantes Para a Região Bifásica

Nessa região, dois modelos de análise de escoamentos bifásicos serão empregados. O primeiro é o *modelo homogêneo*, no qual o escoamento é tratado como monofásico, cujas propriedades são obtidas considerando o título da mistura líquido-vapor e as propriedades das fases individuais. O segundo é o *modelo de dois fluidos* (Ishii, 1975), que considera o não-equilíbrio hidrodinâmico e térmico entre as fases e é formulado em termos de dois conjuntos de equações de conservação que governam os balanços de massa, de quantidade de movimento e de energia para cada fase.

• Modelo Homogêneo

i) Conservação da Quantidade de Movimento para o Tubo Capilar

Aplicando o princípio de conservação da quantidade de movimento ao volume de controle indicado na Fig. 3.8, obtém-se a equação para o cálculo da pressão na região bifásica, dada por,

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{f_b}{2} \frac{G^2 \tilde{v}}{d_{int}} - G^2 \frac{d\tilde{v}}{dz} \quad (3.16)$$

na qual $\tilde{v} = [(1-x)v_l + xv_v]$ é o volume específico da mistura líquido-vapor, x é o título e f_b é o fator de atrito na região bifásica. Substituindo a equação que define o volume específico da mistura na Eq. (3.16), obtém-se,

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{\frac{f_b}{2} \frac{G^2 \tilde{v}}{d_{int}} - G^2 \frac{d\tilde{v}}{dz} + G^2 (v_v - v_l) \frac{dx}{dz}}{1 + G^2 \left[x \frac{dv_v}{dp} + (1-x) \frac{dv_l}{dp} \right]} \quad (3.17)$$

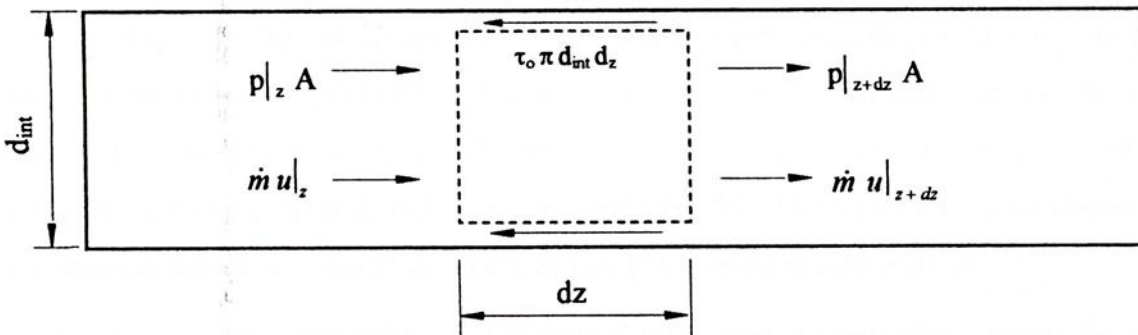


Fig. 3.8 Volume de controle para o balanço de forças na região bifásica do tubo capilar.

Observa-se na Eq. (3.16) que o gradiente de pressão ao longo da região bifásica do tubo capilar deve-se a dois termos: o primeiro, que representa os efeitos viscosos, deve-se ao atrito com a parede do tubo e o segundo, que representa os efeitos de inércia, deve-se à aceleração da mistura bifásica.

O fator de atrito na região bifásica pode ser estimado pelas correlações utilizadas em escoamentos monofásicos (Carey, 1992), calculando-se o número de Reynolds com as equações para a viscosidade bifásica disponíveis na literatura. Uma alternativa, consiste em usar equações obtidas a partir da correlação de dados experimentais.

Boabaid Neto (1994), usando diferentes correlações para o fator de atrito bifásico disponíveis na literatura, comparou os resultados de seu modelo com resultados experimentais e concluiu que a equação proposta por Erth (1970) era a mais adequada para os refrigerantes CFC-12 e HFC-134a.

Erth (1970) selecionou 57 conjuntos de dados experimentais obtidos por Bolstad e Jordan (1948) e 74 conjuntos de dados experimentais obtidos por Ungar *et al.* (1960). Para cada um desses conjuntos, foram traçados os perfis de temperatura e pressão, o que permitiu a determinação gráfica do ponto de início de vaporização. A partir desses dados e usando técnicas de regressão, Erth (1970) determinou uma expressão para o fator de atrito médio na região bifásica, dada por

$$f_b = \frac{3,1}{\sqrt{Re_l}} \exp \left[\frac{(1 - x^{0,25})}{2,4} \right] \quad (3.18)$$

na qual x é o título da mistura líquido-vapor na entrada do tubo e $Re_l = (Gd_{int}/\mu_l)$ é o número de Reynolds da fase líquida. Caso exista líquido sub-resfriado na entrada do tubo, observa-se que a Eq. (3.18) torna-se função apenas do número de Reynolds.

A correlação de Erth foi adotada no modelo proposto por Mezavila (1995), que a utilizou em cada incremento ao longo do tubo. Assim, o fator de atrito é calculado localmente, sendo o número de Reynolds e o título referentes aos valores na entrada de cada incremento. A justificativa para essa forma de utilização da correlação, foi o fato de Erth ter usado alguns dados experimentais para os quais o título na entrada do tubo capilar era diferente de zero.

Entretanto, como observado por Mezavila (1995), esse procedimento, apesar de fornecer resultados razoáveis, não possui uma base científica suficientemente sólida. Dessa forma, estudos

adicionais devem ser realizados, visando o estabelecimento de equações para o cálculo do fator de atrito local, na região bifásica do escoamento em tubos capilares.

ii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar – Região do Trocador de Calor

Efetuada-se o balanço de energia no volume de controle mostrado na Fig. 3.9 obtém-se a equação da energia, dada por,

$$\frac{dh_r}{dz} + G^2 \tilde{v} \frac{d\tilde{v}}{dz} = - \frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{cs}}{dz} \quad (3.19)$$

na qual $h_r = [(1-x)h_l + xh_v]$ é a entalpia do fluido refrigerante na região bifásica. Substituindo as equações que definem a entalpia da mistura e o volume específico da mistura na Eq. (3.19), obtém-se,

$$\frac{dx}{dz} = \frac{-\frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{cs}}{dz} - \left\{ x \frac{dh_v}{dp} + (1-x) \frac{dh_l}{dp} + G^2 \tilde{v} \left[x \frac{dv_v}{dp} + (1-x) \frac{dv_l}{dp} \right] \right\} \frac{dp}{dz}}{h_v + G^2 \tilde{v} v_v} \quad (3.20)$$

na qual o subíndice lv indica a diferença entre o valor da propriedade no estado de vapor saturado e no estado de líquido saturado.

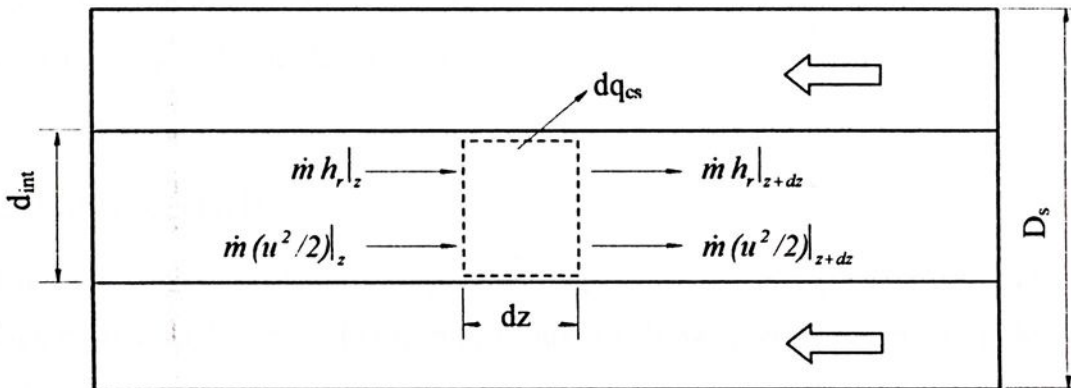


Fig. 3.9 Volume de controle para o balanço de energia do escoamento bifásico no tubo capilar: região do trocador de calor.

iii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar – Regiões de Entrada e Saída

O desenvolvimento da equação da conservação da energia para o tubo capilar, nas regiões de

entrada e saída, segue os mesmos passos apresentados no desenvolvimento da Eq. (3.20). A única diferença refere-se à parcela de transferência de calor, que passa a ser calculada de acordo com a Eq. (3.9).

Dessa forma, nas regiões de entrada e saída do tubo capilar, a equação de conservação de energia para o escoamento bifásico é dada por,

$$\frac{dx}{dz} = \frac{-\frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{ca}}{dz} - \left\{ x \frac{dh_v}{dp} + (1-x) \frac{dh_l}{dp} + G^2 \tilde{v} \left[x \frac{dv_v}{dp} + (1-x) \frac{dv_l}{dp} \right] \right\} \frac{dp}{dz}}{h_{lv} + G^2 \tilde{v} v_{lv}} \quad (3.21)$$

Para a linha de sucção, a equação da conservação da energia é idêntica àquela obtida anteriormente para a região de líquido, Eq. (3.15). Com isso, a formulação do modelo homogêneo para a simulação do escoamento bifásico ao longo de trocadores de calor tubo capilar—linha de sucção, constitui-se das seguintes equações governantes: Eq. (3.17), usada para o cálculo da pressão e Eqs. (3.20) e (3.21) usadas para o cálculo do título, respectivamente, na região do trocador de calor e nas regiões de entrada e saída do tubo capilar. Na linha de sucção, a temperatura do refrigerante é calculada pela Eq. (3.15).

Para a solução desse sistema de equações, é necessário especificar as correlações para o cálculo dos fatores de atrito na região de líquido, f_l , e na região bifásica, f_b , e para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor por convecção: H_o , H_s e H_a . Tais correlações estão apresentadas e discutidas no Apêndice A.

• Modelo de Dois Fluidos

O modelo de dois fluidos é formulado em termos de seis equações de conservação, como apresentado por Ishii (1975). Entretanto, o número de variáveis a serem calculadas pode ser reduzido através da combinação dessas equações.

Para obter a forma unidimensional do modelo de dois fluidos, integra-se o modelo tridimensional, apresentado por Ishii (1975), ao longo da seção transversal do tubo, introduzindo-se valores médios adequados para as variáveis (Ishii e Mishima, 1984). Com a realização de médias, a informação sobre a mudança das variáveis na direção normal ao escoamento no interior do tubo é perdida e a transferência de quantidade de movimento e energia entre a parede e o

fluido são expressas por correlações empíricas ou por modelos simplificados.

Por simplicidade, as notações de médias no tempo e na área não são aqui usadas, mas deve-se lembrar sempre que as equações apresentadas são equações médias no tempo e no espaço.

No presente trabalho, propõe-se a solução de cinco equações de conservação, que incluem as equações da conservação da massa e da energia da mistura líquido-vapor. Tais equações são obtidas a partir da soma das respectivas equações para cada fase.

Dessa forma as equações governantes para a região bifásica são dadas por,

i) Conservação da massa

$$\frac{d}{dz} [(1-\alpha)\rho_l u_l + \alpha\rho_v u_v] = 0 \quad (3.22)$$

na qual os subíndices l e v indicam, respectivamente, as fases de líquido e de vapor, u é a velocidade média da fase e α é a fração de vazio: razão entre a área da seção transversal do tubo ocupada pelo vapor e a área total da seção transversal.

ii) Conservação da quantidade de movimento para as fases líquida e de vapor

$$(1-\alpha)\rho_l u_l \frac{du_l}{dz} = -(1-\alpha) \frac{dp}{dz} - F_{wl} + F_{li} - (1-\eta)(u_v - u_l)\Gamma \quad (3.23)$$

$$\alpha\rho_v u_v \frac{du_v}{dz} = -\alpha \frac{dp}{dz} - F_{wv} + F_{vi} - \eta(u_v - u_l)\Gamma \quad (3.24)$$

nas quais a F_{wl} e F_{wv} são, respectivamente, as forças por unidade de volume em razão do atrito entre a parede do tubo e as fases de líquido e vapor, F_{li} e F_{vi} são, respectivamente, as forças interfaciais por unidade de volume atuando sobre a fase líquida e sobre a fase de vapor, Γ é a taxa de transferência de massa interfacial por unidade de volume e η é um fator de ponderação usado na definição da velocidade interfacial: $u_i = \eta u_l + (1-\eta)u_v$. O valor de $\eta = 0,5$ é sugerido por Wallis(1969). Observa-se que os termos $(1-\eta)(u_v - u_l)\Gamma$ e $\eta(u_v - u_l)\Gamma$, que aparecem, respectivamente, do lado direito das Eqs. (3.23) e (3.24) representam a força por

unidade de volume responsável pela variação de quantidade de movimento causada pela mudança de fase.

iii) Conservação de energia da mistura e da fase de vapor

$$\frac{d}{dz} \left[(1-\alpha) \rho_l u_l \left(h_l + \frac{u_l^2}{2} \right) + \alpha \rho_v u_v \left(h_v + \frac{u_v^2}{2} \right) \right] = - \frac{dq}{dz} \quad (3.25)$$

$$\frac{d}{dz} \left[\alpha \rho_v u_v \left(h_v + \frac{u_v^2}{2} \right) \right] = - \frac{d}{dz} (\alpha q) + q_i + \frac{d[\alpha \rho_v u_v]}{dz} \left(h_{vi} + \frac{u_v u_l}{2} \right) \quad (3.26)$$

nas quais h_l e h_v são, respectivamente, as entalpias das fases líquida e de vapor calculadas na temperatura de saturação em relação à pressão local, $h_{vi} = [(1-x) h_l + x h_v]$ é a entalpia da fase de vapor na interface, $x = (\alpha \rho_v / \tilde{\rho})$ é o título da mistura, q é o fluxo de calor total transferido, calculado pela Eq. (3.6) ou pela Eq. (3.9), conforme a posição ao longo do tubo capilar e q_i é o calor transferido na interface entre as fases por unidade de volume.

Dessa forma, usando o modelo de dois fluidos, o escoamento ao longo da região bifásica é governado pelas cinco equações de conservação, ou seja, Eqs. (3.22) a (3.26), que devem ser solucionadas para o cálculo das variáveis α , u_l , u_v , p , e h_l .

Além disso, para a solução desse sistema de equações é necessário especificar as equações constitutivas: (i) para as forças F_{wl} , F_{wv} e F_{lv} ; (ii) para os coeficientes de transferência de calor H_c , H_s , e H_a e (iii) para a transferência de calor interfacial. Deve-se dispor, ainda, de correlações para cálculo das propriedades termodinâmicas ρ_v , ρ_l , e h_v . Tais correlações foram obtidas através de regressão linear, usando os dados fornecidos por McLinden *et al.* (1998).

Observa-se que, uma equação adicional, Eq. (3.15), deve ser solucionada na região do trocador de calor, para o cálculo da temperatura do refrigerante na linha de sucção, T_s .

3.3 CONDIÇÕES INICIAIS E PARÂMETROS DO PROBLEMA

Na Fig. 3.10, os pontos 1 a 4 representam as posições ao longo do tubo capilar, Fig. 3.4, e com os pontos 0 e b representam esquematicamente uma situação típica do escoamento ao longo de um trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. As regiões compreendidas entre os pontos 1 e 2, e entre os pontos 3 e 4, correspondem, respectivamente, às regiões de entrada e saída do tubo capilar, mencionadas no Item 3.2. A redução de entalpia do refrigerante que ocorre nessas

regiões é bastante pequena quando comparada com a que ocorre entre os pontos 2 e 3, que é a região do trocador de calor.

O fato do estado termodinâmico do refrigerante ao longo de um tubo capilar não-adiabático aproximar-se da linha de líquido saturado é um dos motivos que justifica o uso do trocador de calor, em virtude do aumento da capacidade de refrigeração.

Observa-se que várias outras situações poderão ocorrer no trajeto entre os pontos 1 a 4, dependendo das condições de operação e das características geométricas do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. Existe a possibilidade, por exemplo, de recondensação do refrigerante ao longo do trocador de calor, fazendo com que o ponto 3 fique localizado na região de líquido sub-resfriado.

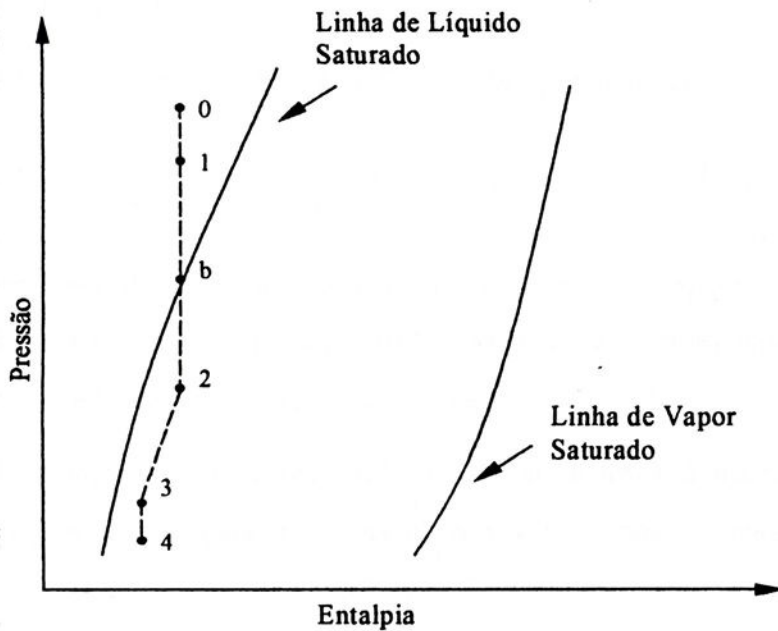


Fig. 3.10 Diagrama esquemático pressão-entalpia representando os estados termodinâmicos do fluido refrigerante ao longo de um trocador de calor tubo capilar-linha de sucção.

Na entrada do tubo capilar $z = 0$, ponto 1 mostrado na Fig. 3.10, é comum que o fluido refrigerante esteja no estado de líquido sub-resfriado. A pressão nesse ponto é calculada a partir da pressão medida na conexão de entrada do tubo capilar, aplicando-se os princípios de conservação da massa e de conservação da energia entre os pontos 0 e 1 e entre o ponto 0 e o ponto da tomada de pressão (p_e), mostrados na Fig. 3.11.

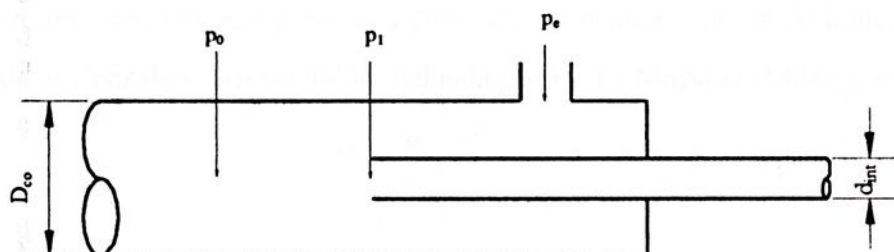


Fig. 3.11 Esquema da conexão de entrada do tubo capilar.

Entre o ponto 0 e a tomada de pressão supõe-se que não ocorram perdas de carga localizadas e considera-se nula a velocidade na tomada de pressão. A temperatura do fluido refrigerante na entrada do tubo, T_1 , é determinada em função da temperatura de saturação, relativa à pressão p_e e do grau de sub-resfriamento, ΔT_{sub} .

Com isso, as condições iniciais na entrada do tubo capilar são dadas por,

$$z = 0 \rightarrow p_1 = p_e - \frac{G^2(1+K)}{2\rho_l} \quad ; \quad T_1 = T_{sat}(p_e) - \Delta T_{sub} \quad (3.27)$$

na qual K é o coeficiente de perda de carga na entrada do tubo capilar. Neste trabalho, o coeficiente K é adotado igual a 0,5 (Collier, 1972). Melo *et al.* (1998) mostraram que esse coeficiente tem uma pequena influência sobre o escoamento.

Para solucionar as equações de conservação na região bifásica é necessário que sejam conhecidas as condições iniciais para as variáveis: p e x no modelo homogêneo e para as variáveis: α , u_v , u_l , p e h_l , no modelo de dois fluidos. Como o fenômeno de metaestabilidade é desconsiderado, assume-se que a nucleação inicie no ponto b mostrado na Fig. 3.10. Esse ponto é identificado pela comparação entre a temperatura do fluido refrigerante na região líquida e a temperatura de saturação $T_{sat}(p)$, correspondente à pressão local. Considerando que as bolhas tenham formato esférico, a condição inicial na entrada da região bifásica, é estabelecida por,

$$\begin{aligned} z = z_b \rightarrow p &= p_{sat}(T_b) \quad ; \quad h_l = h_{l,sat}(T_b) \\ u_l &= \frac{G}{[(1-\alpha)\rho_l + S_0\alpha_0\rho_v]} \quad ; \quad u_v = S_0u_l \\ \alpha_0 &= \frac{\pi N_0 d_0^3}{6} \end{aligned} \quad (3.28)$$

na qual $S_0 = 1$ é o deslizamento inicial entre as fases, d_0 é o diâmetro inicial de bolhas e N_0 é a densidade inicial de núcleos de vapor no fluido, definida por Ishii e Mishima (1984), como,

$$N_0 = \frac{\alpha_0}{B_d} \quad (3.29)$$

sendo que B_d é o volume da partícula em dispersão. Uma vez que as bolhas formadas são consideradas esféricas: $B_d = \pi d_0^3 / 6$.

O parâmetro N_0 é difícil de ser medido e foi considerado constante nos modelos de Richter (1983), Dobran (1987) e Schweltnus (1988). Em razão da falta de informações a respeito do valor da densidade inicial de núcleos e do diâmetro inicial de bolhas para os escoamentos de fluidos refrigerantes, os seguintes valores serão assumidos no presente trabalho (Richter, 1983): $d_0 = 2,5 \times 10^{-5}$ m e $N = 10^{11}$ núcleos/m³. Conforme apresentado por Seixlack (1996), tais parâmetros têm uma pequena influência sobre os resultados.

Na saída do tubo capilar, ponto 4 mostrado na Fig. 3.10, nenhuma das variáveis α , u_v , u_l , p , x e h são conhecidas. A pressão do fluido refrigerante nesse ponto corresponderá à de evaporação caso o escoamento não esteja bloqueado. Entretanto, atingida a condição de escoamento crítico na saída do tubo, o que é comum em tubos capilares usados em sistemas de refrigeração, a pressão nesse local poderá ser superior à pressão de evaporação.

O critério numérico usado para a determinação da seção de bloqueio do escoamento foi apresentado por Fauske (1962) e baseia-se em observações teóricas e experimentais de que, sob condições de escoamento crítico, o gradiente de pressão assume um valor máximo finito para um dado fluxo de massa e para um dado título, ou seja,

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{\text{crítico}} \rightarrow (\text{Valor Máximo Finito}) \quad (3.30)$$

Esse valor máximo é geralmente arbitrário, devendo ser suficiente para permitir a correta determinação da posição de bloqueio. Um valor excessivamente elevado pode ser inaceitável, uma vez que pode conduzir a uma pressão crítica bastante reduzida e fisicamente irreal. O procedimento a ser adotado neste trabalho estabelece como seção de bloqueio a posição anterior ao ponto onde se observa a inversão do gradiente de pressão, significando que, entre estas duas posições, dp/dz tornou-se máximo.

3.4 Metodologia de Solução

O escoamento do refrigerante ao longo de um tubo capilar constitui um problema de valor inicial, uma vez que os parâmetros, tais como a pressão e o grau de sub-resfriamento, são conhecidos na entrada do tubo. Além disso, esse escoamento é fortemente convectivo e portanto as informações são transmitidas em apenas um sentido, o que equivale a dizer que o escoamento é parabólico para efeito de solução.

Neste trabalho, a solução do sistema de equações diferenciais, tanto na região líquida como na região bifásica, é obtida por integração numérica. Para isso, testaram-se alguns métodos numéricos, tais como: o método de Runge-Kutta de 4ª ordem com passo constante, o método de Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo e o método de Predição e Correção de 5ª ordem. Nesse último, usou-se o método de Adams-Bashforth explícito como preditor e o método de Adams-Mouton implícito como corretor.

Barbazelli (2000) mostrou que o método de solução das equações governantes não exerce influência significativa sobre os resultados fornecidos pelo modelo. Isso quer dizer que os resultados calculados, quando os diferentes métodos são empregados, são muito próximos entre si e apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais. Dessa forma, o método de Predição e Correção foi escolhido por apresentar os menores tempos de processamento.

Salienta-se que esse método utiliza informações de passos anteriores e, por isso, torna-se necessário o uso de um outro método, normalmente o de Runge-Kutta, para gerar os n pontos necessários para iniciar a solução.

É importante mencionar que no método de Predição e Correção, os valores das derivadas das variáveis devem ser conhecidos ou assumidos na entrada do tubo, sendo que os valores mais recentes são usados no cálculo do incremento seguinte. Entretanto, observa-se que nas Eqs. (3.22) a (3.26), as derivadas das variáveis dependentes α , u_l , u_v , p , e h_l serão interdependentes. Para resolver esse problema, tais derivadas são calculadas em cada incremento através da solução de um sistema de equações, em que as incógnitas são as próprias derivadas, usando-se o método de eliminação de Gauss. No ponto inicial, $z = 0$, a solução desse sistema é obtida a partir dos valores iniciais das variáveis dependentes e em cada incremento ao longo do tubo capilar, a partir dos valores recém calculados dessas variáveis.

O programa computacional calcula a vazão em massa de fluido refrigerante, $\dot{m}$, a partir do



comprimento do tubo capilar e das condições de operação. O procedimento de cálculo é iterativo uma vez que as equações de conservação dependem de $\dot{m}$ e, além disso, não se conhece a temperatura do refrigerante na saída da linha de sucção, $T_{s,o}$, tratando-se portanto de um problema inverso. Com isso, inicialmente, os valores de $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são arbitrados e o comprimento calculado do tubo capilar, L_{calc} , com o valor da temperatura calculada do refrigerante na entrada da linha de sucção, $T_{s,in}$, são comparados com os seus respectivos valores medidos. Em seguida os valores de $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são corrigidos usando-se o método de Newton-Raphson, até que a convergência desejada seja obtida. O procedimento de solução é descrito a seguir.

Sejam $\dot{m}^*$ e $T_{s,o}^*$, respectivamente, os valores arbitrados para a vazão em massa e para a temperatura na saída da linha de sucção. Definem-se duas funções, tais que:

$$f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^*) = L_{real} - L(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)_{calc} \quad (3.31)$$

$$f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^*) = T_{s,in,real} - T_{s,in}(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)_{calc} \quad (3.32)$$

Sendo $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ os valores corrigidos de vazão em massa e da temperatura de saída da linha de sucção, tem-se que,

$$f_1(\dot{m}, T_{s,o}) = f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^*) + \frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} (\dot{m} - \dot{m}^*) + \frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}} (T_{s,o} - T_{s,o}^*) \quad (3.33)$$

$$f_2(\dot{m}, T_{s,o}) = f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^*) + \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} (\dot{m} - \dot{m}^*) + \frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} (T_{s,o} - T_{s,o}^*) \quad (3.34)$$

Se $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ forem os valores convergidos, então,

$$f_1(\dot{m}, T_{s,o}) = 0 \quad (3.35)$$

$$f_2(\dot{m}, T_{s,o}) = 0 \quad (3.36)$$

Resolvendo o sistema formado pelas Eqs. (3.33) e (3.34) e considerando as Eqs. (3.35) e (3.36), tem-se que,

$$\dot{m} = \dot{m}^* - \frac{f_1 \frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} - f_2 \frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}}}{\frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} \frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} - \frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}} \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}}} \quad (3.37)$$

$$T_{s,o} = T_{s,o}^* + \frac{f_1 \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} - f_2 \frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}}}{\frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} \frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} - \frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}} \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}}} \quad (3.38)$$

As derivadas que aparecem nas Eqs. (3.37) e (3.38) são calculadas numericamente através de três varreduras ao longo do capilar para cada iteração, da seguinte forma,

$$\frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} = \frac{f_1(\dot{m}^* + \delta_m^*, T_{s,o}^*) - f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)}{\delta_m^*} \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}} = \frac{f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^* + \delta_T) - f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)}{\delta_T} \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} = \frac{f_2(\dot{m}^* + \delta_m^*, T_{s,o}^*) - f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)}{\delta_m^*} \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} = \frac{f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^* + \delta_T) - f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)}{\delta_T} \quad (3.42)$$

nas quais δ_m^* e δ_T são os incrementos utilizados para o cálculo das integrais numéricas, respectivamente, para $\dot{m}$ e $T_{s,o}$.

Para possibilitar a convergência do processo, torna-se necessário o uso de coeficientes de relaxação (Mezavila, 1995), γ_1 e γ_2 , respectivamente, para a vazão em massa e para a temperatura de saída da linha de sucção, da seguinte forma,

$$\dot{m}_n = \gamma_1 \dot{m} + (1 - \gamma_1) \dot{m}^* \quad (3.43)$$

$$T_{s,o,n} = \gamma_2 T_{s,o} + (1 - \gamma_2) T_{s,o}^* \quad (3.44)$$

nas quais o subíndice n refere-se ao valor corrigido pelo coeficiente de relaxação, $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são os valores calculados na presente iteração e, $\dot{m}^*$ e $T_{s,o}^*$ são os valores calculados na iteração anterior.

Os valores de $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são, então, corrigidos usando-se, respectivamente, as Eqs. (3.37) e (3.38), até a convergência do processo. Tal convergência é alcançada quando a diferença entre os comprimentos real e calculado do tubo capilar for menor ou igual a 10^{-3} m e a diferença entre as temperaturas real e calculada do vapor na entrada da linha de sucção for menor ou igual a

0,2 °C. Tais tolerâncias, que podem ser alteradas pelo usuário, são as mesmas usadas por Mezavila (1995) e representam as incertezas de medição dessas duas grandezas.

Deve-se ressaltar que, no cálculo da vazão em massa ao longo do tubo capilar, usando-se o método de Newton Raphson, a convergência do processo não foi obtida em alguns casos. O método de Levenberg-Marquadt foi implementado como tentativa de solução desse problema e funcionou muito bem para o modelo homogêneo. Entretanto, esse método não apresentou bons resultados para o modelo de dois fluidos, havendo necessidade de maiores estudos para sua adequação ao presente modelo. Barbazelli (2000) descreve o método de Levenberg-Marquadt e apresenta uma análise a respeito dos testes realizados com outros métodos para resolução das equações diferenciais.

3.5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.5.1 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Para validar o modelo, os resultados numéricos foram comparados com resultados experimentais disponíveis na literatura. A falta de algumas informações sobre as geometrias do tubo capilar e da linha de sucção e sobre as condições de operação, na maioria dos trabalhos disponíveis, reduz grandemente o número dos trabalhos que podem ser utilizados para a validação de modelos teóricos.

Dentre tais trabalhos, Dirik *et al.* (1994) obtiveram resultados experimentais e numéricos para trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo concêntrico. Os parâmetros medidos nos testes foram: a pressão e a temperatura na entrada e na saída no tubo capilar e a vazão em massa de fluido refrigerante. Dirik *et al.* (1994) apresentaram um conjunto de 12 pontos experimentais para dois trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, nos quais os tubos capilares possuíam a mesma geometria e d . O fluido refrigerante utilizado foi o HFC-134a e as condições de operação foram: temperaturas de condensação na faixa de 40 a 60 °C e grau de sub-resfriamento na faixa de 4 a 10 °C.

Peixoto (1994) apresenta dados experimentais para trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção dos tipos concêntrico e lateral, usando o fluido refrigerante HFC-134a e vazões em massa na faixa de 4 a 10 kg/h.

Zangari e Melo (1998) e Melo *et al.* (1998) apresentam um conjunto de dados experimentais



para trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, respectivamente, dos tipos concêntrico e lateral.

Os dados apresentados por Melo *et al.* (1998) e Zangari e Melo (1998) foram obtidos numa bancada experimental originalmente desenvolvida por Gonçalves (1994) e, posteriormente, modificada por Mendonça (1996). Foram realizados experimentos com seis configurações geométricas diferentes, apresentadas na Tab. 3.1, na qual d_{int} e L representam, respectivamente, o diâmetro interno e o comprimento do tubo capilar; D_s é o diâmetro da linha de sucção; L_{tc} é o comprimento do trocador de calor e L_e é o comprimento de entrada do tubo capilar, como mostrado na Fig. 3.4. Pressões de condensação na faixa de 900 a 1600 kPa, 9 a 16 bar, e graus de sub-resfriamento na faixa de 4 a 11 °C foram escolhidos como condições de operação, sendo todos os ensaios realizados sob condições de escoamento bloqueado.

Tab. 3.1 Características geométricas dos trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção laterais (Melo *et al.*, 1998).

TUBO CAPILAR						
	A			B		
d_{int} (mm)	0,83			0,61		
L (m)	4,001			4,000		
Rugosidade (μm)	0,58			2,13		
TROCADOR DE CALOR						
	01	02	03	04	05	06
D_s (mm)	4,80	7,86	7,86	7,86	7,86	7,86
L_{ic} (m)	1,597	2,670	1,605	1,600	1,607	1,599
L_e (m)	0,533	1,067	1,067	1,067	2,316	534

As pressões foram medidas através de transdutores do tipo *strain gage*, com incerteza de medição máxima de $\pm 1,5$ kPa, $\pm 0,015$ bar. A vazão em massa foi medida por um fluxímetro do tipo Coriolis, com incerteza de medição máxima de $\pm 0,03$ kg/h. Para a medição das temperaturas foram empregados termopares do tipo T, de cobre-constantan, com 0,13 mm de diâmetro, os quais apresentaram uma incerteza de medição máxima de $\pm 0,2$ °C. Para evitar a transferência de calor entre o ambiente e o dispositivo de expansão, a seção de teste foi isolada.

3.5.2 INFLUÊNCIA DO NÃO-EQUILÍBRIO TÉRMICO ENTRE AS FASES

Apresentam-se, neste item, algumas comparações entre as distribuições de pressão e temperatura do fluido refrigerante ao longo do tubo capilar, obtidas pelo modelo de dois fluidos em duas situações: (a) Modelo 1: considerando o não-equilíbrio hidrodinâmico e o não-equilíbrio térmico entre as fases, ou seja $u_l \neq u_v$ e $T_l \neq T_v$; (b) Modelo 2: considerando apenas o não-equilíbrio hidrodinâmico entre as fases, ou seja, $T_l = T_v$. Os resultados obtidos pelo modelo homogêneo, são também apresentados.

Nas Figs. 3.12a a 3.14a são mostradas as distribuições de pressão ao longo de diferentes tubos capilares. Nessas figuras as linhas contínuas e as linhas tracejadas referem-se, respectivamente, ao Modelo 1 ($T_l \neq T_v$) e ao Modelo 2 ($T_l = T_v$). As linhas pontilhadas são relativas ao modelo homogêneo. Nas Figs. 3.12 a 3.14 os índices I, II e III indicam, respectivamente, as regiões de entrada, do trocador de calor e de saída ao longo do tubo capilar.

As Figs. 3.12b a 3.14b mostram as distribuições de temperatura do fluido refrigerante ao longo dos respectivos tubos capilares das Figs. 3.12a a 3.14a. Nessas figuras a linha contínua e a linha tracejada representam, respectivamente, a temperatura da fase líquida e a temperatura da fase de vapor. A linha traço-ponto-traço representa a distribuição de temperatura do fluido refrigerante obtida pelo Modelo 2 ($T_l = T_v$) e a linha pontilhada representa a temperatura calculada pelo modelo homogêneo.

Na Fig. 3.12b, observa-se que as distribuições de temperatura obtidas pelo Modelo 1, pelo Modelo 2 e pelo modelo homogêneo são praticamente coincidentes ao longo de todo o capilar. O mesmo acontece com as distribuições de pressão obtidas pelos três modelos, mostradas na Fig. 3.12a, embora uma pequena discordância entre os perfis seja observada na porção final do tubo capilar. Na Fig. 3.12b nota-se a boa concordância entre os perfis de temperatura calculados e os dados experimentais de Zangari e Melo (1998).

Para o caso apresentado na Fig. 3.12 os desvios percentuais obtidos entre as vazões em massa medidas e calculadas pelos modelos: 1, 2 e homogêneo são, respectivamente, 3,2 %, 1,5 % e 0,2 %. Na legenda da Fig. 3.12 o símbolo p_e representa a pressão medida na conexão de entrada do tubo capilar, mostrada na Fig. 3.11, ΔT_{sub} é o grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar e d_{ext} é o diâmetro externo do tubo capilar.

