

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

**DESENVOLVIMENTO DE MODELOS MATEMÁTICOS PARA A SIMULAÇÃO
NUMÉRICA DE REFRIGERADORES DOMÉSTICOS EM REGIME TRANSIENTE**

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

CHRISTIAN JOHANN LOSSO HERMES

FLORIANÓPOLIS, MAIO DE 2000

**DESENVOLVIMENTO DE MODELOS MATEMÁTICOS PARA A SIMULAÇÃO
NUMÉRICA DE REFRIGERADORES DOMÉSTICOS EM REGIME TRANSIENTE**

CHRISTIAN JOHANN LOSSO HERMES

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO

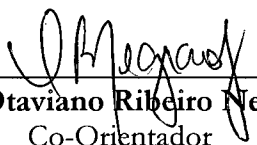
MESTRE EM ENGENHARIA

ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA,
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO CIÊNCIAS TÉRMICAS

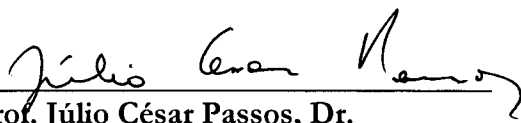
E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA



Prof. Cláudio Melo, Ph.D.
Orientador




Prof. Cezar Otaviano Ribeiro Negrão, Ph.D.
Co-Orientador

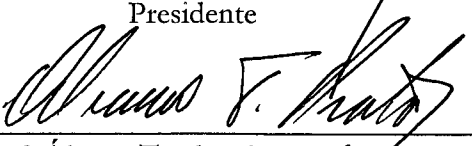


Prof. Júlio César Passos, Dr.
Coordenador de Curso

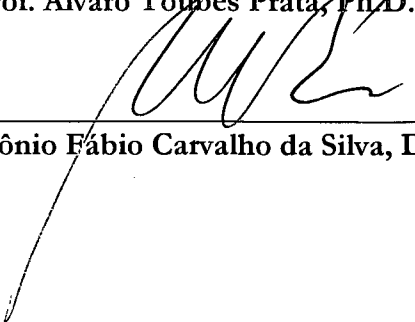
BANCA EXAMINADORA



Prof. Rogério Tadeu da Silva Ferreira, Ph.D.
Presidente



Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D.



Prof. Antônio Fábio Carvalho da Silva, Dr.Eng.

“A Matemática, quando bem compreendida, revela não só a verdade,
como também nos conduz à suprema beleza.”

Bertrand Russell (1872-1970)

AGRADECIMENTOS

Inicialmente, gostaria de agradecer ao povo brasileiro, que através do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), fomentou meus estudos de pós-graduação.

Agradeço ao Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar pelos recursos computacionais, laboratoriais e humanos necessários ao desenvolvimento deste trabalho. Agradeço especialmente ao pessoal do calorímetro e da câmara de testes: Eng. Jackson B. Marcinichen, Eng. Luís A. T. Vieira, Acad. Marcelo C. Nazário, Téc. Otávio Bocheco e Téc. Samuel J. da Silveira. Agradeço também ao colega Eng. Joaquim M. Gonçalves pelas constantes discussões técnicas. Gostaria ainda de formalizar meus agradecimentos aos professores do NRVA: Prof. Álvaro T. Prata, Prof. César J. Deschamps e Prof. Rogério T. S. Ferreira, pelo apoio e incentivo.

Agradeço à Multibrás Eletrodomésticos S/A pelo refrigerador utilizado nos ensaios experimentais e pelo microcomputador utilizado nas simulações numéricas. Particularmente, agradeço ao Eng. Marco E. Marques e ao Eng. Moacyr M. Mezavila pela constante cooperação.

Agradeço à Empresa Brasileira de Compressores S/A, em especial ao Eng. Fabian Fagotti, pela instrumentação do compressor e pelas discussões acerca do comportamento físico deste componente. Também agradeço aos Engs. Fábio H. Klein e Roberto H. Pereira pela constante colaboração.

Em especial, gostaria de expressar os meus sinceros agradecimentos aos meus orientadores, Prof. Cláudio Melo e Prof. Cezar O. R. Negrão, não só pelo rigor e atenção dedicados a este trabalho, mas também pela confiança e amizade.

Sobretudo, agradeço aos meus pais, Carlos e Marília, e à minha companheira, Lara, pelo constante apoio e incentivo.

Enfim, para evitar que alguma injustiça seja cometida, agradeço a todos que de alguma forma contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho.

SUMÁRIO

Lista de Figuras / ix

Lista de Tabelas / xvi

Lista de Símbolos / xviii

Resumo / xxiii

Abstract / xxiv

Capítulo 1 Introdução / 1

1.1 Pesquisa e Desenvolvimento em Refrigeradores Domésticos / 1

1.2 Motivação para o Estudo de Refrigeradores Domésticos / 3

1.3 Descrição do Problema / 4

1.4 Definição dos Objetivos / 5

1.5 Estrutura da Dissertação / 6

Capítulo 2 Fundamentação Teórica / 8

2.1 Teoria da Refrigeração / 8

2.1.1 Princípio Termodinâmico de Operação de uma Máquina de Refrigeração / 9

2.1.2 Refrigeração por Compressão Mecânica de Vapor / 10

2.1.3 O Ciclo Real de Refrigeração / 12

2.2 Modelagem Matemática de Sistemas Térmicos / 14

Capítulo 3 Revisão Bibliográfica / 17

3.1 Generalidades / 17

3.2 Classificação dos Modelos de Componentes / 17

3.2.1 Trocadores de Calor: Condensador e Evaporador / 17

3.2.2 Compressor / 18

3.2.3 Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção / 20

3.2.4 Gabinete / 20
3.3 Modelagem Transiente de Sistemas de Refrigeração / 21
3.4 O Presente Trabalho / 25
Capítulo 4 Modelagem Matemática / 27
4.1 Generalidades / 27
4.2 Descrição Qualitativa do Comportamento Transiente (Cíclico) de Refrigeradores Domésticos / 28
4.3 Modelo do Condensador / 30
4.3.1 Hipóteses Simplificativas / 31
4.3.2 Modelo do Escoamento no Interior do Condensador / 31
4.3.3 Modelo da Parede do Condensador / 35
4.3.4 Equações Complementares / 36
4.3.5 Propriedades Termodinâmicas e Termofísicas / 36
4.3.6 Correlações Empíricas / 39
4.4 Modelo do Evaporador / 41
4.4.1 Hipóteses Simplificativas / 42
4.4.2 Modelo da Placa Evaporadora / 43
4.4.3 Modelo do Escoamento no Interior dos Canais do Evaporador / 44
4.4.4 Correlações Empíricas / 45
4.5 Modelo do Gabinete / 46
4.5.1 Hipóteses Simplificativas / 47
4.5.2 Modelo da Transmissão de Calor através das Paredes / 48
4.5.3 Modelo da Transmissão de Calor através da Gaxeta / 52
4.5.4 Coeficientes de Transferência de Calor / 53
4.6 Modelo do Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção / 54
4.6.1 Hipóteses Simplificativas / 57
4.6.2 Modelo do Escoamento no Interior do Tubo Capilar / 58
4.6.3 Modelo do Tubo Capilar / 64
4.6.4 Modelo do Escoamento no Interior da Linha de Sucção / 64
4.6.5 Modelo da Linha de Sucção / 65
4.6.6 Correlações Empíricas / 65
4.7 Modelo do Trecho da Linha de Sucção Adjacente ao Compressor / 67
4.7.1 Hipóteses Simplificativas / 67
4.7.2 Modelo da Condução de Calor no Tubo / 68
4.7.3 Modelo do Escoamento no Interior da Linha de Sucção / 69
4.7.4 Coeficientes de Transferência de Calor / 70
4.8 Modelo do Compressor / 70
4.8.1 Hipóteses Simplificativas / 72
4.8.2 Modelo do Processo de Compressão / 73
4.8.3 Modelo dos Elementos Internos à Carcaça / 76
4.8.4 Ensaios Experimentais / 81

Capítulo 5 Metodologia de Solução / 83

- 5.1 Generalidades / 83
- 5.2 Solução do Condensador / 84
 - 5.2.1 Integração das Equações Diferenciais / 84
 - 5.2.2 Condições Iniciais e de Contorno / 88
 - 5.2.3 Algoritmo de Solução / 89
- 5.3 Solução do Evaporador e do Gabinete / 90
 - 5.3.1 Integração das Equações Diferenciais / 90
 - 5.3.2 Solução do Modelo de Radiação no Interior do Gabinete / 93
 - 5.3.3 Algoritmo de Solução / 94
- 5.4 Solução do Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção / 95
 - 5.4.1 Integração das Equações Diferenciais / 96
 - 5.4.2 Algoritmo de Solução / 98
- 5.5 Solução do Compressor e do Trecho Adjacente da Linha de Sucção / 100
 - 5.5.1 Integração das Equações Diferenciais / 100
 - 5.5.2 Algoritmo de Solução / 103
- 5.6 Simulação Global do Refrigerador – Acoplamento entre os Modelos / 103
 - 5.6.1 Condições de Contorno / 104
 - 5.6.2 Algoritmo de Solução Global / 107
- 5.7 Detalhes da Implementação Numérica / 108
 - 5.7.1 Programa Modular / 108
 - 5.7.2 Propriedades Termodinâmicas / 108
 - 5.7.3 Malha, Compilador e Plataforma Computacional / 110

Capítulo 6 Ensaios Experimentais / 111

- 6.1 Generalidades / 111
- 6.2 Ensaios com o Refrigerador / 112
 - 6.2.1 Ensaio de *Pull-Down* / 112
 - 6.2.2 Ensaio de Consumo de Energia / 113
 - 6.2.3 Ensaio para Determinação de Carga de Refrigerante / 114
 - 6.2.4 Instrumentação do Refrigerador / 114
 - 6.2.5 Resultados dos Ensaios de *Pull-Down* / 114
 - 6.2.6 Resultados dos Ensaios de Consumo de Energia / 126
 - 6.2.7 Resultados dos Ensaios de Determinação de Carga de Refrigerante / 130
- 6.3 Determinação dos Parâmetros Empíricos do Compressor / 133
 - 6.3.1 Descrição do Aparato Experimental / 133
 - 6.3.2 Instrumentação do Compressor / 137
 - 6.3.3 Procedimento de Ensaio / 137
 - 6.3.4 Plano de Testes / 138
 - 6.3.5 Tratamento dos Resultados Experimentais / 138
 - 6.3.6 Regressão das Curvas para os Parâmetros Empíricos do Compressor / 144

Capítulo 7 Análise de Resultados / 146

7.1 Generalidades / 146

7.2 Análise Individual dos Componentes em Regime Permanente / 147

7.2.1 Modelo do Condensador / 147

7.2.2 Modelos do Evaporador e do Gabinete / 162

7.2.3 Modelo do Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção / 178

7.2.4 Modelo do Compressor e do Trecho Adjacente da Linha de Sucção / 192

7.3 Análise Individual dos Componentes em Regime Transiente / 195

7.3.1 Condições Iniciais e de Contorno / 195

7.3.2 Modelo do Condensador / 196

7.3.3 Modelos do Evaporador e do Gabinete / 205

7.3.4 Modelo do Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção / 223

7.3.5 Modelo do Compressor e do Trecho Adjacente da Linha de Sucção / 238

7.4 Simulação Integrada dos Modelos de Componentes / 244

Capítulo 8 Conclusões / 246

8.1 Generalidades / 246

8.2 Conclusões / 247

8.3 Recomendações para Trabalhos Futuros / 248

8.4 Comentários Finais / 250

Referências Bibliográficas / 251

Apêndice A Cômputo de Propriedades Termodinâmicas / 257

A.1 Equações Fundamentais / 257

A.2 Equações para Cálculo da Energia Interna, Entalpia e Entropia / 258

A.3 Propriedades do Líquido Saturado / 261

A.4 Método de Solução / 261

A.5 Dados do Refrigerante HFC-134a / 262

Apêndice B Cálculo da Pressão de Equalização / 264

Apêndice C Características Construtivas do Refrigerador / 267

Apêndice D Estrutura dos Programas Computacionais / 272

Apêndice E Regressão dos Parâmetros do Compressor / 275

LISTA DE FIGURAS

Capítulo 1

- 1.1 Consumo setorial de energia elétrica no Brasil segundo dados do PROCEL (1998) / 4
- 1.2 Esboço do refrigerador SLIM 230 litros em corte lateral / 6

Capítulo 2

- 2.1 Princípio termodinâmico de operação de uma máquina de refrigeração / 9
- 2.2 Representação de um ciclo de refrigeração de Carnot num diagramas $T-s$ / 10
- 2.3 Relação entre pressão e temperatura para substâncias puras ou misturas azeotrópicas / 11
- 2.4 Ciclo padrão de refrigeração por compressão mecânica de vapor / 11
- 2.5 Ciclo de refrigeração de um refrigerador doméstico típico / 13
- 2.6 Ciclo real de refrigeração representado em diagrama $\log p-h$ / 13
- 2.7 Interdependência entre os componentes de um sistema de refrigeração / 14
- 2.8 Processo de modelagem de um sistema térmico qualquer / 15
- 2.9 Processo de análise numérica de um sistema térmico. Adaptado de Jakobsen (1995) / 16

Capítulo 4

- 4.1 Condensador arame-sobre-tubo. Adaptado de Klein (1998) / 30
- 4.2 Balanço de massa em um volume de controle elementar / 31
- 4.3 Balanço de quantidade de movimento linear em um volume de controle elementar / 32
- 4.4 Balanço de energia em um volume de controle elementar / 33
- 4.5 Evaporador *roll-bond* / 42
- 4.6 Balanço de energia num elemento de volume bidimensional da placa evaporadora de espessura w / 43
- 4.7 Gabinete do refrigerador SLIM 230 litros (Silva, 1998) / 46
- 4.8 Ganho de calor através da região da gaxeta (Klein, 1998) / 47
- 4.9 Circuito elétrico análogo para transferência de calor numa parede do gabinete / 49
- 4.10 Superfícies internas do gabinete do refrigerador SLIM 230 litros (Silva, 1998) / 49
- 4.11 Balanço de energia num elemento de volume unidimensional do isolamento / 49

- 4.12 Trocador de calor tubo capilar – linha de sucção / 54
- 4.13 Características do escoamento no interior de tubos capilares adiabáticos (Mezavila, 1995) / 55
- 4.14 Comparação entre os escoamentos em tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos (Mezavila, 1995) / 56
- 4.15 Influência da pressão de evaporação sobre o fluxo de massa (Stoecker & Jones, 1985) / 57
- 4.16 Escoamento no bordo de saída do tubo capilar / 61
- 4.17 Escoamento no bordo de entrada do tubo capilar / 63
- 4.18 Esquema das trocas de calor no trecho da linha de sucção adjacente ao compressor (Klein, 1998) / 67
- 4.19 Balanço de energia num volume de controle típico da linha de sucção / 68
- 4.20 Detalhes construtivos do compressor hermético alternativo. (a) vista lateral. (b) vista superior / 71
- 4.21 Esquema de um compressor hermético alternativo / 72
- 4.22 Diagrama $p-h$ representando os processos termodinâmicos no cilindro e na carcaça do compressor / 73
- 4.23 Processos de compressão representados em diagrama $\log p-h$ / 74
- 4.24 Processo de compressão no cilindro representado num diagrama $p-V$ / 74
- 4.25 Diferença média logarítmica de temperatura. (a) região interna do filtro de sucção. (b) região interna do tubo de descarga / 80

Capítulo 5

- 5.1 Volume de controle unidimensional típico do domínio discretizado / 84
- 5.2 Volume de controle unidimensional típico do domínio discretizado pelo método dos volumes finitos / 87
- 5.3 Esquema da discretização nas fronteiras: (a) fronteira à montante. (b) fronteira à jusante / 88
- 5.4 Malha computacional da placa evaporadora / 91
- 5.5 Volume de controle bidimensional típico do domínio discretizado da placa evaporadora / 91
- 5.6 Acoplamento entre as malhas do tubo capilar e da linha de sucção / 96
- 5.7 Malha não-uniforme utilizada para o tubo capilar / 98
- 5.8 Diagrama de fluxo de informações entre os componentes do refrigerador / 105
- 5.9 Fluxo de informações do módulo condensador / 106
- 5.10 Fluxo de informações no módulo evaporador / 106
- 5.11 Fluxo de informações no módulo trocador de calor tubo capilar – linha de sucção / 106
- 5.12 Fluxo de informações no módulo compressor / 107
- 5.13 Comparação entre os métodos utilizados no cômputo das propriedades termodinâmicas / 109

Capítulo 6

- 6.1 Instrumentação do condensador / 116
- 6.2 Instrumentação do evaporador: (a) região frontal e (b) região posterior / 116
- 6.3 Pressões de sucção e descarga do compressor no ensaio de *pull-down* a 32°C / 117
- 6.4 Pressões de sucção e descarga do compressor no ensaio de *pull-down* a 43°C / 117
- 6.5 Evolução transiente da pressão de descarga com a pressão de sucção nos ensaios de *pull-down* / 118
- 6.6 Potência consumida nos ensaios de *pull-down* / 118
- 6.7 Corrente requerida pelo compressor no ensaio de *pull-down* / 119
- 6.8 Variação da tensão durante os ensaios de *pull-down* / 120
- 6.9 Temperatura média do gabinete nos ensaios de *pull-down* / 120
- 6.10 Temperaturas do ar no interior do gabinete no ensaio de *pull-down* a 43°C / 121
- 6.11 Temperaturas das superfícies internas do gabinete no ensaio de *pull-down* a 43°C / 122

- 6.12 Temperaturas da superfície frontal do evaporador (direção horizontal) no ensaio de *pull-down* a 43°C / 122
- 6.13 Temperaturas da superfície frontal do evaporador (direção vertical) no ensaio de *pull-down* a 43°C / 123
- 6.14 Temperaturas ao longo da linha de sucção no ensaio de *pull-down* a 43°C / 124
- 6.15 Temperaturas do compressor no ensaio de *pull-down* a 43°C / 125
- 6.16 Temperaturas ao longo do condensador no ensaio de *pull-down* a 43°C / 125
- 6.17 Pressões de sucção e descarga do compressor no ensaio de consumo de energia / 127
- 6.18 Variação periódica da pressão de descarga com a pressão de sucção no ensaio de consumo de energia / 127
- 6.19 Potência consumida no ensaio de consumo de energia / 128
- 6.20 Temperatura média do gabinete no ensaio de consumo de energia / 129
- 6.21 Temperaturas das superfícies internas do gabinete no ensaio de consumo de energia / 129
- 6.22 Variação da potência consumida com a carga de refrigerante / 130
- 6.23 Variação da pressão de sucção com a carga de refrigerante / 131
- 6.24 Variação da pressão de descarga com a carga de refrigerante / 131
- 6.25 Variação da temperatura média do gabinete com a carga de refrigerante / 132
- 6.26 Variação da temperatura na saída do evaporador com a carga de refrigerante / 132
- 6.27 Ciclo de refrigeração com *by-pass* de gás quente / 133
- 6.28 Esquema básico de um calorímetro de ciclo quente / 134
- 6.29 Representação do calorímetro de ciclo quente em diagrama *log p-h* / 135
- 6.30 Esquema do calorímetro de ciclo quente / 136

Capítulo 7

- 7.1 Distribuição de temperatura do refrigerante e do tubo para os três casos simulados / 149
- 7.2 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa / 150
- 7.3 Variação da temperatura do tubo ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa / 150
- 7.4 Variação da entalpia ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa / 151
- 7.5 Diagrama *p-h* do escoamento através do condensador para diferentes fluxos de massa / 152
- 7.6 Distribuição da massa específica ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa / 152
- 7.7 Distribuição da velocidade média do escoamento ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa / 153
- 7.8 Variação da taxa total de calor rejeitado no condensador com o fluxo de massa / 154
- 7.9 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do condensador para diferentes temperaturas ambientes / 154
- 7.10 Variação da temperatura do tubo ao longo do condensador para diferentes temperaturas ambientes / 155
- 7.11 Variação da entalpia ao longo do condensador para diferentes temperaturas ambientes / 156
- 7.12 Diagrama *p-h* do escoamento através do condensador com diferentes temperaturas ambientes / 156
- 7.13 Variação da taxa total de rejeição de calor no condensador com a temperatura ambiente / 157
- 7.14 Variação da fração de vazio ao longo do condensador para diferentes modelos de fração de vazio / 158
- 7.15 Variação da massa específica ao longo do condensador para diferentes modelos de fração de vazio / 159
- 7.16 Variação da velocidade ao longo do condensador para diferentes modelos de fração de vazio / 159
- 7.17 Variação da entalpia ao longo do condensador para diferentes modelos de fração de vazio / 160
- 7.18 Diagrama *p-h* para o escoamento através do condensador para diferentes modelos de fração de vazio / 160
- 7.19 Distribuição de pressão para diferentes malhas computacionais / 161
- 7.20 Distribuição de temperatura do tubo para diferentes malhas computacionais / 162
- 7.21 Distribuição de entalpia para diferentes malhas computacionais / 162
- 7.22 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa / 165

LISTA DE FIGURAS

- 7.23 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 0,97 kg/h / 166
- 7.24 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 1,25 kg/h / 166
- 7.25 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 1,54 kg/h / 167
- 7.26 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 1,78 kg/h / 167
- 7.27 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 2,51 kg/h / 168
- 7.28 Variação da entalpia ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa / 169
- 7.29 Variação da pressão ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa / 169
- 7.30 Diagrama $p-h$ do escoamento através do evaporador para diversos fluxos de massa / 170
- 7.31 Variação da velocidade média do escoamento ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa / 170
- 7.32 Distribuição da massa específica ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa / 171
- 7.33 Variação da taxas de transferência de calor no evaporador e no gabinete com o fluxo de massa / 171
- 7.34 Variação das temperaturas médias da placa evaporadora e do gabinete com o fluxo de massa / 172
- 7.35 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do evaporador para diferentes temperaturas ambientes / 173
- 7.36 Diagrama $p-h$ do escoamento através do evaporador para diversas temperaturas ambientes / 173
- 7.37 Variação das taxas de transferência de calor no evaporador e no gabinete com a temperatura ambiente / 174
- 7.38 Variação das temperaturas médias da placa evaporadora e do gabinete com a temperatura ambiente / 174
- 7.39 Variação da fração de vazio no evaporador para diferentes modelos de fração de vazio / 176
- 7.40 Distribuição da massa específica no evaporador para diferentes modelos de fração de vazio / 176
- 7.41 Variação da entalpia ao longo do evaporador para os modelos de fração de vazio testados / 177
- 7.42 Diagrama $p-h$ do escoamento através do evaporador para diferentes modelos de fração de vazio / 177
- 7.43 Representação do escoamento através do tubo capilar adiabático num diagrama $p-h$ / 179
- 7.44 Representação do escoamento através do tubo capilar adiabático num diagrama $T-s$ / 179
- 7.45 Representação do escoamento através do tubo capilar adiabático num diagrama $h-s$ (Linhas de Fanno) / 180
- 7.46 Perfis de temperatura do refrigerante através de um tubo capilar adiabático / 180
- 7.47 Perfis de pressão do escoamento através de um tubo capilar adiabático / 181
- 7.48 Variação do título ao longo de um tubo capilar adiabático / 181
- 7.49 Variação da massa específica ao longo de um tubo capilar adiabático / 182
- 7.50 Variação da velocidade ao longo de um tubo capilar adiabático / 182
- 7.51 Representação de um escoamento através do tubo capilar não-adiabático num diagrama $p-h$ / 184
- 7.52 Representação do escoamento através de um tubo capilar não-adiabático num diagrama $T-s$ / 184
- 7.53 Representação do escoamento através do tubo capilar não-adiabático num diagrama $h-s$ / 185
- 7.54 Perfis de temperatura através do tubo capilar e da linha de sucção / 186
- 7.55 Perfis de pressão através de um tubo capilar não-adiabático / 186
- 7.56 Variação do título ao longo de um tubo capilar não-adiabático / 187
- 7.57 Variação da massa específica ao longo de um tubo capilar não-adiabático / 187
- 7.58 Variação da velocidade média ao longo de um tubo capilar não-adiabático / 188
- 7.59 Comparação em diagrama $p-h$ dos casos com a região de entrada adiabática e não-adiabática / 189
- 7.60 Variação do título ao longo do tubo capilar para a região de entrada adiabática e não-adiabática / 189
- 7.61 Diagrama $p-h$ para casos com admissão de líquido na linha de sucção / 190
- 7.62 Variação do título ao longo do tubo capilar para os casos com admissão de líquido na linha de sucção / 191
- 7.63 Comparação da variação espacial do título para as três malhas avaliadas / 192
- 7.64 Perfis de temperatura no trecho adjacente da linha de sucção para os casos avaliados / 194
- 7.65 Perfis de temperatura no trecho adjacente da linha de sucção para malhas com 50 e 200 volumes / 195

- 7.66 Comportamento da função genérica para as condições de contorno impostas ($x''=0$, $x'=\pm 1$, $a=10$) / 196
- 7.67 Condições de fluxo de massa prescrito na entrada e na saída do condensador / 197
- 7.68 Condição de temperatura do refrigerante prescrita na entrada do condensador / 197
- 7.69 Variação transiente das pressões na entrada e na saída do condensador / 198
- 7.70 Variação transiente das perdas de carga ao longo do condensador / 199
- 7.71 Variação transiente das taxas de transferência de calor no condensador / 200
- 7.72 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do condensador para diversos instantes de tempo / 200
- 7.73 Variação da energia específica ao longo do condensador nos instantes 1,0 e 5,0s / 201
- 7.74 Variação da energia cinética ao longo do condensador nos instantes 1,0 e 5,0s / 202
- 7.75 Variação de entalpia ao longo do condensador para diversos instantes de tempo / 203
- 7.76 Variação do fluxo de massa ao longo do condensador para diversos instantes de tempo / 203
- 7.77 Distribuição de massa específica ao longo do condensador em diversos instantes de tempo / 204
- 7.78 Distribuição de velocidade ao longo do condensador em diversos instantes de tempo / 205
- 7.79 Variação transiente dos fluxos de massa na entrada e na saída do evaporador / 206
- 7.80 Variação transiente das pressões na entrada e na saída do evaporador / 206
- 7.81 Variação transiente da entalpia normalizada na entrada e na saída do evaporador / 207
- 7.82 Variação transiente da perda de carga no evaporador / 208
- 7.83 Variação transiente das taxas de transferência de calor no gabinete / 208
- 7.84 Variação transiente das temperaturas médias da placa evaporadora e do gabinete / 209
- 7.85 Variação transiente das temperaturas médias das superfícies internas do gabinete / 210
- 7.86 Variação transiente do perfil de temperatura na porta do gabinete / 211
- 7.87 Campo de temperatura da placa evaporadora após 5s / 212
- 7.88 Campo de temperatura da placa evaporadora após 15s / 212
- 7.89 Campo de temperatura da placa evaporadora após 1min / 213
- 7.90 Campo de temperatura da placa evaporadora após 10min / 213
- 7.91 Campo de temperatura da placa evaporadora após 1h / 214
- 7.92 Campo de temperatura da placa evaporadora após 2h / 214
- 7.93 Campo de temperatura da placa evaporadora após 3h / 215
- 7.94 Campo de temperatura da placa evaporadora após 6h / 216
- 7.95 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 5s / 217
- 7.96 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 15s / 217
- 7.97 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 1min / 218
- 7.98 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 10min / 218
- 7.99 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 1h / 219
- 7.100 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 2h / 219
- 7.101 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 3h / 220
- 7.102 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 6h / 220
- 7.103 Distribuição de temperatura do refrigerante ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo / 220
- 7.104 Distribuição de entalpia ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo / 221
- 7.105 Distribuição de fluxo de massa ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo / 221
- 7.106 Distribuição de massa específica ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo / 222
- 7.107 Distribuição de velocidade ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo / 222
- 7.108 Condições de contorno de pressão prescrita na entrada e na saída do tubo capilar / 224

