

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

***MODELAGEM COMPUTACIONAL DO ESCOAMENTO  
BIFÁSICO COM FORMAÇÃO DE ESPUMA DE UMA MISTURA  
DE ÓLEO LUBRIFICANTE E FLUIDO REFRIGERANTE EM  
DUTOS RETOS***

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

**FERNANDO PAULO GRANDO**

FLORIANÓPOLIS  
DEZEMBRO DE 2001

***MODELAGEM COMPUTACIONAL DO ESCOAMENTO BIFÁSICO COM  
FORMAÇÃO DE ESPUMA DE UMA MISTURA DE ÓLEO LUBRIFICANTE  
E FLUIDO REFRIGERANTE EM DUTOS RETOS***

**FERNANDO PAULO GRANDO**

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA  
CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

**MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**

NA ÁREA DE CONCENTRAÇÃO DE ENGENHARIA E CIÊNCIAS TÉRMICAS

---

Prof. Alvaro Toubes Prata, Ph.D.

Orientador

---

Prof. Júlio César Passos, Dr.

Coordenador do Programa

**BANCA EXAMINADORA:**

---

Prof. Júlio César Passos, Dr. (Presidente)

---

Prof. César José Deschamps, Ph.D.

---

Prof. Amir Antônio Martins de Oliveira Junior., Ph.D.

---

Dr. Jader Riso Barbosa Junior, Ph.D.

***“Saber não é suficiente, devemos aplicar.  
Desejar não é suficiente, devemos fazer.”***

***Goethe***

***À minha família,  
pela dedicação e pelo apoio.***

***À minha July,  
pela presença e paciência.***

## **AGRADECIMENTOS**

---

---

Ao CNPq e à EMBRACO, pelo financiamento deste trabalho.

Ao professor Alvaro Toubes Prata, pela competente orientação e pelas esclarecedoras discussões, cuja contribuição com certeza transcende este trabalho.

Aos membros da Banca Examinadora, pela disposição em avaliar este trabalho.

Ao colega Vitor Tiago Lacerda, pela importante colaboração em vários momentos durante o trabalho.

A todos os demais professores, funcionários e colegas do NRVA, pela agradável companhia.

A todos aqueles que ajudaram na manutenção de minha motivação, alegria e entusiasmo durante esta importante etapa de minha vida.

<b>LISTA DE FIGURAS.....</b>	<b>viii</b>
<b>LISTA DE TABELAS.....</b>	<b>xiii</b>
<b>LISTA DE SÍMBOLOS.....</b>	<b>xv</b>
<b>RESUMO.....</b>	<b>xix</b>
<b>ABSTRACT.....</b>	<b>xx</b>
<b>Capítulo 1 INTRODUÇÃO.....</b>	<b>1</b>
1.1. Considerações Iniciais.....	1
1.2. A Mistura Óleo/Refrigerante.....	3
1.3. Espumas.....	5
1.4. Escopo do Trabalho.....	7
<b>Capítulo 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</b>	<b>10</b>
2.1. Introdução.....	10
2.2. Características da Mistura Óleo Lubrificante e Fluido Refrigerante.....	11
2.3. Escoamentos Bifásicos.....	19
2.4. Escoamento de Espuma.....	28

---

<b>Capítulo 3</b>	<b>FORMULAÇÃO DO PROBLEMA.....</b>	<b>35</b>
3.1.	Modelo Físico.....	35
3.2.	Modelo Matemático.....	40
3.2.1.	<i>Hipóteses Simplificativas.....</i>	40
3.2.2.	<i>Definições Preliminares.....</i>	40
3.2.3.	<i>Equações Governantes do Problema.....</i>	41
3.2.4.	<i>Escoamento Bifásico Convencional (<math>0 \leq \alpha &lt; \alpha_{lim}</math>).....</i>	46
3.2.5.	<i>Escoamento Bifásico de Espuma (<math>\alpha \geq \alpha_{lim}</math>).....</i>	49
3.3.	Metodologia de Solução.....	54
<b>Capítulo 4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES.....</b>	<b>58</b>
4.1.	Introdução.....	58
4.2.	Descrição de uma Bancada Experimental.....	59
4.2.1.	<i>Descrição da Bancada.....</i>	59
4.2.2.	<i>Procedimento Experimental.....</i>	61
4.3.	Determinação dos Parâmetros do Modelo.....	62
4.3.1.	<i>Correção na Viscosidade da Fase Líquida.....</i>	63
4.3.2.	<i>Determinação da Correlação de Viscosidade Bifásica.....</i>	67
4.3.3.	<i>Determinação dos Parâmetros da Espuma.....</i>	69
4.4.	Comparação entre o Modelo e Resultados Experimentais	71
4.5.	Avaliação dos Resultados Numéricos.....	75

---

<b>4.6. Análise Paramétrica.....</b>	<b>89</b>
4.6.1. <i>Influência do Fluxo de Massa.....</i>	<b>89</b>
4.6.2. <i>Influência da Concentração de Refrigerante na Entrada..</i>	<b>91</b>
4.6.3. <i>Influência da Pressão de Entrada.....</i>	<b>93</b>
4.6.4. <i>Influência da Temperatura de Entrada.....</i>	<b>94</b>
<b>4.7. Comparação entre Misturas Distintas.....</b>	<b>95</b>
<b>Capítulo 5 CONCLUSÕES.....</b>	<b>99</b>
<b>5.1. Recapitulação.....</b>	<b>99</b>
<b>5.2. Conclusões.....</b>	<b>100</b>
<b>5.3. Sugestões para trabalhos futuros.....</b>	<b>102</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>103</b>
<b>Apêndice A PROPRIEDADES DA MISTURA R12 E ÓLEO MINERAL.....</b>	<b>111</b>
<b>Apêndice B PROPRIEDADES DA MISTURA R134A E ÓLEO ÉSTER POLIOL.....</b>	<b>122</b>
<b>Apêndice C ASPECTOS TERMODINÂMICOS DA ENTALPIA DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE.....</b>	<b>130</b>

<b>Figura 1.1</b>	Representação esquemática de um circuito de refrigeração padrão.....	2
<b>Figura 1.2</b>	Conjunto pistão/cilindro de compressores alternativos.....	3
<b>Figura 1.3</b>	Solubilidade (em massa) do refrigerante R12 no óleo mineral SUNISO 1GS.....	4
<b>Figura 1.4</b>	Solubilidade (em massa) do refrigerante R134a no óleo éster poliol EMKARATE RL10H.....	4
<b>Figura 1.5</b>	Esquema do escoamento da mistura óleo e refrigerante em duto reto (Lacerda, 2000).....	7
<b>Figura 1.6</b>	Variação da solubilidade do refrigerante no óleo ao longo do duto.....	8
<b>Figura 1.7</b>	Fração de vazio no escoamento da mistura óleo-refrigerante no duto.....	8
<b>Figura 1.8</b>	Distribuição de pressões no duto para a mistura óleo-refrigerante.....	8
<b>Figura 1.9</b>	Distribuição de temperaturas no duto para a mistura óleo-refrigerante.....	8
<b>Figura 2.1</b>	Representação esquemática dos padrões de escoamento bifásico em duto horizontal.....	21
<b>Figura 2.2</b>	Mapa de regimes de escoamento horizontais líquido-vapor (Taitel e Dukler, 1976).....	22
<b>Figura 3.1</b>	Visualização do escoamento da mistura óleo e refrigerante numa posição inicial (70,0cm).....	36
<b>Figura 3.2</b>	Visualização do escoamento da mistura óleo e refrigerante numa posição intermediária (266,8cm).....	37
<b>Figura 3.3</b>	Visualização do escoamento da mistura óleo e refrigerante próximo ao fim do tubo (504,5cm).....	37

<b>Figura 3.4</b>	Perfil de velocidade no escoamento de espuma indicando a região central de escoamento pistonado e equivalência do filme com o escorregamento na parede.....	39
<b>Figura 3.5</b>	Geometria do Problema.....	40
<b>Figura 3.6</b>	Forças atuantes sobre o fluido em escoamento.....	42
<b>Figura 3.7</b>	Arranjo de malha desencontrado utilizado na solução das equações do problema.....	55
<b>Figura 3.8</b>	Algoritmo representativo da metodologia de solução.....	57
<b>Figura 4.1</b>	Diagrama esquemático da bancada experimental de Lacerda (2000).....	59
<b>Figura 4.2</b>	Ajuste da viscosidade na entrada do duto.....	64
<b>Figura 4.3a</b>	Influência da correção na pressão – Simulação 1.....	66
<b>Figura 4.3b</b>	Influência da correção na temperatura – Simulação 1.....	66
<b>Figura 4.4a</b>	Influência da correção na pressão – Simulação 2.....	66
<b>Figura 4.4b</b>	Influência da correção na temperatura – Simulação 2.....	66
<b>Figura 4.5</b>	Determinação do modelo bifásico para a viscosidade da mistura – Resultados de pressão.....	68
<b>Figura 4.6</b>	Determinação do modelo bifásico para a viscosidade da mistura – Resultados de temperatura.....	68
<b>Figura 4.7a</b>	Comparação entre os modelos de espuma e bifásico – Resultado para pressão.....	70
<b>Figura 4.7b</b>	Comparação entre os modelos de espuma e bifásico – Resultado para temperatura.....	70
<b>Figura 4.8a</b>	Resultado para pressão.....	72
<b>Figura 4.8b</b>	Resultado para temperatura.....	72
<b>Figura 4.9a</b>	Resultado para pressão.....	72
<b>Figura 4.9b</b>	Resultado para temperatura.....	72

<b>Figura 4.10a</b>	Comparação da correlação de Cichitti com os dados experimentais de pressão.....	73
<b>Figura 4.10b</b>	Comparação da correlação de Cichitti com os dados de temperatura.....	73
<b>Figura 4.11a</b>	Comparação da correlação de Davidson com os dados experimentais de pressão.....	73
<b>Figura 4.11b</b>	Comparação da correlação de Davidson com os dados de temperatura.....	73
<b>Figura 4.12</b>	Resultados de pressão para a simulação.....	75
<b>Figura 4.13</b>	Resultados de temperatura para a simulação.....	76
<b>Figura 4.14</b>	Variação da concentração de refrigerante na mistura líquida.....	77
<b>Figura 4.15</b>	Variação do título de gás ao longo do escoamento.....	78
<b>Figura 4.16</b>	Variação da fração de vazio ao longo do escoamento.....	78
<b>Figura 4.17</b>	Variação da massa específica para o fluido homogêneo e para as fases componentes.....	79
<b>Figura 4.18a</b>	Variação da viscosidade do líquido.....	80
<b>Figura 4.18b</b>	Variação da viscosidade do gás.....	80
<b>Figura 4.19</b>	Variação da velocidade média ao longo do escoamento.....	80
<b>Figura 4.20</b>	Perfis de velocidade para diversas posições ao longo do duto.....	81
<b>Figura 4.21</b>	Avaliação da velocidade de deslizamento na parede.....	82
<b>Figura 4.22</b>	Queda de pressão acumulada ao longo do escoamento.....	83
<b>Figura 4.23</b>	Variação da tensão superficial do líquido ao longo do escoamento.....	84
<b>Figura 4.24</b>	Diâmetro médio das bolhas calculado pela equação (3.65) para a região de espuma.....	85
<b>Figura 4.25</b>	Comparação entre a temperatura da mistura e a temperatura de saturação para o refrigerante.....	86
<b>Figura 4.26</b>	Verificação do regime de escoamento no mapa de Taitel e Dukler (1976)...	88

<b>Figura 4.27a</b>	Evolução do número de Reynolds para a fase líquida.....	89
<b>Figura 4.27b</b>	Evolução do número de Reynolds para a fase gasosa.....	89
<b>Figura 4.28a</b>	Influência do fluxo de massa sobre a pressão.....	90
<b>Figura 4.28b</b>	Influência do fluxo de massa sobre a temperatura.....	90
<b>Figura 4.28c</b>	Influência do fluxo de massa sobre a fração de vazio.....	90
<b>Figura 4.28d</b>	Influência do fluxo de massa sobre a concentração no escoamento.....	90
<b>Figura 4.29</b>	Influência do fluxo de massa sobre o escoamento – Variação das principais variáveis.....	91
<b>Figura 4.30a</b>	Influência da concentração inicial sobre a pressão.....	92
<b>Figura 4.30b</b>	Influência da concentração inicial sobre a temperatura.....	92
<b>Figura 4.30c</b>	Influência da concentração inicial sobre a fração de vazio.....	92
<b>Figura 4.30d</b>	Influência da concentração inicial sobre a concentração no escoamento.....	92
<b>Figura 4.31a</b>	Influência da pressão de entrada sobre a pressão no escoamento.....	93
<b>Figura 4.31b</b>	Influência da pressão de entrada sobre a temperatura.....	93
<b>Figura 4.31c</b>	Influência da pressão de entrada sobre a fração de vazio.....	93
<b>Figura 4.31d</b>	Influência da pressão de entrada sobre a concentração no escoamento.....	93
<b>Figura 4.32a</b>	Influência da temperatura de entrada sobre a pressão no escoamento.....	95
<b>Figura 4.32b</b>	Influência da temperatura de entrada sobre a temperatura.....	95
<b>Figura 4.32c</b>	Influência da temperatura de entrada sobre a fração de vazio.....	95
<b>Figura 4.32d</b>	Influência da temperatura de entrada sobre a concentração no escoamento..	95
<b>Figura 4.33a</b>	Comparação entre as duas misturas saturadas – resultados de pressão.....	96
<b>Figura 4.33b</b>	Comparação entre as duas misturas saturadas – resultados de temperatura..	96
<b>Figura 4.33c</b>	Comparação entre as duas misturas saturadas – resultados de fração de vazio.....	97
<b>Figura 4.33d</b>	Comparação entre as duas misturas saturadas – resultados de concentração	97

<b>Figura 4.34a</b>	Comparação entre as duas misturas subsaturadas – resultados de pressão....	97
<b>Figura 4.34b</b>	Comparação entre as duas misturas subsaturadas – resultados de temperatura.....	97
<b>Figura 4.34c</b>	Comparação entre as duas misturas subsaturadas – resultados de fração de vazio.....	98
<b>Figura 4.34d</b>	Comparação entre as duas misturas subsaturadas – resultados de concentração.....	98
<b>Figura A.1</b>	Comparação entre dados de viscosidade do óleo SUNISO 1GS puro de acordo com o fabricante (Witco) e o usuário do lubrificante (EMBRACO), segundo Lacerda (2000).....	115
<b>Figura C.1</b>	Ajuste da pressão com o modelo de atividade de Van Laar.....	137
<b>Figura C.2a</b>	Cálculo da entalpia da fase líquida.....	137
<b>Figura C.2b</b>	Valores da entalpia de excesso a 0°C.....	137
<b>Figura C.3a</b>	Cálculo da entalpia da fase líquida.....	138
<b>Figura C.3b</b>	Valores da entalpia de excesso a 30°C.....	138
<b>Figura C.4a</b>	Gradientes de entalpia em função de temperatura e pressão.....	141
<b>Figura C.4b</b>	Gradientes de entalpia em função de temperatura e concentração.....	141
<b>Figura C.5a</b>	Resultados de pressão utilizando as três formulações sugeridas.....	142
<b>Figura C.5b</b>	Resultados de temperatura utilizando as três formulações sugeridas.....	142
<b>Figura C.6a</b>	Gradientes de entalpia em função de temperatura e pressão.....	143
<b>Figura C.6b</b>	Gradientes de entalpia em função de temperatura e concentração.....	143
<b>Figura C.7a</b>	Resultados de pressão utilizando as três formulações sugeridas.....	143
<b>Figura C.7b</b>	Resultados de temperatura utilizando as três formulações sugeridas.....	143

## **LISTA DE TABELAS**

---

---

<b>Tabela 4.1</b>	Condições de entrada para os resultados experimentais de Poiate (2001).....	74
<b>Tabela 4.2</b>	Condições de entrada para os resultados experimentais de Lacerda (2000)..	74
<b>Tabela 4.3</b>	Valores da tensão de cisalhamento na parede ao longo do escoamento.....	82
<b>Tabela A.1</b>	Solubilidade em massa do refrigerante R12 no óleo mineral SUNISO 1GS.	112
<b>Tabela A.2</b>	Densidades para o óleo mineral SUNISO 1GS e para o refrigerante R12 líquido.....	114
<b>Tabela A.3</b>	Densidade da mistura líquida óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12.....	114
<b>Tabela A.4</b>	Viscosidade dinâmica da mistura óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12.....	115
<b>Tabela A.5</b>	Entalpias para o óleo mineral SUNISO 1GS e para o refrigerante R12 líquido.....	116
<b>Tabela A.6</b>	Entalpia da mistura líquida óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12..	117
<b>Tabela A.7</b>	Parâmetros do óleo SUNISO 1GS e do refrigerante R12 para o cálculo da tensão superficial.....	118
<b>Tabela A.8</b>	Tensão superficial para o óleo mineral SUNISO 1GS e para o refrigerante R12 líquido.....	118
<b>Tabela A.9</b>	Tensão superficial da mistura líquida óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12.....	119
<b>Tabela A.10</b>	Temperatura de saturação para o refrigerante R12 em função da pressão.....	120
<b>Tabela A.11</b>	Valores característicos de densidade, viscosidade e entalpia para o refrigerante R12 gasoso.....	121

---

<b>Tabela B.1</b>	Solubilidade em massa do refrigerante R134a no óleo éster EMKARATE RL10H.....	123
<b>Tabela B.2</b>	Densidades para o óleo éster EMKARATE RL10H e para o refrigerante R134a líquido.....	124
<b>Tabela B.3</b>	Densidade da mistura líquida óleo éster EMKARATE RL10H e refrigerante R134a.....	124
<b>Tabela B.4</b>	Viscosidade absoluta da mistura óleo EMKARATE RL10H e refrigerante R134a.....	125
<b>Tabela B.5</b>	Entalpias para o óleo éster EMKARATE RL10H e para o refrigerante R134a líquido.....	126
<b>Tabela B.6</b>	Entalpia da mistura líquida óleo éster EMKARATE RL10H e refrigerante R134a.....	127
<b>Tabela B.7</b>	Valores característicos de densidade, viscosidade e entalpia para o refrigerante R134a gás.....	128

## LISTA DE SÍMBOLOS

---

---

Símbolo	Descrição	Unidade SI
$A$	Área da seção transversal	$[m^2]$
$c_p$	Calor específico a pressão constante	$[J/(kgK)]$
$D$	Diâmetro interno da canalização	$[m]$
$e$	Energia interna	$[J/kg]$
$E$	Razão de expansão da espuma, equação (3.66)	$[adimensional]$
$f$	Fator de atrito, equação (3.45)	$[adimensional]$
$f_m$	Fator de correção sobre o fluxo de massa, equação (4.5)	$[adimensional]$
$F$	Força	$[N]$
$F_{TD}$	Parâmetro de Taitel e Dukler para escoamentos bifásicos, equação (4.12)	$[adimensional]$
$G$	Fluxo de massa por unidade de área	$[kg/(m^2s)]$
$h$	Entalpia	$[J/kg]$
$j$	Fluxo volumétrico	$[m/s]$
$K_{TD}$	Parâmetro de Taitel e Dukler para escoamentos bifásicos, equação (4.9)	$[adimensional]$
$L$	Comprimento total da canalização	$[m]$
$\dot{m}$	Fluxo de massa	$[kg/s]$

$M$	Massa molecular	[ $kg / kmol$ ]
$n$	Parâmetro da equação constitutiva da espuma, equação (3.1)	[ <i>adimensional</i> ]
$p$	Pressão	[ $Pa, N / m^2$ ]
$p_e$	Pressão da mistura na entrada do duto	[ $Pa, N / m^2$ ]
$\bar{q}$	Fluxo de Calor	[ $W / m^2$ ]
$\dot{q}$	Geração mássica de calor	[ $W / kg$ ]
$r$	Coordenada radial do sistema polar	[ $m$ ]
$R$	Raio interno da canalização	[ $m$ ]
$R_0$	Raio da região de escoamento pistonado	[ $m$ ]
$Re$	Número de Reynolds, equação (3.46)	[ <i>adimensional</i> ]
$T$	Temperatura	[ $^{\circ}C, K$ ]
$T_e$	Temperatura da mistura na entrada do duto	[ $^{\circ}C, K$ ]
$T_{TD}$	Parâmetro de Taitel e Dukler para escoamentos bifásicos, equação (4.13)	[ <i>adimensional</i> ]
$\vec{u}$	Vetor velocidade	[ $m / s$ ]
$u$	Componente da velocidade na direção longitudinal	[ $m / s$ ]
$\bar{V}$	Velocidade média de escoamento na direção longitudinal	[ $m / s$ ]
$V$	Volume	[ $m^3$ ]
$w$	Concentração de refrigerante na mistura (Fração mássica)	[ $kg_{ref}/kg_{mist}$ ]
$w_e$	Concentração de refrigerante na mistura na entrada do duto	[ $kg_{ref}/kg_{mist}$ ]
$x$	Título, equação (3.3)	[ $kg_{gás}/kg_{tot}$ ]
$\hat{x}$	Fração molar para fase líquida	[ $kmol / kmol$ ]
$X$	Parâmetro de Martinelli, equação (4.6)	[ <i>adimensional</i> ]

$y$	Fração molar para fase gasosa	$[ kmol / kmol ]$
$z$	Coordenada longitudinal do sistema cartesiano	$[ m ]$

### Símbolos Gregos

$\alpha$	Fração de vazio no escoamento bifásico, equação (3.4)	$[ adimensional ]$
$\alpha_{lim}$	Fração de vazio limite para início de formação de espuma	$[ adimensional ]$
$\delta_s$	Espessura da camada de líquido no escoamento de espuma	$[ m ]$
$\gamma$	Coefficiente de atividade	$[ adimensional ]$
$\kappa$	Parâmetro da equação constitutiva da espuma, equação (3.1)	$[ N s^n / m^2 ]$
$\mu$	Viscosidade dinâmica	$[ N s / m^2 ]$
$\bar{\mu}$	Viscosidade dinâmica aparente do fluido homogêneo	$[ N s / m^2 ]$
$\nu$	Viscosidade cinemática	$[ m^2 / s ]$
$\theta$	Ângulo de inclinação do tubo	$[ ^\circ, rad ]$
$\rho$	Massa específica (densidade volumétrica)	$[ kg / m^3 ]$
$\bar{\rho}$	Densidade aparente do fluido homogêneo	$[ kg / m^3 ]$
$\sigma$	Tensão superficial	$[ N / m ]$
$\tau$	Tensão de cisalhamento	$[ N / m^2 ]$
$\tau_e$	Tensão de escoamento da espuma, equação (3.1)	$[ N / m^2 ]$
$v$	Volume específico	$[ m^3 / kg ]$

**Subíndices**

<i>e</i>	Entrada do escoamento
<i>g</i>	Fase gás
<i>gl</i>	Diferença entre fase gás e fase líquida
<i>i</i>	Componente <i>i</i> de uma mistura
<i>l</i>	Fase líquida
<i>mist</i>	Mistura óleo lubrificante e fluido refrigerante
<i>o</i>	Óleo
<i>r</i>	Refrigerante
<i>rl</i>	Refrigerante líquido
<i>s</i>	Referente à espessura da camada de líquido na espuma
<i>sat</i>	Condição de saturação
<i>w</i>	Referente à parede

**Constantes**

<i>g</i>	Aceleração da gravidade	$9,81m / s^2$
$N_0$	Número de Avogadro	$6,02 \cdot 10^{26} kmol^{-1}$
<i>R</i>	Constante universal dos gases	$8314J / (kgK)$

O presente trabalho trata da modelagem do escoamento da mistura óleo lubrificante e fluido refrigerante em um duto circular de seção constante. O escoamento desta mistura inevitavelmente ocorre em vários componentes de sistemas de refrigeração, bem como outras situações em engenharia. Assim, o avanço no conhecimento deste escoamento pode representar benefícios para as indústrias de refrigeração e lubrificação em particular, e para um melhor entendimento de escoamentos bifásicos em geral.

A liberação do refrigerante dissolvido no óleo ocorre onde existe queda de pressão, causando a formação de bolhas de gás e até mesmo formação de espuma, alterando as condições do escoamento. É desejável então determinar numericamente os valores de pressão e temperatura ao longo do escoamento, relacionando-os com as características da mistura óleo e refrigerante, tais como o título e a fração de vazio, além de analisar a influência no padrão de escoamento de parâmetros como o fluxo de massa, fração mássica e os valores de temperatura e pressão na entrada do escoamento.

Na presente dissertação, o escoamento é modelado em duas regiões. Uma inicial de escoamento bifásico convencional, para baixas quantidades de gás livre, onde a mistura líquido/gás é tratada como um fluido homogêneo, com pseudo-propriedades baseadas em médias das propriedades das fases da mistura. A segunda região é de escoamento de espuma, quando a fase gasosa é predominante e o fluido é tratado como não-newtoniano.

Os resultados do modelo para uma mistura de óleo mineral e refrigerante R12 são comparados com dados experimentais. Também os principais parâmetros do escoamento são variados nas simulações e os resultados são apresentados e discutidos. Adicionalmente é realizada a comparação entre duas misturas distintas, R134a e óleo éster poliol e R12 e óleo mineral, comentando as principais razões das diferenças dos resultados.

**ABSTRACT**

---

---

The present work deals with a computational modeling of oil and refrigerant mixture flow in a straight horizontal pipe with constant diameter. This type of mixture flow occurs in several components in refrigerating systems, as well as a variety of other engineering situations. Therefore, improving the knowledge of this flow can bring benefits to refrigeration and lubrication industries, and contributes to a better understanding of two-phase flows.

The outgassing of the refrigerant dissolved in the oil occurs when the pressure decreases, forming gas bubbles or even producing foam, which results in different flow patterns. It's then desirable to numerically determine pressure and temperature throughout the flow, relating them to the oil/refrigerant mixture characteristics, such as quality and void fraction. Also desirable is to analyze the influence of parameters such as the mass flow rate, refrigerant mass fraction, temperature and pressure at the entrance of the tube.

In the present dissertation, the flow is divided in two regions. The first region is a conventional two-phase flow, where small quantities of outgassed gas are present, and the liquid/gas mixture is treated as a homogeneous fluid, whose properties are based on averages among the properties of each phase. The second region is a foam flow, where the gas phase predominates and the fluid is treated as non-newtonian.

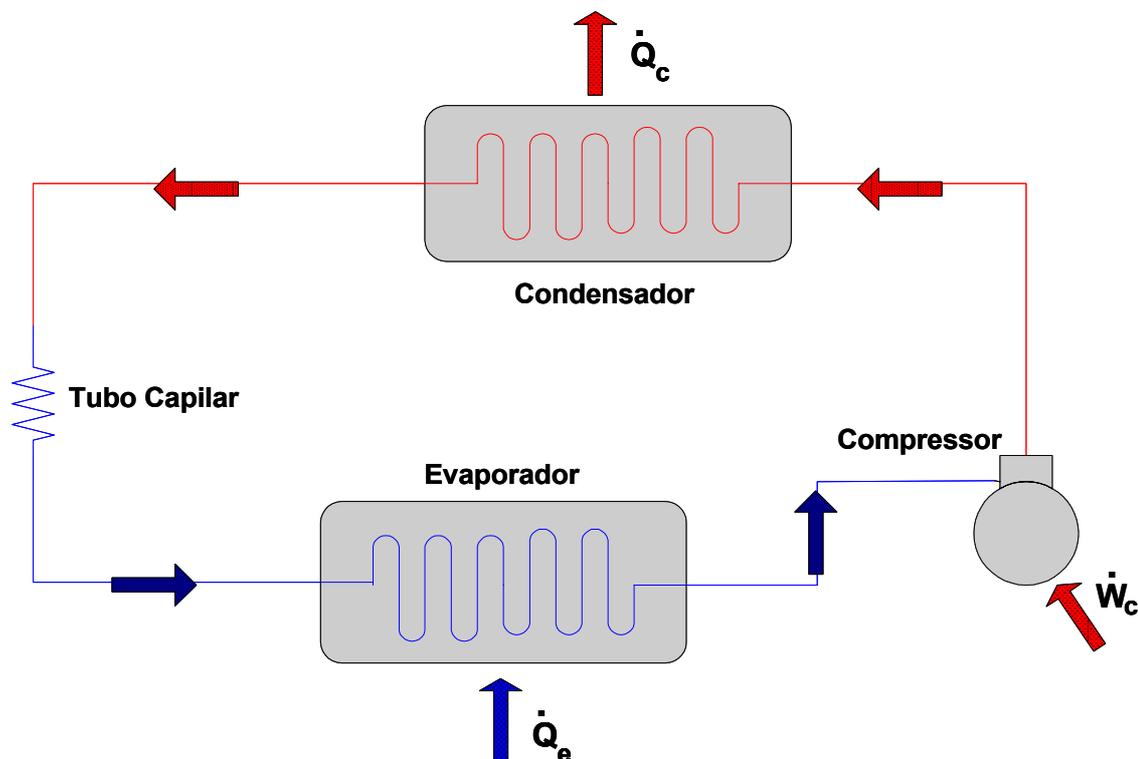
For a mixture of R12 and mineral oil the numerical results are compared with experimental data. The main parameters of the flow are varied in the simulations, and results are presented and discussed. Furthermore, two different mixtures, R134a/polyolester oil and R12/mineral oil, are tested and compared, and the results are explored and discussed.

### 1.1. Considerações Iniciais

Nos circuitos de refrigeração por compressão mecânica de vapor, duas classes de fluidos estão presentes e têm grande importância: o *fluido refrigerante*, responsável pelas trocas de calor no evaporador e condensador, e o *óleo lubrificante*, cuja principal função é reduzir o atrito entre as partes metálicas em movimento no interior do compressor.

Em um sistema de refrigeração padrão, idealmente apenas o refrigerante entra no compressor como gás e é comprimido a uma maior pressão e temperatura. Na sequência, calor é removido no condensador e o gás se liquefaz. Em seguida, o refrigerante no estado líquido atravessa um dispositivo de expansão, geralmente um tubo capilar, onde sua pressão é reduzida. Depois, o refrigerante entra no evaporador, absorvendo calor enquanto retorna à fase vapor e alcança novamente o compressor, reiniciando o ciclo. A figura 1.1 ilustra este ciclo de refrigeração padrão. O óleo lubrificante é utilizado no sistema durante o processo de compressão, reduzindo o atrito entre as peças móveis, resfriando partes quentes e selando contra o vazamento de refrigerante.

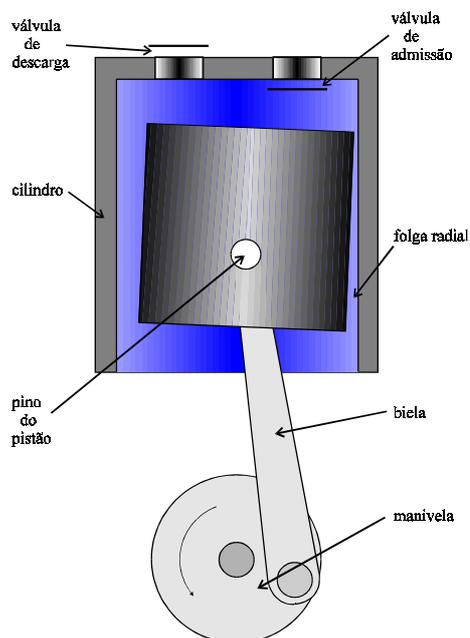
A presença de dois fluidos no mesmo ciclo inevitavelmente provoca a interação entre eles, de forma que um escoamento composto pela mistura óleo/refrigerante poderá ser observado em vários pontos do sistema. Os fluidos refrigerantes normalmente usados na refrigeração por compressão mecânica de vapor são solúveis, em diversos graus, nos óleos lubrificantes, o que altera as propriedades físicas do fluido resultante e, por consequência, o funcionamento dos componentes. Assim, a otimização do desempenho do sistema de refrigeração, e em particular do compressor, deve considerar a relação entre o lubrificante e o refrigerante.



**Figura 1.1** – Representação esquemática de um circuito de refrigeração padrão.

Um aspecto importante a ser considerado é a existência de gradientes de pressão em vários pontos do sistema. Como a solubilidade do refrigerante é diretamente proporcional à pressão, liberação de refrigerante pode ocorrer quando o gradiente for negativo, causando a formação de bolhas de gás e até mesmo a formação de espuma, alterando as condições do escoamento. É necessário então o conhecimento dos mecanismos de absorção e liberação de gás e formação de espuma das misturas óleo/refrigerante, bem como as propriedades termofluidodinâmicas associadas a estes fenômenos. O estudo e entendimento deste escoamento bifásico permite a melhor previsão do funcionamento dos diversos componentes do sistema de refrigeração. A ocorrência de escoamento bifásico se dá nos diversos mancais existentes no compressor, na folga pistão/cilindro (em compressores alternativos), na folga radial (em compressores rotativos), e no tubo capilar.

No caso de compressores alternativos, além da influência da mistura sobre a eficiência volumétrica, esta também afeta a dinâmica do pistão no interior do cilindro. A variação da viscosidade do filme lubrificante, devido às alterações de solubilidade, pode alterar esta dinâmica, tendo efeito no desgaste dos componentes. A figura 1.2 mostra uma representação esquemática do conjunto pistão/cilindro de compressores alternativos.



**Figura 1.2** – Conjunto pistão/cilindro de compressores alternativos.

## 1.2. A Mistura Óleo/Refrigerante

Com a substituição dos refrigerantes clorofluorcarbonos (CFCs) e hidroclorofluorcarbonos (HCFCs) por refrigerantes hidrofluorcarbonos (HFCs), devido a problemas ambientais, principalmente relacionados a depleção da camada de ozônio e efeito estufa, o estudo da solubilidade e miscibilidade entre refrigerantes e óleos lubrificantes foi grandemente estimulado. Isto ocorreu em virtude da imiscibilidade entre os HFCs e os óleos minerais, que eram os lubrificantes utilizados com os CFCs e HCFCs, e cuja miscibilidade por vezes era um fator determinante no projeto e concepção de componentes. Desta forma, os óleos minerais e alquilbenzênicos estão sendo substituídos por lubrificantes a base de éster poliálcool ou glicol-poliálquilênico.

A solubilidade da mistura pode ser definida como a quantidade de refrigerante que se dissolve no óleo, em base mássica, para uma dada condição de temperatura e pressão. As figuras 1.3 e 1.4 apresentam a solubilidade entre duas misturas de óleo e refrigerante, respectivamente R12 e óleo mineral SUNISO 1GS, e R134a e óleo éster EMKARATE RL10H. Embora o comportamento seja semelhante, isto é, a solubilidade é maior quanto maior for a pressão e menor for a temperatura, os níveis de solução para uma mesma situação são significativamente distintos.

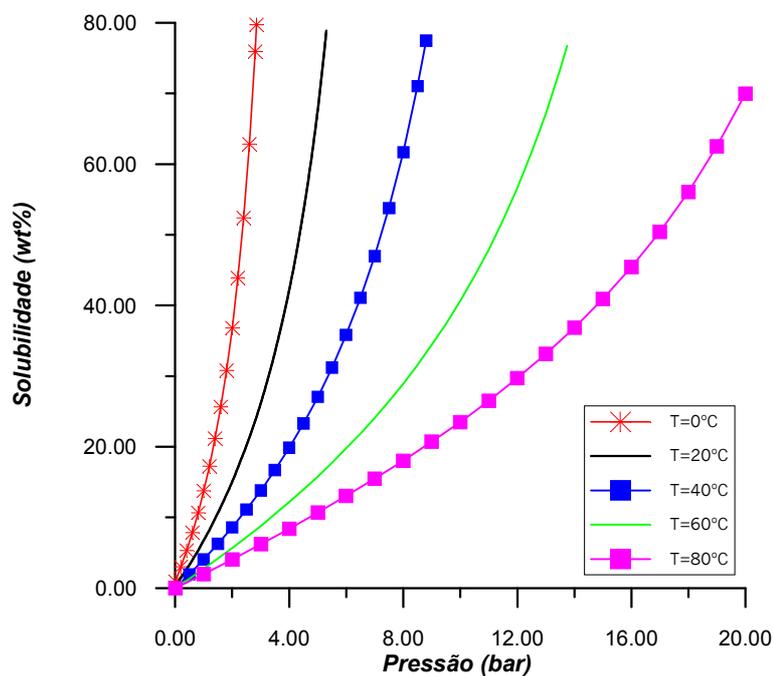


Figura 1.3 – Solubilidade (em massa) do refrigerante R12 no óleo mineral SUNISO 1GS.

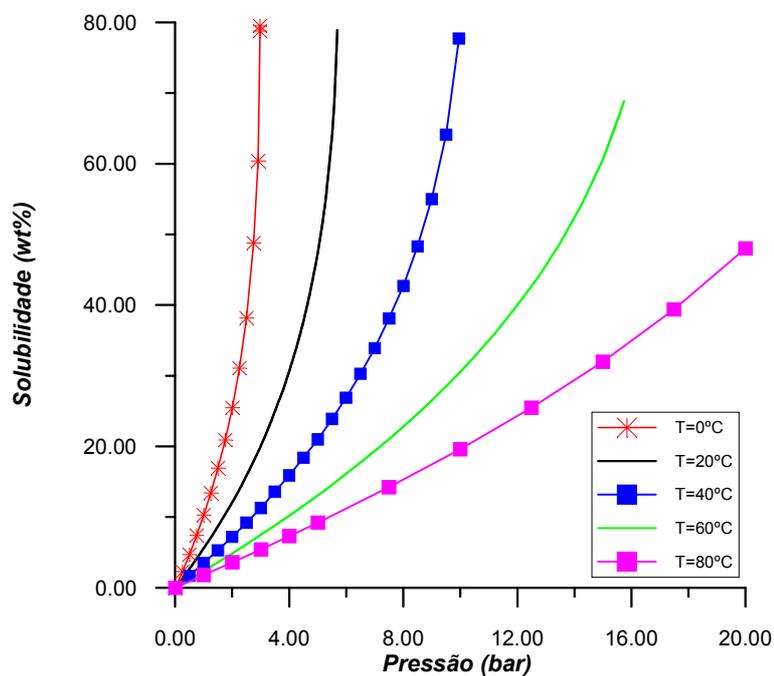


Figura 1.4 – Solubilidade (em massa) do refrigerante R134a no óleo éster poliol EMKARATE RL10H.

Em virtude do exposto, tornam-se necessários estudos para a determinação das propriedades termofísicas destas misturas, e também dos mecanismos de absorção e liberação de gás pelo óleo, inclusive considerando os aspectos de espumamento.

Muitos são os efeitos observados na interação entre o refrigerante e o óleo; em geral, a viscosidade do óleo torna-se menor devido a presença do refrigerante dissolvido, o que prejudica a lubrificação e afeta os vazamentos de gás refrigerante pelas várias folgas do compressor, diminuindo sua eficiência volumétrica (Gasche, 1996). No caso dos HFCs, o prejuízo é maior, pois estes possuem uma capacidade de lubrificação praticamente nula, ao contrário dos CFCs (Komatsuzaki et al., 1993). Por outro lado, essa dissolução reduz a pressão de equalização, reduzindo o torque de partida, e, portanto, a potência no instante inicial de funcionamento do compressor; assim, menor quantidade de cobre é necessária no motor, e o preço final diminui, já que o cobre é um dos componentes mais caros do motor elétrico.

Outros componentes do circuito de refrigeração também são afetados pela mistura óleo/refrigerante: os problemas de transferência de calor são mais significativos em sistemas de misturas imiscíveis. Os trocadores de calor, embora por um lado tenham seu desempenho prejudicado pela presença de óleo, têm na solubilidade entre os dois fluidos um benefício, pois a viscosidade do óleo é reduzida com a presença de refrigerante, o que facilita seu retorno ao compressor, evitando uma maior retenção, principalmente no evaporador, o que reduziria a eficiência de troca. O escoamento através do tubo capilar também é afetado, reduzindo o fluxo de massa e podendo inclusive ocorrer seu entupimento dada a alta viscosidade do óleo. Marcinichen (2001) estuda os efeitos da presença de óleo éster em tubos capilares, e mostra que o óleo pode obstruir o fluxo pelo tubo, mesmo que contaminantes, como resíduos metálicos, não estejam presentes.

### **1.3. Espumas**

De uma forma geral, o escoamento de espuma merece atenção em diversos setores da engenharia, e seu estudo vem crescendo atualmente. O combate ao fogo foi um dos primeiros estudos envolvendo o escoamento de espumas; enquanto a água espalha e agita o fogo em fluidos menos densos como o petróleo, a espuma é mais leve e pode extingüí-lo por abafamento. Posteriormente, o controle de incêndios em florestas e a supressão de explosão por absorção de energia se tornaram aplicações para a espuma. Há algum tempo, transporte e separação de minérios também são realizados por espumas, em virtude da sua alta viscosidade.

A indústria de higiene pessoal descobriu que a espuma é um dos fatores dominantes na determinação do valor comercial de produtos cosméticos. O escoamento de espuma em dutos também é comumente encontrado na manufatura de alimentos.

Na indústria do petróleo, a espuma é utilizada nas operações de recuperação de óleo e perfuração. Em certos casos, denominados perfurações em desequilíbrio, a pressão do fluido de perfuração deve ser mantida abaixo da pressão de formação do poro, isto é, a pressão que os fluidos confinados exercem sobre a rocha, permitindo aumentar a taxa de penetração, prevenindo a perda de circulação e também defeitos na perfuração. A espuma se mostra adequada nesta operação por sua baixa densidade e pela boa capacidade de remoção do material na perfuração. Assim, seria possível recuperar óleo de algumas regiões consideradas esgotadas e também em novas áreas com baixa pressão de formação (Herzaft, 1999).

Recentemente, espumas líquido/gás têm sido aplicadas em vários novos campos como combustão e transferência de calor. Espumas de combustíveis líquidos resultam em maior eficiência térmica e produzem gases de combustão relativamente limpos (Anzawa et al., 1991). A espuma é um excelente resfriador para tratamento térmico de aço nas indústrias siderúrgicas. Utilizando espuma de água/ar como resfriador para matérias aquecidas, pode-se obter taxas de resfriamento intermediárias entre aquelas obtidas com ar e com água. Adicionalmente, o controle desta taxa pode ser conseguido pela variação da fração de água na espuma.

Estes exemplos mostram que a espuma tende a ser extensivamente utilizada em todos os setores da indústria no futuro. Porém, para se poder utilizar as espumas, suas propriedades reológicas e termofísicas devem ser conhecidas. As espumas líquido/gás são classificadas como fluidos não-newtonianos, mas suas propriedades dinâmicas ainda não foram suficientemente esclarecidas (Tokura et al., 1997).

O comportamento e a formação da espuma também são importantes na lubrificação por filme fluido e selagem. Óleos podem conter uma grande quantidade de gás dissolvido e, devido à queda de pressão e aumento de temperatura em algumas partes mecânicas, como a folga pistão/cilindro nos compressores alternativos, a solubilidade do gás diminui e uma intensa liberação de gás pode ocorrer, resultando na formação de espuma. A lubrificação é grandemente afetada pela presença de espuma, e muitas pesquisas ainda são necessárias para melhor entender e controlar sua formação (Gasche, 1996).

#### 1.4. Escopo do Trabalho

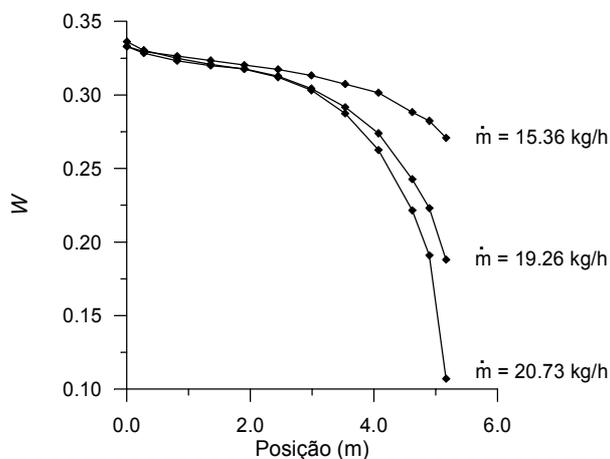
Embora a solubilidade do fluido refrigerante no óleo-lubrificante seja inevitável, ela apresenta vantagens e desvantagens. Qualquer estudo minucioso sobre o assunto requer o conhecimento sobre o escoamento deste tipo de mistura, onde ocorre surgimento de bolhas e formação de espuma com a redução da pressão, que ainda não é completamente dominado. É neste ponto que se insere esta proposta de trabalho. Seu objetivo é avançar no conhecimento sobre este escoamento específico. Para tanto, trabalhos experimentais que estudem as propriedades das misturas óleo/refrigerante oferecerão base para o cálculo das mesmas em função das condições de escoamento. Também será necessário entender e modelar o escoamento bifásico. Finalmente, é necessário também compreender a reologia e o escoamento de espuma.

Considerando como geometria um tubo cilíndrico de pequeno diâmetro, será simulado o escoamento da mistura óleo/refrigerante, modelando o escoamento bifásico e o escoamento de espuma, buscando representar com confiabilidade este escoamento, principalmente quanto a viscosidade. Assim, será possível prever o comportamento de uma mistura genérica óleo/refrigerante quando submetida a uma dada queda de pressão, bastando para isso conhecer as propriedades de ambos os fluidos e da sua mistura. Um esquema ilustrativo de um escoamento da mistura óleo/refrigerante é apresentado na figura 1.5.

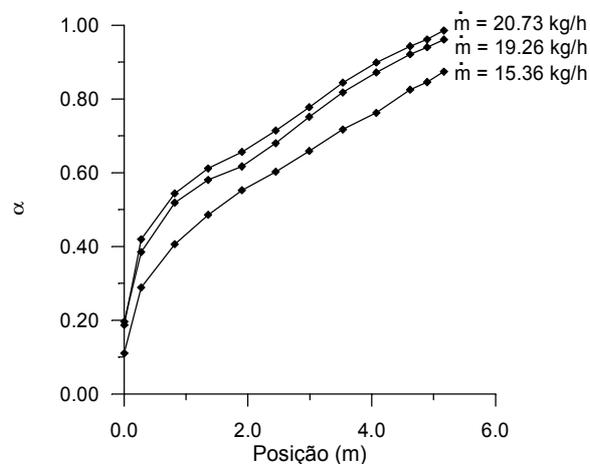


**Figura 1.5** – Esquema do escoamento da mistura óleo e refrigerante em duto reto (Lacerda, 2000).

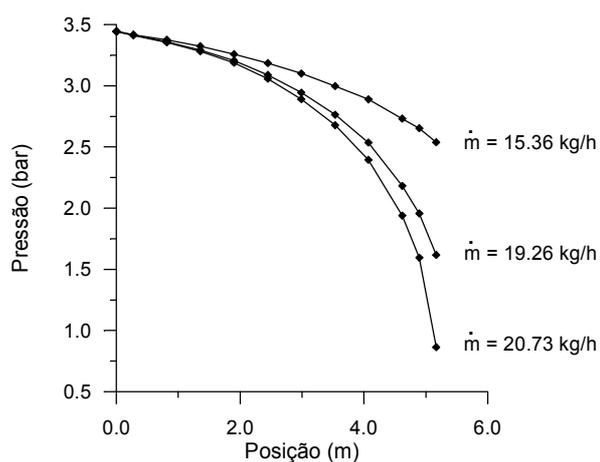
Lacerda et al. (2000) caracterizaram experimentalmente o escoamento bifásico da mistura óleo/refrigerante, explorando aspectos como a variação da solubilidade, do título e da fração de vazio da mistura ao longo do escoamento, e também a distribuição de pressão e de temperatura ao longo do duto. Alguns resultados obtidos para uma mistura de refrigerante R12 com óleo mineral naftênico SUNISO 1GS, para vários valores de fluxo de massa, são apresentados nas figuras 1.6 a 1.9.



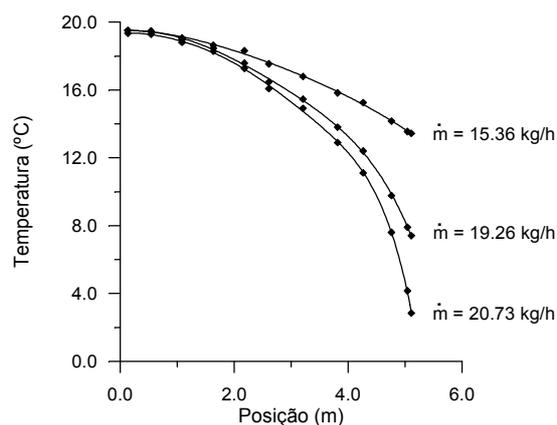
**Figura 1.6** – Variação da solubilidade do refrigerante no óleo ao longo do duto.