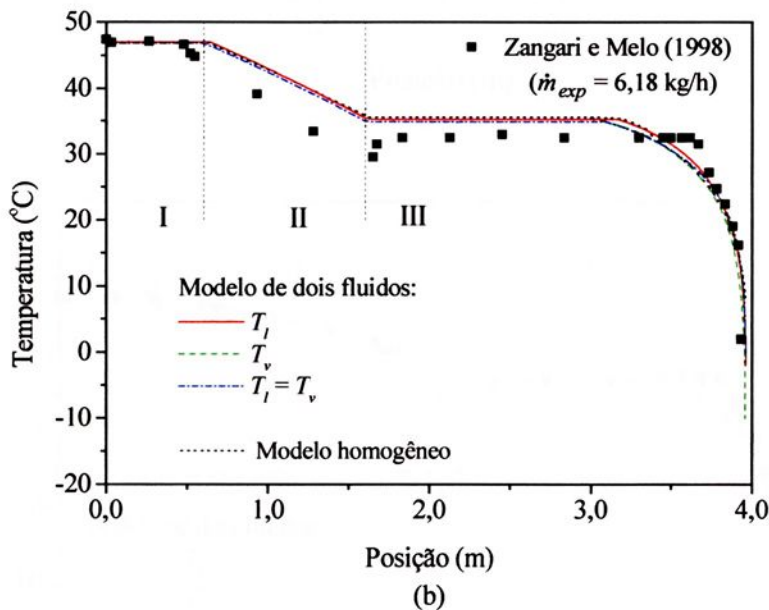
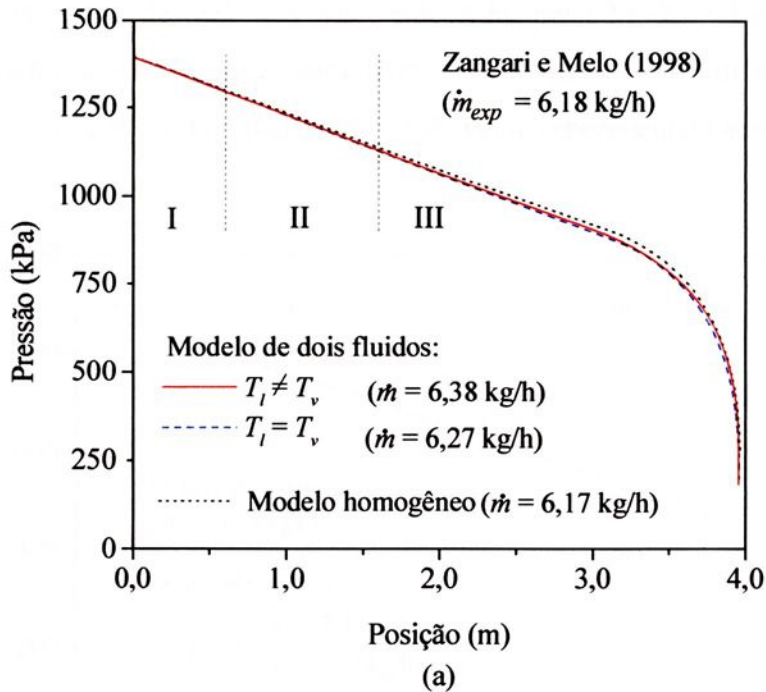


Fig. 3.12 Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do capilar: $L=3,963 \text{ m}$; $L_{tc}=0,998 \text{ m}$; $L_e=0,604 \text{ m}$; $d_{int}=0,83 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=7,86 \text{ mm}$; $\Delta T_{sub}=5,19 \text{ °C}$; $T_{s,in}=-11 \text{ °C}$; $p_e=1400 \text{ kPa}$; trocador concêntrico (Zangari e Melo, 1998).

Na Fig. 3.13 são mostradas as distribuições de pressão e temperatura ao longo do tubo capilar B - trocador de calor lateral 06, cujas características são mostradas na Tab. 3.1 (Melo *et al.*, 1998). Observa-se que os perfis calculados apresentam a mesma tendência mostrada nas Figs 3.12a e 3.12b, para o caso de um trocador de calor concêntrico. Observa-se, também, a

proximidade entre os valores de vazão em massa calculados pelos Modelos 1 e 2, respectivamente iguais a $\dot{m}=2,13$ kg/h e $\dot{m}=2,11$ kg/h e, além disso, nota-se que a vazão em massa calculada pelo modelo homogêneo, $\dot{m}=2,05$ kg/h, é mais próxima do valor experimental ($\dot{m}=1,73$ kg/h).

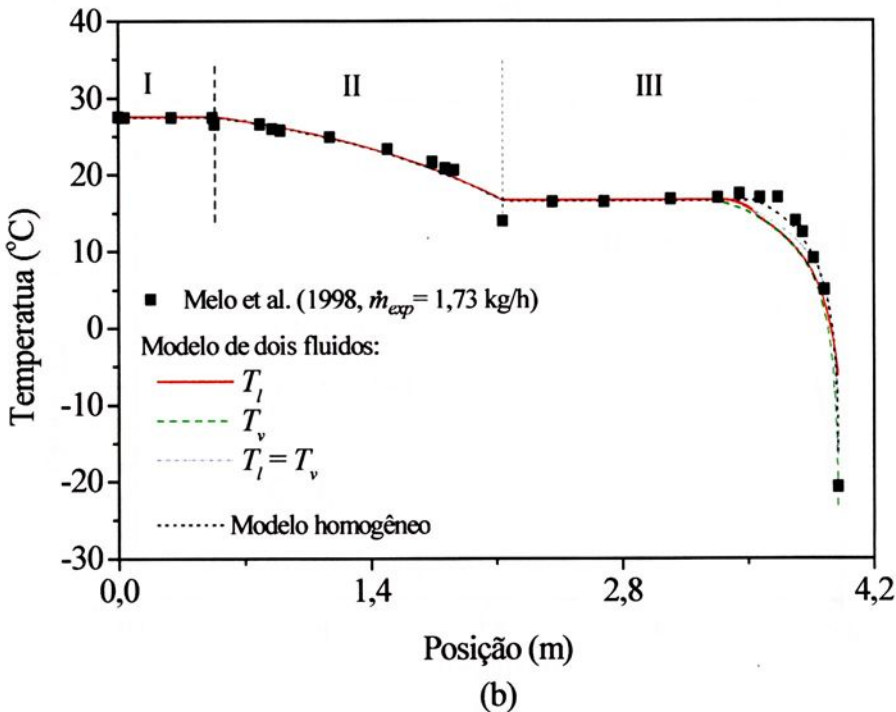
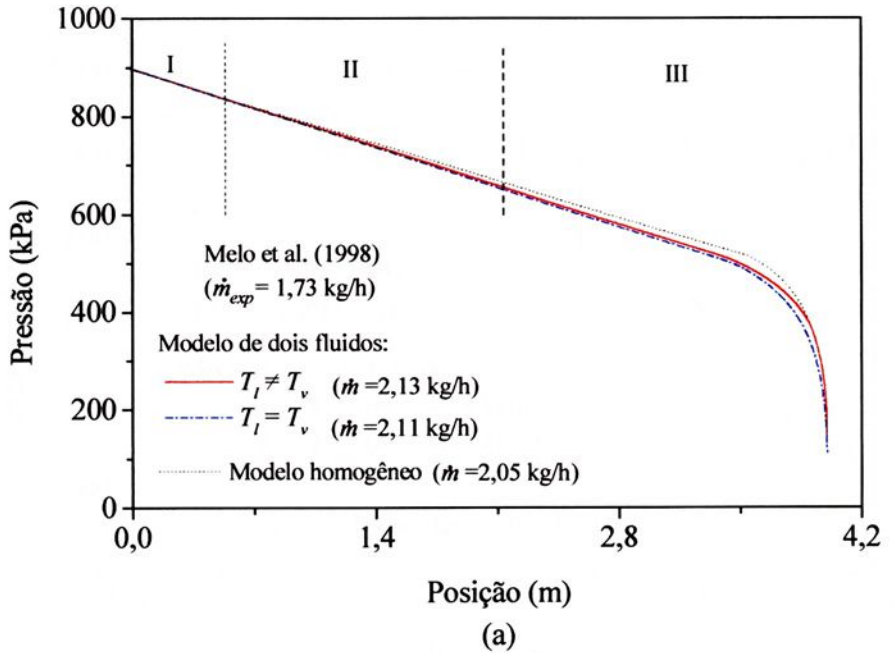


Fig. 3.13 Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do tubo capilar B-trocador de calor lateral 06, $\Delta T_{sub}=7,82$ °C; $T_{s,in}=6$ °C; $p_e=901$ kPa; trocador lateral (Melo *et al.*, 1998).

A Fig. 3.14 mostra os perfis de pressão e temperatura para um dos trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo concêntrico, analisados por Dirik *et al.* (1994). Nesse caso, nota-se um distanciamento maior entre os perfis obtidos pelos Modelos 1 e 2 em relação ao modelo homogêneo, principalmente nas regiões I e II, mostradas nas Figs. 3.14a e 3.14b.

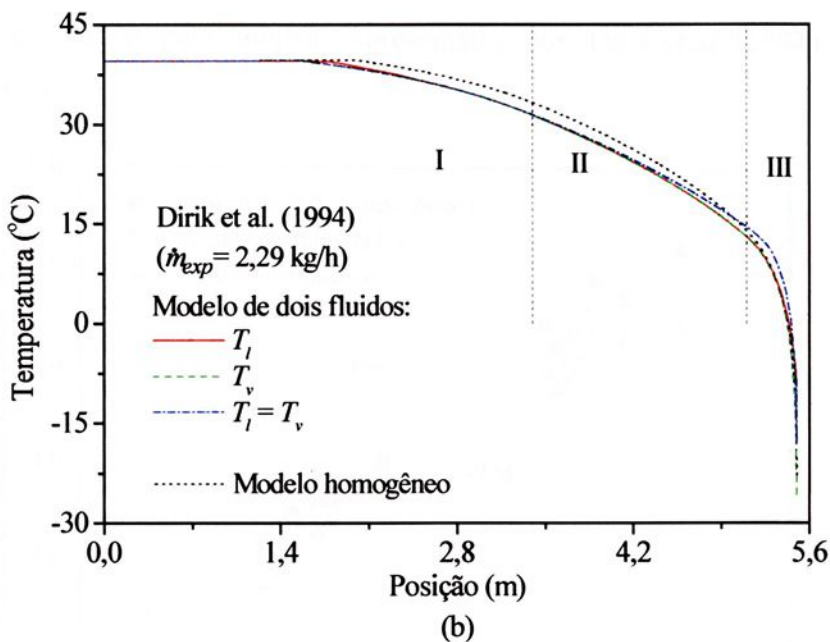
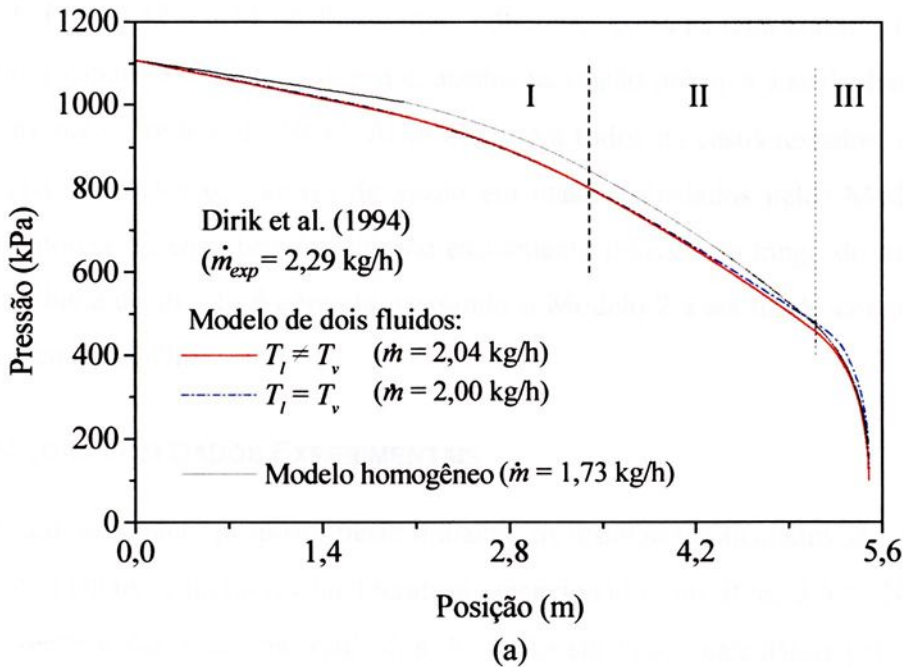


Fig. 3.14 Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do tubo capilar: $L=5,500 \text{ m}$; $L_{tc}=1,700 \text{ m}$; $L_e=3,400 \text{ m}$; $d_{int}=0,66 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,00 \text{ mm}$; $D_s=5,60 \text{ mm}$; $\Delta T_{sub}=3,70 \text{ °C}$; $T_{s,in}=-8,9 \text{ °C}$; $T_e=43,3 \text{ °C}$; trocador concêntrico (Dirik *et al.*, 1994).

Observa-se também na Figs. 3.14a, que os valores de vazão em massa calculados pelos Modelos 1 e 2 são, respectivamente, iguais a $\dot{m}=2,04$ kg/h e $\dot{m}=2,00$ kg/h e mais uma vez apresentam uma boa concordância entre si e estão mais próximos do valor experimental de Dirik *et al.* (1994) ($\dot{m}=2,29$ kg/h) do que o valor calculado pelo modelo homogêneo ($\dot{m}=1,73$ kg/h). Na legenda da Fig. 3.14, o símbolo T_e representa a temperatura na entrada do tubo capilar.

Com base nas Figs. 3.12 a 3.14 verifica-se que a diferença entre as temperaturas de cada fase ao longo dos tubos capilares é muito pequena e, apenas na região próxima à saída dos tubos, essa diferença aumenta para a ordem de 10 °C. Além disso, em todos os casos testados, observou-se uma diferença pequena entre os valores de vazão em massa calculados pelos Modelos 1 e 2. Dessa forma, a hipótese de equilíbrio térmico no escoamento bifásico ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção é adotada, passando o Modelo 2 a ser usado como modelo de referência no presente trabalho.

3.5.3 COMPARAÇÕES COM DADOS EXPERIMENTAIS

Para a validação do modelo proposto neste trabalho, os resultados calculados são comparados com dados experimentais disponíveis na literatura, mencionados no Item 3.5.1. Na Fig. 3.15 mostram-se as comparações entre os resultados de vazão em massa calculados pelo modelo de dois fluidos e os dados experimentais obtidos por Dirik *et al.* (1994). Os resultados calculados pelo modelo homogêneo e pelo modelo apresentado por Dirik *et al.* (1994) também são mostrados na Fig. 3.15.

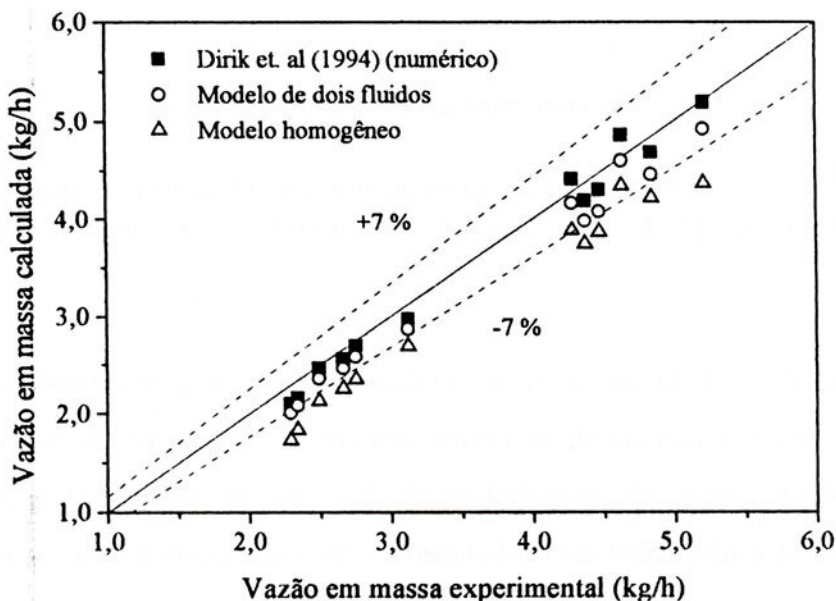


Fig. 3.15 Comparação com os dados experimentais de Dirik *et al.* (1994).

Observa-se na Fig. 3.15 que os resultados obtidos pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo de Dirik *et al.* (1994) apresentam uma boa concordância entre si e uma concordância melhor com os dados experimentais, em relação àquela obtida com o modelo homogêneo. Observa-se ainda que, a maioria das vazões em massa previstas pelos modelos são menores do que os valores medidos.

Foram também realizadas comparações com os dados experimentais obtidos por Peixoto (1994). Na Fig. 3.16 são mostradas as comparações entre os valores de vazão em massa medidos e calculados pelo modelo de dois fluidos, pelo modelo homogêneo e pelo modelo de Peixoto (1994), em função do grau de sub-resfriamento, ΔT_{sub} , na entrada do capilar.

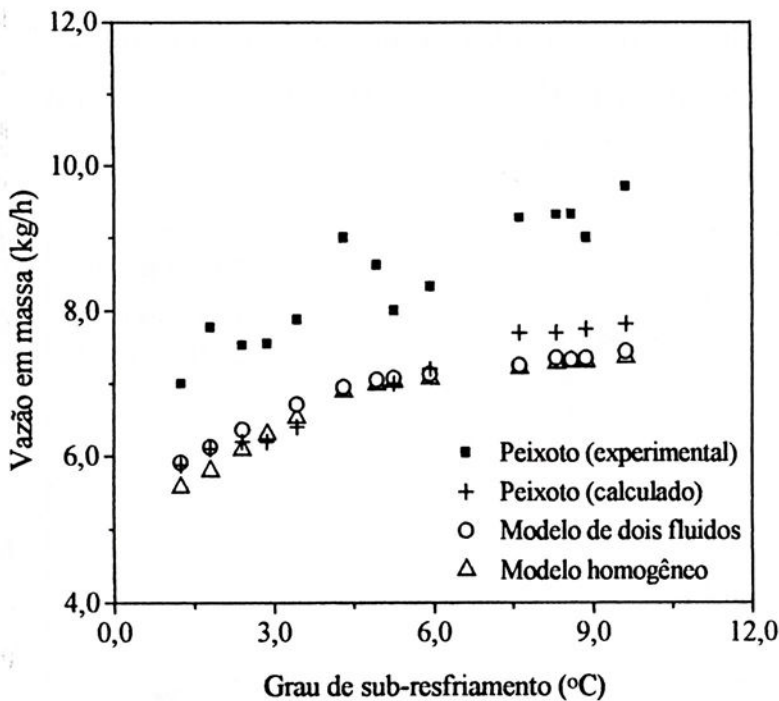


Fig. 3.16 Comparação com os dados experimentais de Peixoto (1994): $L=2,057$ m; $L_{tc}=1,003$ m; $L_e=0,533$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm; $T_{s,in}=-4,7$ °C; $p_e=1150$ kPa; trocador concêntrico.

Na Fig. 3.16 observa-se uma mesma tendência entre os resultados calculados pelos três modelos. A vazão em massa aumenta a uma taxa constante até um determinado valor do grau de sub-resfriamento, quando então, há uma redução na inclinação da curva e a partir desse ponto praticamente não se verifica diferenças entre os resultados calculados pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo.

Como mostrado por Mezavila (1995), mesmo com graus de sub-resfriamento da ordem de 1 °C, situação em que a região bifásica é predominante, o título diminui ao longo do trocador de calor e ocorre recondensação. À medida que o grau de sub-resfriamento aumenta, o ponto de vaporização do refrigerante move-se cada vez mais para o interior do capilar, fazendo com que o título atinja valores cada vez menores e a região de recondensação total torne-se cada vez maior.

Para o caso apresentado na Fig. 3.16, a partir de $\Delta T_{sub}=5$ °C, não ocorre mais escoamento bifásico na região do trocador de calor e a vaporização do refrigerante ocorre somente na região de saída. Dessa forma, a extensão da região líquida passa a apresentar pouca variação, o que se reflete em uma menor taxa de crescimento da vazão em massa e menor influência da região bifásica nos resultados calculados pelos modelos homogêneo e de dois fluidos.

Nas Figs. 3.17 e 3.18 são mostradas comparações entre as vazões em massa calculadas pelo presente modelo e os dados experimentais de Melo *et al.* (1998), para trocadores de calor do tipo lateral.

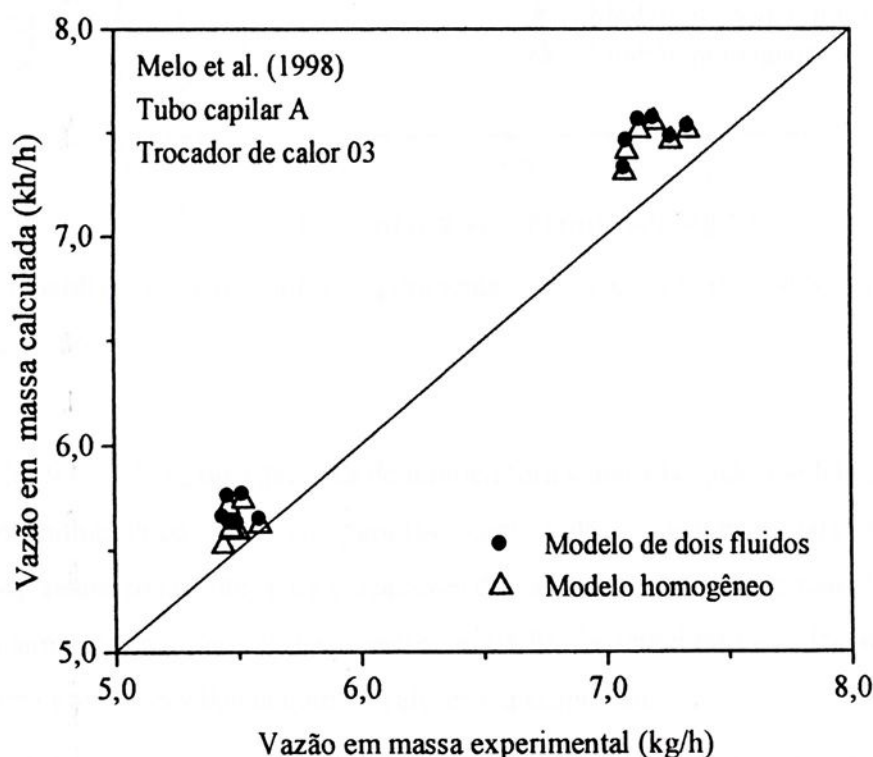


Fig. 3.17 Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998): tubo capilar A - trocador de calor 03.

Os resultados calculados pelo modelo homogêneo também são mostrados nas Figs. 3.17 e

3.18 e estão muito próximos daqueles obtidos pelo modelo de dois fluidos. Tal fato se deve à pequena extensão da região bifásica observada em todos os experimentos reportados por Melo *et al.* (1998). O ponto de início de vaporização do fluido refrigerante ocorre a uma distância média de 0,20 m da saída do tubo capilar e a modelagem da região de escoamento bifásico passa a ter pouca influência sobre o resultado global.

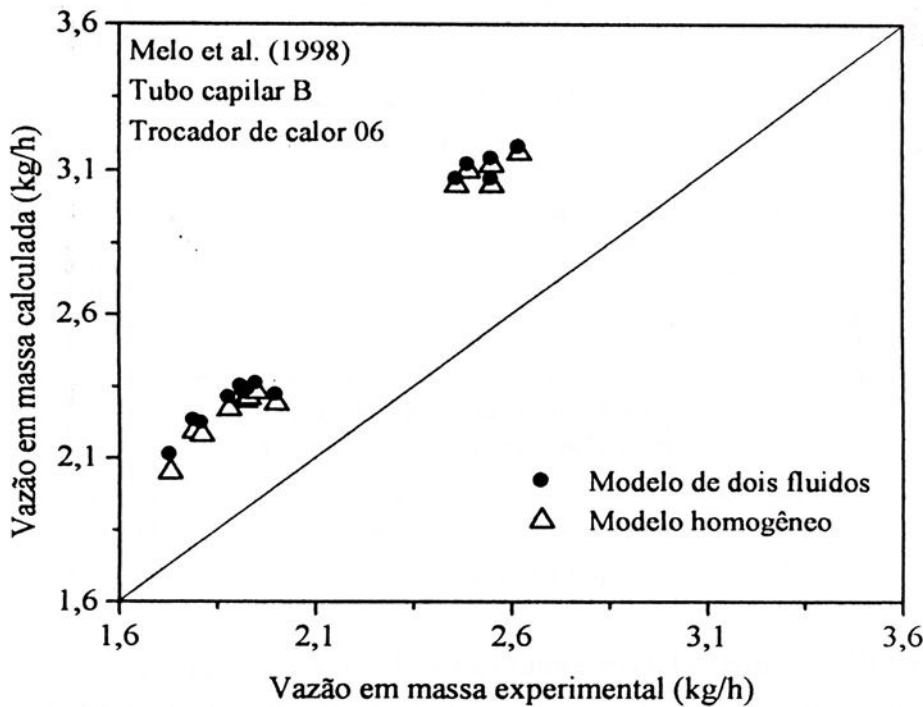


Fig. 3.18 Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998): tubo capilar B - trocador de calor 06.

Nas Figs. 3.19 e 3.20, as distribuições de temperatura calculadas pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo são comparadas com valores experimentais reportados por Peixoto (1994), respectivamente, para trocadores de calor do tipo lateral e concêntrico. Observa-se que, praticamente, não há diferença entre os perfis de temperatura calculados e que estes apresentam uma boa concordância com os valores experimentais.

Nas Figs. 3.21 e 3.22 apresentam-se comparações entre as distribuições de temperatura do fluido refrigerante ao longo do tubo capilar e da linha de sucção, calculadas pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo, com os dados experimentais de Zangari e Melo (1998). Na Fig. 3.21, os resultados mostrados referem-se ao trocador de calor do tipo concêntrico: $p_e = 1.400 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub} = 10,1 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_{s,in} = -11,2 \text{ }^\circ\text{C}$. Os valores de vazão em massa medido e calculados

pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo foram, respectivamente, $\dot{m} = 3,23 \text{ kg/h}$, $\dot{m} = 3,46 \text{ kg/h}$ e $\dot{m} = 3,50 \text{ kg/h}$.

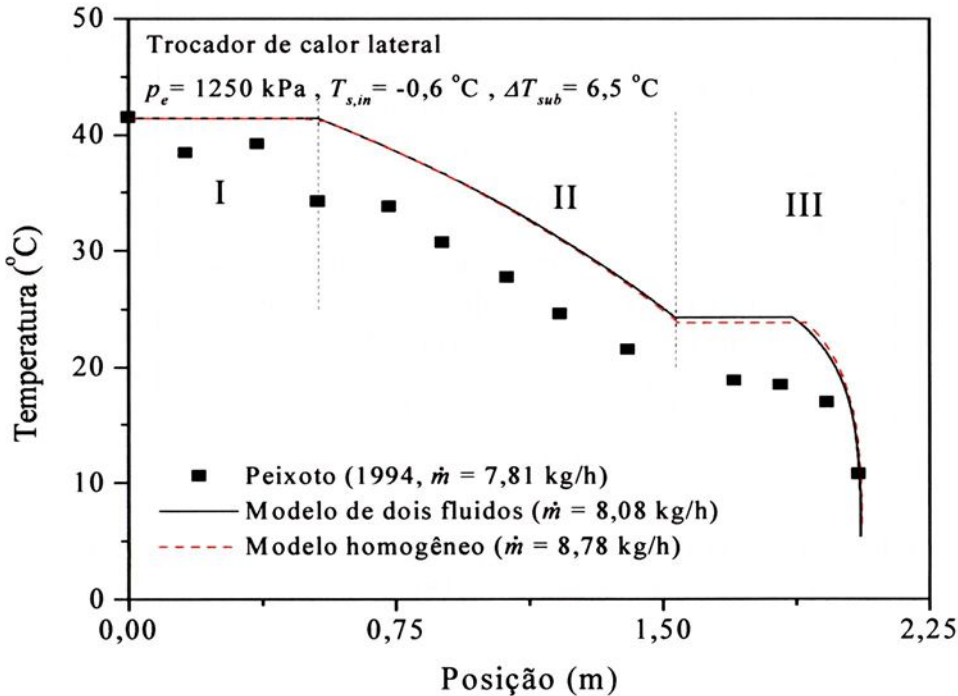


Fig. 3.19 Comparação entre os perfis de temperatura medido (Peixoto, 1994) e calculados: trocador de calor lateral, $L=2,057 \text{ m}$; $L_e=0,533 \text{ m}$; $L_{tc}=1,536 \text{ m}$; $d_{int}=0,787 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,314 \text{ mm}$.

A Fig. 3.22 refere-se a um trocador de calor do tipo lateral e os valores de vazão em massa medido e calculados pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo foram, respectivamente, $\dot{m} = 1,79 \text{ kg/h}$, $\dot{m} = 2,23 \text{ kg/h}$ e $\dot{m} = 2,19 \text{ kg/h}$. Mais uma vez, observa-se que, praticamente, não há diferença entre os perfis de temperatura calculados, pois a vaporização do refrigerante ocorre apenas na porção final do tubo capilar, região III mostrada nas Figs. 3.21 e 3.22.

Considerando todas as comparações realizadas, o desvio absoluto médio das vazões em massa foi de 3,6 % e 5,0 %, respectivamente, para o modelo de dois fluidos e para o modelo homogêneo, quando comparados com os dados experimentais. Tal desvio foi calculado como a média, entre todos os testes realizados, do valor absoluto da diferença entre o valor experimental e o valor calculado da vazão em massa, em relação ao valor experimental.

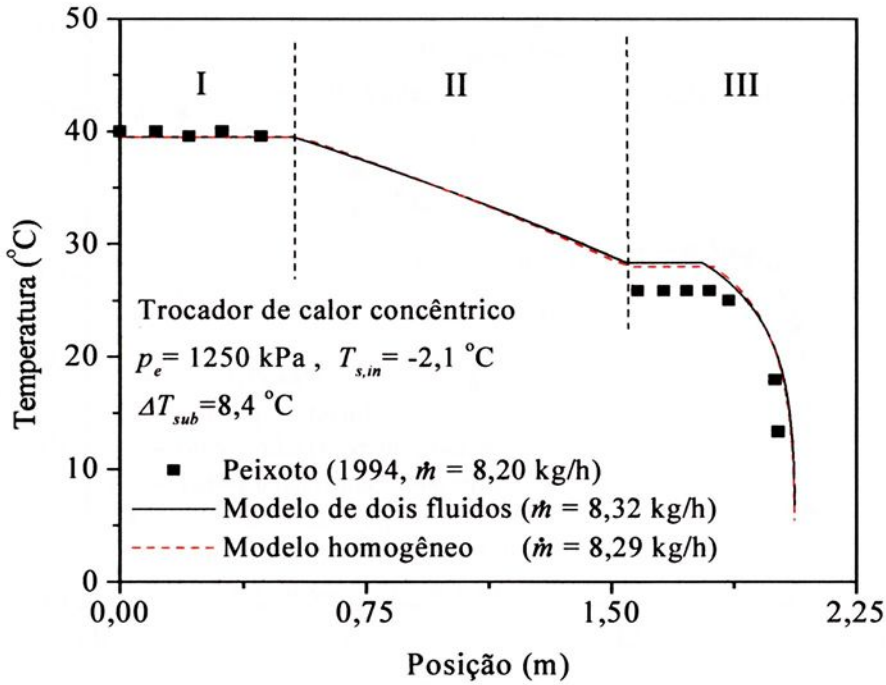


Fig. 3.20 Comparação entre os perfis de temperatura medido (Peixoto, 1994) e calculados: trocador de calor concêntrico, $L=2,057 \text{ m}$; $L_e=0,533 \text{ m}$; $L_{tc}=1,536 \text{ m}$; $d_{int}=0,787 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,314 \text{ mm}$.

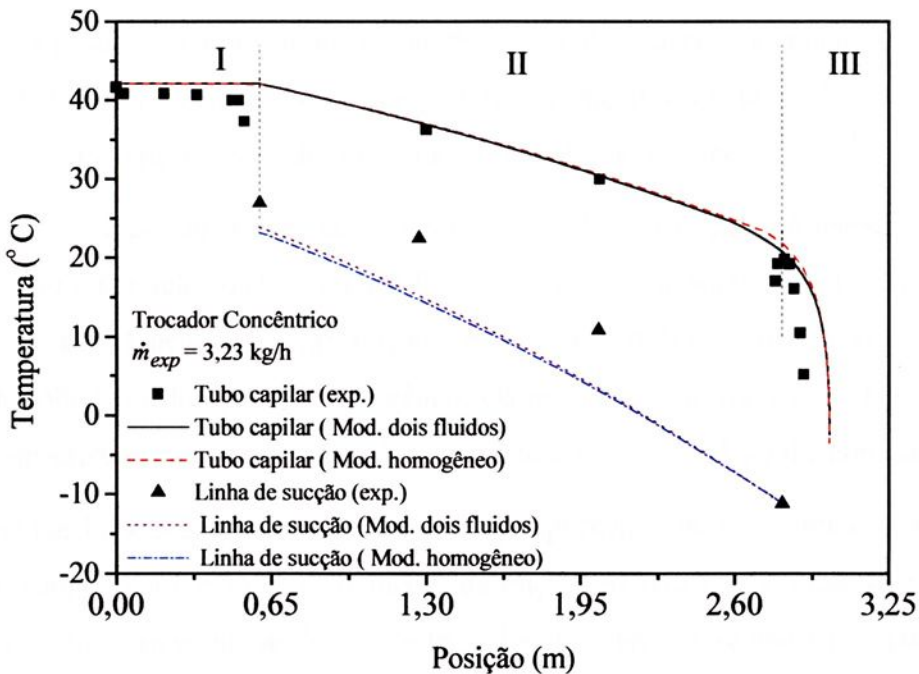


Fig. 3.21 Comparação entre os perfis de temperatura medido (Zangari e Melo, 1998) e calculados: trocador de calor concêntrico, $L=3,00 \text{ m}$; $L_e=0,60 \text{ m}$; $L_{tc}=2,20 \text{ m}$; $d_{int}=0,61 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,10 \text{ mm}$; $D_s=7,86 \text{ mm}$; $p_e=1.400 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=10,1 \text{ °C}$.

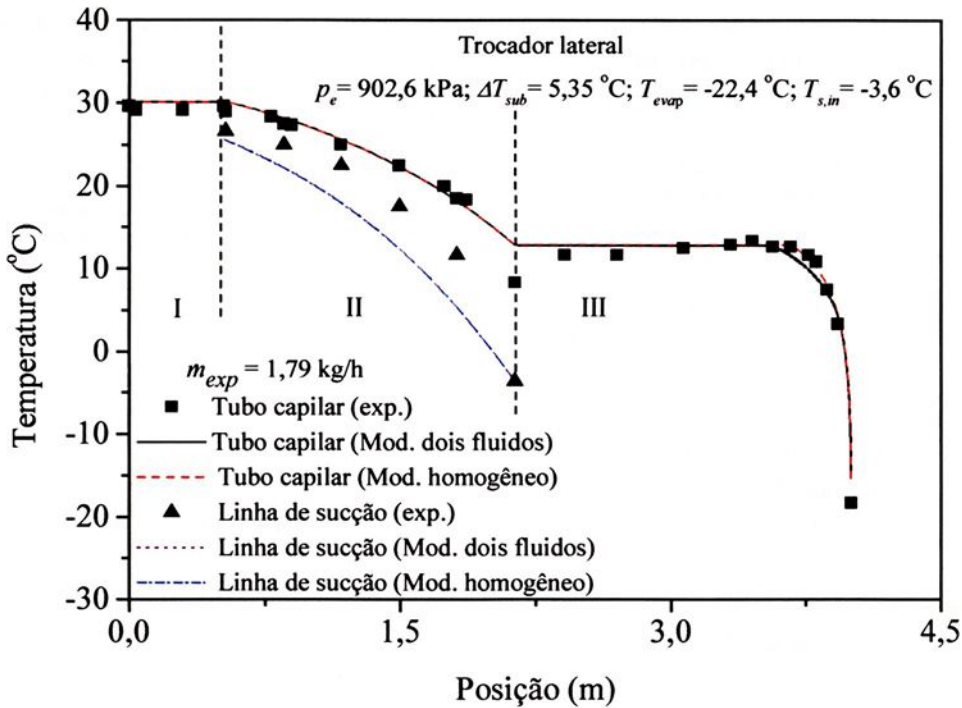


Fig. 3.22 Comparação entre os perfis de temperatura medido por Melo *et al.* (1998) e calculados: tubo capilar B - trocador de calor 06.

3.5.4 POTENCIALIDADES DO MODELO

Neste item são apresentados alguns resultados computacionais procurando-se destacar uma das potencialidades do modelo de dois fluidos: a determinação das velocidades de cada uma das fases, as quais não podem ser avaliadas por meio do modelo homogêneo.