- 7.109 Condições de contorno de entalpia prescrita na entrada do tubo capilar / 224
- 7.110 Variação do fluxo de massa através do tubo capilar adiabático nos regimes transiente e quase-estático / 225
- 7.111 Variação da pressão na saída do tubo capilar adiabático nos regimes transiente e quase-estático / 226
- 7.112 Variação da entalpia na saída do tubo capilar adiabático nos regimes transiente e quase-estático / 227
- 7.113 Diagrama $p-h$ do escoamento através do tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo / 228
- 7.114 Diagrama $T-s$ do escoamento através do tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo / 228
- 7.115 Perfis de temperatura para o tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo / 229
- 7.116 Perfis de título para o tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo / 229
- 7.117 Perfis de pressão para o tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo / 230
- 7.118 Variação do fluxo de massa através do tubo capilar não-adiabático no regime transiente / 231
- 7.119 Variação da pressão na saída do tubo capilar não-adiabático no regime transiente / 232
- 7.120 Variação da entalpia na entrada e na saída do tubo capilar e da linha de sucção no regime transiente / 232
- 7.121 Diagrama $p-h$ do escoamento através do tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo / 233
- 7.122 Diagrama $T-s$ do escoamento através do tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo / 234
- 7.123 Temperatura do refrigerante ao longo do tubo capilar e da linha de sucção no instante 1s / 234
- 7.124 Temperatura do refrigerante ao longo do tubo capilar e da linha de sucção no instante 5s / 235
- 7.125 Temperatura do refrigerante ao longo do tubo capilar e da linha de sucção no instante 10s / 236
- 7.126 Perfis de temperatura ao longo do tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo / 236
- 7.127 Perfis de pressão para o tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo / 237
- 7.128 Perfis de título para o tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo / 237
- 7.129 Condições de contorno de temperatura prescrita na entrada do trecho adjacente da linha de sucção / 238
- 7.130 Variação transiente das pressões no compressor / 239
- 7.131 Variação transiente das perdas de carga na sucção e na descarga do compressor / 239
- 7.132 Variação transiente dos fluxos de massa no compressor / 240
- 7.133 Variação transiente da massa de refrigerante dissolvido no óleo / 241
- 7.134 Variação transiente da potência teórica e real requeridas pelo compressor / 241
- 7.135 Variação transiente da eficiência global do compressor / 242
- 7.136 Variação transiente das temperaturas do refrigerante no interior do compressor / 243
- 7.137 Variação transiente das temperaturas das partes internas do compressor / 243

Apêndice B

- B.1 Procedimento de cálculo da pressão de equalização do refrigerador / 265

Apêndice D

- D.1 Fluxograma do programa para simulação global do refrigerador / 272
- D.2 Fluxograma do programa para simulação do condensador / 273
- D.3 Fluxograma do programa para simulação do evaporador e do gabinete / 273
- D.4 Fluxograma do programa para simulação do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção / 274
- D.5 Fluxograma do programa para simulação do compressor e do trecho adjacente da linha de sucção / 274

Apêndice E

- E.1 Expoente politrópico / 276
- E.2 Fator de correção do fluxo de massa / 276

- E.3 Eficiência global do compressor [%] / 276
- E.4 Coeficiente global de transferência de calor no bloco [W/K] / 277
- E.5 Coeficiente global de transferência de calor no interior da carcaça [W/K] / 277
- E.6 Coeficiente global de transferência de calor no exterior da carcaça [W/K] / 277
- E.7 Coeficiente global de transferência de calor no interior do filtro de sucção [W/K] / 278
- E.8 Coeficiente global de transferência de calor no exterior do filtro de sucção [W/K] / 278
- E.9 Fator global de perda de carga no filtro de sucção ($\times 10^6$) [m^{-1}] / 278
- E.10 Coeficiente global de transferência de calor no interior do tubo de descarga [W/K] / 279
- E.11 Coeficiente global de transferência de calor no exterior do tubo de descarga [W/K] / 279
- E.12 Fator global de perda de carga no tubo de descarga ($\times 10^8$) [m^{-1}] / 279
- E.13 Fator de correção da eficiência global / 280
- E.14 Fator de correção do coeficiente global de transferência de calor no interior da carcaça / 280
- E.15 Fator de correção do coeficiente global de transferência de calor no exterior da carcaça / 280
- E.16 Fator de correção do parâmetro multiplicativo do fluxo de massa / 281

LISTA DE TABELAS

Capítulo 4

- 4.1 Relação entre o parâmetro de Hughmark (1962) e a função Z_H / 38
- 4.2 Coeficiente de contração em função da relação de áreas (Stoecker, 1967) / 63

Capítulo 6

- 6.1 Instrumentação do refrigerador / 115
- 6.2 Resultados dos testes de consumo de energia / 126
- 6.3 Instrumentação do compressor / 137
- 6.4 Resultados dos ensaios em calorímetro / 139
- 6.5 Tratamento preliminar dos resultados dos ensaios em calorímetro / 140
- 6.6 Parâmetros empíricos do compressor regredidos dos ensaios em calorímetro / 143
- 6.7 Análise estatística dos parâmetros empíricos do compressor regredidos dos ensaios em calorímetro / 144

Capítulo 7

- 7.1 Condições de contorno utilizadas na simulação do condensador em regime permanente / 147
- 7.2 Comparação com resultados do programa SLIM / 148
- 7.3 Comparação entre os modelos de fração de vazio para o escoamento através do condensador / 157
- 7.4 Comparação entre as malhas utilizadas na simulação do condensador / 161
- 7.5 Condições de contorno utilizadas na simulação do evaporador em regime permanente / 163
- 7.6 Comparação dos casos simulados com alguns resultados do programa SLIM / 163
- 7.7 Condições testadas por Melo *et alii* (1998) / 164
- 7.8 Comparação com os resultados experimentais de Melo *et alii* (1998) / 164
- 7.9 Comparação entre os modelos de fração de vazio para o evaporador / 175
- 7.10 Comparação entre o modelo do tubo capilar adiabático e o programa CAPADB (Mezavila, 1995) / 178
- 7.11 Comparação entre o modelo proposto e o programa CAPHEAT (Mezavila, 1995) / 183
- 7.12 Resultados das simulações com a região de entrada adiabática e não-adiabática / 188
- 7.13 Resultados das simulações com admissão de líquido na linha de sucção / 190

- 7.14 Características das malhas computacionais avaliadas / 191
- 7.15 Resultados obtidos para as malhas computacionais avaliadas / 192
- 7.16 Condições de contorno utilizadas na validação do modelo do compressor em regime permanente / 193
- 7.17 Comparação com resultados do programa SLIM / 193

Apêndice E

- E.1 Coeficientes dos ajustes lineares para os parâmetros empíricos do compressor / 275
- E.2 Coeficientes dos ajustes lineares para os parâmetros empíricos do compressor / 275

LISTA DE SÍMBOLOS

Nomenclatura

a	Difusividade térmica [m ² /s]
A	Área da secção transversal [m ²]
A_i	Área lateral interna [m ²]
A_e	Área lateral externa [m ²]
A_c	Área da coroa circular [m ²]
B	Base [m]
c	Fração de volume morto [-]
c_p	Calor específico a pressão constante [J/kg.K]
c_v	Calor específico a volume constante [J/kg.K]
C	Capacidade térmica [J/K]
D	Diâmetro [m]
D_h	Diâmetro hidráulico [m]
D_l	Diâmetro laminar equivalente [m]
$e = i + \frac{1}{2} u^2$	Energia total específica [J/kg.K]
E_b	Emitância de um corpo negro [W/m ²]
f	Fator de atrito de Darcy [-]
$G = \rho u$	Fluxo de massa [kg/s.m ²]
h	Entalpia específica [J/kg]
$h_o = h + \frac{1}{2} u^2$	Entalpia total específica (entalpia de estagnação) [J/kg]
h_v	Calor latente de vaporização [J/kg]
H	Altura [m]

LISTA DE SÍMBOLOS

i	Energia interna específica [J/kg]
J	Radiosidade [W/m ²]
k	Condutividade térmica [W/m.K]
$k = \frac{1}{2} u^2$	Energia cinética específica [J/kg]
\bar{K}	Coefficiente global de perda de carga [m ⁻⁴]
l	Espessura [m]
L	Comprimento [m]
m	Massa [kg]
m'	Massa por unidade de comprimento [kg/m]
\dot{m}	Vazão mássica [kg/s]
n	Expoente politrópico [-]
p	Pressão [kPa]
P	Perímetro [m]
q''	fluxo de calor [W/m ²]
\dot{q}	Taxa de transferência de calor [W]
Q	Calor [J]
r, θ, z	Sistema coordenado cilíndrico
R	Resistência térmica [K/W]
s	Entropia específica [J/kg.K]
t	Tempo [s]
T	Temperatura [K]
u	Velocidade [m/s]
\overline{UA}	Coefficiente global de transferência de calor multiplicado pela área [W/K]
v	Volume específico [m ³ /kg]
V	Volume [m ³]
V_c	Volume interno da carcaça do compressor [m ³]
V_{dl}	Deslocamento volumétrico do compressor [m ³]
V_d	Volume morto do compressor [m ³]
V_{mis}	Volume da mistura óleo-refrigerante [m ³]
V_r	Volume de refrigerante no interior da carcaça do compressor [m ³]
w	Espessura [m]
w	Trabalho específico [J/kg]
W	Trabalho [J]
\dot{W}_c	Potência teórica de compressão [W]
\dot{W}_e	Potência elétrica [W]
x, y, z	Sistema coordenado cartesiano
y_r	Fração mássica de refrigerante dissolvido no óleo [-]

Letras Gregas

α	Fração de vazio [-]
β	Título volúmico [W/K.m ²]
ε	Emissividade térmica [-]
ε	Coefficiente de performance [-]
ε_c	Coefficiente de performance de Carnot [-]
η_a	Eficiência de aleta [-]
η_g	Eficiência global do compressor [-]
η_r	Eficiência de refrigeração [-]
η_r	Eficiência volumétrica do compressor [-]
κ	Constante de correção do fluxo de massa [-]
λ	Coefficiente de transferência de calor [W/K.m ²]
μ	Viscosidade absoluta [N.s/m ²]
ν	Viscosidade cinemática [m ² /s]
ρ	Massa específica [kg/m ³]
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede [N/m ²]
χ	Título [-]

Índices

$()_a$	Aleta
$()_{amb}$	Ambiente externo
$()_b$	Bloco do compressor
$()_c$	Carcaça do compressor
$()_{cap}$	Tubo capilar
$()_{comp}$	Compressor
$()_{cond}$	Condensador
$()_{cond}$	Transferência de calor por condução
$()_{conv}$	Transferência de calor por convecção
$()_{des}$	Linha de descarga
$()_e$	Externo
$()_e$	Entrada
$()_{e,w,n,s}$	Faces do volume de controle P (respectivamente leste, oeste, norte e sul)
$()_{E,W,N,S}$	Volumes de controle adjacentes ao volume P (respectivamente leste, oeste, norte e sul)

LISTA DE SÍMBOLOS

$()_{evp}$	Evaporador
$()_{fs}$	Filtro de sucção do compressor
$()_{gab}$	Gabinete
$()_H$	Alta temperatura
$()_i$	Interno
$()_L$	Baixa temperatura
$()_l$	Líquido saturado
$()_m$	Isolamento do gabinete
$()_{mis}$	Mistura óleo-refrigerante
$()_o$	Óleo
$()_r$	Refrigerante no interior da carcaça do compressor
$()_{rad}$	Transferência de calor por radiação
$()_{ref}$	Refrigerante
$()_s$	Saída
$()_{sat}$	Saturação
$()_{suc}$	Linha de sucção
$()_{sub}$	Sub-resfriamento
$()_{sup}$	Superaquecimento
$()_t$	Parede do tubo
$()_{tc}$	Trocador de calor tubo capilar – linha de sucção
$()_{td}$	Tubo de descarga do compressor
$()_v$	Vapor saturado
$()_{w'}$	Parede

Sobrescritos

$()^\circ$	Valor tomado do instante de tempo imediatamente anterior
$()^*$	Valor tomado da iteração imediatamente anterior
$()''$	Fluxo por unidade de área

Símbolos Especiais

$\bar{\phi} = \frac{1}{V} \int_V \phi dV$ Valor médio ao longo do volume

$\hat{\phi} = \frac{\phi}{\phi_{ref}}$ Valor normalizado

$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt}$ Taxa de variação temporal

$\|a, b\| = \max(a, b)$ Máximo valor entre a e b

Parâmetros Adimensionais

Número de Biot $Bi = \frac{hD}{k_w}$

Número de Froude $Fr = \frac{u^2}{gD}$

Número de Grashof $Gr = \frac{g\beta\Delta TD^3}{\nu^2}$

Número de Jakob $Ja = \frac{c_{p,l}(T_{sat} - T_w)}{h_w}$

Número de Nusselt $Nu = \frac{hD}{k}$

Número de Péclet $Pe = Re.Pr = \frac{uD}{\alpha}$

Número de Prandtl $Pr = \frac{\mu c_p}{k} = \frac{\nu}{\alpha}$

Número de Rayleigh $Ra = Gr.Pr = \frac{g\beta\Delta TD^3}{\nu\alpha}$

Número de Reynolds $Re = \frac{uD}{\nu}$

Parâmetro Evaporativo (*Boiling Number*) $Bo = \frac{q''}{Gb_w}$

Parâmetro de Martinelli $X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_r}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_r}\right)^{0,1}$

Constantes

g	Aceleração da gravidade	9,81 m/s ²
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	5,67.10 ⁻⁸ W/m ² K ⁴

RESUMO

No presente trabalho, foram desenvolvidos modelos matemáticos para simular o comportamento transiente de refrigeradores domésticos. Modelos individuais foram elaborados para cada um dos componentes básicos do refrigerador: compressor, condensador, evaporador, gabinete e trocador de calor tubo capilar - linha de sucção. O modelo do compressor baseia-se numa abordagem semi-empírica, sendo dividido em dois sub-modelos: câmara de compressão e carcaça do compressor. No primeiro, fez-se uso do modelo de compressão politrópico e, no segundo, considerou-se as trocas térmicas, a interação entre o óleo e o refrigerante e as perdas de carga nas regiões de sucção e descarga. Os parâmetros empíricos requeridos pelo modelo foram obtidos através de ensaios experimentais em calorímetro de ciclo quente. Os modelos do condensador, evaporador e trocador de calor tubo capilar – linha de sucção baseiam-se nas equações da conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia na sua forma diferencial, o que permitiu a caracterização dos fenômenos pertinentes em cada ponto do domínio. Para o gabinete, desenvolveu-se um modelo nodal, que considera tanto a influência dos revestimentos interno e externo, do isolamento e da gaxeta na carga térmica, como as transferências radiativas de calor entre as superfícies internas e o evaporador. Os modelos matemáticos foram resolvidos numericamente por substituições sucessivas e um método baseado em volumes finitos foi utilizado na integração das equações diferenciais. Para melhor compreender e caracterizar o comportamento transiente do refrigerador, realizou-se uma série de experimentos com um refrigerador específico do tipo *all-refrigerator*, tanto no regime transiente da partida como no regime transiente periódico ou cíclico. Como potencialidade dos modelos desenvolvidos destaca-se o acompanhamento da distribuição espacial das variáveis de interesse tais como temperatura, pressão e massa de HFC-134a nos componentes do refrigerador, em cada instante de tempo.

ABSTRACT

This work presents a set of mathematical models for the dynamic simulation of household refrigerators. Models were developed for each one of the refrigerator components: compressor, condenser, evaporator, cabinet and capillary tube – suction line heat exchanger. A semi-empirical modeling approach consisting of two sub-models, namely compression chamber and compressor shell, was employed for the compressor. The first considers a polytropic compression process, once the last takes into account the internal heat exchanges and pressure losses. Hot gas cycle calorimeter tests were performed with a specially instrumented compressor in order to acquire the necessary empirical parameters for the compressor model. The condenser, evaporator and capillary tube – suction line heat exchanger models were based on the mass, momentum and energy conservation laws written in the differential form. A lumped modeling approach, taking into account the inner liner, the steel shell, the thermal insulation, the door gasket and the internal radiative heat exchanges was employed for the cabinet. The models were solved numerically by successive substitution and a finite-volume procedure was used to integrate the correlating differential equations. Experiments were also performed with an all refrigerator in order to get a better understanding of the start-up and shut-down transient periods. The models potentialities are explored in the present work in terms of the spatial distribution of temperature, pressure and mass of the HFC-134a within each component of the refrigerator as a function of time.

INTRODUÇÃO

1.1 PESQUISA E DESENVOLVIMENTO EM REFRIGERADORES DOMÉSTICOS

O ciclo de refrigeração por compressão mecânica de vapor, utilizado atualmente na grande maioria dos refrigeradores domésticos, foi concebido em 1834 pelo americano Jacob Perkins e patenteado no Reino Unido com o título: “*Apparatus for Producing Cold and Cooling Fluids*”. Perkins descreveu seu invento da seguinte forma: “Um arranjo de equipamentos, com o qual posso utilizar substâncias voláteis para produzir frio ou resfriar e até congelar fluidos. Ao mesmo tempo, posso re-condensar tais substâncias voláteis e utilizá-las novamente neste processo”. O trabalho de Perkins despertou pouco interesse na época e ficou esquecido por quase cinquenta anos até que Sir Frederick Bramwell o apresentou num artigo do *Journal of the Royal Society of Arts*. O responsável por viabilizar o conceito desenvolvido por Perkins foi James Harrison, que obteve as Patentes Britânicas 747 e 2362 em 1856 e 1857, respectivamente. Em 1862, o equipamento projetado por Harrison e fabricado por Daniel Siebe foi apresentado à sociedade durante uma exposição internacional realizada em Londres.

Com a disponibilização de energia elétrica em Nova Iorque, Willian F. Singer patenteou em 1897 a primeira unidade de refrigeração com acionamento elétrico. O primeiro refrigerador doméstico com acionamento elétrico, que se chamava DOMELRE (*Domestic Electric Refrigerator*), foi construído e comercializado por Fred W. Wolf. Naquela época, os refrigeradores domésticos comerciais utilizavam, em sua maioria, o éter como fluido refrigerante. Em 1911, a *General Electric* iniciou a produção do clássico refrigerador Audiffren, projetado pelo francês Abbe Marcel Audiffren em 1894, que utilizava como refrigerante o dióxido de enxofre no lugar do éter. Em 1918, outra tradicional indústria de refrigeração, a *Kelvinator*, lançou no mercado um produto revolucionário que utilizava um termostato para controlar a capacidade de refrigeração, técnica ainda utilizada nos tempos atuais. E, em 1925, a *General Electric* inovou a concepção de refrigeradores lançando a “unidade

selada". Na década de 1930, os refrigeradores domésticos foram padronizados: o sistema era hermeticamente selado, a alimentação era elétrica e o tubo capilar passou a ser utilizado como dispositivo de expansão.

Simultaneamente ao desenvolvimento dos sistemas de refrigeração, um intenso estudo foi realizado na área de refrigerantes, principalmente a partir da segunda metade do século XVIII. O primeiro registro do uso de substâncias voláteis na produção de frio data de 1755, quando Willian Cullen, professor de química da Universidade de Edimburgo, utilizou éter para produzir gelo. Também na segunda metade do século XVIII descobriu-se que pelo aumento da pressão era possível condensar uma substância gasosa. Em 1780, J.F. Clouet e G. Monge utilizaram este princípio para liquefazer amônia.

De fato, a primeira substância utilizada como refrigerante foi o éter, cuja temperatura de ebulição é de 34°C. Este elevado ponto de ebulição implica em pressões de evaporação inferiores à pressão atmosférica com conseqüente risco de infiltração de ar e formação de mistura explosiva. Em 1864, o francês Charles Tellier introduziu o dimetil-éter (DME), que possui temperatura de ebulição de -23,6°C, mais apropriada para uso em refrigeradores. O suíço Raoul Pictet, em 1874, utilizou o dióxido de enxofre, cujo ponto de ebulição é de -10°C. E, em 1886, o alemão Franz Windhausen introduziu o dióxido de carbono que, devido à elevada pressão de condensação, exige um condensador mais robusto. Este refrigerante é, até hoje, utilizado na indústria de navegação. Na década de 1870, Carl von Linde introduziu a amônia como fluido refrigerante, com ponto de ebulição de -33,3°C, que veio a se tornar o principal fluido para plantas de grande porte.

Em 1928, os refrigerantes mais comuns em refrigeradores domésticos eram a amônia, o dióxido de enxofre e o cloreto de metila, todos extremamente tóxicos. Desta época, há registros de mortes de famílias inteiras devidas a vazamentos em refrigeradores domésticos. Em 1929, por exemplo, mais de cem pessoas morreram em um hospital de Cleveland, devido à ocorrência de vazamentos no sistema de refrigeração, o que culminou numa forte campanha, liderada pelo jornal *The New York Times*, para eliminar os refrigeradores domésticos. Nesta época, cerca de 85% das famílias americanas que dispunham de energia elétrica não possuíam refrigeradores domésticos.

Poucos meses antes do desastre de Cleveland, a *Frigidare* e a *General Motors* reuniram um grupo de pesquisadores, liderados por Thomas Migley, com o intuito de identificar um novo fluido refrigerante. Em menos de duas semanas foram identificados os clorofluorcarbonos (CFCs), que revolucionariam a indústria de refrigeração. A descoberta não foi anunciada de imediato devido à histeria acerca de refrigeradores domésticos. Mas em 1930, num encontro da *American Society of Chemistry*, Thomas Migley pegou um recipiente com CFC, colocou próximo ao seu rosto e fez uma profunda inalação. Em seguida expirou lentamente o CFC sobre a chama de uma vela, apagando-a. Com este procedimento, ele demonstrou que o CFC não era tóxico e tampouco inflamável.

Pode-se afirmar que a introdução dos refrigerantes halogenados, como os clorofluorcarbonos (CFCs), representou uma revolução na indústria de refrigeração. Materiais não-ferrosos puderam ser utilizados, as válvulas de expansão foram substituídas por tubos capilares e o compressor hermético tornou-se o padrão.

Em 1974, contudo, Sherwood Rowland e Mario Molina, da Universidade da Califórnia, escreveram um artigo alertando que a emissão de compostos a base de cloro, particularmente os clorofluorcarbonos (CFCs) e hidroclorofluorcarbonos (HCFCs), poderia contribuir para a degradação da camada de ozônio na estratosfera, que é responsável pela absorção da maior parte da radiação ultravioleta que chega na Terra.

Como a degradação da camada de ozônio se tornou um problema global, um tratado mundial, conhecido por Protocolo de Montreal, foi firmado em 1987 com o intuito de controlar a produção e a remoção das substâncias agressivas ao meio ambiente. Em 1996, de acordo com as metas estabelecidas na segunda revisão do Protocolo de Montreal, a produção de CFC foi extinta nos países desenvolvidos. Os países em desenvolvimento, com consumo per capita inferior a 300g/ano, têm um prazo de carência até o ano 2010, embora no Brasil a eliminação dos CFCs esteja programada para janeiro de 2001. Uma outra preocupação do Protocolo de Montreal consiste na remoção dos HCFCs, apesar desta família de refrigerantes representar uma ameaça pequena à camada de ozônio, se comparada aos CFCs.

Nos últimos anos, descobriu-se que alguns refrigerantes são também responsáveis por parte do aquecimento global. A dispersão de refrigerantes na atmosfera devido a vazamentos, manutenção ou remoção do produto contribui de forma significativa para o efeito estufa. Há, ainda, a contribuição indireta dos refrigeradores por consumirem energia elétrica oriunda da queima de combustíveis fósseis. O processo de combustão libera elevadas quantidades de dióxido de carbono, o maior agente causador do efeito estufa.

Assim, com o objetivo de reduzir o consumo de energia e de utilizar refrigerantes não agressivos ao meio, a pesquisa em refrigeração voltou-se, segundo Radermacher & Kim (1996), para três linhas básicas: (i) refrigerantes alternativos; (ii) melhoria da eficiência dos componentes e do sistema; e (iii) sistemas alternativos de refrigeração. Cada melhoria pode se refletir num aumento de custo ou de complexidade, o que torna esta atividade de pesquisa bastante complexa, tanto sob o ponto de vista científico como tecnológico.

1.2 MOTIVAÇÃO PARA O ESTUDO DE REFRIGERADORES DOMÉSTICOS

Nos últimos anos, as maiores preocupações mundiais têm estado relacionadas à questão ambiental. Exemplos marcantes são as políticas de substituição dos fluidos refrigerantes e de incentivo ao desenvolvimento de equipamentos mais eficientes sob o ponto de vista energético. No âmbito da refrigeração, conceitos como ODP (*Ozone Depleting Potential*), associado à degradação da camada de ozônio na estratosfera, GWP (*Global Warming Potential*) e TEWI (*Total Equivalent Warming Impact*), relativos, respectivamente, ao efeito estufa direto e indireto, vêm sendo cada vez mais difundidos. A necessidade de preservação dos recursos naturais e de desenvolvimento tecnológico em harmonia com o meio ambiente têm levado engenheiros e cientistas a pesquisarem novas alternativas às tecnologias existentes.