**Figura 1.7** – Fração de vazio no escoamento da mistura óleo-refrigerante no duto.



**Figura 1.8** – Distribuição de pressões no duto para a mistura óleo-refrigerante.



**Figura 1.9** – Distribuição de temperaturas no duto para a mistura óleo-refrigerante.

Nestes resultados, é possível notar a maior queda de pressão e temperatura na região final do escoamento, quando a fração de vazio assume valores maiores, que geralmente são características da espuma ( $\alpha > 0,7$ ). Das observações experimentais, que serão exploradas com maiores detalhes na seção 3.1, nota-se que o escoamento assume apenas dois padrões, o de escoamento com bolhas (escoamento bifásico convencional), e de escoamento de espuma.

Embora a combinação de fluido refrigerante e óleo lubrificante de maior interesse seja de R134a e óleo à base de éster polioliol devido a sua ampla utilização pela indústria, optou-se inicialmente por utilizar uma mistura de R12 e óleo mineral naftênico, pelo fato de se conhecer melhor as propriedades do R12 e dos óleos minerais, utilizados na indústria por um grande tempo

e tendo sido exaustivamente estudados. Utilizando uma mistura melhor conhecida, o trabalho inicial de caracterização do escoamento fica facilitado, e o futuro estudo de outras misturas torna-se mais rápido e seguro, pois os procedimentos experimentais estarão definidos e resultados confiáveis estarão disponíveis para comparação (Lacerda, 2000).

Com o trabalho experimental já é possível um bom entendimento das características da mistura óleo/refrigerante. Do ponto de vista da engenharia, porém, é desejável desenvolver um modelo matemático que se adeque ao problema. Assim, o objetivo da modelagem deste projeto é alcançar numericamente o mesmo comportamento obtido nestes resultados experimentais, calculando os valores de pressão e temperatura na canalização, além dos perfis de velocidade e as características da mistura. Para tal, a modelagem do escoamento será feita em duas regiões, com modelos de escoamento bifásico convencional para baixas frações de gás disperso e com escoamento de espuma para altas frações de vazio.

### **REVISÃO BIBLIOGRÁFICA**

#### **2.1. Introdução**

A mistura óleo lubrificante e fluido refrigerante é estudada há bastante tempo, e a necessidade de substituir os produtos anteriormente utilizados alavancou as pesquisas nesta área nos últimos tempos. Porém, a investigação do escoamento bifásico da mistura óleo/refrigerante ainda é pouco explorada. A grande totalidade dos estudos consideram o óleo presente no escoamento de refrigerante em baixas concentrações, muitas vezes como contaminante, e analisam as implicações por ele provocadas, tanto no escoamento como na transferência de calor. Uma dificuldade adicional é o fato das propriedades das misturas óleo/refrigerante em geral serem estudadas para pares específicos de óleo e refrigerante, sendo poucos os trabalhos que desenvolvem correlações que permitem o estudo para uma mistura qualquer, como seria desejável.

O interesse deste trabalho, entretanto, é o estudo do escoamento de óleo com refrigerante dissolvido, e sendo liberado pela queda de pressão – o que ainda é um campo incipiente. Assim, o desenvolvimento de um modelo envolve além do estudo da mistura óleo/refrigerante, o conhecimento sobre escoamentos bifásicos e sobre a espuma e seu escoamento. No caso do escoamento bifásico, a idéia é utilizar como referência os estudos anteriores sobre o escoamento bifásico de refrigerante puro. Na espuma são revisados modelos para espumas aquosas.

Neste capítulo, são detalhados os temas preliminares necessários à construção do modelo de escoamento da mistura óleo/refrigerante, e são citados também trabalhos relevantes em cada tema, que servirão tanto de referência para a elaboração do modelo como para justificar as hipóteses adotadas.

## 2.2. Características da Mistura Óleo Lubrificante e Fluido Refrigerante

A escolha do par refrigerante e lubrificante é mais crítica do que a simples definição de um refrigerante que atenda às necessidades de trocas térmicas do circuito de refrigeração e de um óleo que lubrifique satisfatoriamente as peças móveis do compressor. É preciso conhecer a interação entre os dois fluidos, e como isto altera o funcionamento do sistema. Desta forma, será possível escolher adequadamente o par de fluidos de trabalho que apresentarão afinidades e possibilitarão ao sistema um bom desempenho e um funcionamento confiável.

O estudo da mistura deve contemplar então aspectos como as características dos refrigerantes, dos óleos, o desempenho esperado dos mesmos, os fenômenos observados na mistura entre eles e, ainda, a determinação das propriedades físicas da mistura, tais como solubilidade, densidade, viscosidade e entalpia.

O refrigerante, como substância de trabalho no sistema de refrigeração, deve absorver calor de um ambiente e rejeitar em outro, principalmente através de mudança de fase. Fatores como toxicidade e inflamabilidade, o desempenho do refrigerante, e a dificuldade de identificar vazamentos sempre foram importantes na determinação do fluido a utilizar. Nos últimos anos, porém, fatores ambientais provocaram uma grande mudança na indústria de refrigeração; a necessidade de reduzir a agressão à camada de ozônio e o impacto sobre o efeito estufa provocada pelos refrigerantes CFCs e HCFCs têm provocado sua substituição pelos HFCs. Este fato, além de exigir o estudo sobre os novos refrigerantes, impulsionou o estudo da interação entre os refrigerantes e os lubrificantes, visto que houve uma série de novas implicações, principalmente quanto à miscibilidade.

O óleo lubrificante tem como função reduzir o atrito e minimizar o desgaste no compressor, o que é conseguido pela formação de um fino filme entre as superfícies móveis. Adicionalmente, funciona como selo na câmara de compressão, remove calor, inibe a corrosão, afasta detritos gerados por desgaste e reduz o ruído. Para estes efeitos, uma maior viscosidade do óleo é desejada.

Porém, dada a miscibilidade com o refrigerante, certa quantidade de óleo é arrastada para dentro do condensador e do evaporador. Neste caso, deve apresentar certa fluidez, de modo que possa retornar ao compressor sem que a lubrificação fique deficiente. Uma boa miscibilidade com o refrigerante, além de garantir o retorno ao compressor, evitará grande perda de eficiência nos

trocadores de calor. Assim, será necessária uma escolha de compromisso para equilibrar estas necessidades. Ainda é preciso levar em conta que, como trata-se de um compressor hermético, o óleo deve ser durável, pois não será substituído ao longo da vida útil do compressor. Logo, o lubrificante deverá possuir também estabilidade química na presença do refrigerante, de metais, e do isolamento do motor e dos contaminantes externos, como ceras e umidade, que pode provocar hidrólise do óleo.

Os óleos minerais eram comumente utilizados com os antigos refrigerantes halogenados, após um refino que aumentasse sua estabilidade química. A baixa miscibilidade destes óleos com os refrigerantes HFCs estimulou o uso de lubrificantes sintéticos, que oferecem ainda a oportunidade de personalizar seu uso a um sistema específico.

Quanto aos detalhes da mistura propriamente ditos, a solubilidade do refrigerante no óleo varia muito, dependendo da combinação em questão. Os refrigerantes que possuem cloro, por exemplo, são altamente solúveis em óleo a qualquer temperatura, de modo que o lubrificante deverá ser tratado como uma mistura de óleo e refrigerante.

Vale ressaltar que, embora o lubrificante seja uma mistura de vários componentes, é tratado como um único componente na mistura, sendo o refrigerante o outro. As duas fases de interesse são a líquida e a vapor. Geralmente, a pressão de vapor do óleo é desprezível em relação à do refrigerante, e a fase vapor pode ser considerada composta exclusivamente de refrigerante. Assim, o estudo da mistura será dedicado à fase líquida.

A dependência da solubilidade com a pressão e a temperatura ainda mostra que a composição da mistura será distinta nas várias partes do sistema de refrigeração. No compressor, predomina o óleo. Já no evaporador, a mistura é rica em refrigerante. O ideal portanto é desenvolver correlações para toda a faixa de concentrações, o que por vezes se torna difícil.

As correlações para a solubilidade consideram o equilíbrio da mistura e podem ser desenvolvidas por dois métodos principais: os métodos empíricos e as abordagens termodinâmicas, com o uso de uma equação de estado e a determinação de um coeficiente de atividade, conforme a equação que segue:

$$y_i p = \gamma_i \hat{x}_i p_{sat,i} F \quad (2.1)$$

onde,

$y_i$  = fração molar do componente  $i$  na fase vapor;

$p$  = pressão total do sistema em equilíbrio;

$\gamma_i$  = coeficiente de atividade do componente  $i$ ;

$\hat{x}_i$  = fração molar do componente  $i$  na fase líquida;

$p_{sat,i}$  = pressão de saturação do componente  $i$  puro;

$F$  = fator de correção de Poynting para pressões próximas da pressão crítica;

No caso da mistura óleo/refrigerante, assumindo que a fase vapor seja composta apenas de refrigerante e considerando as condições de operação afastada das condições críticas, a equação (2.1) se reduz a:

$$p = \gamma_r \hat{x}_r p_{sat,r} \quad (2.2a)$$

ou ainda, para  $p = \hat{x}_r p_{sat,mist}$ ,

$$p_{sat,mist} = \gamma_r p_{sat,r} \quad (2.2b)$$

Diversas teorias existem para a determinação do coeficiente de atividade, bem como várias equações de estado para o refrigerante, mas, muitas vezes, o uso deste método é restrito, dada a ausência de dados sobre os componentes da mistura. Assim, os métodos empíricos têm sido mais utilizados.

Para a densidade, utilizam-se também correlações empíricas ou leis de mistura, onde os volumes específicos dos componentes são idealmente aditivos. Neste caso, as leis de mistura são mais utilizadas, e os desvios de comportamento em relação ao ideal são compensados pelo uso de fatores de correção.

A viscosidade da mistura é uma propriedade fundamental no estudo do escoamento, pois é a principal determinante da queda de pressão ao longo do duto. É muito comum e de longa data o uso de leis de mistura na determinação da viscosidade da mistura líquida, e em geral fornece bons resultados. O ajuste empírico a partir de dados experimentais também é adotado, mas a grande dificuldade que se observa em ambos os métodos é a dispersão exagerada entre os resultados

experimentais disponíveis para uso. Os valores previstos pelos modelos para uma mesma situação podem apresentar grandes desvios, e o valor real fica praticamente desconhecido; a solução mais confiável para este problema seria a realização de medições de viscosidade com a mistura a utilizar, e a definição da equação a partir destes dados, agora propriamente determinados.

O consumo de energia pela liberação de gás pelo fluido em escoamento ainda torna necessário o conhecimento dos valores de entalpia da mistura óleo/refrigerante. Poucas referências são encontradas na literatura sobre a entalpia, e em geral sugerem a utilização de leis de mistura aditiva das entalpias específicas dos componentes, considerando a mistura ideal. A idealidade da mistura, todavia, é um aspecto a estudar no futuro, pois é esperado algum desvio em relação ao comportamento ideal, como acontece nas demais propriedades.

Além do conhecimento do valor numérico destas propriedades, é desejável entender as condições que provocam mudanças nas propriedades da mistura: repentinas quedas de pressão e a descarga de refrigerante favorecem grande liberação de gás, de modo que as condições de espumamento poderão ser verificadas. A tensão superficial do óleo também influi na liberação do gás, devendo ser observada. A variação na temperatura também é um fator importante na misturação e liberação do gás.

A seguir, são citadas as principais referências pesquisadas neste assunto para este trabalho.

Baustian et al. (1986) investigam correlações das propriedades termofísicas e de transporte das misturas óleo/refrigerante, buscando sua aplicação na determinação da concentração de óleo numa mistura em escoamento, em tempo real e sem retirada de amostra. Os métodos anteriores eram inadequados à mistura em escoamento, pois não consideravam as características transientes de migração do óleo e a retirada de amostra, em geral em grande volume, que via de regra afetavam significativamente a operação destes sistemas. São estudados os óleos parafínicos, naftênicos e sintéticos, em combinação com refrigerantes halocarbonados e hidrocarbonados. As propriedades verificadas são densidade, calor específico, pressão de vapor, coeficiente de expansão térmica, velocidade do som, condutividade térmica, viscosidade e tensão superficial. Realizando medições experimentais, a densidade demonstrou ser a propriedade que exige menor custo de equipamentos com uma boa precisão na determinação da concentração da mistura.

Spauschus e Speaker (1987) revisam de uma forma ampla informações sobre viscosidade de soluções de óleo e refrigerante para várias misturas, além de apresentar recomendações sobre métodos experimentais para obter dados de viscosidade. Misturas de óleos parafínicos, naftênicos e sintéticos com R12, R22, R114 e R502 são estudadas por vários métodos, e são verificados problemas principalmente quanto à composição e propriedades dos óleos utilizados.

Van Gaalen et al. (1991) determinam experimentalmente correlações para solubilidade e viscosidade de misturas de R22 com óleos naftênico e alquilbenzênico 150 SUS, para um grande intervalo de temperatura, suprimindo uma deficiência até então presente na literatura. Verificam que, para uma dada composição e temperatura, a mistura R22-alquilbenzênico apresenta viscosidade menor que na mistura com óleo naftênico. Ainda, para uma dada pressão, a viscosidade inicialmente cresce e depois decresce com a temperatura, o que se explica pela redução da solubilidade com a elevação da temperatura, diminuindo a queda de viscosidade devido ao refrigerante, até que este fator seja superado pela redução de viscosidade do lubrificante com o aumento da temperatura.

Grebner e Crawford (1993a) desenvolvem experimentalmente correlações para a solubilidade em função da temperatura e pressão considerando estado de equilíbrio, para misturas de R12 e óleos minerais e R134a com óleos sintéticos. Desenvolvem correlações empíricas e testam também modelos teóricos de mistura de Raoult e Flory-Huggins, todavia com resultados menos precisos que os fornecidos pelas correlações empíricas. No caso da lei de Raoult, o afastamento se deve ao fato das moléculas desprezarem a exigência dos pesos moleculares semelhantes. Para a teoria de Flory-Huggins, que foi desenvolvida para polímeros, a molécula do óleo pode não ser suficientemente grande para tal hipótese.

A seguir, Grebner e Crawford (1993b) utilizam as correlações de solubilidade das misturas anteriormente estudadas para prever o comportamento da mistura no evaporador, calculando a entalpia ideal a partir das entalpias das substâncias puras, determinando a capacidade do evaporador para o refrigerante puro e para outras três misturas com concentrações distintas de lubrificante. Extrapolando a definição de superaquecimento, definem superaquecimento aparente como a diferença entre a temperatura da mistura a uma dada fração de líquido  $w$  e pressão de saturação  $p_{sat}$  e a temperatura de saturação do refrigerante nesta mesma pressão, podendo assim calcular a capacidade do evaporador. Comprovam que a capacidade do evaporador decresce na medida que a concentração de óleo aumenta. Finalmente, mostram que as

misturas de R12/óleo mineral têm o desempenho mais prejudicado que as misturas de R134a/óleos sintéticos.

Komatsuzaki et al. (1993) estudaram o desempenho do conjunto R134a/óleo éster poliol em um sistema de refrigeração residencial. São testadas propriedades como miscibilidade, lubrificação e estabilidade do óleo em operação, e os resultados são comparados com os de um conjunto R12/óleo naftênico. Quanto à miscibilidade, verificou-se que é menor para o óleo éster poliol em R134a comparada ao óleo naftênico em R12, o que resulta em menor quantidade de óleo presente no compressor e maior quantidade no evaporador e condensador, dada a dificuldade de seu retorno pela imiscibilidade, prejudicando a troca de calor e principalmente a lubrificação do compressor. Esta baixa miscibilidade pode ser explicada pela estrutura molecular, pelas pontes de hidrogênio e pelo número de carbonos na cadeia. Há contudo que se manter um compromisso entre os valores de miscibilidade e viscosidade. A lubrificação também é um ponto importante, pois o refrigerante R12 já possui algum poder de lubrificação, enquanto o R134a o tem quase nulo. Assim, são necessários óleos de melhor lubrificação no segundo caso, inclusive utilizando aditivos, por vezes. Nota-se uma grande variação na capacidade de lubrificação com o aumento da parcela de R134a na mistura, o que é diminuto com o R12. Com estas pequenas otimizações, os testes de confiabilidade e desempenho para as duas misturas apresentaram resultados bastante semelhantes.

Yokozeki (1994) propõe um modelo geral, baseado na teoria termodinâmica, para a solubilidade de misturas óleo/refrigerante, em alternativa às formulações empíricas. Adicionalmente, a viscosidade da mistura é estudada e propõe-se uma regra de mistura simples. Partindo da hipótese que a solubilidade é o equilíbrio das fases vapor/líquido e vapor/líquido/líquido, desenvolve um modelo baseando-se nas equações de estado e no modelo de atividade de Wilson modificado, que exige apenas o peso molecular do óleo como propriedade, mas alguns parâmetros de interação entre os componentes precisam ser estimados. Várias misturas foram testadas e resultados satisfatórios foram obtidos.

Fukuta et al. (1995) modelam numérica e experimentalmente o processo de mistura de óleo e refrigerante no interior do compressor, tratando das características transientes deste processo. Experimentalmente, uma mistura de refrigerante R22 com óleo mineral naftênico é estudada sob condições de convecção natural. O óleo é mantido em um vaso a temperatura constante, e a partir de um cilindro de carga o refrigerante é injetado no óleo, em temperatura

constante, medindo-se a massa do vaso. A pressão no vaso também é obtida, e três termopares estão colocados em seu interior para obter os valores de temperatura (topo e fundo da região com óleo e na região superior com refrigerante vapor). Obtém-se assim a distribuição do refrigerante no óleo em posição e tempo.

Numericamente, simplifica-se a análise do processo a uma difusão unidimensional do gás no líquido do vaso, onde o coeficiente de difusão é tomado como um coeficiente aparente, que inclui os efeitos de convecção natural, entre outros. Resolve-se a equação de Fick, obtendo-se solução analítica. O coeficiente de difusão aparente é ajustado no modelo a partir dos resultados experimentais.

Explorando as diversas influências no processo, os autores concluem que a misturação é mais efetiva para as situações de maior solubilidade e temperatura do óleo. Como a viscosidade do líquido é reduzida com a solubilização do refrigerante, a convecção natural torna-se ainda mais ativa. Ainda, a condição de saturação é atingida em menor tempo quando a altura de óleo é menor, e a convecção é mais influente quando o raio do vaso é menor.

Hewitt e McMullan (1995) estudam os efeitos da solubilidade da mistura óleo/refrigerante sobre o desempenho de sistemas de refrigeração; testando diversas misturas, R12/óleo mineral, R134a/óleo éster poliol, R22/óleo mineral e R22/óleo éster poliol, mostram que os efeitos são mais severos em baixos superaquecimentos do evaporador. Embora a queda de desempenho seja verificada em todas as misturas, algumas apresentam maiores variações, como o caso do R22 e óleo éster poliol. No caso do R134a com óleo éster, devido a baixa solubilidade, poucos efeitos no desempenho foram sentidos, mesmo ocorrendo queda de capacidade.

Thome (1995) apresenta uma forma alternativa de modelar as misturas óleo/refrigerante. Como alternativa aos métodos que tratam o óleo como um contaminante, sugere um método termodinâmico, que trata a mistura como uma mistura zeotrópica com variação de temperatura. Como a pressão de vaporização do óleo é muito baixa, neste modelo a fase vapor é considerada exclusivamente como refrigerante. É proposto um método geral para determinar a temperatura de saturação, a partir da pressão e concentração conhecidas.

Também é estudada a curva de entalpia, onde considera-se que a variação desta não se deve exclusivamente à vaporização do refrigerante, mas também aos calores sensíveis das duas fases aquecidas a uma nova temperatura de saturação. Para a fase líquida, é necessário calcular o

calor específico da mistura óleo/refrigerante, o que é feito considerando uma lei linear de mistura baseada nas frações mássicas dos componentes.

Conde (1996) revisa métodos para estimar as propriedades das soluções óleo-refrigerante. Uma das dificuldades levantadas é a determinação das propriedades dos óleos, uma vez que geralmente sua composição não é conhecida; a alternativa disponível para estes fins está nos métodos desenvolvidos para determinar propriedades de frações de petróleo. Na mistura, são estudadas a pressão de vapor da solução, densidade, viscosidade, condutividade térmica, tensão superficial, entalpia de vaporização e capacidade térmica. Para o óleo, ainda são determinadas correlações para propriedades acessórias, como a temperatura e pressão críticas, ponto de ebulição e massa molecular.

Motta et al. (1998) apresentam equações que determinam o equilíbrio líquido-vapor de misturas óleo-refrigerante. Na tentativa de desenvolver uma correlação genérica, a teoria de Flory-Huggins foi utilizada. Considera-se o equilíbrio de fases, e dada a baixa pressão de vapor do óleo, a fração molar de vapor de óleo presente na mistura pode ser desprezada. O coeficiente de atividade é obtido pela teoria de Flory-Huggins, aproximando a mistura por uma solução polimérica. Os resultados obtidos mostram-se satisfatórios para concentrações de óleo menores que 50% (comuns ao longo de todo o circuito, exceto no compressor hermético e no reservatório de óleo), e principalmente para os óleos minerais. Os resultados comprovam a maior solubilidade nas misturas de R12/óleos minerais. As principais vantagens do trabalho estão no fato do mesmo possuir aplicação genérica, no que tange às possíveis combinações de óleo e refrigerante, e na facilidade de implementação computacional quando comparados aos modelos empíricos, cujos ajustes em geral apresentam não-linearidades; todavia, deve-se considerar que sua aplicação é satisfatória somente em casos onde a concentração típica de óleo é bem menor que 50%, além de ter em mente que, para misturas específicas, correlações empíricas devem apresentar resultados melhores.

Motta et al. (2000) revisa a seguir expressões para a determinação das propriedades termodinâmicas de misturas óleo-refrigerante. Inicialmente, as propriedades das substâncias foram determinadas e, depois, com hipóteses simplificativas quanto a mistura e a fração molar do vapor de óleo, foram estabelecidas as expressões para o cálculo das propriedades termodinâmicas da mistura em função da concentração de refrigerante. Para a fase vapor, novamente assume-se composição exclusiva de refrigerante, e para a fase líquida admite-se homogeneidade, isto é, os

componentes são totalmente miscíveis entre si; também assume-se a idealidade da mistura, permitindo calcular as propriedades da mistura por médias ponderadas pelas concentrações dos componentes (lei aditiva de mistura). Embora estas hipóteses não sejam sempre válidas, são assumidas viáveis para as principais misturas de óleo e refrigerante, o que pode ser comprovado pela pequena extensão do erro obtido neste trabalho.

Mermond et al. (1999) fornecem várias correlações para o cálculo das propriedades dos óleos lubrificantes, criadas para suprir a dificuldade em encontrar dados provenientes dos fabricantes. Também revisa e compara métodos para cálculo das propriedades termodinâmicas e físicas das misturas óleo-refrigerante.

### 2.3. Escoamentos Bifásicos

Os escoamentos multifásicos são encontrados freqüentemente nos problemas de engenharia, e a sua correta abordagem pode ser decisiva no projeto e na determinação das condições de operação de um sistema. Muitas são as formas que eles apresentam, seja quanto as fases que o compõem como quanto aos padrões observados.

Como exemplos, observam-se os escoamentos líquido-sólido no transporte de suspensões e sedimentos, gás-sólido no transporte pneumático de partículas sólidas e leitos fluidizados; escoamentos líquido-líquido (obviamente, imiscíveis) são observados em processos de extração e em situações de ebulição e condensação são observados escoamentos gás-líquido. Para este último caso, ainda são exemplos os transportes de misturas de óleo e gás.

Algumas metodologias de estudo podem ser aplicadas a várias destas composições, mas atenção especial é dada aos escoamentos de líquido e gás. Algumas aplicações importantes são:

- reatores nucleares, motores a combustão interna;
- evaporadores, condensadores, tubos de calor e sistemas de refrigeração em geral;
- canalizações de transporte de óleos e gases;
- sistemas de lubrificação;

Os escoamentos líquido-gás podem apresentar-se em diversos padrões, que basicamente dependem dos componentes da mistura e da concentração de cada um deles. Um parâmetro

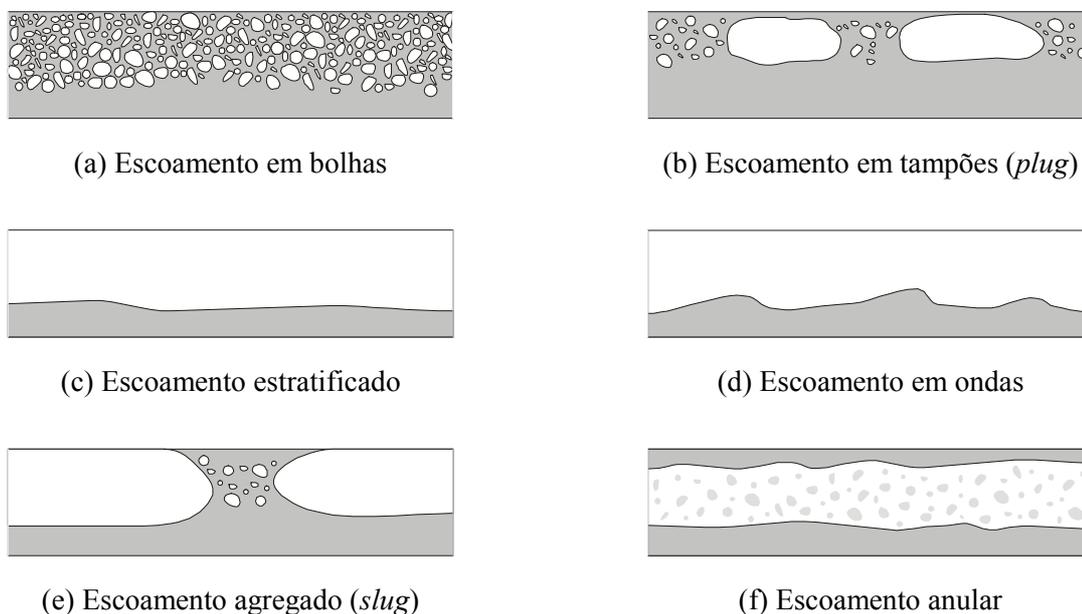
importante nestes escoamentos é o *título* da mistura, que é definido como a razão entre a massa de gás e a massa total em uma seção transversal:

$$x = \frac{m_g}{m_g + m_l} \quad (2.3)$$

Para um tubo circular horizontal, os seguintes padrões podem ser observados, respectivamente, com o aumento do título da fase gasosa:

- (a) *Escoamento em bolhas (bubbly flow)*: Ocorre geralmente quando o título de vapor é bastante reduzido, e se caracteriza pela presença de bolhas de vapor de tamanho reduzido dispersas em uma fase líquida contínua. A ação da gravidade tende a acumulá-las na porção superior do tubo.
- (b) *Escoamento em tampões (plug flow)*: O aumento do título com relação ao regime de bolhas permite a coalescência de algumas delas, resultando em um escoamento com bolhas maiores, semelhantes a tampões.
- (c) *Escoamento estratificado (stratified flow)*: Quando o escoamento ocorre com vazão reduzida e título elevado, há uma separação entre as fases, com o vapor escoando na parte superior e o líquido abaixo de uma interface relativamente uniforme.
- (d) *Escoamento em ondas (wavy flow)*: Com aumento da vazão quando comparado ao regime estratificado, a interface eventualmente se torna instável e ondulada. O cisalhamento que ocorre na interface em conjunto com a formação e quebra de ondas pode arrastar gotas de líquido para o interior do núcleo de vapor.
- (e) *Escoamento agregado (slug flow)*: Quando a vazão da fase líquida for maior, pode-se observar grandes bolhas de vapor escoando na parte superior do duto, formadas a partir do aumento da amplitude das ondas.
- (f) *Escoamento anular (annular flow)*: Neste regime, um filme de líquido escoia junto às paredes e uma fase gasosa escoia no interior do mesmo. Este escoamento é observado quando a velocidade da fase vapor for elevada e a vazão de líquido for moderada. Os efeitos de empuxo tornam a espessura do filme líquido menor na parte superior. Podem existir gotas de líquido no interior do núcleo de vapor oriundos do cisalhamento da interface líquida.

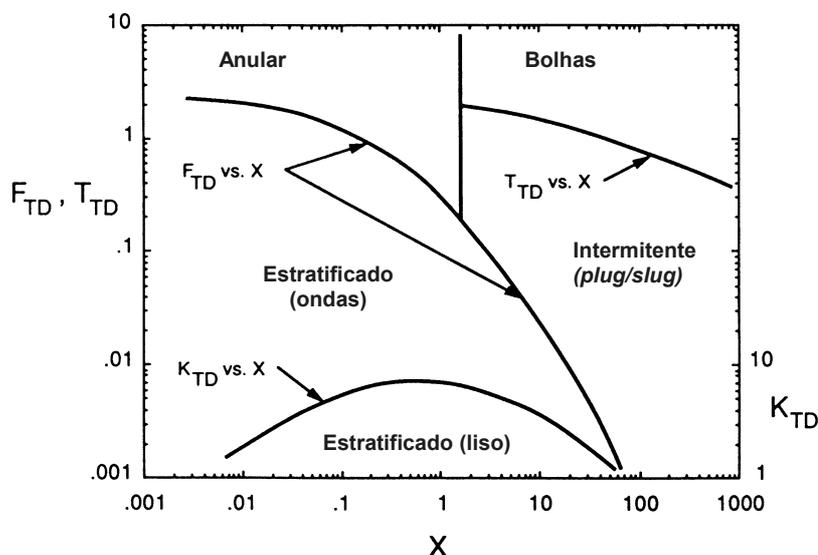
A figura 2.1 representa os padrões de escoamento anteriormente citados.



**Figura 2.1** – Representação esquemática dos padrões de escoamento bifásico em duto horizontal.

A determinação do padrão de escoamento apresentado pelo escoamento bifásico não é simples. A visualização do escoamento nem sempre é possível, e mesmo neste caso pode haver confusão entre alguns dos padrões. Talvez a forma mais razoável para tal determinação seja a medição dinâmica da fração de vazio do escoamento, pois permitiria o uso em tubos opacos. Mas a experiência mostra que mesmo estes resultados raramente são conclusivos e facilmente distinguíveis.

Por esta razão, foram criados mapas padrões de escoamento, que são gráficos bidimensionais divididos em regiões que correspondem aos vários padrões de escoamento. Estes mapas são construídos com base em parâmetros que relacionam o escoamento da fase líquida e da fase gás. Taitel e Dukler (1976) propõem um mapa baseado em grande embasamento teórico. Tal mapa é apresentado na figura 2.2. Os parâmetros  $X$ ,  $F_{TD}$ ,  $K_{TD}$  e  $T_{TD}$  serão descritos na seção 4.5 onde os mapas serão explorados em maiores detalhes.



**Figura 2.2** – Mapa de regimes de escoamento horizontais líquido-vapor (Taitel e Dukler, 1976).

A determinação do padrão de escoamento é de grande importância, e pode ser decisiva na escolha do método para o tratamento do escoamento em questão.

Os escoamentos bifásicos são, geralmente, mais complexos que os monofásicos. Além dos termos usuais de inércia, viscosidade e pressão, presentes no escoamento monofásico, é necessário levar em conta os efeitos das forças de tensão interfacial, características de molhamento do líquido nas paredes do canal e as trocas de quantidade de movimento entre as fases líquida e vapor dentro do escoamento.

Todavia, os métodos de análise usados para um escoamento bifásico são, via de regra, extensões daqueles utilizados na análise de escoamentos monofásicos. O procedimento é, invariavelmente, escrever as equações governantes básicas da conservação da massa, quantidade de movimento e energia, frequentemente na forma unidimensional, e resolvê-las através de algum procedimento analítico ou numérico (Drew, 1983). As principais metodologias são descritas a seguir.

- *Modelo Homogêneo*: Este modelo baseia-se na hipótese de que ambas as fases se movem com a mesma velocidade, não existindo deslizamento entre elas. Assim, o escoamento bifásico pode ser tratado como um escoamento monofásico, com propriedades obtidas por uma média ponderada das propriedades de cada fase. As fases são consideradas em equilíbrio, e os bons resultados fornecidos pelo modelo estão condicionados à boa mistura entre as fases.

- *Modelo de Fases Separadas:* Este método considera que as duas fases estão artificialmente segregadas em duas correntes, podendo possuir propriedades e velocidades diferentes. Os conjuntos de equações básicas devem ser escritos para cada fase.

São necessárias informações sobre a área do duto ocupada por cada fase ou da velocidade das mesmas, além do atrito com a parede do tubo. Dependendo da complexidade definida no modelo, podem ser necessárias ainda informações adicionais, como o atrito entre as fases.

De maneira geral, quando a velocidade entre as fases for a mesma, o modelo de fases separadas reduz-se ao modelo homogêneo. Também existem derivações deste modelo em que a atenção está voltada para o movimento relativo entre as fases, como o “*drift flux*”, cujo uso foi bastante difundido devido às necessidades da tecnologia nuclear.

- *Modelo de Dois Fluidos:* Este modelo é formulado em termos de dois conjuntos de equações de conservação, que governam os balanços de massa, de quantidade de movimento e energia para cada fase. As equações que contêm os termos de transporte através das interfaces são promediadas no espaço ou no tempo, usando-se técnicas apropriadas.

São necessárias informações sobre as interações por atrito e transferência de calor e massa entre cada fase e as paredes do tubo. A precisão deste modelo é altamente dependente da precisão destas informações e da boa avaliação dos termos de transferência interfacial.

Recentemente, novos métodos têm surgido no tratamento dos escoamentos bifásicos. Jaqmin (1999), por exemplo, utiliza a modelagem de campo de fases na solução das equações de Navier-Stokes para um escoamento bifásico e incompressível. Este método permite os cálculos do movimento de interface e sua deformação, mesmo utilizando malhas fixas.

Até o presente momento, o estudo do escoamento bifásico da mistura óleo/refrigerante foi pouco explorado. Em contrapartida, o estudo do escoamento bifásico do refrigerante puro tem sido amplamente estudado. Seu estudo se dá pela necessidade dos fabricantes de sistemas de refrigeração de obter um par de comprimento/diâmetro de tubo capilar que atenda a uma dada capacidade de refrigeração, especificadas as condições de entrada e saída do tubo capilar. A dificuldade de determinar o padrão de escoamento, dada a dificuldade da visualização (os tubos de vidro apresentam rugosidade distinta dos tubos capilares usados em aplicações práticas), leva ao uso dos diversos métodos para o estudo deste escoamento, e ainda leva em consideração ou

não uma região de metaestabilidade na mudança de fase. Nos trabalhos em geral, o tubo capilar é modelado como reto, horizontal e de seção transversal constante, considerando o escoamento unidimensional, adiabático, em equilíbrio termodinâmico e em regime permanente, normalmente desconsiderando a presença de óleo.

O amplo estudo deste escoamento bifásico de refrigerante e a geometria bastante semelhante ao problema em questão torna-o a principal referência neste trabalho para o escoamento da mistura enquanto não ocorre formação de espuma. A seguir, são citados alguns trabalhos relevantes no contexto da presente dissertação.

Melo et al. (1992) propuseram um modelo matemático para simular o desempenho de tubos capilares adiabáticos, considerando um tubo capilar reto, horizontal e com diâmetro constante; toma-se o escoamento como unidimensional, homogêneo, adiabático e em equilíbrio termodinâmico, e o refrigerante é isento de óleo. Fatores como o diâmetro do tubo, a perda de carga na entrada, extensão da região de escoamento metaestável, fator de atrito na região de líquido e na região bifásica foram avaliados, e conclui-se que as equações constitutivas adotadas afetam significativamente o modelo. Grande parte da comparação com os resultados experimentais mostrou-se satisfatória, mas sugeriu-se que esforços deveriam ser realizados na obtenção de informações experimentais com controle mais adequado das variáveis envolvidas.

Uma extensa atividade experimental decorreu desta sugestão, com a elaboração de uma bancada instrumentada, que permitia o controle e a medição destas variáveis relevantes ao escoamento. Gonçalves (1994) estudou o escoamento de três refrigerantes, R12, R134a e R600a, medindo as pressões de entrada e saída e em alguns casos também ao longo dos tubos. O escoamento responde como esperado, com uma região inicial monofásica e uma segunda região bifásica de maior queda de pressão; foi identificada uma região de metaestabilidade, porém de difícil controle.

Melo et al. (1994a) estudam o desempenho dos três fluidos anteriores, considerando uma mesma pressão de condensação e mesmo grau de subresfriamento na entrada, verificando que R12 e R134a geram fluxos de massa bastante semelhantes entre si e maiores que os do R600a.

Melo et al. (1994b) comparam os resultados de Gonçalves (1994) com seu modelo numérico, e uma concordância da ordem de  $\pm 10\%$  foi obtida para as vazões mássicas.

Boabaid Neto (1994) apresenta um modelo para simulação de desempenho de tubos capilares adiabáticos, utilizando o modelo homogêneo para o escoamento bifásico. Obtém-se

diretamente os comprimentos da região líquida e da região bifásica, integrando a equação da conservação da quantidade de movimento em cada uma das regiões. Porém, a evolução do escoamento ao longo do tubo não pode ser registrada.

Mezavila (1995) estuda o escoamento em tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos, obtendo a solução das equações de conservação passo a passo ao longo do tubo, permitindo estimar o fluxo de massa de refrigerante, determinar os perfis de pressão, temperatura e título para uma determinada configuração de trocador de calor tubo capilar-linha de sucção.

Trabalhos experimentais estudando o desempenho de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção foram realizados por Mendonça (1996) e Zangari (1998), e a comparação com os resultados obtidos numericamente por Mezavila (1995) verificou boa concordância.

Seixlack (1996) estuda o escoamento de R134a através do modelo de dois fluidos. Na primeira região, de líquido subresfriado, a queda de pressão é calculada pelo atrito no escoamento turbulento, considerando o fator de Churchill. Na segunda região, de escoamento bifásico, é utilizado o modelo de dois fluidos e cinco equações são resolvidas, conservação da massa, conservação da quantidade de movimento para a fase líquida e para a vapor, conservação de energia da mistura e da fase vapor. Isto permite considerar o não-equilíbrio dinâmico e térmico entre as fases e também os fenômenos interfaciais. São necessárias estimativas com relação à área, força e troca de calor interfacial, mas os resultados obtidos pelo modelo em comparação aos resultados de modelos homogêneos mostram melhor concordância. O modelo ainda considera a mudança entre os diversos regimes, desde bolhas para agitante e finalmente anular.

Chang e Ro (1996) investigam experimentalmente a queda de pressão no escoamento de refrigerantes HFCs em tubos capilares. Para o escoamento turbulento, determinam o fator de atrito, que é de grande importância no projeto dos capilares, visto que o atrito é o principal causador da queda de pressão ao longo do capilar.

Inicialmente, investigam experimentalmente o escoamento de refrigerantes HFCs (R32, R125, R134a) e de suas misturas, binárias ou ternárias. Na entrada do escoamento há um fluxo de refrigerante líquido subresfriado e na saída encontram-se condições críticas (escoamento bloqueado).

Os autores também modelam o escoamento para obter numericamente a queda de pressão por fricção. Para isto, dividem o escoamento em duas regiões: na primeira, apenas refrigerante líquido subresfriado esco. O regime de escoamento é turbulento e o fator de atrito é determinado

pela equação de Haaland, que leva em conta o número de Reynolds e a rugosidade da parede do tubo; o erro médio entre os resultados numéricos da queda de pressão e os valores experimentais obtido nesta região é de 7,6%. Na segunda região, após o início da vaporização, ocorre escoamento bifásico, que é tratado com um modelo homogêneo, dado que observa-se um escoamento com bolhas com um título na saída relativamente baixo, por volta de 0,2 a 0,3. Nesta segunda região, além do atrito, é considerada a aceleração devido ao aumento do volume específico. Vários modelos são testados para estimar a viscosidade do fluido bifásico, e o fator de atrito utilizado baseia-se naquele utilizado na primeira região. Na segunda região, os erros entre o cálculo do gradiente de pressão por fricção e os resultados obtidos experimentalmente situam-se na faixa de 15%.

Meyer e Dunn (1998) estudam o escoamento de R22 em um tubo capilar adiabático, buscando compreender a região de metaestabilidade. De fato, concluíram que o ponto onde é desencadeado o processo de vaporização das bolhas depende de como este ponto foi alcançado – no que tange à temperatura de entrada. Assim, observam que atingir um dado estado pela redução do subresfriamento (aumento da temperatura) permite trabalhar com um fluxo de massa maior do que aquele atingido pelo aumento do subresfriamento, pois a região de escoamento de líquido é aumentada. Logo, diferentes fluxos podem existir para uma mesma condição de entrada.

Yan e Lin (1998) estudam experimentalmente a transferência de calor e a queda de pressão por atrito para o escoamento de R134a em um duto de diâmetro 2,0mm, examinando os efeitos do fluxo de calor imposto, fluxo de massa, título e temperatura de saturação. Verificam que o comportamento da troca de calor no tubo difere bastante daquele observado em dutos de maior diâmetro, com valores mais elevados para os coeficientes de troca evaporativa. Concluem que, para um maior fluxo de calor na parede, o coeficiente de transferência de calor é maior, a menos que o título seja muito alto. O aumento do fluxo de massa favorece a troca de calor para baixas taxas de transferência de calor na parede, mas para altos valores de fluxo esta troca de calor pode até ser reduzida. Quanto à queda de pressão, esta aumenta tanto com o aumento do fluxo de massa como também com o aumento do fluxo de calor imposto sobre a parede.

Chen et al. (2000) desenvolvem um modelo de escoamento de refrigerante em tubos capilares adiabáticos, com condição de escoamento bloqueado na saída. O escoamento é dividido em quatro regiões, líquido subresfriado, líquido metaestável, região bifásica metastável e escoamento bifásico em equilíbrio. As equações de conservação da massa e quantidade de movimento linear são transformadas em diferenças finitas e então resolvidas com um método

Runge-Kutta de 4ª ordem. O regime de escoamento em estudo é turbulento, e um modelo homogêneo é utilizado na região bifásica. Nesta região, a equação da energia também deve ser resolvida. A região de metaestabilidade de líquido é tratada como a subresfriada, porém a pressão encontra-se abaixo da saturação. Ao atingir-se a pressão de desprendimento de gás, considera-se a coexistência de líquido saturado e superaquecido, até que o último seja extinto.

O modelo é testado com R22 e R134a e comparado com resultados experimentais, apresentando maior precisão que os métodos que desconsideram a região de metaestabilidade. As correlações podem ser usadas para calcular diretamente o fluxo de massa crítico para um dado tubo capilar ou para condições de escoamento pré-definidas.

Wongwises et al. (2000) comparam teoricamente as características do escoamento de diversos refrigerantes em tubos adiabáticos, e a região bifásica é estudada através de um modelo homogêneo. Consideram um tubo reto horizontal, com diâmetro e rugosidade interna constante, onde ocorre um escoamento unidimensional turbulento, em equilíbrio termodinâmico. O escoamento bifásico é suposto homogêneo e adiabático, e a região de líquido metaestável é desprezível.

A região inicial é de escoamento de líquido subresfriado, a queda de pressão se deve exclusivamente ao atrito e o fator de fricção é calculado pela relação de Colebrook. Na região bifásica, além das equações do movimento, resolve-se a equação da energia, considerando as paredes do tubo adiabáticas. O mesmo fator de atrito do escoamento monofásico é adotado, e vários modelos de viscosidade são testados, buscando verificar o que melhor se adapta ao escoamento em estudo. Os cálculos iniciam com o conhecimento da pressão e temperatura na entrada do tubo, diâmetro e rugosidade deste e o fluxo de massa, e são realizados até a condição de escoamento bloqueado, determinando as características do escoamento e o comprimento do tubo. Concluíram que os refrigerantes HFCs apresentaram significativamente maiores quedas de pressão e temperatura comparadas ao R12, resultando em menores comprimentos de tubulação.

Wongwises e Pirompak (2001) refinam o estudo anterior de forma a criar tabelas que permitam selecionar o comprimento do tubo pelo fluxo de massa e condição de escoamento ou vice-versa. Mostra-se que, independente do refrigerante, o comprimento decresce (aumenta a queda de pressão) à medida que crescem o fluxo de massa e a rugosidade relativa, e na medida que diminuem o diâmetro, subresfriamento e pressão na entrada.

Chen e Lin (2001) estudam o fenômeno da metaestabilidade no escoamento de refrigerante em tubos capilares diabáticos e, utilizando a teoria de nucleação homogênea,

desenvolvem uma correlação de previsão da depressão de vaporização, que é a diferença da pressão real com a pressão de saturação para o fluido em uma dada posição. Os resultados são comparados com dados experimentais obtidos em um escoamento de R134a. Mostra-se que a depressão de vaporização diminui com o aumento de troca de calor pelas paredes do tubo, até anular-se para um dado valor de fluxo crítico, acima do qual inexiste a região de metaestabilidade.

Liang e Wong (2001) estudam o escoamento bifásico de refrigerante com um modelo de fluidos separados, *drift flux*, que analisa o movimento relativo entre as fases. A dificuldade encontrada é a falta de resultados experimentais quanto a estas velocidades relativas. Na região de líquido resfriado, o gradiente de pressão se deve exclusivamente ao atrito, e a correlação de Colebrook é utilizada. Ao atingir a pressão de saturação, gás começa a ser liberado e inicia a região bifásica. Nesta região bifásica, a queda de pressão apresenta uma parcela devida à aceleração, e o modelo simula a interação entre as duas fases. Além das equações de conservação da massa, quantidade de movimento linear e energia, é resolvida a equação da velocidade relativa do gás em relação ao centro de massa da mistura (Zuber, 1965), obtendo-se os resultados de velocidade do centro de massa, de escorregamento do gás, pressão e fração de vazio. As demais variáveis são obtidas a partir destas, e o cálculo se encerra na condição crítica. Boa concordância foi obtida com resultados experimentais para R12 e R134a.

#### 2.4. Escoamento de Espuma

Uma espuma é um fluido estruturado em que bolhas de gás estão separadas por um filme fino de líquido e a fração volumétrica da fase contínua de líquido é pequena (Kraynik, 1988). A espessura do filme líquido varia de 10 a 1300nm e as regiões de interseção destes filmes são denominados de *plateau borders*. Comumente uma espuma é simplesmente definida como uma dispersão de bolhas de gás em um líquido, onde o gás normalmente ocupa a maior parcela do volume (Calvert, 1990).

Usualmente, as espumas são caracterizadas pela fração de vazio, computada como a razão entre o volume de gás e o volume total. Teoricamente as espumas devem possuir frações de vazio compreendidas entre 0,5 e 0,97. Uma fração de vazio comum é 0,7. Para frações de vazio maiores que aproximadamente 0,75, as bolhas necessariamente deformam-se umas em relação às outras.

Em algumas situações não é óbvio identificar se um material bifásico é ou não uma espuma, o que se torna um aspecto crítico em situações de escoamento, visto que as propriedades de uma espuma são muito diferentes daquelas do escoamento bifásico convencional (Calvert, 1990).

Há várias formas de produzir uma espuma aquosa, como, por exemplo, através da redução brusca de pressão de um líquido supersaturado com gás. Também há casos onde o processo de nucleação das bolhas é o mais importante, como na fermentação. Meios mecânicos também podem ser usados, como a agitação ou a injeção de gás no interior de um líquido. No caso da mistura óleo/refrigerante, o processo de geração da espuma normalmente ocorre por liberação de gás refrigerante com queda brusca de pressão ou através da agitação da mistura (Yanagisawa et al., 1991).

Aplicações envolvendo espumas em processos industriais modernos cresceram substancialmente nos últimos anos. Espumas são usadas para melhorar a extração de óleo e em processos de furação na indústria de petróleo. A natureza altamente viscosa de espumas beneficia o transporte de particulados em operações de furação e limpeza de poços (Kraynik, 1988).

Beneficiamento de minérios por flotação em espumas é usado para processar mais de cem toneladas de minério por ano. Espumas também são usadas para transportar carvão pulverizado em tubulações. Além disso, são veículos atrativos para dispersar pigmentos e outros tratamentos superficiais em papel de revestimento e acabamento de tecido, onde o gasto de energia na secagem é importante (Kraynik, 1988).