Nas Fig. 3.23 e 3.24 são mostradas as distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidades de cada fase, obtidas pelo presente modelo. Além disso, são apresentadas as distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidade, obtidas pelo modelo homogêneo. Os resultados mostrados nas Figs. 3.23 e 3.24 referem-se, respectivamente, às configurações de trocadores de calor lateral e concêntrico.

Observa-se nas Figs. 3.23 e 3.24, (a) e (b), que a vaporização do refrigerante ocorre na região de entrada do capilar. Na região II, as reduções da fração em massa e da fração de vazio indicam a recondensação do refrigerante ao longo do trocador de calor. Na região III, região de saída, a fração de vazio aumenta rapidamente ao longo do tubo capilar, sendo esse aumento bem maior do que o apresentado pela fração em massa. Próximo à saída do tubo, a fração de vazio aproxima-se de 0,98.

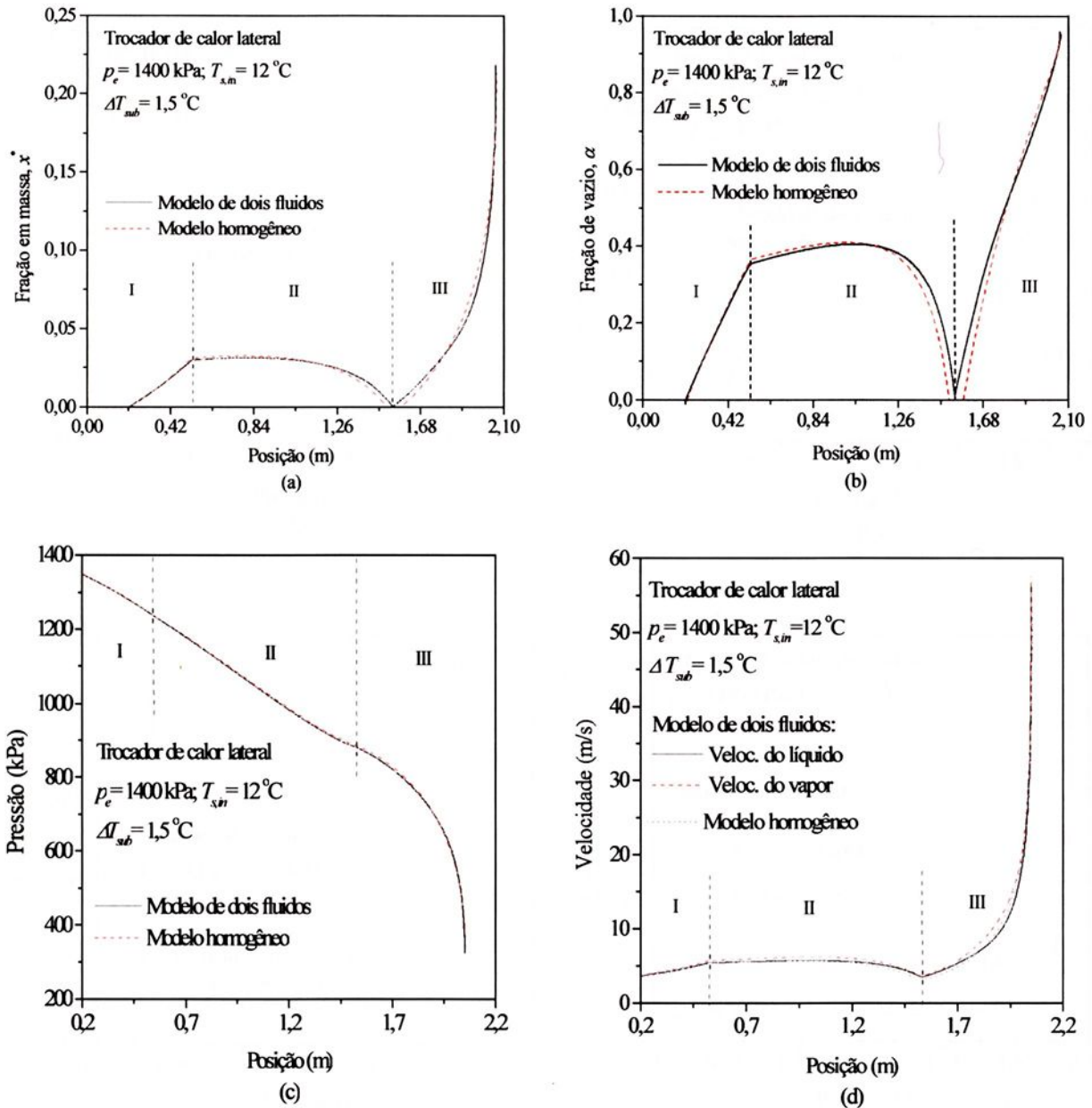


Fig. 3.23 Distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidades de cada fase - $L=2,06 \text{ m}$; $L_e=0,53 \text{ m}$; $L_{tc}=1,0 \text{ m}$; $d_{int}=0,813 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,31 \text{ mm}$.

Na região III, o comportamento é o mesmo observado no escoamento adiabático ao longo de tubos capilares (Seixlack, 1996), no qual a variação da fração em massa não é linear e seu aumento é cada vez maior à medida que o escoamento aproxima-se do final do tubo. Esse fato está de acordo com a interpretação física do escoamento, pois na região III, na qual o escoamento é bifásico e adiabático, os efeitos de aceleração e de atrito aumentam o gradiente de pressão em direção à saída do tubo, como se observa nas Figs. 3.23c e 3.24c, propiciando uma vaporização cada vez maior.

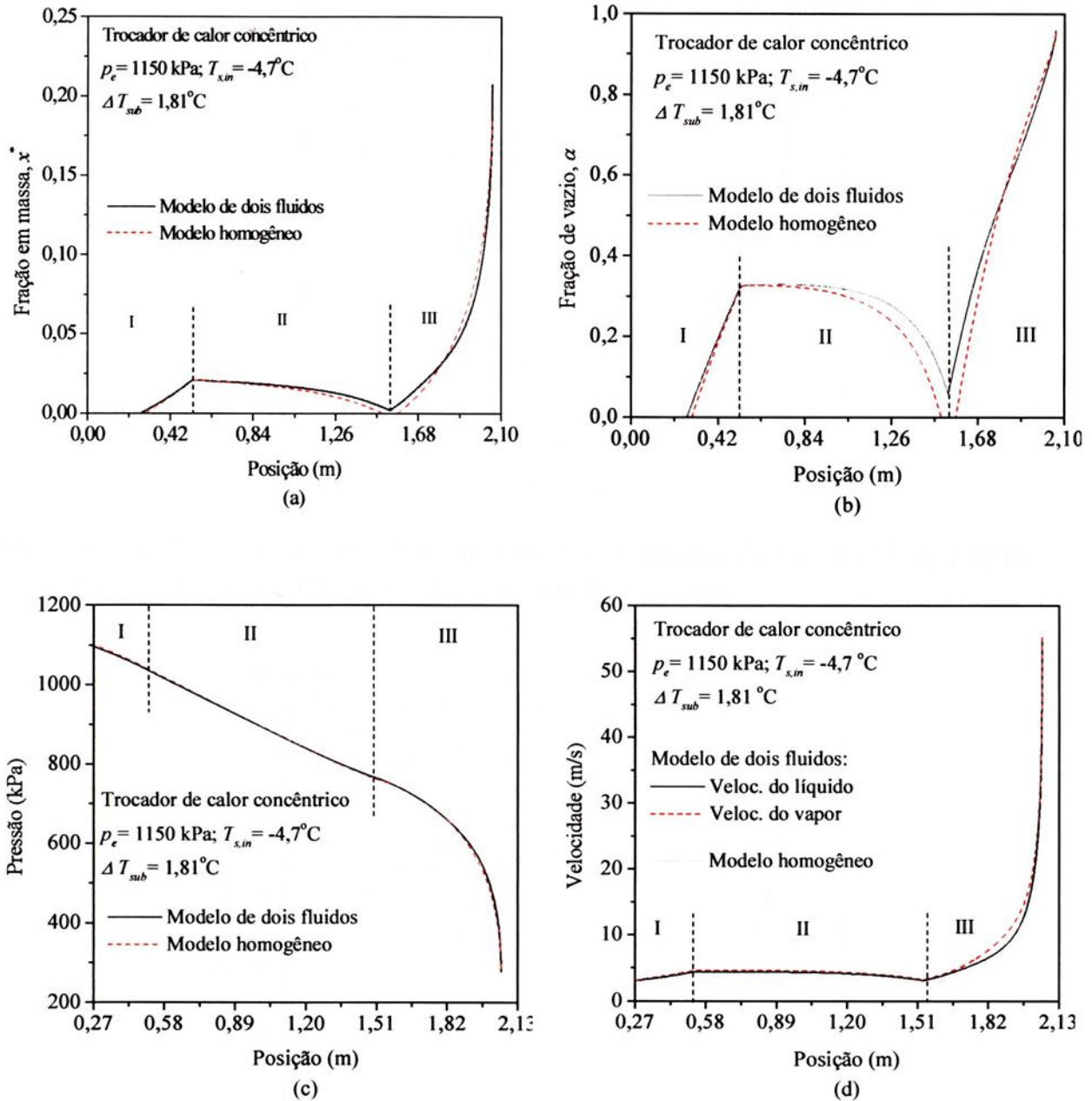


Fig. 3.24 Distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidades de cada fase - $L=2,057 \text{ m}$; $L_e=0,533 \text{ m}$; $L_{ic}=1,003 \text{ m}$; $d_{int}=0,787 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,314 \text{ mm}$.

Observa-se nas Figs. 3.23d e 3.24d que os perfis de velocidade das fases líquida e de vapor ao longo do tubo capilar são, praticamente, coincidentes. A diferença máxima entre os valores observados na saída do tubo foi de 3 %, mas na maioria dos testes, essa diferença se manteve na ordem de 1%. Detalhes das Fig. 3.23d e 3.24d são mostrados, respectivamente, nas Figs. 3.25 e 3.26.

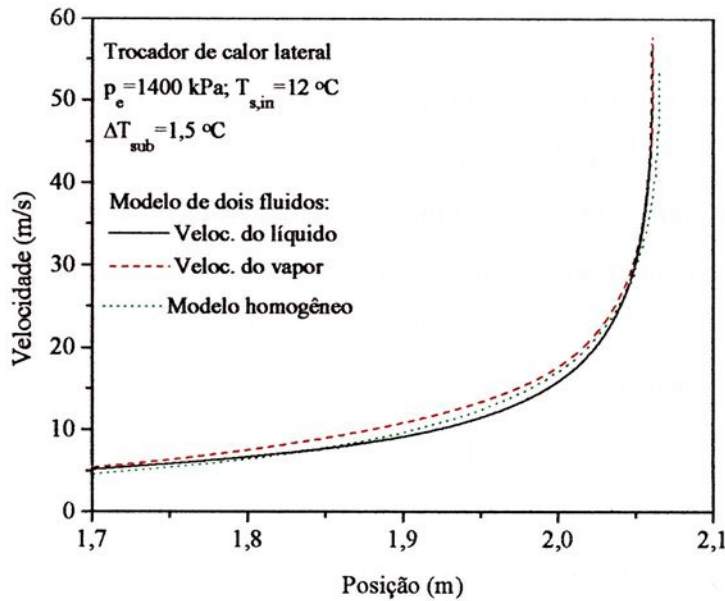


Fig. 3.25 Distribuições de velocidade de cada fase - detalhe da Fig. 3.23d: $L=2,06 \text{ m}$; $L_e=0,53 \text{ m}$; $L_{tc}=1,0 \text{ m}$; $d_{int}=0,813 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,31 \text{ mm}$.

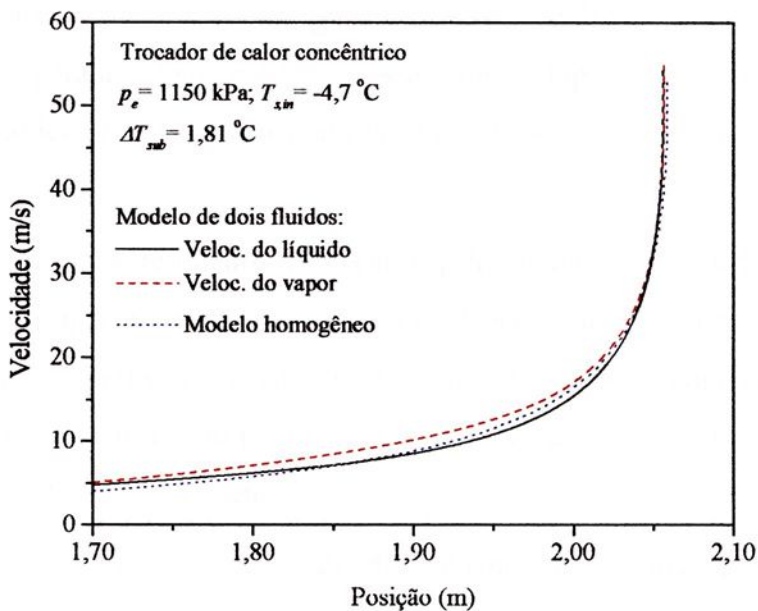


Fig. 3.26 Distribuições de velocidade de cada fase - detalhe da Fig. 4.24d: $L=2,057 \text{ m}$; $L_e=0,533 \text{ m}$; $L_{tc}=1,003 \text{ m}$; $d_{int}=0,787 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,314 \text{ mm}$.

Nas Figs. 3.25 e 3.26 observa-se que as maiores razões de deslizamento entre as fases, $S = u_v / u_l$, ocorrem no ponto de transição entre os regimes agitante e anular, ou seja $\alpha=0,8$. Esse ponto de transição corresponde à posição ao longo do tubo capilar $L \cong 1,95 \text{ m}$ na Fig. 3.25 e $L \cong 1,9 \text{ m}$ na Fig. 3.26.

3.6 CONCLUSÕES

Neste capítulo apresentou-se um modelo numérico para a simulação do escoamento ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. Nesse modelo o tubo capilar é considerado reto, horizontal, com escoamento unidimensional, compressível, em regime permanente e sem região de metaestabilidade. O escoamento no interior do tubo capilar é dividido em duas regiões: uma monofásica, de líquido sub-resfriado, e outra de escoamento bifásico líquido-vapor. O modelo de dois fluidos é usado para analisar a região bifásica, com a finalidade de representar melhor o escoamento. A condição crítica, ou de bloqueio, pode ser atingida na seção de saída do tubo capilar.

As comparações entre os resultados computacionais e os dados experimentais disponíveis na literatura mostraram que o não-equilíbrio térmico no escoamento ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção exerce uma pequena influência sobre a vazão em massa e sobre o perfil de temperatura calculados. Observa-se que a diferença entre as temperaturas de cada fase ao longo do tubo capilar é muito pequena e apenas na região próxima à saída do tubo capilar, essa diferença aumenta para a ordem de 10 °C. Dessa forma, a hipótese de equilíbrio térmico no escoamento bifásico ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção foi adotada no presente trabalho.

As comparações entre os resultados fornecidos pelo modelo e os dados experimentais disponíveis na literatura apresentaram uma boa concordância, tanto em termos de vazões em massa, como em termos de perfis de temperatura. Considerando todas as comparações realizadas chegou-se a um desvio absoluto médio para a vazão em massa de 3,6 %, para o modelo de dois fluidos e de 5 %, para o modelo homogêneo.

Os resultados obtidos com o modelo de dois fluidos, em vários casos, apresentaram praticamente a mesma concordância obtida entre os resultados do modelo homogêneo e os dados experimentais. Tal fato se deve à pequena extensão da região de escoamento bifásico observado na maioria dos casos experimentais utilizados para a validação do presente modelo, uma vez que em tais situações a modelagem do escoamento nessa região passa a ter pouca influência sobre o resultado global.

O tempo de CPU gasto ao se usar o modelo homogêneo é, em média, quatro vezes menor do que aquele gasto com o uso do modelo de dois fluidos. Esse fato e a pequena diferença entre os



resultados calculados pelos dois modelos, demonstram que o modelo homogêneo é bastante adequado para a análise do escoamento bifásico ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção.

Os métodos para solução das equações governantes do escoamento e para a estimativa da vazão em massa e da temperatura na saída da linha de sucção que apresentaram maior estabilidade numérica e menor tempo de processamento foram, respectivamente, para o modelo de dois fluidos: o método de Predição e Correção de 5ª ordem e o método de Newton Raphson e, para o modelo homogêneo: o método de Runge Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo e o método de Levenberg-Marquart.

Considerando-se as conclusões anteriores e as dificuldades que surgiram durante o desenvolvimento deste trabalho, observa-se que muitas áreas ainda devem ser pesquisadas para melhorar o entendimento do fenômeno e, conseqüentemente, a modelagem do escoamento ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. Dentre essas, salienta-se a necessidade de investigações sobre a existência do fenômeno de metaestabilidade, uma vez que trabalhos experimentais recentes têm indicado a ocorrência de tal fenômeno em tubos capilares não-adiabáticos.

Os termos que consideram o atrito na região bifásica exercem uma grande influência sobre o escoamento e precisam ser amplamente estudados, uma vez que correlações mais adequadas tornariam o modelo mais realista.

Esforços adicionais devem ser realizados na tentativa de implementar o método de Levenberg-Marquardt para a estimativa dos parâmetros no caso do modelo de dois fluidos, buscando-se eliminar o problema de instabilidade que algumas vezes ocorre no procedimento de cálculo.



4. MODELAGEM DO ESCOAMENTO AO LONGO DE EVAPORADORES DE SERPENTINA COM TUBOS ALETADOS

4.1 Introdução

Os evaporadores de serpentina com tubos aletados, comuns em aplicações relacionadas com sistemas de ar-condicionado e refrigeração, consistem de uma série de fileiras paralelas de tubos aletados externamente. A representação esquemática de um circuito desse tipo de evaporador é mostrada na Fig. 4.1.

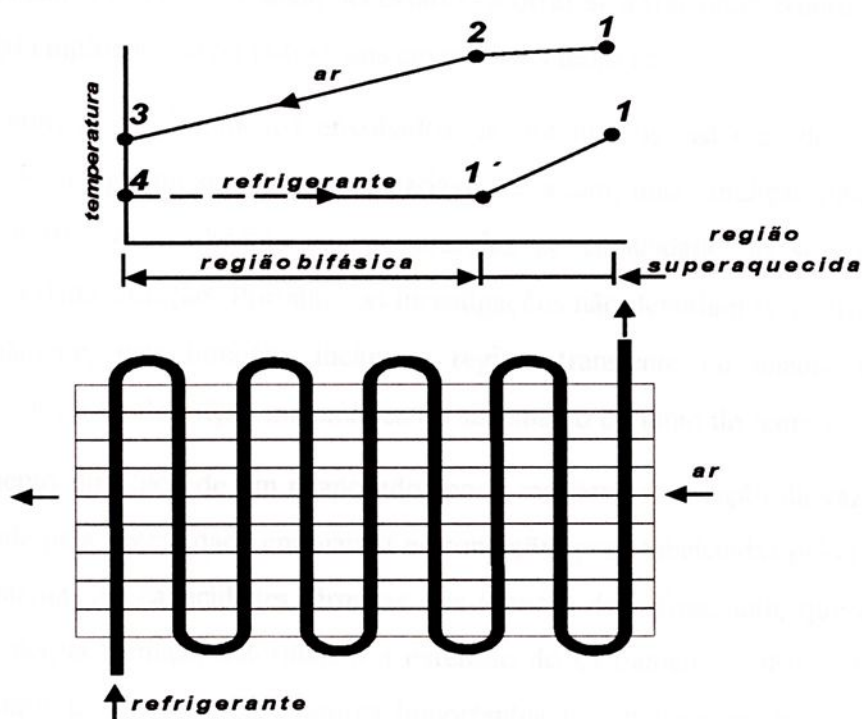


Fig. 4.1 - Esquema de um evaporador de serpentina com tubos aletados.

A análise do escoamento do fluido refrigerante no interior dos tubos do evaporador e do escoamento do ar do lado externo é importante, tanto para o projeto quanto para o controle do sistema como um todo.

O escoamento do fluido refrigerante no interior dos tubos de um evaporador é bastante complexo, identificando-se em alguns casos, devido à mudança de fase, até três regiões: uma de escoamento líquido, uma de escoamento bifásico líquido-vapor e uma de escoamento de vapor. Além disso, durante a operação do sistema de refrigeração, grandes períodos transientes podem surgir como consequência, por exemplo, do início do funcionamento do sistema, dos ciclos de parada e acionamento do compressor ou da variação das condições de operação do sistema. Durante tais períodos as regiões líquida, bifásica ou de vapor podem se formar ou desaparecer, dificultando ainda mais a modelagem do escoamento. Com isso, o conhecimento das características dinâmicas de um evaporador é importante para o projeto e para o controle de muitos sistemas de refrigeração e condicionamento de ar.

Em razão do padrão complexo do escoamento do ar sobre as superfícies externas dos tubos e aletas, a determinação teórica de coeficientes de transferência de calor é frequentemente impedida. A combinação entre os processos de transferência de calor, massa e quantidade de movimento complicam a análise, tornando necessário recorrer-se a trabalhos experimentais para a obtenção de dados empíricos a serem utilizados em modelos teóricos.

Esse grande número de fenômenos envolvidos mostra que os sistemas de refrigeração e condicionamento de ar operam sob condições variáveis e, assim, uma condição única de regime permanente não existe, especialmente se os controles de capacidade do sistema estiverem ajustados para uma dada situação. Portanto, as investigações não deveriam se restringir à análise do regime permanente, mas também, incluir o regime transiente ou análise dinâmica. A modelagem dinâmica é uma descrição matemática do sistema no domínio do tempo.

O comportamento dinâmico de um evaporador pode resultar da variação da vazão de fluido refrigerante causada pela necessidade em manter as condições preestabelecidas pelos controles de capacidade do sistema. As capacidades térmicas dos tubos e do refrigerante, que atuam como reservatórios de energia térmica, determinam a extensão do escoamento bifásico ao longo dos tubos do evaporador e, por isso, são fatores importantes no comportamento transiente e na eficiência desses trocadores de calor. Dessa forma, o sucesso do modelo dinâmico para evaporadores de serpentina com tubos aletados depende do grau de entendimento do escoamento bifásico.

Usualmente, o processo de transferência de calor entre o refrigerante e o ar em um evaporador de serpentina com tubos aletados ocorre em um escoamento de fluxo cruzado, como



mostrado na Fig. 4.1. A fim de melhorar a eficiência da transferência de calor ou buscar as condições ideais de funcionamento, várias configurações de tubos são empregadas e vários métodos para se escolher o melhor circuito são utilizados. Essa diversidade torna a modelagem do escoamento ainda mais complexa, fazendo com que os modelos que usam a formulação distribuída, conhecidos como *modelos distribuídos*, sejam cada vez mais utilizados em razão da flexibilidade e aplicabilidade em descrever, além do comportamento dinâmico, a diversidade geométrica dos evaporadores de serpentina com tubos aletados.

Uma grande variedade de configurações do escoamento ao longo de evaporadores tem sido estudada e documentada na literatura. A maioria das pesquisas apresentadas refere-se a trocadores de calor usados em sistemas de refrigeração comerciais e em aplicações de ar condicionado. Nesses estudos, a velocidade do escoamento e parâmetros geométricos tais como: tipos de aletas, número de fileiras e disposição de tubos são consideravelmente diferentes daqueles de um evaporador de um sistema de pequeno porte (sistemas domésticos).

Vários tipos de modelos para descrever o comportamento dinâmico de evaporadores têm sido apresentados na literatura. Wang e Toubert (1991) forneceram uma ampla revisão bibliográfica desses modelos e os classificaram em quatro grupos: modelos de *caixa preta*, de *uma-zona*, de *duas-zonas* e *distribuídos*. Dentre esses modelos, os que fornecem melhores resultados do comportamento dinâmico do evaporador são os modelos distribuídos.

O modelo de *caixa preta* é na verdade uma idéia da teoria de controle de sistemas. Tem a vantagem da simplicidade, mas não revela o mecanismo do comportamento dinâmico. Com esse tipo de modelagem, um evaporador pode ser representado por um conjunto de funções de transferência, com várias constantes, as quais são determinadas através de experimentos. Os modelos de *caixa preta* são usados para investigar problemas de controle em refrigeração.

Os modelos de *uma-zona* são apropriados para evaporadores do tipo casco tubo, nos quais, geralmente, não há escoamento bifásico. Entretanto, para evaporadores de expansão seca o refrigerante escoa usualmente ao longo de longas serpentinas e passa por duas regiões: uma de escoamento bifásico e outra de escoamento monofásico. Assim, os modelos de *uma-zona* não têm sido usados nesses casos.

Os modelos de *duas-zonas* são muito populares. Neles, as regiões de escoamento bifásico e de escoamento monofásico são consideradas separadamente e os princípios de conservação da massa e de conservação da energia podem ser razoavelmente descritos, mesmo que uma



descontinuidade das variáveis entre as duas regiões seja inevitável. Isto requer alguns reparos artificiais, para tornar o modelo suficientemente realista. O modelo de *duas-zonas* necessita de um coeficiente de transferência de calor médio na região bifásica e, dessa forma, integrações matemáticas devem ser usadas, pois as correlações existentes determinam valores locais para esse coeficiente. Algumas hipóteses são necessárias para isso, tais como assumir uma distribuição linear do título. Outra desvantagem do modelo de *duas-zonas* é que ele não se adapta a diferentes arranjos do circuito de tubos do evaporador.

Recentemente o modelo distribuído tem ganhado importância na modelagem do comportamento dinâmico de evaporadores de expansão seca, geralmente utilizados em refrigeradores domésticos e condicionadores de ar de parede. Entretanto, um dos problemas principais desse modelo é a descrição da fração de vazio e do escoamento bifásico. A transferência de quantidade de movimento entre as fases líquida e de vapor causa o efeito de deslizamento, que influencia a distribuição de massa do refrigerante. Dessa forma, a fração de vazio deve ser adequadamente descrita para tornar o modelo distribuído mais realista.

Wang e Toubert (1991) apresentaram um modelo distribuído que considera o efeito do escorregamento entre as fases, usando uma equação simplificada para descrever a fração de vazio. Porém, a temperatura no evaporador foi considerada constante e a perda de carga foi considerada somente no final da região bifásica. Os resultados apresentados mostraram que o modelo descreve corretamente o comportamento transiente do evaporador, causado pelos controles de capacidade, tais como *liga-desliga* ou múltiplos estágios.

Em 1995, Karatas *et al.* realizaram um trabalho experimental e investigaram as características de transferência de calor e perda de carga, do lado do ar, em evaporadores de tubos aletados usados em refrigeradores domésticos. Realizaram-se testes em quatro serpentinas diferentes, considerando campos de velocidade e temperatura uniformes e não-uniformes na entrada do evaporador. Nesse trabalho, Karatas *et al.* apresentam correlações para o fator de atrito e para o coeficiente de transferência de calor, em termos do número de Reynolds e do fator de aletas, que é a razão entre a área da superfície externa total com aletas e a área da superfície externa do tubo de uma serpentina sem aletas.

No modelo distribuído proposto por Jia *et al.* (1995), considera-se o escoamento bifásico como homogêneo, a perda de carga do refrigerante no interior do tubo e a condensação do vapor



d'água do ar sobre as aletas. Jia *et al.* (1995) analisaram o desempenho dinâmico de evaporadores comparando os resultados calculados com os dados experimentais obtidos em um evaporador comercial trabalhando com o refrigerante R-134a. Os resultados indicaram que o modelo fornece uma estimativa razoável da resposta dinâmica do evaporador a uma variação da vazão do refrigerante em sua entrada.

Willatzen *et al.* (1998) e Pettit *et al.* (1998) apresentaram um modelo para a simulação do comportamento dinâmico de evaporadores e condensadores usados em sistemas de refrigeração. Nesses trabalhos, a discussão apresentada trata primariamente do escoamento do refrigerante e da transferência de calor entre o refrigerante e a parede do tubo. Os detalhes da transferência de calor do lado externo do tubo são omitidos, isto é, a convecção de calor do tubo para o meio ambiente é simplesmente descrita por um coeficiente de transferência de calor e uma área superficial efetiva.

No modelo matemático de Willatzen *et al.* (1998) e Pettit *et al.* (1998), considera-se o escoamento unidimensional e solucionam-se as equações de conservação de massa e energia ao longo dos tubos e a equação da energia para a parede do tubo. A perda de carga é assumida desprezível e dessa forma não se considera a equação de conservação da quantidade de movimento. Um sistema de equações diferenciais ordinárias é integrado, separadamente, ao longo de três regiões: líquida, bifásica e de vapor. Os testes revelaram que o modelo pode trabalhar em uma larga faixa de condições de operação do evaporador e que a transição entre a região bifásica e a região monofásica ocorre de maneira suave.

Um modelo dinâmico distribuído foi apresentado por Jia *et al.* (1999), para avaliar a influência do modelo de escoamento bifásico na resposta transiente de um evaporador de expansão seca. Nesse trabalho, foram utilizados para o escoamento bifásico o modelo homogêneo e o modelo separado. Para o modelo separado, utilizaram-se três diferentes modelos para o cálculo do fator de deslizamento, S : modelo de Chisholm, modelo de Smith e modelo de Premoli, também conhecido com modelo CISE. Os resultados calculados foram comparados com os dados experimentais obtidos em um evaporador utilizando o refrigerante R-134a. Verificou-se que o modelo separado simulou melhor a resposta transiente do evaporador, independentemente do modelo do fator de deslizamento. A queda de temperatura em função do tempo para o ar, fornecida pelo modelo homogêneo, é mais acentuada do que aquela obtida experimentalmente.

Liang *et al.* (1999) utilizaram um modelo distribuído para prever, em regime permanente, o

desempenho de um evaporador de expansão seca. O modelo numérico calcula a vazão em massa ou o comprimento da serpentina do evaporador, considera a queda de pressão do refrigerante e as aletas parcialmente ou totalmente molhadas. Os resultados calculados são comparados com os dados experimentais de um evaporador utilizando o refrigerante R-134a. Liang *et al.* (1999) também analisaram o efeito da umidade do ar e do uso dos refrigerantes R-134a e R-12 sobre o desempenho do evaporador. As taxas de transferência de calor obtidas pelo modelo possuem uma incerteza de 10% em relação aos valores medidos, considerando diferentes condições do escoamento de ar.

Embora sejam encontrados na literatura vários estudos, tanto experimentais quanto computacionais, sobre evaporadores de serpentina com tubos aletados, os modelos que analisam o comportamento transiente desse tipo de evaporador são poucos e bastante recentes. Nota-se que vários parâmetros e efeitos ainda precisam ser analisados, para melhorar o entendimento e a modelagem dos fenômenos complexos envolvidos neste tipo de problema.

Neste capítulo é apresentada uma análise do escoamento, nos regimes permanente e transiente, ao longo de evaporadores de expansão seca de serpentina com tubos aletados, quando submetidos à variações das condições de operação. Apresenta-se um modelo numérico distribuído desenvolvido por Barbieri (2001), para a simulação da resposta transiente desse tipo de evaporador.

Nesse modelo, considera-se a queda de pressão do escoamento do fluido refrigerante no interior dos tubos e a condensação do vapor d'água do ar que escoa em fluxo cruzado na parte externa dos tubos. O modelo homogêneo é usado para descrever o escoamento bifásico do fluido refrigerante, sendo que as equações de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia são, respectivamente, resolvidas para o cálculo da massa específica, da velocidade e da temperatura do fluido refrigerante.

Para o ar, são resolvidas as equações de conservação da energia e de conservação da umidade, a fim de serem avaliadas, respectivamente, a temperatura e a umidade do ar no evaporador. Além disso, resolve-se a equação de conservação da energia para a parede do tubo, com a finalidade de obter a sua temperatura.

O método de volumes finitos é usado na discretização das equações governantes e o método de Newton-Raphson é usado para a solução do sistema de equações resultante. Para avaliar o comportamento transiente do evaporador, uma variação em degrau da vazão em massa de



refrigerante é imposta em sua entrada. Os resultados obtidos são comparados com dados experimentais disponíveis na literatura, em termos de distribuições do grau de superaquecimento ao longo da serpentina e da temperatura de saída do ar.

Apresenta-se, também, uma análise da influência das equações constitutivas e de alguns parâmetros do problema sobre os resultados do modelo. Com o objetivo de destacar as potencialidades do modelo, apresentam-se resultados computacionais referentes a alguns parâmetros importantes do projeto e análise do desempenho de evaporadores de serpentina com tubos aletados.

4.2 Formulação do Problema

No presente modelo, o escoamento ao longo do tubo do evaporador é dividido em duas regiões: uma de escoamento bifásico líquido-vapor e outra de escoamento monofásico, na qual o fluido refrigerante encontra-se no estado de vapor superaquecido. Considera-se a queda de pressão do escoamento no interior dos tubos e a condensação do vapor d'água do ar que escoar em fluxo cruzado externamente aos tubos.

Para simplificar o problema, as seguintes hipóteses são consideradas:

- a) O evaporador possui um único circuito, uma vez que a vazão em massa é considerada uniforme ao longo de cada circuito e a condução de calor entre esses circuitos é ignorada;
- b) O escoamento bifásico no interior dos tubos é simplificado como um escoamento unidimensional e homogêneo;
- c) A variação das energias cinética e potencial do refrigerante é desconsiderada;
- d) O coeficiente de transferência de calor do lado do ar é uniforme, mas o seu valor na região seca pode ser diferente daquele da região úmida;
- e) A condução de calor na parede do tubo é desconsiderada;
- f) O ar é considerado incompressível;
- g) Desconsidera-se a formação de gelo;
- h) Assume-se que o fluido refrigerante seja isento de óleo.

As equações governantes do escoamento no interior do tubo são divididas conforme o tipo de escoamento: monofásico ou bifásico. As equações apresentadas a seguir referem-se à região de escoamento bifásico. Substituindo-se $\alpha = 1$, fração de vazão unitária, nessas equações, obtém-se

as equações governantes para a região de vapor superaquecido.

Com base nas considerações mencionadas acima, considerando os parâmetros geométricos do evaporador mostrados na Fig. 4.2 e aplicando os princípios de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia para o refrigerante, de energia para o ar e para a parede do tubo e da massa (umidade) para o ar, obtém-se as equações governantes do problema, dadas por:

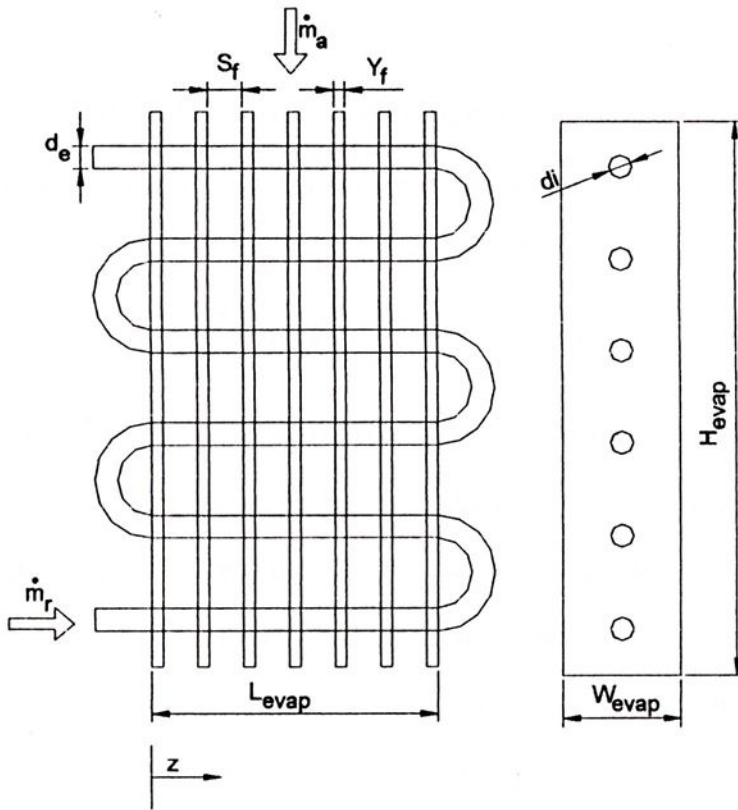


Fig. 4.2 Parâmetros geométricos do evaporador.

• *Equação de Conservação da Massa Para o Refrigerante:*

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{\rho} u)}{\partial z} = 0 \quad (4.1)$$

na qual $\tilde{\rho} = [(1 - \alpha)\rho_l + \alpha\rho_v]$ é a massa específica da mistura líquido-vapor, $u = [G_r / \tilde{\rho}]$ é a velocidade na direção do escoamento, $\alpha = \{1 + [\rho_v(1 - x)/\rho_l x]\}^{-1}$ é a fração de vazio, x é o título da mistura, G_r é o fluxo de massa de refrigerante, t é tempo, z é a coordenada ao longo do tubo do evaporador e ρ_l e ρ_v são, respectivamente, a massa específica do líquido e do vapor.