Estes fatores redefiniram os rumos da indústria de refrigeração, pois as metas estabelecidas pelo Protocolo de Montreal, a busca por incentivos governamentais, o desenvolvimento da consciência de preservação de recursos naturais pelos consumidores diretos e a crescente disputa do mercado nacional por empresas multinacionais têm orientado a indústria de refrigeração ao desenvolvimento de sistemas mais econômicos e que utilizem refrigerantes não agressivos ao meio, tanto em relação à degradação da camada de ozônio quanto em relação ao efeito estufa.

O esgotamento dos recursos naturais, a necessidade de fontes energéticas não poluentes e o baixo desempenho termodinâmico dos equipamentos utilizados fazem da questão energética um dos mais graves problemas ambientais da atualidade. Segundo dados do PROCEL (1998) – Programa Nacional de Combate ao Desperdício de Energia Elétrica – a refrigeração é responsável por aproximadamente 32% do consumo residencial e 17% do consumo comercial, o que totaliza quase 11% do consumo total de energia elétrica no país.

Na Figura 1.1 observa-se a distribuição setorial do consumo de energia elétrica no Brasil e o papel da refrigeração no consumo dos setores residencial e comercial.

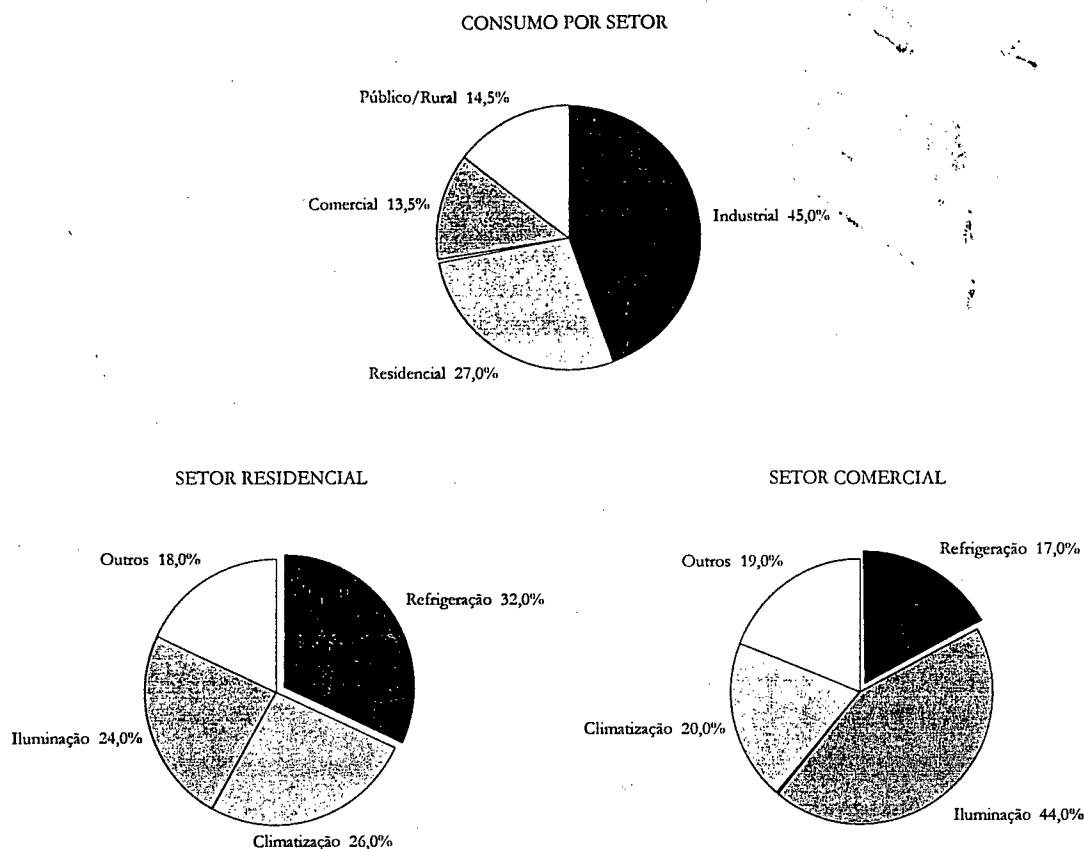


Figura 1.1 Consumo setorial de energia elétrica no Brasil segundo dados do PROCEL (1998).

Nestes setores, o equipamento de refrigeração mais empregado é o refrigerador doméstico. Apesar de possuir individualmente um consumo de energia relativamente pequeno, aproximadamente 30 kWh/mês para um refrigerador típico de 300 litros (PROCEL, 1998), seu papel no consumo nacional de energia elétrica pode ser facilmente explicado pela ampla quantidade destes produtos em operação e pela sua baixa eficiência termodinâmica, que é acentuada pela sua operação cíclica (Coulter & Bullard, 1997). Este fato, por si só, justifica o estudo destes equipamentos e respectivos componentes.

1.3 DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

A maneira tradicional de avaliar o desempenho de um refrigerador e de seus componentes consiste na realização de testes experimentais normalizados. Estes testes são conduzidos em uma câmara climatizada com temperatura e umidade do ar controladas. Além de dispendiosos, estes ensaios demandam tempo – um simples teste de *pull-down* (ver Capítulo 6) expende aproximadamente 24 horas para sua realização, se considerados tanto o tempo para estabilização da câmara quanto o tempo de ensaio propriamente dito. Este método experimental eleva, em muito, o tempo de desenvolvimento de um produto e, durante muito tempo, foi o único procedimento disponível para análise e desenvolvimento de produtos e equipamentos de refrigeração.

Uma alternativa aos ensaios experimentais consiste na utilização de modelos matemáticos para simular o comportamento do refrigerador. O advento do computador digital possibilitou a simulação destes testes através

da solução de equações que representam leis físicas. Além de reduzir a quantidade de ensaios necessários, a simulação é sensivelmente mais barata e mais rápida. Considerando que a simulação pode representar adequadamente o comportamento do sistema, alterações no modelo podem ser conduzidas sem a necessidade de serem concretizadas.

Os programas de simulação numérica permitem, também, estudar o impacto da modificação em um componente sobre o comportamento global do sistema. Estes programas podem simular o comportamento estabilizado do sistema (regime permanente), ou ainda, permitir um estudo dinâmico (regime transiente).

A abordagem em regime permanente auxilia o dimensionamento dos componentes. O comportamento transiente, por sua vez, é fundamental na determinação dos valores extremos de pressão, fluxo de massa e potência, além de também permitir a determinação e minimização do consumo de energia. Como os refrigeradores domésticos são controlados por um sistema *on/off* (termostato), o seu regime de operação é tipicamente transiente.

De acordo com James *et alii* (1986), os modelos transientes são fundamentais em atividades relacionadas ao projeto, controle, pesquisa e diagnóstico de refrigeradores domésticos. Na atividade de projeto, o correto dimensionamento dos componentes depende do conhecimento de suas características em toda a faixa de operação. Outras atividades de pesquisa, tais como a otimização energética, o estudo de estratégias alternativas de controle (e.g. controle contínuo de capacidade) e o estudo de refrigerantes alternativos (e.g. misturas azeotrópicas), podem ser realizadas através simulação numérica. Modelos transientes podem ser utilizados na previsão da vida útil do refrigerador, bem como no diagnóstico de problemas de campo.

1.4 DEFINIÇÃO DOS OBJETIVOS

Neste trabalho são apresentados modelos matemáticos para simular o comportamento dos componentes básicos de refrigeradores domésticos em regime transiente de operação. Os modelos foram implementados computacionalmente e resolvidos através de um procedimento numérico de solução. Cada componente do refrigerador foi modelado e estudado individualmente: compressor, condensador, evaporador, gabinete e trocador de calor tubo capilar – linha de sucção.

Com estes modelos, pretende-se estudar a operação transiente dos componentes do sistema de refrigeração e acompanhar a evolução temporal e espacial de alguns parâmetros de interesse, tais como pressão, temperatura, fluxo de massa, massa de refrigerante, potência consumida, entre outros. Para isso, fez-se necessária a utilização de modelos diferenciais no tempo e no espaço, baseados nos princípios de conservação da massa, quantidade de movimento linear e energia.

Ensaio experimentais usualmente empregados no projeto de refrigeradores tais como o ensaio de *pull-down* (NTB00048, 1992), de consumo de energia (ISO7371, 1985) e de determinação de carga de refrigerante, todos descritos no Capítulo 6, foram realizados com o objetivo de melhor conhecer o comportamento transiente de refrigeradores domésticos. Para tal, fez-se necessário o uso da câmara de testes de equipamentos de refrigeração do Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar (NRVA) da Universidade Federal de Santa Catarina.

Por motivos práticos, optou-se pela modelagem de um produto específico – refrigerador Consul SLIM 230 litros, esquematizado na Figura 1.2. Este modelo caracteriza-se por não possuir *freezer*, ou seja, há apenas um

ambiente refrigerado (gabinete). Seu sistema de refrigeração é composto pelos seguintes componentes: compressor hermético alternativo, condensador do tipo arame-sobre-tubo, evaporador *roll-bond* e trocador de calor tubo capilar – linha de sucção tipo concêntrico. O refrigerador estudado utiliza como refrigerante um hidrocarboneto halogenado, mais especificamente o HFC-134a, e como lubrificante o óleo poliolester $\alpha 22$. O isolamento térmico é constituído por espuma de poliuretano expandido com 50% de CFC-11. As demais características construtivas e detalhes geométricos do refrigerador SLIM 230 litros estão apresentadas no Apêndice C.

Enfatiza-se aqui que não há a intenção de se desenvolver modelos matemáticos específicos, mas uma metodologia de modelagem de componentes de refrigeradores domésticos. Fez-se uso de um refrigerador específico para caracterizar e entender os fenômenos físicos envolvidos. A metodologia apresentada é genérica e pode, com maior ou menor dificuldade, ser aplicada a outros modelos de refrigeradores.

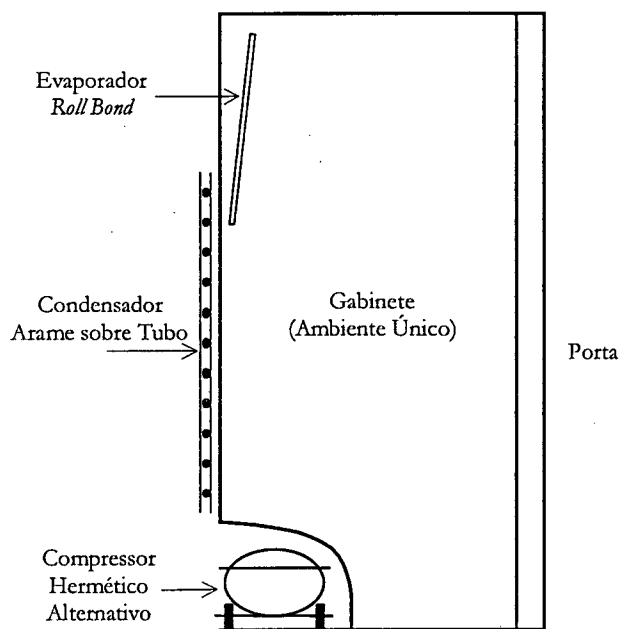


Figura 1.2 Esboço do refrigerador SLIM 230 litros em corte lateral.

1.5 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

Este documento está dividido em quatro partes distintas: Fundamentação do Problema, Modelagem Matemática, Ensaios Experimentais e Análise de Resultados.

A primeira parte trata da fundamentação necessária ao estudo de refrigeradores domésticos. Logo neste capítulo inicial foram apresentados argumentos que justificam e motivam a simulação numérica de refrigeradores em regime transiente. Procurou-se descrever a evolução histórica da pesquisa e desenvolvimento em refrigeradores domésticos com o objetivo de enfatizar o papel que esta vem exercendo na sociedade. O segundo capítulo apresenta a fundamentação teórica propriamente dita. São explorados os conceitos básicos de refrigeração e de modelagem de sistemas térmicos e componentes, que são extremamente importantes para o desenvolvimento do trabalho proposto. Leitores familiarizados com a teoria da refrigeração e com técnicas de modelagem de sistemas podem omitir a leitura deste capítulo sem prejudicar o entendimento dos demais. No terceiro capítulo, são discutidos os tipos de modelos encontrados na literatura. Também neste capítulo, faz-se

uma revisão bibliográfica dos trabalhos que vêm se destacando em simulação transiente de equipamentos de refrigeração nas últimas três décadas.

Na segunda parte são apresentados os modelos matemáticos desenvolvidos e a metodologia de solução empregada. O quarto capítulo trata da descrição dos modelos desenvolvidos para cada um dos componentes do refrigerador: compressor, condensador, evaporador, gabinete, linha de sucção e trocador de calor tubo capilar – linha de sucção. O quinto capítulo apresenta a metodologia numérica empregada na solução do sistema de equações obtido. Trata também dos detalhes de implementação computacional, tais como tratamento de não-linearidades e dos problemas encontrados no acoplamento entre os modelos.

Na terceira parte, que envolve apenas o sexto capítulo, são descritos os ensaios experimentais realizados para melhor compreender os fenômenos pertinentes ao comportamento transiente de refrigeradores domésticos e, também, para aferir os modelos desenvolvidos.

A última parte trata da análise dos resultados numéricos. No sétimo capítulo, os resultados obtidos são apresentados e discutidos. As potencialidades do programa computacional são exploradas. No capítulo final, são então apresentadas as conclusões deste trabalho, bem como recomendações para pesquisas futuras.

Para finalizar, detalhes referentes ao cômputo de propriedades termodinâmicas, ao cálculo da pressão de equalização do refrigerador e às características geométricas e construtivas do refrigerador estudado são explorados e discutidos nos apêndices.

Enfatiza-se que todas as informações de cunho histórico apresentadas neste capítulo introdutório foram extraídas dos trabalhos de Gosney (1982), Holladay (1994), Nagengast (1996) e Radermacher & Kim (1996).

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 TEORIA DA REFRIGERAÇÃO

A refrigeração, segundo Gosney (1982), pode ser definida como a arte ou ciência relacionada ao resfriamento de corpos ou fluidos para temperaturas inferiores àquelas disponíveis num determinado local e instante. Da forma como é atualmente conhecida, a refrigeração é produzida quase totalmente por meios artificiais, sendo que nos processos mais comuns uma substância volátil, chamada de refrigerante, sofre uma série de processos para que sua temperatura se torne suficientemente baixa e promova a remoção de calor, nas taxas desejadas, dos corpos que se deseja resfriar.

São conhecidas, atualmente, inúmeras tecnologias para a produção artificial de frio, das quais Gosney (1982) destaca: (i) refrigeração por compressão mecânica de vapor; (ii) refrigeração por absorção; (iii) refrigeração a ar; (iv) refrigeração por ejeção de vapor; e (v) refrigeração termoelétrica. Dos métodos citados, apenas o primeiro será abordado neste capítulo, por ser amplamente empregado em refrigeração doméstica, objeto deste trabalho.

A operação do refrigerador pode ser descrita pelo efeito que este produz no meio em que está inserido, a despeito de seu modo de operação, já que os diversos métodos de produção de frio obedecem aos mesmos princípios termodinâmicos. Assim, é natural que se faça, primeiramente, a descrição do comportamento termodinâmico de uma máquina genérica de refrigeração para, posteriormente, particularizá-la para o processo de refrigeração por compressão mecânica de vapor. Em seguida, o ciclo real de refrigeração e suas características termodinâmicas serão também discutidos.

2.1.1 Princípio Termodinâmico de Operação de uma Máquina de Refrigeração

Segundo o enunciado de Clausius, uma máquina de refrigeração em operação cíclica ou contínua não pode transferir calor de um reservatório a baixa temperatura (T_L) para um reservatório a alta temperatura (T_H) sem a adição externa de trabalho (W).

A Figura 2.1 ilustra o princípio básico de operação de uma máquina de refrigeração. O calor absorvido do ambiente a baixa temperatura, Q_L , é rejeitado ao ambiente a alta temperatura, Q_H . Segundo a primeira lei da termodinâmica, Q_H é dado pela soma de Q_L e W . Se Q_H for igual a Q_L , então o trabalho será nulo, caracterizando um processo termodinamicamente impossível.

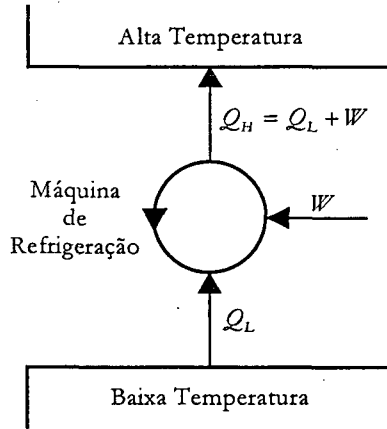


Figura 2.1 Princípio termodinâmico de operação de uma máquina de refrigeração.

Em refrigeração, uma forma comumente empregada para quantificar a eficiência de uma máquina consiste em comparar o efeito de refrigeração e o trabalho necessário para produzi-lo. Tal relação, chamada de coeficiente de performance, ε , pode ser escrita como:

$$\varepsilon = \frac{Q_L}{W} \quad (2.1)$$

Da primeira lei da termodinâmica, tem-se que:

$$Q_H = Q_L + W \quad (2.2)$$

Logo, rescrevendo a equação (2.2) para W e substituindo-a em (2.1), obtém-se a seguinte expressão para o coeficiente de performance de uma máquina de refrigeração:

$$\varepsilon = \frac{Q_L}{Q_H - Q_L} \quad (2.3)$$

O ciclo ideal de refrigeração, ou ciclo de Carnot, caracteriza-se pela reversibilidade de todos os processos termodinâmicos, o que faz com que o seu coeficiente de performance seja o maior possível. Desta forma, a eficiência termodinâmica de uma máquina de refrigeração é obtida relacionando-se o coeficiente de performance do ciclo real com o do ciclo ideal, ε_r , da seguinte forma:

$$\eta_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_r} \quad (2.4)$$

No ciclo de Carnot, os processos de transferência de calor ocorrem isotermicamente e os processos de expansão e compressão são adiabáticos e reversíveis, logo, isentrópicos. Assim, o ciclo de refrigeração de Carnot, representado na Figura 2.2 através de um diagrama T - s , envolve os seguintes processos ideais:

- 1 → 2 Compressão adiabática reversível (isentrópica)
- 2 → 3 Rejeição isotérmica de calor
- 3 → 4 Expansão adiabática reversível (isentrópica)
- 4 → 1 Absorção isotérmica de calor

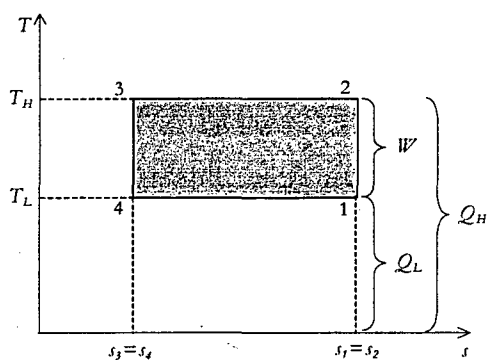


Figura 2.2 Representação de um ciclo de refrigeração de Carnot num diagramas T - s .

Na Figura 2.2, pode-se observar que:

$$Q_L = T_L (s_1 - s_4) \quad (2.5)$$

$$Q_H = T_H (s_2 - s_3) \quad (2.6)$$

Logo, substituindo as expressões anteriores na equação (2.3) e admitindo que os processos 1→2 e 3→4 são isentrópicos, chega-se à seguinte expressão para a determinação do coeficiente de performance de um ciclo ideal de Carnot:

$$\varepsilon_c = \frac{T_L (s_1 - s_4)}{T_H (s_2 - s_3) - T_L (s_1 - s_4)} = \frac{T_L}{T_H - T_L} \quad (2.7)$$

Esta equação permite concluir que a performance de uma máquina de refrigeração fica comprometida para condições de operação onde T_H é elevada e T_L reduzida. Entretanto, na situação oposta, onde T_H é baixa e T_L elevada, a performance da máquina de refrigeração aumenta. Assim, no limite onde $T_L \rightarrow T_H$, $\varepsilon_c \rightarrow \infty$, a segunda lei da termodinâmica seria violada, já que $Q_L \rightarrow Q_H$ e $W \rightarrow 0$.

2.1.2 Refrigeração por Compressão Mecânica de Vapor

O fato de fluidos voláteis, caracterizados por uma elevada pressão de vapor, sofrerem uma forte tendência a evaporar, aliado às elevadas taxas de absorção de calor necessárias no evaporador, fez com que estas substâncias fossem amplamente utilizadas na produção de frio.

Tanto para substâncias puras quanto para misturas azeotrópicas, existe uma relação direta entre a pressão de vapor e a temperatura durante o processo de mudança de fase (ver Figura 2.3). Ou seja, com o aumento da temperatura de saturação, há aumento da pressão de vapor, e vice-versa, de modo que a temperatura pode ser controlada através da pressão. Desta forma, para reduzir a temperatura de saturação de uma substância

pura ou de uma mistura azeotrópica basta reduzir a pressão, o que pode ser obtido pela sucção de vapor através de um compressor, como ilustrado na Figura 2.3.

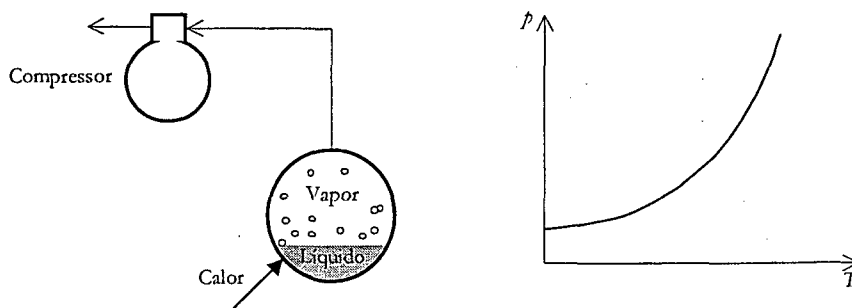


Figura 2.3 Relação entre pressão e temperatura para substâncias puras ou misturas azeotrópicas.

A idéia de juntar os princípios de evaporação pela redução da pressão e de condensação por compressão num sistema cíclico foi proposta pelo americano Oliver Evans, da Filadélfia. Não há registro de que Evans tenha tentado produzir um protótipo. O primeiro refrigerador capaz de operar em ciclo termodinâmico fechado foi patenteado em Londres, por Jacob Perkins, conforme mencionado no capítulo anterior. O ciclo desenvolvido por Perkins é considerado, até hoje, o ciclo padrão de refrigeração por compressão mecânica de vapor. Por estes motivos, a produção de frio pela evaporação de um fluido volátil ficou conhecida como “Processo de Evans-Perkins”.

O ciclo padrão de refrigeração é composto, basicamente, por quatro componentes: dois trocadores de calor (evaporador e condensador), um compressor e um dispositivo de expansão. As trocas térmicas e o transporte de energia ocorrem devidas à circulação do fluido refrigerante. Na Figura 2.4, o ciclo padrão é apresentado e o seu comportamento termodinâmico é descrito nos diagramas $T-s$ e $\log p-h$. O processo de expansão foi representado por uma linha pontilhada, já que apenas os estados termodinâmicos dos pontos 3 e 4 são conhecidos (Gosney, 1982).

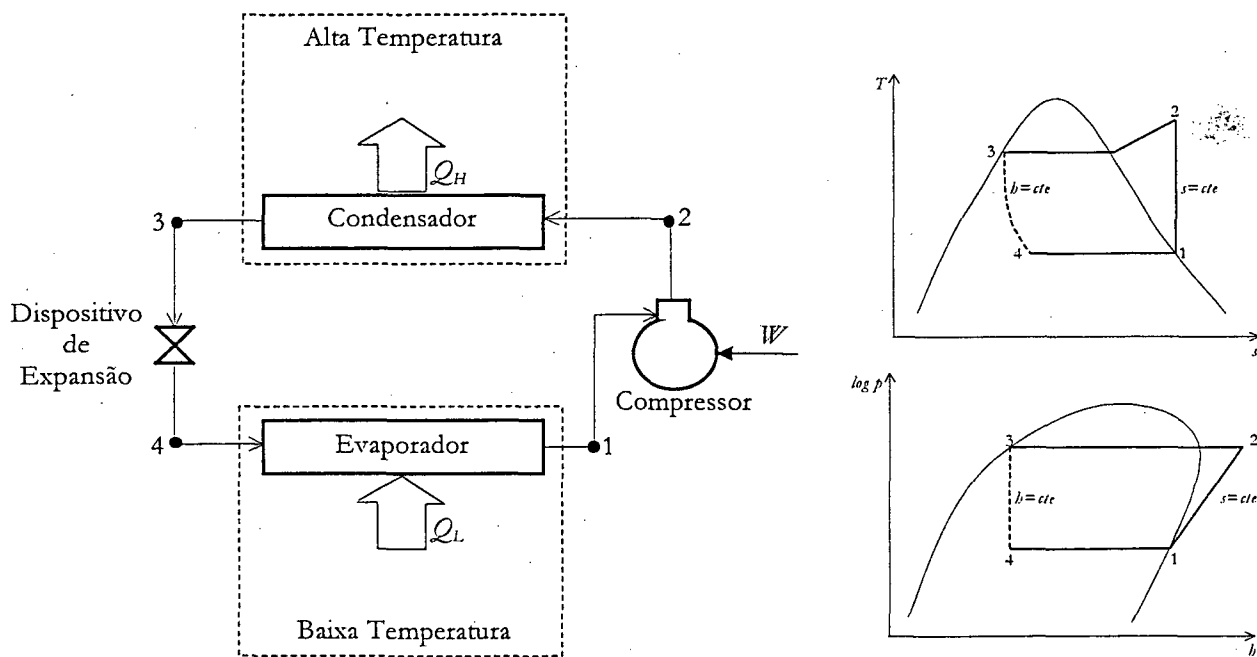


Figura 2.4 Ciclo padrão de refrigeração por compressão mecânica de vapor.

Os processos termodinâmicos envolvidos no ciclo padrão são:

1 → 2 Compressão isentrópica

2 → 3 Rejeição de calor com diferença finita de temperatura no condensador

3 → 4 Expansão adiabática irreversível (isentálpica)

4 → 1 Absorção de calor com diferença finita de temperatura no evaporador

Neste sistema de refrigeração, o compressor e o dispositivo de expansão dividem o ciclo em duas regiões: uma de alta pressão (região de condensação) e outra de baixa pressão (região de evaporação). Desta forma, o fluido refrigerante vaporiza no evaporador devido à baixa pressão, removendo calor do ambiente a baixa temperatura, enquanto vapor se condensa no condensador devido à alta pressão, rejeitando calor para o ambiente a alta temperatura.