A indústria de higiene pessoal descobriu que a espuma é um dos fatores dominantes na determinação do valor comercial de produtos cosméticos tais como sabonetes, shampoos, cremes de barbear, pastas dentais, etc. Em uso doméstico, a indústria alimentícia utiliza a espuma na produção de gêneros tais como o chocolate aerado, entre outros. Espumas também têm sido usadas crescentemente em materiais de construção e isolamento.

Espumas são também utilizadas no combate a incêndios, pois ao contrário da água, que agita e espalha o fogo em líquidos menos densos, como o petróleo, a espuma extingue o fogo por abafamento. De fato, esta aplicação foi uma das fontes motivadoras dos primeiros estudos do escoamento de espuma em dutos.

O comportamento e a formação de espuma também é importante na lubrificação por filme fluido e na selagem. Óleos podem conter uma grande quantidade de gás dissolvido e, devido à

queda de pressão e aumento de temperatura dentro dos mancais e outras partes mecânicas, a solubilidade do gás diminui e uma intensa liberação de gás ocorre, resultando na formação de espuma. A lubrificação é grandemente afetada pela presença de espuma e muitas pesquisas são necessárias para melhor entender e controlar a sua formação e seu impacto no desempenho dos mancais (Prata, 1996).

O estudo da espuma já encontra dificuldades a partir de sua produção. Uma espuma estável é freqüentemente difícil de se obter, pois as mudanças começam a ocorrer logo que as bolhas são formadas. As bolhas menores tendem a se dissolver enquanto que as maiores crescem por difusão ao longo da fase contínua. Além disso, pode ocorrer a mudança de forma das bolhas e a sua coalescência com a migração do líquido da região entre as bolhas para a camada de líquido superficial.

Espumas líquidas devem ser vistas como um fluido estruturado que possui um comportamento reológico complexo, fortemente dependente da estrutura local e da constituição físico-química. Observações experimentais do comportamento reológico têm mostrado que espumas são altamente viscosas. Usualmente, a viscosidade efetiva das espumas, uma vez removido o efeito de deslizamento da camada de líquido, é várias centenas de vezes (por volta de 200 vezes, em casos típicos) a viscosidade da base líquida (Calvert, 1990). Os dados de viscosidade de espumas existentes na literatura são freqüentemente duvidosos, pois as dimensões das bolhas não têm sido medidas simultaneamente.

Apesar das espumas serem fluidos bifásicos, as propriedades de uma espuma são muito distintas daquelas do escoamento bifásico convencional. A espuma possui uma tensão de escoamento abaixo da qual não sofre deformação. A existência desta tensão pode ser explicada em termos da energia necessária para mudar a geometria das junções das membranas de uma configuração estável para outra. Acima deste valor, a espuma se deforma de maneira não-linear, com a tensão variando com a taxa de deformação.

A complexidade reológica das espumas vai além da existência da tensão de escoamento e da viscosidade dependente da taxa de deformação. Outra característica visível no escoamento da espuma é o deslizamento nas superfícies sólidas. De fato, trata-se de uma fina camada de líquido que separa a espuma do contato direto com a superfície sólida, de modo que, aplicando uma tensão inferior ao valor da tensão de escoamento, pode ser observado um integral transporte da espuma em escoamento pistonado, isto é, com velocidade uniforme. Com o aumento de tensão

sobre o escoamento, será observada deformação da espuma na região das maiores tensões, próximas da parede. Todavia, como a tensão é zero na região central do escoamento, sempre será observada uma região de escoamento pistonado.

A grande proporção de gás presente na espuma, entre 70 e 99%, também sugere o estudo dos efeitos de compressibilidade. Em velocidades suficientemente altas, variações de pressão podem ser suficientes para alterar a densidade da espuma. Outros efeitos de menor importância podem estar presentes, como o aumento da pressão nas pequenas bolhas devido a tensão superficial.

Kraynik (1988) estuda os efeitos descritos anteriormente e apresenta boa revisão sobre modelos micromecânicos de reologia da espuma, e reforça a necessidade da cuidadosa caracterização da estrutura da espuma e sistemáticas medições reológicas.

O modelo de escoamento de espuma desenvolvido por Calvert (1990) incorpora as principais características verificadas por diferentes pesquisadores no que se refere ao microescoamento de espumas, tais como: tensão de deslizamento, não linearidade entre tensão e taxa de deformação e a existência de deslizamento nas superfícies sólidas. Entretanto o escoamento ainda é suposto incompressível.

Calvert considera a existência de uma fina camada de líquido próximo às paredes do duto. Esta camada atua no sentido de lubrificar o escoamento da espuma, visto que sua viscosidade é muito menor do que a da espuma. Conseqüentemente, a maior parte da deformação do fluido deve ocorrer nesta região. A espessura da camada de líquido,  $\delta_s$ , está relacionada ao diâmetro médio das bolhas.

Esta camada de líquido permite que ocorra escoamento da espuma mesmo se a tensão de cisalhamento na parede,  $\tau_w$ , for menor que a tensão de escoamento,  $\tau_e$ . Este escoamento é denominado de escoamento pistonado (*plug flow*), em que o perfil de velocidades é uniforme. O tratamento do escoamento modela o efeito da espessura da camada de líquido como uma velocidade de deslizamento na parede.

Um aumento da tensão na parede, produzida por um aumento na diferença de pressão, desde que ultrapasse a tensão de escoamento,  $\tau_w > \tau_e$ , provocará o início da deformação da espuma na região próxima a parede. Aumentos maiores movem a região de deformação cada vez

mais para o interior do duto. Contudo, sempre existirá uma região central na qual não haverá deformação, região de escoamento pistonado, visto que em  $y=0$  a tensão deve ser nula.

Yanagisawa et al. (1991) investigam o espumamento que pode ocorrer nos compressores de refrigeração, com uma mistura de refrigerante R22 e óleo naftênico. Simulando um compressor rotativo, foram estudados os efeitos de espumamento devido a dois mecanismos distintos, o da queda de pressão produzido pela rotação de uma lâmina e o de injeção de vapor. Também são estudados os efeitos da carga de refrigerante e da temperatura sobre o espumamento e a estabilidade da espuma. Comprova-se um crescimento linear no espumamento com o aumento da rotação ou da vazão de gás. Com o aumento da massa de refrigerante, existe uma condição para a qual é máxima a formação de espuma, que é próxima da condição de saturação. Quanto à temperatura, um máximo também ocorre, pois a facilidade de liberação das bolhas aumenta pela diminuição da viscosidade, contudo, reduzindo também a estabilidade. Aqui, observa-se como conclusões importantes que a saturação é um fator determinante para o espumamento, e que uma menor viscosidade torna a espuma mais instável.

Utilizando uma formulação semelhante à de Calvert (1990), Burley e Shakarin (1992) estudam experimentalmente a queda de pressão e o fluxo de massa em tubos capilares, para espumas iônicas e aniônicas, e também estudam a reologia das mesmas, como parte da pesquisa da eficácia da espuma na extração de óleo em meios porosos. Uma das principais conclusões é que a fração de vazio da espuma influi sobre os principais parâmetros que a representam (tensão de escoamento, viscosidade aparente e deslizamento na parede), e portanto influi na vazão e na queda de pressão sofrida ao longo do escoamento.

Pithia (1995) desenvolve um modelo para a determinação dos níveis de tensão em espumas aquosas bidimensionais, baseando-se na interação entre os filmes que separam as bolhas, os *plateau borders*. Assim, novo entendimento pode ser dado à dinâmica da espuma, atribuindo a esta interação o comportamento dos filmes e não diretamente às bolhas. Esta formulação do escoamento da espuma tem forte analogia com o movimento de descontinuidades na metalurgia, e o principal resultado obtido é uma equação para a taxa de deformação.

Gasche (1996) analisou o escoamento de óleo e refrigerante pela folga radial de compressores rotativos de pistão rolante, apresentando de maneira introdutória um modelo bifásico que considera a formação de espuma. Ressalta porém a necessidade de se realizar um

trabalho experimental sobre visualização do escoamento da mistura óleo-refrigerante para o melhor conhecimento das características da espuma neste escoamento.

Goswami et al. (1997) estudam características de espumamento em misturas óleo e refrigerante, determinando experimentalmente as taxas de absorção e liberação de gás, além da tensão superficial dinâmica e das medições de estabilidade da espuma e espumabilidade das misturas. Destes resultados, concluem que baixas taxas de absorção de refrigerante correspondem a uma menor redução na tensão superficial e assim, menor formação de espuma. Comparando as misturas específicas, mostra que aquelas de HFCs e ésteres poliol em geral apresentam menores reduções na tensão superficial, e, por conseqüência, menor espumabilidade e estabilidade da espuma, em relação às misturas dos halogenados com óleos minerais. A mistura R134a/éster poliol, todavia, apresenta um comportamento bastante similar aos CFCs/minerais quanto à redução de tensão superficial.

Tokura et al. (1997) estuda a queda de pressão no escoamento de espumas aquosas em dutos circulares e retangulares. Utilizando o modelo de Calvert, prevêem a queda de pressão no escoamento com o conhecimento da espessura da camada de líquido na parede, estimada como a espessura das lamelas entre as bolhas, uma vez que sua medição é ainda difícil.

Gardiner et al. (1999) apresenta um modelo para prever perdas de pressão em dutos para diversas espumas. Em seu modelo, considerando a utilização em altos níveis de tensão, o comportamento da viscosidade da espuma é caracterizado por uma lei de potência. Também é considerado o deslizamento da parede. Na tentativa de relacionar a viscosidade com a variação da estrutura da espuma, bem como a determinação da espessura e da camada de deslizamento, utiliza-se a técnica de equalização de volumes, que permite determinar uma equação geral relacionando as tensões com as taxas de deformação, através do uso da taxa de expansão específica da espuma ( $\epsilon$ ).

No modelo de Gardiner et al. (1999) são resolvidas as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento linear, considerando um escoamento unidimensional. Os modelos de viscosidade e deslizamento mantém a necessidade de determinação empírica, mas a partir disto o modelo já serve como base de cálculo para o projeto de dutos que transportam espumas.

Herzaft (1999) revisa alguns trabalhos experimentais sobre a reologia de espumas aquosas, estudando a velocidade de deslizamento na parede, a tensão de escoamento, a textura e estabilidade da espuma, além de sua compressibilidade, através de medições experimentais. De fato, confirma a necessidade de relacionar a textura com a reologia da espuma durante estes testes.

Deshpande e Barigou (2001) estudam experimentalmente o escoamento de espumas através de acessórios de tubulações, buscando analisar, além da queda de pressão, as mudanças de estrutura que a passagem pelos acessórios podem provocar na espuma. No trabalho, mostram que a placa de orifício tem pequena influência sobre o escoamento, mas outros acessórios, como uniões e cotovelos, provocam grandes diferenças entre a queda de pressão à montante e a jusante do acessório, confirmando a mudança de estrutura da espuma, o que é indesejável em certos casos, quando a preservação da estrutura do produto é importante.

### **FORMULAÇÃO DO PROBLEMA**

Neste capítulo, define-se a geometria do problema e o tratamento que será dado ao escoamento. São apresentadas as hipóteses simplificativas assumidas e discutem-se alguns aspectos do escoamento. Depois, as equações que regem o fenômeno são resolvidas, indicando como serão obtidos os resultados de interesse. Finalmente, é apresentada a metodologia de solução.

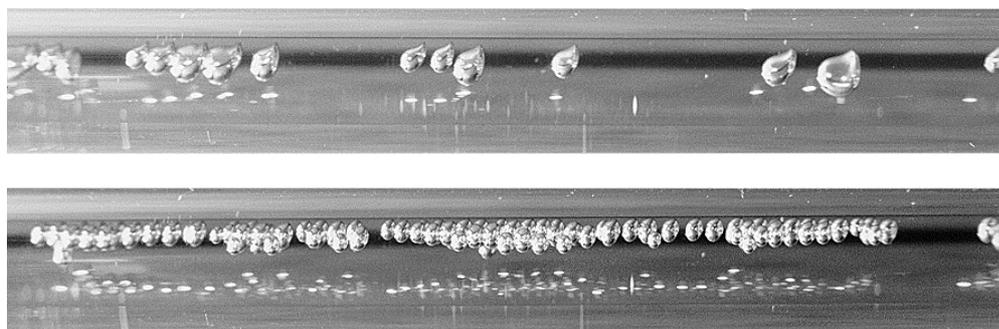
#### **3.1. Modelo Físico**

O caso em estudo é o escoamento bifásico de uma mistura de um fluido lubrificante com um fluido refrigerante, ao longo de uma tubulação com diâmetro  $D$  constante e comprimento total  $L$ , e deseja-se determinar as características referentes ao escoamento e ao fluido, como, por exemplo, o perfil de velocidades em certas posições, a pressão e a queda de pressão em intervalos escolhidos, temperatura, além da variação de propriedades como a concentração, a fração de vazio, a massa específica e a viscosidade ao longo da canalização.

Para isto, parte-se de um escoamento cujo fluxo de massa é conhecido, bem como as demais características na entrada da tubulação (pressão, temperatura e concentração inicial de refrigerante). Desprezando a metaestabilidade, a mistura pode estar saturada ou subsaturada. Quando estiver saturada, pode ou não existir gás livre da fase líquida. Também estão disponíveis correlações para as propriedades dos fluidos em estudo, assumindo que a mistura esteja em equilíbrio local; as propriedades devem ser determinadas em cada posição do tubo. A concentração inicial será tomada como referência para os cálculos do título (razão entre a massa de gás livre e a massa total de fluido) e a fração de vazio (razão entre o volume de gás e o volume total), importante na caracterização do escoamento ao longo do duto.

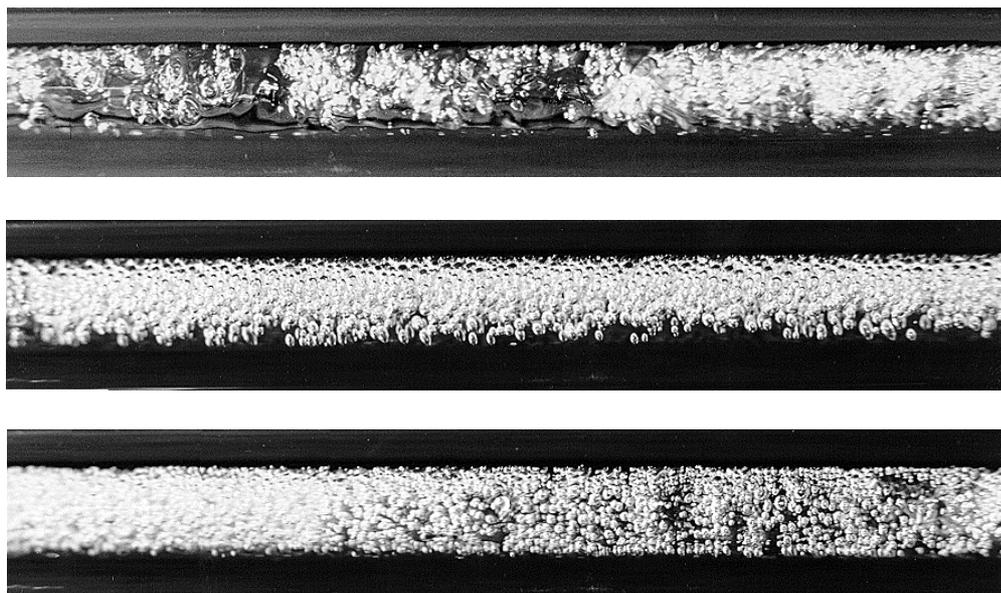
Com a queda de pressão no escoamento, a solubilidade do refrigerante no óleo diminui, e, a partir da condição de saturação, o excesso é liberado em gás, formando bolhas, enquanto a mistura permanece saturada de refrigerante. Em consequência dessa liberação, a presença da fase vapor aumenta gradativamente e a temperatura diminui, uma vez que a energia requerida para a mudança de fase é retirada da mistura. O fluido em escoamento já não é mais monofásico, e deve ser tratado levando em conta os efeitos das duas fases. Para escoamento em bolhas, com baixo título de gás, o modelo homogêneo de escoamento bifásico representa satisfatoriamente o escoamento. A partir de uma determinada condição crítica, caracterizada por sua fração de vazio,  $\alpha_{lim}$ , ocorre a formação de espuma, cujas características são distintas daquelas do escoamento bifásico convencional. A fração de vazio limite pode depender tanto das condições do escoamento (fluxo de massa, pressão e temperatura) como da mistura (especificação do lubrificante e do refrigerante).

A seguir, algumas das visualizações do escoamento obtidas por Lacerda (2000) são apresentadas para esclarecer as alterações de comportamento ao longo do duto. A figura 3.1 apresenta o escoamento no duto numa posição inicial, onde a população de bolhas é pequena, mas já uma região de escoamento bifásico. O diâmetro das bolhas é ainda grande, e pouca interação ocorre entre elas. A figura registra dois instantes distintos do escoamento, e a diferença mostra que o regime não é verdadeiramente permanente.



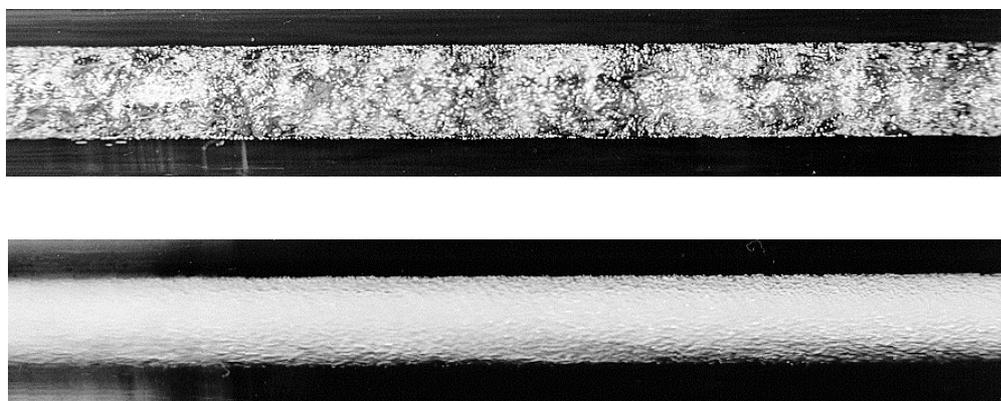
**Figura 3.1** – Visualização do escoamento da mistura óleo e refrigerante numa posição inicial (70,0cm).

A figura 3.2 apresenta visualizações do escoamento em uma posição intermediária, onde é visível a redução do diâmetro das bolhas, praticamente não existindo coalescimento. As bolhas se distribuem praticamente de forma homogênea pelo diâmetro do duto, de forma que os efeitos da gravidade já não são mais importantes.



**Figura 3.2** – Visualização do escoamento da mistura numa posição intermediária do duto (266,8cm).

A figura 3.3 mostra a visualização numa posição final do duto, onde as bolhas praticamente não são identificadas, mas sim uma estrutura contínua e homogênea, indicando o escoamento de espuma.



**Figura 3.3** – Visualização do escoamento da mistura óleo e refrigerante próximo ao fim do duto (504,5cm).

A partir das considerações anteriores, é possível elaborar um modelo, que será constituído de duas regiões: uma região de escoamento bifásico convencional e uma região de escoamento de espuma.

Assume-se como hipótese que o escoamento seja em regime permanente. As paredes do tubo são consideradas adiabáticas, e a energia necessária à vaporização do refrigerante provém da própria mistura. A região de metaestabilidade é desprezada.

- Na primeira região ( $0 < \alpha < \alpha_{lim}$ ), modela-se um escoamento bifásico convencional utilizando o modelo homogêneo, supondo que as velocidades das duas fases sejam iguais. São resolvidas as equações de conservação da massa, quantidade de movimento linear e energia para o pseudo-fluido homogêneo. As forças consideradas são a inércia, as forças de pressão e as de atrito viscoso, onde é assumido que o fluido apresenta comportamento newtoniano, isto é, a relação entre tensões viscosas e a taxa de deformação do fluido é linear.
- Na segunda região ( $\alpha \geq \alpha_{lim}$ ), considera-se escoamento bifásico da espuma, onde vale o equilíbrio entre as forças de pressão, atrito viscoso e inércia nas hipóteses assumidas, além do modelo proposto por Calvert (1990), que possui as seguintes características principais:

Considera-se a existência de uma fina camada de líquido próxima às paredes do duto, lubrificando o escoamento de espuma, uma vez que sua viscosidade é muito menor que a da espuma, sendo esta região aquela onde deve ocorrer grande parte da deformação do fluido. Esta camada relaciona-se com o diâmetro médio das bolhas e com a razão de expansão da espuma. A camada de líquido permite escoamento mesmo que a tensão na parede,  $\tau_w$ , seja menor que a tensão de escoamento,  $\tau_e$ , originando um escoamento denominado de escoamento pistonado, com perfil de velocidade uniforme.

Por estas hipóteses, afirma-se que a espessura da camada de líquido é um parâmetro importante no escoamento. Dada a sua pequena dimensão comparada ao diâmetro do escoamento, muitas vezes a espessura da camada de líquido é tratada como uma condição de deslizamento na parede.

Com o aumento da tensão na parede, por aumento da diferença de pressão, de forma que  $\tau_w > \tau_e$ , provoca-se uma deformação da espuma na região próxima à parede. O comportamento não-newtoniano da espuma pode ser descrito pela seguinte relação constitutiva:

$$\tau = \tau_e + \kappa \left( \frac{du}{dr} \right)^n \quad (3.1)$$

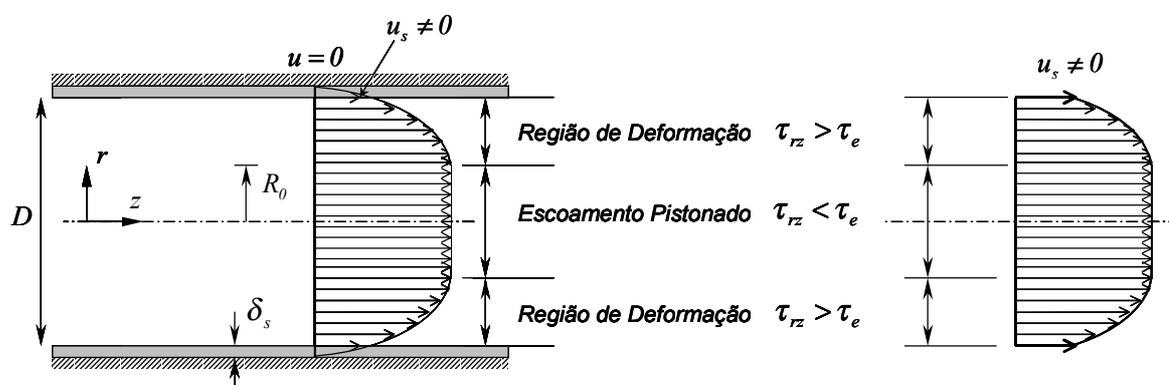
onde,

$\tau_e$  = tensão de escoamento da espuma;

$\frac{du}{dr}$  = taxa de deformação para o caso de um escoamento unidimensional;

$\kappa, n$  = parâmetros do modelo não-newtoniano;

A figura 3.4 apresenta o perfil de velocidades para o escoamento de espuma, com a região do escoamento pistonado e a região de deformação. Também é ilustrada a equivalência entre a camada de líquido e o deslizamento na parede.



**Figura 3.4** – Perfil de velocidade no escoamento de espuma indicando a região central de escoamento pistonado e equivalência do filme com o escorregamento na parede

A partir destas hipóteses, pode-se escrever o modelo matemático. O escoamento se dá na direção do comprimento do tubo, e é possível resolvê-lo parabolicamente utilizando um processo de marcha, com soluções unidimensionais ao longo das seções transversais do duto.

### 3.2. Modelo Matemático

A geometria do problema é apresentada na figura 3.5, com a direção radial em dimensão ampliada.

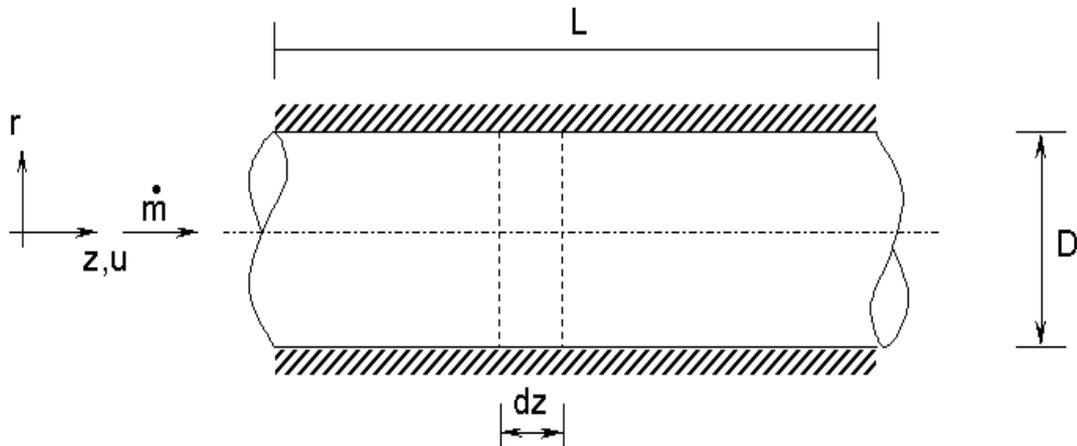


Figura 3.5 – Geometria do Problema

#### 3.2.1. Hipóteses Simplificativas

- Escoamento completamente desenvolvido;
- Regime permanente;
- Fronteiras adiabáticas e impermeáveis;
- Região de metaestabilidade desprezível;

#### 3.2.2. Definições Preliminares

*Concentração de refrigerante*: quantidade de refrigerante dissolvida na mistura líquida, em base mássica:

$$w = \frac{m_{rl}}{m_l} \quad (3.2)$$

A quantidade máxima de refrigerante que pode estar dissolvida numa dada condição de pressão e temperatura é definida como *solubilidade*:

$$w_{sat} = w_{sat}(p, T)$$

*Título da Mistura:* é a razão entre a massa de gás e a massa total da mistura, que pode ser escrita em função da concentração de refrigerante na entrada do escoamento,  $w_e$ ,

$$x = \frac{w_e - w}{I - w} \quad (3.3)$$

*Fração de Vazio:* razão entre o volume ocupado pelo gás e o volume total:

$$\alpha = \frac{V_g}{V_{tot}} = \frac{A_g dz}{A dz} = \frac{A_g}{A} \quad (3.4)$$

Considerando a velocidade do escoamento do gás idêntica a do líquido, a fração de vazio pode ser escrita como,

$$\alpha = \frac{I}{\left( I + \left( \frac{I}{x} - I \right) \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)} \quad (3.5)$$

*Propriedades Aparentes:* Como o fluido bifásico será tratado como um pseudo-fluido monofásico no modelo homogêneo, há a necessidade de definir valores representativos das propriedades em função das propriedades das fases presentes, o que se denominam de propriedades aparentes  $(\bar{\mu}, \bar{\rho})$ . As definições destas propriedades serão discutidas posteriormente.

### 3.2.3. Equações Governantes do Problema

- *Equação da Conservação da Massa*

Sendo o fluxo de massa constante ao longo do duto, tem-se,

$$\frac{d\dot{m}}{dz} = 0 \quad (3.6)$$

Como  $\dot{m} = \bar{\rho} \bar{V} A$ ,

$$\frac{d(\bar{\rho} \bar{V} A)}{dz} = 0 \quad (3.7)$$

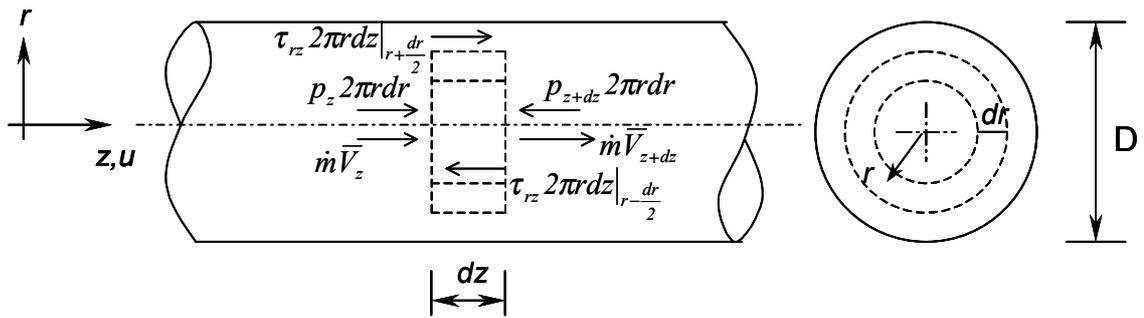
Para  $A$  constante resulta em,

$$\bar{V} \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \bar{\rho} \frac{d\bar{V}}{dz} = 0 \quad (3.8)$$

que, ao ser multiplicada por  $\bar{V}$ , pode ser reescrita como:

$$\bar{V}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} = -\bar{\rho} \bar{V} \frac{d\bar{V}}{dz} \quad (3.9)$$

- *Equação da Conservação da Quantidade de Movimento Linear*



**Figura 3.6** – Forças atuantes sobre o fluido em escoamento

Conforme explorado na figura 3.6, na direção do escoamento os principais efeitos observados são os seguintes:

- 1) Efeitos viscosos, onde considera-se a variação da tensão de cisalhamento ao longo do raio:

$$dF_{at} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) Adz \quad (3.10)$$

- 2) Forças devido a diferença de pressão ao longo do escoamento:

$$dF_p = -\frac{dp}{dz} Adz \quad (3.11)$$

3) Aceleração do fluido:

$$dF_{res} = \bar{\rho} \bar{V} \frac{d\bar{V}}{dz} Adz \quad (3.12)$$

Assim, fazendo o equilíbrio das forças, tem-se,

$$dF_{res} = dF_p + dF_{at} \quad (3.13)$$

e, substituindo as equações (3.10) a (3.12) na equação (3.13) e simplificando o termo  $Adz$ , resulta:

$$\bar{\rho} \bar{V} \frac{d\bar{V}}{dz} = -\frac{dp}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) \quad (3.14)$$

Isolando o gradiente de pressão na equação anterior:

$$\frac{dp}{dz} = -\bar{\rho} \bar{V} \frac{d\bar{V}}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) \quad (3.15)$$

E substituindo o resultado da equação (3.9) na equação (3.15) obtém-se:

$$\frac{dp}{dz} = \bar{V}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) \quad (3.16)$$

A equação anterior será utilizada para a determinação de pressão ao longo do escoamento.

- *Equação da Conservação da Energia*

Em sua forma diferencial (Aris, 1962), a equação da conservação da energia estabelece que,

$$\rho \frac{de}{dt} = -\nabla \cdot \bar{q} + \rho \dot{q} - p \bar{\nabla} \cdot \bar{u} + \bar{\bar{P}} : \bar{\bar{D}} \quad (3.17)$$

onde,

$e$  = energia interna por unidade de massa;

$\bar{q}$  = vetor fluxo de calor;

$\dot{q}$  = geração de calor por unidade de massa;

$\bar{\bar{P}}$  = tensor tensão viscoso;

$\bar{\bar{T}}$  = tensor taxa de deformação;

A derivada  $\frac{d(\ )}{dt}$  representa a derivada material, calculada como  $\frac{d(\ )}{dt} = \frac{\partial(\ )}{\partial t} + \bar{u} \cdot \bar{\nabla}(\ )$ .

Para paredes adiabáticas, sem geração interna de calor e desprezando a dissipação viscosa, a equação (3.17) se torna:

$$\rho \frac{de}{dt} = -p \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \quad (3.18)$$

É possível escrever a energia interna em função da entalpia, de acordo com:

$$e = h - pv \quad (3.19)$$

A equação da conservação da massa em sua forma diferencial (Aris, 1962) requer que:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.20)$$

donde, isolando-se  $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ , tem-se:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -v \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{v} \right) = \frac{v}{v^2} \frac{dv}{dt} = \frac{1}{v} \frac{dv}{dt} \quad (3.21)$$

Substituindo as equações (3.19) e (3.21) na equação (3.18) resulta em:

$$\rho \frac{d}{dt} (h - pv) = -\frac{p}{v} \frac{dv}{dt} \quad (3.22)$$

ou,

$$\rho \frac{dh}{dt} - \rho p \frac{dv}{dt} - \rho v \frac{dp}{dt} = -\frac{p}{v} \frac{dv}{dt} \quad (3.23)$$

Como  $\rho = v^{-1}$ , tem-se,

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} \quad (3.24)$$

Expandindo a derivada material, a equação anterior pode ser reescrita como,

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} h = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} p \right) \quad (3.25)$$

Para regime permanente, os termos temporais são desconsiderados e a equação (3.25) se reduz a:

$$\bar{u} \cdot \bar{\nabla} h = -\frac{1}{\rho} (\bar{u} \cdot \bar{\nabla} p) \quad (3.26)$$

Para o caso do escoamento unidimensional na direção z, a equação torna-se:

$$u \left( \frac{dh}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} \right) = 0 \quad (3.27)$$

E, como  $u \neq 0$ ,

$$\frac{dh}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} = 0 \quad (3.28)$$

O primeiro termo da equação (3.28) representa os efeitos do desprendimento de gás e o segundo termo representa efeitos de compressibilidade.

A entalpia considerada é a da mistura das fases líquida e a fase vapor, e pode ser escrita como:

$$h = xh_g + (1-x)h_l \quad (3.29)$$

onde  $h_g$  e  $h_l$  são as entalpias das fases vapor e líquido, respectivamente.

Desenvolvendo a derivada da equação anterior, tem-se:

$$\frac{dh}{dz} = \frac{d}{dz} [xh_g + (1-x)h_l] = \frac{d}{dz} [x(h_g - h_l) + h_l] = \frac{d}{dz} [xh_{gl} + h_l] = \frac{dh_l}{dz} + \frac{d}{dz} (xh_{gl}) \quad (3.30)$$

Substituindo a derivada anterior na equação (3.28) resulta em:

$$\frac{dh_l}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz} (xh_{gl}) \quad (3.31)$$

Finalmente, como a entalpia do líquido pode ser escrita em função da temperatura e da pressão, utilizando a regra da função composta,

$$\left. \frac{\partial h_l}{\partial T} \right|_p \frac{dT}{dz} + \left. \frac{\partial h_l}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz} (xh_{gl}) \quad (3.32)$$

Desta forma, a variação da temperatura ao longo do escoamento se torna:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz} (xh_{gl}) - \left. \frac{\partial h_l}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{dz}}{\left. \frac{\partial h_l}{\partial T} \right|_p} \quad (3.33)$$

A equação anterior será utilizada para determinar a temperatura ao longo do duto.

Em posse das equações governantes, o escoamento pode agora ser resolvido para as duas regiões, ou seja, bifásica e de espuma. A diferenciação entre elas consta que, como a espuma não pode ser tratada como um fluido newtoniano, utiliza-se para a espuma um modelo de deformação distinto daquele utilizado no escoamento bifásico convencional.

#### 3.2.4. Escoamento Bifásico Convencional ( $0 \leq \alpha < \alpha_{lim}$ )

No escoamento bifásico convencional utiliza-se um fluido homogêneo com pseudo-propriedades, calculadas a partir de médias ponderadas das propriedades de cada uma das fases (líquido e gás); a forma como se calculam as propriedades aparentes caracteriza os diversos modelos disponíveis para a solução do escoamento.

A densidade média (aparente) é dada pela definição termodinâmica usual:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \bar{v} = v_g x + (1-x)v_l = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (3.34)$$

Ainda, é possível mostrar que esta definição é equivalente a:

$$\bar{\rho} = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l \quad (3.35)$$

A viscosidade aparente apresenta maiores complicações que a densidade. Vários modelos estão disponíveis, e o usual é testá-los e adotar o de melhor resposta. Em comum, todos eles devem satisfazer as seguintes condições limites:

$$x = 0 \rightarrow \bar{\mu} = \mu_l \quad \text{e} \quad x = 1 \rightarrow \bar{\mu} = \mu_g \quad (3.36)$$

Neste trabalho, as seguintes correlações foram testadas:

$$\text{Cichitti, 1960} \quad \bar{\mu} = x\mu_g + (1-x)\mu_l \quad (3.37)$$

$$\text{McAdams, 1942} \quad \bar{\mu} = \alpha\mu_g + (1-\alpha)\mu_l \quad (3.38)$$

$$\text{Dukler, 1964} \quad \bar{\mu} = \frac{xv_g\mu_g + (1-x)v_l\mu_l}{xv_g + (1-x)v_l} \quad (3.39)$$

$$\text{Davidson, 1943} \quad \bar{\mu} = \mu_l \left[ 1 + x \left( \frac{v_g - v_l}{v_l} \right) \right] \quad (3.40)$$

$$\text{Akers, 1959} \quad \bar{\mu} = \mu_l \left[ (1-x) + x \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \right]^{-1} \quad (3.41)$$

$$\text{Lin, 1991} \quad \bar{\mu} = \frac{\mu_g\mu_l}{\mu_g + x^{1,4}(\mu_l - \mu_g)} \quad (3.42)$$

As correlações propostas por Cichitti (1960), McAdams (1942) e Dukler (1964) são citados por Chang e Ro (1996), Wongwises et al. (2000) e Wongwises e Pirompak (2001). Davidson (1943) é citado por Chang e Ro (1996); Akers (1959) por Yan e Lin (1998) e Lin (1991) é citado por Wongwises e Pirompak (2001).

#### *Equação da Conservação da Quantidade de Movimento Linear*

Para a análise dos efeitos viscosos, usa-se a seguinte correlação (Fox e McDonald, 1995):

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) = -\frac{f}{2} \frac{G^2}{\bar{\rho}D} \quad (3.43)$$

onde  $f$  é o fator de atrito;

Substituindo a equação (3.43) na equação (3.16), e sabendo que  $G = \bar{\rho}\bar{V}$ , resulta em:

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{G}{\bar{\rho}}\right)^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} - \frac{f}{2} \frac{G^2}{\bar{\rho}D} \quad (3.44)$$

O fator de atrito  $f$ , para o caso de um escoamento laminar (Fox et al., 1995), é dado por:

$$f = \frac{64}{Re} \quad (3.45)$$

onde o número de Reynolds,  $Re$ , é definido em função das propriedades aparentes,

$$Re = \frac{\bar{\rho}\bar{V}D}{\bar{\mu}} = \frac{4\dot{m}}{\bar{\mu}\pi D} \quad (3.46)$$

Assim, resolvendo-se simultaneamente as equações (3.44) e (3.33), que fornecem as variações de pressão e de temperatura, e conhecendo os valores de pressão e temperatura na entrada do duto, obtém-se as distribuições de  $p$  e  $T$  ao longo do escoamento.

Conhecida a pressão e a temperatura em uma seção  $i$  do duto, para a seção  $i+1$  tem-se:

$$p_{i+1} = p_i + \frac{dp}{dz} dz \quad (3.47)$$

$$T_{i+1} = T_i + \frac{dT}{dz} dz \quad (3.48)$$

Tendo  $p$  e  $T$ , pode-se determinar os campos de tensões e o de velocidades. Para tal, considere a equação (3.16), que pode ser escrita como:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) = \frac{dp}{dz} - \bar{V}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} = -g(z) \quad (3.49)$$

onde a função  $g(z)$  é uma variável auxiliar, que corresponde ao gradiente de pressão devido ao atrito; observa-se que, na inexistência de efeitos de aceleração no escoamento,  $g(z)$  assume o próprio valor do gradiente de pressão.

Considerando o fluido newtoniano, a expressão para  $\tau_{rz}$  é:

$$\tau_{rz} = \bar{\mu} \frac{du}{dr} \quad (3.50)$$

Integrando duas vezes a igualdade (3.49), após a substituição de (3.50), e aplicando as condições de contorno, que afirmam que  $u$  é finito em  $r=0$  e  $u=0$  em  $r=R$ , obtém-se o campo de velocidades:

$$u(r) = \frac{g(z)}{4\bar{\mu}}(R^2 - r^2), \quad g(z) = -\frac{dp}{dz} + \bar{V}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} \quad (3.51)$$

A tensão na parede é dada por:

$$\tau_w = \bar{\mu} \left. \frac{du}{dr} \right|_{r=R} = -g(z) \frac{R}{2} \quad (3.52)$$

### 3.2.5. Escoamento Bifásico de Espuma ( $\alpha \geq \alpha_{lim}$ )

Nesta seção serão obtidas as equações governantes do escoamento de espuma. A dificuldade está em estabelecer uma correlação para os efeitos viscosos no escoamento, único parâmetro que difere do desenvolvimento anterior. Reescrevendo a equação da conservação da quantidade de movimento linear, tem-se,

$$\bar{V}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} = \frac{dp}{dz} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\tau_{rz}) \quad (3.16)$$

Adotando-se a equação constitutiva de Calvert (1990), conforme explorado na equação (3.1), pode-se escrever:

$$|\tau_{rz}| = \tau_e + \kappa \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right|^n \quad (3.53)$$

Isolando agora o termo viscoso da equação (3.16) e integrando ao longo da direção radial, resulta em:

$$\tau_{rz} = \frac{1}{r} \int_0^r \left( \frac{dp}{dz} - \bar{V}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right) dr \quad (3.54)$$

Como a tensão é nula para  $r=0$ , obtém-se após a utilização da equação (3.9),

$$\tau_{rz} = \left( \frac{dp}{dz} + \bar{\rho} \bar{V} \frac{d\bar{V}}{dz} \right) \frac{r}{2} = \left( \frac{dp}{dz} - \bar{V}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right) \frac{r}{2} = -g(z) \frac{r}{2} \quad (3.55)$$

Supondo que os efeitos da queda de pressão superem os efeitos de aceleração, a expressão anterior tem valor negativo. Tomando a equação em módulo, o resultado é igualado com a equação constitutiva de Calvert, fornecendo:

$$|\tau_{rz}| = \tau_e + \kappa \left| \frac{du}{dr} \right|^n = g(z) \frac{r}{2} \quad (3.56)$$

O gradiente de velocidade, que neste caso é a própria taxa de deformação do fluido, é dado então por:

$$\left| \frac{du}{dr} \right| = \kappa^{-\frac{1}{n}} \left( g(z) \frac{r}{2} - \tau_e \right)^{\frac{1}{n}} \quad (3.57)$$

Sabendo que  $du/dr < 0$ , e integrando a equação (3.57) na direção de  $r$ , de um valor qualquer até a parede ( $r=R$ ), onde  $u=u_s$  pela hipótese de escorregamento, tem-se:

$$\int_u^{u_s} \frac{du}{dr} dr = - \int_r^R \kappa^{-\frac{1}{n}} \left( g(z) \frac{r}{2} - \tau_e \right)^{\frac{1}{n}} dr \quad (3.58)$$

De onde é obtido o perfil de velocidades numa seção transversal do canal:

$$u = u_s + \frac{2n\kappa^{-\frac{1}{n}}}{g(z)(n+1)} \left[ \left( g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} - \left( g(z) \frac{r}{2} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (3.59)$$

A equação anterior é válida enquanto a tensão de cisalhamento for superior à tensão de escoamento da espuma. Assumindo que, para  $\tau_{rz} = \tau_e$ ,  $r = R_0$ , tem-se pela equação (3.56):

$$\tau_e = g(z) \frac{R_0}{2} \Rightarrow R_0 = \frac{2\tau_e}{g(z)} \quad (3.60)$$

A figura 3.4 ilustra que para  $r < R_0$  o escoamento é pistonado.

Na região do escoamento pistonado, a velocidade é dada por:

$$u_0 = u_s + \frac{2n\kappa \frac{1}{n}}{g(z)(n+1)} \left( g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (3.61)$$

Para utilizar a equação anterior, é necessário estimar a velocidade de deslizamento,  $u_s$ , o que será feito a seguir, mantendo a utilização de valores positivos, como adotado na equação (3.56).

Para a película de líquido extremamente fina que molha a superfície interna do duto, é razoável assumir que:

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} = \frac{u_s}{\delta_s} \quad (3.62)$$

Desta forma, a tensão de cisalhamento pode ser calculada por:

$$\tau_w = \mu_l \frac{u_s}{\delta_s} = g(z) \frac{R}{2} \quad (3.63)$$

E a velocidade de deslizamento será então dada por:

$$u_s = g(z) \frac{R\delta_s}{2\mu_l} \quad (3.64)$$

A espessura da camada limite é de difícil determinação, exigindo a realização de experimentos. Calvert (1990) sugere a seguinte equação para o cálculo da espessura da camada de líquido:

$$\delta_s = \frac{2d_b}{3(E-1)} \quad (3.65)$$

onde  $d_b$  é o diâmetro médio das bolhas, e  $E$  é a razão de expansão da espuma, dada por:

$$E = \frac{\text{Volume de espuma}}{\text{Volume de líquido}} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \quad (3.66)$$

Para a situação em consideração, não está disponível o diâmetro das bolhas, visto que sua identificação no experimento é difícil. O valor da espessura deverá ser estimado. Calvert (1990) estima uma espessura de 1 a  $10\mu\text{m}$  para espumas típicas. Este intervalo também será usado neste trabalho; muitas vezes a camada de filme e as propriedades da espuma podem variar ao longo do escoamento, mas também será considerada constante nesta modelagem por falta de informações mais detalhadas.