• *Equação da Quantidade de Movimento Para o Refrigerante:*

$$\frac{\partial(\tilde{\rho}u)}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{\rho}u^2)}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} - f_x \quad (4.2)$$

na qual p é a pressão do escoamento no interior dos tubos e o termo $f_x = (dp_f/dz)$, redução de pressão devido ao atrito, é analisado no Item B.1.

• *Equação de Conservação da Energia Para o Refrigerante:*

Realizando o balanço de energia no volume de controle, mostrado na Fig. 4.3, obtém-se a equação de conservação da energia térmica do refrigerante, dada por,

$$A_{tub} dz \frac{\partial(\tilde{\rho}\hat{u})}{\partial t} + A_{tub} \frac{\partial(\tilde{\rho}u\hat{h}_r)}{\partial z} dz = d\dot{q}_{wr} A_i dz \quad (4.3)$$

na qual $\hat{u}$ é a energia interna do refrigerante, $\hat{h}_r = [(1-x)h_l + xh_v]$ é a entalpia do refrigerante, h_l e h_v são, respectivamente, a entalpia do líquido e do vapor, A_i é a área interna do tubo por unidade de comprimento (vide Apêndice C), A_{tub} é a área da seção transversal do tubo, $d\dot{q}_{wr} = [H_r(T_w - T_r)]$ é a taxa de transferência de calor da parede do tubo para o refrigerante, H_r é o coeficiente de transferência de calor no interior do tubo, T_w é a temperatura da parede do tubo e T_r é a temperatura do refrigerante. Observa-se na Fig. 4.3 que $\dot{m}_r = (\tilde{\rho}u A_{tub})$ é a vazão em massa de refrigerante.

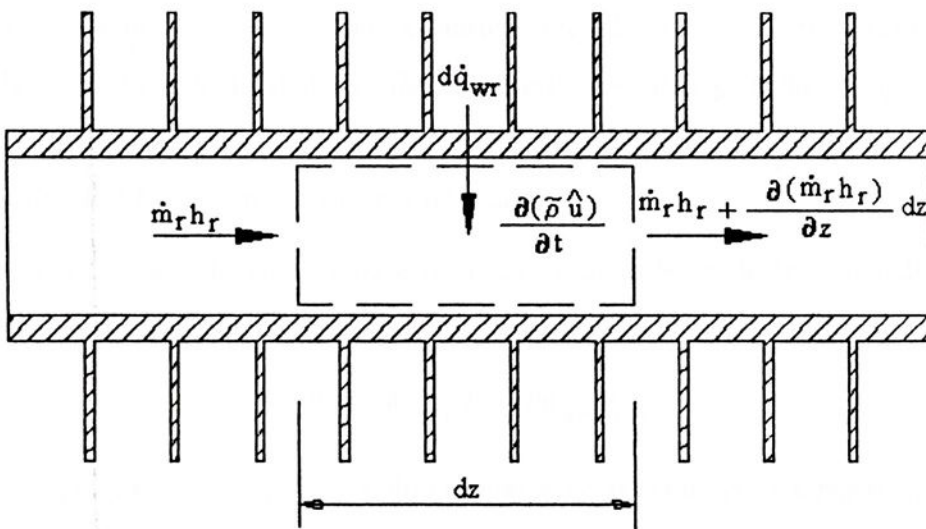


Fig. 4.3 Volume de controle para o balanço de energia no refrigerante.

Substituindo $\hat{u} = (h_r - p\tilde{v})$, na qual $\tilde{v}$ é volume específico do refrigerante (mistura), na Eq. (4.3), tem-se que,

$$\frac{\partial(\tilde{\rho}h_r)}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{\rho}uh_r)}{\partial z} = \frac{A_i}{A_{tub}} d\dot{q}_{wr} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4.4)$$

considerando na Eq. (4.4) que, $\tilde{h} = \tilde{\rho}h_r = [(1 - \alpha)\rho_l h_l + \alpha\rho_v h_v]$, obtém-se,

$$\frac{\partial\tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{h}u)}{\partial z} = \frac{A_i}{A_{tub}} d\dot{q}_{wr} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4.5)$$

• Equação de Conservação da Energia Para o Ar:

Quando o ar escoar ao longo de uma superfície aquecida ou resfriada é possível que ocorra uma transferência simultânea de calor sensível e calor latente. Se a temperatura da superfície for distinta da temperatura do ar, haverá transferência de calor sensível. Se a pressão parcial do vapor na corrente de ar for diferente da pressão parcial do vapor do ar junto à parede, haverá transferência de massa, vapor d'água.

Essa transferência de massa determina uma transferência de energia, em virtude do calor latente necessário para a mudança de fase da água: condensação ou evaporação. Dessa forma, se ocorrer condensação do vapor d'água, calor latente deve ser removido e, ao contrário, se ocorrer evaporação de água, o calor latente deve ser fornecido.

Nas serpentinas com tubos aletados, largamente usadas em aplicações para o resfriamento do ar atmosférico, é comum a ocorrência de desumidificação do ar. Com a desumidificação, a superfície da serpentina do lado do ar ficará coberta por uma película de água líquida que, eventualmente, poderá se congelar. Dessa forma, além da transferência de calor sensível, haverá a transferência de calor latente em razão da condensação.

Realizando o balanço de energia para o ar no volume de controle mostrado na Fig. 4.4, desconsiderando a inércia térmica do ar, tem-se que,

$$\dot{m}_a dh_a = d\dot{q}_a A_i dz + d\dot{m}_{\text{água}} h_{l,\text{água}} \quad (4.6)$$

na qual $\dot{m}_a = [\rho_a u_a (W_{\text{evap}} L_{\text{evap}})]$ é a vazão em massa de ar seco, ρ_a é a massa específica do ar seco, u_a é a velocidade do ar, L_{evap} é o comprimento do trecho reto do evaporador, W_{evap} é a

largura do evaporador, A_t é a área total de transferência de calor por unidade de comprimento (vide Apêndice C), $d\dot{m}_{\text{água}}$ é a vazão em massa de água proveniente da desumidificação do ar e $h_{l,\text{água}}$ é a entalpia da água líquida na temperatura da parede (T_w).

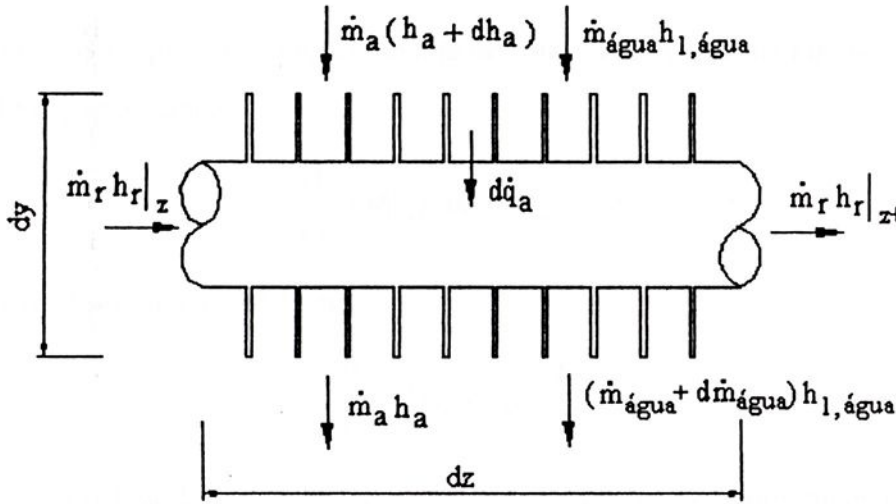


Fig. 4.4 Volume de controle para o balanço de energia no ar.

Na Eq. (4.6), $d\dot{q}_a$ é a taxa de transferência de calor entre o ar e a superfície externa da serpentina com tubos aletados, dada por,

$$d\dot{q}_a = H_a(T_a - T_w) + H_m \lambda_{\text{água}}(\omega_a - \omega_{a,\text{sat}}) \quad (4.7)$$

na qual H_a é o coeficiente de transferência de calor do ar, ω_a é a umidade absoluta do ar, $\omega_{a,\text{sat}}$ é a umidade do ar saturado na temperatura da parede do tubo, $\lambda_{\text{água}}$ é o calor latente de condensação da água na temperatura da parede e H_m é o coeficiente de transferência de massa, calculado pela correlação de Lewis, dada por,

$$H_m = \frac{H_a}{Le c_{p,a}} \quad (4.8)$$

na qual $Le = [k_a / (\rho_a c_{p,a} D_{ab})]$ é o número de Lewis, D_{ab} é a difusividade de massa água-ar, k_a é a condutividade térmica do ar seco e $c_{p,a}$ é o calor específico à pressão constante do ar seco.

Na Eq. (4.6) a vazão em massa de água, é dada por,

$$d\dot{m}_{\text{água}} = H_m A_t dz (\omega_a - \omega_{a,\text{sat}}) \quad (4.9)$$

Substituindo as Eqs. (4.7) e (4.9) na Eq. (4.6) tem-se que,

$$\dot{m}_a dh_a = H_a A_t dz (T_a - T_w) + H_m A_t dz \lambda_{\text{água}} (\omega_a - \omega_{a,\text{sat}}) + H_m A_t dz (\omega_a - \omega_{a,\text{sat}}) h_{l,\text{água}} \quad (4.10)$$

• **Equação de Conservação da Energia Para a Parede do Tubo:**

Realizando o balanço de energia no volume de controle mostrado na Fig. 4.5, por unidade de comprimento do tubo, tem-se,

$$\frac{dE}{dt} = d\dot{q}_a A_t dz - d\dot{q}_{wr} A_t dz \quad (4.11)$$

na qual, o termo transiente é dado por,

$$\frac{dE}{dt} = M_{wf} c_{p, wf} \frac{\partial T_w}{\partial t} \quad (4.12)$$

na qual M_{wf} é a massa da parede do tubo e aletas por unidade de comprimento, calculada pela Eq. (B.51) e $c_{p, wf}$ é o calor específico médio à pressão constante considerando o material do tubo e o material das aletas, calculado pela Eq. (B.48).

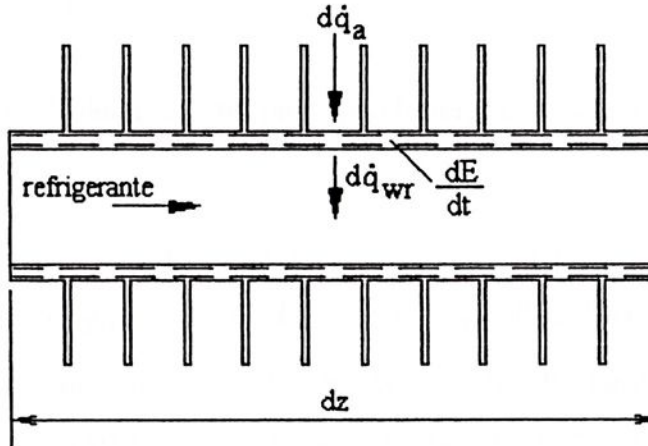


Fig. 4.5 Volume de controle para o balanço de energia na parede do tubo.

Substituindo a expressão de $d\dot{q}_{wr}$ e as Eqs. (4.7) e (4.12) na Eq. (4.11), a equação de conservação da energia para a parede do tubo é dada por,

$$M_{wf} c_{p, wf} \frac{\partial T_w}{\partial t} = H_a A_t dz (T_a - T_w) + H_m A_t dz \lambda_{\text{água}} (\omega_a - \omega_{a,\text{sat}}) - H_r A_t dz (T_w - T_r) \quad (4.13)$$

• *Equação de Conservação da Massa (Umidade) do Ar:*

Realizando o balanço de massa do ar no volume de controle mostrado na Fig. 4.6, tem-se,

$$\dot{m}_a d\omega_a = d\dot{m}_{\text{água}} \quad (4.14)$$

Substituindo a Eq. (4.9) na Eq. (4.14), obtém-se,

$$\dot{m}_a d\omega_a = H_m A_t dz (\omega_a - \omega_{a,\text{sat}}) \quad (4.15)$$

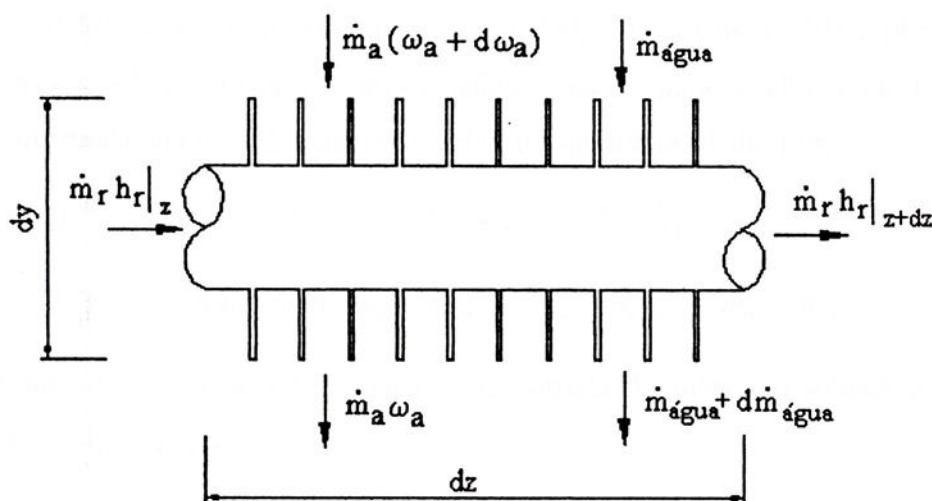


Fig. 4.6 Volume de controle para o balanço de umidade do ar.

O sistema formado pelas Eqs. (4.1), (4.2), (4.5), (4.10), (4.13) e (4.15) deve ser resolvido para o cálculo das seis incógnitas $\tilde{p}$, u , h_r , T_a , T_w e ω_a . Para isso, equações auxiliares são requeridas para o cálculo do fator de atrito, dos coeficientes de transferência de calor para o refrigerante e para o ar e do coeficiente de transferência de massa para o ar. Tais equações estão apresentadas no Apêndice B.

A pressão do escoamento no interior dos tubos é calculada por uma equação de estado, ou seja, uma relação entre a pressão, entalpia e a massa específica do refrigerante, $p = p(\tilde{p}, h_r)$. Essa equação também está apresentada no Apêndice B. Neste trabalho, obtém-se as propriedades termodinâmicas do ar e da água usando-se os dados apresentados pela ASHRAE (1993) e por Incropera e DeWitt (1998). As propriedades termodinâmicas do fluido refrigerante são calculadas

pelos dados fornecidos por McLinden *et al.* (1998) e as propriedades do material da parede e das aletas são calculadas pelos dados fornecidos por Incropera e DeWitt (1998).

4.3 Condições Iniciais

Para verificar a resposta dinâmica do evaporador às variações das condições de operação, as condições iniciais são aquelas estabelecidas no regime permanente, ou seja, o escoamento do refrigerante ao longo do evaporador e o escoamento do ar do lado externo, são assumidos inicialmente em regime permanente. Nesse caso, o escoamento é governado pelas Eqs. (4.1), (4.2), (4.5) e (4.13), com os termos transientes anulados, e as Eqs. (4.10) e (4.15). Assim, a solução dessas equações são usadas como condições iniciais para o refrigerante na entrada do tubo, $z = 0$, mostrada na Fig. 4.2, e para o ar sobre o evaporador, dadas por,

$$(i) \quad z = 0: \quad \dot{m}_r = \dot{m}_{r,en} \quad x = x_{en} \quad T_r = T_{r,en} \quad (4.16)$$

$$(ii) \quad \text{sobre o evaporador: } T_a = T_{a,so} \quad \omega_a = \omega_{a,so} \quad \dot{m}_a = \dot{m}_{a,so} \quad (4.17)$$

nas quais o subíndice *en* indica as condições na entrada do tubo e o subíndice *so* indica as condições sobre o evaporador.

4.4 Metodologia de Solução

Para a solução numérica do sistema formado pelas Eqs. (4.1), (4.2), (4.5), (4.10), (4.13) e (4.15) utiliza-se, neste trabalho, o método dos volumes finitos.

O arranjo disencontrado é usado para a localização relativa das variáveis na malha computacional. Nesse arranjo, as variáveis: $\tilde{p}$, p , h_r e T_w são armazenadas nos pontos centrais dos volumes de controle, pontos W , P e E mostrados na Fig. 4.7, e as velocidades são armazenadas nas faces w e e dos volumes de controle, também mostrados na Fig. 4.7. Com isso, o gradiente de pressão pode ser representado como a força motriz das velocidades, uma vez que elas são armazenadas entre dois pontos de pressão. Esse arranjo é fisicamente consistente, pois, dentre outros fatores, as velocidades estão localizadas adequadamente para o balanço de massa, cujo volume de controle é centrado no ponto P , mostrado na Fig. 4.1a.

É importante salientar que, se por um lado o arranjo disencontrado promove a estabilidade necessária para o acoplamento pressão-velocidade, também provoca uma complexidade adicional

do ponto de vista de programação computacional, pois o controle dos índices das variáveis é, obviamente, mais complexo.

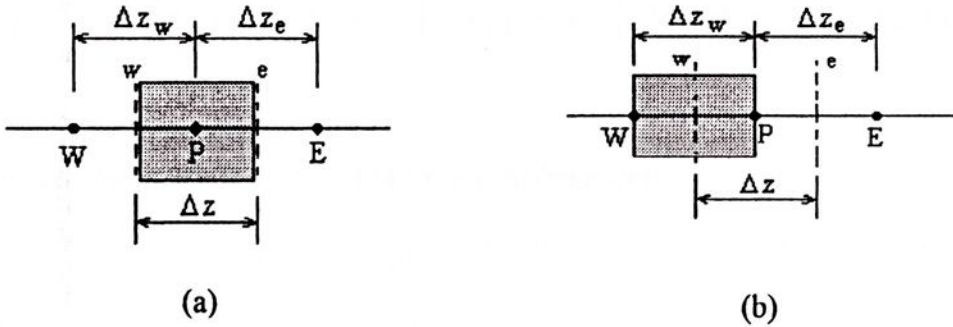


Fig. 4.7 (a) Volume de controle para o cálculo das variáveis: $\tilde{\rho}$, p , h_r e T_w ; (b). Volume de controle para o cálculo das velocidades.

Uma vez que o problema é predominantemente convectivo o esquema *upwind* é usado na discretização das equações governantes, pois o uso de diferenças centrais na aproximação dos termos convectivos cria, quase sempre, coeficientes negativos. Tais coeficientes, associados à natureza do método iterativo usado na solução do sistema de equações, podem impedir totalmente a obtenção da solução. Além disso, a presença de aproximações de alta ordem, como diferenças centrais nos termos convectivos, quando esses forem dominantes, gera instabilidades, produzindo soluções que apresentam oscilações numéricas em regiões de gradientes elevados.

Dessa forma, o uso de diferenças centrais e de outros esquemas de alta ordem, em problemas de convecção dominante, em geral, conduzem a soluções não realistas por serem esquemas não-dissipativos. Já o esquema *upwind*, por ser dissipativo, produz soluções fisicamente coerentes e garante a positividade dos coeficientes, pois têm a propriedade de suavizar os altos gradientes.

Para o refrigerante e para a parede do tubo, as Eqs. (4.1), (4.2), (4.5) e (4.13), são discretizadas nos volumes de controle mostrados na Fig. 4.7, sendo dadas por,

• **Equação da Conservação da Massa Para o Refrigerante:**

$$a_p \tilde{\rho}_p - a_w - b = 0 \quad (4.18)$$

na qual, $a_p = [(\Delta z / \Delta t) + u_w]$, $a_w = [\tilde{\rho}_w u_w]$, $b = [(\tilde{\rho}_p^o \Delta z) / \Delta t]$ e o índice superior o indica o valor calculado no instante de tempo anterior.

• **Equação da Quantidade de Movimento Para o Refrigerante:**

$$\alpha_p u_p - \alpha_w u_w + (p_p - p_w) - b = 0 \quad (4.19)$$

na qual, $\alpha_p = [\tilde{\rho}_p (\Delta z_w / \Delta t) + \tilde{\rho}_p u_p]$, $\alpha_w = [\tilde{\rho}_w u_w]$ e $b = [\tilde{\rho}_p^o u_p^o (\Delta z_w / \Delta t) - f_{xp} \Delta z_w]$.

• **Equação de Conservação da Energia Para o Refrigerante:**

$$\alpha_p h_{r,p} - \alpha_w h_{r,w} - b = 0 \quad (4.20)$$

na qual, $\alpha_p = [\tilde{\rho}_p (\Delta z / \Delta t) + \tilde{\rho}_p u_p]$, $\alpha_w = [\tilde{\rho}_w u_w]$,

$$b = [\tilde{\rho}_p^o h_{r,p}^o + (p_p - p_p^o)] (\Delta z / \Delta t) + [A_i H_{r,p} (T_{w,p} - T_{r,p})] (\Delta z / A_{tub})$$

• **Equação de Conservação da Energia para a Parede do Tubo:**

$$\alpha_p T_{wp} - b - c = 0 \quad (4.21)$$

na qual,

$$\alpha_p = (M_{wf,p} c_{p,wf,p}) (\Delta z / \Delta t) + (H_{a,p} A_t \Delta z) + (H_{r,p} A_i \Delta z)$$

$$b = (M_{wf,p}^o c_{p,wf,p}^o T_{w,p}^o) (\Delta z / \Delta t) + (H_{a,p} A_t \Delta z T_{a,s}) + (H_{r,p} A_i \Delta z T_{r,p})$$

$$c = H_{m,p} \lambda_{\text{água}} A_t \Delta z (\omega_{a,s} - \omega_{a,sat,p})$$

Para o ar, as Eqs. (4.10) e (4.15) são discretizadas no volume de controle mostrado na Fig. 4.8, sendo dadas por,

• **Equação de Conservação da Energia Para o Ar:**

$$\dot{m}_a (h_{a,N} - h_{a,S}) - a - b - c = 0 \quad (4.22)$$

na qual: $a = [H_{a,p} A_t \Delta z (T_{a,s} - T_{w,p})]$

$$b = [H_{m,p} \lambda_{\text{água}} A_t \Delta z (\omega_{a,s} - \omega_{a,sat,p})]$$

$$c = [H_{m,p} h_{l,\text{água},p} A_t \Delta z (\omega_{a,s} - \omega_{a,sat,p})]$$

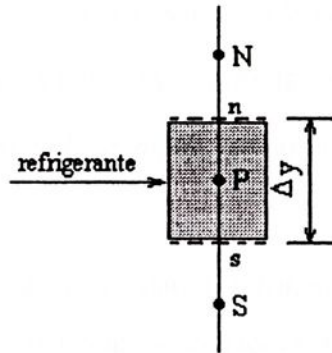


Fig 4.8 Volume de controle para o ar.

• *Equação de Conservação da Umidade Para o Ar:*

$$\dot{m}_a(\omega_{a,N} - \omega_{a,S}) - H_{m,P} A_t \Delta z (\omega_{a,S} - \omega_{a,sat,P}) = 0 \quad (4.23)$$

nas quais os índices N, P, S, n e s indicam as posições mostradas na Fig. 4.8.

A solução do sistema de Eqs. (4.18) a (4.23) é obtida ao longo do evaporador, dividindo-o em pequenas células, em um total de MT, conforme mostrado na Fig. 4.9.

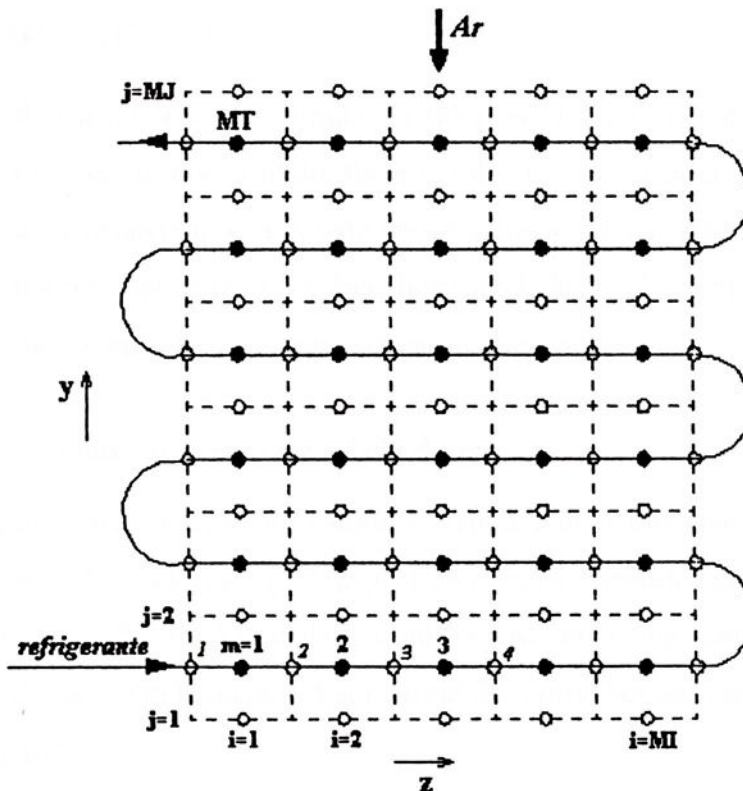


Fig. 4.9 Divisão do evaporador para a solução numérica.

Para cada célula, sete variáveis devem ser calculadas: $\tilde{\rho}$, u , p , h_r , T_w , T_a e ω_a . As variáveis $\tilde{\rho}$, p , h_r e T_w , são armazenadas no centro da célula, a velocidade, u , é armazenada na face vertical da célula e as variáveis T_a e ω_a são armazenadas na face horizontal da célula (vide Fig. 4.9).

Observa-se que as Eqs. (4.18) a (4.21), para o refrigerante e parede do tubo, e as Eqs. (4.22) e (4.23), para o ar, formam dois sistemas de equações não-lineares, que podem ser resolvidos utilizando-se o método de Newton-Raphson.

Para melhorar a eficiência do processo de solução, utiliza-se neste trabalho um método iterativo em duas etapas:

(i) Etapa 1 – Cálculo das variáveis do refrigerante e da parede do tubo:

Nesta etapa, é assumido que as condições do ar, T_a e ω_a , ao longo de todo o domínio de solução sejam conhecidas. Assim, um método de Newton-Raphson de célula em célula, iniciando-se da entrada do tubo, é usado para resolver o sistema de equações para o cálculo de $\tilde{\rho}$, u , h_r e T_w , sendo p calculado pela Eq. (B.45).

A solução numérica inicia-se na entrada do tubo, $m=1$, onde o escoamento é bifásico, e prossegue célula a célula até que o título atinja o valor unitário, passando o escoamento a ser monofásico. Quando a temperatura da parede do tubo atinge a temperatura do ponto de orvalho do ar, para a condição especificada na face horizontal da célula, tem início o processo de condensação do vapor d'água do escoamento de ar sobre os tubos.

(ii) Etapa 2 – Cálculo das variáveis para o lado do ar:

Nesta etapa realiza-se a correção dos valores da temperatura e umidade do ar resolvendo-se, o sistema formado pelas Eqs. (4.22) e (4.23), pelo método de Newton-Raphson. Essa correção é realizada para toda a malha e não célula a célula, constituindo um sistema de ordem igual a $2MT$. A convergência é obtida quando a somatória das correções das condições do ar, T_a e ω_a , forem inferiores a 10^{-4} .

Para a malha apresentada na Fig. 4.9 os índices i , j e m são relacionados pela equação dada por,



$$m = i + (j - 1)MI \quad (i = 1, 2, 3, \dots, MI; j = 1, 2, 3, \dots, MJ) \quad (4.24)$$

Considera-se que o regime permanente é alcançado quando a variação de $\tilde{\rho}$, u , h_r e T_w , de um passo de tempo para o outro, for menor do que 10^{-3} .

Atingido o regime permanente, a vazão em massa de refrigerante é aumentada ou reduzida, para simular a resposta transiente do evaporador. Como o evaporador encontrava-se em regime permanente, essa perturbação fará com que, após um período transiente, um novo regime permanente se estabeleça. Tal variação da vazão em massa de refrigerante simula a variação das condições de operação do sistema, às quais um equipamento de refrigeração ou de ar-condicionado está freqüentemente submetido.

Durante o período transiente, a pressão e a vazão em massa de refrigerante na entrada do evaporador são controladas por funções $p_r(t)$ e $\dot{m}_r(t)$, ajustadas aos valores medidos. Essas funções governam o intervalo de tempo em que o evaporador se adapta às novas condições de operação do sistema. Vale lembrar que as condições do ar sobre o evaporador permanecem constantes, sendo que o aumento ou diminuição do efeito de refrigeração é simulado exclusivamente pelo aumento ou diminuição da vazão em massa de refrigerante.

4.5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.5.1 Definição do Modelo

O modelo de solução proposto, apresentado no Item 4.2, consiste das Eqs. (4.1), (4.2), (4.5), (4.10), (4.13) e (4.15) que devem, respectivamente, ser solucionadas para o cálculo das variáveis: $\tilde{\rho}$, u , h_r , T_a , T_w e ω_a . As equações auxiliares requeridas para o cálculo da força de atrito entre o refrigerante e a parede do tubo, f_x , dos coeficientes de transferência de calor $H_{r,sp}$, $H_{r,tp}$ e H_a e da pressão do refrigerante estão apresentadas no Apêndice B.

Inicialmente, os resultados calculados usando-se o presente modelo são comparados com aqueles obtidos por Liang *et al.* (1999), para um evaporador de uma fileira com quatro tubos, cujos parâmetros geométricos e condições de operação, respectivamente, são apresentados nas Tabs. 4.1 e 4.2. A entalpia na entrada do evaporador é determinada pelas condições na saída do condensador: temperatura de condensação = 45 °C e grau de sub-resfriamento = 5 °C.

Tab. 4.1 Parâmetros geométricos do evaporador simulado por Liang *et al.* (1999).

Parâmetros Geométricos	Valores
Comprimento do tubo reto (m)	1,0
Espaçamento transversal dos tubos (m)	0,025
Espaçamento longitudinal dos tubos (m)	0,0216
Diâmetro externo do tubo (mm)	9,53
Diâmetro interno do tubo (mm)	8,83
Espessura das aletas (mm)	0,12
Espaçamento das aletas (mm)	2,41
Número de aletas	394

Uma vez que os resultados obtidos dependem das equações constitutivas adotadas, o modelo é investigado em maiores detalhes para verificar a influência dessas equações. O código computacional foi testado, a princípio, para o regime permanente pois essa é a condição inicial para a simulação dinâmica do evaporador. A seguir são apresentados os resultados dos testes realizados, os quais utilizam o Caso 02 apresentado na Tab. 4.2.

Tab. 4.2 Condições de operação usadas por Liang *et al.* (1999).

Condições de operação na entrada	Caso 01	Caso 02	Caso 03
Temperatura do refrigerante (°C)	10,5	10,5	11,0
Vazão em massa de refrigerante (kg/s)	0,0036	0,0055	0,0086
Título	0,22	0,22	0,22
Temperatura do ar (°C)	28,0	28,0	28,0
Umidade relativa (%)	30	60	90
Velocidade do ar (m/s)	2,0	2,0	2,0

• **Influência do Coeficiente de Transferência de Calor Bifásico:**

Na literatura, encontram-se disponíveis várias correlações, com diferentes concepções, para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, CTC, em escoamentos bifásicos de fluidos refrigerantes no interior de tubos. Neste item, analisa-se a influência de algumas dessas correlações sobre os resultados obtidos com o modelo proposto.

Na Fig. 4.10a são mostradas as distribuições do CTC do lado do refrigerante. Nesses casos, o

CTC bifásico é calculado pelas correlações de: Chen (1966), Jung e Radermacher (1991), Kandlikar (1990) e Bandarra Filho *et al.* (1997b). As discontinuidades observadas nos perfis do coeficiente de transferência de calor mostrados na Fig. 4.10a devem-se à transição do escoamento bifásico para o monofásico.

Observa-se na Fig. 4.10a que as correlações para o CTC bifásico apresentam comportamentos claramente diferentes, sendo que a correlação de Kandlikar (1990) fornece os valores menores, acarretando vaporização incompleta do fluido refrigerante. Tal fato pode ser melhor observado na Fig. 4.10b, na qual apresentam-se os perfis de temperatura do refrigerante ao longo da serpentina calculado pelo presente modelo e comparados com aquele obtido por Liang *et al.* (1999). O maior grau de superaquecimento é obtido quando a correlação de Chen (1966) é empregada, uma vez que tal correlação fornece os maiores valores do coeficiente de transferência de calor (vide Fig. 4.10a). Na Fig. 4.10b, verifica-se também que o perfil de temperatura obtido quando a correlação de Jung e Radermacher (1991) é usada, é o que melhor se ajusta ao resultado de Liang *et al.* (1999).

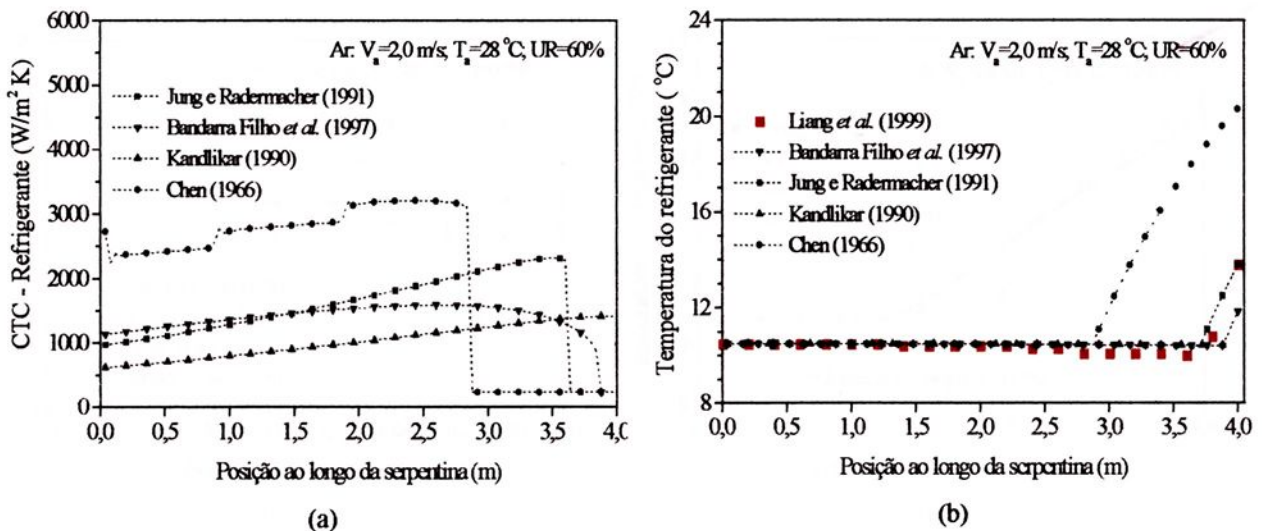


Fig. 4.10. (a) Distribuições do coeficiente de transferência de calor no lado do refrigerante; (b) Efeito do coeficiente de transferência de calor no escoamento bifásico.

• Influência do Coeficiente de Transferência de Calor Monofásico:

Em evaporadores de serpentina com tubos aletados de expansão seca, a região de escoamento monofásico de vapor superaquecido, geralmente, compreende 20% do comprimento total da serpentina. Para verificar a influência do coeficiente de transferência de calor nessa região, foram testadas as correlações dadas por: Dittus-Boelter (1930), Gnielinski (1976), Sieder e Tate (1936)

e Sieder e Rouse (1975). Os perfis do coeficiente de transferência de calor monofásico, calculados por essas correlações, são apresentados na Fig. 4.11a.

Verifica-se na Fig. 4.11a que, dentre essas correlações, com exceção da correlação de Sieder e Tate (1936), cujos valores do CTC monofásico estão próximos de $270 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, as demais equações fornecem valores muito próximos entre si, na faixa de 215 a $230 \text{ W/m}^2 \text{ K}$. Esse comportamento faz com que os perfis de temperatura do refrigerante na região monofásica sejam praticamente coincidentes, como mostrado na Fig. 4.11b. Tal fato demonstra que os resultados obtidos praticamente independem da correlação usada para o cálculo do coeficiente de transferência de calor monofásico.

Observa-se na Fig. 4.11b que os perfis de temperatura apresentados, referem-se apenas à região de escoamento monofásico, que compreende aproximadamente $0,4 \text{ m}$ da serpentina. Na Fig. 4.11b, mostra-se também o perfil de temperatura calculado por Liang *et al.* (1999), cujas temperaturas, ao longo da região monofásica, são inferiores, mas muito próximas, àsquelas calculadas pelo presente modelo.