Alguns sistemas de refrigeração, com o objetivo de evitar a admissão de líquido no compressor e de reduzir a quantidade de vapor na entrada do evaporador, utilizam um trocador de calor adicional. Em refrigeradores domésticos, onde o dispositivo de expansão é um tubo capilar, o trocador de calor é formado por este componente e pela linha de sucção. De um modo geral, os refrigeradores domésticos utilizam sistemas hermeticamente fechados, que se convencionou chamar de “unidade selada”.

O ciclo de refrigeração de um sistema com trocador de calor tubo capilar – linha de sucção apresenta algumas particularidades em relação ao ciclo padrão. Com o resfriamento do líquido saturado a alta temperatura na saída do condensador, líquido comprimido (ou sub-resfriado) é formado na entrada do dispositivo de expansão, o que reduz o título do refrigerante na entrada do evaporador. Já com o aquecimento da linha de sucção, há formação de vapor superaquecido na entrada do compressor, o que garante que não haja golpe de líquido no sistema de válvulas do compressor, fenômeno extremamente prejudicial à integridade deste componente. Na Figura 2.5 observa-se o ciclo de refrigeração por compressão mecânica de vapor de um refrigerador doméstico típico operando com um trocador de calor tubo capilar – linha de sucção.

2.1.3 O Ciclo Real de Refrigeração

O ciclo real de refrigeração por compressão mecânica de vapor apresenta uma série de irreversibilidades termodinâmicas associadas, basicamente, com os processos de troca de calor com diferença finita de temperatura e às perdas de carga provocadas pelo atrito (ver Figura 2.6).

Algumas das irreversibilidades termodinâmicas que provocam redução na eficiência do ciclo de refrigeração estão associadas às perdas de carga nas válvulas do compressor e ao aquecimento do refrigerante durante o curso de sucção, reduzindo o fluxo de massa deslocado e diminuindo a capacidade de refrigeração. As perdas de carga na descarga também implicam na redução do fluxo de massa e conseqüentemente da capacidade. Desta forma, como a capacidade é reduzida, o coeficiente de performance fica comprometido.

O processo de compressão é bastante complexo devido às trocas térmicas entre o fluido refrigerante e a parede do cilindro. Segundo Gosney (1982), no ciclo real, o refrigerante está sujeito a trocas de calor durante todo o processo de compressão, o que explica a curvatura da linha entre os pontos 1' e 2' (Figura 2.6). Na primeira parte do ciclo de compressão, a temperatura média das paredes do cilindro é superior à temperatura do refrigerante e isto faz com que calor seja transferido das paredes para o fluido com acréscimo de entropia. Na

segunda parte, com o aumento da temperatura do refrigerante, este passa a transferir calor para as paredes do cilindro, o que leva a uma redução da sua entropia.

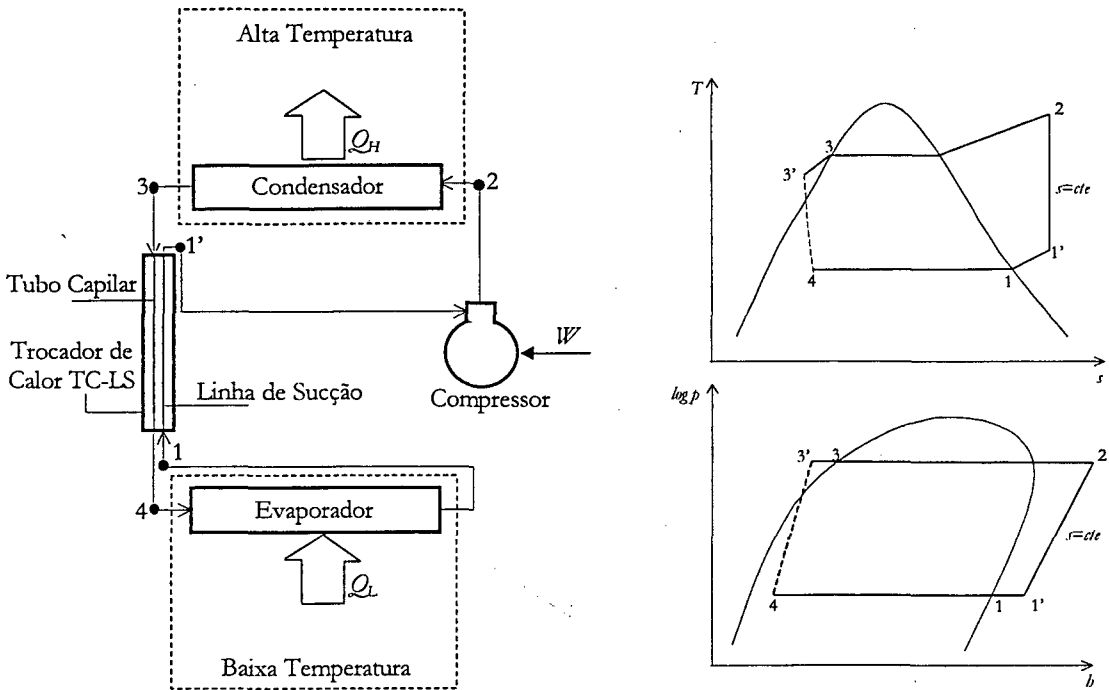


Figura 2.5 Ciclo de refrigeração de um refrigerador doméstico típico.

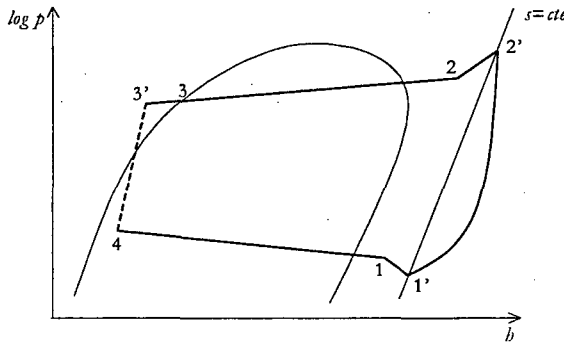


Figura 2.6 Ciclo real de refrigeração representado em diagrama $\log p-h$.

No condensador, o refrigerante superaquecido é resfriado até o estado de saturação, quando a condensação inicia. Tem-se, então, escoamento com mudança de fase seguido de sub-resfriamento de líquido. No ciclo real, o condensador possui três regiões distintas: superaquecimento, saturação e sub-resfriamento. Durante a condensação há perda de pressão e troca de calor com o ambiente a alta temperatura.

O evaporador apresenta um escoamento predominantemente bifásico, possuindo, porém, uma região de vapor superaquecido. O processo de evaporação ocorre com perda de pressão, enquanto o refrigerante recebe calor do ambiente refrigerado.

Na entrada do tubo capilar, o refrigerante que se encontra no estado de líquido sub-resfriado sofre uma pequena redução de pressão. Em seguida, a pressão decresce linearmente com o comprimento, havendo apenas escoamento de líquido. Quando o fluido atinge a saturação, o efeito de expansão se intensifica e o fluido acelera, aumentando a taxa de redução de pressão até o fim do tubo, onde pode haver escoamento crítico. Neste

dispositivo ocorre troca de calor com a linha de sucção, fato que afasta seu processo termodinâmico do anteriormente idealizado como isentálpico.

Segundo Stoecker & Jones (1985), o funcionamento de um sistema de refrigeração é caracterizado pelos níveis de pressão de condensação/evaporação e pelos graus de superaquecimento/sub-resfriamento. Tais parâmetros são funções do desempenho de seus componentes, das temperaturas dos ambientes externos e da carga térmica. A Figura 2.7 representa a interdependência entre os componentes do sistema e permite observar que o desempenho do compressor é afetado pelas pressões de evaporação e condensação, sendo estas afetadas pela restrição oferecida pelo tubo capilar, pela carga de refrigerante e pela temperatura ambiente.

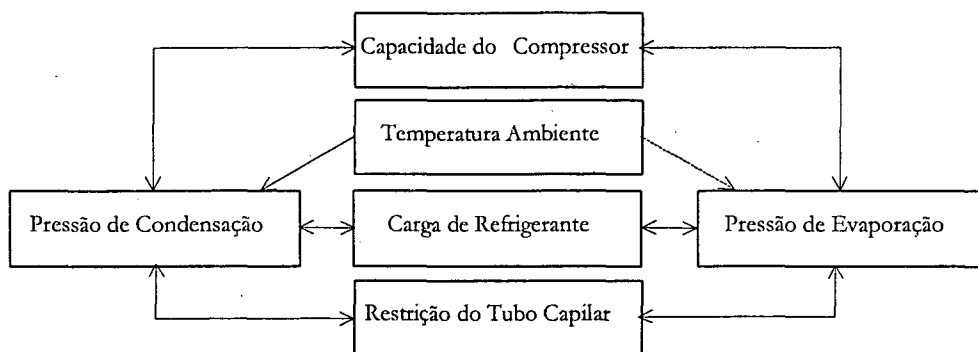


Figura 2.7 Interdependência entre os componentes de um sistema de refrigeração.

2.2 MODELAGEM MATEMÁTICA DE SISTEMAS TÉRMICOS

O procedimento de modelagem de um sistema térmico qualquer inicia com a descrição dos fenômenos que regem seu comportamento, o que caracteriza o chamado modelo de referência. A caracterização do comportamento físico do sistema possibilita a formulação do modelo matemático e/ou experimental. A Figura 2.8 ilustra o procedimento de modelagem em engenharia para um sistema térmico qualquer.

No processo experimental de modelagem são, primeiramente, selecionados os fenômenos relevantes para a descrição do comportamento do sistema em estudo. Há, então, o projeto do experimento e da bancada de testes. Como ferramentas auxiliares para análise experimental de problemas em engenharia destacam-se a estatística, o projeto de experimentos e a análise dimensional.

Na formulação do modelo matemático são selecionados os fenômenos relevantes à modelagem. Sobre estes fenômenos são, então, estabelecidas algumas hipóteses de modo a simplificar os modelos. Para a modelagem matemática conta-se com leis de conservação, relações constitutivas e correlações empíricas. Portanto, na modelagem matemática gera-se um conjunto de equações algébricas e/ou diferenciais, discretas ou contínuas, lineares ou não, que são resolvidas através de métodos analíticos e/ou numéricos.

Os métodos analíticos fornecem soluções exatas para as equações que representam o problema formulado. Porém, em muitos casos, encontra-se grande dificuldade na solução analítica das equações obtidas. Este fato leva à utilização de simplificações muito restritivas, as quais podem distanciar o fenômeno modelado daquele que realmente ocorre. Métodos numéricos de solução são amplamente empregados, pois fornecem soluções aproximadas para problemas bastante complexos, sem a necessidade de hipóteses muito restritivas. No entanto, algumas dificuldades são inerentes ao uso de métodos numéricos. Tais dificuldades residem na

implementação computacional, na obtenção da convergência do sistema de equações, no tratamento das não-linearidades e descontinuidades, bem como no elevado custo computacional.

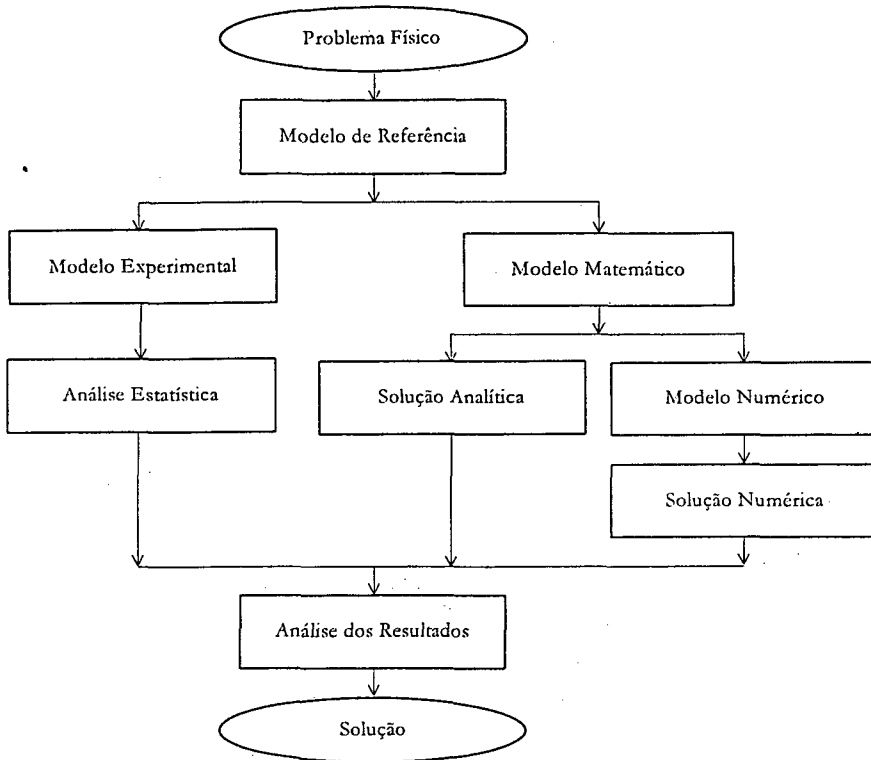


Figura 2.8 Processo de modelagem de um sistema térmico qualquer.

Neste trabalho optou-se pelo uso de modelos matemáticos para descrever o comportamento físico de refrigeradores domésticos. Devido a complexidade do sistema de equações obtido, torna-se necessária a implementação de métodos numéricos de solução. Inúmeros são os procedimentos de análise numérica encontrados na literatura. A Figura 2.9, apresenta o fluxograma de procedimento de análise utilizado no presente trabalho, que segue em linhas gerais o proposto por Jakobsen (1995).

No processo de modelagem, a atividade mais importante é, sem dúvida, a definição do problema físico e dos objetivos do modelo matemático. Com a definição do que se espera dos modelos, parte-se para a fundamentação do problema, onde os fenômenos físicos são qualitativamente descritos. O entendimento físico do problema permite o estabelecimento de hipóteses simplificativas que definirão o grau de complexidade do modelo.

Numa segunda etapa, as equações matemáticas que representam os princípios físicos são, então, escritas. Ainda nesta etapa, o analista deve definir os métodos numéricos a serem utilizados, bem como os recursos computacionais necessários, tais como plataforma computacional, a linguagem de programação e o compilador, no caso de desenvolvimento de código próprio, ou optar pelo uso de “pacotes” comerciais.

Com os modelos desenvolvidos, os métodos escolhidos e as equações implementadas, deve-se proceder a validação do código computacional através, em primeira instância, da comparação com o comportamento físico qualitativo descrito anteriormente. Posteriormente, os resultados numéricos devem ser comparados com dados experimentais. Somente a experimentação pode validar um modelo matemático (admitindo que os resultados experimentais sejam confiáveis). Após a validação dos modelos deve-se explorar as suas potencialidades com o intuito de avançar o conhecimento sobre o problema em estudo. A escolha da

complexidade dos modelos depende basicamente da relação entre a satisfação dos objetivos previamente definidos e o custo de desenvolvimento e de operação. A satisfação dos objetivos está relacionada com os fenômenos físicos que se deseja incluir no modelo, enquanto o custo de desenvolvimento envolve a dificuldade de implementação numérica, o tempo computacional e custos de *software* e *hardware*.

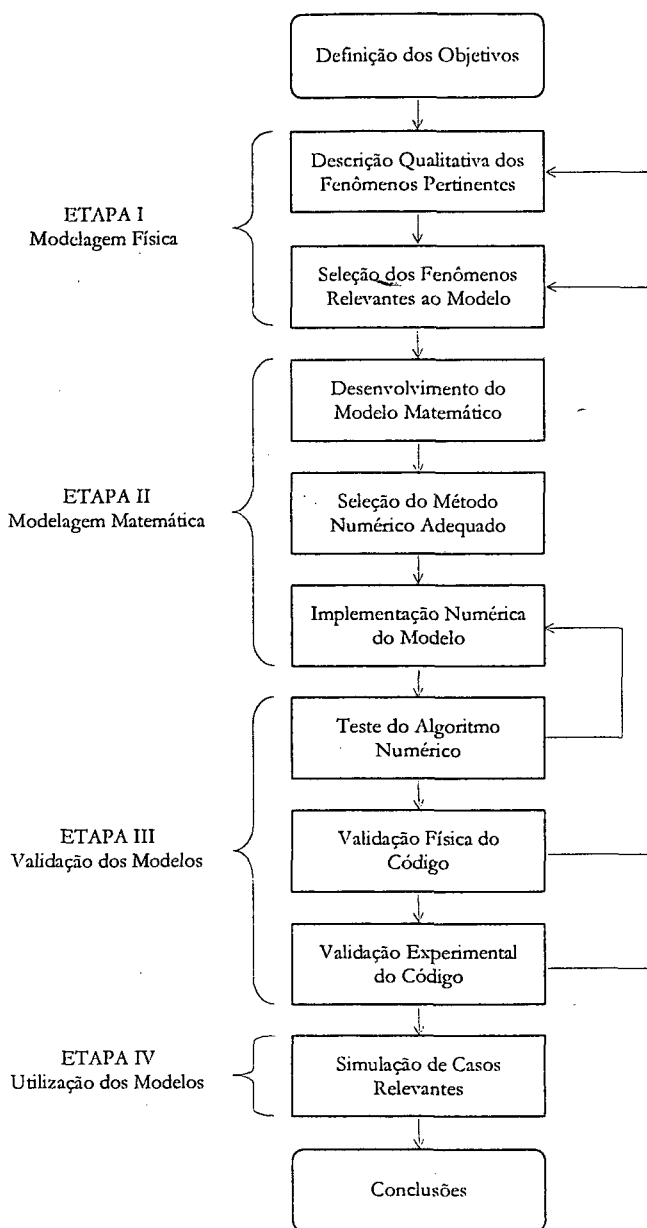


Figura 2.9 Processo de análise numérica de um sistema térmico. Adaptado de Jakobsen (1995).

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

3.1 GENERALIDADES

A modelagem matemática de refrigeradores domésticos envolve, evidentemente, a modelagem de cada um dos seus componentes: compressor, condensador, evaporador, gabinete e dispositivo de expansão (que neste caso é um tubo capilar não-adiabático que compõe, juntamente com a linha de sucção, um trocador de calor duplo tubo). Como na literatura são inúmeros os modelos encontrados para cada componente, é conveniente que se faça, primeiramente, uma classificação dos modelos de componentes para, em seguida, revisar os trabalhos relevantes na área de modelagem de sistemas de refrigeração.

3.2 CLASSIFICAÇÃO DOS MODELOS DE COMPONENTES

3.2.1 Trocadores de Calor: Condensador e Evaporador

Os trocadores de calor caracterizam-se pelo escoamento interno de refrigerante e escoamento externo de ar, além da difusão de calor nas paredes. Todos os modelos encontrados tratam o escoamento interno como unidimensional em virtude, principalmente, da complexidade de modelagem do fenômeno de mudança de fase. As trocas térmicas entre o refrigerante e as paredes e entre estas e o ar externo são obtidas através de correlações empíricas. Na literatura são encontrados quatro tipos básicos de modelos transientes para os trocadores de calor, classificados de acordo com o tratamento dado ao escoamento interno de refrigerante: (i) modelo nodal (*lumped*); (ii) modelo distribuído baseado nas equações de conservação da massa e da energia; (iii) modelo distribuído baseado nas equações de conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia; e (iv) modelos com fronteira móvel (*moving-boundary formulation*).

Os modelos nodais consideram que as trocas térmicas e as propriedades do escoamento são constantes em cada uma das regiões características do trocador de calor (região de superaquecimento, região de saturação e região de sub-resfriamento) e permitem uma análise global de cada componente, em cada instante de tempo. Por envolver apenas equações diferenciais ordinárias, este tipo de modelo apresenta simplicidade de implementação e de solução numérica, tendo sido, por esse motivo, empregado por Dhar (1978), Chi & Didion (1982), James *et alii* (1986), Lunardi (1991), Jakobsen (1995), Klein (1998), entre muitos outros trabalhos.

Já os modelos distribuídos baseados nas equações de conservação da massa e da energia permitem a avaliação local das propriedades do escoamento e das trocas térmicas em cada instante de tempo. Estes modelos aplicam-se quando as taxas de variação da quantidade de movimento são desprezíveis, ou seja, quando os gradientes de pressão são muito pequenos. Por envolver equações diferenciais parciais não-lineares e não-homogêneas, a dificuldade de implementação e o custo computacional são mais elevados. Destacam-se os trabalhos de Kuijpers *et alii* (1988), MacArthur & Grald (1989), Yuan & O'Neil (1996), entre tantos outros.

Do mesmo modo, os modelos distribuídos baseados nas equações de conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia permitem uma análise local do escoamento em cada instante de tempo, sendo empregados quando os gradientes de pressão são relevantes. Contudo, por envolver a equação de conservação da quantidade de movimento, que apresenta termos fortemente não-lineares, a solução deste modelo é complexa e o custo computacional, elevado. Dos trabalhos que fazem uso deste tipo de modelo, destacam-se: Sami & Duong (1991), Wang (1991), Jia *et alii* (1995), Xu (1996), Judge & Radermacher (1997), Willatzen *et alii* (1997), García-Valladares *et alii* (1998), entre alguns outros trabalhos.

A metodologia de fronteira móvel tem sido amplamente empregada para tratar problemas numéricos relacionados às descontinuidades das propriedades do escoamento na transição entre escoamento monofásico e bifásico. Na literatura, encontram-se trabalhos que fazem uso desta metodologia tanto em modelos analíticos, como se observa nos trabalhos de Wedekind & Stoecker (1968) e Benedek & Drew (1998), quanto em modelos numéricos, onde destacam-se os trabalhos de Kuijpers *et alii* (1988), Grald & MacArthur (1992) e Willatzen *et alii* (1998).

3.2.2 Compressor

A modelagem de compressores herméticos alternativos envolve o estudo dos fenômenos de transferência de massa, de quantidade de movimento e de energia que ocorrem no interior da carcaça e do cilindro. Na literatura, podem ser encontrados tanto modelos extremamente simplificados, baseados na determinação experimental de curvas de eficiência em função das temperaturas de evaporação e condensação, como modelos bastante sofisticados, envolvendo o estudo de fenômenos complexos, tais como a dinâmica do sistema de válvulas, a quantificação das trocas de calor no interior da carcaça e do cilindro, as perdas mecânicas nos mancais, a interação entre óleo e refrigerante, entre outros. Enquanto os modelos simplificados podem não representar satisfatoriamente os fenômenos pertinentes à simulação do compressor, os modelos sofisticados pecam pela maior complexidade de implementação, pelo maior custo computacional e pela necessidade de informações adicionais relativas às trocas térmicas, perdas de carga e dissipação de energia.

Diversos tipos de modelos podem ser empregados para representar o comportamento do compressor. Estes modelos podem ser classificados de acordo com a origem dos parâmetros de simulação, que pode ser de natureza totalmente teórica, experimental (empírica) ou híbrida (semi-empírica).

Os modelos puramente teóricos são geralmente baseados no processo de compressão ideal (isentrópico), sendo descritos em Gosney (1982).

Os modelos empíricos são utilizados devido à sua simplicidade, porém exigem a realização de uma série de ensaios experimentais, sendo seu uso restrito ao compressor ensaiado. Dos trabalhos que utilizam este tipo de modelo, destacam-se: Kuyjpers *et alii* (1988), onde são utilizadas curvas de fluxo de massa, potência consumida e temperatura na descarga em função das pressões de evaporação, condensação e temperatura de sucção; e Jakobsen (1995), que ajustou curvas para as eficiências volumétrica e isentrópica em função, respectivamente, da relação de compressão e da pressão de evaporação.

Os modelos híbridos baseiam-se no uso de informações empíricas para corrigir os modelos teóricos. A maior parte dos trabalhos publicados referentes à simulação de compressores e/ou sistemas de refrigeração baseiam-se em modelos semi-empíricos. Estes modelos podem ser classificados quanto ao método utilizado na modelagem do cilindro e quanto aos elementos incorporados ao modelo da carcaça. Para o cilindro, os modelos podem ser baseados no processo politrópico ou na primeira lei da termodinâmica. Para a carcaça, existem modelos que consideram a presença de óleo, modelos baseados no balanço térmico entre os componentes e modelos que simplesmente desprezam a influência dos elementos da carcaça do compressor no comportamento global do sistema. A seguir serão destacados alguns modelos semi-empíricos encontrados na literatura.

O trabalho de Popovic & Shapiro (1995) descreve um modelo para o compressor operando em regime permanente. O processo de compressão é aproximado por um processo politrópico. As trocas térmicas e perdas de carga são obtidas através de correlações empíricas e têm como objetivo estimar adequadamente o estado termodinâmico do refrigerante na câmara de sucção, já que este exerce grande influência na determinação do fluxo de massa.

Os modelos propostos por Wang (1991), Chen *et alii* (1995) e Yuan & O'Neil (1996) também utilizam a hipótese de processo de compressão politrópico. Apesar de terem por objetivo a simulação do comportamento transiente do refrigerador, estes modelos não consideram a presença de óleo na carcaça o que impede que o fluxo de massa seja adequadamente determinado. Isto ocorre porque no período transiente uma parcela considerável da massa deslocada pelo compressor provém do desprendimento de refrigerante dissolvido em óleo.

Já os modelos propostos por Dhar (1978), MacArthur & Grald (1989), Lunardi (1991) e Xu (1996) fazem uso da hipótese de compressão politrópica, considerando a presença de óleo na carcaça, o que os torna mais adequados à determinação do fluxo de massa. Nestes modelos, também há a preocupação de se determinar adequadamente o estado termodinâmico na carcaça do compressor, o que é realizado através de correlações empíricas.

Para finalizar, os modelos de Lee *et alii* (1984), Todescat *et alii* (1992) e Cavallini *et alii* (1998) utilizam a primeira lei da termodinâmica para modelar as trocas térmicas no cilindro e na carcaça do compressor. Estes modelos são bastante sofisticados e têm por objetivo principal a determinação da troca instantânea de calor no cilindro durante o processo de compressão, o que foge ao escopo do presente trabalho.

O modelo politrópico apresenta facilidade de integração da pressão ao longo do volume para a determinação do trabalho de compressão, mas depende da estimativa empírica do expoente polirópico e não permite a análise de fenômenos intermediários entre os estados de sucção e descarga. Por outro lado, o modelo baseado na primeira lei da termodinâmica permite um estudo mais acurado dos fenômenos intermediários, exige o cálculo do trabalho de compressão em tempos inferiores ao período de compressão (~17ms) e também depende de correlações empíricas para estimar as trocas de calor entre refrigerante e paredes do cilindro.