Tendo o perfil de velocidade para a espuma, este resultado deve ser utilizado para a obtenção do gradiente de pressão. Para tal considera-se que:

$$\dot{m} = \int_A \bar{\rho} \bar{V} dA \quad (3.67)$$

A integração do fluxo de massa será separada na região de escoamento pistonado e na região onde o fluido sofre deformação; assim,

$$\dot{m} = \int_0^{R_0} \bar{\rho} u(r) 2\pi r dr + \int_{R_0}^R \bar{\rho} u(r) 2\pi r dr \quad (3.68)$$

O resultado desta integração, utilizando  $u(r)$  determinado pelas equações (3.61) e (3.59), pode ser escrito na forma:

$$\dot{m} = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 + \dot{m}_3 + \dot{m}_4 \quad (3.69)$$

onde,

$$\dot{m}_1 = \frac{\bar{\rho} \pi R^3 \delta_s}{2\mu_1} g(z) \quad (3.69.i)$$

$$\dot{m}_2 = \frac{\bar{\rho} \pi R^2 2n \kappa^{-\frac{1}{n}}}{g(z)(n+1)} \left[ g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{n+1}{n}} \quad (3.69.ii)$$

$$\dot{m}_3 = -\frac{\bar{\rho} \pi 16 n^2 \kappa^{-\frac{1}{n}} \tau_e}{[g(z)]^3 (n+1)(2n+1)} \left[ g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{2n+1}{n}} \quad (3.69.iii)$$

$$\dot{m}_4 = -\frac{\bar{\rho} \pi 16 n^2 \kappa^{-\frac{1}{n}}}{[g(z)]^3 (n+1)(3n+1)} \left[ g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{3n+1}{n}} \quad (3.69.iv)$$

Devido às não-linearidades, é difícil obter diretamente o valor do gradiente de pressão ( $dp/dz$ ) da equação (3.69). Para tanto, será utilizado o processo iterativo de Newton-Raphson:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{dp^*}{dz} - \frac{F(dp/dz^*)}{F'(dp/dz^*)} \quad (3.70)$$

onde,

$$F(dp/dz) = F_1(dp/dz) + F_2(dp/dz) + F_3(dp/dz) + F_4(dp/dz) - \dot{m} \quad (3.71)$$

e,

$$F_1(dp/dz) = \dot{m}_1 = \frac{\bar{\rho}\pi R^3 \delta_s}{2\mu_l} g(z) \quad (3.71.i)$$

$$F_2(dp/dz) = \dot{m}_2 = \frac{\bar{\rho}\pi R^2 2n\kappa^{-\frac{1}{n}}}{g(z)(n+1)} \left[ g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{n+1}{n}} \quad (3.71.ii)$$

$$F_3(dp/dz) = \dot{m}_3 = -\frac{\bar{\rho}\pi 16n^2 \kappa^{-\frac{1}{n}} \tau_e}{[g(z)]^3 (n+1)(2n+1)} \left[ g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{2n+1}{n}} \quad (3.71.iii)$$

$$F_4(dp/dz) = \dot{m}_4 = -\frac{\bar{\rho}\pi 16n^2 \kappa^{-\frac{1}{n}}}{[g(z)]^3 (n+1)(3n+1)} \left[ g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{3n+1}{n}} \quad (3.71.iv)$$

A derivada  $F'(dp/dz)$  será determinada a partir da regra da cadeia, com

$$F'(dp/dz) = F'(g(z))g'(z), \text{ onde } g(z) = -\frac{dp}{dz} + \bar{V}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz}.$$

Desta forma:

$$F'(dp/dz) = F'_1(dp/dz) + F'_2(dp/dz) + F'_3(dp/dz) + F'_4(dp/dz) + F'_5(dp/dz) \quad (3.72)$$

onde,

$$F'_1(dp/dz) = -\frac{\bar{\rho}\delta_s \pi R^3}{2\mu_l} g' \quad (3.72.i)$$

$$F_2'(dp/dz) = \frac{\bar{\rho}\pi R^3 \kappa^{-\frac{1}{n}}}{g} \left( g \frac{R}{2} - \tau_e \right)^{\frac{1}{n}} g' \quad (3.72.ii)$$

$$F_3'(dp/dz) = -\frac{\bar{\rho}\pi R 2n \kappa^{-\frac{1}{n}}}{g^2(n+1)} \left[ R + \frac{4\tau_e}{g} \right] \left( g \frac{R}{2} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} g' \quad (3.72.iii)$$

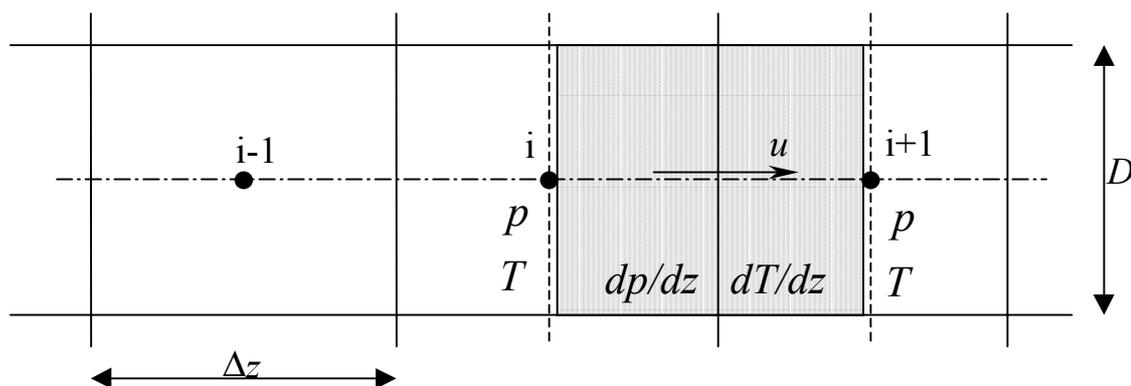
$$F_4'(dp/dz) = -\frac{\bar{\rho}\pi 8n \kappa^{-\frac{1}{n}}}{g^3(n+1)} \left[ R - \frac{6n\tau_e}{g(2n+1)} \right] \left( g \frac{R}{2} - \tau_e \right)^{\frac{2n+1}{n}} g' \quad (3.72.iv)$$

$$F_5'(dp/dz) = -\frac{\bar{\rho}\pi 8n \kappa^{-\frac{1}{n}}}{g^3(n+1)} \left[ \frac{6n}{g(3n+1)} \right] \left( g \frac{R}{2} - \tau_e \right)^{\frac{3n+1}{n}} g' \quad (3.72.v)$$

Adicionalmente, resolvendo em simultâneo a equação (3.33), obtém-se o gradiente de temperatura para o escoamento de espuma. O procedimento segue então idêntico ao descrito para o escoamento bifásico convencional, onde a solução marcha ao longo do escoamento fazendo uso das equações (3.47) e (3.48).

### 3.3. Metodologia de Solução

Um arranjo desencontrado é utilizado para a solução iterativa das equações descritas na seção anterior, de forma que os gradientes estarão localizados sempre na metade do volume em estudo. As propriedades necessárias nestas posições intermediárias são calculadas pela média entre as posições imediatamente anterior e posterior a ela. A figura 3.7 mostra o esquema de arranjo desencontrado utilizado.



**Figura 3.7** – Arranjo de malha desencontrado utilizado na solução das equações do problema

Não há necessidade de métodos iterativos robustos para a solução das equações, mas são necessárias iterações dado o acoplamento entre pressão e temperatura, uma vez que a maioria das propriedades do fluido em escoamento depende destas duas variáveis. A equação (3.33) do gradiente de temperatura apresenta o termo da derivada da entalpia do líquido com a temperatura no divisor, e como este termo pode ser pequeno, um coeficiente de subrelaxação  $\beta$  é utilizado para tornar a convergência mais estável:

$$\frac{dT}{dz} = \beta \left. \frac{dT}{dz} \right|_{calc.} + (1 - \beta) \left. \frac{dT}{dz} \right|_{est.} \quad (3.73)$$

No presente trabalho, utilizou-se para todas as situações um valor de  $\beta = 0,6$ .

O procedimento de solução inicia com o fornecimento das características geométricas do duto, os parâmetros do modelo de espuma, o incremento de posição a utilizar e as características de entrada do escoamento, que são o fluxo de massa, pressão, temperatura e concentração de refrigerante na entrada do duto.

A partir dos dados iniciais, é possível calcular as características do fluido em escoamento, como a solubilidade, título e fração de vazio, e também propriedades como densidade, viscosidade e entalpia de ambas as fases, obtidas a partir de correlações específicas desenvolvidas para cada par óleo/refrigerante. A seguir, as propriedades aparentes também podem ser determinadas, lembrando que a viscosidade aparente somente será necessária na região de escoamento bifásico convencional.

Conhecidas todas as características do ponto anterior, será necessário o valor dos gradientes para o cálculo das mesmas no ponto a seguir; para tanto, estimam-se valores para os gradientes de pressão e temperatura, calculam-se as propriedades no ponto adjacente e também no meio do volume, quando necessário, e resolvem-se as equações para determinar os novos valores dos gradientes. O procedimento de cálculo será distinto para a região de escoamento bifásico convencional, onde os dois valores são obtidos diretamente, e para a região de escoamento de espuma, onde a pressão é resolvida com uma tolerância pré-definida pelo método iterativo de Newton-Raphson, e a seguir resolve-se a temperatura. Os novos valores de gradiente são comparados com os valores estimados, e, até que se atinja uma convergência satisfatória, o valor é reajustado e o procedimento é repetido. É possível corrigir os valores das propriedades entre a solução da pressão e a da temperatura.

Com os valores convergidos, atualiza-se a pressão e avança-se ao ponto seguinte, repetindo a operação. Também pode-se calcular os valores para a tensão da parede e do perfil de velocidades, que também são obtidos de maneira distinta no escoamento bifásico convencional e no escoamento de espuma.

O processo é repetido até que se atinja a posição final desejada do duto, a uma distância  $L$  da posição inicial.

Para o estudo do escoamento, foi desenvolvido um programa no software *Matlab*<sup>®</sup>.

O método de solução pode ser apresentado na forma do algoritmo esquematizado na página a seguir, figura 3.8.

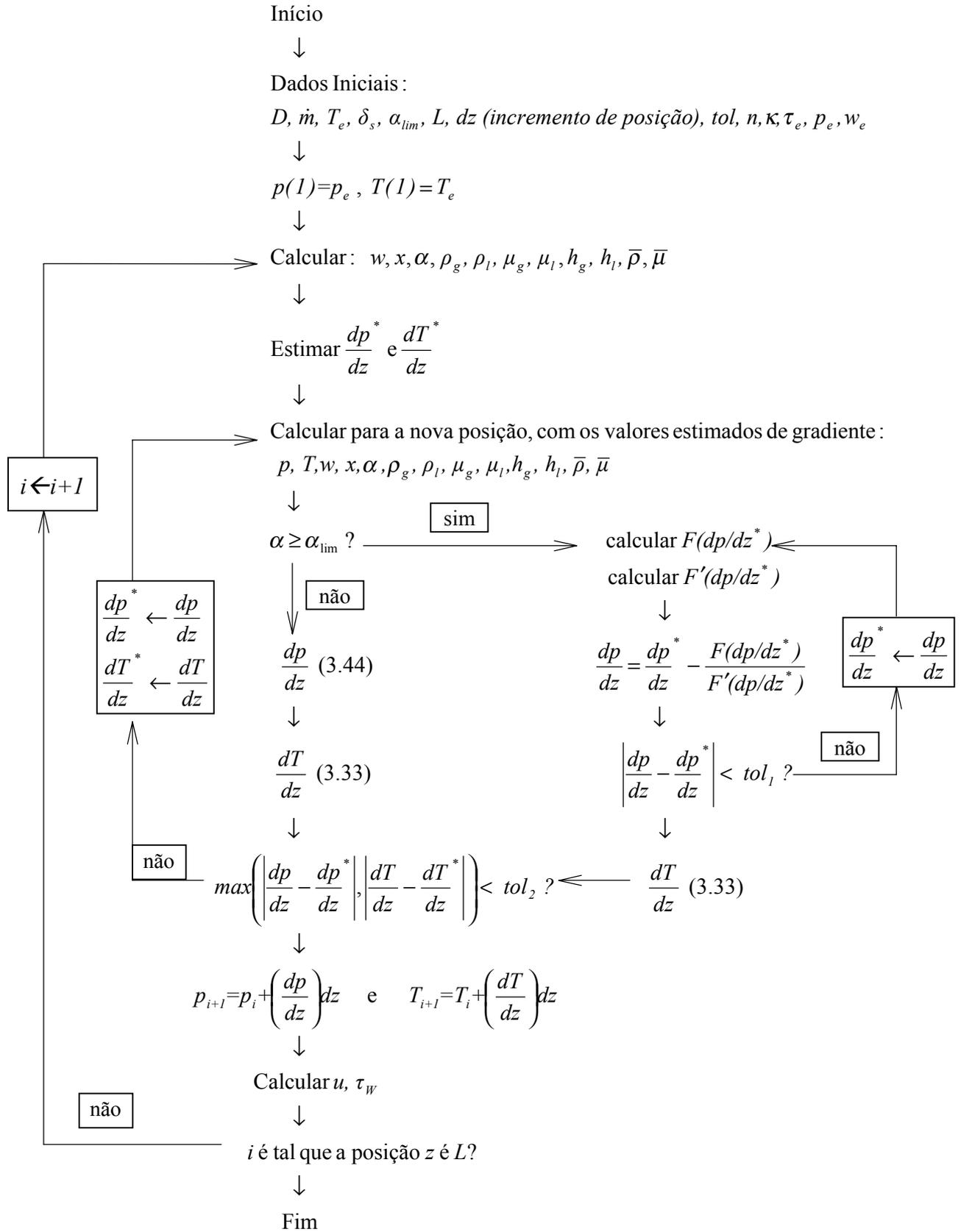


Figura 3.8 – Algoritmo representativo da metodologia de solução.

### **RESULTADOS E DISCUSSÕES**

#### **4.1. Introdução**

Neste capítulo são apresentados os resultados numéricos gerados pelo modelo desenvolvido anteriormente. Para que os resultados sejam aceitáveis, é necessário compará-los com dados experimentais, disponíveis para uma mistura de óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12. Embora estes dados não sejam muitos, é possível avaliar os resultados das simulações e executar os ajustes necessários. O funcionamento da bancada experimental onde os dados foram gerados será descrito na próxima seção.

Após o modelo ter sido validado experimentalmente, são apresentados vários resultados obtidos a partir da solução numérica. Além de pressão e temperatura, é possível obter resultados como o título, a fração de vazio e a variação da concentração de refrigerante ao longo do escoamento. Os perfis de velocidade também são apresentados, e com o auxílio dos mapas de padrões de escoamento é possível verificar a coerência em assumir a hipótese do escoamento em bolhas.

A seguir, a influência dos principais parâmetros do modelo é analisada, permitindo entender melhor o escoamento e algumas propriedades da mistura óleo/refrigerante. Estes parâmetros compreendem as condições de entrada, que são o fluxo de massa, a concentração de refrigerante, a pressão e a temperatura.

Finalmente, os resultados da mistura R12 e óleo mineral são comparados com os de uma mistura de R134a e óleo éster, possibilitando avaliar as diferenças existentes entre o escoamento das duas misturas.

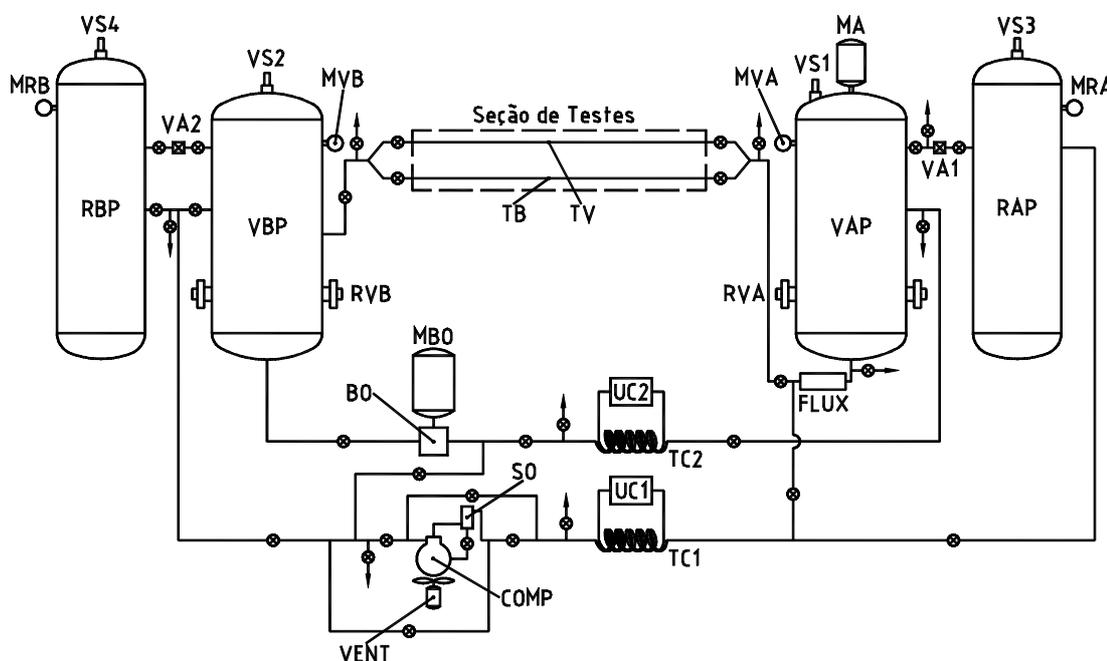
## 4.2. Descrição de uma Bancada Experimental

Lacerda (2000), Lacerda et al. (2000) estudam experimentalmente o escoamento da mistura óleo/refrigerante em dutos retos. Uma bancada experimental foi construída para gerar um escoamento em regime permanente da mistura, com uma queda de pressão suficientemente grande para provocar uma redução da solubilidade do refrigerante no óleo, resultando em diferentes padrões de escoamento bifásico.

A seguir, descreve-se simplificadamente a bancada e também o procedimento experimental, e para maiores detalhes referência é feita a Lacerda (2000).

### 4.2.1. Descrição da Bancada

A bancada experimental pode ser dividida em quatro grupos principais: reservatórios, seção de testes, equipamentos auxiliares e instrumentação. O esquema da bancada é apresentado na figura 4.1:



**Figura 4.1** – Diagrama esquemático da bancada experimental de Lacerda (2000).

Quatro reservatórios estão presentes, dois para alta e dois para baixa pressão. O vaso de alta pressão, VAP, à direita, produz a mistura líquida de óleo e refrigerante e força esta a escoar pela seção de testes. A mistura ocupa a região inferior do vaso, enquanto que o restante é preenchido com refrigerante na fase vapor.

Após escoar pela seção de testes, a mistura é recebida e armazenada pelo vaso de baixa pressão, VBP. A bancada não pode funcionar de uma forma contínua, pois o retorno da mistura líquida ao VAP altera a condição de equilíbrio neste vaso. Ambos os reservatórios, VAP e VBP, possuem válvulas de segurança (VS1 e VS2, respectivamente) e, para controlar a temperatura e auxiliar no desprendimento de gás pela mistura líquida, há resistências elétricas em ambos os vasos. Adicionalmente, há um agitador elétrico vertical de turbina axial montado sobre o vaso de alta pressão, MA, com o objetivo de facilitar a solubilização do refrigerante no óleo.

Os dois vasos têm o estado das fases líquida e gasosa monitorados através de transdutores de pressão e sondas com termopares. Para medir a vazão, há um transdutor de nível do VAP e também, em sua saída, um transdutor de fluxo de massa tipo coriolis, FLUX.

Para manter as pressões constantes nos dois vasos durante os ensaios, existem dois reservatórios secundários: o reservatório de alta pressão, RAP, que é mantido em pressão superior ao VAP, e supre a depressão causada pela saída de mistura do vaso. O reservatório de baixa pressão, RBP, por outro lado, é mantido em pressão menor que o VBP e equilibra o efeito de entrada de mistura neste vaso. Estes dois processos são controlados por meio de válvulas automáticas, presentes nas ligações entre vaso e reservatório (VA1 e VA2, respectivamente). Todas as pressões são controladas por manômetros indicados pela letra M colocada na frente do equipamento onde a pressão é medida.

A seção de testes constitui-se principalmente de dois tubos retos horizontais montados em paralelo, um de vidro ( $D_i = 3,028\text{mm}$ ), TV, e outro de cobre ( $D_i = 2,857\text{mm}$ ), TB, que possui doze tomadas de pressão intercaladas com doze termopares, ambos montados de forma a não interferir no escoamento.

Entre os equipamentos auxiliares, há um compressor (COMP), que é utilizado para estabelecer as pressões nos vasos e reservatórios, acelerar o processo de saturação da mistura e também manter os níveis de pressão nos dois reservatórios nas condições necessárias, retirando continuamente gás do RBP e descarregando no RAP. Também há uma bomba de óleo (BO), que

retorna a mistura líquida do VBP ao VAP após a realização dos testes. Adicionalmente, dois trocadores de calor, TC1 e TC2, são utilizados para resfriar o gás e a mistura líquida, respectivamente. No processo de saturação, eles também resfriam o refrigerante, extraindo o calor gerado no compressor e aquele liberado pela absorção de gás pela mistura. Outros equipamentos auxiliares são o resfriador de óleo, SO, o ventilador, VENT, utilizado para resfriar o compressor, as unidades condensadoras, VC1 e VC2, e as resistências elétricas, RVA e RVB.

O conjunto de equipamentos e instrumentos é controlado por um microcomputador, e a aquisição de dados e monitoramento do experimento são realizados pelo software comercial *LABVIEW*<sup>®</sup>.

#### **4.2.2. Procedimento Experimental**

Um ensaio convencional inicia com a saturação da mistura líquida no VAP na temperatura desejada para o teste e a *100mbar* acima da pressão de teste. O compressor é utilizado neste momento para circular o refrigerante neste vaso, removendo-o da parte superior e injetando-o pelo fundo. Assim, ocorre um contato direto entre os fluidos, facilitando a saturação. A homogeneização da mistura líquida também é assim acelerada. O gás refrigerante atravessa os dois trocadores de calor para remover o calor gerado neste processo, tanto por absorção de gás como pela troca com o compressor. A absorção do gás pelo líquido reduz a pressão, e refrigerante é liberado então do reservatório de alta pressão para o vaso. Este processo é mantido até que a saturação seja atingida.

Na tentativa de garantir a saturação, os *100mbar* de excesso de pressão são liberados, provocando desprendimento de gás e atingindo um novo ponto de saturação. Após um tempo de espera para atingir o equilíbrio pleno, a mistura é forçada a circular pela seção de testes, e as medições são realizadas a partir da estabilização da pressão e temperatura na seção. Durante o ensaio, o compressor permanecerá ligado, transportando gás do reservatório de baixa pressão para o de alta.

Ensaio subseqüentes podem ser realizados logo após a conclusão do anterior, todavia com a manutenção das condições do vaso de alta pressão, pois a alteração destas exigiria nova realização do processo de saturação.

Poiate (2001) trabalha com uma bancada semelhante a de Lacerda (2000), com procedimento idêntico. O diâmetro e o comprimento da canalização são distintos, e algumas alterações foram realizadas buscando reduzir a perda de carga localizada que ocorre no início da seção de testes. Os dados experimentais de Poiate (2001) também serão utilizados aqui para validar o modelo teórico e a metodologia numérica.

Na comparação dos resultados do modelo com os dados experimentais, uma dificuldade é que o regime permanente não é de fato obtido experimentalmente. Durante os ensaios, é observada considerável oscilação nas medições de pressão e temperatura; assim, a comparação será realizada com a média das medições realizadas ao longo do ensaio. Seguindo a apresentação utilizada por Lacerda (2000), neste trabalho o nível de oscilações é mostrado simultaneamente aos resultados experimentais, e seu valor é bastante superior à incerteza experimental.

### 4.3. Determinação dos Parâmetros do Modelo

Definida a mistura a utilizar, no caso óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12, é necessário obter correlações para as propriedades do fluido, que são a solubilidade do refrigerante no óleo, densidade da mistura líquida e do gás refrigerante, viscosidade das duas fases, e também as entalpias. Estas correlações estão apresentadas no Apêndice A.

Mesmo assim, alguns parâmetros requeridos para o fechamento do modelo permanecem indefinidos. A inexistência de outros trabalhos numéricos estudando esta abordagem do escoamento dificulta a escolha dos mesmos. É necessário determinar o modelo de viscosidade bifásica a utilizar, equações (3.37) a (3.42), e também os parâmetros da espuma ( $\delta_s, \tau_e, \kappa, n, \alpha_{lim}$ ). As referências bibliográficas de escoamentos bifásicos e espumas ajudarão na escolha dos parâmetros, mas a comparação com os dados experimentais será fundamental nesta definição.

É importante ainda ressaltar que a confiabilidade do modelo depende bastante da confiabilidade das correlações utilizadas na determinação das propriedades termodinâmicas e termofísicas. No presente trabalho, a viscosidade do óleo é oriunda de uma extrapolação de dados a uma temperatura maior que a faixa utilizada nestas simulações, e portanto a correlação da viscosidade da mistura líquida apresenta desvios. Este tema é discutido mais detalhadamente no Apêndice A. Assim, será necessária também uma correção na viscosidade da fase líquida, conforme discutido a seguir.

### 4.3.1. Correção na Viscosidade da Fase Líquida

Enquanto houver escoamento exclusivo da mistura líquida, é possível verificar o desvio da correlação utilizada para a viscosidade a partir dos resultados experimentais, permitindo assim a correção para o valor real. Enquanto o escoamento for exclusivamente de líquido, o modelo de viscosidade bifásico não influi no resultado, de modo que o desvio pode ser creditado verdadeiramente à correlação utilizada para o líquido.

Para obter a correção na viscosidade, a equação (3.44) é reescrita a seguir:

$$\frac{dp}{dz} = \left( \frac{G}{\bar{\rho}} \right)^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} - \frac{f}{2} \frac{G^2}{\bar{\rho}D} \quad (3.44)$$

Para a região exclusivamente de líquido, onde o escoamento é monofásico, não há variação da densidade do fluido, e é possível reescrever a equação anterior como:

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{f}{2} \frac{G^2}{\bar{\rho}D} \quad (4.1)$$

Substituindo na equação (4.1) os valores de  $f = \frac{64}{Re_l}$  e  $G = \frac{\dot{m}}{A}$ , tem-se:

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{64}{2 Re_l} \frac{\dot{m}^2}{\rho_l D A^2} \quad (4.2)$$

Considerando apenas o líquido, o número de Reynolds é dado por:

$$Re_l = \frac{\rho_l \bar{V} D}{\mu_l} = \frac{4 \dot{m}}{\mu_l \pi D} \quad (4.3)$$

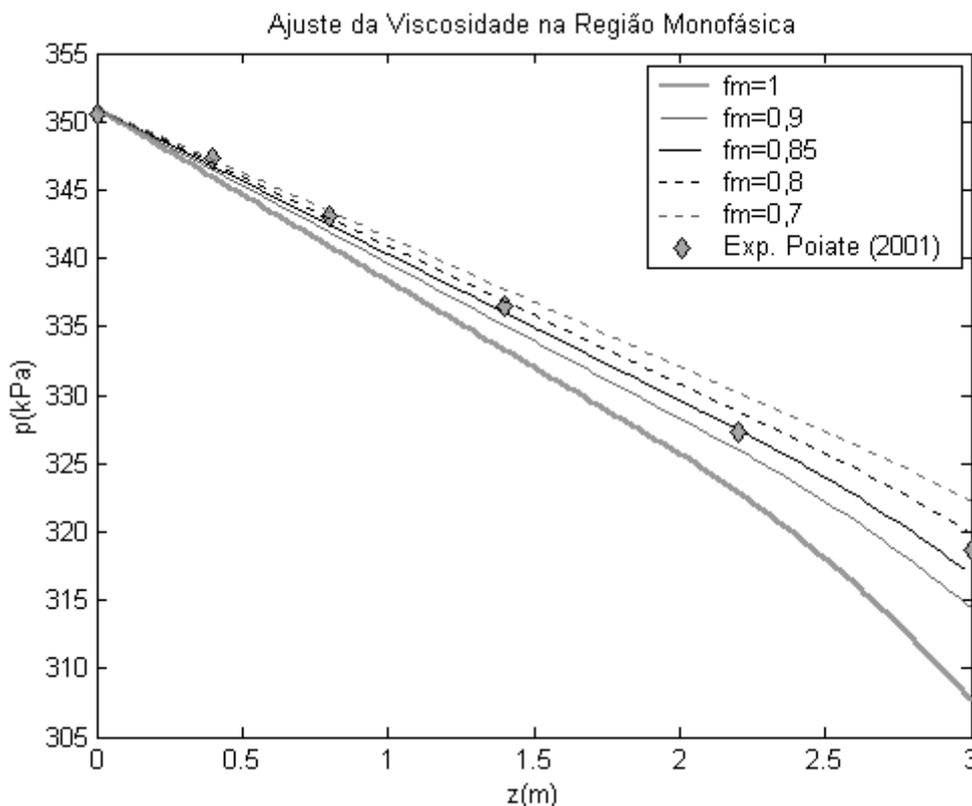
Retornando à equação (4.2) com a expressão para  $Re_l$ , obtém-se,

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{8\pi}{\rho_l A^2} \dot{m} \mu_l \quad (4.4)$$

Ou seja, para uma dada condição de entrada do escoamento, corrigir a viscosidade é equivalente a corrigir o fluxo de massa. Introduzindo então um fator de correção no fluxo de massa,  $f_m$ , a equação (4.4) se torna:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{8\pi}{\rho_l A^2} f_m \dot{m} \mu_l \quad (4.5)$$

Utilizando os resultados experimentais de Poiate (2001), diversos valores de correção foram testados e são apresentados na figura 4.2 a seguir (a oscilação das medições foi omitida para maior clareza das curvas). Para as simulações realizadas, assume-se que a concentração de refrigerante no óleo na entrada do duto é igual a  $0,90w_{sat}$ . Esta correção na concentração é necessária, uma vez que a mistura não se encontra no estado de saturação na entrada do duto,  $w_{sat}(p_e, T_e)$ .



**Figura 4.2** – Ajuste da viscosidade na entrada do duto

(Dados experimentais:  $p_e = 351 \text{ kPa}$ ,  $T_e = 26,6^\circ \text{ C}$ ,  $w_e = 0,90w_{sat}$ ,  $\dot{m} = 24,7 \text{ kg / h}$ )

A partir da figura 4.2, a correção determinada para o fluxo de massa foi de redução de 15% sobre o fluxo de massa experimental. Este valor de correção foi testado com outros dados experimentais, e mostrou-se satisfatório para todos.

Lacerda (2000) também estimou o fluxo de massa em seus experimentos utilizando o valor da queda de pressão na região inicial, onde ocorre escoamento exclusivamente de líquido. Ao mesmo tempo, para baixas frações mássicas, foi possível medir experimentalmente o fluxo de massa com dois equipamentos: um transdutor de nível de líquido no vaso de alta pressão e um fluxímetro do tipo coriolis. Os erros nestas medições, quando comparados à estimativa numérica realizada a partir da queda linear de pressão na região inicial, ficaram na ordem de 10 a 15%, o que confirma o valor encontrado para o fator de correção sobre o fluxo de massa obtido no presente trabalho.

Uma pergunta que deve ser feita é se a correção da massa é equivalente a correção da viscosidade para todo o comprimento do duto. Anteriormente foi mostrado que esta equivalência é válida para a região de escoamento monofásico. Isto certamente também será válido para a região de escoamento bifásico, quando o modelo de viscosidade empregado depender linearmente da viscosidade da fase líquida, como é o caso do modelos de Davidson e Akers, equações (3.40) e (3.41), respectivamente. Nos outros modelos, observa-se que os efeitos das duas correções são aproximadamente equivalentes, pois para as situações investigadas o título é baixo ( $x < 0,1$ ) e a viscosidade da fase gasosa é consideravelmente menor que a do líquido, cujos efeitos são então predominantes.

A correção no fluxo de massa deixa de ser equivalente à correção de viscosidade para a região de espuma, onde a dependência do escoamento com relação ao fluxo de massa  $\dot{m}$  é distinta daquela da viscosidade da fase líquida. A equação do fluxo de massa para a espuma (3.69) permite uma noção desta distinção. Esta distinção será explorada a seguir.

As figuras 4.3 e 4.4 mostram os resultados de simulações que utilizam o mesmo valor de correção, uma aplicada sobre o fluxo de massa e outra sobre a viscosidade. Observa-se uma região inicial de queda de pressão constante, sem variação da temperatura, seguida do escoamento bifásico e depois do escoamento de espuma, onde as quedas são mais acentuadas.

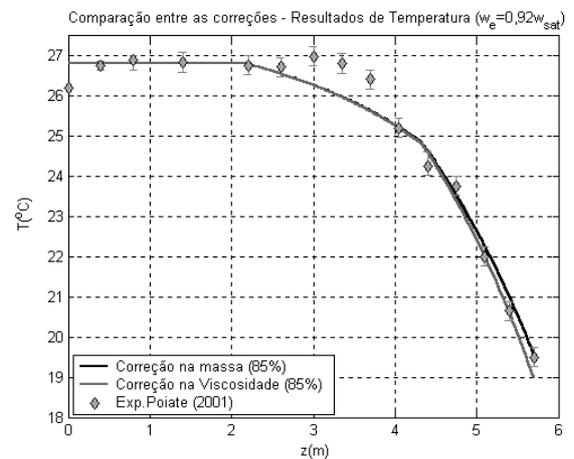
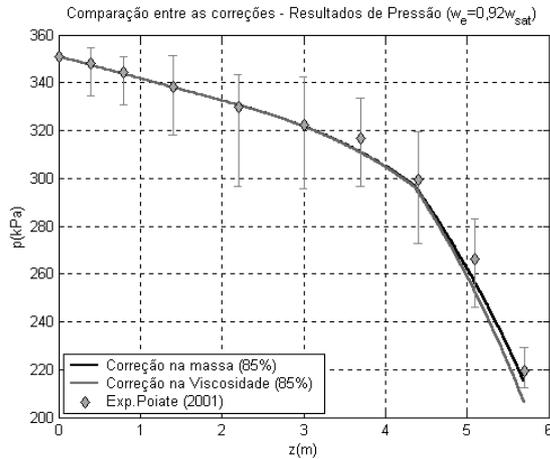


Figura 4.3a – Influência da correção na pressão

Figura 4.3b – Influência da correção na temperatura

(Dados experimentais:  $p_e = 351 \text{ kPa}$ ,  $T_e = 26,8^\circ \text{ C}$ ,  $\dot{m} = 21,9 \text{ kg/h}$ )

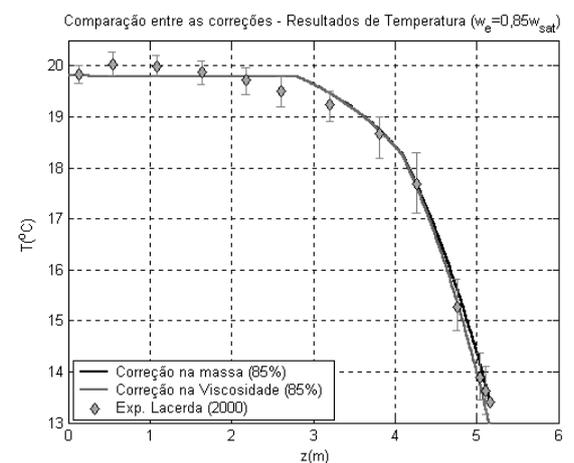
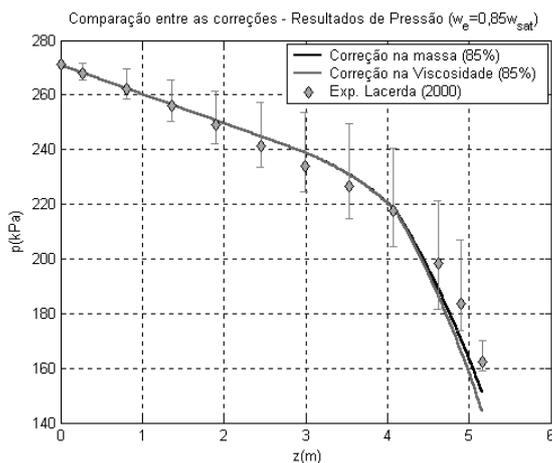


Figura 4.4a – Influência da correção na pressão

Figura 4.4b – Influência da correção na temperatura

(Dados experimentais:  $p_e = 271 \text{ kPa}$ ,  $T_e = 19,8^\circ \text{ C}$ ,  $\dot{m} = 11,25 \text{ kg/h}$ )

A comparação das simulações com os resultados experimentais apresentada nas figuras anteriores sistematicamente mostra que a correção sobre a massa fornece melhores resultados que a correção na viscosidade.

Na racionalização deste resultado, deve-se lembrar que, com a evolução do escoamento, ocorre uma queda de temperatura em virtude da evaporação do refrigerante. Considerando que a correlação para a viscosidade foi originalmente obtida para temperaturas mais elevadas, e a temperatura de trabalho dos presentes experimentos geralmente situa-se abaixo dos  $20^\circ \text{ C}$ , o desvio do valor da correlação para a viscosidade deve ser cada vez maior quanto menor a temperatura do escoamento. Portanto, uma correção sobre a viscosidade com um fator constante não é a melhor forma de correção. Corrigir a massa, neste aspecto, compensa melhor este desvio,

pois equivale a um fator de correção que não é constante sobre a viscosidade, aumentando com a redução de temperatura. Além disso, o próprio fluxo de massa experimental fornecido contém uma incerteza experimental, uma vez que por vezes este fluxo é determinado pela queda de pressão na região de líquido, cujo valor de viscosidade pode estar deficiente. Por estes resultados, a correção sobre a massa será utilizada nas simulações a serem exploradas no que segue.

Um último comentário refere-se à influência da quantidade de refrigerante dissolvida no óleo. O valor de concentração de refrigerante no óleo influi sobre a viscosidade da mistura, que é reduzida com o aumento da concentração. Como este valor é desconhecido na entrada do escoamento, ele é arbitrado de modo a satisfazer a queda global de pressão e temperatura, e colabora com um leve ajuste sobre a viscosidade inicial. Todavia, esta influência é pequena comparada com a correção necessária sobre a massa, como pode ser observado em outros experimentos que serão mostrados ao longo deste capítulo, onde a mesma correção de massa é empregada e os valores de concentração na entrada são distintos.

Vale ressaltar que a melhor abordagem para o problema é a medição da viscosidade, determinando uma correlação confiável e eliminando a necessidade de correção em qualquer uma das variáveis. Presentemente, este enfoque está sendo adotado e uma bancada para a medição de viscosidade de misturas sob diferentes condições de pressão e temperatura está sendo construída (Barbosa et al., 2001).

#### ***4.3.2. Determinação da Correlação de Viscosidade Bifásica***

Para um bom funcionamento do modelo homogêneo, é necessário que a correlação de viscosidade homogênea seja adequada ao problema. Para isto, as seis correlações de viscosidade bifásica, equações (3.37) a (3.42), foram testadas com os resultados experimentais disponíveis. As correlações de McAdams (3.38), Dukler (3.39) e Lin (3.42) não correspondem satisfatoriamente, pois a viscosidade do modelo bifásico apresenta valor pequeno quando comparada ao resultado experimental; já as correlações restantes, Cichitti (3.37), Akers (3.41) e Davidson (3.40) apresentam respostas mais coerentes. De fato, Cichitti e Akers são praticamente equivalentes; a correlação de Akers tem a vantagem de poder ser utilizado mesmo quando a viscosidade do gás for desconhecida, mas Cichitti tem seu uso mais difundido, principalmente no estudo dos escoamentos de refrigerante puro. Davidson também apresenta bons resultados, embora com uma concentração na entrada sistematicamente inferior aos anteriores. Verifica-se

então que a escolha entre as correlações de Cichitti, Akers e Davidson alterará pouco o resultado final. As figuras 4.5 e 4.6 apresentam os valores obtidos para todas as correlações comparadas a um resultado experimental de Poiate (2001).

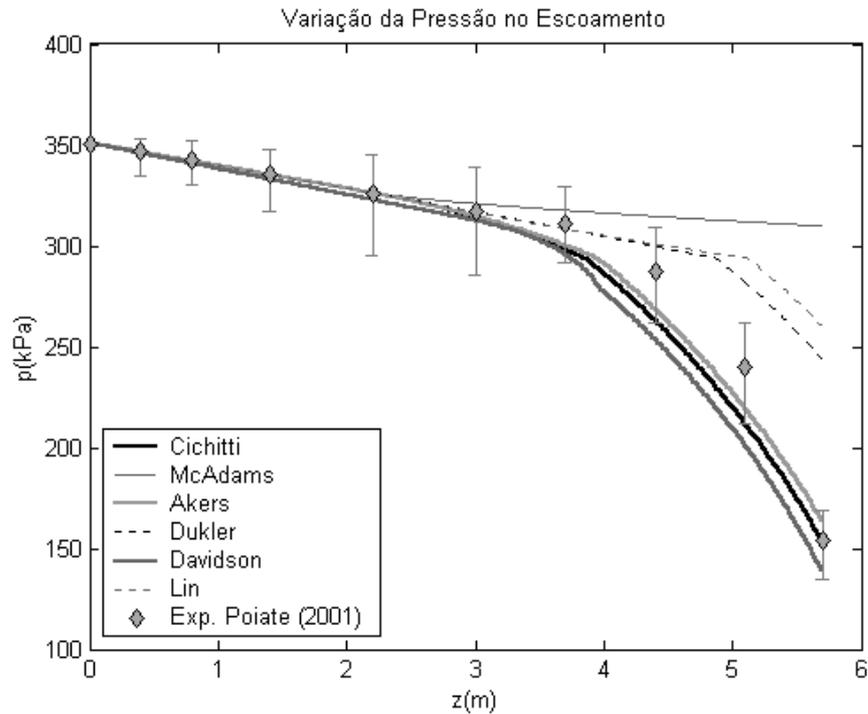


Figura 4.5 – Determinação do modelo bifásico para a viscosidade da mistura – Resultados de pressão.

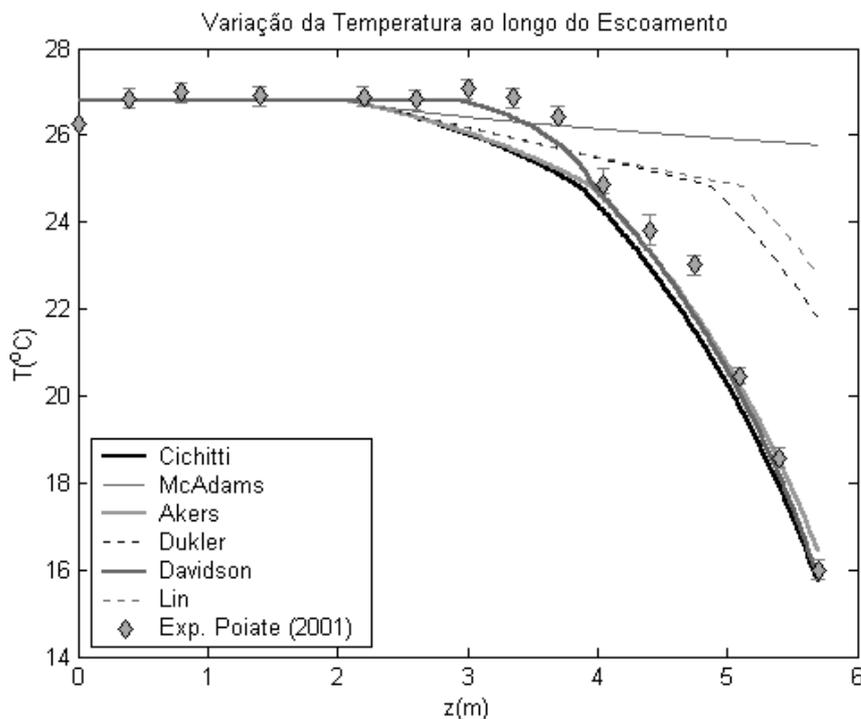


Figura 4.6 – Determinação do modelo bifásico para a viscosidade da mistura – Resultados de temperatura.

$$(p_e = 351 \text{ kPa}, T_e = 26,8^\circ \text{ C}, \dot{m} = 26,0 \text{ kg / h}, w_e = 0,93 w_{sat}, w_e^{Davidson} = 0,85 w_{sat})$$

Nos gráficos anteriores, observa-se a queda de pressão linear para a primeira região do escoamento, onde a temperatura se mantém constante, caracterizando um escoamento monofásico. A partir do início da liberação de gás ( $z \cong 2m$ ), quando a mistura atinge a condição de saturação, a queda de pressão se acentua e também começa a ocorrer redução de temperatura. A partir da região de espuma ( $z \cong 4m$ ), a pressão e a temperatura têm sua queda acentuada.

### 4.3.3. Determinação dos Parâmetros da Espuma

Em virtude principalmente da dificuldade de caracterizar experimentalmente a espuma, devido ao seu comportamento dinâmico, os cinco parâmetros da espuma serão estimados a seguir.

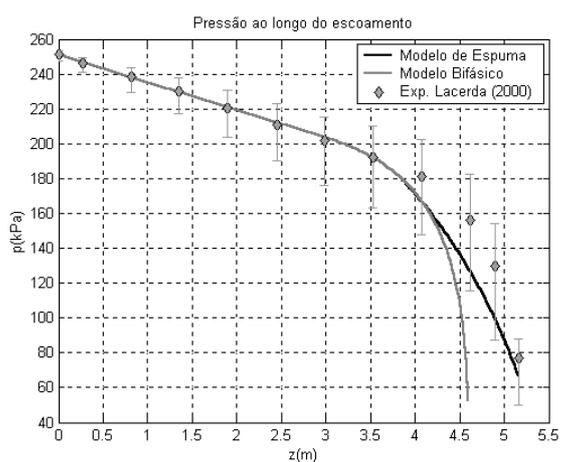
A espessura da camada de líquido, segundo Calvert (1990), situa-se na faixa de  $1,0$  a  $10\mu m$ . Os resultados das simulações não apresentaram grandes variações com a mudança no valor da espessura da camada de líquido, o que se deve às altas taxas de deformação a que está submetido o escoamento, reduzindo a importância do deslizamento na parede. O valor utilizado nas simulações foi então o valor médio  $\delta_s = 5,0\mu m$ .

Para os parâmetros da equação constitutiva de Calvert (3.53), os valores pesquisados e sugeridos por Gasche (1996) são de  $\tau_e$  entre  $1$  e  $4 Pa$ ,  $\kappa$  com valores  $1,168$  ou  $2,5 Pa \cdot s^n$  e  $n$  com valores entre  $0,400$  e  $0,433$ . Nos diversos testes realizados, os menores valores para todas as variáveis acabaram apresentando os melhores resultados, enquanto que os valores maiores dos dois últimos parâmetros geravam quedas de pressão maiores que as previstas experimentalmente. Assim, foram definidos os valores  $\tau_e = 1 Pa$ ,  $\kappa = 1,168 Pa \cdot s^n$  e  $n = 0,4$ . É interessante observar porém que, em determinados intervalos de aplicação, resultados semelhantes podem ser obtidos com parâmetros diferentes, como por exemplo  $\kappa = 1,168 Pa \cdot s^n$ ,  $n = 0,4$  e  $\kappa = 2,5 Pa \cdot s^n$ ,  $n = 0,3$ .

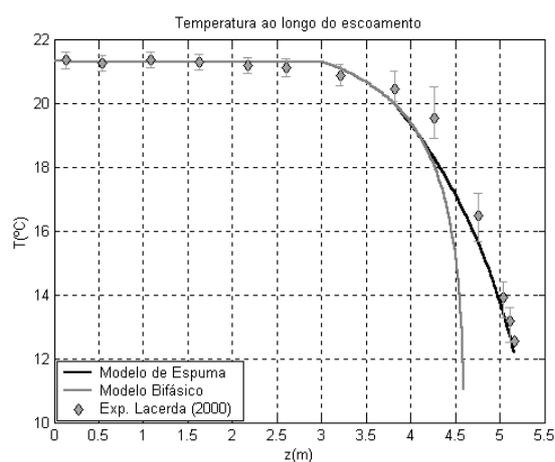
O último valor a ser verificado é a fração de vazio crítica,  $\alpha_{lim}$ , que determina no escoamento o início da região de espuma. Os valores típicos para  $\alpha_{lim}$  encontram-se na faixa de frações de vazio entre  $0,50$  e  $0,80$ . É possível que não exista um valor único para sua formação, e sim um intervalo de transição. O modelo contudo não leva isto em consideração, e pelas comparações realizadas com os experimentos os valores ideais situam-se entre  $0,60$  e  $0,65$ ,

levando em conta uma mudança razoavelmente suave entre os dois padrões de escoamento. Para os casos aqui apresentados, o valor da fração limite utilizado foi  $\alpha_{lim} = 0,60$ .

Uma questão pertinente é a da real necessidade de se utilizar um modelo de espuma para representar a segunda região do escoamento. Certamente seria mais cômodo se o modelo bifásico de escoamento pudesse ser aplicado em todo o domínio de cálculo. O modelo homogêneo, porém, não se aplica satisfatoriamente em grandes frações de vazio, resultando em quedas de pressão muito superiores às verificadas experimentalmente, atingindo o nível de pressão final em um comprimento consideravelmente menor do duto. Isto ocorre porque o fluido sofre maior aceleração, comparando ao modelo de espuma, e os efeitos viscosos aumentam, mesmo com o fluido tendo uma viscosidade menor. Desta forma, o modelo de espuma deve ser preferido, o que é comprovado pela figura 4.7.



**Figura 4.7a** – Comparação entre os modelos de espuma e bifásico – Resultado para pressão



**Figura 4.7b** – Comparação entre os modelos de espuma e bifásico – Resultado para temperatura

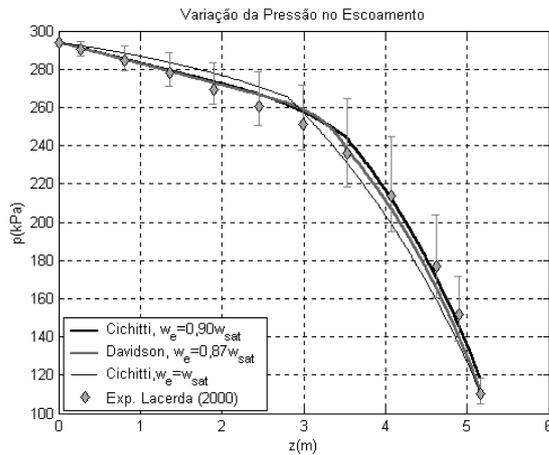
(Dados experimentais:  $p_e = 251 \text{ kPa}$ ,  $T_e = 21,3^\circ \text{ C}$ ,  $\dot{m} = 13,50 \text{ kg/h}$ ,  $w_e = 0,76 w_{sat}$ )

Embora os diversos parâmetros requeridos para o fechamento do modelo tenham sido explorados separadamente neste capítulo, eles foram testados simultaneamente e para os vários dados experimentais disponíveis. Além disso, o desconhecimento da concentração inicial colocou-a como uma outra variável que podia ser ajustada juntamente com os demais parâmetros. O ajuste é por vezes de compromisso, buscando uma concordância entre os resultados numéricos e experimentais.