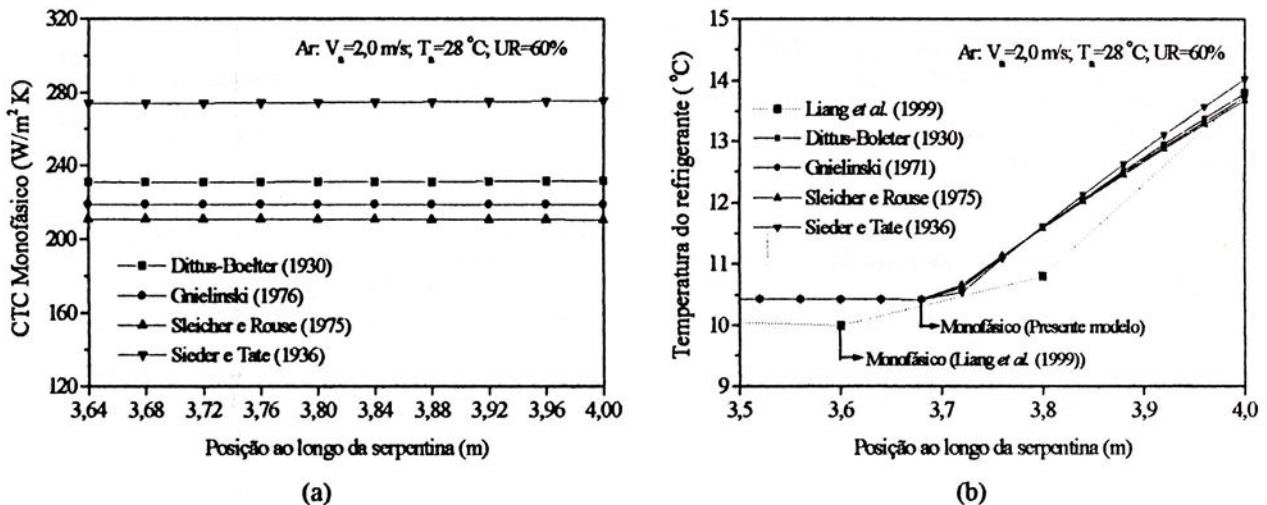


Fig. 4.11 (a) Distribuições do CTC monofásico; (b) Efeito do coeficiente de transferência de calor no escoamento monofásico.

• Influência da Força de Atrito entre o Refrigerante e a Parede do Tubo:

Um termo da equação da quantidade de movimento do refrigerante que merece atenção é aquele referente ao atrito entre o refrigerante e a parede do tubo, f_x . Dentre os vários modelos disponíveis na literatura para descrever esse termo, são aqui analisados o modelo dos

multiplicadores bifásicos, usando as equações de Friedel (1979), Whalley (1987) e Paliwoda (1989) (vide Apêndice B).

Na Fig. 4.12a apresentam-se os perfis de f_x , calculados pelas três correlações analisadas e na Fig. 4.12b, apresentam-se as respectivas distribuições de pressão do refrigerante, ao longo da serpentina. Na Fig. 4.12a, observa-se que na região monofásica os valores de f_x são coincidentes, uma vez que o fator de atrito nessa região é calculado pela correlação de Churchill (1977), nos três casos apresentados.

Nota-se também nas Figs. 4.12a e 4.12b uma relação direta entre o modelo de cálculo do termo f_x e a distribuição de pressão do refrigerante, ou seja, um maior valor de f_x fornece o maior gradiente de pressão. Nos três casos mostrados na Fig. 4.12a, a força f_x cresce continuamente ao longo da serpentina, sendo que valores máximos são atingidos próximo do ponto de vaporização completa do refrigerante, quando se usam as correlações de Friedel (1979) e Paliwoda (1989). A correlação de Whalley (1987) fornece um perfil de f_x aproximadamente linear.

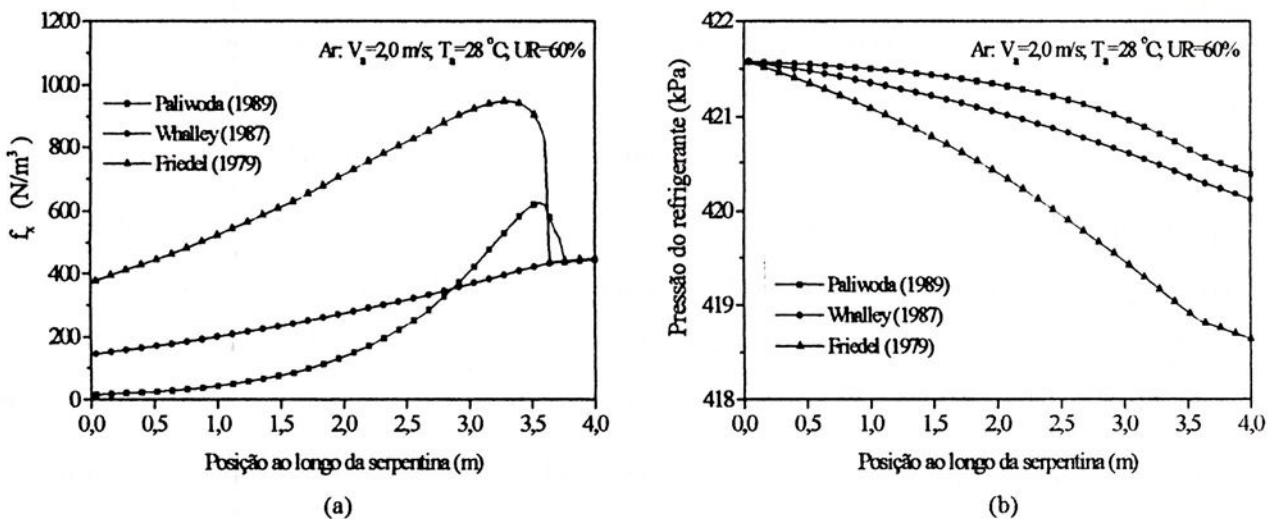


Fig. 4.12 (a) Distribuições da força f_x ao longo da serpentina; (b) Distribuições de pressão do refrigerante ao longo da serpentina.

O efeito do modelo de cálculo da força f_x sobre a distribuição de temperatura do refrigerante é mostrada na Fig. 4.13, comparados com a distribuição de temperatura calculada por Liang *et al.* (1999). Observa-se que os perfis de temperatura são muito próximos entre si ao longo do maior trecho da serpentina, apresentando uma diferença média de aproximadamente 1%.

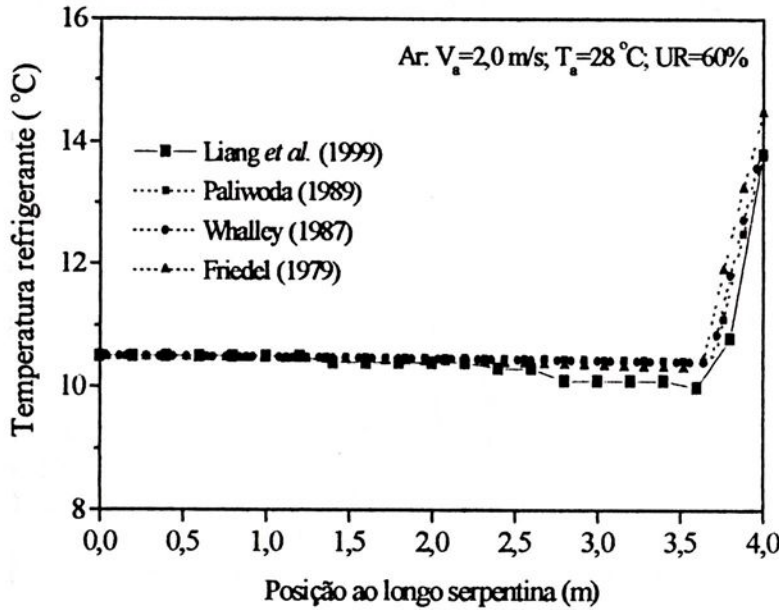


Fig. 4.13 Influência do modelo de cálculo da força f_x na região de escoamento bifásico.

Dentre os perfis de temperatura calculados com o presente modelo, nota-se na Fig. 4.13, um gradiente de temperatura ligeiramente maior durante a mudança de fase, quando a correlação de Friedel (1979) é usada, provocando um grau de superaquecimento maior.

• Influência do Coeficiente de Transferência de Calor do Ar:

Considerando ainda o Caso 02 da Tab. 4.2, foram testadas as correlações de Turaga et al. (1988) e a de McQuiston (1981) para o cálculo do coeficiente de transferência de calor no lado do ar. Na Fig. 4.14a apresentam-se as distribuições do coeficiente de transferência de calor do ar, considerando a presença de aletas e a condensação do vapor d'água.

Observa-se na Fig. 4.14a que os dois perfis do CTC do ar apresentam o mesmo comportamento, embora a correlação de McQuiston (1981) forneça valores menores do que aqueles de Turaga et al. (1988). Nota-se que a descontinuidade dos perfis ocorre em razão da desumidificação do ar. No trecho final da serpentina, os valores menores do CTC indicam que, nessa região, ocorre somente transferência de calor sensível.

Na região de desumidificação, que ocupa aproximadamente 90 % da serpentina, ocorre a transferência de calor sensível e latente e os valores do CTC do ar são significativamente maiores. A redução da umidade absoluta do ar ao longo dessa região é mostrada na Fig. 4.14b, que apresenta os perfis de umidade absoluta do ar ao longo do evaporador obtidos quando as

correlações de McQuiston (1981) e Turaga *et al.* (1988) são usados no cálculo do CTC do ar.

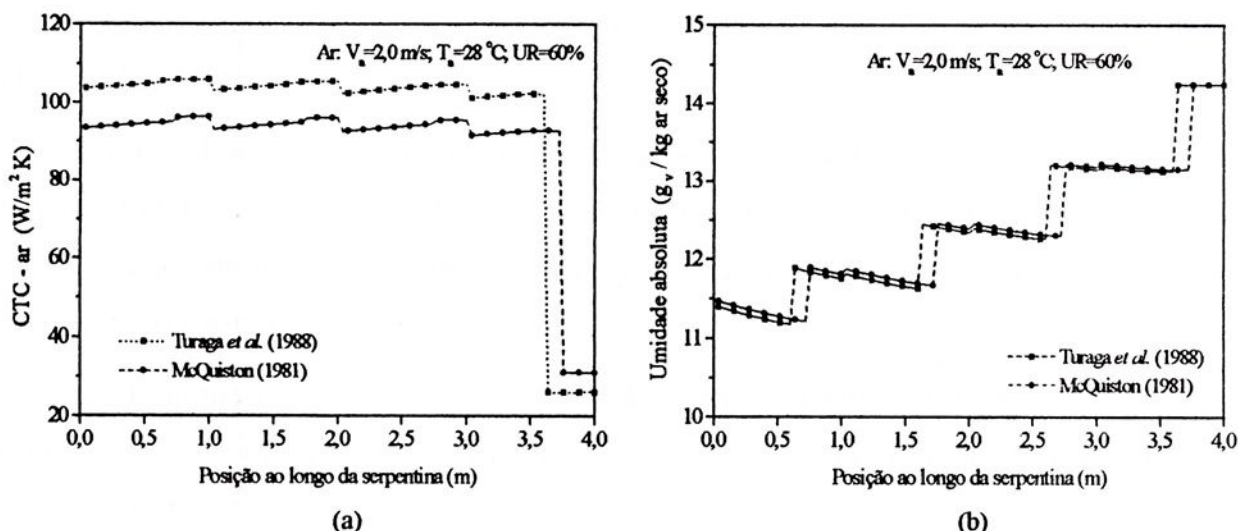


Fig. 4.14 (a) Distribuição do coeficiente de transferência de calor no lado do ar; (b) Perfis de umidade absoluta do ar ao longo do evaporador.

Os perfis de umidade absoluta mostrados na Fig. 4.14b apresentam o mesmo comportamento e são praticamente coincidentes. O mesmo é observado na Fig. 4.15 com relação aos perfis de temperatura do ar obtidos pelo presente modelo, independente da correlação usada para o cálculo do CTC do ar.

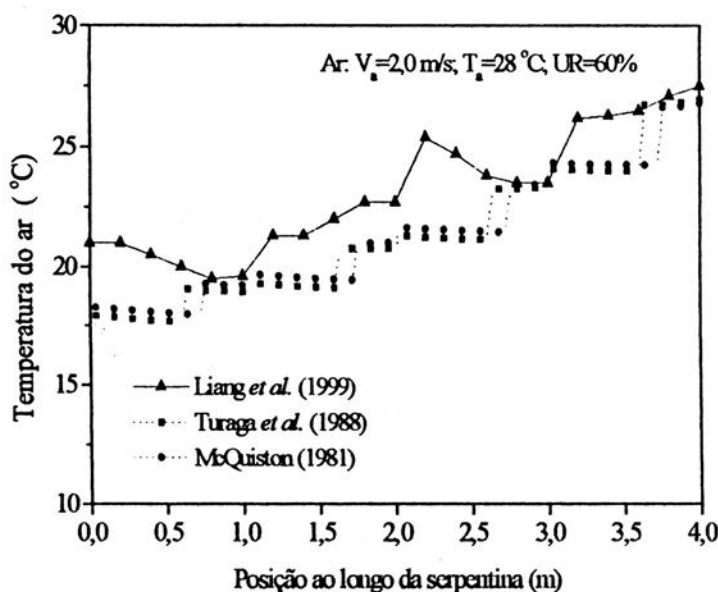


Fig. 4.15 Perfis de temperatura do ar ao longo do evaporador.

Na Fig. 4.15, observa-se que as temperaturas obtidas pelo presente modelo são menores do

que aquelas obtidas por Liang *et al.* (1999), sendo que a diferença máxima entre os valores calculados pelos dois modelos foi de 15 %, que provavelmente é causado pela correlação de transferência de calor do ar de Fisher e Rice (1983) usada por Liang *et al.* (1999), a qual não foi obtida pelo presente autor.

Após a análise da influência dos diferentes parâmetros e equações constitutivas sobre os resultados obtidos, um conjunto de correlações foi escolhido por fornecer o melhor ajuste entre os dados experimentais e os resultados numéricos. Com isso, os parâmetros a serem calculados e as respectivas correlações definidas foram:

- (i) Fator de atrito na região monofásica: correlação de Churchill (1977), Eq. (A.1);
- (ii) Perda de pressão devido ao atrito na região bifásica: correlação de Paliwoda (1989), Eq. (B.11);
- (iii) Coeficiente de transferência de calor monofásico ($H_{r,sp}$): correlação de Dittus-Boelter (1930), Eq. (B.13);
- (iv) Coeficiente de transferência de calor bifásico ($H_{r,tp}$): correlação de Jung e Rademacher (1991), Eq. (B.25);
- (v) Coeficiente de transferência de calor no lado do ar (H_a): correlação de McQuiston (1981), Eq. (B.43).

Definido o modelo, os resultados calculados são comparados com dados disponíveis na literatura, inicialmente para o regime permanente e em seguida para a condição transiente.

4.5.2 Comparações dos Resultados – Regime Permanente

Neste item são apresentadas as comparações entre os resultados calculados usando-se o presente modelo e os resultados obtidos por Liang *et al.* (1999). Além disso, avalia-se a influência da umidade relativa do ar na entrada do evaporador sobre o seu comportamento no regime permanente.

Nas Figs. 4.16, 4.17 e 4.18 apresentam-se, respectivamente, para as umidades relativas do ar na entrada de 30%, 60% e 90%, as comparações entre os perfis de temperatura do ar, temperatura do refrigerante e temperatura da parede do tubo calculados pelo presente modelo com aqueles calculados por Liang *et al.* (1999).



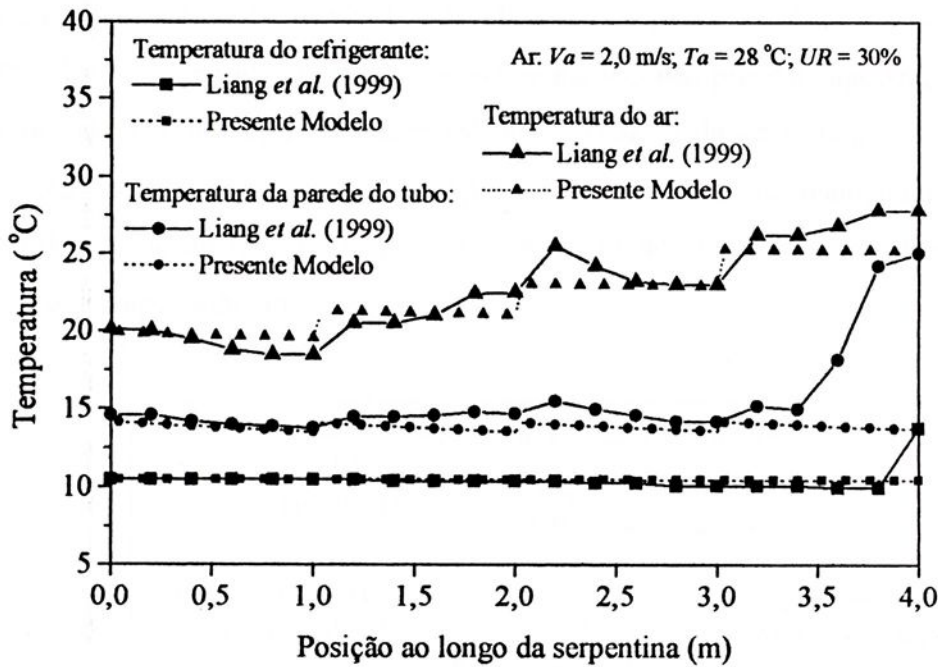


Fig. 4.16 Comparações entre os perfis de temperatura do ar, do refrigerante e da parede do tubo para $UR = 30\%$.

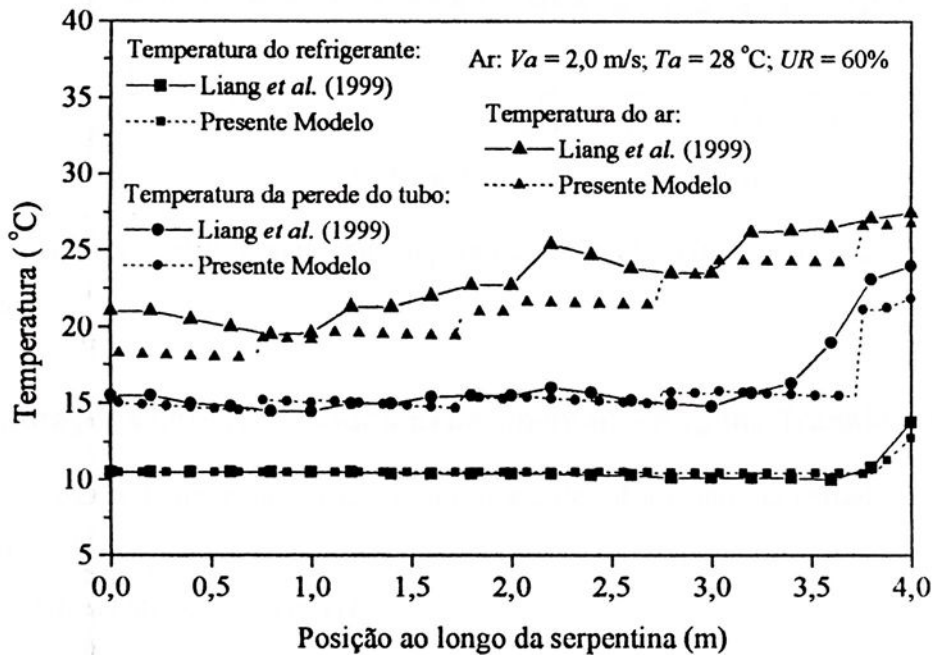


Fig. 4.17 Comparações entre os perfis de temperatura do ar, do refrigerante e da parede do tubo para $UR = 60\%$.

Verifica-se nas Figs. 4.16 a 4.18 uma boa concordância entre os resultados apresentados por Liang *et al.* (1999) e aqueles calculados pelo presente modelo, principalmente os perfis de

temperatura do refrigerante e da parede do tubo. Entretanto, para a umidade relativa de entrada do ar de 30%, observa-se na Fig. 4.16 que o presente modelo não prevê a vaporização completa do refrigerante, pois o título do refrigerante calculado na saída da serpentina é de 0,81 o que difere do resultado de Liang *et al.* (1999). Apesar disso, os perfis de temperatura do ar, do refrigerante e da parede do tubo estão próximos, apresentando uma diferença mais acentuada apenas na região de vapor superaquecido.

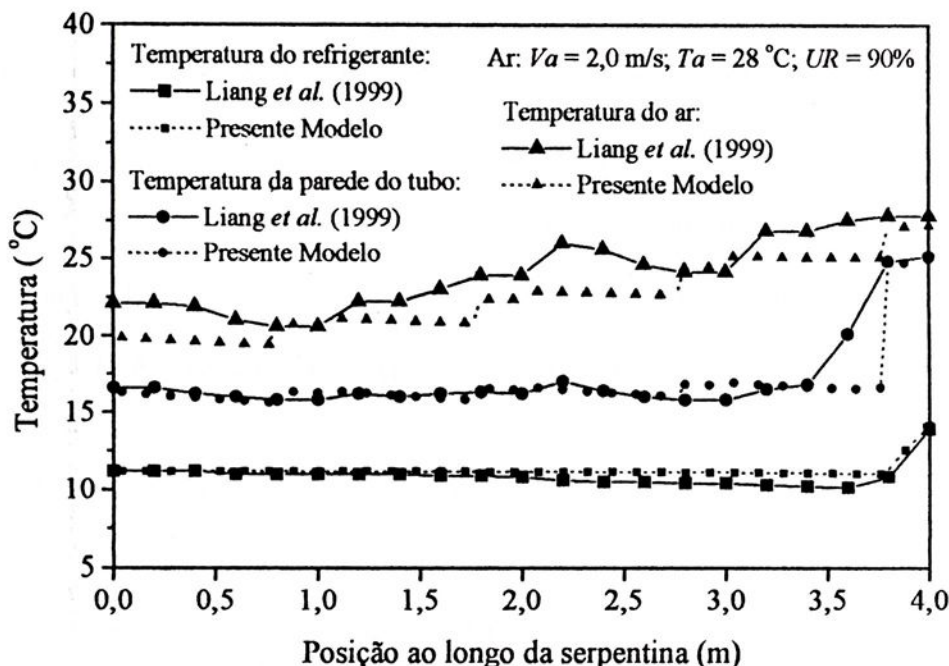


Fig. 4.18 Comparações entre os perfis de temperatura do ar, do refrigerante e da parede do tubo para $UR = 90\%$.

4.5.3 Comparações com Resultados Experimentais— Regime Transiente

Atingido o regime permanente, a vazão em massa de refrigerante na entrada da serpentina é aumentada ou reduzida para simular a resposta transiente do evaporador. Após esse período, um novo regime permanente se estabelecerá.

Durante o período transiente, a pressão e a vazão em massa de refrigerante na entrada do evaporador são controladas por funções $p_r(t)$ e $\dot{m}_r(t)$, obtidas por ajustes de valores medidos. Essas funções governam o intervalo de tempo em que o evaporador se adapta às novas condições de operação do sistema. As condições de entrada do ar sobre o evaporador permanecem constantes, sendo que o aumento ou redução do efeito de refrigeração é simulado exclusivamente pelo aumento ou redução da vazão em massa de refrigerante.

Nesta etapa de validação do modelo, o evaporador usado nos testes é o mesmo de Jia *et al.* (1995, 1999), cujos parâmetros geométricos e as condições de operação são, respectivamente, apresentados nas Tabs. 4.3 e 4.4.

Na Tab. 4.3 observa-se que, embora o evaporador possua nove fileiras de tubos os resultados experimentais apresentados por Jia *et al.* (1995) referem-se apenas a uma fileira, permitindo, assim, a comparação com os resultados obtidos pelo presente modelo.

Tab. 4.3 Parâmetros geométricos do evaporador testado por Jia *et al.* (1999).

Parâmetros geométricos	Valores	Parâmetros geométricos	Valores
Número de fileiras de tubos	9	Diâmetro externo do tubo (mm)	12,70
Número de tubos por fileira	6	Diâmetro interno do tubo (mm)	11,84
Comprimento tubo reto (m)	1,632	Espessura da aleta (mm)	0,12
Espaçamento transversal dos tubos (mm)	27,50	Tipo de aleta	lisa
Espaçamento longitudinal dos tubos (mm)	31,78	Número de aletas	514

Tab. 4.4 Condições de operação usadas por Jia *et al.* (1995, 1999).

Condições de operação na entrada	Valores
Temperatura do refrigerante (°C)	- 2,0
Pressão do refrigerante (kPa)	273,0
Vazão em massa de refrigerante por circuito (kg/s)	0,00811
Título	0,359
Temperatura do ar (°C)	14,5
Umidade relativa (%)	50 e 60
Velocidade do ar (m/s)	2,0

No experimento de Jia *et al.* (1995), para obter a resposta transiente do evaporador à variação da vazão do fluido refrigerante, as condições do sistema no regime permanente foram inicialmente estabelecidas. Em seguida, a vazão de refrigerante foi alterada, abrindo-se ou fechando-se a válvula de expansão eletrônica.

Nas Figs. 4.19a e 4.19b apresentam-se, respectivamente, as variações da pressão de entrada no evaporador e da pressão de saída no condensador em função do tempo, obtidas experimentalmente por Jia *et al.* (1995), para um aumento de 9,5 % na vazão em massa de fluido refrigerante.

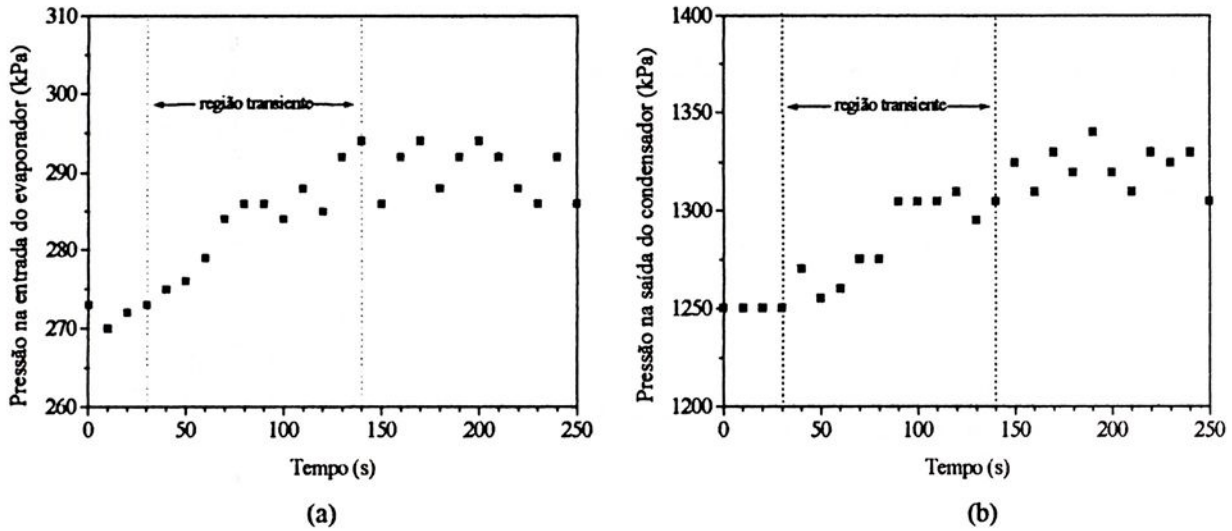


Fig. 4.19 (a) Variação da pressão de evaporação durante o período transitório; (b) Variação da pressão de condensação durante o período transitório (Jia *et al.* 1995).

Observa-se nas Figs. 4.19a e 4.19b que o início do período transitório ocorre 30 segundos após o início da gravação dos dados, instante em que a vazão é instantaneamente aumentada em 9,5 %. Nota-se, também, que esse aumento de vazão causa um aumento nas pressões de entrada do evaporador e de saída do condensador. Após 140 segundos, o regime permanente é novamente estabelecido, e as pressões de evaporação e de condensação alcançam valores médios, respectivamente, de 290 kPa e 1325 kPa.

Para a comparação com os resultados de Jia *et al.* (1995), uma função $p_r(t)$, mostrada na Fig. 4.20, foi ajustada aos dados experimentais, para representar a variação da pressão do refrigerante na entrada do evaporador durante o período transitório.

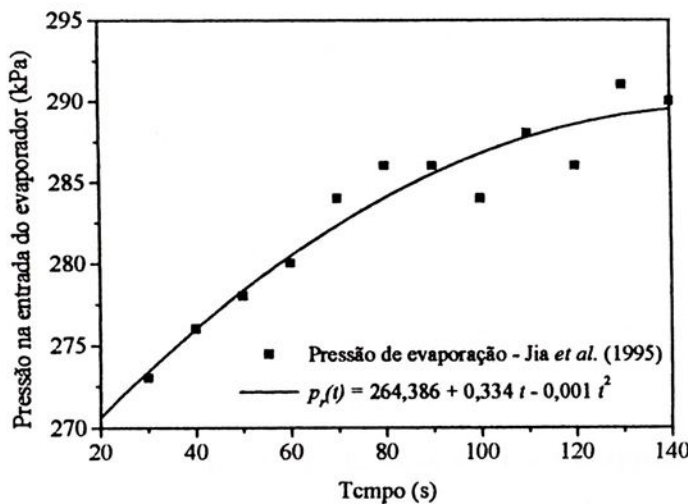


Fig. 4.20 Função $p_r(t)$ ajustada aos dados experimentais de Jia *et al.* (1995).

Nas Figs. 4.21 e 4.22 são mostradas as comparações, respectivamente, entre as distribuições do grau de superaquecimento e da temperatura de saída do ar do evaporador, durante o período transiente, calculadas pelo presente modelo e medidas por Jia *et al.* (1995).

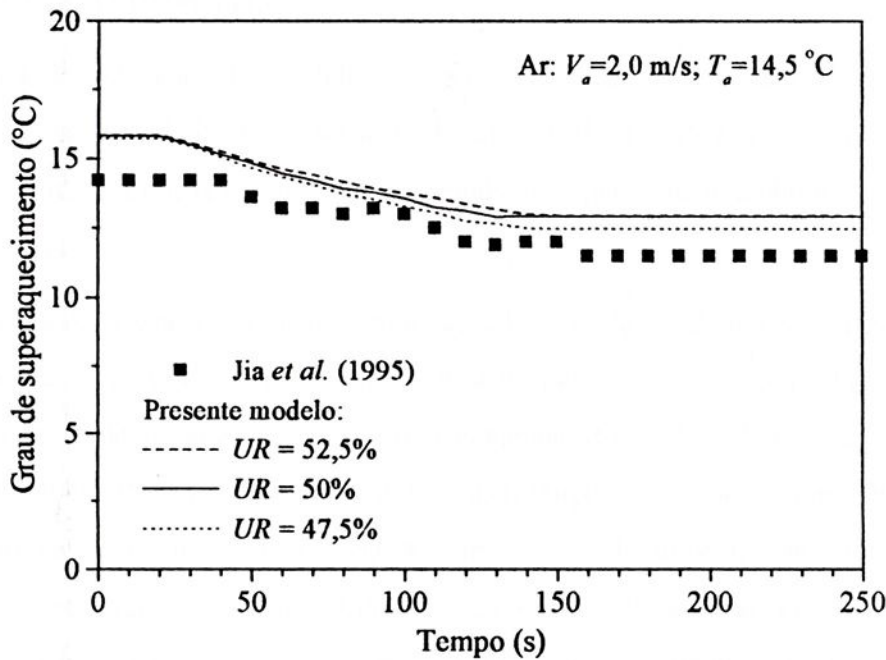


Fig. 4.21 Comparações entre os graus de superaquecimento calculado e medido (Jia *et al.*, 1995): efeito da variação da umidade relativa de entrada do ar.

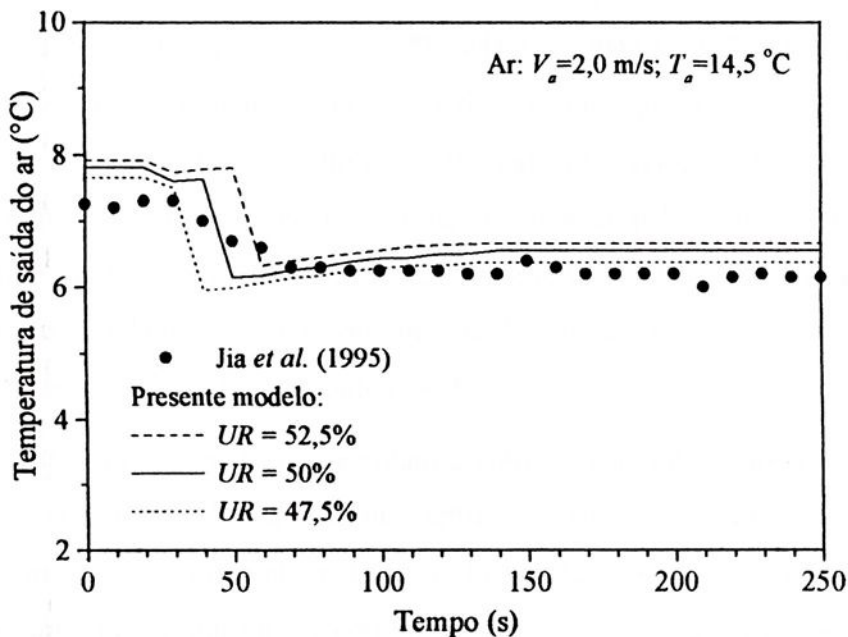


Fig. 4.22 Comparações entre as temperaturas de saída do ar do evaporador calculada e medida (Jia *et al.*, 1995): efeito da variação da umidade relativa de entrada do ar.

Na Fig. 4.22, os perfis de temperatura de saída do ar são avaliados no ponto $i = MI$ e $j = 1$ (vide Fig. 4.9). A malha computacional usada na obtenção dos resultados numéricos possui 180 pontos, distribuídos uniformemente ao longo do evaporador e o intervalo de tempo usado para o avanço no tempo é de 10 segundos.

Nesta etapa de validação do modelo, a correlação usada para o cálculo do coeficiente de transferência de calor do lado do ar foi a de Turaga *et al.* (1988), pois nos testes realizados a concordância obtida com os resultados experimentais foi superior àquela obtida com a equação de McQuiston (1981).

Em função da incerteza relacionada com a especificação da umidade relativa de entrada do ar nos dados de Jia *et al.* (1995), uma análise de sensibilidade foi realizada com o propósito de verificar a influência desse parâmetro sobre o desempenho do modelo. Para isso, nas Figs. 4.21 e 4.22, são também mostradas, respectivamente, as distribuições do grau de superaquecimento e da temperatura de saída do ar, quando variações de $\pm 5\%$ são impostas ao valor originalmente assumido da umidade relativa de entrada do ar, igual a 50 %. Nota-se nas Figs. 4.21 e 4.22, que a temperatura de saída do ar é mais sensível à variação da umidade relativa do ar, do que o grau de superaquecimento do refrigerante.

Observa-se na Fig. 4.21, que as distribuições do grau de superaquecimento calculadas pelo presente modelo apresentam o mesmo comportamento daquela obtida por Jia *et al.* (1995). Embora os valores calculados, para $UR = 50\%$, sejam em média 9,8 % superiores aos valores medidos. Dessa forma, os resultados calculados demonstram que a região de escoamento de vapor superaquecido é superestimada pelo presente modelo em relação aos dados experimentais. Isso quer dizer que o *ponto de secagem* do refrigerante previsto pelo modelo, ou seja, o ponto no qual o refrigerante vaporiza-se completamente, ocorre a uma distância da entrada do evaporador, menor do que aquela medida, resultando em um grau de superaquecimento maior. A discordância máxima entre os valores calculados e medido é de 12,4 %.

Na Fig. 4.22 observa-se uma boa concordância entre os perfis de temperatura de saída do ar do evaporador, sendo a diferença média entre os valores calculados e medidos por Jia *et al.* (1995) de 5,4 %. Entretanto nota-se na Fig. 4.22, que o perfil de temperatura do ar calculado exibe um atraso e um menor período transiente em relação aos dados experimentais. Esse comportamento pode estar relacionado ao fato de, na simulação, considerar-se a temperatura do ar na entrada do evaporador constante durante o período transiente. Entretanto,

Jia *et al.* (1995) relataram que, na prática, essa temperatura diminui suavemente após o aumento da vazão em massa de refrigerante, em função de aspectos construtivos da bancada experimental. Isso faz com que a redução da temperatura medida com o tempo seja mais acentuada.

Na Fig. 4.22 observa-se ainda que, as variações de $\pm 5\%$ impostas à umidade relativa de entrada do ar provocam um deslocamento do ponto no qual se inicia o período transiente. Para a umidade relativa de entrada do ar de $47,5\%$ esse ponto ocorre, aproximadamente, em 30 s e esse tempo é maior à medida que a umidade relativa aumenta.

Uma análise de sensibilidade do modelo à vazão do fluido refrigerante foi também realizada. Nas Figs. 4.23 e 4.24 apresentam-se, respectivamente, os perfis calculados do grau de superaquecimento e da temperatura de saída do ar quando a vazão de refrigerante na entrada da serpentina, $\dot{m}_r = 29,2 \text{ kg/h}$, é alterada em $\pm 5\%$. Os perfis assim calculados são também comparados com os dados experimentais de Jia *et al.* (1995).