3.2.3 Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção

Na literatura, existem duas formas de modelar o trocador de calor tubo capilar – linha de sucção. Uma delas consiste em calcular o fluxo de massa considerando o tubo capilar adiabático e, em seguida, corrigir o estado termodinâmico na saída através de um balanço térmico. A outra estratégia baseia-se na solução conjunta do tubo capilar e da linha de sucção. A primeira, mais simplificada, permite uma estimativa razoável da condição do refrigerante na entrada do evaporador, bem como da temperatura na sucção do compressor. O cômputo do fluxo de massa, contudo, fica extremamente comprometido devido à dependência da massa específica com a temperatura no processo de expansão. A segunda, apesar de mais precisa, apresenta maior complexidade na definição e solução dos modelos. O custo computacional também aumenta.

Existem, basicamente, três tipos de modelos utilizados na simulação do escoamento em tubos capilares:

(i) modelos empíricos; (ii) modelos nodais; e (iii) modelos distribuídos.

Os modelos empíricos são baseados em correlações experimentais entre os parâmetros de interesse (fluxo de massa e título na saída), as condições de operação (pressões de condensação e evaporação e grau de sub-resfriamento) e os parâmetros geométricos (diâmetro e comprimento). Estes modelos são de difícil aplicação na análise transiente de refrigeradores pois exigem um grande número de correlações, uma para cada relação de compressão. A maior parte dos trabalhos de simulação de refrigeradores domésticos utiliza este tipo de modelo, destacando-se os trabalhos de Kuijpers *et alii* (1988), Jakobsen (1995) e Klein (1998).

Os modelos nodais (*lumped*), como o desenvolvido por Boabaid Neto (1994), tratam as regiões de sub-resfriamento e de saturação segregadamente. Estes modelos, de solução simplificada e baixo custo computacional, apesar de permitirem uma boa estimativa do fluxo de massa e da condição de saída, não possibilitam uma análise da variação das propriedades do escoamento ao longo do tubo capilar.

Nos modelos distribuídos, as equações de conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia são resolvidas em cada ponto do domínio. Esta abordagem permite a determinação dos perfis de pressão e temperatura ao longo do tubo capilar e da linha de sucção. Alguns trabalhos que se destacam no uso deste tipo de modelo são os desenvolvidos por Mezavila (1995), Escanes *et alii* (1995) e Xu (1996).

3.2.4 Gabinete

Os modelos para o gabinete podem ser nodais ou distribuídos. Enquanto os primeiros são utilizados quando o interesse reside na resposta do sistema de refrigeração ao ganho de calor do gabinete, a segunda categoria aplica-se ao estudo da movimentação de ar e das trocas térmicas no interior do gabinete.

Todos os trabalhos citados anteriormente empregam modelos nodais para o gabinete, salvo o de Wang (1991), onde a movimentação forçada de ar no ambiente climatizado é estudada segundo um modelo diferencial tridimensional.

Um grande desafio no estudo de refrigeradores domésticos consiste na análise do acoplamento entre o comportamento termodinâmico do sistema de refrigeração com a movimentação de ar no interior do gabinete. Este tipo de análise é de grande complexidade, expende muito tempo computacional, foge ao escopo deste trabalho e, conseqüentemente, não será considerada.

3.3 MODELAGEM TRANSIENTE DE SISTEMAS DE REFRIGERAÇÃO

Inúmeros são os trabalhos referentes à modelagem transiente de sistemas de refrigeração encontrados na literatura. Os primeiros trabalhos datam da década de 1970 e tratam exclusivamente de bombas de calor e condicionadores de ar. No início da década de 1980, surgiram os primeiros trabalhos envolvendo a simulação de refrigeradores. Os modelos empregados até então eram bastante simplificados devido ao pouco conhecimento que se dispunha a respeito da operação cíclica do sistema e de seus componentes. Nesta época, inúmeros trabalhos experimentais foram realizados com o objetivo de entender os fenômenos físicos pertinentes, mas o foco ainda estava voltado à aplicação em condicionadores de ar e bombas de calor. No final da década de 1980, a assinatura do Protocolo de Montreal, associada ao desenvolvimento da computação digital, estimulou o desenvolvimento de modelos mais sofisticados, capazes de representar, com maior precisão, os fenômenos pertinentes à operação de sistemas de refrigeração. Nesta época, o foco dos trabalhos de simulação voltou-se para refrigeradores domésticos. Contudo, pouco se conhecia a respeito do comportamento físico dos componentes e do sistema. Assim, modelos numéricos e trabalhos experimentais com componentes individuais foram desenvolvidos com o intuito de avançar o conhecimento e permitir uma modelagem ainda mais precisa.

Os modelos atualmente desenvolvidos para simulação de refrigeradores domésticos são bastante semelhantes, quando se considera tanto as equações utilizadas quanto a metodologia de solução empregada. Contudo, nem todos os resultados são satisfatórios. A diferença reside no conhecimento disponível sobre cada componente, o que permite a seleção adequada das correlações empíricas, do grau de complexidade do modelo e dos fenômenos pertinentes ao estudo em questão. A seguir serão discutidos alguns trabalhos que se destacam dentre muitos outros encontrados na literatura.

Um trabalho pioneiro na análise do comportamento transiente de sistemas de refrigeração foi apresentado por Dhar (1978), em sua tese de doutorado. Dhar (1978) desenvolveu um modelo para análise transiente de um sistema de refrigeração, aplicando-o a uma unidade de condicionamento de ar. Os modelos dos trocadores de calor (evaporador e condensador) são *lumped*, sendo que cada região (superaquecimento, saturação e sub-resfriamento) é representada por um único ponto nodal. O modelo do compressor baseia-se num processo isentrópico, sendo que uma constante multiplicativa é utilizada para corrigir o rendimento volumétrico e, conseqüentemente, o fluxo de massa. No modelo da carcaça, são consideradas tanto a interação entre óleo e refrigerante como as trocas térmicas entre o refrigerante e o compressor. Dhar (1978) observou, contudo, que o modelo é fortemente dependente das trocas térmicas nos componentes que, por sua vez, dependem da determinação de constantes empíricas, o que representa uma forte limitação. O modelo do dispositivo de expansão (uma válvula de expansão termostática) é totalmente baseado em correlações empíricas. O método de Euler é utilizado na discretização das equações diferenciais ordinárias, que são resolvidas sucessivamente para cada componente. Os resultados obtidos não foram comparados com experimentos.

Chi & Didion (1982) desenvolveram um dos primeiros modelos transientes para uma bomba de calor. Os trocadores de calor são modelados através da abordagem nodal. O modelo do compressor incorpora as variações dinâmicas do motor elétrico, mas não considera a presença de óleo na carcaça. A exemplo de Dhar (1978), o modelo de Chi & Didion (1982) também faz uso do método de Euler para integrar as equações diferenciais ordinárias, e o sistema de equações é resolvido por substituições sucessivas. Chi & Didion (1982) salientaram a necessidade de utilização de um incremento de tempo muito pequeno nas simulações, da ordem de 0,005s, o que eleva substancialmente o tempo computacional. Os resultados obtidos foram validados experimentalmente. O comportamento cíclico não foi estudado.

O trabalho de Murphy & Goldschmidt (1984) descreve qualitativamente o comportamento cíclico de sistemas de refrigeração através da análise experimental de um condicionador de ar. Parâmetros como a temperatura do ar, pressões e temperaturas do refrigerante e potência consumida são analisados tanto durante a operação em regime permanente quanto nos transientes de partida e parada. Como conclusão, Murphy & Goldschmidt (1984) sugerem que o comportamento dinâmico é um fator preponderante na eficiência do refrigerador. A maior contribuição deste trabalho consiste na descrição qualitativa dos fenômenos físicos de natureza transiente inerentes à operação cíclica de sistemas de refrigeração.

James *et alii* (1986) apresentaram uma revisão crítica dos modelos transientes para os componentes de sistemas de refrigeração e bombas de calor encontrados na literatura. Foram apresentados modelos simplificados para compressores, válvulas de expansão, condensadores, evaporadores, trocadores de calor e *inter-coolers* para sistemas de múltiplos estágios. Os modelos foram estudados segredadamente. A maior contribuição do trabalho de James *et alii* (1986) consiste na extensa revisão bibliográfica e categorização dos modelos comumente aplicados na época.

Kuijpers *et alii* (1988) apresentaram, para os trocadores de calor, um modelo distribuído baseado nas equações de conservação da massa e da energia. As perdas de carga foram desconsideradas. O compressor foi modelado através de correlações empíricas de acordo com um regime quase-estático e o tubo capilar, através de correlações obtidas a partir de um modelo mais sofisticado, não detalhado no artigo. A contribuição do modelo proposto por Kuijpers *et alii* (1988) reside no tratamento do problema de convergência numérica provocado pela mudança das propriedades do escoamento no ponto nodal onde ocorre a transição entre o escoamento monofásico e o escoamento bifásico. A metodologia de solução baseia-se na solução do escoamento com fronteira móvel de modo que a região do trocador de calor que opera com mudança de fase é previamente conhecida. A região bifásica é então considerada como um único ponto nodal. Para cada instante de tempo, o balanço de massa é verificado e a pressão corrigida pelo método de Newton-Raphson. As equações diferenciais parciais são integradas pelo método das diferenças finitas. O sistema de equações é, então, solucionado pelo método das substituições sucessivas. Os resultados foram validados contra experimentos apresentando razoável concordância, embora a escala temporal dos gráficos dos resultados seja bastante dilatada, o que subentende uma discrepância nos instantes iniciais. Uma análise de sensibilidade de alguns parâmetros também foi realizada.

No trabalho de MacArthur & Grald (1989), um modelo dinâmico de uma bomba de calor é proposto. Modelos empíricos foram utilizados na modelagem do dispositivo de expansão e de dois compressores: um hermético e outro aberto. Na modelagem dos trocadores de calor foram utilizadas apenas as equações de conservação da massa e da energia. A pressão é calculada de modo semelhante ao adotado por Kuijpers *et alii*

(1988), porém faz-se uso do método das secantes. O modelo do evaporador incorpora o acumulador de líquido, presente na maioria dos sistemas de refrigeração com o objetivo de comportar variações de carga de refrigerante. As equações diferenciais são integradas em cada volume do domínio discretizado e o conjunto de equações é resolvido para cada componente por substituições sucessivas. Para o avanço temporal é utilizado um incremento de tempo variável, mais refinado nos instantes iniciais, onde as variações transientes são mais intensas. Os resultados foram validados experimentalmente. MacArthur & Grald (1989) chamaram a atenção para a escolha adequada do modelo de fração de vazio, fundamental para o adequado inventário de massa no sistema, i.e. a estimativa da distribuição de refrigerante nos diferentes componentes do refrigerador. A maior contribuição deste trabalho está no desenvolvimento detalhado dos modelos, tanto na obtenção das equações quanto em sua discretização.

Lunardi (1991), em sua dissertação de mestrado, adaptou o modelo de Dhar (1978) para um refrigerador doméstico com convecção forçada nos trocadores de calor. Seu trabalho é baseado numa formulação nodal tanto para os componentes quanto para o gabinete. O modelo adotado para o compressor baseia-se num processo politrópico de compressão, sendo o expoente politrópico obtido de ensaios experimentais. Lunardi (1991) também utilizou uma constante multiplicativa para corrigir o valor do rendimento volumétrico calculado, que diferia substancialmente do valor real. O modelo da carcaça inclui a interação entre óleo e refrigerante, bem como as trocas térmicas entre o refrigerante e os elementos internos à carcaça. O tubo capilar é tratado como adiabático. As equações diferenciais ordinárias dependentes do tempo foram resolvidas por um método de Runge-Kutta de 4ª ordem. Cada componente foi resolvido segregadamente através de substituições sucessivas. Com esta modelagem simplificada, Lunardi (1991) não obteve bons resultados, principalmente durante o transiente inicial, apesar de utilizar um incremento de tempo pequeno (0,03min). Os maiores erros residem na determinação do fluxo de massa, da potência consumida e da temperatura no interior do gabinete.

A tese de doutorado de Wang (1991) trata da modelagem transiente de um sistema de refrigeração acoplado ao ambiente refrigerado. Neste estudo, a metodologia foi desenvolvida para plantas de refrigeração de grande porte, aplicação que difere substancialmente da aqui proposta. Wang (1991) simula um ambiente único, através de modelos diferenciais tridimensionais baseados nas equações de conservação. Para integrá-las, faz uso do método dos volumes finitos através do “pacote” comercial PHOENICS. Neste trabalho, foi desenvolvido um modelo transiente para o sistema de refrigeração, com o objetivo de estudar sua resposta dinâmica às variações da carga térmica do ambiente. Os modelos dos trocadores de calor (evaporador e condensador) são bastante sofisticados, quando se trata da simulação de sistema, sendo baseados nas equações de conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia. Os modelos do compressor e do dispositivo de expansão são, contudo, baseados em correlações empíricas, o que restringe a aplicação da metodologia ao caso estudado. Experimentos foram utilizados para ajustar os parâmetros empíricos e para validar os modelos desenvolvidos. Os resultados numéricos apresentam boa concordância com os experimentos. Um estudo do comportamento cíclico do sistema de refrigeração também foi realizado. Outra contribuição deste trabalho está na extensa revisão bibliográfica e na classificação dos modelos de componentes encontrados na modelagem de sistemas de refrigeração.

Jakobsen (1995), em sua tese de doutorado, também fez uso de modelos nodais, tanto para o gabinete quanto para os trocadores de calor. Tanto o modelo do compressor quanto o do tubo capilar foram baseados em

correlações empíricas. Os resultados obtidos tiveram pouca concordância com os experimentos, principalmente para o transiente inicial. A grande contribuição deste trabalho consiste na descrição qualitativa do comportamento transiente de refrigeradores domésticos. Outra contribuição importante está no estudo do comportamento cíclico do refrigerador. Jakobsen (1995) comparou o consumo de energia de um refrigerador de operação cíclica com o consumo de um refrigerador em operação contínua, concluindo que este último apresenta um coeficiente de performance mais elevado. Estudou, também, a variação do consumo de energia no período de ciclagem do sistema. O trabalho é finalizado com uma especulação acerca do refrigerador ideal.

No trabalho de Chen *et alii* (1995), os modelos dos trocadores de calor são diferenciais, baseados nas equações de conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia. O modelo do compressor baseia-se no balanço de energia no cilindro e na carcaça, sendo o fluxo de massa e o trabalho de compressão calculados através de relações empíricas. Um modelo quase-estático é utilizado para o tubo capilar não-adiabático, estando este baseado nas equações de conservação. A perda de calor unidimensional para o ambiente externo através do isolamento é considerada. Um modelo para determinação da carga de refrigerante também é proposto. Os resultados foram validados contra experimentos. Para finalizar, a influência dos refrigerantes CFC12, HFC134a e HFC152a no comportamento transiente dos refrigeradores é estudada.

Yuan & O'Neil (1996) desenvolveram um modelo transiente para um *freezer*. As equações de conservação da massa e da energia foram utilizadas para modelar tanto o condensador quanto o evaporador. O tubo capilar é considerado adiabático e as equações de conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia são, então, utilizadas na modelagem. O modelo do compressor segue um processo politrópico de compressão. Um balanço térmico na carcaça é utilizado, mas a presença de óleo não é considerada. As equações diferenciais parciais são integradas pelo método de diferenças finitas e as equações de diferenças são, então, resolvidas para cada componente pelo método de substituições sucessivas. O comportamento cíclico não foi estudado.

Xu (1996) desenvolveu um modelo sofisticado para o refrigerador. No sistema de refrigeração, os trocadores de calor e o tubo capilar foram modelados segundo as equações de conservação. O modelo do compressor, baseado no processo politrópico de compressão, releva a presença de óleo e sua interação com o refrigerante. O modelo de Xu (1996) para o interior do refrigerador é nodal e está dividido em dois ambientes: congelador e gabinete. Um modelo bidimensional foi adotado para as paredes do refrigerador, o que permitiu uma estimativa mais precisa da carga térmica. Xu (1996) utilizou um modelo simplificado para as trocas radiativas entre superfícies internas do gabinete e do congelador e finalizou seu trabalho com uma análise exérgica do refrigerador. Apesar da sofisticação dos modelos, os resultados são apresentados apenas para os três minutos iniciais de simulação, já demonstrando grande discordância com os resultados experimentais. As equações diferenciais parciais são integradas pelo método dos volumes finitos, sendo a pressão calculada pela equação de conservação da massa segundo acoplamento pressão-velocidade-densidade via algoritmo SIMPLEC (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent*). As equações algébricas obtidas são resolvidas para cada componente sucessivamente até a convergência.

Num trabalho mais recente, Willatzen *et alii* (1997) utilizam o “pacote” comercial SINDA/FLUINT (*Systems Improved Numerical Differencing Analyser with Fluid Integrator*), comumente empregado na pesquisa aeroespacial, para simular o comportamento transiente de refrigeradores domésticos. As equações de

conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia são utilizadas na modelagem dos trocadores de calor. O processo de compressão é considerado politrópico. São utilizadas constantes empíricas para a eficiência isentrópica e volumétrica. O tubo capilar é tratado como não-adiabático e o aquecimento do refrigerante, por difusão de calor na linha de sucção, é considerado. A presença de óleo não é considerada no compressor, tampouco as trocas de calor na carcaça. Os resultados obtidos são validados experimentalmente.

O trabalho desenvolvido por Klein (1998) em sua dissertação de mestrado, apesar de estudar o comportamento de um refrigerador em regime permanente, merece atenção especial pois simula o mesmo sistema utilizado no presente trabalho – refrigerador SLIM 230 litros. Em seu trabalho, Klein (1998) apresenta dois modelos para o compressor hermético: um totalmente empírico e outro baseado num processo politrópico de compressão. O modelo empírico correlaciona curvas para o fluxo de massa, potência consumida, perdas de carga e diferenças de temperatura na sucção e descarga em função das temperaturas de evaporação, de condensação, da carcaça e do refrigerante na câmara de sucção do compressor. No modelo semi-empírico, Klein (1998) obtém experimentalmente o expoente politrópico e faz uso de correlações empíricas para corrigir o fluxo de massa, a potência consumida e as temperaturas e pressões nas câmaras de sucção e descarga. De acordo com Klein (1998), o modelo semi-empírico apresenta uma melhor concordância com evidências experimentais. Neste trabalho, também foi desenvolvido um modelo aproximado para a linha de sucção com o objetivo de quantificar o aquecimento do refrigerante na região de entrada do compressor. O condensador arame-sobre-tubo foi modelado por região, de acordo com uma abordagem nodal. Para quantificar a troca de calor entre o condensador e o ambiente externo, Klein (1998) comparou três correlações empíricas: Cyphers *et alii* (1958), Papanek *et alii* (1958) e Tanda & Tagliafico (1997), optando pela primeira. O evaporador *roll-bond* foi considerado isotérmico e a correlação de Churchill & Chu (1975a) foi utilizada na quantificação da troca de calor com o ar no interior do gabinete. A troca radiativa entre as superfícies internas do gabinete e o evaporador foi considerada através de um modelo simplificado, baseado em fatores de forma. O ganho de calor do gabinete é dividido em duas parcelas: transmissão de calor pela região da gaxeta e condução unidimensional pelas paredes. A primeira é computada através de um processo semi-empírico e a segunda, através do balanço térmico nas paredes. Klein (1998) adotou um modelo simplificado de perda de pressão nos trocadores de calor, baseado apenas na queda de pressão por atrito, desprezando as parcelas devidas à aceleração do escoamento. Um modelo empírico para o trocador de calor tubo capilar – linha de sucção foi desenvolvido através da regressão de curvas derivadas do programa CAPHEAT (Mezavila, 1995), por síntese fatorial. Neste trabalho, o refrigerador foi estudado sob diversas condições de operação e os resultados apresentaram boa concordância com os experimentos. Como potencialidade pode-se citar o inventário de massa no sistema de refrigeração. Para tal, é feita uma comparação entre diversos modelos de fração de vazio. Uma contribuição direta de Klein (1998) para o presente trabalho consiste no levantamento das características geométricas e construtivas do refrigerador SLIM 230 litros.

3.4 O PRESENTE TRABALHO

Em relação à literatura, o trabalho proposto apresenta algumas contribuições significativas, as quais serão descritas a seguir. Cada um dos componentes (compressor, condensador, evaporador, gabinete e trocador de calor tubo capilar – linha de sucção) foi modelado separadamente, o que permite a avaliação de seu

comportamento individual ou acoplado aos demais. Este trabalho permite, além do estudo do comportamento transiente dos componentes do refrigerador, a análise em regime permanente.

As informações obtidas de Klein (1998) e de outros trabalhos realizados previamente no Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar da Universidade Federal de Santa Catarina para tubos capilares (Mezavila, 1995), evaporadores (Silva, 1998) e compressores (Ferreira *et alii*, 1990), permitiram a escolha adequada das correlações empíricas (coeficientes de transferência de calor, fatores de atrito e modelos de fração de vazio) e a identificação dos fenômenos relevantes ao processo de modelagem. Conseguiu-se assim uma boa ponderação entre sofisticação e custo.

Na modelagem do compressor, realizou-se uma série de ensaios experimentais em bancada calorimétrica com o objetivo de calibrar os modelos teóricos tanto para o processo de compressão como para o balanço térmico na carcaça. A metodologia adotada aplica-se a uma ampla faixa de operação, o que é necessário ao estudo do comportamento transiente do refrigerador. As trocas de calor entre os elementos do compressor e o refrigerante no interior da carcaça podem, então, ser quantificadas, de modo que as condições do refrigerante na sucção e na descarga podem ser estimadas adequadamente. A variação temporal de temperatura também é considerada nos elementos internos do compressor e na carcaça. A interação entre o óleo e o refrigerante é considerada, o que permite uma estimativa mais precisa do fluxo de massa. O modelo poderá ser estendido a toda família de compressores EM, com alguns experimentos adicionais. A pressão de equalização do refrigerador, condição inicial indispensável, é calculada através da carga de refrigerante e da temperatura de equilíbrio, de modo que os modelos podem ser simulados para diferentes condições de carga.

Um modelo distribuído foi utilizado para estudar a difusão de calor no evaporador *roll-bond*, o que permite a determinação do campo de temperatura e do grau de superaquecimento do refrigerante na saída, em cada instante de tempo. Não há registro na literatura de estudos numéricos semelhantes para este tipo de evaporador.

O modelo também permite a determinação da evolução temporal das temperaturas das superfícies externas e internas do refrigerador e do isolamento térmico, além da temperatura do ar no interior do gabinete. Permite, também, o estudo das trocas radiativas entre as superfícies internas do gabinete e o evaporador, o que eleva substancialmente a quantidade de calor a ser removida pelo evaporador.

O modelo distribuído utilizado para o trocador de calor tubo capilar – linha de sucção possibilita a avaliação dos perfis de pressão e temperatura em cada instante de tempo. Uma metodologia de solução alternativa também é proposta. Nenhum estudo do comportamento transiente do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção foi encontrado na literatura.

Foram realizados alguns ensaios experimentais normalizados (*pull-down*, consumo de energia e determinação de carga) com o objetivo de descrever o comportamento transiente de refrigeradores domésticos. Assim, uma descrição qualitativa do comportamento físico de refrigeradores domésticos pôde ser realizada, caracterizando um modelo de referência para a simulação transiente de refrigeradores domésticos.

MODELAGEM MATEMÁTICA

4.1 GENERALIDADES

A movimentação de fluidos em refrigeradores domésticos envolve escoamentos viscosos, compressíveis, não-adiabáticos e com mudança de fase. A transferência de calor, por sua vez, envolve fenômenos de convecção, radiação e condução entre elementos de geometria complexa. Além da complexidade dos fenômenos pertinentes, há o problema computacional associado tanto com a implementação dos modelos quanto com o tempo expandido na sua solução. Problemas associados a não-linearidades e descontinuidades não são raros nesta área.

Quando o estudo se restringe a um fenômeno específico de um único componente do sistema de refrigeração, o uso de modelos mais sofisticados se justifica. Porém, quando a intenção é desenvolver modelos para estudar o comportamento dos componentes de um refrigerador ao longo do tempo, deve-se aliar precisão e simplicidade. Desta forma, algumas hipóteses simplificativas foram adotadas no desenvolvimento do presente trabalho, as quais, entretanto, não se mostraram restritivas.

Antes de iniciar a apresentação dos modelos matemáticos, far-se-á uma descrição detalhada do comportamento qualitativo de um refrigerador doméstico operando em regime transiente com o objetivo de evidenciar os fenômenos relevantes ao trabalho proposto e, conseqüentemente, facilitar a compreensão dos modelos matemáticos e das hipóteses simplificativas adotadas. Esta descrição está fundamentada no trabalho de Jakobsen (1995) e em evidências experimentais obtidas com o refrigerador estudado (ver Capítulo 6), referindo-se ao comportamento do refrigerador após um determinado período de operação cíclica. São descritos tanto o transiente de partida como o de parada, além do regime permanente. Dos resultados experimentais apresentados no Capítulo 6 deve-se notar que o refrigerador em estudo não atinge a condição de regime permanente durante sua operação cíclica, apresentando um comportamento tipicamente transiente em todo o período de operação.

4.2 DESCRIÇÃO QUALITATIVA DO COMPORTAMENTO TRANSIENTE (CÍCLICO) DE REFRIGERADORES DOMÉSTICOS

Transiente de Partida (*Start Up*)

No estado inicial, ou seja, após o compressor ficar desligado por um determinado período, o condensador contém apenas vapor superaquecido, devido à redução da pressão pelo escoamento de refrigerante através do tubo capilar durante o período de desligamento. Neste instante, a temperatura do condensador está próxima da temperatura ambiente, e a pressão, que é a mesma em todos os componentes, está próxima da pressão de saturação correspondente à temperatura do evaporador, onde se concentra a maior parte do refrigerante livre do sistema, ou seja, que não está dissolvido no óleo. Uma grande quantidade de refrigerante está dissolvida no óleo do compressor devido ao aumento da pressão e à redução da temperatura no interior da carcaça. A temperatura média do ar no gabinete está um pouco acima do valor de desligamento estabelecido pelo termostato (*set-point*).

Quando o compressor é acionado, o comportamento do refrigerador nos instantes iniciais é intensamente transiente, já que a sua rotação varia de 0 a 60Hz em poucos milissegundos. O primeiro componente a sofrer os efeitos da partida do compressor é o condensador. Devido ao elevado fluxo de massa deslocado pelo compressor, a pressão do condensador cresce rapidamente até atingir o valor da pressão de saturação correspondente à temperatura da parede dos tubos. Neste momento, a condensação inicia e a pressão passa a crescer mais lentamente. Com o aumento da pressão de condensação, o refrigerante passa a escoar através do tubo capilar, mas o fluxo de massa deslocado pelo compressor é ainda muito maior que o fluxo de massa através do capilar. Como consequência, ocorre um acúmulo de massa no condensador. Depois de algum tempo, a maior parte do refrigerante presente no condensador está na fase líquida. Com a formação de líquido, o grau de sub-resfriamento cresce juntamente com a pressão, elevando o fluxo de massa através do tubo capilar. Ao mesmo tempo, o fluxo de massa deslocado pelo compressor é reduzido em consequência da elevação da pressão de condensação, da redução da pressão de evaporação e da elevação do grau de superaquecimento do vapor na linha de sucção. Após um determinado período, os fluxos de massa através do compressor e do tubo capilar tendem a se igualar, e a distribuição de refrigerante não mais se altera significativamente.