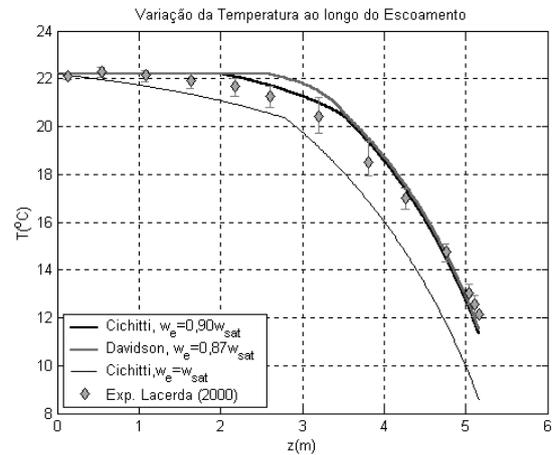
Não houve aqui uma grande preocupação na determinação do número de pontos nodais a serem utilizados na obtenção da solução numérica. Um teste realizado com 57, 285 e 1425 pontos ao longo de 5,7m de duto resultou em tempos computacionais de 2,2s, 9,7s e 61s, respectivamente. A diferença do resultado na pressão entre o primeiro e terceiro caso foi de 1,10% e entre o segundo e terceiro foi de 0,07%, portanto muito próximos. O procedimento de marcha com uma vazão mássica relativamente alta, resolvendo equações analíticas em cada seção, é o principal fator que garante estes resultados. A malha utilizada nas simulações a serem exploradas possui pontos nodais distantes 2cm entre si, o que resulta em 285 pontos para um duto de 5,7m e 259 pontos para um duto de 5,168m, e o tempo computacional requerido para obter uma solução fica por volta dos 10s.

#### **4.4. Comparação entre o Modelo e Resultados Experimentais**

Os dados experimentais disponíveis para comparação ainda não são muitos. Por vezes também, alguns parâmetros necessários para as simulações não foram determinados experimentalmente, e precisaram ser estimados. Neste trabalho, os resultados das simulações foram comparados com resultados de Lacerda (2000), que utiliza um duto de 5,168m de comprimento e 2,857mm de diâmetro interno, e de Poiate (2001), cujo duto possui  $L=5,7m$  e  $D=3,22mm$ . A bancada e o procedimento em ambos os autores são semelhantes, e um ponto crítico é a dúvida se a mistura, em ambos os experimentos, está saturada na entrada do duto. Ainda, Poiate não reporta existência de gás na entrada do escoamento, ao contrário de Lacerda, onde bolhas de refrigerante foram observadas em alguns experimentos. A figura 4.8 explora resultados típicos para o experimento de Lacerda (2000), e mostra também previsões numéricas obtidas com diferentes expressões para a viscosidade da mistura e também diferentes concentrações de refrigerante na entrada do óleo na entrada do duto.



**Figura 4.8a** – Resultado para pressão

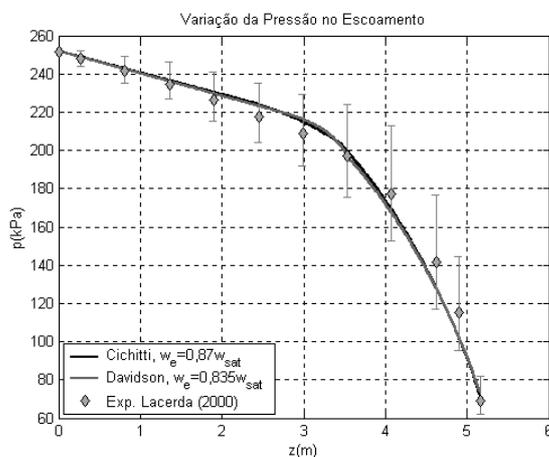


**Figura 4.8b** – Resultado para temperatura

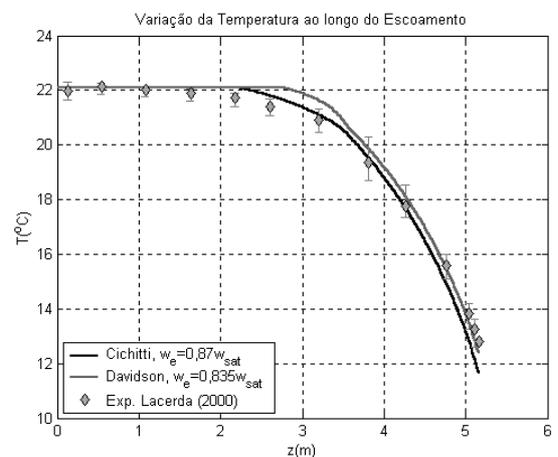
(Dados experimentais:  $p_e = 294 \text{ kPa}$ ,  $T_e = 22,1^\circ \text{ C}$ ,  $\dot{m} = 12,88 \text{ kg/h}$ )

Na figura 4.8b, verifica-se um patamar de temperatura aproximadamente constante na região de entrada do duto, o que é um forte indicio de que o fluido não está saturado à entrada do escoamento, caso em que deveria haver uma queda de temperatura desde o início do escoamento. Assim, para todos os resultados experimentais utilizados na comparação, considerou-se uma concentração inicial de refrigerante no óleo inferior a de saturação. Um subresfriamento da mistura, conforme proposto por Lacerda em sua dissertação, permitiria uma melhor comparação dos resultados do modelo com valores experimentais.

A figura 4.9 apresenta resultados para uma vazão mássica menor e novamente observa-se uma boa concordância entre o experimento e os resultados numéricos.



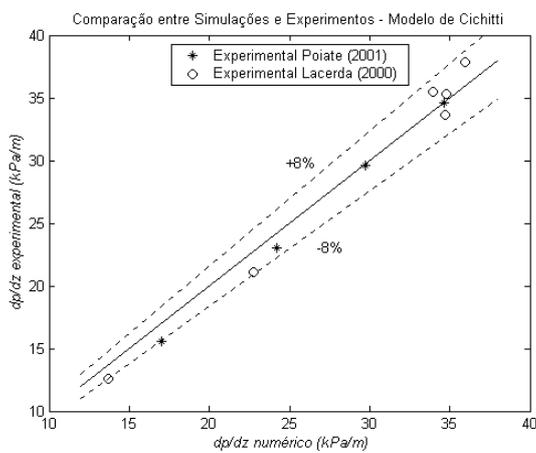
**Figura 4.9a** – Resultado para pressão



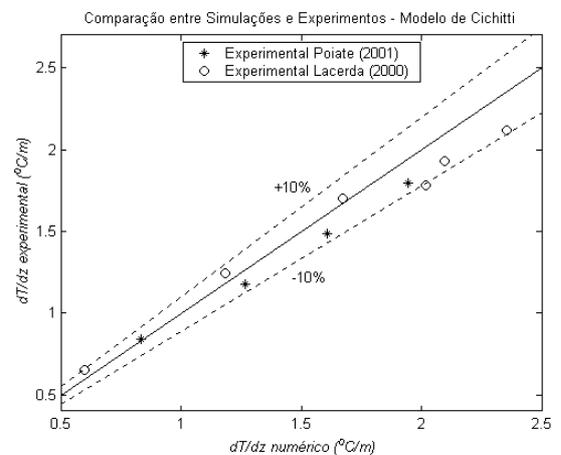
**Figura 4.9b** – Resultado para temperatura

(Dados experimentais:  $p_e = 252 \text{ kPa}$ ,  $T_e = 22,1^\circ \text{ C}$ ,  $\dot{m} = 10,77 \text{ kg/h}$ )

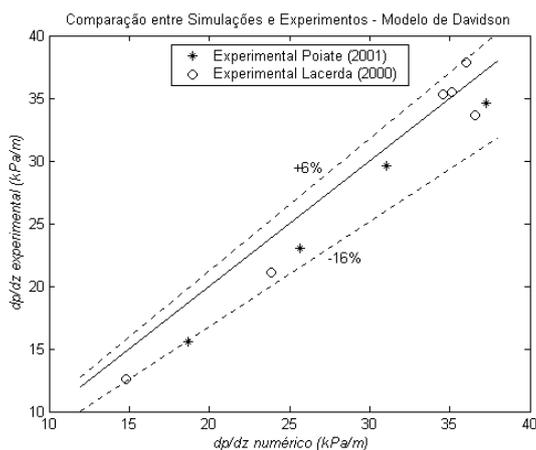
A comparação dos resultados globais de pressão e temperatura com os experimentos mostrou-se satisfatória, com os resultados mantendo-se em geral numa margem de erro da ordem de 10%. Os resultados obtidos com a correlação de Cichitti mostraram-se um pouco melhores que os obtidos com a correlação de Davidson, embora este represente melhor o perfil de temperaturas em determinadas situações. As figuras 4.10 e 4.11 ilustram estas comparações. As condições de entrada dos resultados experimentais utilizados nas comparações são apresentados nas tabelas 4.1 e 4.2.



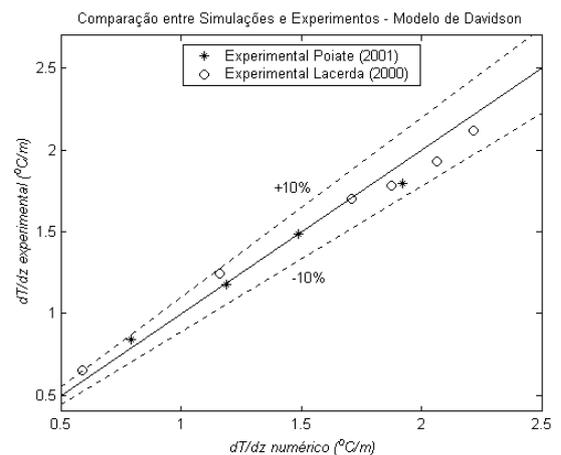
**Figura 4.10a** – Comparação da correlação de Cichitti com os dados experimentais de pressão



**Figura 4.10b** – Comparação da correlação de Cichitti com os dados de temperatura



**Figura 4.11a** – Comparação da correlação de Davidson com os dados experimentais de pressão



**Figura 4.11b** – Comparação da correlação de Davidson com os dados de temperatura

**Tabela 4.1** – Condições de entrada para os resultados experimentais de Poiate (2001).

<i>Teste</i>	$p_e$ (kPa)	$T_e$ (°C)	$\dot{m}$ (kg / s)	$w_e^{Cichitti}$	$w_e^{Davidson}$
1	351	26,8	26,0	0,93 $w_{sat}$	0,85 $w_{sat}$
2	351	26,6	24,7	0,90 $w_{sat}$	0,84 $w_{sat}$
3	351	26,8	21,9	0,92 $w_{sat}$	0,85 $w_{sat}$
4	351	26,8	18,8	0,93 $w_{sat}$	0,87 $w_{sat}$

**Tabela 4.2** – Condições de entrada para os resultados experimentais de Lacerda (2000).

<i>Teste</i>	$p_e$ (kPa)	$T_e$ (°C)	$\dot{m}$ (kg / s)	$w_e^{Cichitti}$	$w_e^{Davidson}$
1	251	21,3	13,50	0,76 $w_{sat}$	0,74 $w_{sat}$
2	294	22,2	12,88	0,90 $w_{sat}$	0,87 $w_{sat}$
3	252	22,1	10,77	0,87 $w_{sat}$	0,84 $w_{sat}$
4	272	20,0	12,25	0,88 $w_{sat}$	0,84 $w_{sat}$
5	271	19,8	11,25	0,85 $w_{sat}$	0,82 $w_{sat}$
6	272	19,8	9,13	0,87 $w_{sat}$	0,84 $w_{sat}$

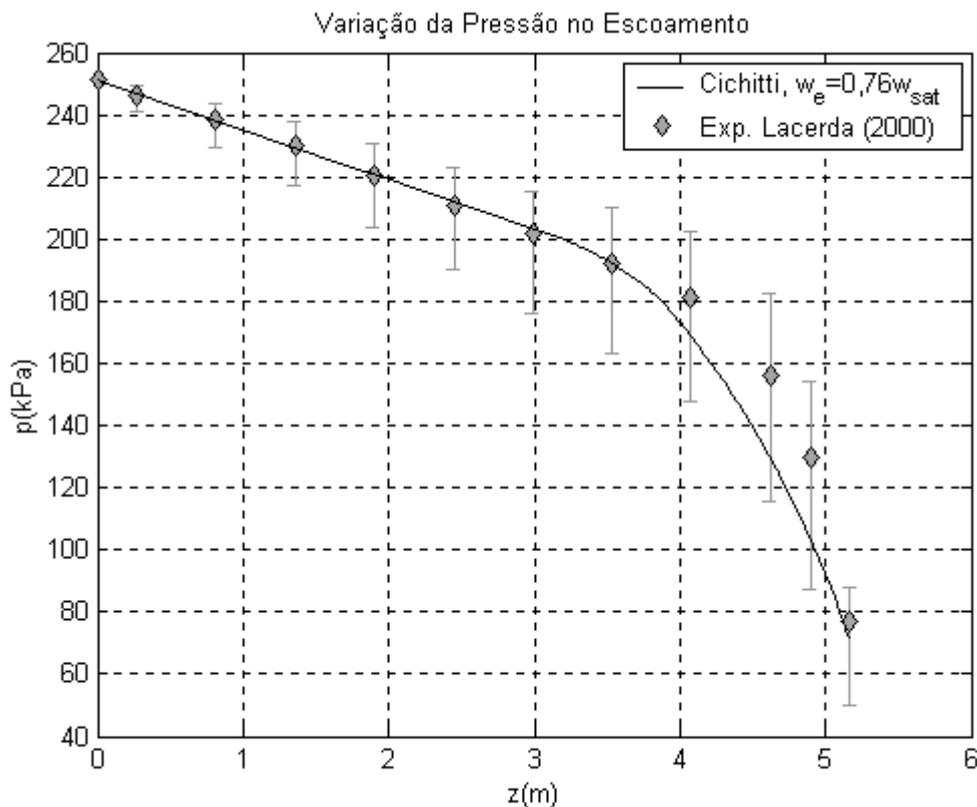
Vale ressaltar que as comparações entre os resultados numéricos e experimentais, embora em pequeno número, mostram que o modelo apresenta um bom potencial de previsão, e um maior conhecimento das reais condições de entrada da mistura no duto permitiria ainda maior confiança em sua aplicação. Embora o modelo proposto seja genérico, também é recomendável que a validação experimental seja realizada com outras misturas, com o intuito de confirmar as simplificações adotadas e a generalidade do modelo.

#### 4.5. Avaliação dos Resultados Numéricos

Buscando avaliar fenomenologicamente o escoamento da mistura óleo e refrigerante ao longo de um duto reto, foi realizada uma simulação com as seguintes condições:

$$p_e = 251\text{kPa}, T_e = 21,3^\circ\text{C}, \dot{m} = 13,5\text{kg/h}, w_e = 0,76w_{sat} = 14,6\%, L = 5,168\text{m}, D = 2,857\text{mm}$$

Estes dados de entrada são obtidos a partir de um experimento realizado por Lacerda (2000), o que permite comparar os resultados de pressão e temperatura da simulação. Os resultados de pressão são apresentados na figura 4.12.

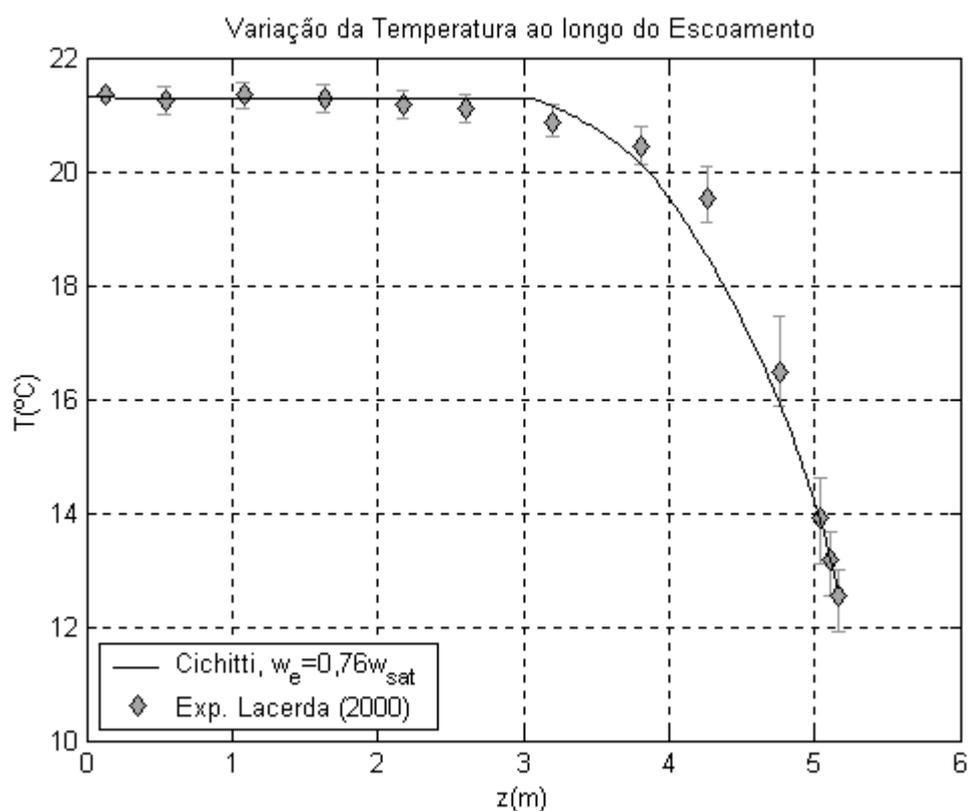


**Figura 4.12** – Resultados de pressão para a simulação  
 ( $p_e = 251\text{kPa}, T_e = 21,3^\circ\text{C}, \dot{m} = 13,50\text{kg/h}, w_e = 0,76w_{sat}$ )

A queda de pressão sofrida pelo fluido no escoamento deve-se inicialmente apenas ao atrito na parede, pois o fluido ainda é monofásico, composto somente pela mistura líquida óleo/refrigerante. Esta queda permite que a concentração do refrigerante se aproxime daquela de saturação, o que ocorre próximo dos 3m de duto, como pode ser observado pelo início da queda de temperatura no gráfico apresentado na figura 4.13. A partir dos 4m de comprimento do duto,

observa-se que a pressão cai de forma mais acentuada, o que corresponde ao escoamento de espuma.

Uma verificação pertinente é se realmente a fração mássica definida na entrada é o valor para o qual inicia o desprendimento. Para isto, é necessário comparar o valor da solubilidade para a condição de início de desprendimento de gás com o valor da fração mássica na entrada. O início do desprendimento ocorre próximo aos 3m de duto, onde a pressão é da ordem de 200kPa e a temperatura ainda constante e igual a 21,3°C, o que fornece para a solubilidade  $w_{sat}$  do refrigerante no óleo o valor de 14,6%, que é de fato igual ao valor utilizando na entrada do duto.

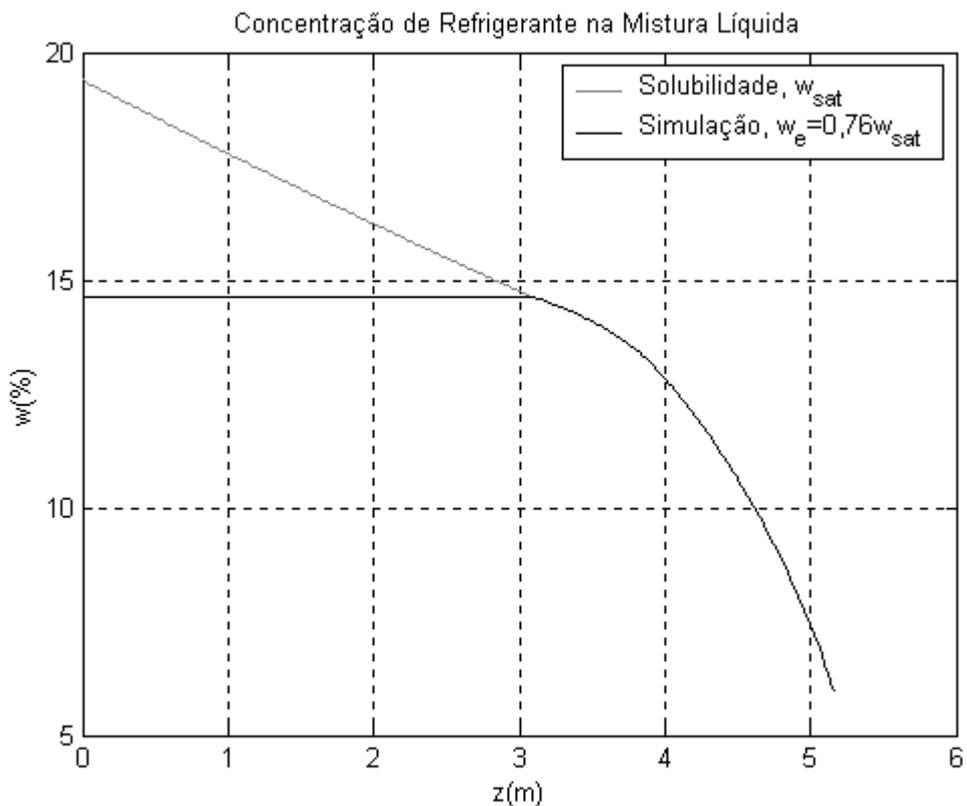


**Figura 4.13** – Resultados de temperatura para a simulação  
 ( $p_e = 251\text{kPa}$ ,  $T_e = 21,3^\circ\text{C}$ ,  $\dot{m} = 13,50\text{kg/h}$ ,  $w_e = 0,76w_{sat}$ )

O gás necessita energia para separar-se do líquido. Como o tubo é adiabático, isto é feito às custas da energia do fluido em escoamento, o que provoca a redução de sua temperatura. A partir do início da liberação de gás, a mistura líquida permanece sempre saturada e escoam simultaneamente ao gás desprendido. O comportamento da concentração de refrigerante na fase líquida é calculado e mostrado na figura 4.14.

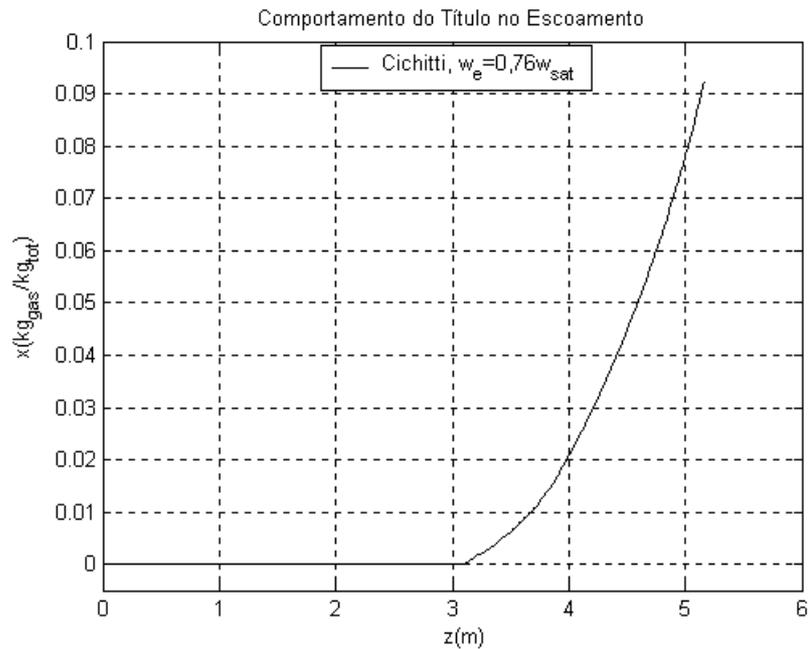
Conforme mostrado na figura 4.14, nos três primeiros metros do tubo a concentração do refrigerante no óleo permanece inalterada, e inferior à solubilidade, indicando que não há desprendimento de gás do óleo para esta região do escoamento. Como a mistura na entrada do duto foi considerada subsaturada, ao escoar, a pressão é reduzida pelo atrito até que a mistura atinja o estado de saturação, o que ocorre a aproximadamente 3m da entrada. A partir desta posição, a redução de pressão causa o desprendimento de refrigerante do óleo, com o início da ocorrência do escoamento bifásico.

À medida em que a mistura escoar no duto, uma quantidade cada vez maior de refrigerante se desprende do óleo, aumentando a presença da fase gasosa. Isto pode ser observado pelo aumento do título da mistura, conforme explorado na figura 4.15.



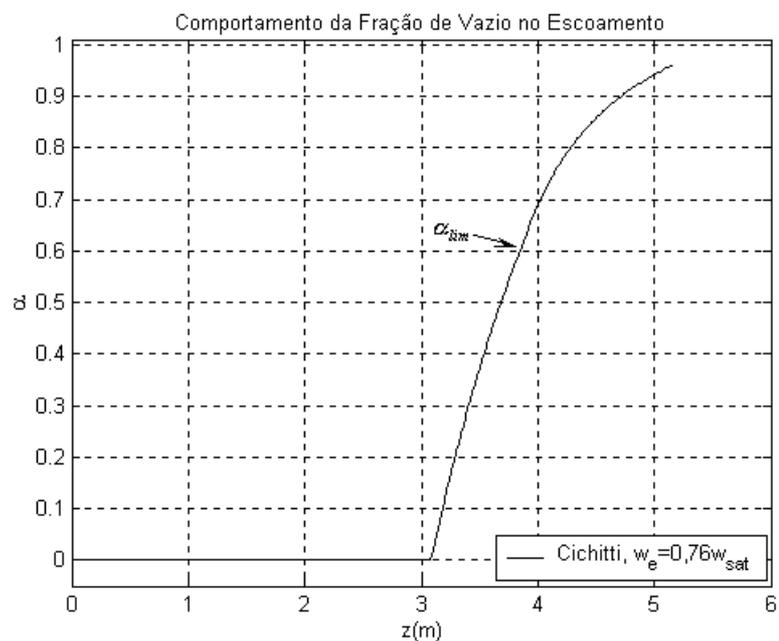
**Figura 4.14** – Variação da concentração de refrigerante na mistura líquida

$$(p_e = 251 \text{ kPa}, T_e = 21,3^\circ \text{ C}, \dot{m} = 13,50 \text{ kg / h}, w_e = 0,76 w_{sat})$$



**Figura 4.15** – Variação do título de gás ao longo do escoamento  
 ( $p_e = 251kPa, T_e = 21,3^\circ C, \dot{m} = 13,50kg / h, w_e = 0,76w_{sat}$ )

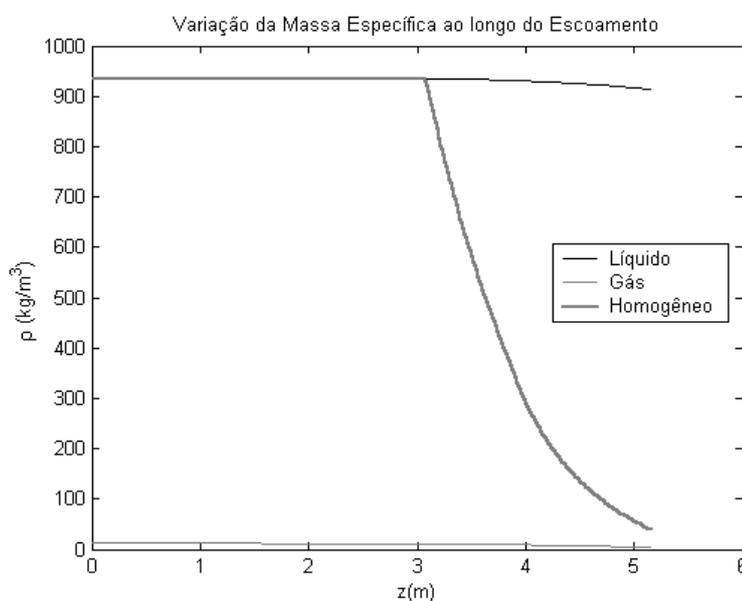
O comportamento da fração de vazio, mostrado na figura 4.16, é semelhante ao do título. Porém, como a densidade da fase gasosa é cerca de cem vezes menor que a da fase líquida, qualquer gás liberado ocupa um grande volume no escoamento, de forma que o crescimento da fração de vazio é muito mais brusco e acentuado do que o do título.



**Figura 4.16** – Variação da fração de vazio ao longo do escoamento  
 ( $p_e = 251kPa, T_e = 21,3^\circ C, \dot{m} = 13,50kg / h, w_e = 0,76w_{sat}$ )

Quando a fração de vazio atinge o valor crítico,  $\alpha_{lim}$ , o escoamento assume características de escoamento de espuma. Ao contrário do observado em escoamentos de refrigerante com pequenas quantidades de óleo, onde são encontrados padrões estratificados ou anulares de escoamento, quando o óleo é a fase dominante em massa e  $\alpha > \alpha_{lim}$ , o gás refrigerante fica aprisionado entre finos filmes de líquido, contínuos, assumindo as características de um escoamento de espuma. A propriedade do óleo, que inclusive o qualifica como lubrificante, de manter um filme fluido contínuo mesmo em condições severas, é um dos principais fatores que induzem a mistura a adquirir o aspecto de espuma. Pode-se observar que o desprendimento de gás se torna ainda mais acentuado nesta região, com aumentos na queda de pressão e de temperatura.

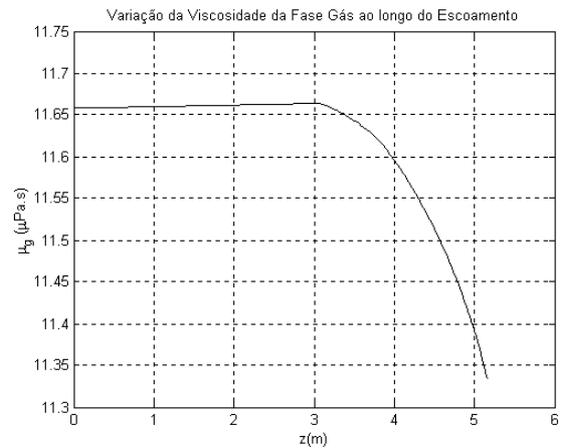
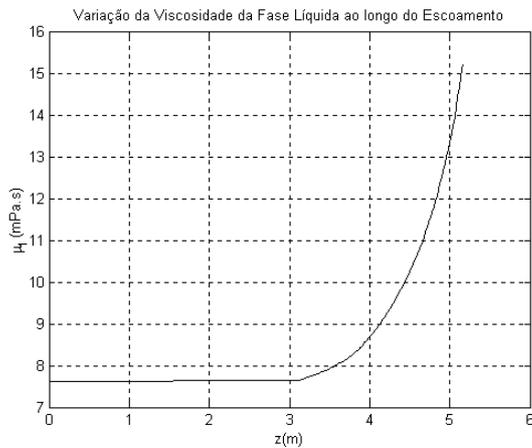
A liberação de gás da mistura provoca uma redução da massa específica do fluido, o que acelera o escoamento, de forma a satisfazer a equação da conservação da massa. A variação da massa específica pode ser observada na figura 4.17. A queda de pressão e de temperatura ao longo do escoamento não provoca mudanças consideráveis na densidade de cada uma das fases componentes. Para o fluido homogêneo, cuja massa específica é calculada pela equação (3.35), a redução é considerável, em virtude de uma presença cada vez maior de gás em sua composição.



**Figura 4.17** – Variação da massa específica para o fluido homogêneo e para as fases componentes.

$$(p_e = 251 \text{ kPa}, T_e = 21,3^\circ \text{ C}, \dot{m} = 13,50 \text{ kg} / \text{ h}, w_e = 0,76 w_{sat})$$

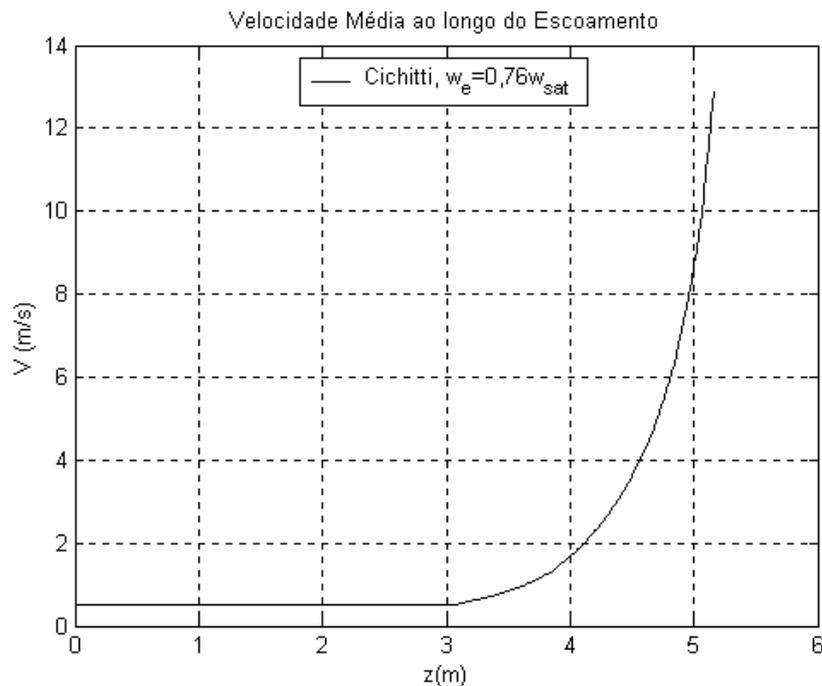
As viscosidades das fases líquido e gás também são alteradas pela variação de pressão e temperatura no escoamento. A redução da solubilidade de refrigerante no óleo e também da temperatura da mistura provocam aumento no valor da viscosidade da fase líquida, e os efeitos redução de pressão no escoamento diminuem a viscosidade do gás, como mostra a figura 4.18.



**Figura 4.18a** – Variação da viscosidade do líquido. **Figura 4.18b** – Variação da viscosidade do gás.

$$(p_e = 251 \text{ kPa}, T_e = 21,3^\circ \text{ C}, \dot{m} = 13,50 \text{ kg / h}, w_e = 0,76 w_{sat})$$

O aumento de velocidade da mistura decorrente do processo de aceleração pode ser observado pelo aumento da velocidade média e pelos perfis de velocidade ao longo do escoamento, conforme mostrado na figuras 4.19 e 4.20, respectivamente.



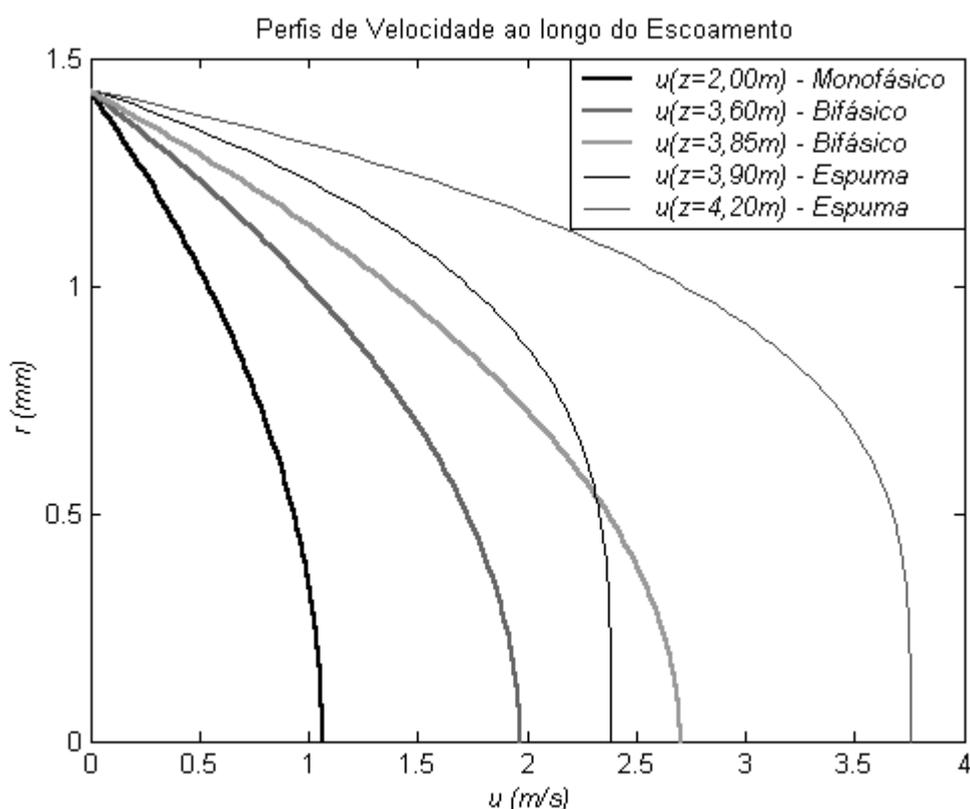
**Figura 4.19** – Variação da velocidade média ao longo do escoamento.

$$(p_e = 251 \text{ kPa}, T_e = 21,3^\circ \text{ C}, \dot{m} = 13,50 \text{ kg / h}, w_e = 0,76 w_{sat})$$

Como comentado anteriormente, a redução de massa específica do fluido acelera o escoamento, o que é observado a partir da liberação de gás, próximo aos 3m de duto, e a velocidade média aumenta. Na região de espuma, a queda de pressão e temperatura é maior que

na região bifásica convencional, o que ocasiona um maior desprendimento de gás e provoca uma aceleração ainda maior que aquela observada na região bifásica.

Na figura 4.20, o primeiro perfil apresenta o escoamento na região monofásica, de líquido subresfriado. O fluido é newtoniano, e o perfil é parabólico, como indica a equação (3.51). A partir do desprendimento de gás, o fluido é acelerado, e a velocidade aumenta cada vez mais, todavia ainda mantendo as características de fluido newtoniano. Quando o escoamento assume o padrão de espuma, o perfil de velocidades se altera. Na região central o perfil se torna mais achatado, inclusive com uma região de escoamento pistonado; este motivo justifica uma velocidade máxima superior nas últimas posições do escoamento bifásico convencional, comparada com aquela no início da região de espuma. Prosseguindo no duto, o fluido continua sendo acelerado e a velocidade da espuma aumenta.



**Figura 4.20** – Perfis de velocidade para diversas posições ao longo do duto

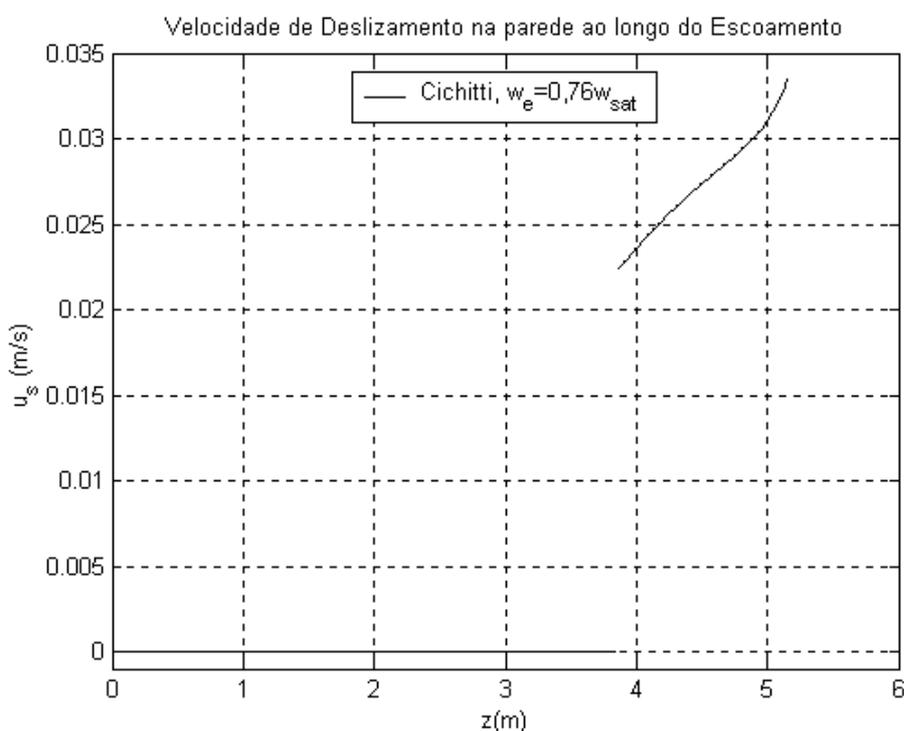
$$(p_e = 251kPa, T_e = 21,3^\circ C, \dot{m} = 13,50kg / h, w_e = 0,76w_{sat})$$

Neste momento, deve-se notar que tanto a tensão de escoamento como o deslizamento na parede apresentam uma influência menor do que talvez fosse esperado. Observe que a espuma poderia ser modelada por uma lei de potência simples, como propôs Gardiner et al. (1999). Isto

ocorre em virtude das altas taxas de deformação a que está submetido o fluido; todavia, o modelo de Calvert é mais genérico, e abrange um maior número de situações do que possibilitaria uma lei de potência. Quanto à velocidade de deslizamento, seus valores mantêm-se menores que 0,05m/s, bastante inferiores às velocidades médias ao longo do escoamento. Como na região de espuma a concentração do refrigerante no óleo já está bastante reduzida, a viscosidade do filme de óleo é consideravelmente alta, e portanto sua deformação não é muito grande, justificando esta pequena velocidade. A velocidade de deslizamento na parede pode ser observada na figura 4.21. A maior viscosidade na região de espuma é confirmada também pelos perfis de velocidade da figura 4.20, pois é visível a maior inclinação do perfil na região próxima à parede em comparação ao escoamento bifásico convencional. Isto também verifica-se nos valores de tensão na parede, que pode ser várias vezes maior na região de espuma, como mostra a tabela 4.3.

**Tabela 4.3** – Valores da tensão de cisalhamento na parede ao longo do escoamento.

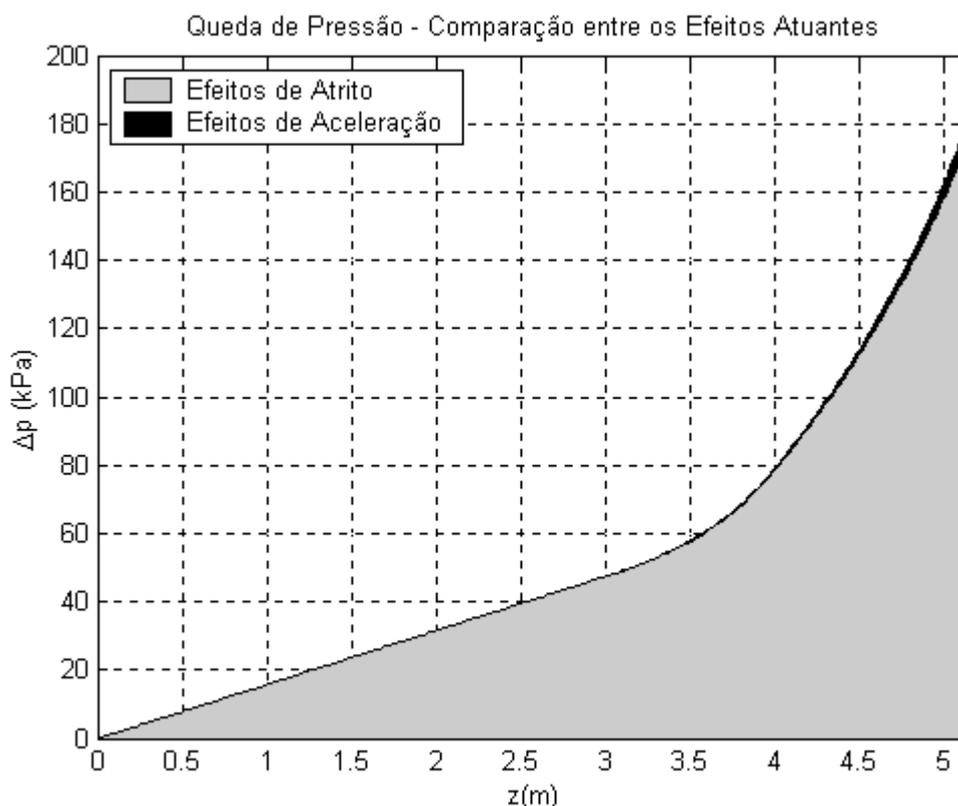
$z(m)$	1	3	3,5	3,75	4	5	5,165
$\tau_w (N/m^2)$	11,3	11,3	18,8	27,6	41,3	84,0	101,3
	Monof.	Monof.	Bifásico	Bifásico	Espuma	Espuma	Espuma



**Figura 4.21** – Avaliação da velocidade de deslizamento na parede

$$(p_e = 251kPa, T_e = 21,3^\circ C, \dot{m} = 13,50kg/h, w_e = 0,76w_{sat})$$

A aceleração do escoamento e o atrito viscoso são os dois efeitos considerados no cálculo da queda de pressão, como indica a equação (3.16). É possível ainda uma comparação entre a importância de cada um dos efeitos isoladamente, o que é mostrado na figura 4.22, onde apresenta-se a queda de pressão acumulada ao longo do escoamento:

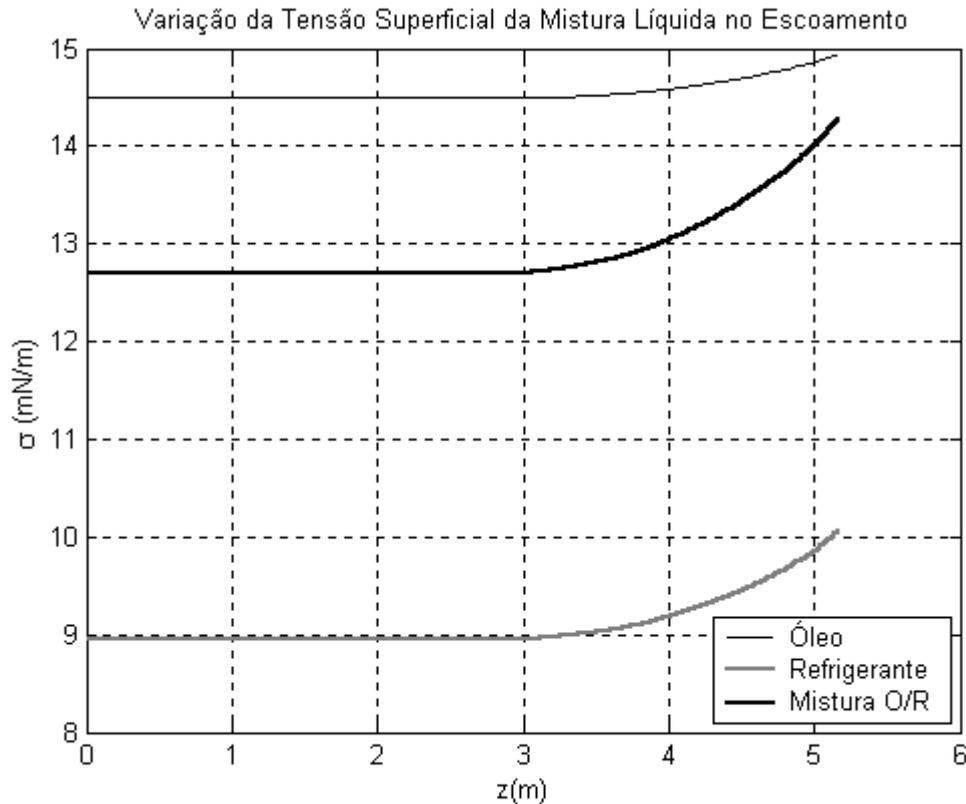


**Figura 4.22** – Queda de pressão acumulada ao longo do escoamento

$$(p_e = 251 \text{ kPa}, T_e = 21,3^\circ \text{ C}, \dot{m} = 13,50 \text{ kg} / \text{ h}, w_e = 0,76 w_{sat})$$

Até o início do desprendimento de gás, próximo dos 3m do duto, o gradiente de pressão resulta exclusivamente do atrito viscoso com as paredes do tubo. A partir desta posição, ocorre o desprendimento de gás e o fluido passa a ser acelerado; porém, mesmo com a grande aceleração observada com a ocorrência do desprendimento de gás, os efeitos de aceleração sobre o escoamento ainda são pequenos quando comparados aos efeitos do atrito, representando apenas 10% da queda de pressão total experimentada pelo escoamento. Entretanto, há que se considerar que os efeitos viscosos também são amplificados pela aceleração do fluido, como indica o aumento da tensão cisalhante na parede, tabela 4.3. Assim, não se pode desprezar a aceleração sofrida no escoamento; isto seria assumir que o escoamento é incompressível, o que naturalmente não é verdadeiro no caso em questão.