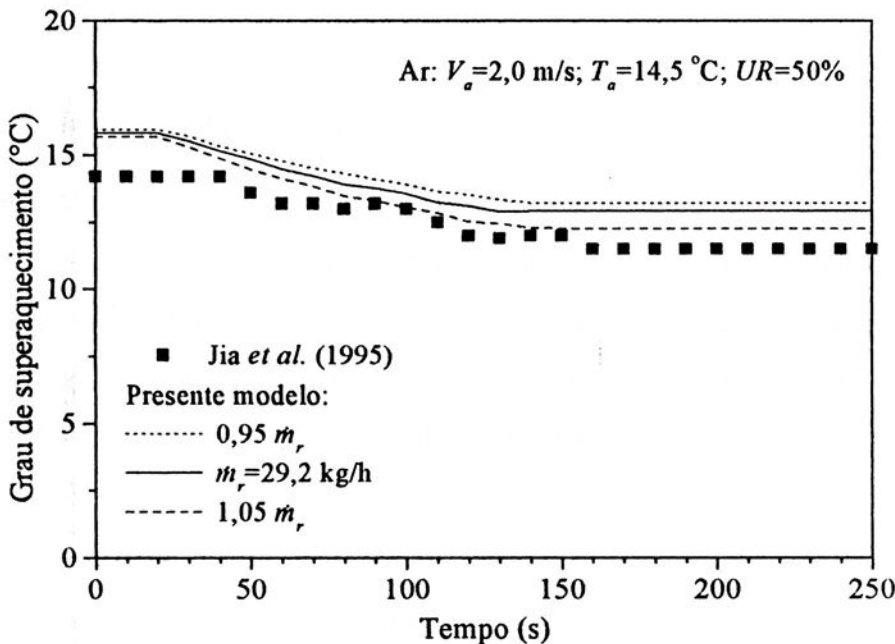


Fig. 4.23 Comparações entre os graus de superaquecimento medido (Jia *et al.*, 1995) e calculado: influência da variação da vazão de refrigerante.

Observa-se nas Figs. 4.23 e 4.24, que os resultados calculados pelo presente são influenciados diretamente pela vazão em massa de refrigerante, sendo essa influência mais efetiva sobre o perfil de temperatura de saída do ar. Tal comportamento é similar a aquele observado na Fig. 4.22, para a variação da umidade relativa de entrada do ar.

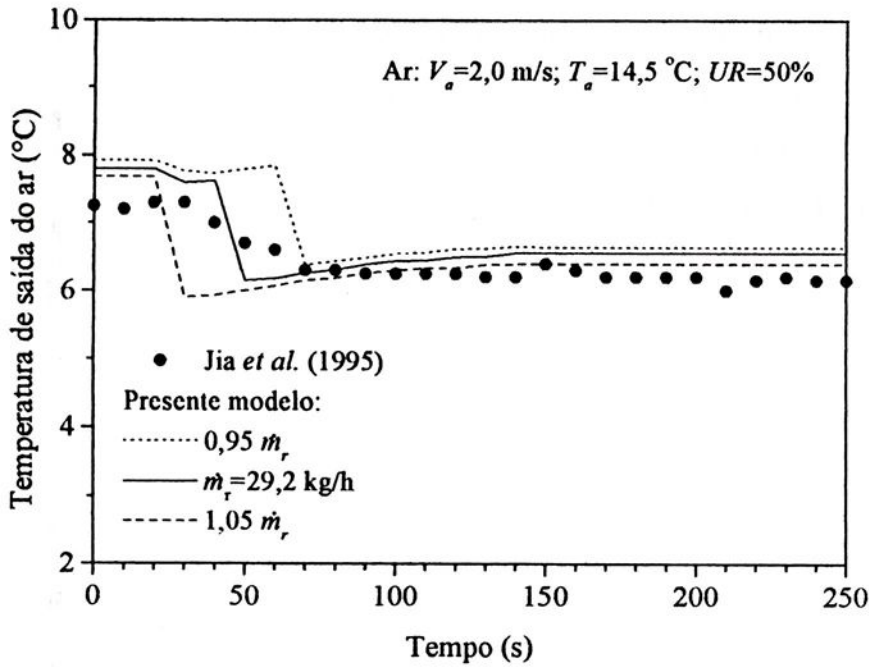


Fig. 4.24 Comparações entre as temperaturas de saída do ar do evaporador medida (Jia et al. 1995) e calculada: influência da vazão de refrigerante.

4.5.4 Resultados Computacionais

Neste item são apresentados alguns resultados computacionais procurando destacar as potencialidades do presente modelo, assim como, demonstrar o comportamento de evaporadores de serpentina com tubos aletados às variações das condições de operação. Para a obtenção desses resultados utilizam-se os dados fornecidos por Liang et al. (1999) cujos parâmetros geométricos e as condições de operação são, respectivamente, apresentados nas Tabs. 4.1 e 4.5.

Tab. 4.5 Condições de operação (Liang et al. 1999).

Parâmetros na entrada	Valores
Temperatura do refrigerante (°C)	10,0
Título	0,22
Temperatura do ar (°C)	28,0
Velocidade do ar (m/s)	2,0

• Efeito da Umidade Relativa de Entrada do Ar na Serpentina

Nas Fig. 4.25 e 4.26 apresentam-se a variação do fluxo de calor, da taxa de desumidificação e da temperatura de saída do ar em função da umidade relativa de entrada do ar. Nota-se,

respectivamente, nas Figs. 4.25 e 4.26 que o fluxo de calor e a taxa de desumidificação do ar aumentam significativamente para valores de umidade relativa de entrada do ar superiores a 40 % e permanecem constantes para valores de umidade relativa inferiores a 40 %. Verifica-se, também, que ao mesmo tempo que a umidade relativa do ar na entrada aumenta de 40 % para 90 % o fluxo de calor triplica seu valor, enquanto a taxa de desumidificação aumenta de zero para, aproximadamente, 1,3 kg/h.

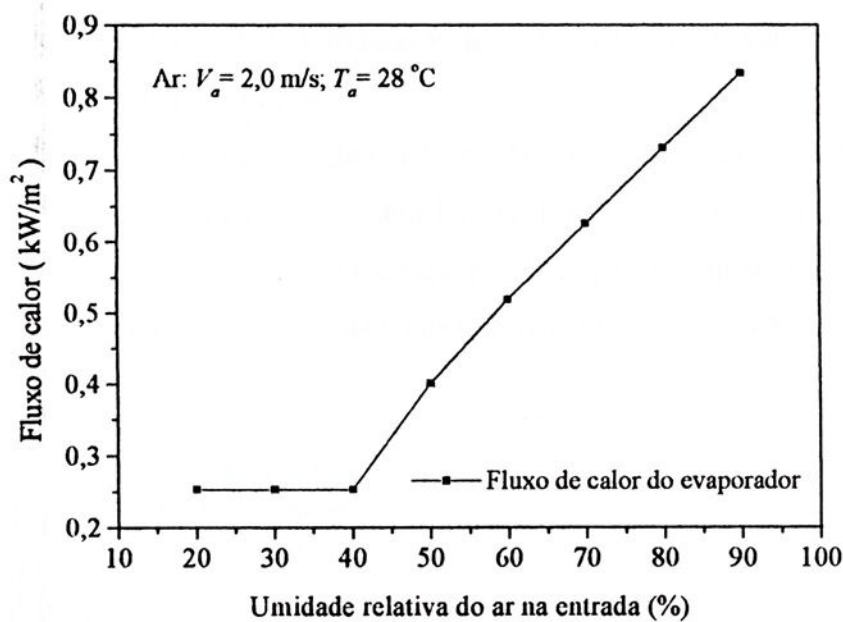


Fig. 4.25 Fluxo de calor do evaporador em função da umidade relativa de entrada do ar.

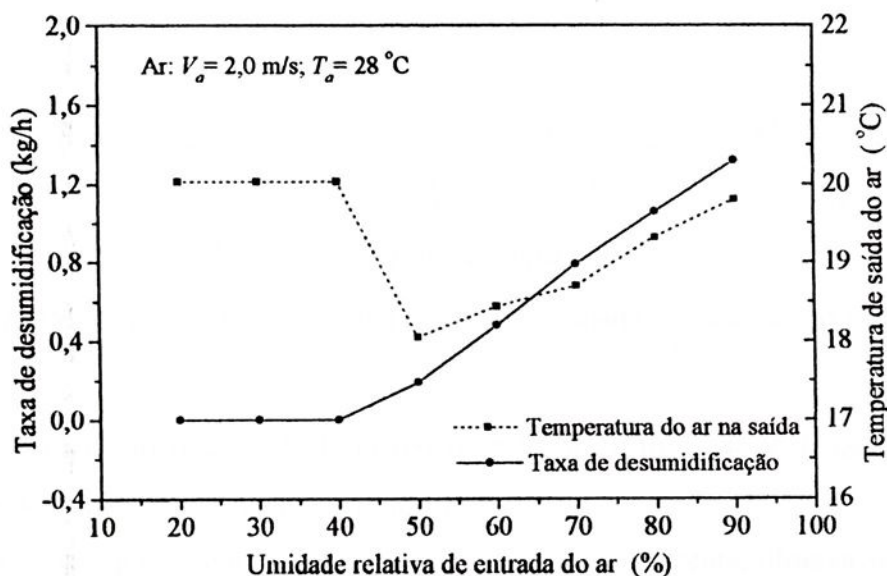


Fig. 4.26 Taxa de desumidificação e temperatura de saída do ar em função da umidade relativa de entrada do ar.

Na Fig. 4.26 observa-se, ainda, que a temperatura de saída do ar reduz acentuadamente quando a umidade relativa do ar na entrada aumenta de 40 % para 50 %. Tal comportamento deve-se à desumidificação do ar que ocorre a partir de $UR = 40\%$ aumentando o fluxo de calor (vide Fig. 4.26). Entretanto, o aumento da taxa de desumidificação do ar e do fluxo de calor não acentuam a redução da temperatura de saída do ar, pelo contrário, essa temperatura aumenta continuamente a partir de $UR = 50\%$. Esse fenômeno pode ser melhor explicado observando-se a Fig. 4.27, que apresenta a potência de refrigeração total e as parcelas de calor sensível e latente em função da umidade relativa de entrada do ar.

Observa-se na Fig. 4.27, que na faixa de umidade relativa entre 40 % e 50 % há um aumento da parcela de calor sensível e da parcela de calor latente. Para valores de umidade relativa acima de 50 % a parcela de calor sensível apresenta uma pequena queda, enquanto a parcela de calor latente aumenta, ocasionando um aumento da temperatura de saída do ar (vide Fig. 4.26).

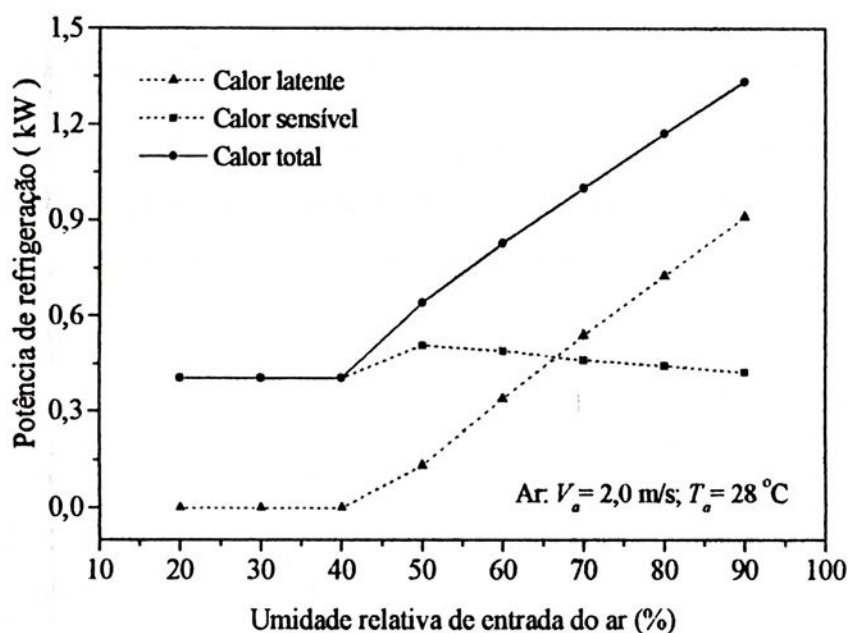


Fig. 4.27 Potência de refrigeração em função da umidade relativa de entrada do ar.

Na Fig. 4.28 apresentam-se as distribuições do CTC do lado do ar ao longo da serpentina, para três valores de umidade relativa de entrada do ar.

Ao mesmo tempo que, a umidade relativa de entrada do ar aumenta, observa-se na Fig. 4.28, um aumento considerável do coeficiente de transferência de calor do lado do ar. Isso acontece em razão do aumento da taxa de condensação do vapor d'água do ar a partir da umidade relativa de entrada do ar de 40 % (vide Fig. 4.26).

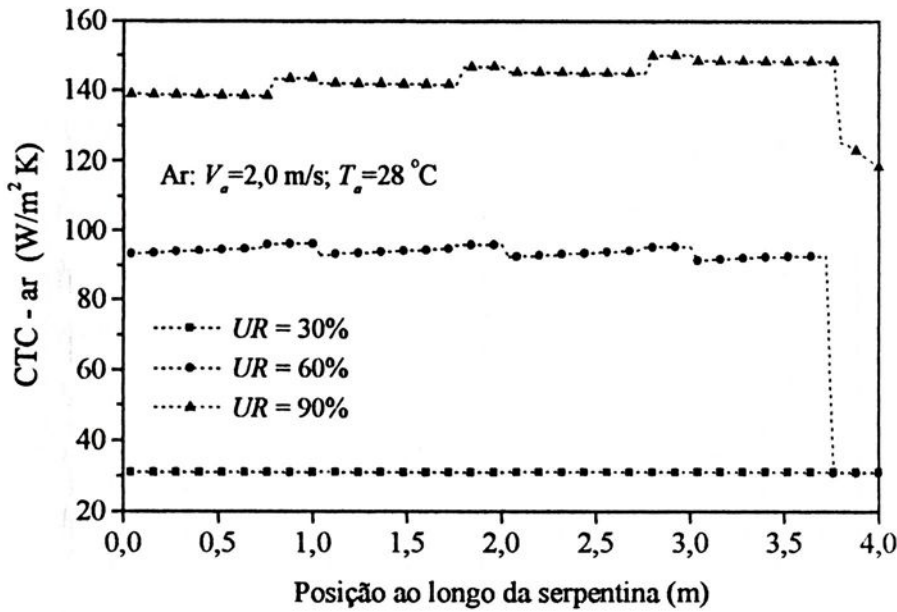


Fig. 4.28 Distribuição do coeficiente de transferência de calor do lado do ar.

• Efeito da Temperatura de Entrada do Ar

Nas Figs. 4.29 a 4.31 apresentam-se, respectivamente, as variações da taxa de desumidificação, da temperatura de saída do ar e da potência de refrigeração em função da temperatura de evaporação e da temperatura de entrada do ar.

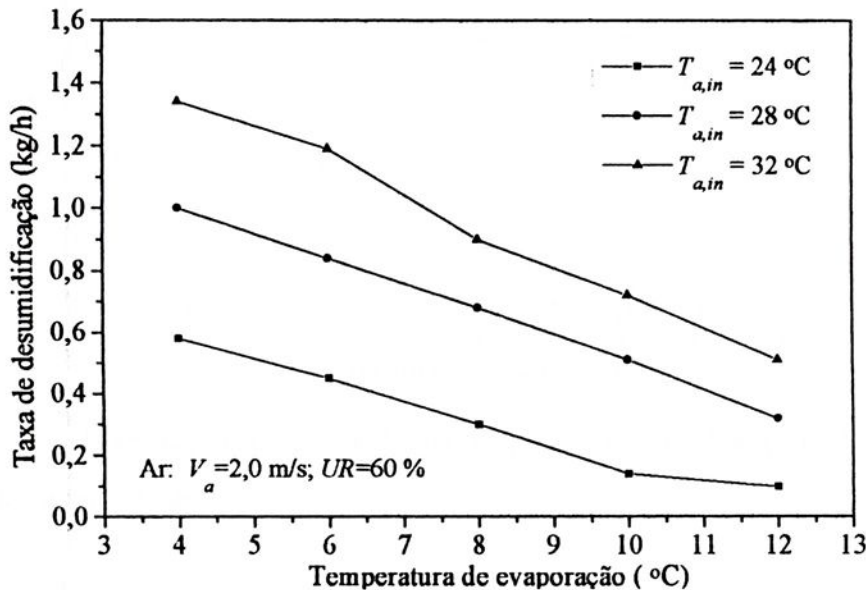


Fig. 4.29 Taxa de desumidificação em função da temperatura de evaporação do refrigerante e da temperatura de entrada do ar.

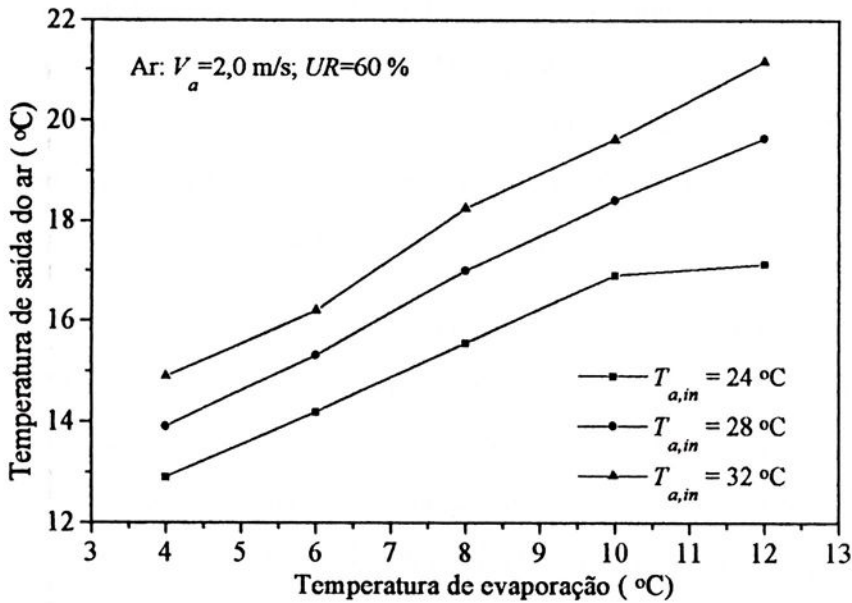


Fig. 4.30 Temperatura de saída do ar em função da temperatura de evaporação do refrigerante e da temperatura de entrada do ar.

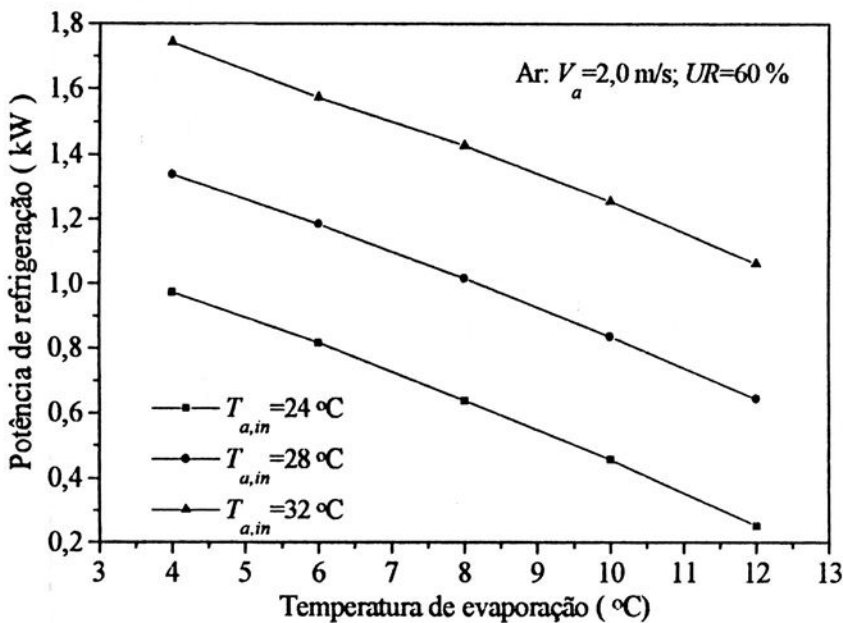


Fig. 4.31 Potência de refrigeração em função da temperatura de evaporação do refrigerante e da temperatura de entrada do ar.

Como esperado, observa-se nas Figs. 4.29 a 4.31 que, para a mesma temperatura de evaporação, a taxa de desumidificação, a temperatura de saída do ar e a potência de refrigeração aumentam com o aumento da temperatura de entrada do ar. Da mesma forma, para uma dada

temperatura de entrada do ar, a taxa de desumidificação e a potência de refrigeração diminuem com o aumento da temperatura de evaporação. Na Fig. 4.30, novamente como esperado, para a mesma temperatura de entrada do ar, o aumento da temperatura de evaporação produz um aumento da temperatura de saída do ar. Verifica-se na Fig. 4.29 que a taxa de desumidificação aumenta para temperaturas de evaporação menores e temperaturas de entrada do ar maiores.

As Figs. 4.32 e 4.33 apresentam, respectivamente, as variações da potência de refrigeração, do fluxo de calor e da queda de pressão do refrigerante em função do fluxo de massa de refrigerante. Nesses casos, as condições de operação são apresentadas na Tab. 4.6 e os parâmetros geométricos são os mesmos apresentados na Tab. 4.1, com exceção do comprimento total da serpentina, o qual é fornecido por Liang *et al.* (1999) e mostrado na Fig. 4.32.

Tab. 4.6 Condições de operação (Liang *et al.* 1999).

Parâmetros na entrada	Valores
Temperatura do refrigerante	10,0
Título	0,22
Umidade relativa do ar (%)	60
Temperatura do ar (°C)	28,0
Velocidade do ar (m/s)	2,0

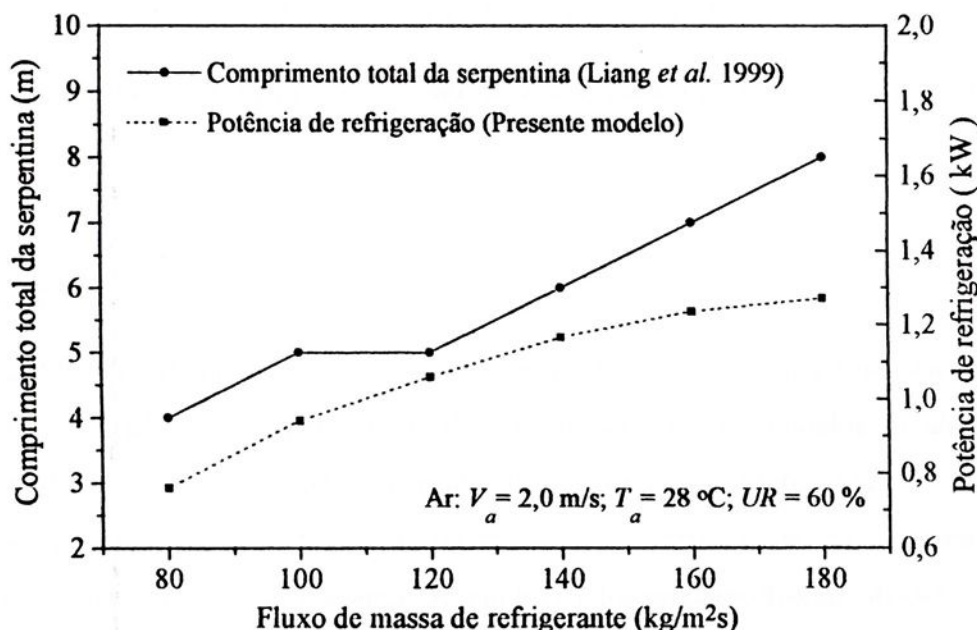


Fig. 4.32 Potência de refrigeração e comprimento total da serpentina (Liang *et al.*, 1999) em função do fluxo de massa de refrigerante.

Verifica-se nas Figs. 4.32 e 4.33 que a potência de refrigeração, o comprimento total da serpentina e a queda de pressão do refrigerante aumentam com o aumento do fluxo de massa. O fluxo de calor aumenta inicialmente com o aumento do fluxo de massa, em razão do aumento do coeficiente de transferência de calor do lado do refrigerante. Entretanto, com o aumento da queda de pressão, o ponto de vaporização completa do refrigerante é antecipado, reduzindo a diferença entre as temperaturas do refrigerante e do ar e, em consequência, o fluxo médio de calor da serpentina.

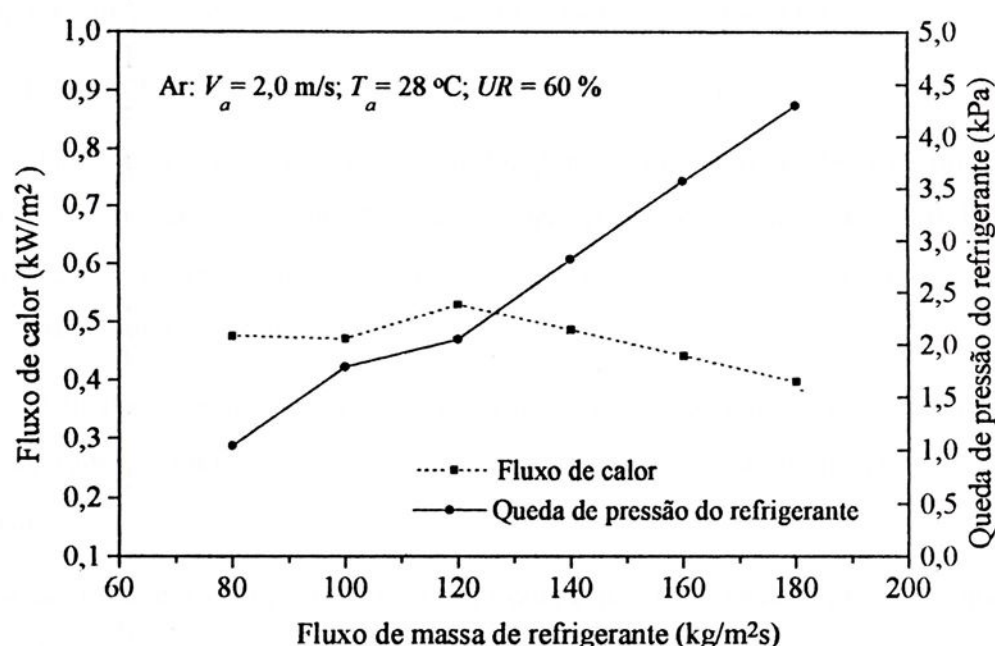


Fig. 4.33 Fluxo de calor e queda de pressão do refrigerante em função do fluxo de massa de refrigerante.

4.6 CONCLUSÕES

Neste capítulo apresentou-se um modelo numérico distribuído para a simulação da resposta dinâmica de evaporadores de expansão seca de serpentina com tubos aletados, geralmente usados em sistemas de refrigeração e condicionamento de ar. Tais evaporadores, quando comparados a outros componentes do sistema de refrigeração, ou outros tipos de evaporadores, são relativamente complexos de serem analisados, em razão dos escoamentos envolvidos.

No modelo proposto, considera-se a queda de pressão no interior dos tubos e a condensação do vapor d'água do ar que escoia em fluxo cruzado na parte externa dos tubos, podendo-se obter

as distribuições, no espaço e no tempo, de massa específica do refrigerante, da velocidade do refrigerante, do título, da temperatura do refrigerante, da temperatura da parede do tubo, da temperatura e umidade absoluta do ar.

O comportamento dinâmico do evaporador é avaliado com uma variação em degrau da vazão em massa de refrigerante em sua entrada. O modelo homogêneo é usado para descrever o escoamento bifásico do fluido refrigerante no interior dos tubos.

Além da resposta dinâmica, o modelo numérico permite a análise da influência das condições de operação e dos parâmetros geométricos no desempenho do evaporador.

O desenvolvimento deste trabalho levou às seguintes conclusões:

- As comparações entre os resultados obtidos pelo modelo e os dados experimentais foram prejudicadas, ou mesmo impedidas de serem realizadas em alguns casos, em virtude da falta de informações sobre as condições de operação e parâmetros geométricos na maioria dos trabalhos experimentais disponíveis na literatura;
- Os resultados indicam que o modelo permite uma estimativa satisfatória da resposta transiente de um evaporador, submetido a uma variação em degrau da vazão em massa de refrigerante em sua entrada;
- As comparações entre os resultados obtidos com o modelo e os dados experimentais de Jia *et al.* (1995) demonstraram que o modelo superestima o grau de superaquecimento do refrigerante ao longo da serpentina e a temperatura de saída do ar. O erro absoluto médio avaliado ao longo do tempo, entre o grau de superaquecimento calculado e o medido é de 9,8 % e entre a temperatura de saída do ar calculada e medida é de 5,4 %;
- As correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico exercem um papel importante na simulação do escoamento, pois cada correlação considera um determinado padrão de escoamento bifásico, ou mesmo, determinadas condições de operação. Nos casos avaliados no presente trabalho, as correlações que consideram a superposição de efeitos, ebulição nucleada e ebulição convectiva, forneceram os resultados que melhor se aproximaram dos dados experimentais;
- As correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor do lado do ar, também exercem um papel importante na modelagem do escoamento de evaporadores de serpentina com



tubos aletados. Tais correlações têm aplicações restritas, pois dependem da geometria do evaporador e das condições termofísicas do ar;

- Dentre os parâmetros que mais afetam o desempenho do evaporador, está a umidade relativa de entrada do ar, pois define as parcelas de calor latente e sensível e determina a intensidade do efeito de refrigeração. Tal efeito é maior em ambientes com umidade relativa do ar elevada, causando um consumo de energia maior do que em ambientes com umidade relativa reduzida, em razão, principalmente, da parcela de calor latente elevada proveniente da condensação do vapor d'água do ar;
- O método numérico usado na solução do sistema de equações governantes, método de Newton-Raphson, mostrou-se eficiente, embora tenha apresentado problemas de convergência em alguns dos casos testados. Diferentes intervalos de tempo e tamanhos de células foram testados. O tempo de CPU para se alcançar o regime permanente foi, em média, de 5 minutos e para o caso de operação transiente, 250 segundos, o tempo de CPU foi de 90 minutos, em um computador K7 - 800 MHz com 256 Mb de memória RAM.

Considerando as conclusões anteriores e as dificuldades que surgiram durante o desenvolvimento deste trabalho, observa-se que muitas áreas ainda devem ser pesquisadas para melhorar o entendimento dos fenômenos e, conseqüentemente, a modelagem de evaporadores de serpentina com tubos aletados. Dentre essas destacam-se:

- (i) a necessidade de melhorar a modelagem do escoamento do lado do ar considerando, por exemplo, a queda pressão do ar;
- (ii) a análise de evaporadores com diferentes geometrias de serpentinas e com várias fileiras de tubos;
- (iii) a inclusão no código computacional do procedimento numérico que permita o cálculo da vazão em massa de refrigerante, conhecidos os parâmetros geométricos do evaporador e as condições de operação, ou o cálculo do comprimento da serpentina, conhecidos a vazão em massa de refrigerante e as condições de operação;
- (iv) a utilização de métodos mais sofisticados para a solução do sistema de equações governantes.

Observa-se que, a revisão bibliográfica realizada neste trabalho evidenciou a necessidade de construção de uma bancada experimental para a obtenção de um banco de dados confiáveis, que permita uma validação mais segura do modelo computacional.



5. TRABALHOS EM DESENVOLVIMENTO

Atualmente, encontram-se em desenvolvimento, dois trabalhos de pesquisa objetivando continuar a análise dos escoamentos em tubos capilares e em evaporadores de serpentina aletados. Tais trabalhos são:

i) Simulação Numérica do Escoamento Transiente ao Longo de Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção

Na prática, condições de regime permanente raramente ocorrem nos sistemas de refrigeração em que os tubos capilares são usados, pois geralmente, são controlados pelo método liga-desliga. Durante a operação desses sistemas, grandes períodos transientes podem surgir como consequência, por exemplo, do início do funcionamento, dos ciclos de acionamento e parada do compressor ou da variação das condições de operação do sistema. Dessa forma, a análise do comportamento transiente do escoamento é um importante aspecto a ser considerado no projeto e no controle de muitos sistemas de refrigeração e condicionamento de ar.

Na literatura encontram-se alguns trabalhos que analisam o comportamento dinâmico do escoamento ao longo de tubos capilares, enfocando aspectos específicos. Cita-se o trabalho de Escanes *et al.* (1995), que desenvolveram um método numérico para a simulação do comportamento térmico e fluidodinâmico de tubos capilares. Nesse trabalho, o escoamento é assumido como homogêneo e os efeitos da metaestabilidade são desconsiderados. O modelo numérico permite a análise de aspectos tais como: geometria, tipos de fluido, condições do escoamento crítico e não-crítico, condições de contorno e aspectos do regime transiente. A comparação dos resultados obtidos com os dados experimentais de quatro outros autores apresentaram boa concordância.



Um modelo teórico para avaliar o desempenho de tubos capilares com o refrigerante HFC-134a foi apresentado por Hermes *et al.* (2000). O comportamento transiente do escoamento e também a distribuição espacial da vazão em massa, entalpia específica, pressão e título são apresentados e discutidos.

No presente projeto de pesquisa pretende-se elaborar um modelo matemático para a simulação numérica do escoamento, no regime transiente, de fluidos refrigerantes ao longo de trocadores de calor tubo capilar–linha de sucção. O modelo de dois fluidos será usado para a análise da região bifásica, com o objetivo de representar melhor o escoamento.

Pretende-se analisar o escoamento transiente, continuando o trabalho desenvolvido por Barbazelli (2000), que analisou o escoamento no regime permanente ao longo de tubos capilares não-adiabáticos, usando outra metodologia de solução do sistema de equações.

Em uma primeira etapa os termos transientes de cada uma das equações de conservação serão incluídos, a princípio, na formulação do modelo homogêneo não-adiabático e, em seguida, no modelo de dois fluidos não-adiabático.

Para a validação do modelo, os resultados numéricos serão comparados com resultados experimentais disponíveis na literatura e com aqueles obtidos por outros autores, tais como Escanes *et al.* (1995), Mezavila (1996) e Hermes *et al.* (2000). Pretende-se, também, comparar os resultados calculados com aqueles obtidos pelo modelo homogêneo, procurando-se analisar aspectos importantes, tanto da modelagem do problema, quanto aspectos da solução numérica.

ii) Análise do Desempenho de Evaporadores de Serpentina com Tubos Aletados

Neste caso pretende-se continuar o trabalho desenvolvido por Barbieri (2001) investigando-se a influência do número de fileiras de tubos e da disposição dos tubos sobre o desempenho do evaporador. Além disso, pretende-se analisar a aplicação do modelo de escoamentos separados na região bifásica do escoamento do fluido refrigerante no interior dos tubos.

Portanto, na região bifásica o escoamento será considerado não-homogêneo, procurando-se reproduzir melhor os resultados experimentais e também o melhor entendimento dos fenômenos complexos envolvidos nesse tipo de escoamento.



Inicialmente, a partir do modelo desenvolvido por Barbieri (2001) será incluído no código computacional o procedimento numérico que permite o cálculo da vazão de refrigerante, conhecidos os parâmetros geométricos do evaporador e as condições de operação, ou o cálculo do comprimento da serpentina e da área de transferência de calor, conhecidos a vazão de refrigerante e as demais condições de operação e parâmetros geométricos.

A seguir, serão incluídos no programa computacional o modelo de escoamentos separados e o procedimento para análise de serpentinas de evaporadores com diferentes fileiras de tubos. O método de volumes finitos será usado na discretização das equações governantes e, a princípio o método de Newton-Raphson será utilizado para a solução do sistema de equações resultante.

Deve-se ressaltar que, usando-se o método de Newton Raphson a convergência do processo não foi obtida em alguns casos testados por Barbieri (2001), assim como aconteceu no cálculo da vazão em massa ao longo do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção, mencionado no Item 3.4. Por isso, o método de Levenberg-Marquadt será implementado como tentativa de solução desse problema.

Para validar o modelo desenvolvido, os resultados obtidos serão comparados com resultados experimentais disponíveis na literatura. Além disso, os resultados calculados serão comparados com aqueles obtidos pelo modelo homogêneo para se verificar a influência dos diferentes modelos sobre a precisão da simulação.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ASHRAE, 1993, "Fundamentals Handbook", American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, chapter 06.

Baker, O., 1954, "Simultaneous Flow Oil and Gas", Oil and Gas Journal, Vol. 53, pp. 185-195.

Bandarra Filho, E., P., (1997) "Estudo da Transferência de Calor em Ebulição Convectiva de Refrigerantes em Tubos Horizontais", Dissertação de Mestrado, Escola de Engenharia de São Carlos, USP, São Paulo.

Beattie, D. R. H. and Whalley, P. B., 1981, "A Simple Two-Phase Frictional Pressure Drop Calculation Method", International Journal Multiphase Flow, vol. 8, pp. 83-87.