Já no evaporador, nos primeiros segundos após a partida do compressor, a pressão de evaporação decresce lentamente devido à evaporação de refrigerante no evaporador e ao desprendimento do refrigerante dissolvido no óleo do compressor. Após alguns segundos, com a redução do fluxo de massa de refrigerante desprendido do óleo, o fluxo de massa aspirado do evaporador aumenta, fazendo com que a pressão de evaporação decresça mais rapidamente. Com isso, o grau de superaquecimento do vapor na linha de sucção torna-se bastante elevado devido à pequena quantidade de refrigerante presente no evaporador. Em seguida, o evaporador é gradualmente recarregado de refrigerante à medida que o fluxo de massa através do tubo capilar aumenta. Embora o refrigerante tenha a sua temperatura reduzida no evaporador, a temperatura do ar no interior do gabinete cresce por mais algum tempo após a partida do compressor devido à sua inércia térmica.

No compressor, nos instantes iniciais, há uma redução abrupta de pressão no interior da carcaça. Simultaneamente, ocorre um aumento da temperatura do bloco, do motor elétrico e do sistema mecânico de transmissão, de modo que estas partes quentes passam a transferir calor para o refrigerante no interior da carcaça, que também se aquece. É importante notar que, como a lubrificação no compressor hermético ocorre

por salpico, a mistura óleo-refrigerante também se aquece devido ao contato com as partes quentes. Logo, com a queda da pressão e aumento da temperatura da mistura, há desprendimento de parte do refrigerante dissolvido no óleo. Neste processo, há absorção de energia pela mistura para vaporizar o refrigerante dissolvido. Parte desta energia é então transportada para o refrigerante no interior da carcaça, aquecendo-o ainda mais. Após alguns instantes, a aspiração passa a ser praticamente direta quando, então, o refrigerante no interior da carcaça se torna praticamente inerte, formando uma “bolsa” de gás quente.

Ainda nos instantes iniciais, devido à alta pressão de sucção e elevada massa específica, o fluxo de massa e a potência consumida são elevados. Por outro lado, o aumento da relação de compressão tende a reduzir o rendimento volumétrico e, conseqüentemente, o fluxo de massa. Assim, tanto o fluxo de massa como a potência consumida apresentam valores extremos. Após algum tempo, a pressão de sucção cai e a relação de compressão aumenta de modo a reduzir o fluxo de massa e o consumo de potência. Após mais algum tempo, o fluxo de massa e a potência se estabilizam e as trocas térmicas também atingem um ponto de equilíbrio. As pressões levam mais tempo para se estabilizar pois dependem das taxas de transferência de calor nos trocadores.

Transiente de Parada (*Shut Down*)

Depois de um determinado período de tempo, o qual depende principalmente da carga térmica do gabinete e da quantidade de refrigerante no sistema, a temperatura de desligamento do termostato é atingida e o compressor é desligado. O fluxo de massa através do compressor é interrompido imediatamente, mas o fluxo de massa através do tubo capilar permanece enquanto houver diferença de pressão entre o condensador e o evaporador. Conseqüentemente, o condensador é drenado de líquido. Como a pressão de condensação decresce rapidamente, parte do líquido evapora. A pressão de evaporação aumenta à medida que a temperatura da placa evaporadora se aproxima da temperatura do ar no gabinete.

No compressor, refrigerante a baixa temperatura proveniente do evaporador adentra a carcaça reduzindo a temperatura do compressor e aumentando a pressão interna devido ao aumento da massa. Assim, tanto a redução de temperatura como o aumento da pressão favorecem a dissolução de refrigerante no óleo. Contudo, convém ressaltar que o processo de dissolução de refrigerante no óleo é bem mais lento que o de desprendimento, pois ocorre apenas por difusão de massa (sem a convecção forçada característica da lubrificação por salpico).

Regime Permanente

É importante enfatizar que no regime permanente o refrigerante no interior da carcaça do compressor permanece praticamente inerte, já que o refrigerante frio oriundo do evaporador passa diretamente para o filtro de sucção e a taxa de desprendimento de refrigerante do óleo é nula. Como a massa de vapor no interior da carcaça não é misturada com o vapor frio aspirado do evaporador, sua temperatura se estabelece num valor intermediário entre as temperaturas do bloco e da carcaça. O óleo permanece a uma temperatura superior a da carcaça, porém a uma temperatura inferior a do refrigerante. As trocas térmicas são intensas, principalmente entre bloco e refrigerante, refrigerante e carcaça, e carcaça e ambiente externo. No regime permanente, os fluxos de massa se igualam e as pressões e temperaturas não mais variam.

4.3 MODELO DO CONDENSADOR

O condensador em estudo é um trocador de calor do tipo arame-sobre-tubo, esquematizado na Figura 4.1. Neste componente, o refrigerante circula internamente pelo tubo de seção circular, enquanto o ar escoava externamente, por convecção natural. A superfície externa possui aletas na forma de feixes de arames cilíndricos dispostos em ambos os lados do tubo, arranjado como uma serpentina de passes paralelos. Os parâmetros geométricos relevantes à modelagem do condensador foram obtidos por Klein (1998) e são apresentados no Apêndice C.

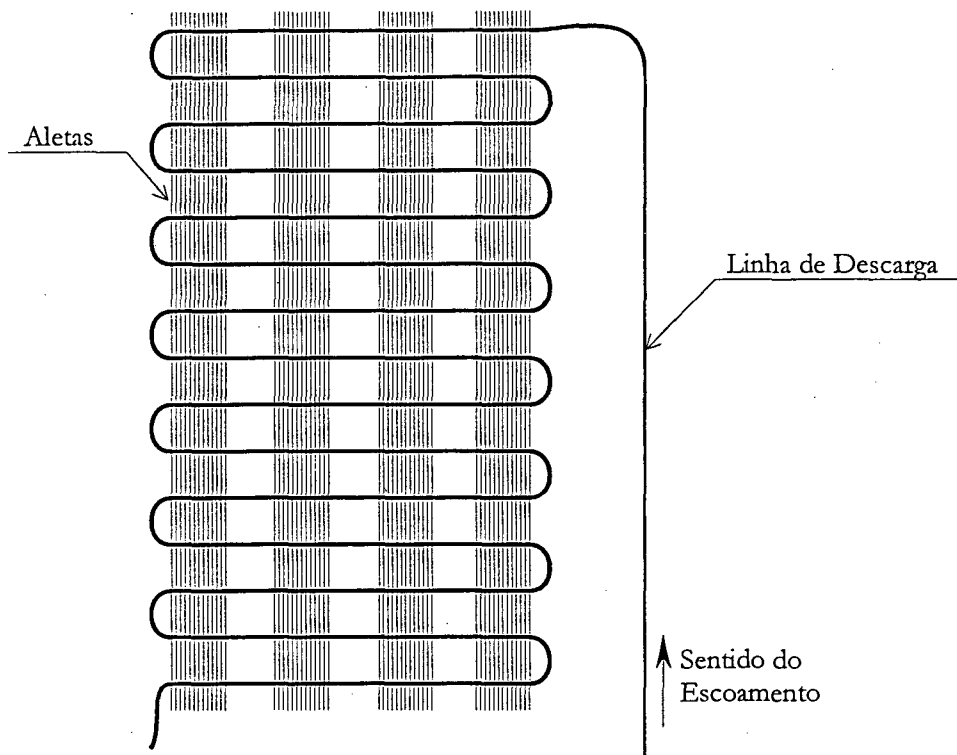


Figura 4.1 Condensador arame-sobre-tubo. Adaptado de Klein (1998).

A Figura 4.1 mostra também a linha de descarga do compressor representada pelo tubo vertical à direita, totalmente desprovida de aletas, onde o refrigerante escoava no sentido ascendente. Na região aletada, ou seja, no condensador propriamente dito, o escoamento de refrigerante ocorre no sentido descendente. O refrigerante é descarregado pelo compressor no estado de vapor superaquecido e troca calor ao longo do condensador até que a saturação tenha início. Há, também, a possibilidade do refrigerante sair do condensador na condição de líquido sub-resfriado.

O modelo para o condensador foi desenvolvido com base nas equações da conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia, aplicadas a cada ponto discreto do domínio, de modo a possibilitar o estudo dos parâmetros de interesse tanto no tempo como no espaço.

Como considerou-se que as propriedades tanto do fluido quanto do tubo só variam na direção axial, faz-se necessário o uso de correlações empíricas para a estimativa das trocas de calor entre o refrigerante e o tubo e entre este e o ar externo. O escoamento externo não foi modelado e a temperatura do ar externo foi considerada constante para todo o período de funcionamento do refrigerador. Esta última hipótese se estende aos demais componentes do sistema.

4.3.1 Hipóteses Simplificativas

O condensador foi tratado como um tubo reto, ou seja, os efeitos de curvatura da serpentina e da linha de descarga foram desconsiderados. Também considerou-se que as aletas são uniformemente distribuídas. O escoamento e transferência de calor no tubo foram tratados como unidimensionais, de modo que as variações das suas propriedades nas direções radial e circunferencial não foram consideradas. Esta hipótese se justifica devido ao reduzido número de Biot ($\sim 10^{-3}$).

O refrigerante HFC-134a foi tratado como um fluido newtoniano e o escoamento como plenamente desenvolvido e unidimensional na direção axial. A pulsação do escoamento, característica de refrigeradores que operam com máquinas de deslocamento positivo, foi desprezada. A dissipação viscosa de energia e o efeito de difusão de calor no fluido também foram desprezados, visto que os números de Reynolds e de Péclet assumem valores bastante elevados ($\sim 10^4$), principalmente no transiente de partida. A variação de energia potencial ao longo do condensador foi desprezada.

A perda de carga ao longo do condensador foi considerada, já que assume valores significativos no transiente inicial devido à grande quantidade de vapor descarregada pelo compressor. No trabalho de Xu (1996), pode-se observar perdas de carga da ordem de 0,2bar nos primeiros instantes após a partida do compressor. No regime permanente, contudo, as perdas de carga ficam bastante atenuadas, já que o fluxo de massa é menor. Klein (1998) obteve, nesta condição, variações de pressão em torno de 0,02bar.

4.3.2 Modelo do Escoamento no Interior do Condensador

O modelo do escoamento no interior do condensador baseia-se nas equações da conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia. Assim, um balanço de massa no refrigerante que escoar através do volume de controle representado na Figura 4.2 fornece:

$$A\Delta z \frac{\partial \rho}{\partial t} = \dot{m}_{z-\frac{\Delta z}{2}} - \dot{m}_{z+\frac{\Delta z}{2}} \quad (4.1)$$

onde A representa a área transversal do tubo, Δz o comprimento do elemento de volume, ρ a massa específica do refrigerante e \dot{m} a vazão mássica de refrigerante, dada em [kg/s].

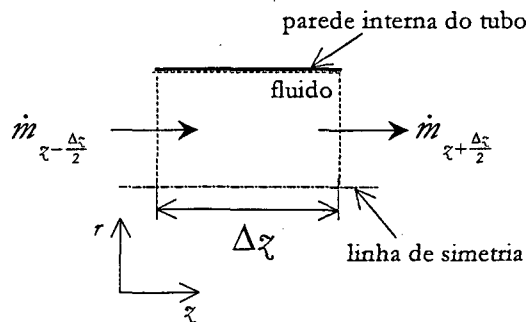


Figura 4.2 Balanço de massa em um volume de controle elementar.

Dividindo ambos os lados da igualdade por $A\Delta z$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{A} \left(\frac{\dot{m}_{z-\frac{\Delta z}{2}} - \dot{m}_{z+\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} \right) \quad (4.2)$$

No limite onde $\Delta z \rightarrow 0$,

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\dot{m}_{z+\frac{\Delta z}{2}} - \dot{m}_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} = \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} \quad (4.3)$$

Logo, a equação (4.2) assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} = 0 \quad (4.4)$$

Definindo, então, o fluxo de massa de refrigerante, dado em [kg/s.m²], como:

$$G = \frac{\dot{m}}{A} = \rho u \quad (4.5)$$

E substituindo a equação anterior na equação (4.4), chega-se à seguinte equação:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (4.6)$$

A expressão anterior permite o cálculo do fluxo de massa ao longo do condensador. Como esta equação é de primeira ordem no espaço, apenas uma condição de contorno se faz necessária, sendo dada ou pelo fluxo de massa na entrada ou na saída do condensador.

Em todos os componentes, a condição inicial é obtida a partir da pressão e da temperatura de equalização do refrigerador. O procedimento utilizado na determinação da pressão de equalização em função da carga de refrigerante e do volume da unidade selada está descrito com detalhes no Apêndice B.

Um balanço de quantidade de movimento linear no refrigerante que escoar na direção axial através do volume de controle unidimensional representado na Figura 4.3 fornece:

$$A \Delta z \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) = (\dot{m}u)_{z-\frac{\Delta z}{2}} - (\dot{m}u)_{z+\frac{\Delta z}{2}} + A(p_{z-\frac{\Delta z}{2}} - p_{z+\frac{\Delta z}{2}}) - \tau_w P_i \Delta z \quad (4.7)$$

onde u representa a velocidade do escoamento na direção axial, p a pressão, τ_w a tensão de cisalhamento junto às paredes e P_i é o perímetro interno do tubo.

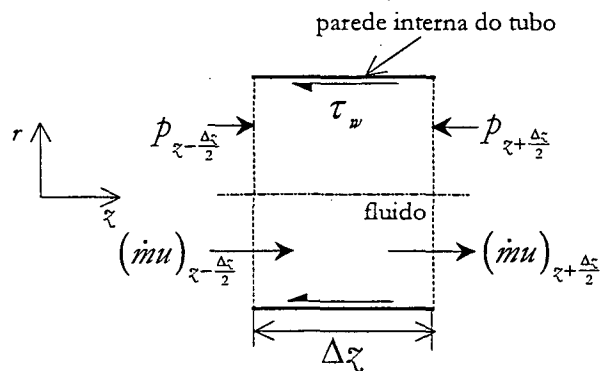


Figura 4.3 Balanço de quantidade de movimento linear em um volume de controle elementar.

Dividindo ambos os lados da igualdade por $A \Delta z$,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) = \frac{(Gu)_{z-\frac{\Delta z}{2}} - (Gu)_{z+\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} - \frac{p_{z+\frac{\Delta z}{2}} - p_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} - \tau_w \frac{P_i}{A} \quad (4.8)$$

No limite onde $\Delta z \rightarrow 0$,

$$\begin{cases} \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{(Gu)_{z+\frac{\Delta z}{2}} - (Gu)_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} = \frac{\partial}{\partial z}(Gu) \\ \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{p_{z+\frac{\Delta z}{2}} - p_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} = \frac{\partial p}{\partial z} \end{cases} \quad (4.9)$$

Logo, a equação (4.8) assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial z}(Gu) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \tau_w \frac{P_i}{A} \quad (4.10)$$

Definindo, então, a tensão de cisalhamento na parede como:

$$\tau_w = f \frac{u^2}{8} \rho = f \frac{Gu}{8} \quad (4.11)$$

onde f é o fator de atrito de Darcy. Substituindo a expressão anterior na equação (4.10), chega-se a seguinte equação:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial z}(Gu) = -\frac{\partial p}{\partial z} - f \frac{Gu}{8} \frac{P_i}{A} \quad (4.12)$$

Esta equação permite o cálculo da pressão ao longo do condensador, em cada instante de tempo. Deve-se notar que, como a derivada da pressão é de primeira ordem, apenas uma condição de contorno se faz necessária. Na condição inicial, o campo de pressão corresponde à pressão de equalização do sistema e as velocidades são consideradas nulas.

Finalmente, um balanço de energia no elemento de volume representado na Figura 4.4 fornece:

$$A \Delta z \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(i + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] = \left[\dot{m} \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) \right]_{z-\frac{\Delta z}{2}} - \left[\dot{m} \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) \right]_{z+\frac{\Delta z}{2}} - q_i'' P_i \Delta z \quad (4.13)$$

onde i é a energia interna específica do refrigerante, h sua entalpia específica e q_i'' o fluxo de calor trocado entre o refrigerante e a parede interna do tubo.

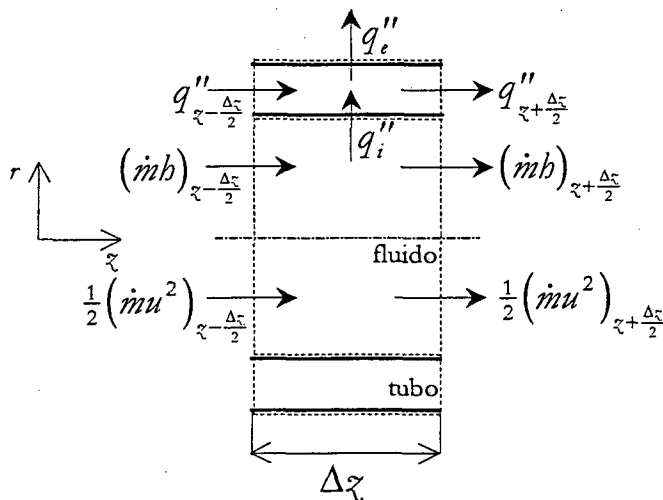


Figura 4.4 Balanço de energia em um volume de controle elementar.

Dividindo a equação por $A\Delta z$,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(i + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] = \left[\frac{\left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right]_{z-\frac{\Delta z}{2}} - \left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right]_{z+\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} \right] - q_i'' \frac{P_i}{A} \quad (4.14)$$

No limite onde $\Delta z \rightarrow 0$,

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right]_{z+\frac{\Delta z}{2}} - \left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right]_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] \quad (4.15)$$

Logo, a equação (4.14) assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(i + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + q_i'' \frac{P_i}{A} = 0 \quad (4.16)$$

Mas, da termodinâmica sabe-se que:

$$h = i + \frac{p}{\rho} \Rightarrow i = h - \frac{p}{\rho} \Rightarrow \rho i = \rho h - p \quad (4.17)$$

Logo, substituindo a equação (4.17) na equação (4.16) obtém-se a seguinte expressão:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) - p \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + q_i'' \frac{P_i}{A} = 0 \quad (4.18)$$

O fluxo de troca de calor entre o refrigerante e a parede interna do tubo é calculado pela lei de Newton do resfriamento, dada por:

$$q_i'' = \lambda_i (T_{rf} - T_{cnd}) \quad (4.19)$$

onde λ_i é o coeficiente interno de troca de calor, T_{rf} a temperatura do refrigerante e T_{cnd} a temperatura da parede do condensador. Substituindo esta expressão na equação (4.18), obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] = \frac{\partial p}{\partial t} - \lambda_i \frac{P_i}{A} (T_{rf} - T_{cnd}) \quad (4.20)$$

Fazendo uso da definição de entalpia total específica (ou entalpia de estagnação), h_o ,

$$h_o = h + \frac{1}{2} u^2 \quad (4.21)$$

e substituindo-a na equação (4.20), obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h_o) + \frac{\partial}{\partial z} (G h_o) = \frac{\partial p}{\partial t} - \lambda_i \frac{P_i}{A} (T_{rf} - T_{cnd}) \quad (4.22)$$

A equação anterior permite a determinação da distribuição espacial e temporal da entalpia de estagnação para cada região do escoamento (vapor superaquecido, mistura líquido-vapor e líquido sub-resfriado). Como a equação é de primeira ordem no espaço, apenas uma condição de contorno faz-se necessária, sendo obtida da condição do refrigerante na entrada do condensador. Observa-se que a entalpia de estagnação é classicamente definida como a entalpia obtida ao se desacelerar adiabaticamente um escoamento até a velocidade zero. De um modo geral, a entalpia de estagnação representa a quantidade total de energia transportada pelo refrigerante, já que envolve os termos de energia interna, energia cinética e trabalho na fronteira (Fox & McDonald, 1985).

4.3.3 Modelo da Parede do Condensador

Um balanço de energia no tubo do condensador indicado no elemento de volume esquematizado na Figura 4.4 fornece:

$$\Delta z (m'c)_{cnd} \frac{\partial T_{cnd}}{\partial t} = \left(q''_{z-\frac{\Delta z}{2}} - q''_{z+\frac{\Delta z}{2}} \right) A_c + q''_i P_i \Delta z - (q''_e + q''_{rad}) P_e \Delta z \quad (4.23)$$

onde P_e é o perímetro externo do tubo, A_c a área da coroa circular, c é o calor específico do tubo, m' representa a massa por unidade de comprimento, q''_e e q''_{rad} indicam os fluxos de calor trocados com o ambiente externo respectivamente por convecção e radiação. Para a linha de descarga, m' é calculado dividindo-se a massa do tubo pelo seu comprimento e, para a região aletada, m' é dado pela soma das massas do tubo e das aletas por unidade de comprimento. Dividindo ambos os lados da igualdade por $A_c \Delta z$,

$$\frac{(m'c)_{cnd}}{A_c} \frac{\partial T_{cnd}}{\partial t} = - \frac{q''_{z+\frac{\Delta z}{2}} - q''_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} + q''_i \frac{P_i}{A_c} - (q''_e + q''_{rad}) \frac{P_e}{A_c} \quad (4.24)$$

No limite onde $\Delta z \rightarrow 0$,

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{q''_{z+\frac{\Delta z}{2}} - q''_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} = \frac{\partial q''_z}{\partial z} \quad (4.25)$$

Da lei de Fourier sabe-se que,

$$q''_z = -k_{cnd} \frac{\partial T_{cnd}}{\partial z} \quad (4.26)$$

Logo, substituindo a expressão anterior na equação (4.23), e admitindo que a condutividade térmica do condensador não varia com a temperatura, obtém-se a seguinte expressão para calcular a temperatura da parede do condensador:

$$\frac{(m'c)_{cnd}}{A_c} \frac{\partial T_{cnd}}{\partial t} = k_{cnd} \frac{\partial^2 T_{cnd}}{\partial z^2} + q''_i \frac{P_i}{A_c} - (q''_e + q''_{rad}) \frac{P_e}{A_c} \quad (4.27)$$

O fluxo de troca de calor entre o condensador e o ambiente externo é calculado pela lei de Newton do resfriamento, dada por:

$$q''_e = \lambda_e (T_{cnd} - T_{amb}) \quad (4.28)$$

onde λ_e é o coeficiente de troca de calor entre o condensador e o ar externo, cuja temperatura é dada por T_{amb} .

As trocas radiativas de calor entre o condensador e as superfícies externas à temperatura ambiente, assumindo a hipótese de radiação difusa e meio não participante, pode ser escrita como:

$$q''_{rad} = \sigma \varepsilon (T_{cnd}^4 - T_{amb}^4) \quad (4.29)$$

onde ε e σ representam, respectivamente, a emissividade das superfícies e a constante de Stefan-Boltzmann. Linearizando a equação anterior, obtém-se:

$$q''_{rad} = \lambda_{rad} (T_{cnd} - T_{amb}) \quad (4.30)$$

onde o coeficiente equivalente de troca radiativa de calor (λ_{rad}) é calculado por:

$$\lambda_{nd} = \varepsilon\sigma(T_{cnd} + T_{amb})(T_{cnd}^2 + T_{amb}^2) \quad (4.31)$$

Finalmente, substituindo as equações (4.19), (4.28) e (4.30) na equação (4.27), obtém-se:

$$\frac{(m'c)_{cnd}}{A_c} \frac{\partial T_{cnd}}{\partial t} = k_{cnd} \frac{\partial^2 T_{cnd}}{\partial x^2} + \lambda_i \frac{P_i}{A_c} (T_{ref} - T_{cnd}) - (\lambda_e + \lambda_{nd}) \frac{P_e}{A_c} (T_{cnd} - T_{amb}) \quad (4.32)$$

Esta equação permite o cálculo da temperatura do condensador ao longo do domínio, em cada instante de tempo. Como a equação anterior é de segunda ordem no espaço, duas condições de contorno são necessárias. Considerou-se fluxo de calor nulo, ou seja, tubo perfeitamente isolado, tanto na região de entrada como na região de saída. Esta condição é razoável tendo-se em vista a predominância da convecção sobre a difusão de calor, principalmente na região bifásica. Como condição inicial, assume-se que o condensador está em equilíbrio térmico com o ambiente externo.

4.3.4 Equações Complementares

As equações (4.6), (4.12), (4.22) e (4.32) permitem, respectivamente, a determinação dos perfis de fluxo de massa, de pressão, da entalpia de estagnação e da temperatura do tubo em cada instante de tempo. Entretanto, ainda são necessárias equações adicionais para a determinação da massa específica e da temperatura do refrigerante, além dos coeficientes de transferência interna e externa de calor e do fator de atrito de Darcy. Para calcular a massa específica e temperatura do refrigerante foram utilizadas relações termodinâmicas. Os coeficientes de troca de calor e o fator de atrito foram determinados a partir de correlações empíricas obtidas da literatura. Estas equações serão apresentadas a seguir.

4.3.5 Propriedades Termodinâmicas e Termofísicas

As propriedades termodinâmicas do refrigerante para as condições de saturação e superaquecimento foram calculadas com base em quatro equações básicas: equação de estado (neste trabalho, fez-se uso da equação de Martin-Hou); equação para a pressão de vapor em função da temperatura de saturação; equação para o calor específico a pressão constante em função da temperatura; e equação para a massa específica de líquido saturado em função da temperatura.

As equações foram obtidas do trabalho de Wilson & Basu (1988) para o refrigerante HFC-134a e resolvidas segundo a metodologia apresentada por Gosney (1982), sendo descrita com detalhes no Apêndice A.

Para reduzir o custo computacional inerente à solução iterativa do conjunto de equações para cálculos das propriedades em cada ponto do domínio, fez-se uso de um método alternativo, chamado *Look up Table*, onde as propriedades são armazenadas em uma tabela que é consultada quando necessário. Este método está descrito com mais detalhes no Capítulo 5.

A seguir, serão comentadas as funções utilizadas para cálculo das propriedades termodinâmicas do refrigerante em cada região do condensador (vapor superaquecido, saturação e líquido sub-resfriado).