A redução do diâmetro das bolhas na região de escoamento bifásico convencional, que é observado no experimento (figuras 3.1 e 3.2), também pode ser entendido ao analisar o comportamento da tensão superficial do líquido ao longo do escoamento, indicado na figura 4.23.

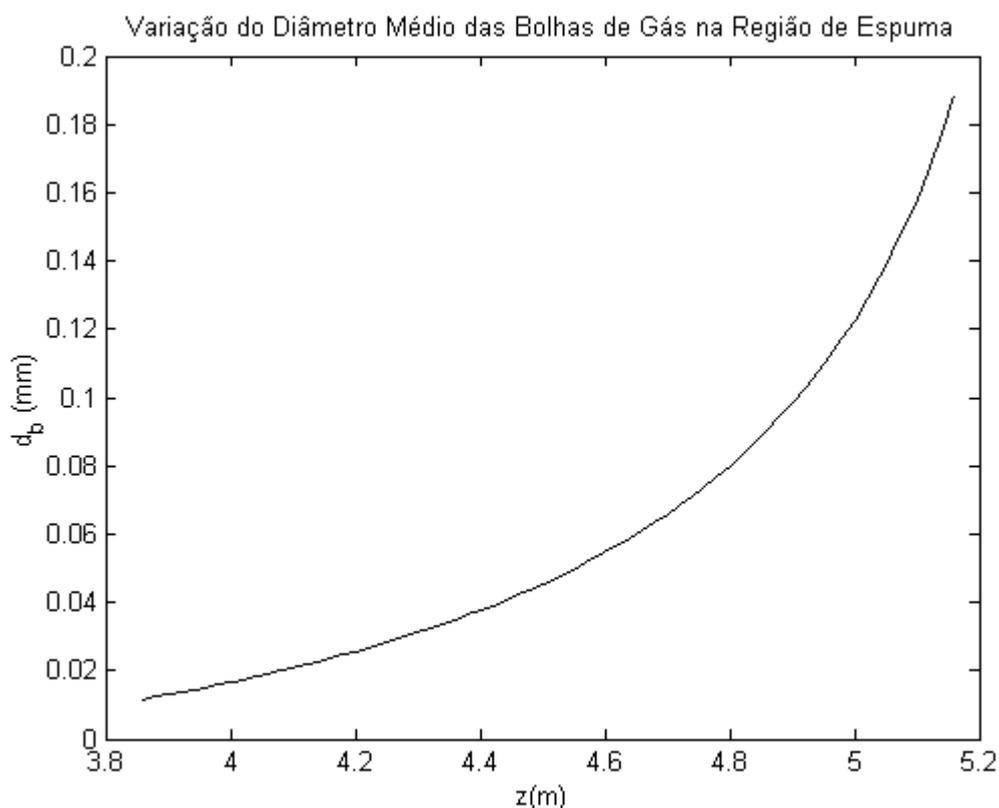


**Figura 4.23** – Variação da tensão superficial do líquido ao longo do escoamento  
 ( $p_e = 251kPa, T_e = 21,3^\circ C, \dot{m} = 13,50kg / h, w_e = 0,76w_{sat}$ )

Um aumento da tensão superficial é observado com as mudanças de pressão e temperatura ao longo do escoamento, de modo que a força devido à tensão superficial sobre a bolha aumenta, tendendo a reduzir sua área de contato com o líquido. Desta forma, o diâmetro das bolhas diminui com o avanço do escoamento bifásico, mesmo que a pressão esteja diminuindo. Esta análise considera a bolha isoladamente; com o aumento da população de bolhas devido ao desprendimento de gás, ainda ocorre a interferência entre elas, que é outro fator que atua no sentido de reduzir o tamanho das mesmas.

É também possível verificar qualitativamente no modelo de espuma se a espessura assumida para a camada de líquido na parede está coerente. Embora não sejam disponíveis valores para o diâmetro das bolhas, uma estimativa pode ser obtida a partir das figuras 3.1 a 3.3, obtidas a partir das visualizações realizadas por Lacerda (2000). Conhecendo o diâmetro interno

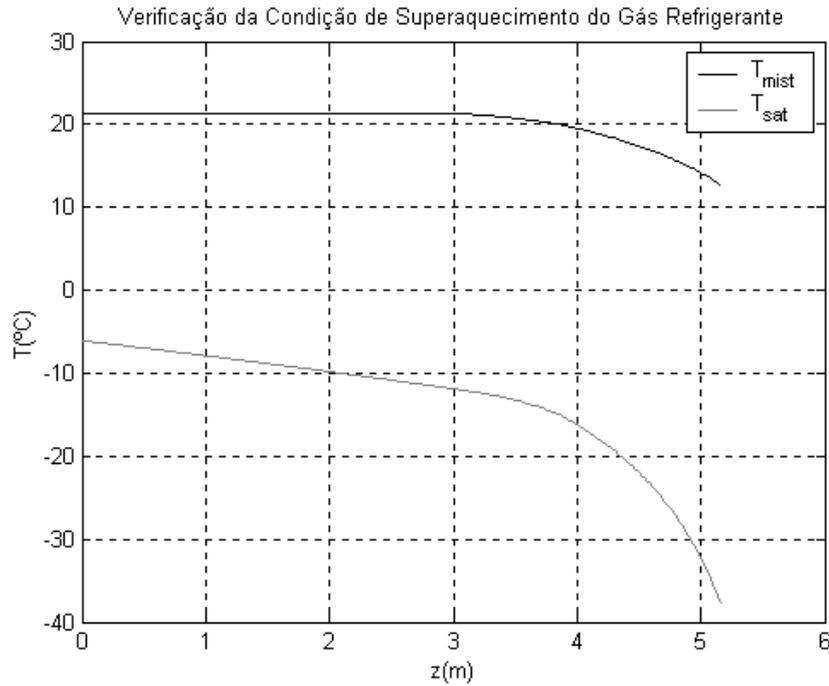
do tubo de vidro,  $3,028\text{mm}$ , para a região de espuma verificam-se diâmetros de bolha da ordem de  $0,1\text{mm}$ . A partir da equação (3.65), e sendo utilizado nas simulações um valor para a espessura da camada de líquido  $\delta_s = 5,0\mu\text{m}$ , pode-se construir o gráfico da evolução do tamanho das bolhas ao longo do escoamento de espuma, conforme mostrado na figura 4.24. Os resultados obtidos situam-se na mesma ordem de grandeza da estimativa realizada, de modo que o valor utilizado para a espessura da camada de líquido mostra-se coerente.



**Figura 4.24** – Diâmetro médio das bolhas calculado pela equação (3.65) para a região de espuma.

$$(p_e = 251\text{kPa}, T_e = 21,3^\circ\text{C}, \dot{m} = 13,50\text{kg/h}, w_e = 0,76w_{sat})$$

Na realização deste trabalho, a fase gás é considerada superaquecida, mesmo sendo liberada a partir de uma mistura saturada. Isto significa que o gás é liberado da mistura óleo/refrigerante saturada em uma temperatura maior que a da condição de saturação do gás a partir do refrigerante líquido puro. Esta hipótese é confirmada pela comparação entre a temperatura da mistura e a temperatura de saturação do refrigerante para a pressão correspondente, na posição em consideração. Estes resultados são apresentados na figura 4.25, e confirmam que o gás está superaquecido.



**Figura 4.25** – Comparação entre a temperatura da mistura e a temperatura de saturação para o refrigerante.

$$(p_e = 251 \text{ kPa}, T_e = 21,3^\circ \text{ C}, \dot{m} = 13,50 \text{ kg/h}, w_e = 0,76 w_{sat})$$

Neste momento, a atenção será focada na verificação se o regime de bolhas observado experimentalmente está de acordo com as previsões encontradas na literatura. Para isto, será utilizado o mapa de escoamento de Taitel-Dukler (1976), apresentado no Capítulo 2, figura 2.2.

Inicialmente, alguns parâmetros adimensionais precisam ser calculados, e a definição destes parâmetros será introduzida a seguir.

X: Parâmetro de Martinelli, definido por:

$$X = \left[ \frac{(dp/dz)_l}{(dp/dz)_g} \right]^{1/2} \quad (4.6)$$

Na equação anterior, estão presentes os gradientes de pressão por atrito das duas fases, que para regime laminar podem ser calculados por:

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_l = - \frac{f_l G^2 (1-x)^2}{2 \rho_l D}, \quad f_l = \frac{64}{Re_l}, \quad Re_l = \frac{G(1-x)D}{\mu_l} \quad (4.7)$$

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_g = - \frac{f_g G^2 x^2}{2 \rho_g D}, \quad f_g = \frac{64}{Re_g}, \quad Re_g = \frac{GxD}{\mu_g} \quad (4.8)$$

Três parâmetros são utilizados para verificar a região em que o fluido pode se encontrar, cada um deles se aplica a uma região específica. Esta metodologia também é válida para tubos inclinados, onde o parâmetro será o ângulo de inclinação  $\theta$ , em relação a horizontal.

$K_{TD}$ : Parâmetro que verifica o limite entre os regimes estratificado liso e ondulado:

$$K_{TD} = \left[ \frac{\rho_l \rho_g j_g^2 j_l}{\mu_l (\rho_l - \rho_g) g \cos \theta} \right]^{1/2} \quad (4.9)$$

Onde  $j_i$  é o fluxo volumétrico da fase  $i$ , respectivamente definido para cada fase como:

$$j_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l} \quad (4.10)$$

$$j_g = \frac{Gx}{\rho_g} \quad (4.11)$$

$F_{TD}$ : Verifica o limite entre os regimes estratificado anular disperso e intermitente (*plug* ou *slug*):

$$F_{TD} = \left[ \frac{\rho_g j_g^2}{(\rho_l - \rho_v) D g \cos \theta} \right]^{1/2} \quad (4.12)$$

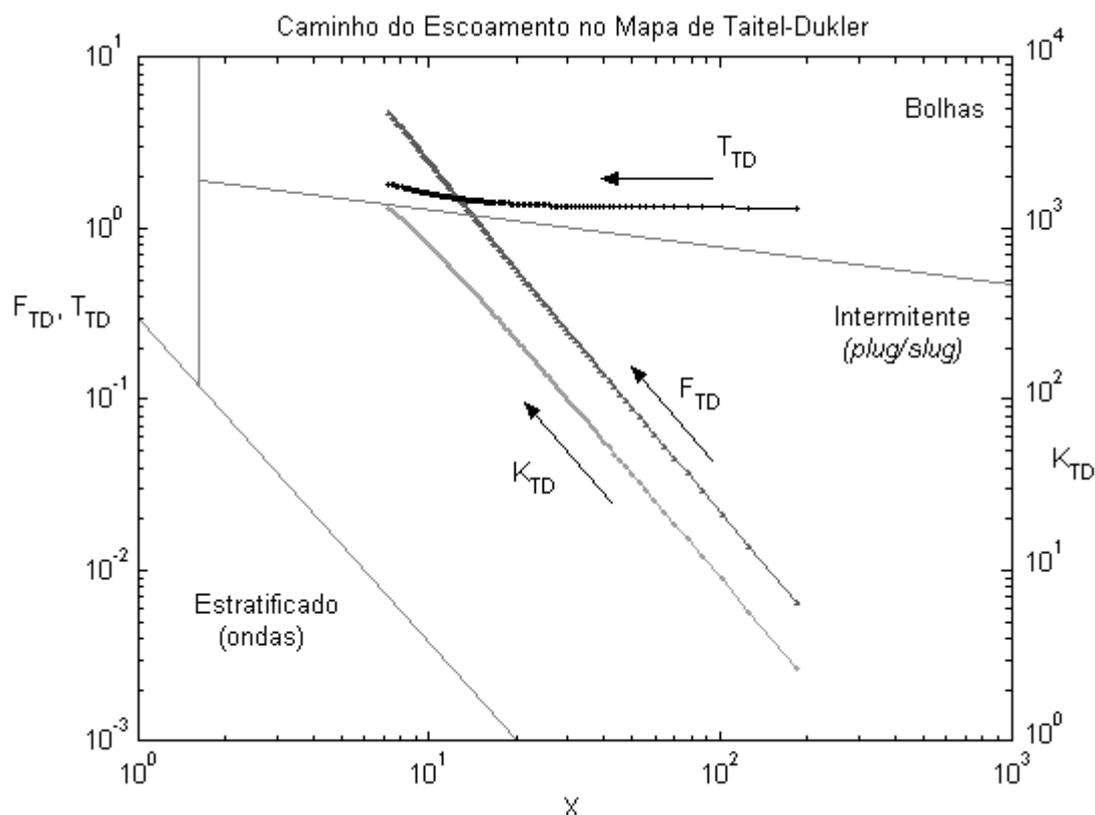
$T_{TD}$ : É o parâmetro de maior interesse neste trabalho, pois especifica a posição entre os regimes de escoamento em bolhas e intermitente:

$$T_{TD} = \left[ \frac{(dp/dz)_l}{(\rho_l - \rho_v) g \cos \theta} \right]^{1/2} \quad (4.13)$$

Adicionalmente, a transição entre o escoamento anular disperso e em bolhas para o anular é dado diretamente pelo parâmetro de Martinelli no valor  $X = 1,6$ .

O cálculo destes parâmetros é realizado para o escoamento em estudo, tanto para a região bifásica como para a região de espuma, embora a significância dos parâmetros neste último caso não seja relevante, uma vez que não se encontra tal padrão nestes mapas. O parâmetro  $T_{TD}$  indicou que realmente o escoamento se dá em regime de bolhas, embora com alguma aproximação à transição para um escoamento intermitente, que ocorreria em vazões menores. Os

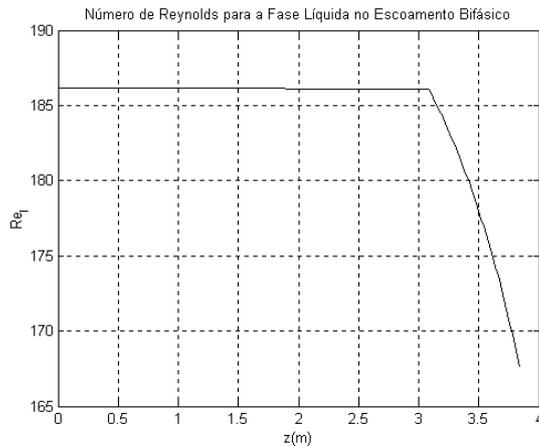
demais parâmetros,  $F_{TD}$  e  $K_{TD}$ , não têm um grande significado neste caso, mas seus valores garantem que realmente o escoamento não se processa em um regime estratificado ou anular. A figura 4.26 apresenta estes valores para um escoamento típico simulado no presente trabalho.



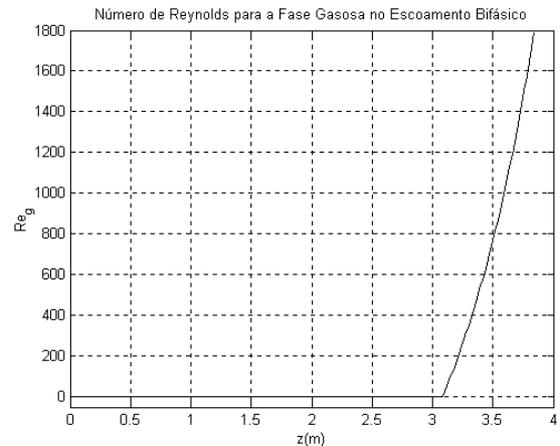
**Figura 4.26** – Verificação do regime de escoamento no mapa de Taitel e Dukler (1976)

$$(p_e = 251 \text{ kPa}, T_e = 21,3^\circ \text{ C}, \dot{m} = 13,50 \text{ kg/h}, w_e = 0,76 w_{sat})$$

Também é necessário confirmar se, para a região de interesse, isto é, o escoamento bifásico convencional, as condições de regime laminar são verificadas. Desta forma, para a região bifásica, é calculado o número de Reynolds para ambas as fases, e o resultado é apresentado na figura 4.27. Os resultados indicam que tanto o líquido como o gás se mantêm dentro da faixa de valores do regime laminar, com valores do número de Reynolds abaixo de  $Re = 2300$ , valor utilizado para a transição entre regime laminar e turbulento para um duto circular reto (Fox e McDonald, 1995). Este valor de transição, porém, não é uma referência absoluta, pois o escoamento não apresenta as mesmas características de um escoamento monofásico simples. Assim tanto é possível que o escoamento seja laminar para  $Re > 2300$  como um escoamento turbulento a  $Re < 2300$ .



**Figura 4.27a** – Evolução do número de Reynolds para a fase líquida



**Figura 4.27b** – Evolução do número de Reynolds para a fase gasosa

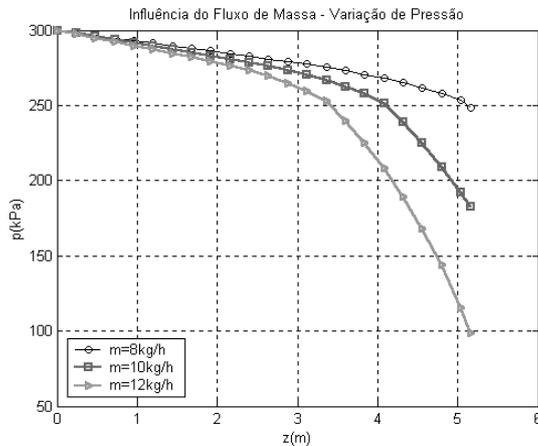
$$(p_e = 251 \text{ kPa}, T_e = 21,3^\circ \text{ C}, \dot{m} = 13,50 \text{ kg/h}, w_e = 0,76 w_{sat})$$

## 4.6. Análise Paramétrica

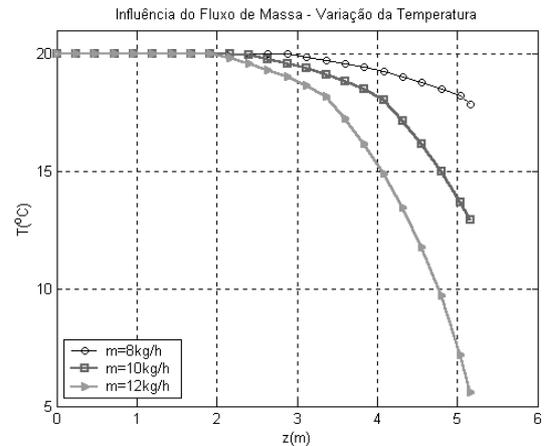
Definidos os parâmetros que o modelo irá utilizar, como o modelo de viscosidade bifásica, os valores característicos da espuma e a malha unidimensional, os principais fatores que afetam os resultados da simulação, para uma dada mistura de óleo e refrigerante, são os valores de entrada, isto é, o fluxo de massa, a concentração de refrigerante, a pressão e a temperatura. Utilizando a geometria de Lacerda (2000),  $L = 5,168 \text{ m}$  e  $D = 2,857 \text{ mm}$ , a influência de cada um destes fatores é estudada nesta seção.

### 4.6.1. Influência do Fluxo de Massa

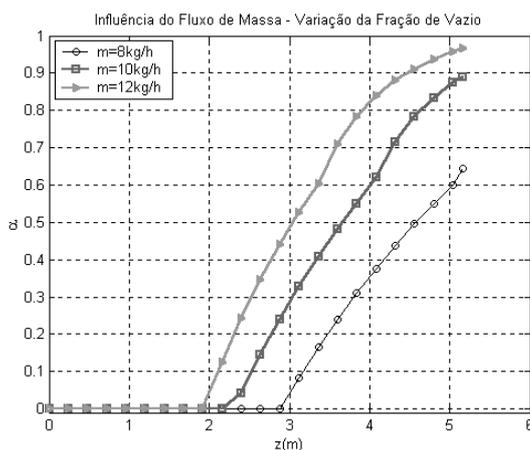
Como esperado, o aumento do fluxo de massa provoca uma intensificação na queda de pressão e na queda de temperatura no escoamento. Para uma condição de entrada de líquido subresfriado ( $w_e = 0,9 w_{sat}$ ), uma pressão de entrada de  $300 \text{ kPa}$  e temperatura de  $20^\circ \text{ C}$ , as figuras 4.28a-d exploram, para três diferentes fluxos de massa, a variação de pressão, temperatura, fração de vazio e concentração de refrigerante ao longo do escoamento.



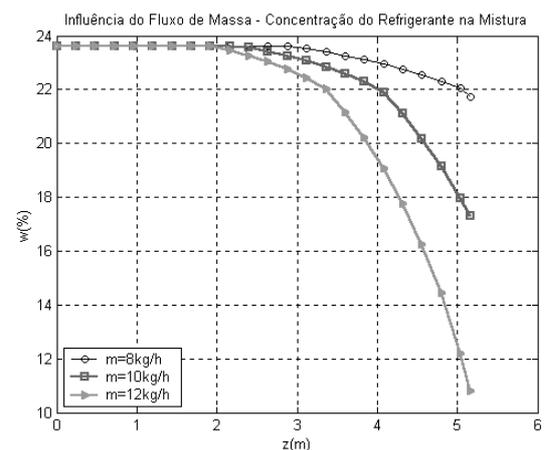
**Figura 4.28a** – Influência do fluxo de massa sobre a pressão



**Figura 4.28b** – Influência do fluxo de massa sobre a temperatura



**Figura 4.28c** – Influência do fluxo de massa sobre a fração de vazio

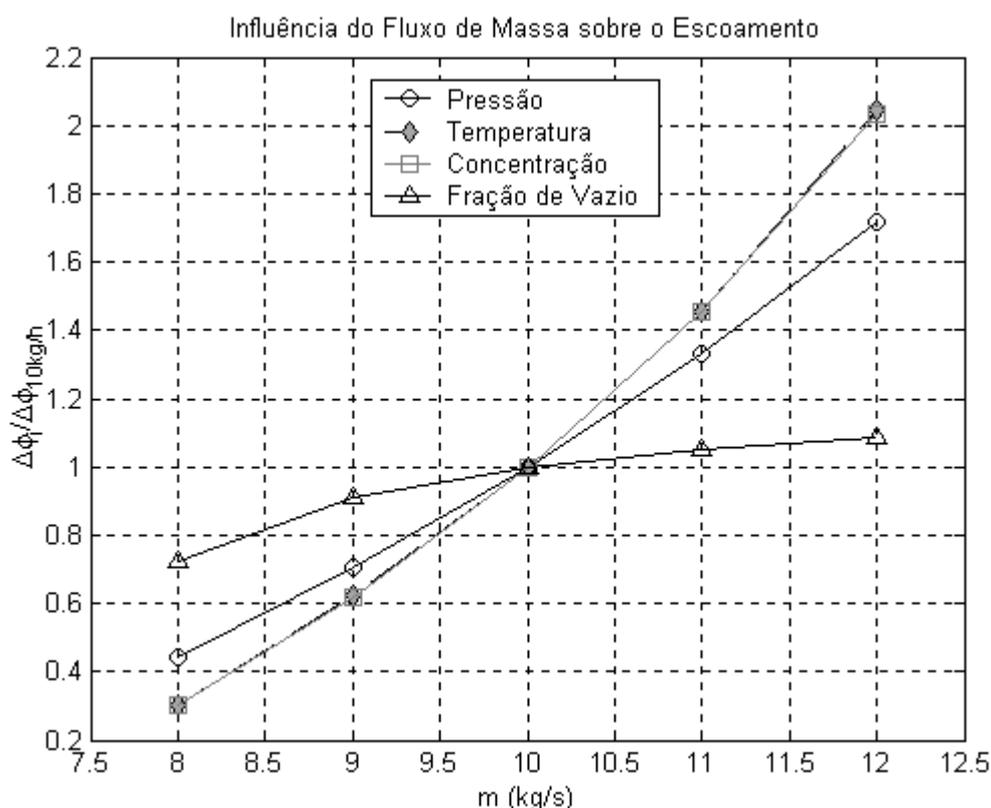


**Figura 4.28d** – Influência do fluxo de massa sobre a concentração no escoamento

(Dados das simulações:  $p_e = 300\text{kPa}$ ,  $T_e = 20^\circ\text{C}$ ,  $w_e = 0,90w_{sat}$ )

Observando estes resultados e outras simulações realizadas, verifica-se que a variável cujo valor final é menos afetado pelo aumento do fluxo de massa é a fração de vazio; isto se deve ao volume já grande de gás presente, de forma que o acréscimo gerado pela liberação em uma fração de vazio já elevada não altera grandemente a fração de volume de gás. O comportamento da pressão com o fluxo não é linear, mas a influência deste sobre os resultados de temperatura e solubilidade é ainda mais significativa. A menor queda de pressão que ocorre nos casos onde o fluxo é menor retarda tanto o início do desprendimento de gás como o início do escoamento de espuma. No caso para  $m = 8\text{kg/h}$ , conforme observado na figura 4.28a, praticamente inexistente a região de espuma.

Variações de  $p$ ,  $T$ ,  $\alpha$  e  $w$  com relação a um valor central, calculado para  $\dot{m} = 10 \text{ kg/h}$  são apresentadas na figura 4.29. Este é um caso particular onde o comportamento de temperatura e concentração foram praticamente idênticos. De fato, o comportamento das duas variáveis é muito semelhante, uma vez que a queda na concentração é o principal fator na redução da temperatura. Todavia, efeitos de compressibilidade podem vir a apresentar maior importância e os resultados destas duas variáveis diferirem.



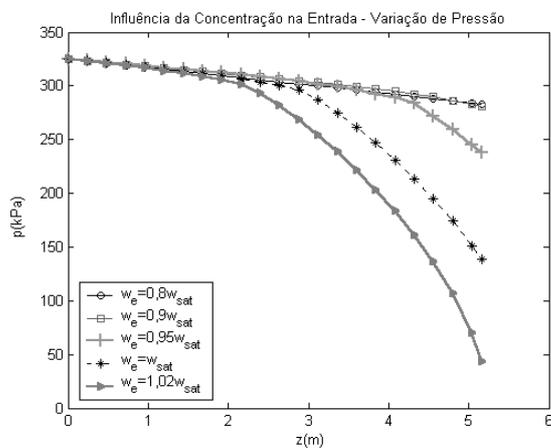
**Figura 4.29** – Influência do fluxo de massa sobre o escoamento – Variação das principais variáveis

#### 4.6.2. Influência da Concentração de Refrigerante na Entrada

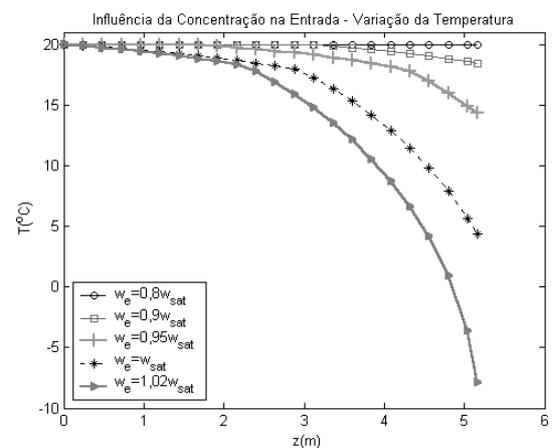
Uma maior quantidade de refrigerante dissolvido no óleo reduz a viscosidade da mistura, mas o aumento da fração mássica de refrigerante apenas reduzirá a perda de pressão para baixas quantidades de refrigerante dissolvido, isto é, quando a concentração for bastante inferior àquela de saturação. Nestes casos, uma maior concentração de refrigerante permite a ocorrência de uma região de escoamento bifásico, mas a menor queda de pressão no início do duto, em virtude da menor viscosidade do fluido em escoamento, compensa a queda de pressão total observada ao longo do escoamento, que pode ser muito próxima ou até menor que aquela observada no

escoamento exclusivamente monofásico, com menor quantidade de refrigerante dissolvido, como observado nos casos de  $w_e = 0,8w_{sat}$  e  $w_e = 0,9w_{sat}$  na figura 4.30.

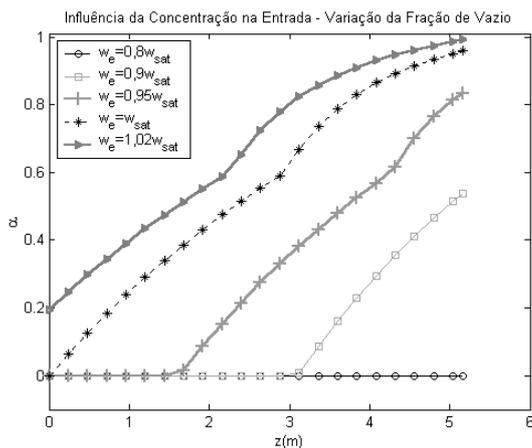
Próximo da condição de saturação, o aumento da concentração faz com que o desprendimento do gás ocorra em uma menor distância do duto, e uma maior região de escoamento bifásico e de espuma são observadas, o que torna as quedas de pressão e temperatura maiores. A figura 4.30 ilustra a influência da concentração de refrigerante sobre o escoamento.



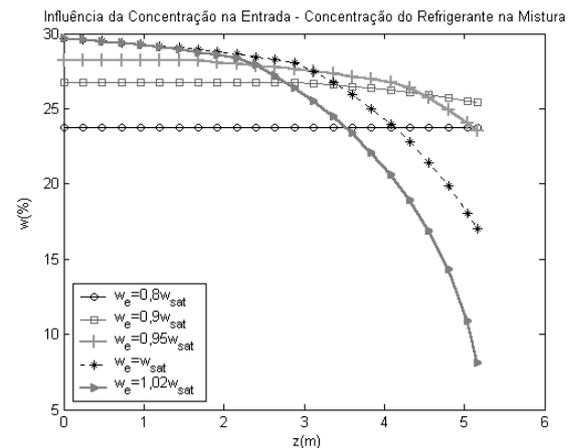
**Figura 4.30a** – Influência da concentração inicial sobre a pressão



**Figura 4.30b** – Influência da concentração inicial sobre a temperatura



**Figura 4.30c** – Influência da concentração inicial sobre a fração de vazio

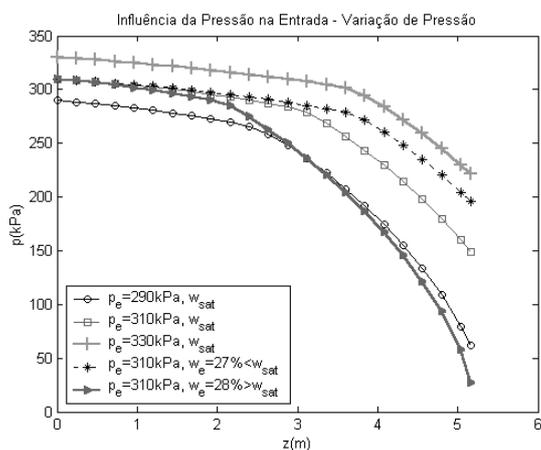


**Figura 4.30d** – Influência da concentração inicial sobre a concentração no escoamento

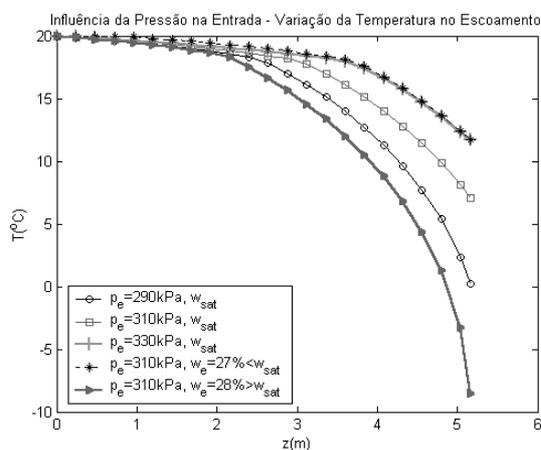
(Dados das simulações:  $p_e = 325\text{kPa}$ ,  $T_e = 20^\circ\text{C}$ ,  $\dot{m} = 9\text{kg/h}$ )

### 4.6.3. Influência da Pressão de Entrada

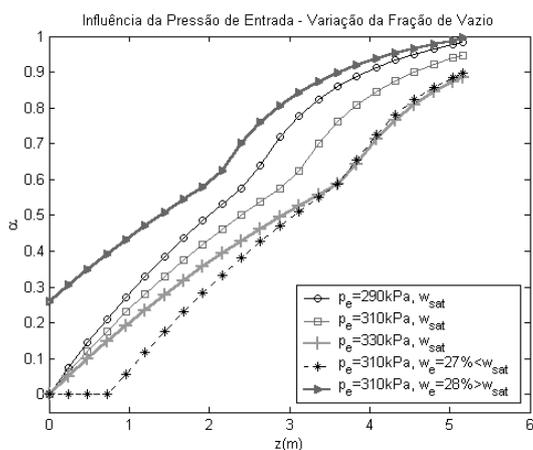
Para uma mistura saturada, uma maior pressão na entrada significa uma maior quantidade de refrigerante dissolvido no óleo; assim, a viscosidade do fluido que escoar é menor, e a queda de pressão observada no escoamento também será menor. Um aspecto complementar é que, em pressões maiores, a densidade da fase gasosa é maior, e o volume ocupado diminui, o que pode ser observado pelo menor crescimento da fração de vazio, com o início da formação de espuma ocorrendo em uma posição do tubo mais afastada da entrada. Resultados que exploram a influência da pressão de entrada nos parâmetros do escoamento são apresentados nas figuras 4.31a-d.



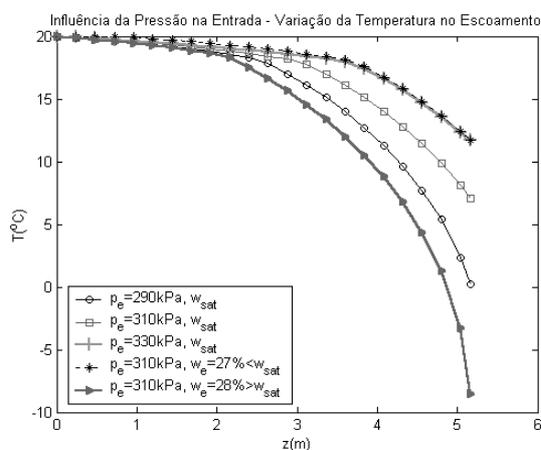
**Figura 4.31a** – Influência da pressão de entrada sobre a pressão no escoamento



**Figura 4.31b** – Influência da pressão de entrada sobre a temperatura



**Figura 4.31c** – Influência da pressão de entrada sobre a fração de vazio



**Figura 4.31d** – Influência da pressão de entrada sobre a concentração no escoamento

(Dados das simulações:  $T_e = 20^\circ C$ ,  $\dot{m} = 7,5 kg/h$ )

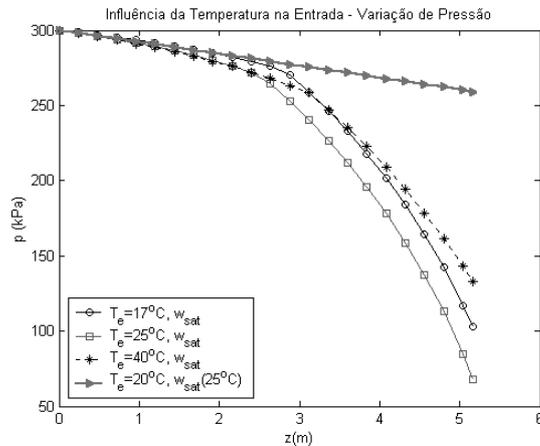
É necessário ainda considerar a concentração do fluido na entrada; se esta concentração estiver abaixo da saturação, a queda de pressão é menor e o início da formação de espuma é empurrado para a jusante. Este caso pode ser exemplificado por uma mistura saturada que tem sua pressão aumentada, e a concentração de refrigerante torna-se inferior ao novo valor de saturação. Já se a concentração de refrigerante estiver acima da saturação, a maior região de escoamento bifásico e de espuma pode ocasionar uma queda de pressão e de temperatura maior que em outro caso de menor pressão de entrada, mesmo quando a concentração deste for inferior. Isto pode acontecer nos casos em que uma mistura saturada tem sua pressão reduzida, resultando assim em liberação de gás.

#### ***4.6.4. Influência da Temperatura de Entrada***

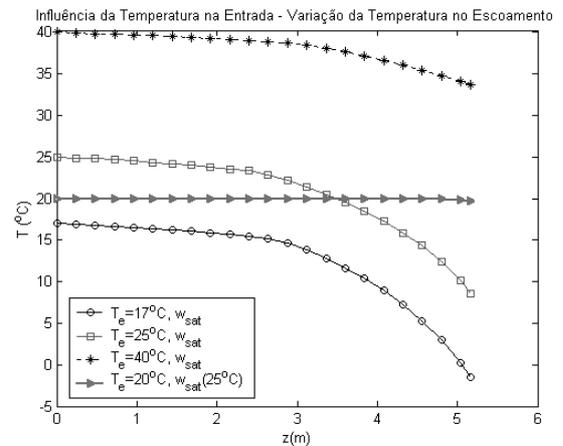
A temperatura age em dois mecanismos sobre a mistura. Sua elevação diminui a quantidade de refrigerante que pode se dissolver na mistura, aumentando a viscosidade. Porém, o aumento da temperatura diminui a viscosidade do óleo. O resultado da variação da temperatura sobre o escoamento depende da interação entre estes dois fatores, conforme explorado na figura 4.32.

Para uma mistura saturada, pequenas variações de temperatura refletem, em geral, os efeitos sobre a solubilidade do refrigerante. Nas figuras 4.32a e 4.32b, observa-se que um aumento de 17 para 25°C na temperatura de entrada faz aumentar tanto a queda de pressão como a queda de temperatura, pois a viscosidade aumentou com a diminuição da quantidade de refrigerante. Já variações maiores de temperatura podem refletir os efeitos da redução da viscosidade do óleo. A elevação da temperatura de 17 para 40°C na temperatura de entrada reduz as quedas de pressão e temperatura, mostrando que de fato a viscosidade da mistura foi reduzida.

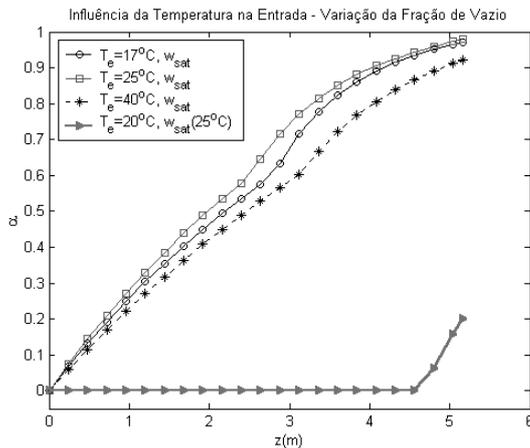
Novamente, há que se atentar para a condição de concentração de refrigerante na entrada. Um fluido em menor temperatura, com concentração inferior a saturação, gera quedas de pressões bastante inferiores àsquelas de maiores temperaturas com o fluido saturado. Exemplo deste fenômeno pode ser a saturação de uma mistura em uma dada temperatura e seu posterior resfriamento. O caso oposto, quando a mistura é aquecida após a saturação, é equivalente ao caso de aumento de concentração mostrado no item 4.6.2, o que resulta em uma queda maior de pressão no escoamento.



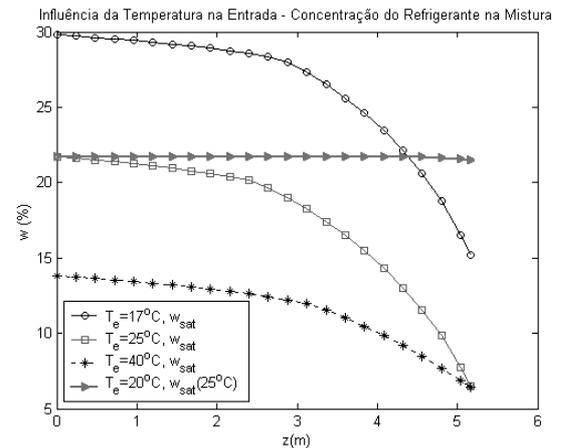
**Figura 4.32a** – Influência da temperatura de entrada sobre a pressão no escoamento



**Figura 4.32b** – Influência da temperatura de entrada sobre a temperatura



**Figura 4.32c** – Influência da temperatura de entrada sobre a fração de vazio



**Figura 4.32d** – Influência da temperatura de entrada sobre a concentração no escoamento

(Dados das simulações:  $p_e = 300\text{kPa}$ ,  $\dot{m} = 8\text{kg/h}$ )

#### 4.7. Comparação entre misturas distintas

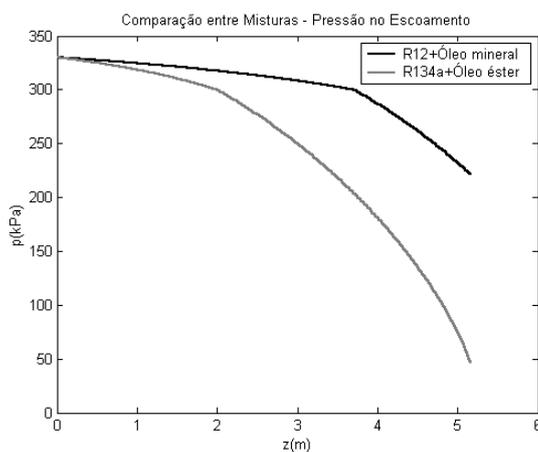
Uma das principais motivações deste trabalho é estudar o desempenho das misturas dos novos refrigerantes HFCs e seus lubrificantes sintéticos em comparação às misturas CFCs e óleos minerais, que devem ser substituídas, dadas as suas características poluentes. Em virtude da inexistência de resultados experimentais para a nova mistura, a maior parte do trabalho foi realizada para o R12. Ainda assim, é interessante a comparação entre estas duas misturas, pois, mesmo sendo desejável uma validação dos resultados para o R134a, uma análise qualitativa pode ser realizada.

Da mesma forma que para o R12 e óleo mineral SUNISO 1GS, são levantadas correlações para as propriedades da mistura R134a e óleo éster polioli EMKARATE RL10H, bem como para o refrigerante na forma de gás. Estas correlações também estão apresentadas no Apêndice B.

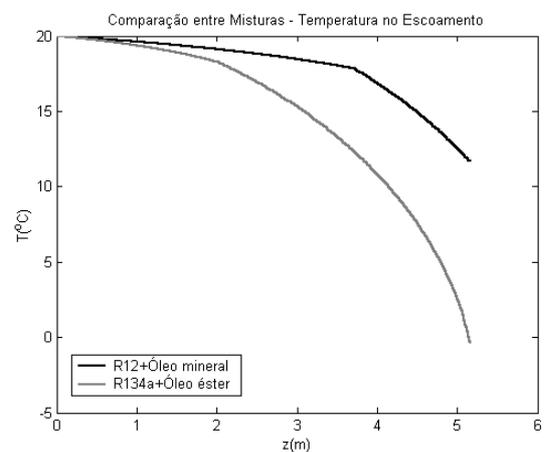
Duas simulações são apresentadas a seguir, a primeira para uma condição de saturação e a segunda para uma situação de subresfriamento, utilizando no modelo de cálculo os mesmos parâmetros para as duas misturas, ou seja, utilizando o modelo de viscosidade de Cichitti (1960),  $\delta_s = 5,0\mu m$ ,  $\tau_e = 1Pa$ ,  $\kappa = 1,168Pa \cdot s^n$ ,  $n = 0,4$ ,  $L = 5,168m$  e  $D = 2,857mm$ .

De acordo com as figuras 4.33a-d e 4.34a-d, observa-se que as quedas de pressão e de temperatura são bastante superiores para os casos da mistura R134a e óleo éster, o que pode ser explicado principalmente pela maior viscosidade desta mistura, da ordem de duas vezes maior na condição de entrada que a da mistura R12 e óleo mineral. A menor solubilidade do R134a para uma mesma condição também é verificada.

As figuras 4.33a-d mostram os resultados da comparação entre misturas saturadas:

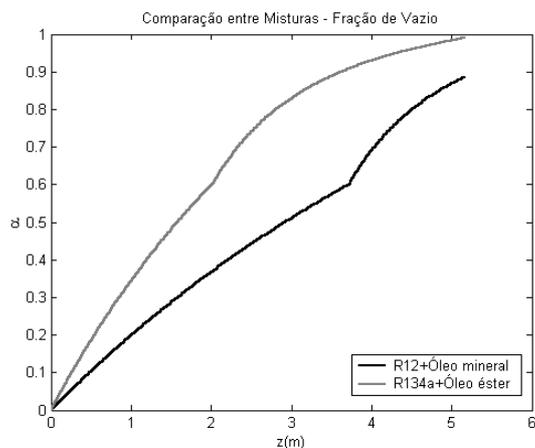


**Figura 4.33a** – Comparação entre as duas misturas saturadas – resultados de pressão

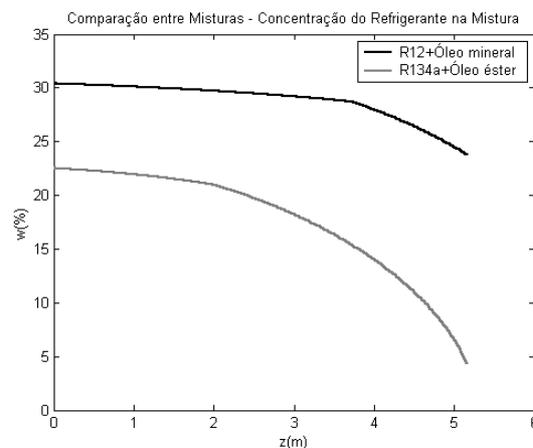


**Figura 4.33b** – Comparação entre as duas misturas saturadas – resultados de temperatura

(Dados da simulação:  $p_e = 330kPa$ ,  $T_e = 20^\circ C$ ,  $\dot{m} = 7,5kg / h$ )



**Figura 4.33c** – Comparação entre as duas misturas saturadas – resultados de fração de vazio

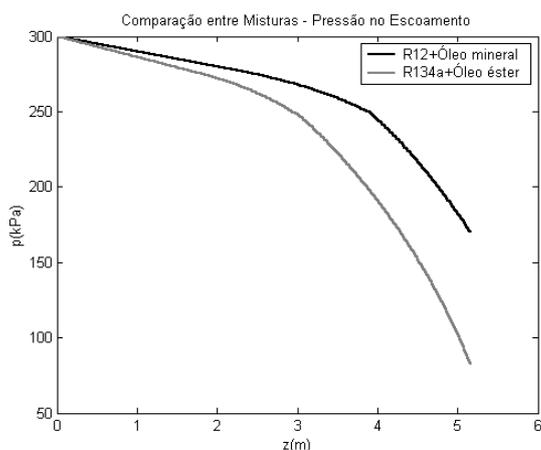


**Figura 4.33d** – Comparação entre as duas misturas saturadas – resultados de concentração

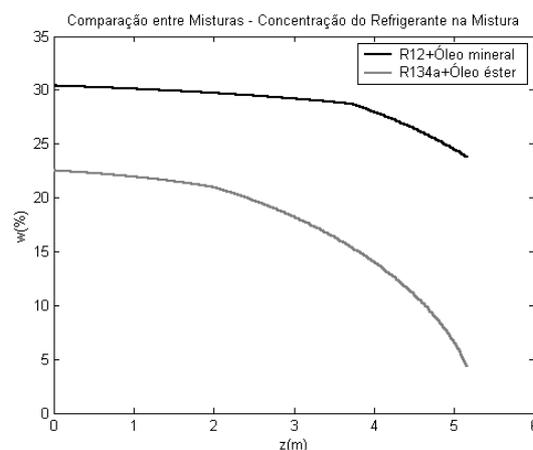
(Dados da simulação:  $p_e = 330\text{kPa}$ ,  $T_e = 20^\circ\text{C}$ ,  $\dot{m} = 7,5\text{kg/h}$ )

O maior valor dos gradientes ao longo do escoamento não pode porém ser atribuído somente às propriedades da mistura, mas também à própria evolução do escoamento. Como exemplo, pode-se observar que a fração de vazio crítica para a mistura R134a/óleo éster é alcançada próximo aos 2m de escoamento, enquanto que para a mistura de R12/óleo mineral a fração de vazio crítica só é atingida aos 4m.

Nas figuras 4.34a-d apresenta-se a simulação com as misturas líquidas subsaturadas na entrada do duto.