Butterworth, D., 1979, "The Correlation of Cross Flow Pressure Drop Data by Means of Permeability Concept", Report AERE-R9435, Atomic Energy Research Establishment, Harwell.

Barbazelli, M. R., 2000, "Análise do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares Não-Adiabáticos Usando o Modelo de Dois Fluidos", Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Estadual Paulista – Unesp, Ilha Solteira, SP.

Barbieri, P. E. L., 2001, "Análise Dinâmica de Evaporadores de Serpentina com Tubos Aletados", Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, UNESP, São Paulo, Brasil.

Boabaid Neto, C., 1994, "Análise do Desempenho de Tubos Capilares Adiabáticos", Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 122p.



Bolstad, M. and Jordan, R.C., 1948, "Theory and Use of The Capillary Tube Expansion Device", *Refrigerating Engineering*, Vol. 56, n.12, June, pp. 519-523.

Carey, V.P., 1992, "Liquid-Vapor, Phase-Change Phenomena", Ed. Taylor & Francis, 645p.

Chen, J. C., 1966, "A Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow", *Ind. Eng. Chem. Proc. Des. Dev.*, vol. 5, p. 322.

Churchill, S.W., 1977, "Friction Factor Equation Spans all Fluid Flow Regimes", *Chemical Engineering*, Vol. 84, November, pp. 91-92.

Churchill, S.W. and Chu, H.S., 1975, "Correlating Equations for Laminar and Turbulent Free Convection from a Horizontal Cylinder", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 1049.

Colburn, A.P., 1933, "A Method for Correlating Forced Convection Heat Transfer Data and a Comparison with Fluid Friction", *Transaction AIChE*, Vol. 29, pp. 174-210.

Collier, J.G., 1972, "Convective Boiling and Condensation", 2ª Edition, McGraw-Hill.

Dagan, R., Elias, E., Wacholder, E. and Olek, S., 1993, "A Two-Fluid Model for Critical Flashing Flows in Pipes", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.19, n. 1, pp. 15-25.

Dirik, E., Inam, C. and Tanes, M.Y., 1994, "Numerical and Experimental Studies on Adiabatic and Nonadiabatic Capillary Tubes", *Proceedings of the 1994 International Refrigeration Conference at Purdue University, West Lafayette*, pp. 365-370.

Dittus, F. W. and Boelter, L. M. K., 1930, "Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type", *University of California Publications in engineering*, v. 2, nº 3, pp. 443 – 461.

Dobran, F., 1987, "Nonequilibrium Modeling of Two-Phase Critical Flows in Tubes", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 731-738.



Drew, D., Cheng, L., Lahey, R. T. Jr, 1979, "The Analysis of Virtual Mass Effects in Two-Phase Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 5, pp. 233-242.

Erth, R.A., 1970, "Two-Phase Flow in Refrigeration Capillary Tubes: Analysis and Prediction", Ph. D. Thesis, Purdue University, USA, 120p.

Escanes, F., Pérez-Segarra, C.D. and Oliva, A., 1995, "Numerical Simulation of Capillary-Tube Expansion Devices", *International Journal of Refrigeration*, V.18 (2), pp. 113-122.

Fauske, H.K., 1962, "Contribution to the Theory of Two-Phase, One-Component Critical Flow", Argonne National Laboratory, ANL-6633, Argonne, Illinois.

Fiorelli, F. A. S. e Silveiras, M., 2002, "Experimental Validation of a Capillary Tube Simulation Model With Refrigerant Mixtures Flow", *Anais do IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas – ENCIT 2002*, , Caxambu/MG, CD-ROM, pp. 1-9.

Forster, H. K. and Zuber, N., 1955, "Dynamics of Vapor Bubbles and Boiling Heat Transfer", *AIChE Journal*, vol. 1, p. 531.

Friedel, L., 1979, "New Friction Pressure Drop Correlation for Upward, Horizontal and Downward Two-Phase Pipe Flow", Presented at the HTFS Symposium, Oxford (Hochst AG Reference 372217/24 698).

Gnielinski, V., 1976, "New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow", *International Chemical Engineering*, vol. 16, pp. 359 - 368.

Gonçalves, J.M., 1994, "Análise Experimental do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares", *Dissertação de Mestrado*, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 118p.

Hermes, C. J. L., Melo, C., Negrão, C. O. R. and Mezavila, M. M., 2000, "Dynamic Simulation of HFC-134a Flow Through Adiabatic and Non-Adiabatic Capillary Tubes", *Proceedings of the*



Eighth International Refrigeration Conference at Purdue University, West Lafayette, Indiana, USA, pp. 295-303.

Hewitt, G.F. and Roberts, D.N., 1969, "Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography", AERE-M 2159, Her Majesty's Stationery Office, London.

Incropera, F. P. e DeWitt, D. P., 1998, "Fundamentos da Transferência de Calor e de Massa", LTC Editora S.A, Rio de Janeiro.

Ishii, M., 1975, "Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow", Eurolles, Paris, France.

Ishii, M. and Mishima, K., 1980, "Study of Two-Fluid Model and Interfacial Area", Argonne National Laboratory-Report ANL-80-111.

Ishii, M. and Mishima, K., 1984, "Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations", Nuclear Engineering and Design, Vol. 82, pp. 107-126.

Jia, X., Tso, C. P. and Chia, P. K., 1995, "Distributed Model for Prediction of the Transient Response of an Evaporator", International Journal of Refrigeration, vol. 18, nº 5, pp.336-342.

Jia, X., Tso, C. P., Jolly, P. and Wong, Y. W., 1999, "Distributed Steady and Dynamic of Dry-Expansion Evaporator", International Journal of Refrigeration, vol. 22, pp. 126-136.

Jung, D., S. and Radermacher, R., 1991, "Prediction of Heat Transfer Coefficients of Various Refrigerants During Evaporation", ASHRAE Transactions, vol. 97 (2), pp. 48-53.

Kakaç, S., Shah, R.K. and Aung, W., 1987, "Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer", Wiley-Interscience, New York.

Kandlikar, S., G., 1990, "A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer Inside Horizontal and Vertical Tubes", Journal of Heat Transfer of the ASME, vol. 112, nº 1, pp. 219-228.



- Karatas, H., Dirik, E. and Derbentli, T., 1995, "An Experimental Study of Air-Side Heat Transfer and Friction Factor Correlations on Domestic Refrigerator Finned-Tube Evaporator Coils", ASHRAE Transactions, vol. 97, pp. 465-470.
- Lahey, R.T.JR. and Drew, D.A., 1990, "The Current State-of-the-Art in Modelling of Vapor/Líquido Two-Phase Flows", ASME-Winter Annual Meeting, Dallas, USA, pp. 1-8.
- Liang, S. Y., Wong, T. N, Nathan, G. K. and Liu T. N., 1999, "Analytical Study of Evaporator Coil in Humid Enviroment", Applied Thermal Engineering, vol.19, pp. 1129-1145.
- Mandhane, J.M., Gregory, G.A. and Aziz, K., 1974, "Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes", International Journal of Multiphase Flow, Vol. 1, pp.537-553.
- McLinden, M. O., Klein, S. A., Lemmon E. W. and Peskin , A. P., 1998, "NIST Thermodynamic and Transport Properties of Refrigerants and Refrigerant Mixtures – REFPROP", Version 6.01, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA.
- McQuiston, F. C., 1981, "Finned Tube Heat Exchangers: State of the Art for the Air Side", ASHRAE Transactions, vol. 87, pp. 1077-1085.
- McQuiston, F. C. and Parker, J. D., 1994, "Heating, Ventilating and Air Conditioning – Analysis and Design", John Wiley & Sond, 4ª ed., New York.
- Melo, C., Mendonça, K.C. e Mezavila, M.M., 1998, "Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do tipo Lateral: Simulação e Experimentos", Anais – V Norte-Nordeste - VCEM, Vol. 3, pp. 195-202.
- Mendonça, K.C., 1996, "Análise Experimental de Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do Tipo Lateral", Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC.
- Mezavilla, M.M., 1995, "Simulação do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares



Não-Adiabáticos", Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 120 p.

Mikol, E.P. and Dudley, J.C., 1964, "A Visual and Photographic Study of the Inception of Vaporization in Adiabatic Flow", *Journal of Basic Engineering*, June, pp.257-264.

Milne-Thompson, L. M., 1968, "Theoretical Hydrodynamics", 5th Edn., Macmillan, New York.

Molina, M.J. and Rowland, F.S., 1974, "Stratospheric Sink for Chlorofluoromethanes: Chlorine Atom Catalysed Destruction of Ozone", *Nature* 249, pp. 810-812.

Paiva, M.A.S., Vodianitskaia, P., Neto, A.H., Silvaes, O.M. and Fiorelli, F.A.S., 1994 "The Behavior of Lateral and Concentric Capillary Tube-Suction Line Heat Exchangers using CFC-12 and HFC-134a", *Proceedings of the 1994 International Refrigeration Conference at Purdue University, West Lafayette*, pp. 341-345.

Paliwoda, A., 1989, "Generalized Method of Pressure Drop and Tube Length Calculation with Boiling and Condensing Refrigerants Within the Zone of Saturation", *International Journal of Refrigeration*, vol.12, pp. 314-322.

Peixoto, R.A., 1994, "Análise Teórico-Experimental do Escoamento do Fluido Refrigerante HFC-134a em Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção Utilizados em Sistemas de Refrigeração", Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Escola Politécnica da USP, São Paulo, 185p.

Peixoto, R.A. and Bullard, C.W., 1994, "A Simulation and Design Model for Capillary Tube-Suction Line Heat Exchangers", *Proceeding of the 1994 International Refrigeration Conference at Purdue University, West Lafayette*, pp. 335-340.

Peixoto, R.A., Fiorelli, F. A. S., Paiva, M. A. S. e Silvaes, O. M., 1998, "Simulação Numérica de Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção com R-12, R-401a, R409a, e Hidrocarbonetos", *Anais do VII Encontro Nacional de Ciências Térmicas - ENCIT'98*, Rio de



Janeiro/RJ, pp. 1130-1135.

Pettit, N. B. O. L., Willatzen, M. and Ploug-Sorensen, L., 1998, "A General Dynamic Simulation Model for Evaporators and Condensers in Refrigeration. Part II: Simulation and Control of an Evaporator", *International Journal of Refrigeration*, vol. 21, nº 5, pp 404-414.

Pinheiro, A. P. B., 2001, "Os Caminhos do Mercado na Substituição do R-22", *Tecnologia da Refrigeração*, RPA Editorial Ltda, Ano 02, nº 14, pp. 14-21.

Radovich, N.A. and Moissis, R., 1962, "The Transition from Two-Phase Bubble Flow to Slug Flow", Report n. 7-7633-22, Mechanical Department, MIT, Cambridge, M A.

Richter, H.J., 1983, "Separated Two-Phase Flow Model: Application to Critical Two-Phase Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 9, n.5, pp. 511-530.

Rowe, P.N. and Henwood, G.A., 1961, "Drag Forces in a Hydraulic Model of a Fluidised Bed – Part I", *Transactions INSTN Chemical ENGRS*, Vol. 39, pp. 43-54.

Schmidt, T. E., 1945-46, "La Production Calorifique des Surfaces Munies D'ailettes", *Annexe Du Bulletin De L'Institut International Du Forid*, Annexe G-5.

Schwellnus, C.F., 1988, "A Study of a General One-Dimensional Two-Fluid Critical Flow Model", Master's Thesis, McMaster University, Ontario, Canada.

Schwellnus, C.F. and Shoukri, M., 1991, "A Two-Fluid Model for Non-Equilibrium Two-Phase Critical Discharge", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, Vol. 69, pp. 188-197.

Seixlack, A.L., 1996, "Modelagem do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares", Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, UFSC, 146p.

Sieder, E. N., and Tate, G. E., 1936, *International Engineering Chemical*, vol. 28, p. 1429.



Sleicher, C.A. and Rouse, M.W., 1975, "A Convenient Correlation for Heat Transfer to Constant and Variable Property Fluids in Turbulent Pipe Flow", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 18, pp. 677-683.

Solbrig, C.W., McFadden, J.H., Lyczkowski, R.W. and Hughes, E.D., 1978, "Heat Transfer and Friction Correlations Required to Describe Steam-Water Behavior in Nuclear Safety Studies", *AIChE Symposium Series*. Vol. 174, pp. 100-128.

Taitel, Y. and Dukler, A.E., 1976, "A Model for Prediction Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow", *AIChE J.*, Vol.. 22, pp. 47-55.

Turaga, M., Lin, S. and Fazio, P. P., 1988, "Correlation for Heat Transfer and Pressure Drop Factors for Direct Expansion Air Cooling and Dehumidifying Coils", *ASHRAE Transactions*, vol. 92, pp. 616-619.

Ungar, E.W., Stein, R.A., Boyd, R.S. and Beck, W.D., 1960, " Analysis of the Potentialities of Using Analog computers in the Development of Residential Refrigeration (Phase I)", Report to Whirlpool Corporation, Battelle Memorial Institute, Ohio.

Wang, H. and Toubert S., 1991, "Distributed and Non-Steady-State Modeling of an Air Cooler", *International Journal of Refrigeration*, vol. 14, pp. 98-111.

Wallis, G.B., 1969, "One-Dimensional Two-Phase Flow", McGraw-Hill Book Company, USA.

Whitaker, S., 1972, "Forced Convection Heat Transfer Correlations for Flow in Pipes, Past Flat, Single Cylinders, Single Spheres and Flow in Packed Beds and Tube Bundles", *AIChE Journal*, Vol. 18, pp.98-99.

Willatzen, M., Pettit, N. B. O. L. and Ploug-Sorensen, L., 1998, "A General Dynamic Simulation Model for Evaporators and Condensers in Refrigeration. Part I: Moving-Boundary Formulation of Two-Phase Flows With Heat Exchange", *International Journal of Refrigeration*, vol. 21, nº 5, pp 398-403.



Whalley, P. B., 1987, "Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow", Clarendon Press, Oxford.

Zangari, J.M. e Melo, C., 1998, "Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do Tipo Concêntrico: Abordagem Experimental", Anais – V Norte-Nordeste - VCEM, Vol. 3, pp. 203-210.

Zangari, J.M., Melo, C. e Ferreira, R.T.S., 1999, "Efeito da Geometria e das Condições de Operação sobre o Desempenho de Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do Tipo Concêntrico", Anais - XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Águas de Lindóia, São Paulo, CD Rom AAAAFI-SR05, Novembro.

Zuber, N., 1964, "On the Dispersed Two-Phase Flow on the Laminar Flow Regime", Chemical Engineering Science, Vol. 19, pp. 897-917.



APÊNDICE A RELAÇÕES CONSTITUTIVAS: TROCADORES DE CALOR TUBO CAPILAR – LINHA DE SUCÇÃO

Para a solução do sistema de equações apresentado nos Itens 3.2.1 e 3.2.2, devem ser fornecidas as relações constitutivas que, geralmente, são de base empírica ou são estabelecidas segundo modelos simplificados.

A.1 Região Líquida

Na região líquida é necessário especificar as correlações para o fator de atrito, f_l , e para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor: H_c , H_s e H_a .

i) Fator de Atrito na Região Líquida

Utiliza-se a correlação de Churchill (1977), que abrange todos os regimes de escoamento: laminar, de transição e turbulento, dada por,

$$f_l = 8 \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

na qual $Re = (Gd_{int}/\mu_l)$ é o número de Reynolds e os parâmetros A e B são dados por,

$$A = \left\{ 2457 \ln \left[\left(\frac{7}{Re} \right)^{0.9} + 0,27 \frac{\varepsilon}{d_{int}} \right]^{-1} \right\}^{16} \quad B = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (\text{A.2})$$

na qual ε/d_{int} é a rugosidade relativa.

ii) Coeficientes de Transferência de Calor na Região Líquida e na Linha de Sucção

Os escoamentos monofásicos envolvendo transferência de calor, têm sido amplamente estudados e uma série de correlações para a estimativa do número de Nusselt encontra-se

disponível na literatura.

Uma correlação amplamente usada é a correlação de Sleicher e Rouse (1975), dada por,

$$Nu = 5 + 0,015 Re^a Pr^b \quad (A.3)$$

na qual $Pr = (\mu c_{p,i}/k_i)$ é o número de Prandtl e os coeficientes a e b são dados por,

$$a = 0,88 - \frac{0,24}{4 + Pr} \quad b = 0,333 + 0,5 \exp(-0,6.Pr) \quad (A.4)$$

Uma outra correlação bastante utilizada é a correlação de Gnielinski (1976), dada por,

$$Nu = \frac{(f_L/8)(Re-1000)Pr}{1 + 12,7(f_L/8)^{0,5}(Pr^{2/3}-1)} \quad , \quad 2,3 \times 10^3 \leq Re \leq 5 \times 10^4 \text{ e } Pr \geq 0,5 \quad (A.5)$$

Na Eq. (A.5), o fator de atrito, f_i , ao longo do tubo capilar é calculado pela equação de Churchill (1977), Eq. (A.1), e ao longo da linha de sucção, cujo diâmetro é consideravelmente maior, pela correlação de Blasius para escoamento turbulento em tubos lisos, válida para $4 \times 10^3 \leq Re \leq 10^5$, dada por,

$$f_i = 0,3164 Re^{-0,25} \quad (A.6)$$

Caso o trocador de calor seja do tipo concêntrico, o número de Reynolds do escoamento na linha de sucção é avaliado com base em um diâmetro laminar equivalente para dutos anulares, D_i , definido por,

$$\frac{D_i}{D_h} = \frac{1 + \chi^2 + (1 - \chi^2)/\ln \chi}{(1 - \chi^2)} \quad (A.7)$$

na qual $\chi = (d_{ext}/D_s)$, $D_h = (D_s - d_{ext})$ e D_s é o diâmetro da linha de sucção.

Segundo Kakaç *et al.* (1987) a utilização de D_i , ao invés do diâmetro hidráulico, reduz o espalhamento dos resultados da equação, em relação aos dados experimentais, de $\pm 20\%$ para $\pm 5\%$. Tais correlações, entretanto, devem ser utilizadas com cautela em se tratando de tubos com diâmetro menores do que 2 mm. Isto ocorre, pois os mecanismos de vorticidade turbulenta são minorados com a redução da seção transversal do tubo, resultando em coeficientes de transferência de calor menores, independentes do nível de turbulência do escoamento.

As Eqs. (A.3) e (A.5) foram testadas no modelo e não foram encontradas diferenças

significativas entre os resultados obtidos. Dessa forma, a Eq. (A.5) foi adotada para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor ao longo da região líquida do tubo capilar, H_c , e ao longo da linha de sucção H_s .

iii) Coeficiente de Transferência de Calor entre o Capilar, ou a Linha de Sucção, e o Ambiente

Conforme verificado por Mczavila (1995) e Barbazelli (2000), a transferência de calor por convecção natural entre o capilar, ou a linha de sucção, e o meio ambiente exerce uma influência significativa sobre o escoamento ao longo do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. A correlação a ser usada no presente trabalho para o cálculo do coeficiente H_a foi obtida por Churchill e Chu (1975) e é dada por,

$$Nu = \frac{H_a D_s}{k_a} = \left\{ 0,60 + \frac{0,387 Ra^{1/6}}{\left[1 + (0,559/Pr)^{9/16} \right]^{1/4}} \right\}^2 \quad (A.8)$$

na qual $Ra = (GrPr)$ é o número de Rayleigh, $Gr = [g\beta(T_{sup} - T_a)D_s^3 / \nu_a^2]$ é o número de Grashof, T_{sup} é a temperatura da superfície do tubo, tomada como a média aritmética entre a temperatura ambiente e a temperatura média do escoamento no interior do tubo, β é o coeficiente de expansão térmica, k_a é a condutividade térmica do ar e ν_a é a viscosidade cinemática do ar. Esses três últimos parâmetros e o número de Prandtl são avaliados na temperatura média, T_m , entre as temperaturas da superfície e a do ambiente. Considerando o ar como gás ideal, o coeficiente β é calculado pelo inverso da temperatura T_m , avaliada em Kelvin, ou seja: $\beta = 1/T_m$. A Eq. (A.8) é válida para a faixa de números de Rayleigh entre 10^{-5} e 10^{12} .

A.2 Região Bifásica

Nesta região, necessita-se de correlações para:

- i) a força de atrito entre as fases e a parede do tubo;
- ii) a área interfacial;
- iii) a força interfacial;
- iv) os coeficientes de transferência de calor por convecção: H_c , H_s e H_a ;

v) a transferência de calor interfacial.

Ishii e Mishima (1980), consideraram que a maior *fragilidade* na formulação do modelo de dois fluidos encontra-se no estabelecimento das equações constitutivas para os termos interfaciais. As dificuldades surgem em função do movimento complexo e da geometria das interfaces presentes nos escoamentos bifásicos.

Tais correlações dependem do regime de escoamento e podem ter uma influência significativa nos resultados finais do modelo. No escoamento de uma mistura líquido-vapor ao longo de um tubo, observam-se diferentes regimes do escoamento antes do aparecimento da condição de bloqueio. Tais regimes vão desde o escoamento em bolhas, passando pelos escoamentos agitante e anular até o regime em névoa.

Nos modelos unidimensionais, os termos interfaciais de força e de transferência de calor possuem, usualmente, a forma do produto entre uma área e uma força motriz. As correlações para esses termos devem ser estabelecidas individualmente para cada regime do escoamento, uma vez que não há relações simplificadas que sejam válidas para todos esses regimes.

Uma vez que as relações constitutivas dependem fortemente dos regimes de escoamento, torna-se necessário especificar as condições de transição entre eles. No caso de um fluido refrigerante expandindo-se ao longo de um tubo capilar, o regime do escoamento na região bifásica pode variar desde o escoamento em bolhas com frações de vazio reduzidas, até um escoamento anular misto com frações de vazio elevadas (Mikol e Dudley, 1964). Para valores de fração de vazio intermediários, o regime do escoamento é, geralmente, classificado como agitante em vários modelos: Richter (1983), Dobran (1987), Schwellnus e Shoukri (1991), Dagan *et al.* (1993) e Seixlack (1996). Essa consideração baseia-se na hipótese de que, em razão do nível de velocidades envolvido neste tipo de escoamento, expansão de um fluido ao longo de um tubo, a influência da força gravitacional é menos acentuada, fazendo com que a distribuição das fases torne-se mais simétrica e origine padrões de escoamento similares àqueles observados em escoamentos verticais (vide Fig. 2.3).

Visto que os pontos de transição entre os regimes não são definidos claramente e considerando o trabalho de visualização de Mikol e Dudley (1964), somente os regimes em bolhas, agitante e anular serão considerados no presente modelo.

Conforme abordado no Cap. 2, tradicionalmente os regimes de escoamento são identificados a



partir de mapas de padrões de escoamento baseados nos fluxos superficiais de líquido e de vapor. Para os escoamentos horizontais, um mapa semiteórico é mostrado na Fig. 2.4. Entretanto, de acordo com Ishii e Mishima (1980), o critério de identificação de regimes de escoamento baseado nos fluxos superficiais pode não ser adequado para o modelo de dois fluidos. Isso se deve ao fato de que tanto a fração de vazio como a área interfacial, que caracterizam os regimes de escoamentos bifásicos, dependem não somente dos fluxos superficiais j_l e j_v , mas também da velocidade relativa entre as fases.

No modelo de dois fluidos a velocidade relativa é um parâmetro desconhecido que deve ser obtido a partir da solução das equações governantes. Conseqüentemente, um mapa de regime de escoamento baseado somente nos fluxos j_l e j_v é inadequado para a formulação do modelo de dois fluidos, uma vez que o escoamento pode não ser similar, mesmo se j_l e j_v forem os mesmos.

Com isso, Ishii e Mishima (1980) sugeriram que no modelo de dois fluidos, o mais adequado seria usar um parâmetro tal como a fração de vazio, como critério para o estabelecimento dos regimes de escoamento. Esforços nessa direção foram realizados por Ishii e Mishima (1980), mas se limitaram a sistemas verticais.

Radovich e Moissis (1962) mostraram qualitativamente que a probabilidade de colisão entre bolhas é muito alta em frações de vazio da ordem de $\alpha = \alpha_b \cong 0,3$ e postularam esse fato como uma causa da transição do regime em bolhas para o regime pistonado em sistemas verticais.

Para a transição entre os regimes agitante e anular o valor $\alpha = \alpha_a = 0,8$ foi sugerido por Richter (1983) e tem sido, desde então, usado em vários outros modelos. Deve-se ressaltar que esse valor somente se justifica em função da boa concordância entre resultados numéricos e os experimentais.

No presente trabalho, dois valores constantes de fração de vazio serão usados para a definição dos pontos de transição entre os regimes. A hipótese de que as transições ocorram em frações de vazio constantes, independentes das velocidades e da pressão, não é muito realista. Entretanto, a única alternativa seria a utilização de mapas de regime de escoamento que, conforme Ishii e Mishima (1980) não é a mais adequada para o modelo de dois fluidos.

Assim, na falta de correlações para o cálculo das transições e de mapas de regimes adequados

para o escoamento de fluidos refrigerantes, foram assumidos valores de fração de vazio iguais a 0,3 e 0,8, respectivamente, para as transições entre os regimes bolhas-agitante e agitante-anular.

Considerando, então esses dois valores de fração de vazio, apresentam-se a seguir as correlações necessárias na região bifásica:

i) Atrito Entre Cada Fase e a Parede do Tubo, F_{wl} e F_{wv}

Dentre as formas de modelagem desses termos, encontradas na literatura, destacam-se:

- Aquelas que usam correlações empíricas ou relações derivadas de modelos simplificados para um dos multiplicadores bifásicos, apresentados por Carey (1992), a partir de parâmetros que quantificam as condições locais do escoamento;
- O modelo simplificado proposto por Solbrig *et al.* (1978), que obtém expressões para a força de atrito entre cada fase e a parede, considerando os diferentes regimes do escoamento.

Esse último modelo representou melhor o escoamento ao longo de tubos capilares adiabáticos, conforme mostrado por Seixlack (1996). No presente trabalho, essas duas formas de modelagem foram testadas e os resultados obtidos apresentaram a mesma tendência observada no caso adiabático. Dessa forma, o modelo proposto por Solbrig *et al.* (1978) foi, então, adotado.

Segundo Solbrig *et al.* (1978), as equações para F_{wl} e F_{wv} são, respectivamente, dadas por,

- Nos regimes em bolhas e agitante ($\alpha < 0,8$):

$$F_{wl} = \frac{(1-\alpha)f_l\rho_l V_l^2}{2d_{int}} \quad F_{wv} = \frac{\alpha f_v\rho_v V_v^2}{2d_{int}} \quad (\text{A.9})$$

em que os fatores de atrito f_l e f_v são calculados pela correlação de Churchill (1977), sendo os números de Reynolds para as fases líquida e vapor, respectivamente, dados por,

$$Re_l = \frac{(1-\alpha)\rho_l u_l d_{int}}{\mu_l} \quad Re_v = \frac{\alpha \rho_v u_v d_{int}}{\mu_v} \quad (\text{A.10})$$

na qual μ_l e μ_v são, respectivamente, a viscosidade absoluta do líquido e do vapor.

- No regime anular ($\alpha \geq 0,8$):

$$F_{wl} = \frac{f_b G^2}{2\rho_m d_{int}} \quad ; \quad F_{wv} = 0 \quad (\text{A.11})$$

na qual f_b é o fator de atrito médio na região bifásica, calculado pela equação de Erth (1970), Eq. (3.18), e $F_{wv}=0$, pois no regime anular o escoamento da fase líquida é adjacente à parede do tubo.

ii) Área Interfacial, a_i

Nos regimes de escoamentos dispersos, a área interfacial por unidade de volume, a_i , é função do tamanho das partículas. Ishii e Mishima (1984) definem essa área, como,

$$a_i = N_0 A_d \quad (\text{A.12})$$

na qual A_d é a área superficial de uma partícula em suspensão (Ishii e Mishima, 1984) e N_0 é a densidade de núcleos de vapor no fluido, dada pela Eq. (3.29).

Para o escoamento em bolhas, considerando bolhas esféricas com diâmetro médio d , ($A_d = \pi d^2$), e usando a definição de densidade de núcleos de vapor dada pela Eq. (3.29), a área a_i é dada por,

$$a_i = \frac{6\alpha}{d_b} \quad (\text{A.13})$$

No regime anular ideal, considerando o núcleo gasoso sem gotas dispersas, a área interfacial por unidade de volume é função da espessura da película de líquido e é dada por,

$$a_i = \frac{4\sqrt{\alpha}}{d_{int}} \quad (\text{A.14})$$

Na região de transição entre o escoamento em bolhas $\alpha = \alpha_b$ e o anular $\alpha = \alpha_a$, considerado neste trabalho como uma região de regime agitante, a área interfacial é calculada por interpolação linear entre as áreas nos pontos de transição: bolhas-agitante e agitante-anular. Embora não represente necessariamente a realidade física do problema, esse procedimento é usado em função da carência de correlações adequadas para essa região. Com isso, para o regime de escoamento com frações de vazio compreendidas na faixa entre α_b e α_a , a área interfacial é dada por,

$$a_i = a_{ib} + \left(\frac{a_{ia} - a_{ib}}{\alpha_a - \alpha_b} \right) (\alpha - \alpha_b) \quad (\text{A.15})$$

sendo que a_{ib} é calculada pela Eq. (A.13) com $\alpha = \alpha_b$ e a_{ia} usando a Eq. (A.14) com $\alpha = \alpha_a$.

iii) Força Interfacial, F_{iv}

A força interfacial ocorre em razão do movimento relativo entre as fases e engloba não só a força de atrito interfacial, mas também outros efeitos adicionais bastantes complexos (Ishii e Mishima, 1984). No presente trabalho, a força interfacial é modelada considerando os termos de massa virtual (Ishii e Mishima, 1980) e o termo de atrito (Solbrig *et al.*, 1978), ou seja,

$$F_{iv} = \alpha \rho_l C_{mv} \left(u_v \frac{du_v}{dz} - u_l \frac{du_l}{dz} \right) + a_i \frac{\rho_l C_{fi} |u_v - u_l|}{2} (u_v - u_l) \quad (\text{A.16})$$

na qual $C_{mv} = 0,5[(1+2\alpha)/(1-\alpha)]$ (Zuber, 1964) é o coeficiente de massa virtual, C_{fi} é o coeficiente de atrito interfacial calculado, no regime anular ($\alpha \geq 0,8$), pela correlação de Wallis (1969), dada por,

$$C_{fi} = 0,005[1 + 75(1-\alpha)] \quad (\text{A.17})$$

Os dados experimentais usados no ajuste dessa equação foram obtidos por diferentes autores e encontram-se na faixa de espessuras da película de líquido, δ , entre $0 \leq \delta/d_{int} \leq 0,005$, que corresponde à faixa de fração de vazio entre $0,81 \leq \alpha \leq 1$.

No regime em bolhas o coeficiente C_{fi} é calculado pela equação,

$$C_{fi} = \frac{3}{8} \frac{\rho_L d_{int}}{\rho_V d_b} C_D \sqrt{\alpha} \quad (\text{A.18})$$

na qual o coeficiente de arrasto, C_D , é calculado pela correlação de Rowe e Henwood (1961), dada por,

$$C_D = \frac{24(1-\alpha)^{-1.7}}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad , \quad Re \leq 1000 \quad (\text{A.19})$$

$$C_D = 0,44(1-\alpha)^{-1.7} \quad , \quad Re > 1000 \quad (\text{A.20})$$

na qual Re é o número de Reynolds, definido por,

$$Re = \frac{\rho_l d (1-\alpha) (u_v - u_l)}{\mu_l} \quad (\text{A.21})$$

Para o regime agitante, a força interfacial também é calculada pela Eq. (A.16), na qual o coeficiente de atrito e a área interfacial são calculados por interpolação entre os respectivos

valores nos pontos de transição: bolhas-agitante e agitante-anular. A interpolação linear, Eq. (A.15), foi usada para a área interfacial, entretanto para o coeficiente de atrito C_{fi} , utilizou-se uma interpolação exponencial, proposta por Schellnus (1988), dada por,

$$C_{fi} = C_1 \exp(C_2 \alpha) \quad (\text{A.22})$$

na qual,

$$C_1 = \exp[\ln(C_{fib}) - C_2 \alpha_b] \quad , \quad C_2 = \frac{\ln(C_{fib}/C_{fia})}{\alpha_b - \alpha_a} \quad (\text{A.23})$$

nas quais C_{fib} é calculado pela Eq. (A.18), com $\alpha = \alpha_b$ e C_{fia} é calculado pela Eq. (A.17), com $\alpha = \alpha_a$. A interpolação exponencial permite uma combinação mais suave entre as curvas no limite inferior de interpolação, $\alpha = \alpha_b$.

iv) Coeficientes de Transferência de Calor para o Escoamento Bifásico

Na região bifásica, calculam-se os coeficientes de transferência de calor entre o capilar e a linha de sucção e entre o capilar e o ambiente usando-se as mesmas correlações dadas, respectivamente, pelas Eqs. (A.5) e (A.8).

Para o interior do tubo capilar, o coeficiente de transferência de calor por convecção é considerado infinito. Essa hipótese, conforme verificado por Mezavila (1995), mostrou-se adequada em razão dos altos coeficientes de transferência de calor associados com os processos de mudança de fase.

v) Transferência de Calor Interfacial, q_i

O calor transferido através da interface por unidade de volume, é dado por,

$$q_i = \alpha_i \bar{h}_i (T_l - T_v) + \Gamma (h_v - h_l) \quad (\text{A.24})$$

na qual H_i é o coeficiente de transferência de calor interfacial, T_l e T_v são respectivamente, as temperaturas do líquido e do vapor. Observa-se que, no modelo de dois fluidos (vide Item 3.2.2), assume-se que o vapor esteja saturado em relação à pressão local, ou seja, $T_v = T_{sat}(p)$.

No escoamento em bolhas o coeficiente H_i é descrito de maneira análoga àquela para o escoamento sobe uma esfera, sendo dado por Whitaker (1972),



$$Nu = \frac{H_i d}{k_l} = 2 + (0,4 Re_b^{1/2}) Pr_l^{0,4} (\mu_l / \mu_{l,sat})^{1/4} \quad (A.25)$$

na qual $Pr_l = (\mu_l c_{p,l} / k_l)$ é o número de Prandtl, $c_{p,l}$ é o calor específico da fase líquida a pressão constante, k_l é a condutividade térmica da fase líquida, $\mu_{l,sat}$ é a viscosidade absoluta da fase líquida calculada na temperatura de saturação e Re_b é o número de Reynolds, calculado em função da velocidade relativa entre as fases, dado por,

$$Re_b = \frac{Re}{(1-\alpha)} = \frac{\rho_l d_b |u_v - u_l|}{\mu_l} \quad (A.26)$$

Para o regime anular, Richter (1983) sugeriu o uso de uma correlação similar àquela de Colburn (1933), obtida da analogia entre transferência de calor e quantidade de movimento, dada por,

$$H_i = \frac{C_{fi}}{2} \rho_l c_{p,l} Pr_l^{2/3} (u_v - u_l) \quad (A.27)$$

na qual C_{fi} é o coeficiente de atrito interfacial no regime anular avaliado pela Eq. (A.17).

Na região de escoamento agitante, seguindo o mesmo procedimento adotado para o cálculo da área interfacial e do coeficiente de atrito interfacial, o coeficiente de transferência de calor, H_i , é obtido por interpolação exponencial dos valores calculados nos dois pontos de transição. Entretanto, observa-se que na região anular, H_i é função da diferença de velocidade entre as fases, Eq. (A.27). Schweltnus (1988) sugeriu, então, que o coeficiente de transferência de calor fosse dividido pela diferença de velocidade entre as fases, ou seja, $H_i^* = H_i / (u_v - u_l)$.

O valor de H_i na transição entre os regimes em bolhas e agitante, calculado pela Eq. (A.25), também é dividido pela velocidade relativa entre as fases e a interpolação de H_i^* é realizada. Esse procedimento, conforme relatado por Schweltnus (1988), eliminou o problema de instabilidade na solução das equações, pois permite transições mais uniformes entre os valores do coeficiente de transferência de calor nos diferentes regimes do escoamento.

APÊNDICE B RELAÇÕES CONSTITUTIVAS: EVAPORADORES DE SERPENTINA COM TUBOS ALETADOS

Para resolver o sistema de equações governantes apresentado no Item 4.2, deve-se definir um conjunto de equações auxiliares para o cálculo do fator de atrito, dos coeficientes de transferência de calor para o refrigerante e para o ar e do coeficiente de transferência de massa para o ar. Além disso, necessita-se de uma equação de estado para o cálculo da pressão do escoamento no interior dos tubos. Esse conjunto de equações é apresentado nos próximos itens.