Região de Vapor Superaquecido

Nesta região, as propriedades são determinadas em função do par pressão/entalpia, de modo que:

$$\begin{cases} T = T(p, h) \\ \rho = \rho(p, h) \end{cases} \quad (4.33)$$

Região de Saturação

Na região de escoamento bifásico, a temperatura varia apenas com a pressão, podendo ser calculada pela seguinte expressão:

$$T = T_{sat}(p) \quad (4.34)$$

As demais propriedades com base mássica são, então, calculadas pelo título (χ), que é obtido em função do par pressão/entalpia através da seguinte expressão:

$$\chi = \frac{h - h_l}{h_v - h_l} \quad (4.35)$$

onde as grandezas h_l e h_v indicam, respectivamente, as entalpias do líquido e vapor saturados à pressão p .

O cômputo da massa específica, contudo, exige alguns cuidados especiais, pois na região bifásica, vapor e líquido escoam com velocidades diferentes, e esta diferença de velocidade origina uma massa específica que pode ser significativamente diferente daquela calculada quando se considera escoamento homogêneo.

Para um estudo mais rigoroso, faz-se necessária a solução das equações de conservação para cada fase, o que tornaria o modelo bastante complexo. Uma forma de simplificar este tratamento consiste em empregar a hipótese de fluido bem misturado e utilizar um modelo de fração de vazio* (α). Desta forma, a massa específica da região de escoamento bifásico é calculada por:

$$\rho = \rho_l + \alpha(\rho_v - \rho_l) \quad (4.36)$$

onde as grandezas ρ_l e ρ_v indicam, respectivamente, as massas específicas do líquido e vapor saturado à pressão p .

A escolha do modelo de fração de vazio deve ser feita com base na comparação dos resultados numéricos com evidências experimentais. Neste trabalho, foram comparados alguns modelos de fração de vazio comumente utilizados na modelagem de condensadores e evaporadores. Os resultados são mostrados no Capítulo 7. Os modelos de fração de vazio analisados foram o modelo homogêneo, o modelo de Zivi (1964) e o modelo de Hughmark (1962).

O modelo de fração de vazio mais simples encontrado na literatura consiste no modelo homogêneo, também chamado de título volumétrico, sendo dado por:

$$\alpha = \left[1 + \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \right) \frac{\rho_v}{\rho_l} S \right]^{-1} \quad (4.37)$$

onde $S=1$. O modelo de Zivi (1964) também é representado matematicamente pela equação (4.37), sendo o parâmetro S , no entanto, calculado por:

$$S = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (4.38)$$

O terceiro modelo de fração de vazio analisado foi o proposto por Hughmark (1962) e empregado por Klein (1998) em seu trabalho. De acordo com o modelo de Hughmark (1962), o escoamento se apresenta como

* Para um melhor entendimento da teoria associada ao modelo de fração de vazio, recomenda-se a leitura do trabalho de Rice (1987).

uma suspensão de bolhas no líquido, com concentração máxima no centro do tubo e com decréscimo constante na direção radial. Este modelo é expresso pela seguinte equação:

$$\alpha = K_H \beta \quad (4.39)$$

onde β representa o título volumétrico (ou modelo homogêneo de fração de vazio).

O parâmetro de Hughmark (1962), K_H , é função de outro parâmetro Z_H , que por sua vez depende do número de Reynolds calculado com base nas propriedades ponderadas entre as fases de líquido e vapor, do número de Froude e da fração de volume de líquido, sendo escrito como:

$$Z_H = \frac{Fr^{1/8} Re_D^{1/6}}{(1-\beta)^{1/4}} = \left[\frac{GD}{\mu_l + \alpha(\mu_v - \mu_l)} \right]^{1/6} \left[\frac{1}{gD} \left(\frac{G\chi}{\rho_l \beta(1-\beta)} \right)^2 \right]^{1/8} \quad (4.40)$$

É importante observar que as equações anteriores, por serem implícitas, implicam num procedimento iterativo de solução. A relação entre o parâmetro de Hughmark (1962) e o parâmetro Z_H está apresentado na Tabela 4.1 e foi correlacionada através da equação (4.41).

$$K_H = \frac{a + b \cdot Z_H}{1 + c \cdot Z_H + d \cdot Z_H^2} \quad (4.41)$$

$$\begin{cases} a = -1,3740408 \\ b = 1,436221 \\ c = 1,5816751 \\ d = -0,00098720926 \end{cases}$$

Tabela 4.1 Relação entre o parâmetro de Hughmark (1962) e a função Z_H

K_H	1,3	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0	15,0	20,0	40,0	70,0	130,0
Z_H	0,185	0,225	0,325	0,490	0,605	0,675	0,720	0,767	0,780	0,808	0,830	0,880	0,930	0,980

Região de Líquido Sub-Resfriado

Como não se dispõe de dados experimentais para estimar as propriedades do líquido sub-resfriado, estas foram calculadas com base em aproximações tradicionalmente empregadas na literatura (Gosney, 1982). Uma boa aproximação para o cálculo da temperatura na região de sub-resfriamento consiste em considerar uma relação linear entre entalpia e temperatura, já que o calor específico a pressão constante do líquido sub-resfriado não varia significativamente com a temperatura. Desta forma, tem-se que:

$$T = T_{sat} + \frac{h - h_l}{c_{p_l}} \quad (4.42)$$

onde o calor específico a pressão constante do líquido saturado (c_{p_l}) é calculado em função da pressão.

As demais propriedades nesta região podem ser aproximadas pela propriedade do líquido saturado à mesma temperatura, de modo que:

$$\rho = \rho_l(T) \quad (4.43)$$

Propriedades Termofísicas

As propriedades termofísicas do refrigerante HFC-134a são calculadas de acordo com o estado termodinâmico. No superaquecimento, as propriedades são função do par pressão/entalpia; na saturação, apenas da pressão; e no sub-resfriamento, são aproximadas pela propriedade do líquido saturado à mesma temperatura.

As propriedades termofísicas do refrigerante HFC-134a foram obtidas a partir de uma regressão polinomial utilizando os dados fornecidos pelo programa REFPROP (McLinden *et alii*, 1998). Para o ar, fez-se uso de expressões extraídas da ASHRAE (1976). As propriedades termofísicas do tubo, bem como dos demais materiais sólidos utilizados neste trabalho, foram obtidas de Raznjevic (1976).

4.3.6 Correlações Empíricas

Coefficientes Internos

Para o escoamento de fase única, o coeficiente interno de troca de calor foi calculado pela correlação de Dittus & Boelter (1930) *apud* Incropera & DeWitt (1990), e calculada pela seguinte expressão:

$$\lambda_i = \frac{k}{D_i} (0,023 Re^{0,8} Pr^n) \quad \begin{cases} 0,7 \leq Pr \leq 160 \\ Re \geq 10000 \\ L/D \geq 10 \end{cases} \quad (4.44)$$

com $n=0,3$ para a condição de troca de calor com resfriamento do fluido. Na equação anterior, D_i é o diâmetro interno do tubo, k a condutividade térmica do refrigerante e Re e Pr os números de Reynolds e Prandtl do escoamento, respectivamente.

Na região bifásica, o coeficiente interno de troca de calor foi obtido segundo a correlação de Shao & Granryd (1995), dada por:

$$\lambda_i = \begin{cases} \frac{k_l}{D_i} \left\{ 0,084 Pr_l^{1/3} \left[\frac{h_{lv}}{c_{p,l} (T_{ref} - T_{cnd})} \right]^{1/6} Re_r^{0,67} \right\} & Re_r > 24000 \\ \frac{k_l}{D_i} \left\{ 15,9 Pr_l^{1/3} \left[\frac{h_{lv}}{c_{p,l} (T_{ref} - T_{cnd})} \right]^{1/6} Re_r^{0,15} \right\} & Re_r < 24000 \end{cases} \quad (4.45)$$

onde k_l é a condutividade do líquido saturado, h_{lv} o calor latente de vaporização, Re_r o número de Reynolds para a fase de vapor saturado, calculado por:

$$Re_r = \frac{GD_i \chi}{\mu_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_r} \right)^{1/2} \quad (4.46)$$

e Pr_l o número de Prandtl da fase líquida, obtido da seguinte expressão:

$$Pr_l = \frac{\mu_l c_{p,l}}{k_l} \quad (4.47)$$

Estas correlações foram sugeridas por Klein (1998), que estudou o mesmo refrigerador em regime permanente. Como no condensador em estudo a resistência térmica da região externa é muito maior que a resistência interna, já que no lado externo ocorre convecção natural de ar, pode-se concluir que o efeito da troca

interna de calor no comportamento transiente do condensador é pequeno, o que justifica o uso da correlação proposta por Klein (1998) sem um estudo mais detalhado.

Coeficientes Externos

Para a linha de descarga, o coeficiente de transferência de calor por convecção foi determinado de acordo com a correlação de Lefevre & Ede (1956), proposta por Klein (1998),

$$\lambda_c = \frac{k}{L_{des}} \left\{ \frac{4}{3} \left[\frac{7Ra_L Pr}{5(20 + 21 Pr)} \right]^{1/4} + \frac{4(272 + 315 Pr)L_{des}}{35(64 + 63 Pr)D_c} \right\} \quad (4.48)$$

onde o número de Rayleigh se refere ao comprimento da linha de descarga.

São raras as correlações empíricas encontradas na literatura para quantificar a troca de calor entre o ar e a superfície externa de condensadores do tipo arame-sobre-tubo. Dentre estas destacam-se as correlações de Cyphers *et alii* (1958), Papanek (1958) e, mais recentemente, Tanda & Tagliafico (1997). A primeira trata o tubo e as aletas separadamente, sendo o coeficiente de troca de calor ponderado pelas respectivas áreas. Já nos trabalhos de Papanek (1958) e de Tanda & Tagliafico (1997), tubo e aletas são tratados como um único componente. No presente estudo, fez-se uso da correlação de Cyphers *et alii* (1958), pois tanto Klein (1998), em regime permanente, como Lunardi (1991), em regime transiente, obtiveram melhores resultados com esta equação.

Assim, de acordo com a correlação de Cyphers *et alii* (1958), os coeficientes de troca de calor para o tubo e para as aletas são calculados, respectivamente, pelas equações (4.49) e (4.50),

$$\lambda_t = \frac{k_{end}}{D_c} \frac{2}{\ln(1 + 5Gr_t^{-1/4})} \quad (4.49)$$

$$\lambda_a = \frac{k_{end}}{D_a} \frac{2}{\ln \left[1 + 4 \left(Gr_a \frac{D_a}{L_a} \right)^{-1/4} \right]} \quad (4.50)$$

onde os números de Grashof do tubo (Gr_t) e das aletas (Gr_a) são calculados com base nos respectivos diâmetros externos. O coeficiente externo é, então, calculado através de uma média ponderada pelas áreas do tubo e das aletas, da seguinte forma:

$$\lambda_c = \eta_a \lambda_a \frac{A_a}{A_a + A_t} + \lambda_t \frac{A_t}{A_a + A_t} \quad (4.51)$$

onde,

$$A_t = \pi D_c L_t \quad (4.52)$$

$$A_a = \pi D_a L_a N_a \quad (4.53)$$

O perímetro externo equivalente para a região aletada pode, então, ser calculado por:

$$P_t = \frac{A_t + A_a}{L_t} = \pi D_c + \pi D_a \frac{L_a}{L_t} N_a \quad (4.54)$$

E a eficiência de aleta (η_a) é calculada pela seguinte equação:

$$\eta_a = \frac{\tanh\left(\frac{1}{2}ml_i\right)}{\frac{1}{2}ml_i} \quad (4.55)$$

onde l_i representa o espaçamento entre os tubos do condensador e o parâmetro m é dado por:

$$m = \sqrt{\frac{4\lambda_a}{k_{\text{cond}}D_a}} \quad (4.56)$$

Em todas as correlações anteriormente apresentadas, as propriedades termofísicas devem ser avaliadas à temperatura de película.

Fator de Atrito

Neste trabalho, fez-se uso da correlação de Churchill (1977) para cálculo do fator de atrito de Darcy, já que é válida para os regimes laminar, de transição e turbulento, sendo dada por:

$$f = 8 \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (4.57)$$

$$\begin{cases} A = 2,457 \ln \left[\left(\frac{7}{Re} \right)^{0,9} + 0,27 \frac{\varepsilon}{D_i} \right]^{-16} \\ B = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16} \end{cases}$$

onde ε representa a rugosidade interna do tubo do condensador. Para as regiões de escoamento bifásico, o número de Reynolds foi calculado com base na viscosidade de líquido.

4.4 MODELO DO EVAPORADOR

No refrigerador SLIM 230 litros, o evaporador é do tipo *roll-bond*, ou seja, fabricado por um processo de caldeamento, no qual duas chapas de alumínio são justapostas. No lado externo, a movimentação de ar se dá por convecção natural.

Na Figura 4.5 é apresentado o evaporador em estudo. Pode-se observar que os canais são separados por filetes, que atuam como uma aleta única. Esta característica construtiva origina uma condução de calor significativa na placa evaporadora, principalmente na região inferior esquerda, onde ficam localizados os bordos de entrada e saída de refrigerante e, conseqüentemente, onde ocorre o maior gradiente de temperatura.

Na região inferior esquerda, os canais por onde entra e sai o refrigerante estão muito próximos, de modo que há uma intensa troca de calor, alterando a condição do refrigerante na entrada do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção. Esta característica é mais intensa durante o período transiente, quando o fluxo de massa é baixo e a maior parte do evaporador está preenchida com vapor superaquecido. Na condição de regime permanente, grande parte do evaporador está inundada com líquido sub-resfriado, de modo que a placa evaporadora permanece praticamente isotérmica, salvo pela existência de gradientes de temperatura nas regiões superior e inferior, onde não há presença de canais.

O modelo do evaporador foi desenvolvido com base nas equações da conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia, aplicadas a cada ponto do domínio.

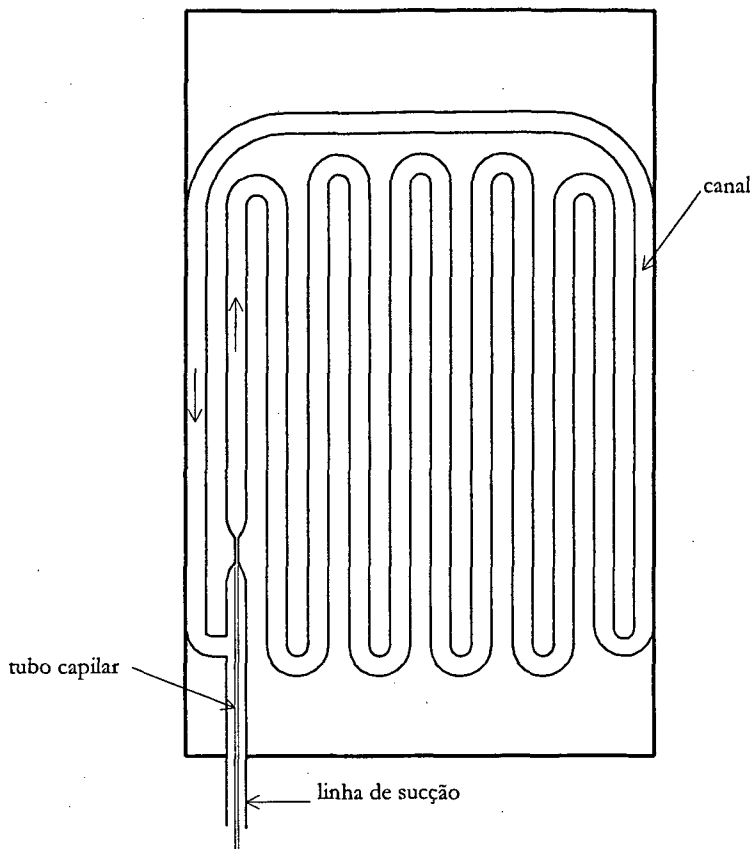


Figura 4.5 Evaporador *roll-bond*.

Na placa evaporadora, o efeito difusivo de transferência de calor foi considerado nas direções vertical e horizontal. O escoamento foi modelado de modo muito semelhante ao empregado no modelo do condensador. Para quantificar as trocas térmicas entre o refrigerante e a placa e entre esta e o ar foram utilizadas correlações empíricas. Utilizou-se também um modelo de fração de vazio para estimar a massa de refrigerante no interior dos canais do evaporador.

4.4.1 Hipóteses Simplificativas

O modelo em questão foi desenvolvido em dois domínios: placa evaporadora e escoamento de fluido refrigerante. O sub-modelo do escoamento se aplica tanto para a região de escoamento bifásico como para a região de vapor superaquecido.

As placas foram modeladas como se constituíssem uma única placa plana vertical, de espessura uniforme, com difusão de calor nas direções vertical (y) e horizontal (x). O relevo dos canais e a resistência térmica de contato foram desprezados. A placa foi considerada *lumped* na direção ortogonal ao plano x - y . Também fez-se a hipótese de que as trocas de calor por convecção são iguais nas superfícies anterior e posterior da placa. O mesmo não ocorre com as trocas radiativas que dependem da posição.

O escoamento foi considerado unidimensional e plenamente desenvolvido. O canal foi linearizado, de modo que o efeito de curvatura sobre o movimento do fluido foi desprezado. A exemplo do condensador, a dissipação viscosa, a difusão axial de calor e a variação de energia potencial foram desprezadas. Nos canais, as áreas interna e externa de troca de calor foram consideradas iguais, de modo que a influência do relevo da placa na transferência de calor foi desprezada.

A perda de carga no evaporador foi considerada, já que alguns experimentos realizados por Melo *et alii* (1998) indicam uma queda de pressão de 0,088bar para uma vazão mássica de regime permanente de aproximadamente 2,0kg/h, o que corresponde a quase 2,0°C de variação na temperatura de saturação do refrigerante. Apesar do evaporador apresentar quedas de pressão mais acentuadas que o condensador na condição de regime permanente, na condição transiente a perda de carga será provavelmente menor, já que nesta condição o fluxo de massa através do evaporador é pequeno se comparado ao fluxo de massa através do condensador. No trabalho de Xu (1996), observa-se uma variação máxima de pressão da ordem de 0,06bar na condição de partida.

4.4.2 Modelo da Placa Evaporadora

Para determinar a distribuição de temperatura na placa evaporadora deve-se considerar o balanço de energia no elemento de volume representado na Figura 4.6.

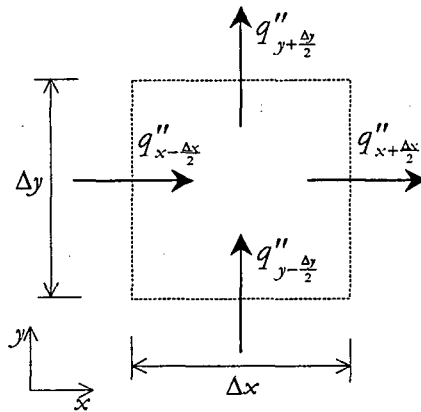


Figura 4.6 Balanço de energia num elemento de volume bidimensional da placa evaporadora de espessura w .

Desta forma, um balanço de energia na placa fornece:

$$w\Delta x\Delta y \cdot (\rho c)_{ep} \frac{\partial T_{ep}}{\partial t} = w\Delta y \cdot q''_{x-\Delta x/2} + w\Delta x \cdot q''_{y-\Delta y/2} - w\Delta y \cdot q''_{x+\Delta x/2} - w\Delta x \cdot q''_{y+\Delta y/2} + 2\Delta x\Delta y \cdot q''_e - 2\Delta x\Delta y \cdot q''_i + \Delta x\Delta y \cdot q''_{rad} \quad (4.58)$$

Dividindo a expressão acima por $w\Delta x\Delta y$,

$$(\rho c)_{ep} \frac{\partial T_{ep}}{\partial t} = -\frac{q''_{x+\Delta x/2} - q''_{x-\Delta x/2}}{\Delta x} - \frac{q''_{y+\Delta y/2} - q''_{y-\Delta y/2}}{\Delta y} + \frac{(2q''_e - 2q''_i + q''_{rad})}{w} \quad (4.59)$$

No limite onde $\Delta x \rightarrow 0$ e $\Delta y \rightarrow 0$,

$$\begin{cases} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{q''_{x+\Delta x/2} - q''_{x-\Delta x/2}}{\Delta x} = \frac{\partial q''_x}{\partial x} \\ \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{q''_{y+\Delta y/2} - q''_{y-\Delta y/2}}{\Delta y} = \frac{\partial q''_y}{\partial y} \end{cases} \quad (4.60)$$

Logo, a equação (4.59) assume a seguinte forma:

$$(\rho c)_{ep} \frac{\partial T_{ep}}{\partial t} = -\frac{\partial q''_x}{\partial x} - \frac{\partial q''_y}{\partial y} + \frac{(2q''_e - 2q''_i + q''_{rad})}{w} \quad (4.61)$$

Da lei de Fourier aplicada a um material isotrópico,

$$\begin{cases} q''_x = -k_{evp} \frac{\partial T_{evp}}{\partial x} \\ q''_y = -k_{evp} \frac{\partial T_{evp}}{\partial y} \end{cases} \quad (4.62)$$

E da lei de Newton do resfriamento,

$$q''_i = \lambda_i (T_{evp} - T_{ref}) \quad (4.63)$$

$$q''_c = \lambda_c (T_{gab} - T_{evp}) \quad (4.64)$$

Então, considerando que a condutividade térmica da placa não varia e substituindo as expressões anteriores na equação (4.61), chega-se na seguinte equação:

$$(\rho c)_{evp} \frac{\partial T_{evp}}{\partial t} = k_{evp} \left(\frac{\partial^2 T_{evp}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_{evp}}{\partial y^2} \right) + 2 \frac{\lambda_c}{w} (T_{gab} - T_{evp}) - 2 \frac{\lambda_i}{w} (T_{evp} - T_{ref}) + \frac{q''_{rad}}{w} \quad (4.65)$$

A equação anterior permite o cálculo do campo de temperatura na placa evaporadora, em cada instante de tempo. Como a equação é de segunda ordem nas direções x e y , fazem-se necessárias duas condições de contorno para cada direção. Assumiu-se que não há transferência de calor nas bordas da placa, ou seja, que estas estão perfeitamente isoladas. Esta hipótese é bastante razoável, já que a área de troca de calor deste região é ínfima se comparada com a área da placa. Matematicamente, estas condições de contorno podem ser representadas por:

$$\left. \frac{\partial T_{evp}}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T_{evp}}{\partial x} \right|_{x=B} = \left. \frac{\partial T_{evp}}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial T_{evp}}{\partial y} \right|_{y=H} = 0 \quad (4.66)$$

onde B é a base do evaporador e H sua altura. Apenas uma condição inicial é necessária, sendo dada pela temperatura ambiente. Neste ponto convém observar que o sistema coordenado está localizado no canto inferior esquerdo do evaporador.

Os modelos adotados para quantificar a troca radiativa de calor entre o evaporador e as superfícies internas do gabinete será descrito juntamente com o modelo desenvolvido para o gabinete, no item 4.5.

4.4.3 Modelo do Escoamento no Interior dos Canais do Evaporador

Este modelo é análogo àquele desenvolvido para o condensador. Assim, as equações da conservação da massa e da quantidade de movimento linear para o evaporador são idênticas as equações (4.6) e (4.12), e permitem o cálculo do fluxo de massa e a distribuição de pressão ao longo dos canais do evaporador. A equação de conservação da energia é obtida substituindo a equação (4.63) na equação (4.18),

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[G \left(b + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] = \frac{\partial p}{\partial t} + \lambda_i \frac{P_i}{A} (T_{evp} - T_{ref}) \quad (4.67)$$

onde A é a área da seção transversal e P_i o perímetro interno do canal (ver Apêndice C).

Utilizando então a definição de entalpia de estagnação definida pela equação (4.21), obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_o) + \frac{\partial}{\partial z}(G h_o) = \frac{\partial p}{\partial t} + \lambda_i \frac{P_i}{A} (T_{ep} - T_{rf}) \quad (4.68)$$

Esta equação permite o cálculo da distribuição de entalpia em cada ponto do domínio, a cada instante de tempo. Como esta é de primeira ordem no espaço, necessita de apenas uma condição de contorno, que é dada pela condição do refrigerante na entrada do evaporador. A condição inicial é obtida da pressão de equalização e da temperatura ambiente.

Como no condensador, fazem necessárias equações adicionais para calcular a temperatura e a massa específica do refrigerante, que, de um modo geral, podem ser representadas pelas equações (4.33). As propriedades termodinâmicas e termofísicas são computadas segundo a mesma metodologia apresentada para o condensador.

4.4.4 Correlações Empíricas

Modelo de Fração de Vazio

A exemplo do condensador, os modelos de fração de vazio homogêneo, de Zivi (1964) e de Hughmark (1962) foram avaliados para o evaporador. Os resultados são apresentados no Capítulo 7.

Coefficiente Interno de Troca de Calor

A correlação utilizada no cálculo do coeficiente interno de troca de calor para o escoamento monofásico foi, mais uma vez, a correlação de Dittus & Boelter (1930), dada pela equação (4.44). No caso do evaporador, o refrigerante sofre aquecimento e, portanto, o expoente n é igual a 0,4.

Para escoamento bifásico, contudo, fez-se uso da correlação de Jabardo *et alii* (1999), dada pela seguinte expressão:

$$\lambda_i = \begin{cases} \lambda_l (1 + 125 Xtt^{-0,65} Bo^{0,3} Fr^{0,5}) & Fr < 0,1 \\ \lambda_l (1 + 40 Xtt^{-0,65} Bo^{0,3}) & Fr \geq 0,1 \end{cases} \quad (4.69)$$

onde Xtt , Bo e Fr são, respectivamente, o parâmetro de Martinelli, o parâmetro evaporativo (*boiling number*) e o número de Froude. A grandeza λ_l representa o coeficiente de troca de calor considerando apenas a fase líquida do escoamento, dada pela seguinte variante da correlação de Dittus & Boelter (1930):

$$\lambda_l = \frac{k_l}{D_b} (0,023 Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4}) \quad (4.70)$$

onde o número de Reynolds da fase líquida é calculado por:

$$Re_l = \frac{GD_b(1-\chi)}{\mu_l} \quad (4.71)$$

e o número de Prandtl da fase líquida é dado pela equação (4.47). O diâmetro hidráulico D_b do canal do evaporador é calculado pela seguinte equação:

$$D_b = \frac{4A}{P} \quad (4.72)$$

Coefficiente Externo de Troca de Calor

No cômputo do coeficiente externo de troca de calor por convecção natural entre a placa evaporadora e o ar interno ao gabinete utilizou-se a correlação de Churchill & Chu (1975a), válida para qualquer número de Rayleigh, sendo dada por:

$$\lambda_e = \frac{k}{H} \left\{ 0,825 + \frac{0,387 Ra_H^{1/6}}{\left[1 + (0,492/Pr)^{9/16} \right]^{8/27}} \right\}^2 \quad (4.73)$$

onde Ra_H corresponde ao número de Rayleigh calculado com base na altura da placa evaporadora.