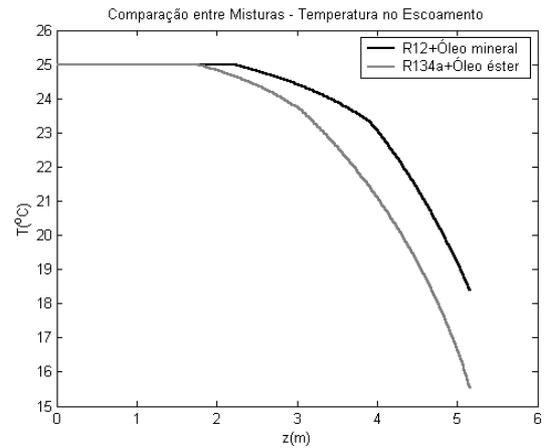
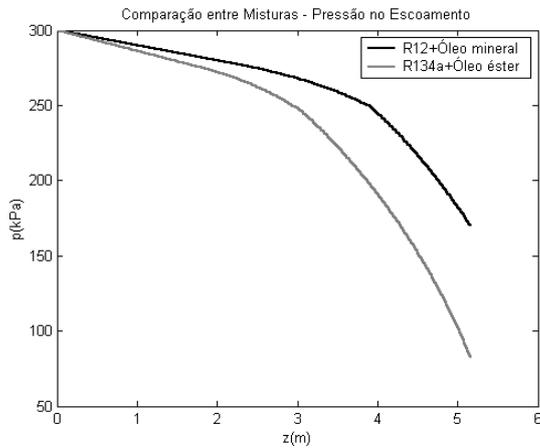


**Figura 4.34a** – Comparação entre as duas misturas subsaturadas – resultados de pressão



**Figura 4.34b** – Comparação entre as duas misturas subsaturadas – resultados de temperatura

(Dados da simulação:  $p_e = 300\text{kPa}$ ,  $T_e = 25^\circ\text{C}$ ,  $\dot{m} = 10,0\text{kg/h}$ ,  $w_e = 0,9w_{sat}$ )



**Figura 4.34c** – Comparação entre as duas misturas subsaturadas – resultados de fração de vazio

**Figura 4.34d** – Comparação entre as duas misturas subsaturadas – resultados de concentração

(Dados da simulação:  $p_e = 300\text{kPa}$ ,  $T_e = 25^\circ\text{C}$ ,  $\dot{m} = 10,0\text{kg} / \text{h}$ ,  $w_e = 0,9w_{sat}$  )

Estes resultados vêm ao encontro de situações observadas durante o funcionamento de refrigeradores domésticos, como o entupimento do capilar com óleo éster. De fato, embora sua viscosidade seja semelhante a do óleo mineral, a baixa solubilidade do R134a não permite grande aumento de sua fluidez a ponto de facilitar o escoamento do óleo. Já no caso do R12, a maior solubilidade reduz suficientemente a viscosidade do óleo, garantindo um escoamento com menor consumo de energia.

#### **5.1. Recapitulação**

O presente trabalho apresenta um modelo numérico para a simulação do escoamento de uma mistura óleo/refrigerante no interior de tubos de pequeno diâmetro, situação de grande perda de carga encontrada com frequência em vários componentes de um sistema de refrigeração.

O modelo considera um duto reto, horizontal e com diâmetro constante, dentro do qual existe um escoamento unidimensional laminar e em regime permanente da mistura, podendo existir também uma fase gasosa de refrigerante desprendido do óleo. Ao longo de todo o tubo admite-se o equilíbrio termodinâmico entre as fases, e a região de metaestabilidade é desconsiderada.

O escoamento é tratado utilizando um modelo homogêneo, isto é, considerando a mesma velocidade para as duas fases, permitindo utilizar um pseudo-fluido com propriedades médias coerentemente definidas.

Dois regiões distintas são modeladas. Na primeira, ocorre um escoamento bifásico convencional, para o qual resolve-se as equações da conservação da massa, conservação da quantidade de movimento linear e a conservação da energia, permitindo obter a pressão e temperatura do fluido e o perfil de velocidades em cada seção transversal estudada. Pode existir uma região inicial de escoamento monofásico, onde só há a presença de líquido; este é tratado como um caso particular do escoamento bifásico onde o título da fase gás é nulo. Ao desconsiderar a metaestabilidade, assume-se que o desprendimento de gás principia quando a condição de saturação é atingida.

Na segunda região, que inicia a partir de uma dada fração de gás no fluido, o escoamento é tratado como de espuma, que é caracterizada como um fluido não-newtoniano, não podendo ser modelado como na região anterior. O modelo de Calvert (1990) é utilizado para descrever seu

comportamento. As mesmas equações de conservação são então resolvidas, obtendo os valores de velocidade, pressão e temperatura.

Variáveis acessórias são requeridas pelo modelo, como as que caracterizam a mistura (solubilidade, densidade, viscosidade e entalpia) e também as propriedades da fase gás. Estas variáveis são fornecidas ao programa na forma de correlações. Adicionalmente, na região de espuma são requeridas a espessura da camada de líquido que reveste a parede,  $\delta_s$ , a tensão de escoamento da espuma,  $\tau_e$ , os parâmetros  $\kappa$  e  $n$  que caracterizam a equação constitutiva da espuma, e a fração de vazio associada ao início do escoamento em espuma,  $\alpha_{lim}$ .

Além das características geométricas do tubo (comprimento e diâmetro interno), devem ser fornecidos como dados de entrada as condições iniciais de escoamento, que são o fluxo de massa, a fração mássica do refrigerante, pressão e temperatura na entrada.

A comparação com resultados experimentais permite definir os parâmetros do modelo, e a partir disto é possível estudar diversos resultados relacionados a este escoamento. Estes resultados poderão ser úteis em várias aplicações, como o cálculo da potência dissipada pelo pistão na folga pistão/cilindro de compressores alternativos, por exemplo. Estimando este valor pela viscosidade do óleo ou simplesmente pela da mistura óleo/refrigerante, os resultados podem estar bem abaixo dos reais, uma vez que o escoamento bifásico e o de espuma provocam dissipações mais elevadas.

## 5.2. Conclusões

- Utilizando um mapa de escoamento bifásico, comprova-se o escoamento em regime de bolhas na primeira região; porém, a redução do fluxo de massa pode permitir um escoamento em padrões intermitentes, como por exemplo em tampões;
- A confiabilidade dos resultados é bastante dependente das correlações fornecidas para as propriedades. Grandes desvios podem ocorrer se as propriedades não forem corretamente avaliadas. Todavia, a correção da viscosidade que foi necessária neste trabalho permitiu verificar que, na região de espuma, a dependência da viscosidade da fase líquida é menor que a do fluxo de massa;

- Diversas correlações de viscosidade bifásica foram testadas, e a correlação de Cichitti (1960) mostrou os melhores resultados; a correlação de Akers (1959) apresenta resultados bastante semelhantes aos de Cichitti, e pode ser uma opção quando a viscosidade do gás é desconhecida;
- Na comparação com os dados experimentais, uma margem de erro de 10% foi observada para temperatura, e 8% para pressão, de modo que os resultados podem ser considerados de boa concordância, principalmente considerando a simplicidade de seu desenvolvimento e o pequeno esforço computacional requerido;
- Confirmam-se as expectativas de que as quedas de pressão e temperatura na região de espuma são maiores, comprovando a maior viscosidade que esta apresenta quando comparada ao fluido bifásico simples. Dadas as elevadas taxas de deformação a que está submetido o escoamento, algumas características da espuma não se mostraram marcantes, como o deslizamento na parede, por exemplo;
- A influência do fluxo de massa foi avaliada, e seu aumento realmente provoca maiores perdas ao longo do escoamento, tanto por aumentar o desprendimento de gás como por gerar uma maior região de escoamento de espuma;
- A concentração inicial de refrigerante influi de duas formas: uma maior concentração reduz a viscosidade da mistura, mas ao mesmo tempo promove um desprendimento de gás em menor tempo. O efeito global sobre o escoamento é a compensação destes dois fatores; em baixas concentrações, verifica-se maior influência da redução de viscosidade, enquanto que em concentrações mais elevadas predominam os efeitos do desprendimento;
- O aumento da pressão de entrada diminui as perdas no escoamento, pois há maior solubilidade do refrigerante no óleo;
- Os efeitos de temperatura se refletem sobre a solubilidade do refrigerante e sobre a viscosidade do óleo; grandes variações de temperatura em geral influem mais sobre o óleo, muitas vezes resultando num efeito distinto ao observado em pequenas variações, onde a solubilidade do refrigerante é mais afetada;

- A otimização das condições de escoamento, quando possível, deve levar em consideração a combinação dos efeitos mencionados anteriormente, pois é perceptível a dependência mútua que apresentam;
- A comparação entre o escoamento de uma mistura R12 e óleo mineral e outra de R134a e óleo éster poliol mostra que a segunda apresenta quedas de pressão e temperatura bastante superiores à primeira, o que pode ser atribuído em grande parte à maior viscosidade da mistura, em virtude da menor solubilidade do R134a no óleo éster poliol;

### **5.3. Sugestões para trabalhos futuros**

- A comparação com os resultados experimentais por vezes é prejudicada em virtude das instabilidades de pressão e temperatura que ocorrem nos experimentos. Desta forma, a modelagem de um escoamento transiente pode ser interessante, inclusive para verificar que variações podem ser admitidas em uma modelagem estacionária;
- É comum que o desprendimento de bolhas não aconteça exatamente nas condições de saturação, pois muitas vezes os sítios de nucleação não estão ativados, principalmente para tubos com baixa rugosidade. Assim, um estudo sobre uma região de metaestabilidade e as condições de sua existência pode ser instrutivo;
- O modelo é válido apenas para escoamentos laminares; as aplicações podem ser mais amplas se for permitido também escoamentos em regime turbulento. Para a região bifásica convencional, a alteração principal consiste na redefinição do fator de atrito. Já na região de espuma, um estudo mais elaborado é necessário, uma vez que o fluido é não-newtoniano;
- Em vazões menores, os resultados fornecidos pelo modelo homogêneo podem afastar-se da realidade, pois escoamentos intermitentes e anulares podem ocorrer. É interessante então estudar o regime com outras configurações de escoamento;
- Para diâmetros do tubo consideravelmente maiores que os das bolhas, as respostas do modelo são satisfatórias. Todavia, para aplicação em sistemas de menores dimensões sugere-se revisar as interações entre as fases e o comportamento do modelo de espuma; neste caso, será necessário conhecer a tensão superficial para caracterizar os regimes de escoamento;

## **REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

---

---

- ANZAWA N., ADACHI, K. **Establishment of Combustion Technology of Foaming Liquid-Fuels**. Industrial Heating, Vol. 28, 1991, pp. 18-25.
- ARIS, R. **Vectors, tensors and the basic equations of fluid mechanics**. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1962.
- BARBOSA JR., J.R. **Critical Parameters and Surface Tension of Lubricant Oils**. Technical Report, NRVA/UFSC, 2001, 9pp.
- BARBOSA JR., J.R., LACERDA, V.T., PRATA, A.T. **Medição de Viscosidade de Misturas de Óleo Lubrificante e Fluido Refrigerante**. Relatório Técnico, NRVA/UFSC, 2001.
- BAUSTIAN, J.J., PATE, M.B., BERGLES, A.E. **Properties of Oil-Refrigerant Liquid Mixtures with Applications to Oil Concentration Measurement: Part I – Thermophysical and Transport Properties**. ASHRAE Transactions, Vol. 92, Part 1A, 1986, pp. 55-73.
- BOABAID NETO, C. **Análise do Desempenho de Tubos Capilares Adiabáticos**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1994, 122pp.
- BURLEY, R., SHAKARIN, M. **An Experimental-Study of Foam Rheology in Straight Capillary Tubes**. International Journal of Engineering Fluid Mechanics, Vol. 5, No. 2, 1992, pp. 115-141.
- CALLEN, H.B. **Thermodynamics and an introduction to thermostatistics**. 2.ed. New York: John Wiley & Sons, 1985.

- CALVERT, J.R. **Pressure Drop for Foam Flow through Pipes**. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 11, No. 3, September, 1990, pp. 236-241.
- CAREY, V.P. **Liquid-Vapor Phase Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization Process in Heat Transfer Equipment**. Bristol: Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- CHANG, S.D., RO, S.T. **Pressure Drop of Pure HFC Refrigerants and their Mixtures Flowing in Capillary Tubes**. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 22, No. 3, 1996, pp. 551-561.
- CHEN, D., LIN, S. **Underpressure of Vaporization of Refrigerant R-134a through a diabatic capillary tube**. International Journal of Refrigeration, Vol. 24, May, 2001, pp. 261-271.
- CHEN, S.L., CHENG, Y.R., LIU, C.H., JWO, C.S. **Simulation of Refrigerant Flowing Through Adiabatic Capillary Tubes**. HVAC&R Research, Vol. 6, No. 2, 2000, pp. 101-115.
- COLLIER, J.G., THOME, J.R. **Convective Boiling and Condensation**. 3.ed. Oxford: Clarendon, 1994.
- CONDE, M.R. **Estimation of Thermophysical Properties of Lubricating Oils and Their Solutions with Refrigerants: An Appraisal of Existing Methods**. Applied Thermal Engineering, Vol. 16, No. 1, 1996, pp. 51-61.
- DESHPANDE, N.S., BARIGOU, M. **The Flow of Gas-Liquid Foams through Pipe Fittings**. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 22, February, 2001. pp. 94-101.
- DREW, D.A. **Mathematical Modeling of Two-Phase Flow**. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 15, 1983, pp. 261-291.
- EMBRACO. **Oil Test Report: Witco SUNISO 1GS and R12**. Relatório de Experimento, 1995

- EMBRACO. **Oil Test Report: ICI EMKARATE RL10H and R134a.** Relatório de Experimento, 2000.
- FOX, R.W., MCDONALD, A.T. **Introdução à Mecânica dos Fluidos.** 4.ed. Rio de Janeiro: LTC, 1995.
- FUKUTA, M., YANAGISAWA, T., SHIMIZU, T., NISHIJIMA, H. **Transient Mixing Characteristics of Refrigerant with Refrigerant Oil.** Proceedings of the 19<sup>th</sup> International Congress of Refrigeration, Vol. IVa, 1995, pp. 215-222.
- GARDINER, B.S., DLUGOGORSKI, B.Z., JAMESON, G.J. **Prediction of Pressure Losses in Pipe Flow of Aqueous Foams.** Industrial & Engineering Chemistry Research, Vol. 38, No. 3, 1999, pp. 1099-1106.
- GASHE, J.L. **Escoamento de Óleo Refrigerante pela Folga Radial de Compressores Rotativos de Pistão Rolante.** Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1996, 238 pp.
- GONÇALVES, J.M. **Análise Experimental do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares.** Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1994, 118pp.
- GREBNER, J.J., CRAWFORD, R.R. **The Effects of Lubricant on Evaporator Capacity for Systems using Mixtures of R-12/Mineral Oil and R-134a/Synthetic Oil.** ASHRAE Transactions, Vol. 99, Part. 1, 1993a, pp. 380-386.
- GREBNER, J.J., CRAWFORD, R.R. **Measurement of Pressure-Temperature-Concentration Relations for Mixtures of R-12/Mineral Oil and R-134a/Synthetic Oil.** ASHRAE Transactions, Vol. 99, Part. 1, 1993b, pp. 387-396.
- GOSWAMI, D.Y., SHAH, D.O., JOTSHI, C.K., BHAGWAT, S., LEUNG, M., GREGORY, A.S. **Foaming Characteristics of HFC Refrigerants.** ASHRAE Journal, June, 1997, pp.39-44.

- HAASE, R. **Thermodynamics of Irreversible Processes**. New York: Dover, 1990. Reimpressão.
- HERZAFIT, B. **Rheology of Aqueous Foams: A Literature Review of some Experimental Works**. Oil&Gas Science and Technology. Vol. 54, No. 5, 1999, pp. 587-596.
- HEWITT, N.J., MCMULLAN, J.T. **Refrigerant-oil Solubility and its Effects on System Performance**. Proceedings of 19<sup>th</sup> International Congress of Refrigeration, Vol. IVa, 1995, pp. 290-296.
- HEWITT, N.J., MCMULLAN, J.T. **The Replacement of CFCs in Refrigeration Equipment by Environmentally Benign Alternatives**. Applied Thermal Engineering, Vol. 7, Nos. 8-10, 1997, pp. 955-972.
- ICI. **Solubility-Viscosity data for EMKARATE and R134a**. 1999.
- JAQMIN, D. **Calculation of Two-Phase Navier-Stokes Flows Using Phase-Field Modeling**. Journal of Computational Physics, Vol. 155, 1999, pp. 96-127.
- KHAN, S.A., ARMSTRONG, R.C. **Rheology of Foams: 1. Theory for Dry Foams**, Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, Vol. 22, 1986, pp. 1-22.
- KOMATSUZAKI, S. HOMMA, Y., ITOH, Y., KAWASHIMA, K., IIZUKA, T. . **Polyol Esters as H-134a Compressor Lubricants**. Journal of the Society of Tribologists and Lubrication Engineers, Vol. 50, 1993, pp. 801-807.
- KONDEPUDI, D., PRIGOGINE, I. **Modern Thermodynamics: from heat engines to dissipative structures**. Cichester: John Wiley & Sons, 1998.
- KRAYNIK, A.M. **Foam Flows**. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 20, 1988, pp. 325-357.

- LACERDA, V.T. **Caracterização Experimental do Escoamento Bifásico de uma Mistura Óleo e Refrigerante em Dutos de Pequeno Diâmetro**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2000, 165pp.
- LACERDA, V.T., PRATA, A.T., FAGOTTI, F. **Experimental Characterization of Oil-Refrigerant Two-Phase Flow**. Proceedings of the ASME, AES, Vol. 40, 2000, pp. 101-109.
- LIANG, S.M., WONG, T.N. **Numerical Modeling of Two-Phase Refrigerant Flow Through Adiabatic Capillary Tubes**. Applied Thermal Engineering, Vol. 21, 2001, pp. 1035-1048.
- MARCINICHEN, J.B. **Avaliação Experimental da Redução do Fluxo de Massa em Tubos Capilares pela Deposição de Óleo Éster**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2001, 180pp.
- MELO, C., FERREIRA, R.T.S., PEREIRA, R.H. **Modeling Adiabatic Capillary Tubes: a Critical Analysis**. Proceedings of the International Refrigeration Conference – Energy, Efficiency and New Refrigerants, Purdue University, West Lafayette, Indiana, USA, Vol. I, 1992. pp. 113-122.
- MELO, C., FERREIRA, R.T.S., BOABAID NETO, C., GONÇALVES, J.M., PEREIRA, R.H., THIESSEN, M.R. **Evaluation of HC-600a, HFC-134a and CFC-12 Mass Flow Rates Through Capillary Tubes**. New Applications to Reduced Global Warming and Energy Consumption Conference, Hannover, Germany, 1994a.
- MELO, C., FERREIRA, R.T.S., BOABAID NETO, C., GONÇALVES, J.M., THIESSEN, M.R. **Experimental Analysis of Capillary Tubes for CFC-12 and HFC-134a**. 5<sup>th</sup> International Refrigeration Conference at Purdue, West Lafayette, USA, 1994b.
- MENDONÇA, K.C. **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, 1996, 105pp.

- MERMOND, Y., FEIDT, M., MARVILLET, C. **Propriétés Thermodynamiques et Physiques des Mélanges de Fluides Frigorigènes et d'Huiles.** International Journal of Refrigeration, Vol. 22, November, 1999. pp. 569-579.
- MEYER, J.J., DUNN, W.E. **New Insights into the Behavior of the Metastable Region of an Operating Capillary Tube.** HVAC&R Research, Vol. 4, No. 1, January, 1998. pp. 105-115.
- MEZAVILA, M.M. **Simulação do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares Não-Adiabáticos.** Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1995, 118pp.
- MOTTA, S.Y., MARQUES, R.P., BRAGA, S.L., PARISE, J.A.R. **Misturas Refrigerante-Óleo Lubrificante: Pressão e Temperatura de Saturação.** Revista de Ciência e Engenharia, Vol.7, No. 2, 1998. pp. 70-78.
- MOTTA, S.Y., MARQUES, R.P., BRAGA, S.L., PARISE, J.A.R. **Misturas Refrigerante-Óleo Lubrificante: Propriedades Termodinâmicas.** Revista de Ciência e Engenharia, Vol. 9, No.1, 2000, pp. 52-61.
- OLIVEIRA JR., A.A.M. **Não-idealidade das Misturas Óleo/Refrigerante.** Comunicação Pessoal. Setembro, 2001.
- NEETHLING, S.J., CILLIERS, J.J., WOODBURN, E.T. **Prediction of the Water Distribution in a Flowing Foam.** Chemical Engineering Science, Vol. 55, 2000, pp. 4021-4028.
- PHITIA, K.D. **A General Interaction Potential Model between Plateau Borders to Determine the Strain Rate of Liquid Foams.** Physica A, Vol. 222, 1995, pp. 35-45.
- POIATE JR, E. **Escoamento Bifásico da Mistura Óleo Mineral-Refrigerante R12 ao longo de um Tubo Reto de Seção Circular.** Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2001, 216pp.
- PRATA, A.T. **General Aspects of Foam and Foam Flow.** Technical Report, 1986, 9 pp.

- PRINCEN, H.M. **Rheology of Foams and Highly Concentrated Emulsions.** Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 91, 1983, pp. 160-175.
- REFPROP. **Properties of Refrigerants and Refrigerant Mixtures.** Version 6.0, National Institute of Standards and Technology, 1998.
- REID, R.C., MODELL, M. **Thermodynamics and its Applications.** 2.ed. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1983.
- SANDLER, S.I. **Chemical and Engineering Thermodynamics.** 3.ed. New York: John Wiley & Sons, 1999.
- SEIXLACK, A.L. **Modelagem do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares.** Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1996, 154pp.
- SHORT, G.D. **Synthetic Lubricants and Their Refrigeration Applications.** Journal of the Society of Tribologists and Lubrication Engineers, Vol. 46, No. 4, April, 1990, pp. 239-247.
- SPAUSCHUS, H.O., SPEAKER, L.M. **A Review of Viscosity Data for Oil-Refrigerant Solutions.** ASHRAE Transactions, Vol. 93, Part 2, 1987, pp. 667-681
- THOME, J.R. **Comprehensive Thermodynamic Approach to Modeling Refrigerant-Lubricant Oil Mixtures.** HVAC&R Research, Vol. 1, No. 2, April, 1995, pp. 110-126.
- TOKURA, I., HANAOKA, Y., ANZAWA, N. **Pressure Drop for Flow of Water-Air Foam through Pipes.** Journal Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 1997, pp. 1037-1043.
- VAN DYKE, K. **Fundamentals of Petroleum.** 4.ed. Austin: The University of Texas, 1997.

- VAN GAALEN, N.A., ZOZ, S.C., PATE, M.B. **The Solubility and Viscosity of Solutions of HCFC-22 in Naphtenic Oil and in Alkylbenzene at High Pressures and Temperatures.** ASHRAE Transactions, Vol. 97, Part.1, 1991, pp. 100-108.
- WHALLEY, P.B. **Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow.** Oxford: Clarendon, 1987.
- WINKLER, W., VALKÓ, P.P., ECONOMIDES, M.J. **A Rheological Model for Polymers Foams.** Society of Petroleum Engineers, Vol. 3, 1994, pp. 897-906.
- WITCO. **Specifications for SUNISO 1GS Refrigeration Oil.** Technical Report, 1995.
- WONGWISES, S., SONGNETICHAOVALIT, T., LOKATHADA, N., SUCHATAWAT, M., KRITSADATHIKARN, P., PIROMPAK, W. **A Comparison of the Flow Characteristics of Refrigerants Flowing through Adiabatic Capillary Tubes.** Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 27, No. 5, 2000, pp. 611-621.
- WONGWISES, S., PIROMPAK, W. **Flow Characteristics of Pure Refrigerants and Refrigerant Mixtures in Adiabatic Capillary Tubes.** Applied Thermal Engineering, Vol. 21, 2001, pp. 845-861.
- YAN, Y.Y., LIN, T.F. **Evaporation Heat Transfer and Pressure Drop of Refrigerant R-134a in a Small Pipe.** International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 41, 1998, pp. 4183-4194.
- YANAGISAWA, T., SHIMIZU, T., FUKUTA, M. **Foaming Characteristics of an Oil-Refrigerant Mixture.** International Journal of Refrigeration, Vol. 14, May, 1991, pp.132-136.
- YOKOZEKI, A.M. **Solubility and Viscosity of Refrigerant-Oil Mixtures.** Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, Vol. I, July, 1994, pp. 335-340.
- ZANGARI, J.M. **Avaliação Experimental do Desempenho de Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do tipo Concêntrico.** Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1998. 160pp.

***PROPRIEDADES DA MISTURA R12 E ÓLEO MINERAL***

Diversas publicações sobre trabalhos experimentais de medição de propriedades estão disponíveis na literatura, utilizando variados métodos para obtê-las, conforme descrito no Capítulo 2. Porém, a variação entre os diversos resultados é bastante grande, inclusive porque os óleos minerais apresentam composições bastante variadas. Assim, o ideal para uma mistura específica é a medição de suas propriedades, quando possível; não havendo esta condição, obter as propriedades a partir do fabricante ou de ensaios com a mistura específica é aconselhável.

Para a mistura R12 e óleo mineral naftênico SUNISO 1GS, as propriedades utilizadas neste trabalho são as mesmas utilizadas por Lacerda (2000), uma vez que esta é a principal fonte dos resultados experimentais para comparação e validação do modelo computacional desenvolvido neste trabalho. Uma discussão mais detalhada sobre estas propriedades também pode ser encontrada na referência citada. As propriedades da mistura líquida óleo/refrigerante foram obtidas a partir de dados do fabricantes (Witco), fornecidos pela Empresa Brasileira de Compressores S.A. (EMBRACO), e também por resultados de testes realizados na própria empresa. As propriedades do refrigerante R12 são obtidas a partir de ajustes experimentais aplicados a dados obtidos do software *REFPROP*.

**A.1. Solubilidade**

A correlação para o cálculo da solubilidade do refrigerante R12 em óleo mineral SUNISO 1GS foi obtida de forma empírica, ajustando uma curva a partir de dados retirados de um diagrama pressão-temperatura-solubilidade obtido pelo fabricante do óleo (Witco).

O intervalo de aplicação desta equação é para  $0 < p < 3\text{bar}$  e  $20 < T < 120^\circ\text{C}$ ; Os resultados são extrapolados para uso abaixo de  $20^\circ\text{C}$ , sem grandes prejuízos de previsão.

A correlação de solubilidade é dada por:

$$w_{sat} = \frac{a_1 + b_1T + c_1p + d_1T^2 + e_1p^2 + f_1Tp}{a_2 + b_2T + c_2p + d_2T^2 + e_2p^2 + f_2Tp} \quad (\text{A.1})$$

$$a_1 = 0,00914975$$

$$a_2 = 1,0$$

$$b_1 = -0,00027718$$

$$b_2 = 0,03051147$$

$$c_1 = 0,098930906$$

$$c_2 = -0,22346262$$

$$d_1 = 1,52029 \cdot 10^{-6}$$

$$d_2 = 0,000223492$$

$$e_1 = -0,00138089$$

$$e_2 = -0,00149545$$

$$f_1 = -1,088 \cdot 10^{-6}$$

$$f_2 = 0,001392493$$

onde,

$w_{sat} (\text{kg}_{ref} / \text{kg}_{mist})$  = solubilidade do refrigerante no óleo;

$p(\text{bar})$  = pressão absoluta;

$T(^\circ\text{C})$  = temperatura;

A tabela A.1 apresenta valores característicos de solubilidade em função de temperatura e pressão calculados pela equação (A.1):

**Tabela A.1** – Solubilidade em massa do refrigerante R12 no óleo mineral SUNISO 1GS.

Solubilidade $w_{sat} (\%)$		$p(\text{kPa})$					
		50	100	150	200	250	300
$T(^\circ\text{C})$	0	6,6	13,8	23,3	35,8	57,4	92,8
	10	4,6	9,3	15,0	22,0	30,9	42,4
	20	3,3	6,8	10,6	15,1	20,2	26,2
	30	2,5	5,2	8,0	11,1	14,6	18,4

## A.2. Densidade

A massa específica é calculada por uma lei de mistura aditiva; porém, como o comportamento não é perfeitamente ideal, aplica-se um fator de correção ao valor ideal.

$$\rho_l = \frac{1}{A} \frac{\rho_{\text{óleo}}}{1 + w \left( \frac{\rho_{\text{óleo}}}{\rho_{rl}} - 1 \right)} \quad (\text{A.2})$$

O fator de correção  $A$  é dado por:

$$A = \frac{a + bT + cT^2 + dw + ew^2 + fw^3}{1 + gT + hT^2 + iw + jw^2} \quad (\text{A.3})$$

$$a = 0,999650597 \quad f = 8,06502 \cdot 10^{-8}$$

$$b = -0,01811382 \quad g = -0,01811257$$

$$c = 8,82352 \cdot 10^{-5} \quad h = 8,81506 \cdot 10^{-5}$$

$$d = 0,004534102 \quad i = 0,004733494$$

$$e = -5,5197 \cdot 10^{-5} \quad j = -4,9138 \cdot 10^{-5}$$

No cálculo de  $A$ , a concentração  $w$  é utilizada em %, e a temperatura é dada em °C.

As densidades do óleo e do refrigerante líquido são, respectivamente,

$$\rho_{\text{óleo}} (\text{kg} / \text{m}^3) = 902,0 - 0,6T, \quad T \text{ em } ^\circ\text{C} \quad (\text{A.4})$$

$$\rho_{rl} (\text{kg} / \text{m}^3) = 1396,314 - 3,28742T + 2,29105 \cdot 10^{-3} T^2 - 1,05736 \cdot 10^{-4} T^3, \quad T \text{ em } ^\circ\text{C} \quad (\text{A.5})$$

O óleo foi ajustado em valores de  $20 < T < 120^\circ\text{C}$  enquanto que o refrigerante foi ajustado para o intervalo de  $0 < T < 70^\circ\text{C}$ .

A tabela A.2 apresenta valores para as densidades do óleo e do refrigerante líquido em função da temperatura, e a tabela A.3 apresenta valores típicos da densidade da mistura em função da concentração de refrigerante e da temperatura.

**Tabela A.2** – Densidades para o óleo mineral SUNISO 1GS e para o refrigerante R12 líquido.

$T(^{\circ}C)$	0	10	20	30
$\rho_{\text{óleo}} (kg / m^3)$	902,0	896,0	890,0	884,0
$\rho_{r1} (kg / m^3)$	1396,3	1363,6	1330,6	1296,9

**Tabela A.3** – Densidade da mistura líquida óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12.

Densidade do Líquido $\rho_l (kg / m^3)$		w(%)					
		5	10	15	20	25	30
$T(^{\circ}C)$	0	918,6	935,4	952,9	971,1	990,0	1009,6
	10	912,0	928,2	945,0	962,4	980,5	999,2
	20	905,5	921,0	937,0	953,7	970,9	988,8
	30	898,8	913,6	933,7	944,7	961,1	978,0

### A.3. Viscosidade

A viscosidade dinâmica (absoluta) foi ajustada a partir de dados fornecidos pelo fabricante (Witco), para uma faixa de  $20 < T < 100^{\circ}C$ , e é dada pela correlação a seguir:

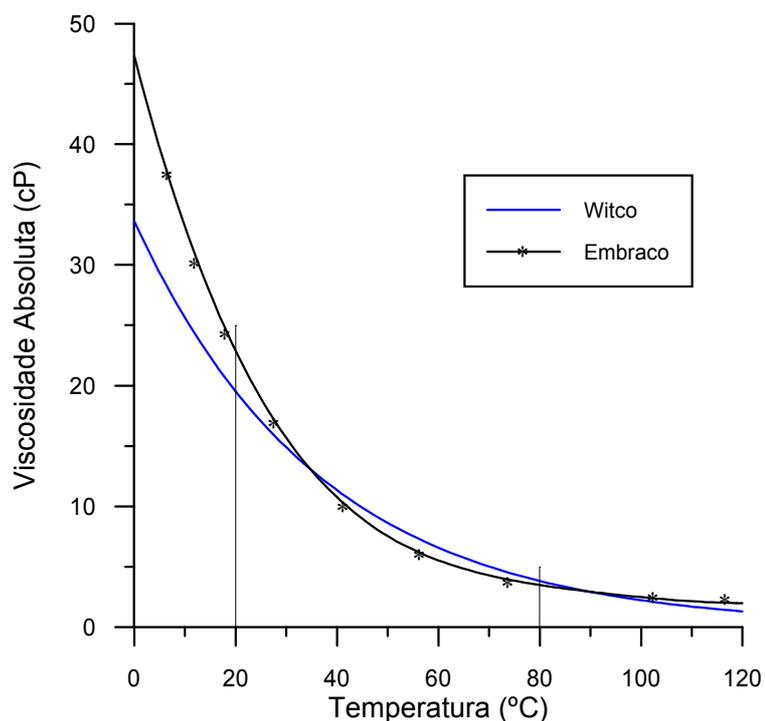
$$\begin{aligned} \mu_l (cP) &= 10^{(f_1 + f_2 T)} \\ \mu_l (Pa.s) &= \mu_l (cP) \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (A.6)$$

$$f_1 = 1,526652699 - 0,03990154w + 0,00733838w^2 - 9,0446 \cdot 10^{-6} w^3$$

$$f_2 = -0,01181413 + 0,000277629w - 3,4171 \cdot 10^{-6} w^2 - 1,875 \cdot 10^{-7} w^3 + 4,45984 \cdot 10^{-9} w$$

onde  $w(\%)$ ,  $T(^{\circ}C)$ .

Contudo, os resultados ajustados, quando comparados a outros resultados fornecidos pela empresa usuária do óleo (EMBRACO), apresentaram grande divergência, de ordem maior de 15% mesmo na faixa comum de aplicação. Lacerda (2000) analisou estas diferenças para o óleo puro ( $w=0$ ), e os resultados são apresentados na figura A.1.



**Figura A.1** – Comparação entre dados de viscosidade do óleo SUNISO 1GS puro de acordo com o fabricante (Witco) e o usuário do lubrificante (EMBRACO), segundo Lacerda (2000).

Desvios desta mesma ordem foram observados nas simulações, e com base neste resultado optou-se por fazer uma correção no valor da viscosidade utilizado no programa. Também pode-se observar o aumento do desvio quando a temperatura se aproxima de 0°C.

Valores característicos para a viscosidade da mistura líquida calculados pela equação (A.6) são apresentados na tabela A.4.

**Tabela A.4** – Viscosidade dinâmica da mistura óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12.

Viscosidade do Líquido $\mu_l (mPa \cdot s)$		$w(\%)$					
		5	10	15	20	25	30
$T(^{\circ}C)$	0	22,1	15,6	11,6	8,9	7,0	5,6
	10	17,3	12,5	9,4	7,3	5,8	4,6
	20	13,6	10,0	7,7	6,0	4,8	3,8
	30	10,7	8,0	6,3	5,0	4,0	3,2

#### A.4. Entalpia

Para obter os valores de entalpia, considerou-se a mistura ideal e então a entalpia da mistura é a adição das entalpias de cada fase, ponderadas pela concentração de refrigerante:

$$h_l = (1 - w)h_{\acute{o}leo} + wh_{rl} \quad (\text{A.7})$$

Para o óleo, não estão disponíveis do fabricante dados de entalpia. Mermond et al. (1999) sugere então a seguinte correlação para óleos minerais:

$$h_{\acute{o}leo} = c_{po}T + h_0 \quad (\text{A.8})$$

onde,

$$c_{po} \left( \frac{J}{kgK} \right) = 4186 \left[ \frac{0,388 + 0,00045(1,8T + 32)}{\sqrt{s}} \right] \quad (\text{A.9})$$

e,

$$s = \frac{\rho_{\acute{o}leo}}{998,5}, \quad h_0 = 200 \cdot 10^3 \frac{J}{kg}, \quad T(^{\circ}C) \quad (\text{A.10})$$

Para o refrigerante, o ajuste do REFPROP ( $270 < T < 310K$ ) forneceu a seguinte correlação:

$$h_{rl} \left( \frac{kJ}{kg} \right) = 30,7514 + 0,305924T(K) + 0,00114859T(K)^2 \quad (\text{A.11})$$

A tabela A.5 apresenta valores para as entalpias do óleo e do refrigerante líquido em função da temperatura, utilizando as correlações anteriores.

**Tabela A.5** – Entalpias para o óleo mineral SUNISO 1GS e para o refrigerante R12 líquido.

$T(^{\circ}C)$	0	10	20	30
$h_{\acute{o}leo} (kJ / kg)$	200,0	218,1	237,1	257,0
$h_{rl} (kJ / kg)$	200,0	209,5	219,1	229,0

Valores típicos da entalpia da mistura em função da concentração de refrigerante e da temperatura são apresentados na tabela A.6.

**Tabela A.6** – Entalpia da mistura líquida óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12.

Entalpia do Líquido $h_l$ (kJ / kg)		w(%)					
		5	10	15	20	25	30
T(°C)	0	200,0	200,0	200,0	200,0	200,0	200,0
	10	217,7	217,3	216,8	216,4	216,0	215,5
	20	236,2	235,3	234,4	233,5	232,6	231,7
	30	255,6	254,2	252,8	251,4	250,0	248,6

### A.5. Tensão Superficial

Barbosa (2001) apresenta um procedimento para estimar a tensão superficial de misturas de óleo e refrigerante, baseado no trabalho de Sprow e Prausnitz (1967). Uma simplificação utilizada é a de tratar o óleo como uma substância pura. Embora seja uma simplificação exagerada, permite que pelo menos uma ordem de magnitude da tensão superficial seja obtida.

Para a mistura óleo/refrigerante, a tensão superficial será calculada por:

$$\sigma_l \left( \frac{N}{m} \right) = \hat{x}_{\text{óleo}} \sigma_{\text{óleo}} + \hat{x}_{\text{rl}} \sigma_{\text{rl}} - \frac{A}{2RT} (\sigma_{\text{óleo}} - \sigma_{\text{rl}})^2 \hat{x}_{\text{óleo}} \hat{x}_{\text{rl}} \quad (\text{A.12})$$

onde,

$$A = \frac{I}{2} \left[ \left( \frac{M_{\text{óleo}}}{\rho_{\text{óleo}}} \right)^{2/3} + \left( \frac{M_{\text{rl}}}{\rho_{\text{rl}}} \right)^{2/3} \right] N_0^{1/3} \quad (\text{A.12a})$$

$\hat{x}_i$  = fração molar do componente  $i$  (kmol/kmol);     $\sigma_i$  = tensão superficial do componente  $i$  (N/m);

$M_i$  = massa molecular, componente  $i$  (kg/kmol);     $\rho_i$  = massa específica do componente  $i$  (kg/m<sup>3</sup>);

$R = 8314,1 \text{ J/(kmolK)}$ ;

$N_0 = 6,023 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$ ;

Para substâncias puras, a tensão superficial será dada por:

$$\sigma \left( \frac{mN}{m} \right) = p_c^{2/3} T_c^{2/3} Q (1 - T_r)^{1/9} \quad (\text{A.13})$$

onde,

$$Q = 0,1196 \left[ 1 + \frac{T_{b,r} \ln \left( \frac{p_c}{1,01325} \right)}{1 - T_{b,r}} \right] - 0,279 \quad (\text{A.13a})$$

$p_c$  = pressão crítica (*bar*);

$T_c$  = temperatura crítica (*K*);

$T_r = \frac{T(K)}{T_c}$  = temperatura reduzida;

$T_{b,r} = \frac{T_b(K)}{T_c}$  = temperatura normal de ebulição à pressão atmosférica (reduzida);

Os valores críticos, a temperatura normal de ebulição e a massa molecular para o óleo e para o refrigerante são apresentados na tabela A.7,

**Tabela A.7** – Parâmetros do óleo SUNISO 1GS e do refrigerante R12 para o cálculo da tensão superficial.

Substância (Referência)	$p_c$ ( <i>bar</i> )	$T_c$ ( <i>K</i> )	$T_b$ ( <i>K</i> )	$M$ ( <i>kg / kmol</i> )
Óleo SUNISO 1GS (Barbosa, 2001)	17,22	647,75	433,64	251
Refrigerante R12 (Refprop)	41,36	385,12	243,40	120,91

A tabela A.8 mostra alguns valores característicos para a tensão superficial do óleo e do refrigerante em função da temperatura,

**Tabela A.8** – Tensão superficial para o óleo mineral SUNISO 1GS e para o refrigerante R12 líquido.

$T$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	0	10	20	30
$\sigma_{\text{óleo}}$ ( <i>mN / m</i> )	15,56	15,06	14,55	14,05
$\sigma_{r1}$ ( <i>mN / m</i> )	11,58	10,33	9,11	7,91

Valores calculados para a tensão superficial da mistura líquida óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12 em função da concentração de refrigerante e da temperatura são apresentados na tabela A.9,

**Tabela A.9** – Tensão superficial da mistura líquida óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12.

Tensão Superficial $\sigma_l (mN/m)$		w(%)					
		5	10	15	20	25	30
T(°C)	0	15,09	14,68	14,32	14,00	13,71	13,46
	10	14,48	13,98	13,54	13,16	12,82	12,52
	20	13,87	13,28	12,78	12,33	11,93	11,58
	30	13,27	12,60	12,01	11,50	11,06	10,66

### A.6. Propriedades do Refrigerante no Estado Gasoso

Para o refrigerante R12, densidade e viscosidade foram ajustadas para o intervalo  $0,5 < p < 7\text{bar}$  e  $-10 < T < 30^\circ\text{C}$ , sendo fornecidas pelas seguintes correlações:

$$\rho_g (\text{kg}/\text{m}^3) = \frac{-4,2936 \cdot 10^{-4} + 5,9619 \cdot 10^{-4} T - 2,2594 \cdot 10^{-5} T^2 - 5,3237 p - 0,25614 p^2}{1 + 3,7908 \cdot 10^{-3} T - 5,0975 \cdot 10^{-6} T^2 - 0,072791 p + 6,6012 \cdot 10^{-4} p^2} \quad (\text{A.14})$$

$$\mu_g (\text{cP}) = \frac{0,01083615 + 1,0571 \cdot 10^{-4} T + 2,6707 \cdot 10^{-7} T^2 - 1,857 \cdot 10^{-4} p + 1,4031 \cdot 10^{-6} p^2}{1 + 6,00450 \cdot 10^{-3} T + 2,4519 \cdot 10^{-6} T^2 - 0,0140206 p} \quad (\text{A.15})$$

onde  $T(^\circ\text{C})$  e  $p(\text{bar})$ .

Para a entalpia, a partir de um ajuste bidimensional no intervalo  $275 < T(K) < 305K$  e  $20 < p(kPa) < 325$ , a seguinte correlação é obtida:

$$h_g (kJ / kg) = a + bp + \frac{c}{T} + dp^2 + \frac{e}{T^2} + f \frac{p}{T} + gp^3 + \frac{h}{T^3} + i \frac{p}{T^2} + j \frac{p^2}{T} \quad (\text{A.16})$$

$$a = 1038,3472$$

$$f = 32,490278$$

$$b = -0,0557957$$

$$g = -1,2927495 \cdot 10^{-9}$$

$$c = -419625,86$$

$$h = -6,7813606 \cdot 10^{+9}$$

$$d = 2,7326852 \cdot 10^{-5}$$

$$i = -5797,6008$$

$$e = 88670110$$

$$j = -0,0087715977$$

A temperatura de saturação do refrigerante R12 em função da pressão também foi determinada através de um ajuste polinomial de 4<sup>a</sup>. ordem a partir dos dados de pressão em um intervalo de  $50 < p < 500kPa$ .

$$T_{sat} (^{\circ}C) = -64,063 + 0,456 p - 1,143 \cdot 10^{-3} p^2 + 2,602 \cdot 10^{-6} p^3 - 1,846 \cdot 10^{-9} p^4, p \text{ em } kPa \quad (\text{A.17})$$

A tabela A.10 apresenta valores da temperatura de saturação do refrigerante R12 em função da pressão, e a tabela A.11 mostra valores característicos para a densidade, viscosidade e entalpia do refrigerante R12 no estado gasoso, em função da temperatura e da pressão.

**Tabela A.10** – Temperatura de saturação para o refrigerante R12 em função da pressão.

$p(kPa)$	50	100	150	200	250	300
$T_{sat} (^{\circ}C)$	-44,5	-30,3	-20,0	-12,3	-6,2	-0,9

**Tabela A.11** – Valores característicos de densidade, viscosidade e entalpia para o refrigerante R12 gasoso.

<i>T=0°C</i>						
<i>p(kPa)</i>	<i>50</i>	<i>100</i>	<i>150</i>	<i>200</i>	<i>250</i>	<i>300</i>
$\rho_g$ ( <i>kg / m<sup>3</sup></i> )	<i>2,7</i>	<i>5,5</i>	<i>8,3</i>	<i>11,2</i>	<i>14,2</i>	<i>17,4</i>
$\mu_g$ ( <i>μPa · s</i> )	<i>10,82</i>	<i>10,80</i>	<i>10,78</i>	<i>10,77</i>	<i>10,76</i>	<i>10,74</i>
<i>h<sub>g</sub></i> ( <i>kJ / kg</i> )	<i>357,0</i>	<i>356,3</i>	<i>355,5</i>	<i>354,7</i>	<i>353,9</i>	<i>353,0</i>
<i>T=10°C</i>						
<i>p(kPa)</i>	<i>50</i>	<i>100</i>	<i>150</i>	<i>200</i>	<i>250</i>	<i>300</i>
$\rho_g$ ( <i>kg / m<sup>3</sup></i> )	<i>2,6</i>	<i>5,2</i>	<i>8,0</i>	<i>10,8</i>	<i>13,6</i>	<i>16,6</i>
$\mu_g$ ( <i>μPa · s</i> )	<i>11,23</i>	<i>11,22</i>	<i>11,20</i>	<i>11,19</i>	<i>11,18</i>	<i>11,17</i>
<i>h<sub>g</sub></i> ( <i>kJ / kg</i> )	<i>362,9</i>	<i>362,2</i>	<i>361,5</i>	<i>360,8</i>	<i>360,0</i>	<i>359,2</i>
<i>T=20°C</i>						
<i>p(kPa)</i>	<i>50</i>	<i>100</i>	<i>150</i>	<i>200</i>	<i>250</i>	<i>300</i>
$\rho_g$ ( <i>kg / m<sup>3</sup></i> )	<i>2,5</i>	<i>5,1</i>	<i>7,7</i>	<i>10,3</i>	<i>13,1</i>	<i>15,9</i>
$\mu_g$ ( <i>μPa · s</i> )	<i>11,63</i>	<i>11,63</i>	<i>11,62</i>	<i>11,61</i>	<i>11,60</i>	<i>11,60</i>
<i>h<sub>g</sub></i> ( <i>kJ / kg</i> )	<i>368,9</i>	<i>368,3</i>	<i>367,6</i>	<i>367,0</i>	<i>366,2</i>	<i>365,5</i>
<i>T=30°C</i>						
<i>p(kPa)</i>	<i>50</i>	<i>100</i>	<i>150</i>	<i>200</i>	<i>250</i>	<i>300</i>
$\rho_g$ ( <i>kg / m<sup>3</sup></i> )	<i>2,4</i>	<i>4,9</i>	<i>7,4</i>	<i>10,0</i>	<i>12,6</i>	<i>15,2</i>
$\mu_g$ ( <i>μPa · s</i> )	<i>12,04</i>	<i>12,04</i>	<i>12,03</i>	<i>12,03</i>	<i>12,02</i>	<i>12,02</i>
<i>h<sub>g</sub></i> ( <i>kJ / kg</i> )	<i>375,0</i>	<i>374,4</i>	<i>373,8</i>	<i>373,2</i>	<i>372,5</i>	<i>371,9</i>

**PROPRIEDADES DA MISTURA R134A E ÓLEO ÉSTER POLIOL**

O procedimento para obtenção das propriedades da mistura R134a e óleo éster seguiu o mesmo procedimento utilizado no caso anterior, para o R12 e óleo mineral. Os resultados de solubilidade e viscosidade da mistura foram obtidos por ajustes de dados do fabricante (ICI), fornecidos pela EMBRACO, além da densidade do óleo. As propriedades do refrigerante foram obtidas com o software REFPROP, e a única propriedade indisponível foi a entalpia do óleo, retirada então da literatura.