B.1 Redução da Pressão em Razão do Atrito

- *Região Monofásica*

Na região de escoamento de vapor superaquecido a redução de pressão em razão do atrito é dada por,

$$f_x = \frac{f_{sp} G_r^2}{2 d_i \rho_v} \quad (\text{B.1})$$

na qual f_{sp} é o fator de atrito monofásico, calculado pela correlação de Churchill (1977) dada pela Eq. (A.1), e d_i é o diâmetro interno do tubo.

- *Região Bifásica*

A redução de pressão em razão do atrito, $f_x = (dp_F/dz)$, em escoamentos bifásicos é calculada, freqüentemente, em termos dos multiplicadores bifásicos definidos por,

$$\phi_v^2 = \frac{(dp_F/dz)}{(dp_F/dz)_v} \quad (\text{B.2})$$



$$\phi_{lo}^2 = \frac{(dp_F/dz)}{(dp_F/dz)_{lo}} \quad (B.3)$$

nas quais o subíndice:

v : indica o gradiente de pressão causado pelo atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de vapor à vazão em massa $\dot{m}_v = G_r x A_{tub}$;

lo : indica o gradiente de pressão causado pelo atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de líquido à vazão em massa total $\dot{m} = G_r A_{tub}$;

Nas Eqs. (B.2) e (B.3) os gradientes de pressão $(dp_F/dz)_v$ e $(dp_F/dz)_{lo}$ são, respectivamente calculados por,

$$\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_v = \frac{f_v G_r^2 x^2}{2 d_i \rho_v} \quad (B.4)$$

$$\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_{lo} = \frac{f_{lo} G_r^2}{2 d_i \rho_l} \quad (B.5)$$

nas quais os fatores de atrito f_v e f_{lo} são calculados pela Eq. (A.1), com os números de Reynolds, respectivamente, definidos por,

$$Re_v = \frac{G_r x d_i}{\mu_v} \quad (B.6a)$$

$$Re_{lo} = \frac{G_r d_i}{\mu_l} \quad (B.6b)$$

nas quais μ_l e μ_v são, respectivamente, as viscosidades dinâmicas do líquido e do vapor.

Um grande número de correlações para o cálculo da redução de pressão em escoamentos bifásicos é encontrado na literatura. Frequentemente, a justificativa física para o uso de tais correlações é obscura e muitas delas podem ser consideradas um simples ajuste. A seguir apresentam-se algumas dessas correlações.

(i) *Modelo de Whalley (1987):*

Whalley (1987) utilizou a Eq. (B.2) para o cálculo de f_x , com o multiplicador bifásico ϕ_v^2 ,

dado por,

$$\phi_v^2 = \frac{\tilde{f}}{f_v} \frac{\rho_v}{\tilde{\rho}} \frac{1}{x^2} \quad (\text{B.7})$$

na qual $\tilde{f}$ é o fator de atrito efetivo do escoamento bifásico, calculado pela correlação de Churchill (1977), ou de Blasius, usando $\tilde{\rho}$ e o número de Reynolds bifásico, $Re_{tp} = (G_r d_i / \tilde{\mu})$, no qual a viscosidade dinâmica homogênea, $\tilde{\mu}$, é obtida pela correlação de Beattie e Whalley (1981), dada por,

$$\tilde{\mu} = \mu_v \alpha + \mu_l (1 - \alpha) (1 + 2,5\alpha) \quad (\text{B.8})$$

A Eq. (B.7) é válida para as regiões monofásica e bifásica, uma vez que na região de vapor superaquecido o título, x , é unitário, tornando o multiplicador bifásico também unitário.

(ii) *Modelo de Friedel (1979):*

Neste caso a redução de pressão em razão do atrito é calculada pela Eq (B.3), com o multiplicador bifásico ϕ_{lo}^2 , dado pela correlação de Friedel (1979),

$$\phi_{lo}^2 = E + \frac{3,24 F H}{Fr^{0,045} We^{0,035}} \quad (\text{B.9})$$

na qual os parâmetros E , F e H são respectivamente, dados por,

$$E = (1 - x)^2 + x^2 \left[\frac{\rho_l f_{vo}}{\rho_v f_{lo}} \right] \quad (\text{B.10a})$$

$$F = x^{0,78} (1 - x)^{0,24} \quad (\text{B.10b})$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,19} \left[1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right]^{0,7} \quad (\text{B.10c})$$

Na Eq. (B.9), Fr é o número de Froude, $Fr = G_r^2 / (g d_i \tilde{\rho})$, e We é o número de Weber, $We = G_r^2 d_i / (\tilde{\rho} \sigma)$, nas quais σ é a tensão superficial e g é a aceleração da gravidade. O subíndice vo indica o fator de atrito que resultaria se o escoamento fosse somente de vapor à

vazão em massa total $\dot{m} = G_r A_{tub}$.

(iii) *Modelo de Paliwoda (1989):*

No modelo proposto por Paliwoda (1989), a redução de pressão causada pelo atrito é dada por,

$$f_x = \left(\frac{dp_F}{dz} \right) = \left[\left(\frac{dp_F}{dz} \right)_l + 2 \left[\left(\frac{dp_F}{dz} \right)_v - \left(\frac{dp_F}{dz} \right)_l \right] x \right] (1-x)^{1/3} + \left(\frac{dp_F}{dz} \right)_v x^3 \quad (B.11)$$

na qual $(dp_F/dz)_v$ é calculado pelas Eqs. (B.4) e $(dp_F/dz)_l$ é calculado por,

$$\left(\frac{dp_F}{dz} \right)_l = \frac{f_l G_r^2 (1-x)^2}{2 d_i \rho_l} \quad (B.12)$$

em que o subíndice l indica o gradiente de pressão causado pelo atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de líquido à vazão em massa $\dot{m}_l = G_r (1-x) A_{tub}$.

B.2 Coeficientes de Transferência de Calor – Fluido Refrigerante

• Região Monofásica

Na região de vapor superaquecido o coeficiente de transferência de calor do fluido refrigerante, H_r , pode ser calculado pelas seguintes correlações:

(i) *Correlação de Dittus-Boelter (1930):*

A correlação de Dittus-Boelter (1930), uma das mais conhecidas, é dada por,

$$Nu = 0,023 Re^{4/5} Pr^n \quad (B.13)$$

válida para as faixas de condições: $0,7 \leq Pr \leq 160$; $Re \geq 10.000$; $L/d_i \geq 60$ e na qual $Nu = (H_r d_i / k_v)$ é o número de Nusselt, $Re = (G_r d_i / \mu_v)$ é o número de Reynolds, $Pr = (\mu_v c_{p,v} / k_v)$ é o número de Prandtl, n é igual a 0,4 para o caso de aquecimento e igual a 0,3 para o caso de resfriamento, d_i é o diâmetro interno do tubo, L é o comprimento do tubo k_v e $c_{p,v}$ são, respectivamente, a condutividade térmica e o calor específico à pressão constante do

refrigerante na fase de vapor. Todas as propriedades da Eq. (B.13) devem ser avaliadas na temperatura média do escoamento.

(ii) *Correlação de Gnielinski (1976):*

Uma outra correlação bastante utilizada é a de Gnielinski (1976), que na região de vapor superaquecido é dada por,

$$Nu = \frac{(f_v / 8)(Re - 10^3)Pr}{1 + 12,7(f_v / 8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (B.14)$$

na qual f_v é o fator de atrito de Darcy calculado pela correlação de Churchill (1977) ou pela correlação de Blasius. A precisão dos resultados da Eq. (B.14) é de $\pm 10\%$, na faixas de $0,5 \leq Pr \leq 10^6$ e $2300 \leq Re \leq 5 \times 10^6$.

(iii) *Correlação de Sieder e Tate (1936):*

Nos escoamentos caracterizados por grandes variações das propriedades termofísicas dos fluidos, recomenda-se a utilização da correlação de Sieder e Tate (1936), dada por,

$$Nu = 0,027 Re^{4/5} Pr^{1/3} \left(\frac{\mu_v}{\mu_w} \right)^{0,14} \quad (B.15)$$

válida para as faixas: $0,7 \leq Pr \leq 16700$; $Re \geq 10.000$; $L/d_i \geq 60$ e na qual μ_v e μ_w são as viscosidades dinâmicas do vapor, avaliadas, respectivamente, na temperatura média do escoamento e na temperatura da parede. As demais propriedades devem ser avaliadas na temperatura média do escoamento.

(iv) *Correlação de Sleicher e Rouse (1975):*

Uma correlação amplamente usada é a de Sleicher e Rouse (1975), dada por,

$$Nu = 5 + 0,015 Re^a Pr^b \quad (B.16)$$

válida para as faixas: $0,1 \leq Pr \leq 10^4$ e $10^4 \leq Re \leq 10^6$ e os coeficientes a e b são dados por,

$$a = 0,88 - \frac{0,24}{4 + Pr} \quad ; \quad b = 0,333 + 0,5 \exp(-0,6.Pr) \quad (B.17)$$

• *Região Bifásica*

As correlações do coeficiente de transferência de calor do fluido refrigerante na região bifásica são divididas em três grupos:

- Correlações estritamente convectivas (*G1*);
- Correlações baseadas na superposição de efeitos (*G2*);
- Correlações propostas empiricamente (*G3*).

Neste trabalho algumas correlações dos três grupos, foram avaliadas e são apresentadas a seguir.

(i) *Correlação de Bandarra Filho (1997) - (G1)*

A correlação proposta por Bandarra Filho (1997) foi desenvolvida especificamente para o refrigerante R-134a e é dada por,

$$H_r = (1 + 3 X_{tt}^{-0.65}) H_l \quad (\text{B.18})$$

na qual H_l é o coeficiente de transferência de calor para o líquido, calculado pela correlação de Dittus–Boelter (1930), Eq. (B.13), e X é o parâmetro de Martinelli, definido por,

$$X = \sqrt{\frac{(dp_F/dz)_l}{(dp_F/dz)_v}} \quad (\text{B.19})$$

na qual $(dp_F/dz)_l$ e $(dp_F/dz)_v$ são, respectivamente, calculados pelas Eqs. (B.12) e (B.4). Na Eq. (B.18) os subíndices *tt* indicam o regime turbulento para o escoamento somente de vapor e somente de líquido no tubo.

A Eq. (B.18) satisfaz a condição limite: $X \rightarrow \infty$, quando somente líquido escoar ao longo do tubo. Os desvios máximos proporcionados por essa equação, em relação aos dados experimentais, foram de 14 %.

(ii) *Correlação de Chen (1966) - (G2)*

Chen (1966) propôs uma das primeiras correlações de uso geral para escoamentos de líquidos com mudança de fase, assumindo uma superposição linear dos efeitos de mudança de fase estritamente convectiva com os da ebulição nucleada, dada por,

$$H_r = H_{nb} + H_{fc} \quad (\text{B.20})$$

na qual H_{nb} é o coeficiente de transferência de calor para a ebulição nucleada e H_{fc} é o coeficiente de transferência de calor para a ebulição com convecção forçada.

O coeficiente de transferência de calor para ebulição nucleada, H_{nb} , é calculado por,

$$H_{nb} = S H_{fz} \quad (\text{B.21})$$

na qual S é o fator de supressão usado para se considerar a redução no coeficiente de transferência de calor em função da supressão dos locais de nucleação e H_{fz} é coeficiente de transferência de calor em ebulição nucleada de Forster e Zuber (1955), dado por,

$$H_{fz} = \frac{0,00122 \Delta T_{sat}^{0,24} \Delta p_{sat}^{0,75} c_{p,l}^{0,45} \rho_l^{0,49} k_l^{0,79}}{\sigma^{0,5} \lambda_{lv}^{0,24} \mu_l^{0,29} \rho_v^{0,24}} \quad (\text{B.22})$$

na qual $\Delta T_{sat} = (T_w - T_r)$ é a diferença entre a temperatura da parede do tubo e a temperatura do refrigerante, Δp_{sat} é a diferença de pressão correspondente à ΔT_{sat} , $c_{p,l}$ é o calor específico à pressão constante do líquido, k_l é a condutividade térmica do líquido, λ_{lv} é o calor latente de vaporização e μ_l é a viscosidade dinâmica do líquido.

O fator de supressão, S , é dado por,

$$S = \frac{1}{1 + 2,53 \cdot 10^{-6} Re_b^{1,17}} \quad (\text{B.23})$$

na qual $Re_b = (Re_l, F)$ é o número de Reynolds para o escoamento bifásico, Re_l é o número de Reynolds para o escoamento de líquido e F é o multiplicador do coeficiente de transferência de calor bifásico, dado por,

$$F = 2,35 \left(\frac{1}{X} + 0,213 \right)^{0,736} \quad (\text{B.24})$$

em que X é o parâmetro de Martinelli, dado por,

$$X = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} \quad (\text{B.25})$$

A Eq. (B.24) foi obtida por Butterworth (1979), ajustando-se os dados apresentados por Chen (1966). Para $X > 10 \Rightarrow F=1$.

O coeficiente de transferência de calor para a ebulição com convecção forçada, H_{fc} , é calculado por,

$$H_{fc} = H_l F \quad (\text{B.26})$$

na qual H_l é o coeficiente de transferência de calor para o líquido, calculado pela correlação de Dittus-Boelter (1930), Eq. (B.13).

(iii) *Correlação de Jung e Radermacher (1991) - (G2)*

Jung e Radermacher (1991) realizaram um estudo sobre o coeficiente de transferência de calor no escoamento de refrigerantes halogenados com mudança de fase no interior de tubos e apresentaram uma correlação, baseada no modelo de superposição de efeitos, dada por,

$$H_r = H_l F + H_{sa} S \quad (\text{B.27})$$

na qual o multiplicador F e o fator de supressão para ebulição S são, respectivamente dados por,

$$F = 2,37 \left(0,27 + \frac{I}{X} \right)^{0,85} \quad (\text{B.28})$$

$$S = 4048 X^{1,22} Bo^{1,13} \quad \text{para } X \leq 1 \quad (\text{B.29a})$$

$$S = 2,0 - 0,1 X^{-0,28} Bo^{-0,33} \quad \text{para } 1 \leq X \leq 5 \quad (\text{B.29b})$$

nas quais $Bo = (\dot{q} / \lambda_v G_r)$ é o número de ebulição e $\dot{q}$ é fluxo de calor por unidade de área.

Na Eq. (B.27), H_{sa} é o coeficiente de transferência de calor na ebulição em piscina, calculado pela correlação de Stephan e Abdelsalam (1980) apresentada por Jung e Radermacher (1991), dada por,

$$H_{sa} = 201 \frac{k_l}{B_d} \left(\frac{\dot{q} B_d}{k_l T_{sat}} \right)^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} Pr_l^{0,533} \quad (\text{B.30})$$

na qual o coeficiente B_d é dado por,

$$B_d = 0,0146 \theta \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5} \quad (\text{B.31})$$

na qual $\theta = 45^\circ$ é o ângulo de contato e g é a aceleração da gravidade.

(iv) *Correlação de Kandlikar (1990) - (G3)*

Kandlikar (1990) propôs a correlação dada por,

$$H_r = [A Co^B (25 Fr)^E] H_l + [C Bo^D F_f] H_l \quad (\text{B.32})$$

na qual $Fr = (G_r^2 / \rho_l^2 g d_i)$ é o número de Froude, F_f é o parâmetro de dependência do fluido, A , B , C , D e E são constantes apresentadas na Tab. B.1, H_l é calculado pela equação de Dittus-Boelter (1930) e Co é o número de convecção, dado por,

$$Co = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \quad (\text{B.33})$$

Observa-se que na Tab. B.1 que os valores das constantes A a E são apresentados para dois modos de ebulição: convectiva e nucleada. Dessa forma, calcula-se H_r , pela Eq. (B.32), usando-se os valores das constantes referentes a cada uma das regiões e adota-se o maior valor dentre eles.

Tab. B.1 – Valores das constantes da correlação de Kandlikar (1990).

Constante	Ebulição Convectiva	Ebulição Nucleada
A	1,136	0,6683
B	-0,9	-0,2
C	667,2	1058,0
D	0,7	0,7
E	0,3	0,3
	0 se $Fr > 0,04$	0 se $Fr > 0,04$

A Tab. B.2 apresenta os valores do parâmetro de dependência do fluido, F_f , que inclui o efeito do fluido refrigerante. A correlação de Kandlikar (1990) apresentou desvios médios, em relação aos dados experimentais, de 15,9 % para a água e de 18,8 % para os refrigerantes halogenados.

As correlações para o coeficiente de transferência de calor na região bifásica são aplicadas

para as condições de operação e para os fluidos apresentados na Tab. B.3.

Tab. B.2 – Valores do parâmetro de dependência do fluido, F_f .

Fluido Refrigerante	F_f
Água	1,00
R11	1,30
R12	1,50
R13B1	1,31
R22	2,20
R134a	1,63
R113	1,30
R114	1,24
R152a	1,10

Tab. B.3 – Condições para as correlações do coeficiente de transferência de calor bifásico.

Autor	Grupo	Fluidos	Condições
Bandarra Filho (1997)	G1	R134a	G : 50 a 500 kg/m ² s
			$\dot{q}$: 3 a 30 kW/m ²
			x : 5 a 90%
Autor	Grupo	Fluidos	Condições
Chen (1966)	G2	Água; Metanol; Benzeno; Pentano; Hexano; Heptano	Tubo: vertical
			p_{sat} : 55 a 3500 kPa
			G : 500 a 3600 kg/m ² s
Jung e Radermacher (1991)	G2	R11; R12; R13; R22; R32; R114; R123; R124; R134a; R141b; R142b; R143a; R152a	x : 1 a 71%
			T_{sat} : -10 a 10 °C
			G : 100 a 700 kg/m ² s
Jung e Radermacher (1991)	G2	R11; R12; R13; R22; R32; R114; R123; R124; R134a; R141b; R142b; R143a; R152a	$\dot{q}$: 5 a 40 kW/m ²
			x : 10 a 90%
			$d_i = 8,0$ mm

Autor	Grupo	Fluidos	Condições
Kandlikar (1990)	G3	Água; R11;	
		R12; R13B1;	$G: 15 \text{ a } 8180 \text{ kg/m}^2\text{s}$
		R22; R113;	$\dot{q}: 1,2 \text{ a } 2000 \text{ kW/m}^2$
		R114; R134a;	$x: 0,1 \text{ a } 95\%$
		R152a; Neon	

B.3 Coeficiente de Transferência de Calor – Ar

(i) Correlação de Turaga et al. (1988)

O fator de transferência de calor de Colburn para o ar, j_a , obtido por Turaga et al. (1988), depende da situação em que se encontra a superfície do tubo, que pode estar seca ou molhada. Para a superfície do tubo seca, esse fator é dado por,

$$j_{a,se} = 0,053 \left(\frac{A_o}{A_p} \right)^{-0,24} Re_a^{-0,18} \quad (\text{B.34})$$

na qual A_o é a área total de transferência de calor no lado do ar, Eq. (C.5), A_p é a área do tubo sem aletas, Eq. (C.4), e Re_a é o número de Reynolds para o escoamento de ar, dado por,

$$Re_a = \frac{G_a D_h}{\mu_a} \quad (\text{B.35})$$

na qual G_a é o fluxo de massa do ar, μ_a é a viscosidade dinâmica do ar e D_h é o diâmetro hidráulico para o evaporador, dado por,

$$D_h = \frac{4 A_a W_{evap}}{A_o} \quad (\text{B.36})$$

na qual W_{evap} é a largura do evaporador e A_a é a área do escoamento de ar, Eq. (C.6).

Para a superfície do tubo molhada, o fator de transferência de calor de Colburn para o ar, $j_{a,mo}$, é dado por,

$$j_{a,mo} = 0,0025 j_{a,s}^{-0,94} \left(\frac{S_f}{Y_f} \right)^{1,15} Re_a^{-0,92} \quad (\text{B.37})$$

na qual S_f é o espaçamento entre as aletas e Y_f é a espessura da aleta, mostrados na Fig. C.1.

As faixas de validade dos fatores de transferência de calor de Colburn para superfícies molhadas e secas são,

$$11 < \frac{A_o}{A_p} < 50 ; \quad 12 < \frac{S_f}{Y_f} < 22 ; \quad 300 < Re_a < 1500 \quad (\text{B.38})$$

Para a superfície na condição seca, o coeficiente de transferência de calor, H_a , é dado por,

$$H_a = \frac{j_{a,se} c_{p,a} G_a}{Pr_a^{0,66}} \quad (\text{B.39})$$

na qual Pr_a é número de Prandtl do ar e $c_{p,a}$ é calor específico à pressão constante para o ar seco.

Para a superfície na condição molhada, H_a é dado por,

$$H_a = \frac{j_{a,mo} c_{p,a} G_a}{Sc_a^{0,66}} \quad (\text{B.40})$$

na qual $Sc_a = (\nu_a / D_{ab})$ é o número de Schmidt do ar, ν_a é viscosidade cinemática do ar e D_{ab} é difusividade de massa.

(ii) Correlação de McQuiston (1981)

McQuiston (1991) propôs uma correlação para o fator de transferência de calor de Colburn considerando evaporadores com quatro fileiras, dada por,

$$j_a = 0,0014 + 0,2618(JP)(JS) \quad (\text{B.41})$$

na qual os parâmetros JP e JS são, respectivamente, dados por,

$$JP = Re_d^{-0,4} \left(\frac{A_o}{A_p} \right)^{-0,15} \quad (\text{B.42a})$$

$$JS = [0,95 + 4 \cdot 10^{-5} Re_s^{1,25}] FS^2 \quad (\text{B.42b})$$

nas quais $Re_d = (G_a d_e / \mu_a)$ é o número de Reynolds baseado no diâmetro externo do tubo, $Re_s = [G_a (S_f + Y_f) / \mu_a]$ é o número de Reynolds baseado no espaçamento entre as aletas e o parâmetro FS é dado por,

$$FS = \frac{S_f + Y_f}{S_f} \quad (\text{B.43})$$

O parâmetro JS foi introduzido na correlação para considerar o efeito de desumidificação. Para os casos nos quais a temperatura da superfície é superior à temperatura do ponto de orvalho do ar, o parâmetro JS é dado por,

$$JS = 0,84 + 4 \cdot 10^{-5} Re_s^{1,25} \quad (\text{B.44})$$

A Eq. (B.41) é válida somente para evaporadores com quatro fileiras de tubos. Entretanto uma extrapolação proposta por McQuiston (1981), possibilita utilizá-la para evaporadores que possuem um número superior de fileiras. Essa extrapolação é dada por,

$$\frac{j_n}{j_4} = \frac{(1 - 1280 N_{tr} Re_h^{-1,2})}{(1 - 5120 Re_h^{-1,2})} \quad (\text{B.45})$$

na qual j_n é o fator de transferência de calor de Colburn para um evaporador com n fileiras, N_{tr} é o número de tubos na direção do escoamento de ar e $Re_h = [G_a(H_{evap}/N_{tr})/\mu_a]$ é o número de Reynolds baseado no espaçamento longitudinal dos tubos.

Com isso, o coeficiente de transferência de calor, H_a , para superfície nas condições seca e molhada é calculado, respectivamente, pelas Eqs. (B.39) e (B.40), com o fator de transferência de calor de Colburn para o ar, $j_a = j_n$, calculado pela Eq. (B.45).

A correlação de McQuiston (1981) é válida para as seguintes faixas,

$$9,525 \leq d_e \leq 15,88 \text{ mm} \quad 25,4 \leq (H_{evap}/N_{tr}) \leq 50,8 \text{ mm} \quad (\text{B.46a})$$

$$0,645 \leq S_f \leq 6,35 \text{ mm} \quad 0,152 \leq Y_f \leq 0,254 \text{ mm} \quad (\text{B.46b})$$

$$1,16 \leq V_a \leq 4,04 \text{ m/s} \quad 3000 \leq Re_s \leq 15000 \quad (\text{B.46c})$$

$$100 \leq Re_d \leq 4000 \quad (\text{B.46d})$$

B.4 Pressão do Refrigerante em Função da Massa Específica e da Entalpia

Para obter a solução do sistema de equações apresentado no Item 4.2, a pressão do fluido refrigerante deve ser calculada por uma equação de estado, ou seja, uma equação na forma:

$p = p(\tilde{\rho}, h_r)$. Para ajustar uma função de duas variáveis, foi usado um ajuste polinomial de quarto grau, dado por,

$$p = (a_0 + a_1\tilde{\rho} + a_2\tilde{\rho}^2 + a_3\tilde{\rho}^3) + (a_4 + a_5\tilde{\rho} + a_6\tilde{\rho}^2 + a_7\tilde{\rho}^3) h_r + (a_8 + a_9\tilde{\rho} + a_{10}\tilde{\rho}^2 + a_{11}\tilde{\rho}^3) h_r^2 + (a_{12} + a_{13}\tilde{\rho} + a_{14}\tilde{\rho}^2 + a_{15}\tilde{\rho}^3) h_r^3 \tag{B.47}$$

na qual os coeficientes a_n são determinados a partir dos valores de p, h_r e $\tilde{\rho}$ da Tab. A1, fornecidos por McLinden *et al.* (1998).

Tab. A1 – Valores utilizados na determinação dos coeficientes a_n (McLinden *et al.* 1998).

ρ (kg/m ³)	p (kPa)			
	h_r (kJ/kg)			
	180	250	350	450
8	27,94	64,86	129,90	208,10
16	45,32	116,70	254,40	408,20
40	76,66	234,80	561,40	964,80
120	120,30	457,80	1306,30	2470,20

Resolvendo-se o sistema de equações lineares obtém-se os seguintes coeficientes,

$a_0 = -1,3213 \cdot 10^2$ $a_4 = 1,6338$ $a_8 = -6,0275 \cdot 10^{-3}$ $a_{12} = 6,7764 \cdot 10^{-6}$

$a_1 = 1,5415 \cdot 10^1$ $a_5 = -2,1612 \cdot 10^{-1}$ $a_9 = 1,0065 \cdot 10^{-3}$ $a_{13} = -1,0475 \cdot 10^{-6}$

$a_2 = -3,5958 \cdot 10^{-1}$ $a_6 = 4,3454 \cdot 10^{-3}$ $a_{10} = -1,8244 \cdot 10^{-5}$ $a_{14} = 2,2311 \cdot 10^{-8}$

$a_3 = 2,3262 \cdot 10^{-3}$ $a_7 = -2,7143 \cdot 10^{-5}$ $a_{11} = 1,0776 \cdot 10^{-7}$ $a_{15} = -1,2949 \cdot 10^{-10}$

B.5 Cálculo das Massas e do Calor Específico à Pressão Constante Médio do Tubo e das Aletas

Para a solução da equação da conservação da energia para a parede do tubo, Eq. 4.13, há necessidade de se calcular a massa da parede do tubo e das aletas por unidade de comprimento e



o calor específico médio à pressão constante do material do tubo e das aletas.

A massa total dos tubos, M_{tubos} e a massa total das aletas, M_{fins} , do evaporador, são dadas por,

$$M_{tubos} = \rho_w \frac{\pi}{4} (L_{evap} N_{tr}) (d_e^2 - d_i^2) \quad (B.48)$$

$$M_{fins} = \rho_f Y_f N_f \left[(H_{evap} W_{evap}) - \left(\frac{N_{tr} \pi d_e^2}{4} \right) \right] \quad (B.49)$$

nas quais N_f é o número de aletas do evaporador, N_r é o número de fileiras de tubos e N_{tr} é o número de tubos por fileira, L_{evap} é o comprimento do trecho reto do evaporador, W_{evap} é a largura do evaporador, H_{evap} é a altura do evaporador (vide Fig. C.1), ρ_w e ρ_f são, respectivamente, a massa específica do material do tubo e do material das aletas.

O calor específico médio à pressão constante, $c_{p, wf}$, é dado por,

$$c_{p, wf} = \frac{c_{p, w} M_{tubos} + c_{p, f} M_{fins}}{M_{tubos} + M_{fins}} \quad (B.50)$$

na qual $c_{p, w}$ e $c_{p, f}$ são, respectivamente, o calor específico à pressão constante do material do tubo e do material das aletas.

A massa do tubo por unidade de comprimento, M_w , é dada por,

$$M_w = \frac{\rho_w \pi}{4} (d_e^2 - d_i^2) \quad (B.51)$$

e a massa das aletas por unidade de comprimento, M_f , é dada por,

$$M_f = \frac{\rho_f Y_f}{S_f} \left[(\Delta y W_{evap}) - \left(\frac{\pi d_e^2}{4} \right) \right] \quad (B.52)$$

na qual $\Delta y = (H_{evap} / N_{tr})$ é o espaçamento entre os tubos na direção y (vide Fig. 4.9).

A massa total por unidade de comprimento, M_{wf} , é dada por,

$$M_{wf} = M_w + M_f \quad (B.53)$$



APÊNDICE C PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO EVAPORADOR

Na simulação do escoamento em evaporadores de serpentina com tubos aletados os parâmetros geométricos, mostrados na Fig. C.1, exercem um papel fundamental no cálculo das áreas utilizadas na solução das equações governantes do problema.

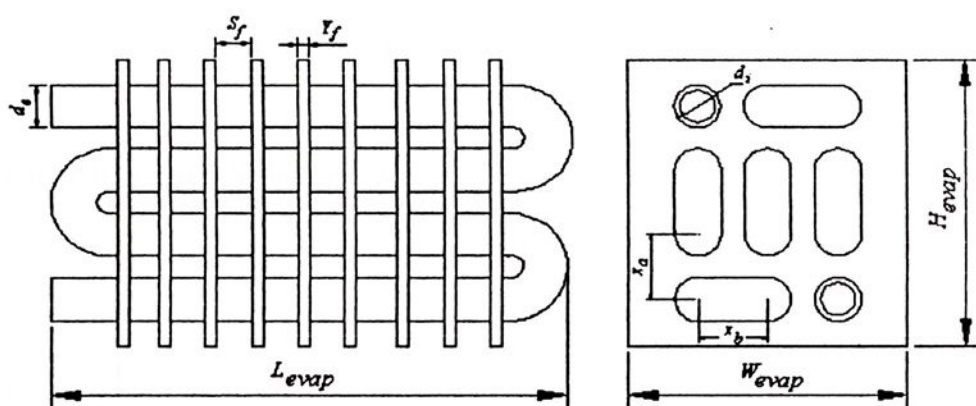


Fig. C.1 Parâmetros geométricos do evaporador.

Tais áreas são dadas por,

- a) Área da seção transversal do tubo, A_{tub} :

$$A_{tub} = \frac{\pi d_e^2}{4} \quad (C.1)$$

- b) Área das aletas, A_{fin} :

$$A_{fin} = N_f \left[2(W_{evap} H_{evap}) - \frac{N_t \pi d_e}{2} + 2Y_f (W_{evap} H_{evap}) \right] \quad (C.2)$$

na qual N_f é o número de aletas do evaporador, $N_t = (N_r, N_{tr})$ é número total de tubos do

evaporador, N_r é o número de fileiras do evaporador e N_{tr} é o número de tubos por fileira do evaporador.

c) Área externa dos tubos entre as aletas, A_{tf} :

$$A_{tf} = \frac{N_t L_{evap} \pi d_e S_f}{Y_f + S_f} \quad (C.3)$$

na qual L_{evap} é o comprimento do trecho reto do evaporador.

d) Área externa dos tubos sem aletas, A_p :

$$A_p = N_t \pi d_e L_{evap} \quad (C.4)$$

e) Área total de transferência de calor, A_o :

$$A_o = A_{fin} + A_{tf} \quad (C.5)$$

f) Área do escoamento de ar, A_a :

$$A_a = (L_{evap} W_{evap}) - [(\pi d_e L_{evap}) - (W_{evap} Y_f N_f)] \quad (C.6)$$

g) Área interna do tubo por unidade de comprimento, A_i :

$$A_i = \pi d_i \quad (C.7)$$

h) Área externa do tubo sem aleta, por unidade de comprimento, A_e :

$$A_e = \pi d_e \quad (C.8)$$

i) Área externa do tubo não coberta pelas aletas por unidade de comprimento, A_r :

$$A_r = \frac{\pi d_e S_f}{S_f + Y_f} \quad (C.9)$$

j) Área da superfície da aleta por unidade de comprimento, A_f :

$$A_f = \frac{2}{S_f + Y_f} \left[W_{\text{evap}} \left(\frac{H_{\text{evap}}}{N_{tr}} \right) - \frac{\pi d_e^2}{4} \right] + \frac{2Y_f}{S_f + Y_f} \left[W_{\text{evap}} + \left(\frac{H_{\text{evap}}}{N_{tr}} \right) \right] \quad (\text{C.10})$$

k) Área externa total por unidade de comprimento, A_t :

$$A_t = A_r + A_f \eta_f \quad (\text{C.11})$$

na qual η_f é a eficiência da aleta.

A determinação de η_f para tocadores de calor de tubos aletados é complexa. Uma solução aproximada para η_f foi desenvolvida por Schmidt (1945) para aletas circulares e apresentada por McQuiston e Parker (1994). O método é empírico, mas tem muitas vantagens quando uma expressão analítica é necessária. Porém, muitos evaporadores de tubos aletados utilizam aletas retangulares e contínuas, como mostrado na Fig. C.2a. Nesses casos, uma solução analítica não é praticável, sendo necessária uma solução aproximada.

Considerando a disposição retangular dos tubos, com aletas retangulares contínuas, mostrada na Fig. C.2a e assumindo o coeficiente de transferência de calor constante sobre a superfície da aleta, uma aleta retangular imaginária pode ser definida, como mostrada na Fig. C.2a. O contorno dessa aleta imaginária é uma linha equipotencial na qual o gradiente de temperatura é nulo. O problema é, então, encontrar η_f para uma aleta retangular. Schmidt (1945) abordou esse problema de forma bastante precisa e com a vantagem da simplicidade. O método, de procedimento empírico, é baseado na seleção de uma aleta circular com raio R_e , cuja eficiência é a mesma da aleta retangular.

A determinação de R_e é dada por,

$$\frac{R_e}{r_e} = 1,28 \psi (\beta - 0,2)^{0,5} \quad (\text{C.12})$$

na qual r_e é o raio externo do tubo, $\psi = (M/r_e)$, $\beta = (L/M)$, M e L são definidos como:

$$L = (x_a/2) \quad M = (x_b/2) \quad (\text{C.13})$$

na qual x_a e x_b são mostrados nas Figs. C.1 e C.2a. Observa-se que, L deve ser escolhido sempre maior ou igual ao parâmetro M , ou seja, $\beta \geq 1$.

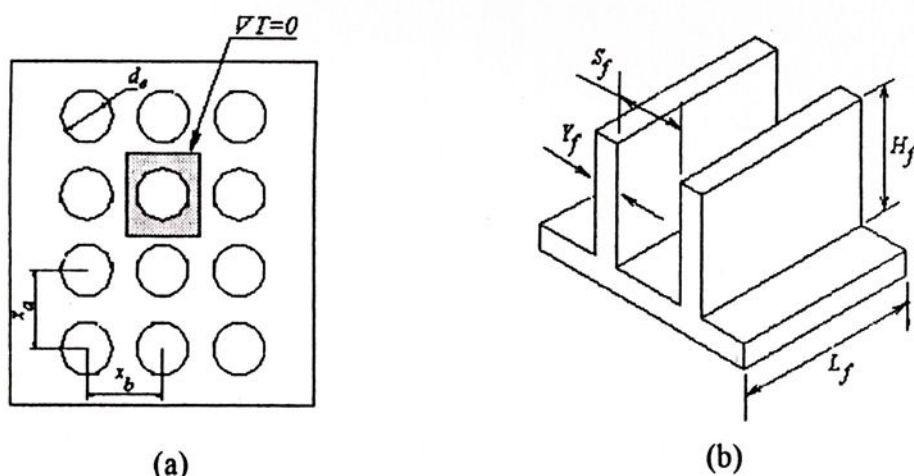


Fig. C.2 (a) Disposição retangular de tubos; (b) Esquema de uma aleta de seção transversal uniforme.

Uma vez determinado R_e , a eficiência da aleta é dada por,

$$\eta_f = \frac{\tanh(m_f r_e \phi)}{m_f r_e \phi} \quad (\text{C.14})$$

na qual m_f é o parâmetro da aleta e o parâmetro ϕ é dado por,

$$\phi = \left(\frac{R_e}{r_e} - 1 \right) [1 + 0,35 \cdot \ln(R_e/r_e)] \quad (\text{C.15})$$

Para definir o parâmetro da aleta m_f , o coeficiente de transferência de calor usado é geralmente assumido como constante. Na prática, esse coeficiente varia sobre toda a superfície da aleta e, provavelmente, também será diferente na entrada e na saída do trocador de calor, sendo que uma solução prática é assumir um valor médio.

Como na maioria dos trocadores de calor $L_f \gg Y_f$ (vide Fig. C.2b), o perímetro da aleta é simplificado por $P_f = 2L_f$ e o parâmetro m_f pode ser definido como,

$$m_f = \sqrt{\frac{2 H_{a,tot}}{k_f Y_f}} \quad (\text{C.16})$$

na qual k_f é a condutividade térmica do material da aleta e $H_{a,tot}$ é o coeficiente de transferência de calor total do ar, ou seja, incluindo as parcelas de calor sensível e calor latente.