**B.1. Solubilidade**

A correlação para o cálculo da solubilidade do refrigerante R134a em óleo sintético EMKARATE RL10H foi obtida de forma empírica, ajustando uma curva a partir de dados retirados de um diagrama pressão-temperatura-solubilidade fornecido pelo fabricante (ICI).

O intervalo de aplicação desta equação é para  $0 < p < 1000 \text{ kPa}$  e  $0 < T < 60^\circ \text{ C}$ , e a correlação de solubilidade é dada por:

$$w_{sat} = \frac{a_1 + b_1 p + c_1 T + d_1 p^2 + e_1 T^2 + f_1 T p}{a_2 + b_2 p + c_2 T + d_2 p^2 + e_2 T^2 + f_2 T p} \quad (\text{B.1})$$

$$a_1 = 0,68247268 \quad a_2 = 1,0$$

$$b_1 = 0,0700619 \quad b_2 = -0,00313147$$

$$c_1 = 0,06991081 \quad c_2 = 0,05031545$$

$$d_1 = -0,00012087 \quad d_2 = 1,05413714 \cdot 10^{-6}$$

$$e_1 = -0,00171566$$

$$e_2 = 0,00136449$$

$$f_1 = 0,00241240$$

$$f_2 = -6,40745705 \cdot 10^{-5}$$

onde,

$w_{sat} (kg_{ref} / kg_{mist})$  = solubilidade do refrigerante no óleo;

$p(kPa)$  = pressão absoluta;

$T(^{\circ}C)$  = temperatura;

Valores característicos de solubilidade do refrigerante no óleo em função de temperatura e pressão são apresentados na tabela B.1.

**Tabela B.1** – Solubilidade em massa do refrigerante R134 no óleo éster EMKARATE RL10H.

Solubilidade $w_{sat} (\%)$		$p(kPa)$					
		50	100	150	200	250	300
$T(^{\circ}C)$	0	4,6	9,3	15,3	23,7	37,6	69,6
	10	3,9	7,4	11,5	16,4	22,6	30,8
	20	3,0	5,7	8,6	11,8	15,4	19,6
	30	2,3	4,4	6,6	9,0	11,5	14,3

## B.2. Densidade

A massa específica é calculada por uma lei de mistura aditiva, considerando a mistura ideal. É possível que um coeficiente de correção seja necessário no cálculo da densidade da mistura, todavia este valor não foi encontrado na literatura pesquisada.

$$\rho_l = \frac{\rho_{\acute{o}leo}}{1 + w \left( \frac{\rho_{\acute{o}leo}}{\rho_{rl}} - 1 \right)} \quad (B.2)$$

As densidades do óleo e do refrigerante líquido são, respectivamente,

$$\rho_{\text{óleo}} (\text{kg}/\text{m}^3) = 966,43636 - 0,57391608T - 0,00024475524T^2 \quad (\text{B.3})$$

$$\rho_{rl} (\text{kg}/\text{m}^3) = 1294,679 - 3,22131T - 1,23398 \cdot 10^{-2}T^2 \quad (\text{B.4})$$

O óleo foi ajustado em valores de  $20 < T < 120^\circ\text{C}$  enquanto que o refrigerante foi ajustado para o intervalo de  $-5 < T < 50^\circ\text{C}$ .

A tabela B.2 apresenta valores para as massas específicas do óleo éster e do refrigerante R134a líquido em função da temperatura, e na tabela B.3 encontram-se valores típicos da densidade da mistura em função da concentração de refrigerante e da temperatura.

**Tabela B.2** – Densidades para o óleo éster EMKARATE RL10H e para o refrigerante R134a líquido.

$T(^{\circ}\text{C})$	0	10	20	30
$\rho_{\text{óleo}} (\text{kg}/\text{m}^3)$	966,4	960,7	954,9	949,0
$\rho_{rl} (\text{kg}/\text{m}^3)$	1294,8	1261,0	1225,3	1187,5

**Tabela B.3** – Densidade da mistura líquida óleo éster EMKARATE RL10H e refrigerante R134a.

Densidade do Líquido $\rho_l (\text{kg}/\text{m}^3)$		w(%)					
		5	10	15	20	25	30
$T(^{\circ}\text{C})$	0	978,8	991,6	1004,7	1018,1	1031,9	1046,0
	10	972,2	984,1	996,3	1008,7	1021,5	1034,6
	20	965,5	976,4	987,6	999,0	1010,6	1022,6
	30	958,6	968,4	978,5	988,7	999,2	1009,8

### B.3. Viscosidade

A viscosidade cinemática foi ajustada a partir de dados fornecidos pelo fabricante (ICI), para uma faixa de  $0 < T < 60^\circ C$ ,  $0 < w < 50\%$ , e é dada pela correlação a seguir, para  $v(cSt)$ :

$$v = \frac{a_1 + b_1T + c_1w + d_1T^2 + e_1w^2 + f_1Tw}{a_2 + b_2T + c_2w + d_2T^2 + e_2w^2 + f_2Tw} \quad (B.5)$$

$$a_1 = 38,31853120$$

$$a_2 = 1,0$$

$$b_1 = 0,03581164$$

$$b_2 = 0,05188487$$

$$c_1 = -0,55465145$$

$$c_2 = 0,02747679$$

$$d_1 = -6,02449153 \cdot 10^{-5}$$

$$d_2 = 9,61400978 \cdot 10^{-4}$$

$$e_1 = 7,67717272 \cdot 10^{-4}$$

$$e_2 = 4,40945724 \cdot 10^{-4}$$

$$f_1 = -2,82836964 \cdot 10^{-4}$$

$$f_2 = 1,10699073 \cdot 10^{-3}$$

onde  $w(\%)$ ,  $T(^\circ C)$ .

Para se obter o valor da viscosidade absoluta, este valor deve ser multiplicado pela densidade da mistura. Assim,

$$\mu = \rho v, \text{ e } v(m/s^2) = v(cSt) \cdot 10^6 \quad (B.6)$$

Valores característicos para a viscosidade absoluta da mistura, que são os valores utilizados pelo programa, são apresentados na tabela B.4.

**Tabela B.4** – Viscosidade absoluta da mistura óleo EMKARATE RL10H e refrigerante R134a.

Viscosidade do Líquido $\mu_l (mPa \cdot s)$		$w(\%)$					
		5	10	15	20	25	30
$T(^\circ C)$	0	30,3	24,7	20,0	16,2	13,1	10,5
	10	19,2	16,0	13,2	11,0	9,0	7,4
	20	13,0	11,0	9,3	7,8	6,5	5,4
	30	9,4	8,0	6,8	5,8	4,9	4,1

#### B.4. Entalpia

Para obter os valores de entalpia, considerou-se a mistura ideal e então a entalpia da mistura é a adição das entalpias de cada fase, ponderadas pela concentração de refrigerante:

$$h_l = (1 - w)h_{\text{óleo}} + wh_{rl} \quad (\text{B.7})$$

Para o óleo, não estão disponíveis do fabricante dados de entalpia. Motta (2000) sugere então a seguinte correlação para óleos éster polióis:

$$h_{\text{óleo}} = a + bT + cT^2 + h_0 \quad (\text{B.8})$$

onde,

$$a = 0, \quad b = 2411,5968, \quad c = 1,1304 \quad \text{e} \quad h_0 = 200 \cdot 10^3$$

Para o refrigerante, o ajuste do REFPROP ( $-5 < T < 50^\circ\text{C}$ ) forneceu a seguinte correlação:

$$h_{rl} \left( \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right) = 200,01095 + 1,3331665T + 0,00194566T^2 \quad (\text{B.9})$$

A tabela B.5 apresenta valores para as entalpias do óleo e do refrigerante líquido em função da temperatura, utilizando as correlações anteriores.

**Tabela B.5** – Entalpias para o óleo éster EMKARATE RL10H e para o refrigerante R134a líquido.

$T(^{\circ}\text{C})$	0	10	20	30
$h_{\text{óleo}} (\text{kJ} / \text{kg})$	200,0	224,2	248,7	273,4
$h_{rl} (\text{kJ} / \text{kg})$	200,0	213,5	227,4	241,8

Com os valores calculados para a entalpia de cada um dos componentes da mistura líquida, e conhecendo a concentração do refrigerante no óleo, é possível calcular o valor da entalpia da mistura. Valores típicos da entalpia função da concentração de refrigerante e da temperatura são apresentados na tabela B.6.

**Tabela B.6** – Entalpia da mistura líquida óleo éster EMKARATE RL10H e refrigerante R134a.

Entalpia do Líquido $h_l$ (kJ / kg)		w(%)					
		5	10	15	20	25	30
T(°C)	0	200,0	200,0	200,0	200,0	200,0	200,0
	10	223,7	223,2	222,6	222,1	221,6	221,0
	20	247,6	246,6	245,5	244,4	243,4	242,3
	30	271,8	270,2	268,6	267,0	265,5	263,9

### B.5. Propriedades do Refrigerante no Estado Gasoso

Para o refrigerante R134a, densidade, viscosidade e entalpia foram ajustadas para o intervalo  $25 < p < 400 \text{ kPa}$  e  $-5 < T < 40^\circ \text{ C}$ , sendo fornecidas pelas correlações (B.10), (B.11) e (B.12):

$$\rho_g (\text{kg} / \text{m}^3) = \frac{a_1 + b_1 p + c_1 T + d_1 p^2 + e_1 T^2 + f_1 T p}{a_2 + b_2 p + c_2 T + d_2 p^2 + e_2 T^2 + f_2 T p} \quad (\text{B.10})$$

$$a_1 = -3,76767 \cdot 10^{-5} \quad a_2 = 1,0$$

$$b_1 = 0,04493 \quad b_2 = -9,03844 \cdot 10^{-4}$$

$$c_1 = -6,44683 \cdot 10^{-5} \quad c_2 = 0,01415$$

$$d_1 = -2,83514 \cdot 10^{-5} \quad d_2 = 9,37849 \cdot 10^{-8}$$

$$e_1 = 3,0247 \cdot 10^{-6} \quad e_2 = 3,98492 \cdot 10^{-5}$$

$$f_1 = 4,72793 \cdot 10^{-4} \quad f_2 = -2,38858 \cdot 10^{-6}$$

$$\mu_g (\text{Pa} \cdot \text{s}) = \frac{10,8186 - 0,0026 p + 0,1451 T + 3,7658 \cdot 10^{-4} T^2 - 2,0170 \cdot 10^{-7} p^3}{1 - 2,1278 \cdot 10^{-4} p - 7,7520 \cdot 10^{-9} p^2 + 0,00967 T} \quad (\text{B.11})$$

$$h_g \text{ (kJ / kg)} = \frac{a_1 + b_1 p + c_1 T + d_1 p^2 + e_1 T^2 + f_1 T p}{a_2 + b_2 p + c_2 T + d_2 p^2 + e_2 T^2 + f_2 T p} \quad (\text{B.12})$$

$$a_1 = 406,0744$$

$$a_2 = 1,0$$

$$b_1 = -0,505187$$

$$b_2 = -0,0011884$$

$$c_1 = 5,35927$$

$$c_2 = 0,0112567$$

$$d_1 = 8,22409 \cdot 10^{-5}$$

$$d_2 = 1,55060 \cdot 10^{-7}$$

$$e_1 = 0,005381$$

$$e_2 = -1,09356 \cdot 10^{-5}$$

$$f_1 = -7,61466 \cdot 10^{-4}$$

$$f_2 = 4,61871 \cdot 10^{-7}$$

onde  $T(^{\circ}\text{C})$  e  $p(\text{kPa})$ .

A tabela B.7 a seguir apresenta valores característicos para densidade, viscosidade e entalpia do R134a no estado gasoso.

**Tabela B.7** – Valores característicos de densidade, viscosidade e entalpia para o refrigerante R134a gás.

$T=0^{\circ}\text{C}$						
$p(\text{kPa})$	50	100	150	200	250	300
$\rho_g (\text{kg} / \text{m}^3)$	2,3	4,6	7,0	9,5	12,1	14,8
$\mu_g (\mu\text{Pa} \cdot \text{s})$	10,80	10,79	10,77	10,76	10,74	10,73
$h_g (\text{kJ} / \text{kg})$	404,9	403,7	402,5	401,2	399,8	398,4
$T=10^{\circ}\text{C}$						
$p(\text{kPa})$	50	100	150	200	250	300
$\rho_g (\text{kg} / \text{m}^3)$	2,2	4,4	6,8	9,1	11,6	14,1
$\mu_g (\mu\text{Pa} \cdot \text{s})$	11,21	11,20	11,19	11,18	11,17	11,17
$h_g (\text{kJ} / \text{kg})$	413,0	412,0	410,8	409,7	408,6	407,3

<i>T=20°C</i>						
<i>p(kPa)</i>	<i>50</i>	<i>100</i>	<i>150</i>	<i>200</i>	<i>250</i>	<i>300</i>
$\rho_g$ ( <i>kg / m<sup>3</sup></i> )	<i>2,1</i>	<i>4,3</i>	<i>6,5</i>	<i>8,8</i>	<i>11,1</i>	<i>13,5</i>
$\mu_g$ ( <i>μPa · s</i> )	<i>11,61</i>	<i>11,61</i>	<i>11,61</i>	<i>11,60</i>	<i>11,60</i>	<i>11,59</i>
<i>h<sub>g</sub></i> ( <i>kJ / kg</i> )	<i>421,3</i>	<i>420,3</i>	<i>419,3</i>	<i>418,3</i>	<i>417,3</i>	<i>416,2</i>
<i>T=30°C</i>						
<i>p(kPa)</i>	<i>50</i>	<i>100</i>	<i>150</i>	<i>200</i>	<i>250</i>	<i>300</i>
$\rho_g$ ( <i>kg / m<sup>3</sup></i> )	<i>2,0</i>	<i>4,1</i>	<i>6,2</i>	<i>8,4</i>	<i>10,6</i>	<i>12,9</i>
$\mu_g$ ( <i>μPa · s</i> )	<i>12,01</i>	<i>12,01</i>	<i>12,01</i>	<i>12,01</i>	<i>12,01</i>	<i>12,01</i>
<i>h<sub>g</sub></i> ( <i>kJ / kg</i> )	<i>429,7</i>	<i>428,8</i>	<i>427,9</i>	<i>427,0</i>	<i>426,1</i>	<i>425,2</i>

**ASPECTOS TERMODINÂMICOS DA ENTALPIA DA MISTURA**

**ÓLEO-REFRIGERANTE**

A entalpia de misturas óleo-refrigerante ainda não foi estudada tão profundamente quanto outras propriedades como a densidade e a viscosidade, por exemplo. Usualmente utilizam-se leis bastante simplificadas para o cálculo da entalpia. Todavia, é interessante que estas simplificações sejam verificadas, para que uma idéia do desvio que a aproximação pode causar seja conhecida. A seguir, dois aspectos da mistura óleo-refrigerante são verificados: a não-idealidade da entalpia mistura e a dependência desta com a pressão e temperatura, uma vez que é comum considerar que a entalpia de líquidos dependente apenas da temperatura.

**C.1. Não-Idealidade da Entalpia da Mistura Óleo-Refrigerante**

Embora as leis aditivas de mistura sejam freqüentemente utilizadas para calcular as propriedades da mistura óleo/refrigerante, o comportamento não-ideal observado na solubilidade sugere que tais desvios também possam estar presentes para as demais propriedades (Oliveira Jr., 2001). Isto é observado inclusive no cálculo da densidade da mistura R12 e óleo mineral, onde um fator de correção é adicionado na equação (A.2). Como a temperatura é um parâmetro importante no escoamento de uma mistura óleo/refrigerante, e os dados para entalpia são escassos na literatura, propôs-se estudar a não-idealidade que pode ocorrer para esta propriedade.

Para tanto, recorre-se à termodinâmica do equilíbrio para misturas multicomponentes. Uma boa revisão sobre as propriedades termodinâmicas pode ser obtida em Callen (1985), e para misturas multicomponentes em Sandler (1999).

Em base molar, a *energia interna* para uma mistura pode ser dada por:

$$dU = TdS - pdV + \sum_i \left( \frac{\partial U}{\partial n_i} \right)_{S,V,n_{j \neq i}} dn_i \quad (\text{C.1})$$

onde,

$U(J / kmol)$  = energia interna da mistura;

$p(Pa)$  = pressão absoluta;

$T(K)$  = temperatura;

$V(m^3 / kmol)$  = volume molar;

$S(J / kmolK)$  = entropia da mistura;

$n_i$  = número de moles do componente  $i$ ;

A *entalpia* pode ser dada por:

$$dH = TdS + Vdp + \sum_i \left( \frac{\partial H}{\partial n_i} \right)_{S,p,n_{j \neq i}} dn_i \quad (\text{C.2})$$

E a *energia livre de Gibbs* é definida como:

$$dG = -SdT + Vdp + \sum_i \left( \frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T,p,n_{j \neq i}} dn_i \quad (\text{C.3})$$

A variável de interesse será o *potencial químico* do componente  $i$ ,  $\mu_i$ , que relaciona a variação na energia interna com o acréscimo de substância, que pode ser calculado por:

$$\mu_i = \left. \frac{\partial U}{\partial n_i} \right|_{S,V,n_{j \neq i}} \quad (\text{C.4})$$

Das relações termodinâmicas, ainda é possível escrever:

$$\mu_i = \left. \frac{\partial H}{\partial n_i} \right|_{S,p,n_{j \neq i}} = \left. \frac{\partial G}{\partial n_i} \right|_{T,p,n_{j \neq i}} \quad (\text{C.5})$$

A propriedade molar parcial de qualquer propriedade  $\Phi$  para o componente  $i$  é definida por:

$$\phi_i = \left. \frac{\partial \Phi}{\partial n_i} \right|_{T,p,n_{j \neq i}} \quad (\text{C.6})$$

A entalpia molar parcial do componente  $i$  é então,

$$h_i = \left. \frac{\partial H}{\partial n_i} \right|_{T,p,n_{j \neq i}} \quad (\text{C.7})$$

Em particular para a energia livre de Gibbs, a definição da propriedade molar parcial é equivalente à definição do potencial químico,

$$g_i = \left. \frac{\partial G}{\partial n_i} \right|_{T,p,n_{j \neq i}} \equiv \mu_i \quad (\text{C.8})$$

Para  $p$  e  $T$  constante, é possível escrever a partir das equações (C.2) e (C.3),

$$G = H - TS \quad (\text{C.9})$$

A equação anterior, em função das propriedades molares parciais, torna-se,

$$g_i = h_i - Ts_i \quad (\text{C.10})$$

Na equação (C.3), para  $p$  e  $n_j$  constantes,

$$S = - \left. \frac{\partial G}{\partial T} \right|_{p,n_j} \quad (\text{C.11})$$

Que também é válida para a entalpia molar parcial do componente  $i$ ,

$$s_i = - \left. \frac{\partial g_i}{\partial T} \right|_p \quad (\text{C.12})$$

E a equação (C.10) torna-se, utilizando ainda a equivalência obtida na equação (C.8),

$$\mu_i = h_i + T \left. \frac{\partial \mu_i}{\partial T} \right|_p \quad (\text{C.13})$$

Manipulando algebricamente a equação (C.13), a relação entre o potencial químico e a entalpia molar parcial para o componente  $i$  pode ser calculada por:

$$h_i = -T^2 \frac{\partial \left( \frac{\mu_i}{T} \right)}{\partial T} \quad (\text{C.14})$$

Ou seja, conhecendo o valor do potencial molar, é possível determinar a entalpia. Assim, é necessário definir equações para o potencial químico.

Para caracterizar o componente  $i$  na mistura, duas grandezas podem ser utilizadas:

Fração mássica do componente  $i$ , razão entre a massa do componente e a massa total da mistura,

$$w_i = \frac{m_i}{m} \quad (\text{C.15})$$

Fração molar do componente  $i$ , que é a razão entre o número de moles do componente e o número de moles total da mistura,

$$\hat{x}_i = \frac{n_i}{n} \quad (\text{C.16})$$

Para uma mistura binária, é possível escrever  $\hat{x}$  em função de  $w$  e das massas moleculares  $M_1$  e  $M_2$ :

$$\hat{x}_1 = \frac{I}{I + \frac{M_1}{M_2} \left( \frac{I-w}{w} \right)} \quad \text{e} \quad \hat{x}_2 = \frac{I}{I + \frac{M_2}{M_1} \left( \frac{w}{I-w} \right)} \quad (\text{C.17})$$

Para um sistema ideal, o potencial químico pode ser escrito como:

$$\mu_i = \mu_i^\circ + RT \ln(\hat{x}_i) \quad (\text{C.18})$$

onde  $\mu_i^\circ$  é um potencial de referência, função exclusivamente de  $p$  e  $T$ .

Neste caso, a entalpia será dada por:

$$h_i = -T^2 \frac{\partial \left( \frac{\mu_i^o}{T} \right)}{\partial T} \quad (\text{C.19})$$

Observe que as propriedades podem ser escritas como a adição das propriedades do componente puro, tomado como referência, e um valor de mistura, que representa a contribuição da mistura sobre o potencial do componente  $i$ . Assim,

$$\mu_i = \mu_i^o + \mu_i^m \quad (\text{C.20})$$

$$h_i = h_i^o + h_i^m \quad (\text{C.21})$$

Comparando as equações (C.20) e (C.21) com as equações (C.18) e (C.19), respectivamente, tem-se:

$$\mu_i^m = RT \ln(\hat{x}_i) \quad (\text{C.22})$$

$$h_i^m = 0 \quad (\text{C.23})$$

Para uma mistura não-ideal, o potencial químico já não pode ser calculado desta forma. Seu comportamento passa a ser descrito por:

$$\mu_i = \mu_i^o + RT \ln(a_i) \quad (\text{C.24})$$

onde  $a_i$  é a atividade do componente  $i$  no sistema não-ideal, definida por:

$$a_i = \hat{x}_i \gamma_i \quad (\text{C.25})$$

e  $\gamma_i$  é o coeficiente de atividade.

Agora, o potencial químico pode ser escrito como:

$$\mu_i = \mu_i^{id} + \mu_i^{ex} \quad (C.26)$$

que são, respectivamente, o potencial do componente em mistura ideal e o excesso do componente provocado pelas não-idealidades da mistura. Seus valores são dados respectivamente por:

$$\mu_i^{id} = \mu_i^o + RT \ln(\hat{x}_i) \quad (C.27)$$

$$\mu_i^{ex} = RT \ln(\gamma_i) \quad (C.28)$$

É possível então calcular o valor da entalpia de excesso para o componente  $i$ ,

$$h_i^{ex} = -RT^2 \frac{\partial(\ln \gamma_i)}{\partial T} \quad (C.29)$$

É necessário definir o valor do coeficiente de atividade para calcular o valor da entalpia de excesso. Aqui, devem ser fornecidos então os modelos para o coeficiente de atividade. Dois exemplos extraídos de Sandler (1999) são apresentados a seguir para misturas binárias:

Modelo de Van Laar,

$$\ln \gamma_1 = \frac{\alpha}{\left[1 + \frac{\alpha \hat{x}_1}{\beta \hat{x}_2}\right]^2} \quad \text{e} \quad \ln \gamma_2 = \frac{\beta}{\left[1 + \frac{\beta \hat{x}_2}{\alpha \hat{x}_1}\right]^2} \quad (C.30)$$

Modelo de Margules com uma constante:

$$\ln \gamma_1 = \frac{A\hat{x}_2^2}{RT} \quad \text{e} \quad \ln \gamma_2 = \frac{A\hat{x}_1^2}{RT} \quad (C.31)$$

Os coeficientes destes modelos não estão disponíveis para uma mistura óleo refrigerante. Seus valores devem então ser ajustados. Lembrando do equilíbrio existente entre a fase líquida e o gás, conforme explorado na equação (2.2b), pode-se escrever,

$$P_{sat,mist} = \gamma_r P_{sat,r} \quad (2.2b)$$

Em posse de uma equação de estado para o refrigerante, é possível então ajustar o coeficiente de atividade, uma vez que os dados de solubilidade-pressão-temperatura estão disponíveis, equação (A.2).

Conhecendo então o coeficiente de atividade para cada componente da mistura, é possível calcular a entalpia de excesso dos mesmos e o valor total, que será dado por:

$$H_{ex} = \hat{x}_1 h_{ex1} + \hat{x}_2 h_{ex2} \quad (C.32)$$

onde estes resultados devem estar em base molar. Se o interesse for nas propriedades em base mássica, as grandezas devem ser divididas pelo peso molecular dos componentes, ou seja,

$$H_{ex}^{massa} = w_1 \frac{h_{ex1}}{M_1} + (1 - w_1) \frac{h_{ex2}}{M_2} \quad (C.33)$$

Para o estudo da mistura óleo/refrigerante, vários modelos de atividade foram testados, e os resultados não se apresentavam satisfatórios quando comparados com os dados de pressão de saturação disponíveis (solubilidade). O modelo de Van Laar apresentou boas respostas, porém não mostrou dependência com a temperatura, de forma que os resultados de entalpia de excesso permaneceram nulos. A seguinte modificação permite torná-lo dependente da temperatura,

$$\ln \gamma_1 = \frac{1}{RT} \frac{\alpha'}{\left[1 + \frac{\alpha' \hat{x}_1}{\beta' \hat{x}_2}\right]^2} \quad \text{e} \quad \ln \gamma_2 = \frac{1}{RT} \frac{\beta'}{\left[1 + \frac{\beta' \hat{x}_2}{\alpha' \hat{x}_1}\right]^2} \quad (C.34)$$

onde  $\alpha' = \alpha RT_0$  e  $\beta' = \beta RT_0$ , com  $T_0$  a temperatura de referência escolhida na equação (C.18).

Os valores utilizados para os parâmetros foram  $\alpha = 0,25$  e  $\beta = 1,1$ .

Os resultados obtidos são apresentados na figura C.1.

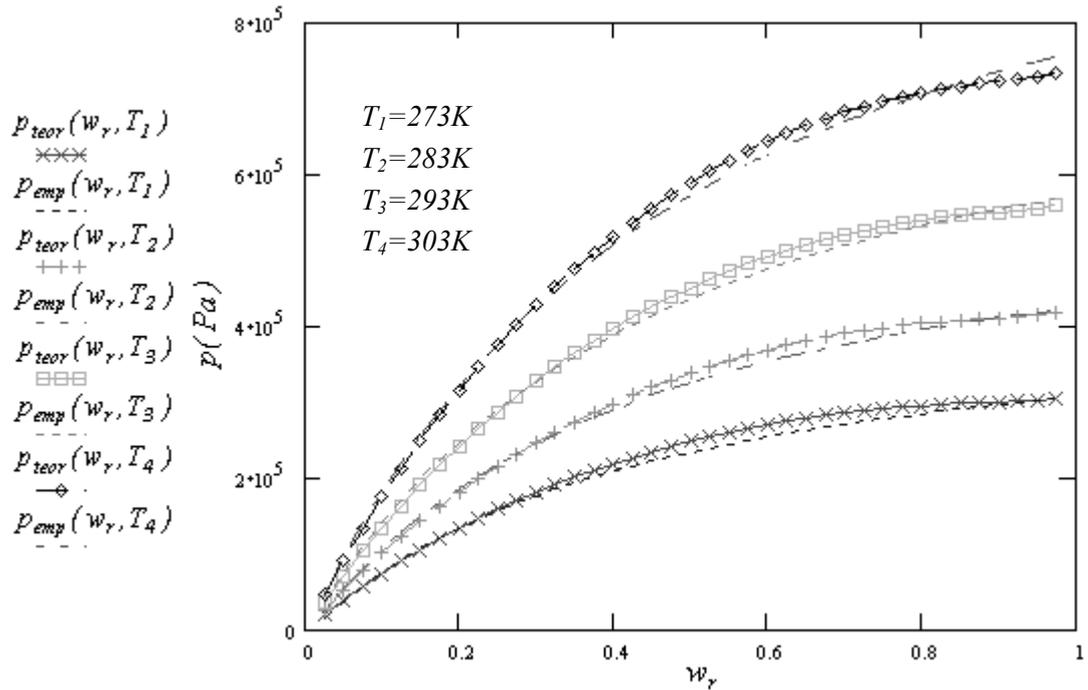


Figura C.1 – Ajuste da pressão com o modelo de atividade de Van Laar.

Para a entalpia de excesso, os seguintes valores foram obtidos e comparados com os valores das propriedades de cada fase, disponíveis pelas correlações do Apêndice A, de acordo com as figuras C.2 e C.3.

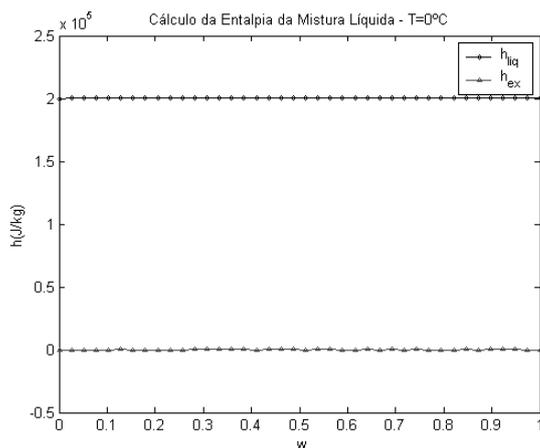


Figura C.2a – Cálculo da entalpia da fase líquida

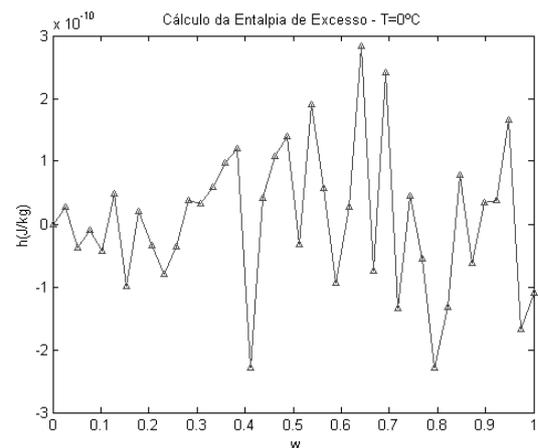
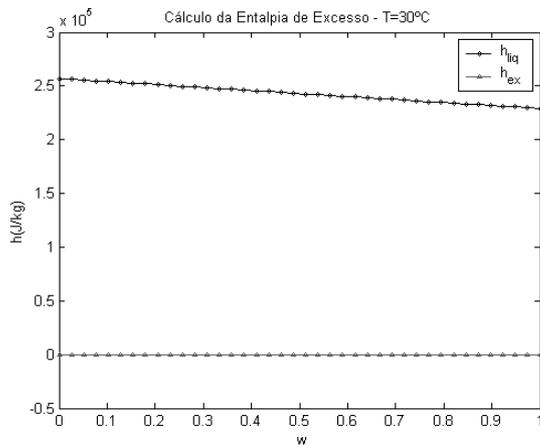
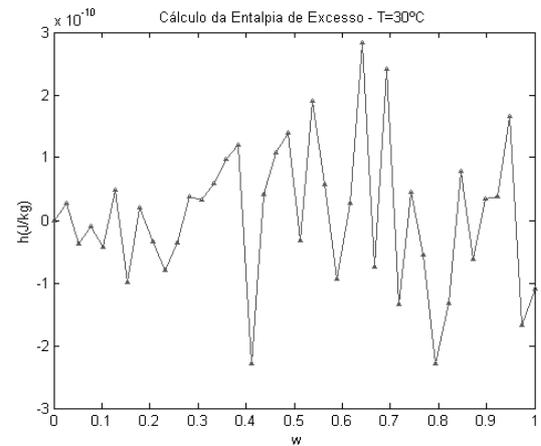


Figura C.2b – Valores da entalpia de excesso a 0°C



**Figura C.3a** – Cálculo da entalpia da fase líquida



**Figura C.3b** – Valores da entalpia de excesso a 30°C

Pelos resultados apresentados nas figuras C.2 e C.3, mostra-se que os valores de entalpia de excesso apresentam importância praticamente nula nos valores da mistura. Seus valores inclusive podem ser interpretados como erros numéricos. Todavia, mais resultados devem ser estudados, ajustando novas equações e verificando se o comportamento é semelhante para todos. Tudo indica no entanto que pode-se desprezar os efeitos de não-idealidades na entalpia da mistura.

## C.2 Dependência da Entalpia da Mistura com Pressão e Fração Mássica

De maneira geral, a entalpia de líquidos pode ser considerada dependente apenas da temperatura, dada a pequena compressibilidade dos mesmos. Tal aproximação facilitaria a solução da equação da energia para o escoamento estudado neste trabalho, equação (3.31).

$$\frac{dh_l}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz}(xh_{gl}) \quad (3.31)$$

No caso da mistura óleo-refrigerante, porém, a fração mássica desempenha uma variável importante, uma vez que pondera a entalpia da mistura entre a entalpia das duas fases. Adicionalmente, para o caso de uma mistura saturada, a solubilidade é função tanto da temperatura como da pressão. Desta forma, deve-se verificar qual a importância da variação da fração mássica sobre a entalpia da fase líquida, bem como a importância da pressão. Isto

permitirá determinar a viabilidade de simplificar a entalpia da mistura líquida, considerando-a dependente apenas da temperatura.

Considere a lei para o cálculo da entalpia da mistura,

$$h_l = (1 - w)h_{\acute{o}leo} + wh_{rl} \quad (\text{A.7})$$

Derivando a equação anterior,

$$\frac{dh_l}{dz} = \left[ (1 - w) \frac{dh_{\acute{o}leo}}{dz} + w \frac{dh_{rl}}{dz} \right] + (h_{\acute{o}leo} - h_{rl}) \frac{dw}{dz} \quad (\text{C.35})$$

Como as entalpias dos líquidos puros são dependentes exclusivamente da temperatura,

$$\frac{dh_l}{dz} = \left[ (1 - w) \frac{dh_{\acute{o}leo}}{dT} + w \frac{dh_{rl}}{dT} \right] \frac{dT}{dz} + (h_{\acute{o}leo} - h_{rl}) \frac{dw}{dz} \quad (\text{C.36})$$

A expressão anterior pode ser escrita na forma,

$$\frac{dh_l}{dz} = \left. \frac{\partial h_l}{\partial T} \right|_w \frac{dT}{dz} + \left. \frac{\partial h_l}{\partial w} \right|_T \frac{dw}{dz} \quad (\text{C.37})$$

Assim, identificam-se os dois efeitos responsáveis pela variação da entalpia do líquido: a variação da temperatura do líquido e a variação da fração mássica da mistura.

Substituindo a equação (C.37) na equação (3.31), pode-se obter o gradiente de temperatura,

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz}(xh_{gl}) - \left. \frac{\partial h_l}{\partial w} \right|_T \frac{dw}{dz}}{\left. \frac{\partial h_l}{\partial T} \right|_w} \quad (\text{C.38})$$

Assumindo que a dependência da entalpia do líquido com a fração mássica seja desprezível, a equação (C.38) se torna,

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz}(xh_{gl})}{\frac{dh_l}{dT}} \quad (\text{C.39})$$

A utilização da equação (C.39) reduz o esforço computacional, pois a variação da fração mássica também é dependente do gradiente de temperaturas, tornando a equação anterior implícita.

Por outro lado, quando a mistura líquida de óleo e refrigerante estiver saturada, é possível escrever  $w = w_{sat} = w_{sat}(p, T)$ .

Neste caso, a equação (C.36) pode ser escrita como,

$$\frac{dh_l}{dz} = \left[ (1 - w_{sat}) \frac{dh_{\acute{o}leo}}{dT} + w \frac{dh_{rl}}{dT} \right] \frac{dT}{dz} + (h_{\acute{o}leo} - h_{rl}) \left( \left. \frac{\partial w_{sat}}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{dz} + \left. \frac{\partial w_{sat}}{\partial T} \right|_p \frac{dT}{dz} \right) \quad (C.40)$$

Rearranjando os termos,

$$\frac{dh_l}{dz} = \left[ (1 - w_{sat}) \frac{dh_{\acute{o}leo}}{dT} + w \frac{dh_{rl}}{dT} + (h_{\acute{o}leo} - h_{rl}) \left. \frac{\partial w_{sat}}{\partial T} \right|_p \right] \frac{dT}{dz} + (h_{\acute{o}leo} - h_{rl}) \left( \left. \frac{\partial w_{sat}}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{dz} \right) \quad (C.41)$$

A expressão pode ser vista como,

$$\frac{dh_l}{dz} = \left. \frac{\partial h_l}{\partial T} \right|_p \frac{dT}{dz} + \left. \frac{\partial h_l}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{dz} \quad (C.42)$$

Desta forma, também é possível interpretar a variação da entalpia como decorrente de uma variação devida à temperatura e outra devida à pressão. Neste caso, a equação (3.31) resultará em,

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz}(xh_{gt}) - \left. \frac{\partial h_l}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{dz}}{\left. \frac{\partial h_l}{\partial T} \right|_p} \quad (C.43)$$

A solução da equação (C.43) também deve ser realizada de maneira implícita, uma vez que tanto o gradiente de temperatura como o gradiente de pressão são incógnitas do problema.

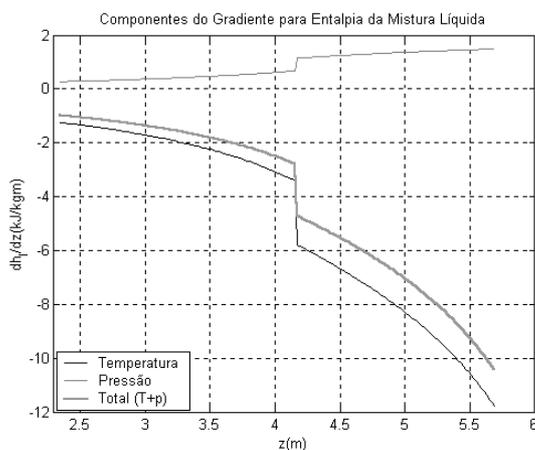
Para determinar o erro cometido ao calcular o gradiente de temperatura desprezando a dependência da entalpia com pressão e fração mássica, é necessário resolver o gradiente de temperaturas utilizando as equações (C.38), (C.39) e (C.43), e verificar a diferença nas respostas

obtidas. Ademais, ao resolver o problema, é possível verificar a contribuição de cada uma das parcelas sobre a variação da entalpia do líquido no escoamento.

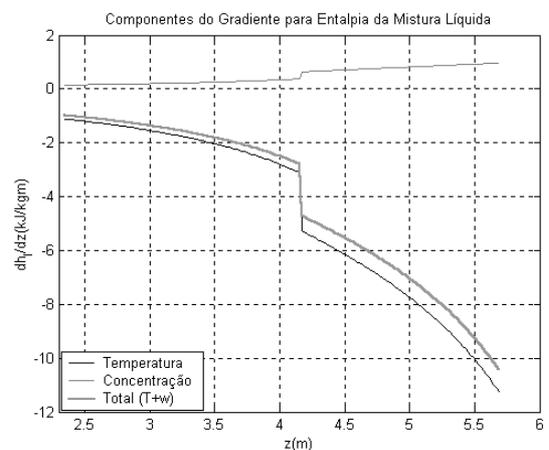
O cálculo das derivadas parciais da entalpia do líquido com temperatura, pressão e fração mássica, presentes nas equações (C.36) e (C.41), será realizado utilizando as correlações disponíveis para a entalpia do óleo, do refrigerante líquido e da solubilidade. No caso da mistura de óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12, as correlações são as mesmas apresentadas no Apêndice A.

Para verificar o comportamento de cada uma das soluções sugeridas para a temperatura, dois testes foram realizados, e para a equação completa foi determinada a importância relativa de cada um dos efeitos sobre a entalpia. Ainda, para cada teste a simulação foi resolvida utilizando as três equações anteriormente desenvolvidas para o gradiente de temperatura. Seus resultados são apresentados nas figuras C.4 a C.7. Verifica-se que os gradientes de entalpia com pressão e fração mássica atuam de forma antagônica ao gradiente da entalpia com a temperatura. Sobre o escoamento, ao desprezar os efeitos da pressão e da fração mássica sobre a entalpia, observa-se maiores quedas de pressão e menores quedas de temperatura que aquelas do caso original.

Na figura C.4, são mostrados os gradientes de entalpia ao longo do duto para a primeira simulação, considerando todos os efeitos, isto é, pressão e temperatura ou concentração e temperatura. Os efeitos da fração mássica sobre a entalpia chegam a corresponder a até 10% do valor total do gradiente. Para a pressão, a contribuição é ainda mais considerável, alcançando até 20% do valor total do gradiente de entalpia da fase líquida.



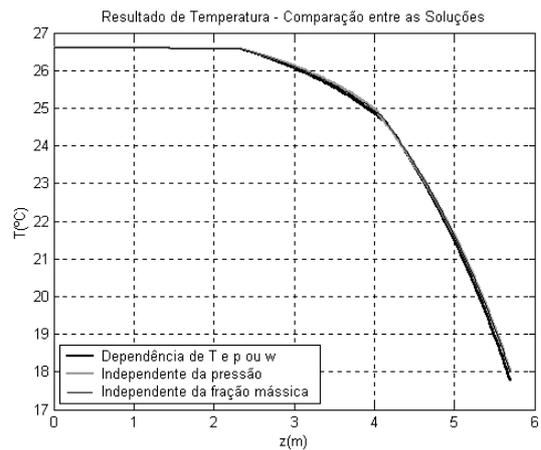
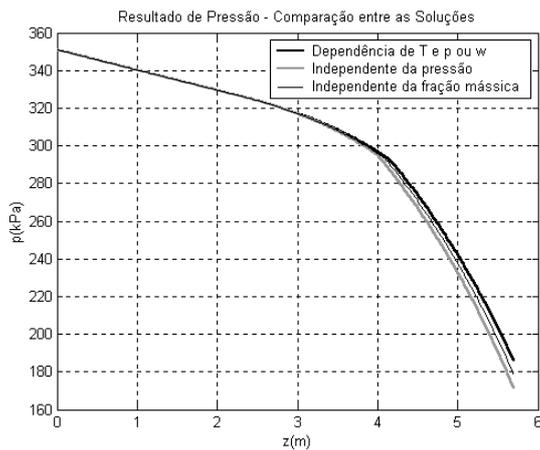
**Figura C.4a** – Gradientes de entalpia em função de temperatura e pressão



**Figura C.4b** – Gradientes de entalpia em função de temperatura e concentração

(Dados da simulação:  $p_e = 351 \text{ kPa}$ ,  $T_e = 26,6^\circ \text{ C}$ ,  $w_e = 0,90 w_{sat}$ ,  $\dot{m} = 24,7 \text{ kg/h}$ )

Ao resolver o escoamento utilizando cada uma das três equações desenvolvidas para a temperatura, verificam-se maiores quedas de pressão e menores quedas de temperatura nos casos onde considera-se a dependência da entalpia exclusivamente com a temperatura. Nestes casos, como os efeitos de pressão ou concentração são desprezados, um menor gradiente de temperatura é necessário para gerar uma dada variação na entalpia do líquido; com uma menor queda de temperatura, a parcela de gás liberada é maior, pois a solubilidade é menor em temperaturas mais elevadas. A maior liberação de gás por sua vez provoca maiores gradientes de pressão. Isto pode ser observado nas figuras C.5a e b. Embora os resultados de temperatura sejam semelhantes, o resultado de pressão apresenta uma diferença considerável, principalmente quando a contribuição da pressão sobre a entalpia é desprezada.

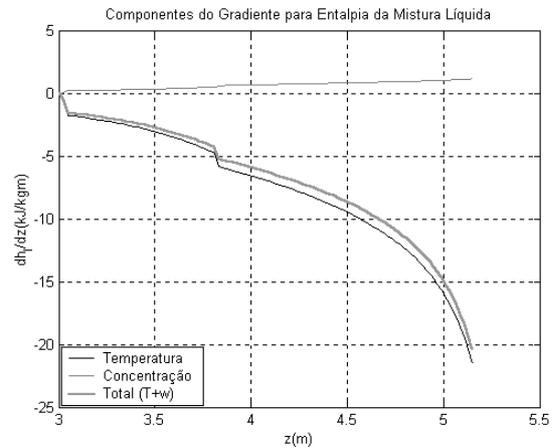
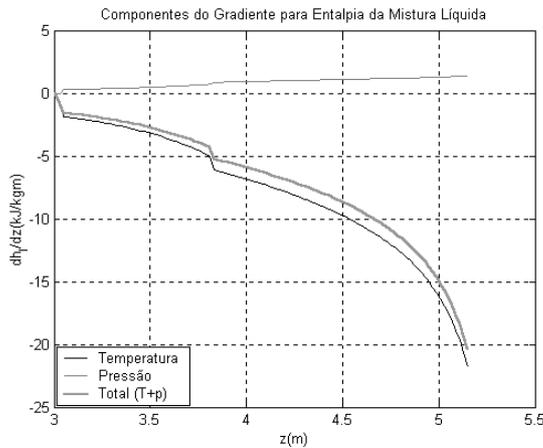


**Figura C.5a** – Resultados de pressão utilizando as três formulações sugeridas

**Figura C.5b** – Resultados de temperatura utilizando as três formulações sugeridas

(Dados da simulação:  $p_e = 351\text{kPa}$ ,  $T_e = 26,6^\circ\text{C}$ ,  $w_e = 0,90w_{sat}$ ,  $\dot{m} = 24,7\text{kg/h}$ )

Nas figuras C.6a e b são apresentadas as contribuições de cada parcela para o gradiente de entalpia ao longo do duto, quando a solução é obtida considerando a presença de todos os efeitos. Nesta simulação, os efeitos de pressão e fração mássica tem menor importância que nos resultados anteriores, mantendo-se abaixo dos 10% para ambas as variáveis.

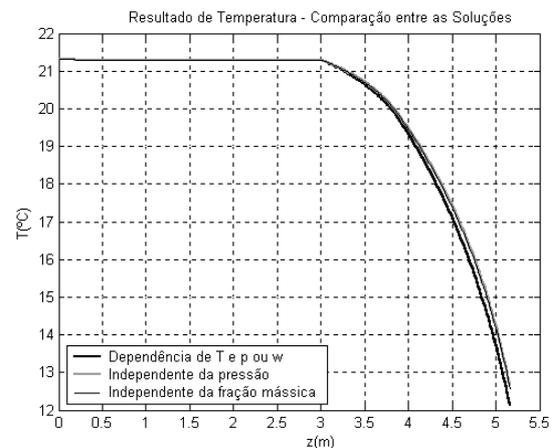
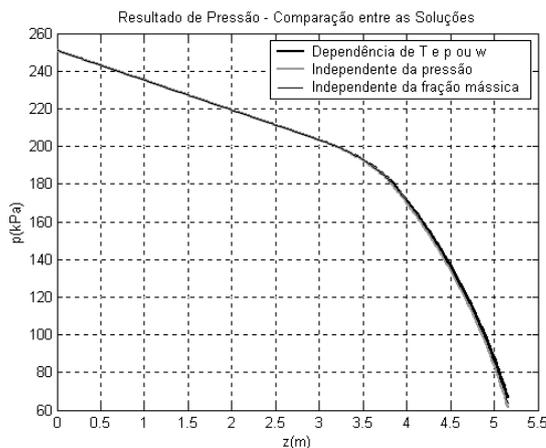


**Figura C.6a** – Gradientes de entalpia em função de temperatura e pressão

**Figura C.6b** – Gradientes de entalpia em função de temperatura e concentração

(Dados da simulação:  $p_e = 251kPa, T_e = 21,3^\circ C, \dot{m} = 13,50kg / h, w_e = 0,76w_{sat}$  )

Uma menor diferença nos resultados das simulações para as três equações também é observada, como indicado nas figuras C.7a e b. O desvio agora é maior para o resultado de temperatura, em comparação com o caso anterior, figuras C.5a e C.5.b, embora seguindo o mesmo padrão de maior queda para a pressão e menor queda de temperatura. Todavia, uma diferença de 10% neste caso pode ser importante, principalmente considerando que esta é a margem de erro dos resultados do modelo comparado aos dados experimentais. Desta forma, não é aconselhável que se assuma a hipótese de entalpia da mistura líquida dependente apenas da temperatura, como ocorre nos casos de líquidos puros.



**Figura C.7a** – Resultados de pressão utilizando as três formulações sugeridas

**Figura C.7b** – Resultados de temperatura utilizando as três formulações sugeridas

(Dados da simulação:  $p_e = 251kPa, T_e = 21,3^\circ C, \dot{m} = 13,50kg / h, w_e = 0,76w_{sat}$  )