Fator de Atrito

Do mesmo modo que o condensador, a correlação de fator de atrito proposta por Churchill (1977) foi empregada. Para o escoamento bifásico, o número de Reynolds foi calculado utilizando a viscosidade da fase líquida. A correlação de Churchill (1977) é dada pela equação (4.57), apresentada anteriormente.

4.5 MODELO DO GABINETE

Como mencionado, o refrigerador SLIM 230 litros caracteriza-se por possuir um único ambiente refrigerado (*all-refrigerator*), como indicado na Figura 4.7. O gabinete é delimitado por seis faces, sendo cada face constituída por três camadas de revestimento. O revestimento externo é uma chapa de aço de espessura bastante reduzida. O revestimento interno consiste numa caixa de poliestireno. A região entre a chapa metálica e a caixa plástica é preenchida com poliuretano expandido com 50% de CFC-11. As dimensões e propriedades termofísicas dos revestimentos de cada face do gabinete foram fornecidas pelo fabricante do refrigerador e estão listadas no Apêndice C.

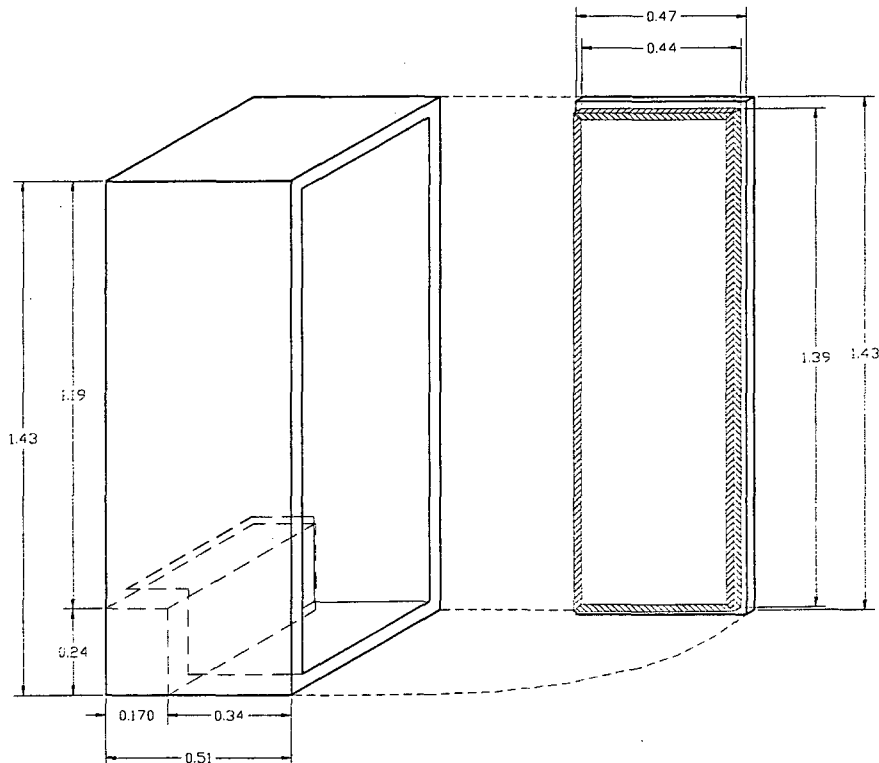


Figura 4.7 Gabinete do refrigerador SLIM 230 litros (Silva, 1998).

A troca de calor entre o ar no interior do gabinete e a placa evaporadora ocorre por convecção natural. Devido à diferença entre a temperatura do evaporador e as temperaturas das superfícies internas do gabinete, as trocas radiativas tornam-se significativas (Silva, 1998).

De acordo com Clausing *et alii* (1996), a transferência de calor para o interior do gabinete ocorre principalmente devido à condução unidimensional de calor através das paredes e aos efeitos de transmissão de calor através da região da gaxeta que, segundo um estudo realizado por Flynn *et alii* (1992), é responsável por aproximadamente 25% da energia transmitida para o interior do gabinete. Ainda segundo Clausing *et alii* (1996), o ganho de calor pela gaxeta depende da transmissão de calor através dos flanges da porta e da parede, da condução de calor através da gaxeta e da infiltração através do selo magnético, conforme indicado na Figura 4.8. Desta forma, um modelo para o gabinete deve envolver a determinação da quantidade de energia a ser removida por convecção do ar interno, bem como da energia entregue ao evaporador pela troca radiativa com as paredes. Num modelo transiente, deve-se considerar também o atraso associado à transferência de calor através das paredes, ou seja, a inércia térmica do gabinete.

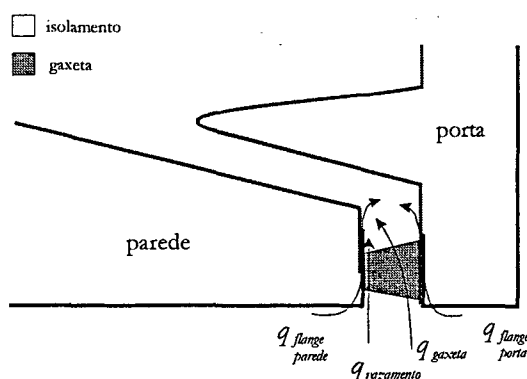


Figura 4.8 Ganho de calor através da região da gaxeta (Klein, 1998).

Como o foco deste trabalho é o comportamento termodinâmico do sistema de refrigeração e não a análise do escoamento de ar no interior do gabinete, apenas as trocas térmicas foram modeladas. A movimentação de ar no interior do gabinete não foi estudada.

4.5.1 Hipóteses Simplificativas

As paredes foram consideradas planas e compostas por três elementos: chapa metálica, isolamento e caixa plástica. Cada elemento de cada uma das paredes foi tratado separadamente. Os revestimentos interno e externo, por possuírem condutividade térmica elevada e, conseqüentemente, números de Biot reduzidos, foram tratados segundo abordagem nodal (*lumped*). Já o isolamento, que possui uma condutividade térmica reduzida, foi modelado segundo abordagem diferencial. Para tal, considerou-se o isolamento como um meio isotrópico. Por simplicidade, a condução de calor através das paredes foi considerada unidimensional e o ressalto na região inferior do gabinete foi desprezado.

O ganho de calor na gaxeta foi modelado considerando-se regime quase-estático, ou seja, sem acúmulo de energia e o ar no interior também foi modelado como um único ponto nodal. Como no modelo do condensador, a temperatura do ambiente externo foi considerada constante ao longo do tempo.

As superfícies externas do gabinete e as superfícies do ambiente externo foram consideradas negras e as trocas radiativas foram consideradas difusas. No interior do gabinete, contudo, os efeitos direcionais das trocas radiativas de calor foram considerados (Silva, 1998). As superfícies internas foram tratadas como cinzentas e opacas, ou seja, os efeitos de transmissividade foram desprezados. Tanto o meio externo quanto o interno não participam das trocas radiativas.

As propriedades termofísicas dos meios envolvidos na modelagem do gabinete não variam com a temperatura, exceto o ar, cujas propriedades termofísicas foram obtidas da ASHRAE (1976).

4.5.2 Modelo da Transmissão de Calor através das Paredes

Para determinação das temperaturas em cada elemento de cada parede do refrigerador, deve-se considerar o balanço de energia representado no circuito elétrico análogo da Figura 4.9. Importante salientar que nesta figura o isolamento foi representado através de um único ponto nodal, embora tenha-se utilizado um modelo diferencial para este componente, conforme anteriormente discutido. Também convém mencionar que as resistências condutivas representadas na Figura 4.9 referem-se apenas ao isolamento, de modo que a condução nos revestimentos externo e interno foi desprezada em virtude de suas elevadas condutividades térmicas quando comparadas à condutividade térmica do isolamento (ver Apêndice C).

De acordo com a Figura 4.9, onde considera-se apenas um ponto nodal para o isolamento, os balanços de energia para os revestimentos externo (e) e para o revestimento interno (i) são equacionados, respectivamente, pelas seguintes expressões:

$$(\rho c V)_{e,k} \frac{dT_{e,k}}{dt} = (\lambda A)_{e,k} (T_{amb} - T_{e,k}) - \left(\frac{kA}{l/2} \right)_{m,k} (T_{e,k} - T_{m,k}) + \dot{q}_{rad,e,k} \quad (4.74)$$

$$(\rho c V)_{i,k} \frac{dT_{i,k}}{dt} = \left(\frac{kA}{l/2} \right)_{m,k} (T_{m,k} - T_{i,k}) - (\lambda A)_{i,k} (T_{i,k} - T_{gab}) - \dot{q}_{rad,i,k} \quad (4.75)$$

onde o índice k representa cada uma das paredes do gabinete, de acordo com a notação indicada na Figura 4.10 e a $A_{m,k}$ é a área do isolamento, calculada pela média linear das áreas das superfícies externa e interna,

$$A_{m,k} = \frac{A_{e,k} + A_{i,k}}{2} \quad (4.76)$$

Importante observar que para o modelo com múltiplos volumes no isolamento, deve-se substituir a temperatura ($T_{m,k}$) e a espessura do isolamento ($l_{m,k}$) nas equações anteriores pelas temperaturas e espessuras do primeiro e último volumes, respectivamente.

O modelo diferencial do isolamento de cada uma das paredes k do gabinete é obtido fazendo-se um balanço de energia no elemento de volume do isolamento, representado na Figura 4.11, de modo que:

$$A_{m,k} \Delta x (\rho c)_{m,k} \frac{\partial T_{m,k}}{\partial t} = (q''_{x-\frac{\Delta x}{2}} - q''_{x+\frac{\Delta x}{2}}) A_{m,k} \quad (4.77)$$

Dividindo a equação anterior por $A_{m,k} \Delta x$, tem-se:

$$(\rho c)_{m,k} \frac{\partial T_{m,k}}{\partial t} = - \frac{q''_{x+\frac{\Delta x}{2}} - q''_{x-\frac{\Delta x}{2}}}{\Delta x} \quad (4.78)$$

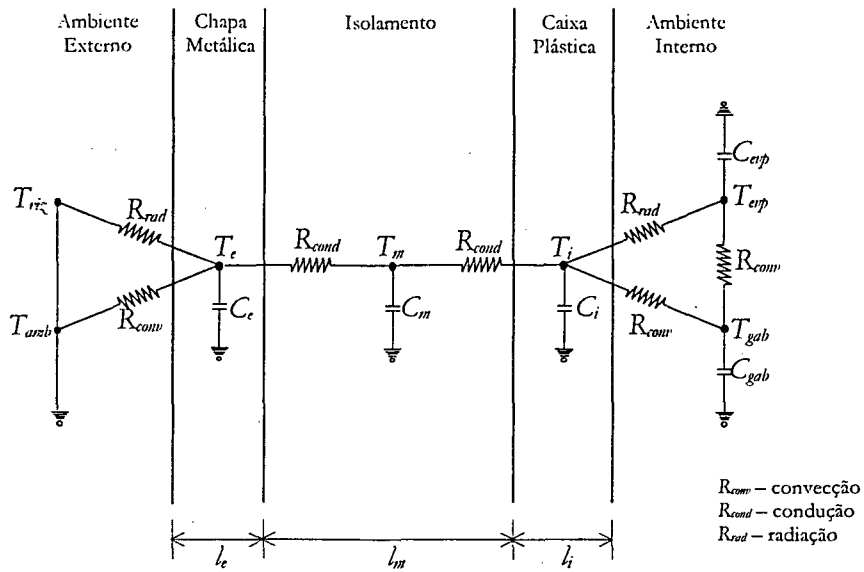


Figura 4.9 Circuito elétrico análogo para transferência de calor numa parede do gabinete.

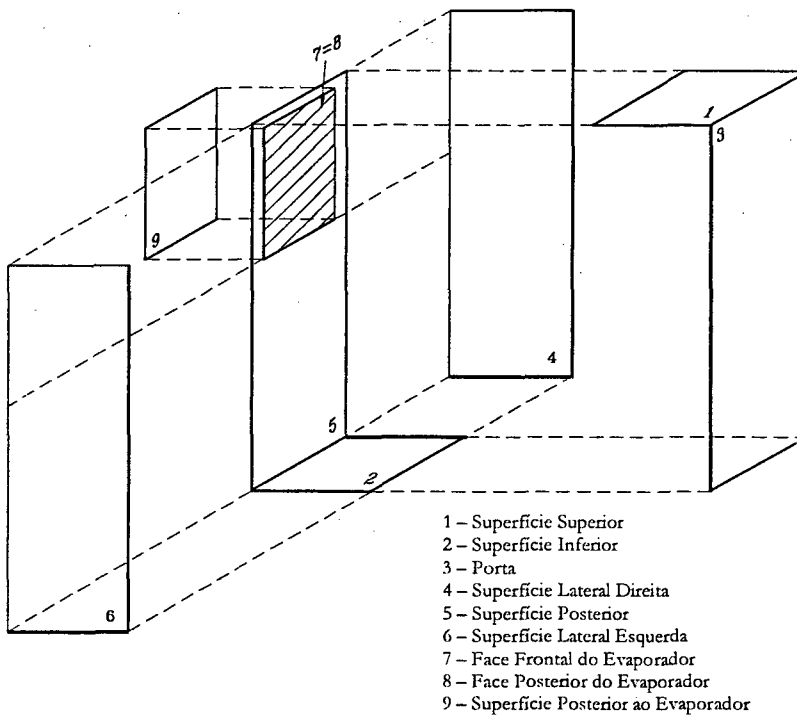


Figura 4.10 Superfícies internas do gabinete do refrigerador SLIM 230 litros (Silva, 1998).

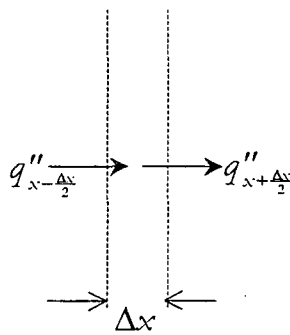


Figura 4.11 Balanço de energia num elemento de volume unidimensional do isolamento.

No limite onde $\Delta x \rightarrow 0$,

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{q''_{x+\frac{\Delta x}{2}} - q''_{x-\frac{\Delta x}{2}}}{\Delta x} = \frac{\partial q''_x}{\partial x} \quad (4.79)$$

E da lei de Fourier sabe-se que,

$$q''_x = -k_m \frac{\partial T_m}{\partial x} \quad (4.80)$$

Logo, substituindo as expressões anteriores na equação (4.78), obtém-se a seguinte expressão para cálculo da temperatura ao longo do isolamento em cada uma das superfícies do evaporador:

$$\frac{\partial T_{m,k}}{\partial t} = a_{m,k} \frac{\partial^2 T_{m,k}}{\partial x^2} \quad (4.81)$$

onde $a_{m,k}$ representa a difusividade térmica do isolamento da parede k .

Fazendo-se, então, um balanço de energia para o ar no interior do gabinete, obtém-se a seguinte expressão para o cálculo da temperatura interna do gabinete:

$$V_{gab} \frac{d}{dt} (\rho c_p T)_{gab} = \sum_{k=1}^9 [(\lambda A)_{i,k} (T_{i,k} - T_{gab})] + \dot{q}_{gax} \quad (4.82)$$

onde a grandeza \dot{q}_{gax} representa o calor transmitido através da região da gaxeta. Deve-se notar na equação anterior que as trocas convectivas de calor entre o ar interno e as superfícies anterior e posterior do evaporador são representadas pelos índices 7 e 8, respectivamente.

As equações anteriores permitem determinar as temperaturas dos revestimentos interno e externo das seis paredes do refrigerador, a distribuição de temperaturas no isolamento e a temperatura global do ar no gabinete em cada instante de tempo.

O calor trocado por radiação em cada uma das superfícies externas k é dado por:

$$\dot{q}_{rad,e,k} = \lambda_{rad,e,k} A_{e,k} (T_{amb} - T_{e,k}) \quad (4.83)$$

onde,

$$\lambda_{rad,e,k} = \sigma \varepsilon (T_{amb} + T_{e,k}) (T_{amb}^2 + T_{e,k}^2) \quad (4.84)$$

As trocas radiativas internas, por serem significativas na estimativa da carga de resfriamento (Silva, 1998), exigem um modelo mais sofisticado. Optou-se, então, por considerar o efeito direcional nas trocas radiativas entre as superfícies internas e entre estas e o evaporador, através do uso de fatores de forma. Os efeitos de emissão e de reflexão de radiação nas superfícies, também considerados, foram incorporados ao modelo através do conceito de radiosidade. Desta forma, a taxa de troca de calor por radiação entre duas superfícies k e j é dada por:

$$\dot{q}_{kj} = \frac{J_k - J_j}{(A_k F_{kj})^{-1}} \quad (4.85)$$

onde F_{kj} é o fator de forma entre as superfícies k e j , e J_k é a radiosidade da superfície k .

A taxa líquida de troca radiativa numa superfície é dada pelo balanço das trocas com todas as demais superfícies, de modo que:

$$\dot{q}_k = \sum_{j=1}^{N_s} \dot{q}_{kj} \quad (4.86)$$

onde N_s é o número de superfícies com as quais k troca calor por radiação.

A taxa líquida de troca radiativa de calor em uma superfície pode também ser calculada pela diferença entre a parcela de energia recebida e a parcela de energia emitida e refletida, de modo que:

$$\dot{q}_k = \frac{E_{bk} - J_k}{A_k \varepsilon_k} \quad (4.87)$$

onde ε_k e E_{bk} são, respectivamente, a emissividade e a emitância de um corpo negro, dada por:

$$E_{bk} = \sigma T_k^4 \quad (4.88)$$

Assim, re-arranjando as equações anteriores obtém-se a seguinte expressão:

$$\dot{q}_k = \frac{\sigma T_k^4 - J_k}{A_k \varepsilon_k} = \sum_{j=1}^{N_s} \frac{J_k - J_j}{(A_k F_{kj})^{-1}} \quad (4.89)$$

Esta equação permite a determinação da troca radiativa líquida numa superfície qualquer do gabinete. No interior do refrigerador, cada superfície troca calor com as demais e com a placa do evaporador. Na Figura 4.10, podem ser observadas as nove superfícies consideradas, que incluem as duas faces do evaporador (as faces frontal e posterior são respectivamente as superfícies 7 e 8).

Também deve-se observar que a superfície posterior do refrigerador foi dividida em duas outras, de modo que a superfície 9 troca calor por radiação apenas com a superfície 8 (face posterior do evaporador) e vice-versa. Já a superfície 5 troca calor com todas as demais, salvo as superfícies 7, 8 e 9. Assim, aplicando a equação (4.89) para cada uma das superfícies do gabinete, tem-se para a superfície 1 (face superior):

$$\frac{\sigma T_1^4 - J_1}{A_1 \varepsilon_1} = \frac{J_1 - J_8}{(A_1 F_{12})^{-1}} + \frac{J_1 - J_3}{(A_1 F_{13})^{-1}} + \frac{J_1 - J_4}{(A_1 F_{14})^{-1}} + \frac{J_1 - J_5}{(A_1 F_{15})^{-1}} + \frac{J_1 - J_6}{(A_1 F_{16})^{-1}} + \frac{J_1 - J_7}{(A_1 F_{17})^{-1}} \quad (4.90)$$

E para a superfície 2 (face inferior):

$$\frac{\sigma T_2^4 - J_2}{A_2 \varepsilon_2} = \frac{J_2 - J_1}{(A_2 F_{21})^{-1}} + \frac{J_2 - J_3}{(A_2 F_{23})^{-1}} + \frac{J_2 - J_4}{(A_2 F_{24})^{-1}} + \frac{J_2 - J_5}{(A_2 F_{25})^{-1}} + \frac{J_2 - J_6}{(A_2 F_{26})^{-1}} + \frac{J_2 - J_7}{(A_2 F_{27})^{-1}} \quad (4.91)$$

Para a superfície 3 (porta):

$$\frac{\sigma T_3^4 - J_3}{A_3 \varepsilon_3} = \frac{J_3 - J_1}{(A_3 F_{31})^{-1}} + \frac{J_3 - J_2}{(A_3 F_{32})^{-1}} + \frac{J_3 - J_4}{(A_3 F_{34})^{-1}} + \frac{J_3 - J_5}{(A_3 F_{35})^{-1}} + \frac{J_3 - J_6}{(A_3 F_{36})^{-1}} + \frac{J_3 - J_7}{(A_3 F_{37})^{-1}} \quad (4.92)$$

Para a superfície 4 (lateral direita):

$$\frac{\sigma T_4^+ - J_4}{(1 - \varepsilon_4) A_4 \varepsilon_4} = \frac{J_4 - J_1}{(A_4 F_{41})^{-1}} + \frac{J_4 - J_2}{(A_4 F_{42})^{-1}} + \frac{J_4 - J_3}{(A_4 F_{43})^{-1}} + \frac{J_4 - J_5}{(A_4 F_{45})^{-1}} + \frac{J_4 - J_6}{(A_4 F_{46})^{-1}} + \frac{J_4 - J_7}{(A_4 F_{47})^{-1}} \quad (4.93)$$

Para a superfície 5 (face posterior):

$$\frac{\sigma T_5^+ - J_5}{(1 - \varepsilon_5) A_5 \varepsilon_5} = \frac{J_5 - J_1}{(A_5 F_{51})^{-1}} + \frac{J_5 - J_2}{(A_5 F_{52})^{-1}} + \frac{J_5 - J_3}{(A_5 F_{53})^{-1}} + \frac{J_5 - J_4}{(A_5 F_{54})^{-1}} + \frac{J_5 - J_6}{(A_5 F_{56})^{-1}} \quad (4.94)$$

Para a superfície 6 (lateral esquerda):

$$\frac{\sigma T_6^+ - J_6}{(1 - \varepsilon_6) A_6 \varepsilon_6} = \frac{J_6 - J_1}{(A_6 F_{61})^{-1}} + \frac{J_6 - J_2}{(A_6 F_{62})^{-1}} + \frac{J_6 - J_3}{(A_6 F_{63})^{-1}} + \frac{J_6 - J_4}{(A_6 F_{64})^{-1}} + \frac{J_6 - J_5}{(A_6 F_{65})^{-1}} + \frac{J_6 - J_7}{(A_6 F_{67})^{-1}} \quad (4.95)$$

Para a superfície 9 (face posterior, atrás do evaporador):

$$\frac{\sigma T_9^+ - J_9}{(1 - \varepsilon_9) A_9 \varepsilon_9} = \frac{J_9 - J_8}{(A_9 F_{98})^{-1}} \quad (4.96)$$

Aplicando a equação (4.89) para as duas faces do evaporador, tem-se para a superfície 7 (face frontal):

$$\frac{\sigma T_7^+ - J_7}{(1 - \varepsilon_7) A_7 \varepsilon_7} = \frac{J_7 - J_1}{(A_7 F_{71})^{-1}} + \frac{J_7 - J_2}{(A_7 F_{72})^{-1}} + \frac{J_7 - J_3}{(A_7 F_{73})^{-1}} + \frac{J_7 - J_4}{(A_7 F_{74})^{-1}} + \frac{J_7 - J_6}{(A_7 F_{76})^{-1}} \quad (4.97)$$

e, para a superfície 8 (face posterior):

$$\frac{\sigma T_8^+ - J_8}{(1 - \varepsilon_8) A_8 \varepsilon_8} = \frac{J_8 - J_9}{(A_8 F_{89})^{-1}} \quad (4.98)$$

Deste modo, resolvendo as equações (4.90) a (4.98) obtém-se as radiosidades de cada uma das nove superfícies. As taxas líquidas de troca de calor são, então, calculadas através da equação (4.87). Para o evaporador, a taxa total de calor absorvido por radiação é dada por:

$$\dot{q}_{rad} = \dot{q}_7 + \dot{q}_8 = \frac{\sigma T_7^+ - J_7}{(1 - \varepsilon_7) A_7 \varepsilon_7} + \frac{\sigma T_8^+ - J_8}{(1 - \varepsilon_8) A_8 \varepsilon_8} \quad (4.99)$$

Os fatores de forma entre as superfícies 1, 2, 3, 4, 5, 6 e 7 foram calculados a partir do trabalho de Kusuda (1975). Para as superfícies 8 e 9 assumiu-se fator de forma unitário, ou seja, $F_{89} = F_{98} = 1$.

4.5.3 Modelo da Transmissão de Calor através da Gaxeta

Para determinar a quantidade de calor transmitida através da região da gaxeta, fez-se a hipótese de regime quase-estático, ou seja, tanto o armazenamento de energia como o atraso no processo de transferência de calor foram desprezados.

Esta hipótese permitiu o uso do modelo desenvolvido por Klein (1998) para a condição de regime permanente, onde a taxa de troca de calor através da gaxeta foi calculada por:

$$\dot{q}_{gax} = (KL)_{gax} (T_{amb} - T_{gab}) \quad (4.100)$$

onde L_{gax} corresponde ao comprimento linearizado da gaxeta e K_{gax} representa um parâmetro de proporcionalidade. Evidentemente, a transferência de calor atribuída exclusivamente à gaxeta inclui efeitos de multidimensionalidade não incorporados no modelo.

Para obter o parâmetro K_{gax} , Klein (1998) realizou uma série de ensaios experimentais (denominados testes de UA). Estes testes são realizados com o sistema desligado, aquecendo-se o ambiente interno com resistências elétricas, de acordo com a norma NTB00119 (1992). No regime permanente, a quantidade de calor transmitida ao ar externo é igual à potência dissipada pelas resistências elétricas. Desta forma, pode-se determinar o coeficiente global de transferência de calor pela seguinte expressão:

$$\overline{UA}_{gab} = \frac{\dot{q}_{total}}{(T_{gab} - T_{amb})} \quad (4.101)$$

Os ensaios foram realizados para temperaturas ambientes de 18, 25 e 32°C e a seguinte correlação foi obtida para o coeficiente global de troca de calor do gabinete:

$$\overline{UA}_{gab} = 1,55 + 0,011T_{amb} \quad (4.102)$$

onde as unidades do coeficiente \overline{UA}_{gab} e da T_{amb} são, respectivamente [W/K] e [°C].

Conhecido o coeficiente global de transferência de calor do gabinete, Klein (1998) resolveu o problema inverso caracterizado por:

$$\dot{q}_{total} = \dot{q}_{paredes} + \dot{q}_{gaxeta} = \overline{UA}_{gab} (T_{amb} - T_{gab}) \quad (4.103)$$

$$K_{gax} = \frac{\dot{q}_{total} - \dot{q}_{paredes}}{L_{gax} (T_{amb} - T_{gab})} \quad (4.104)$$

e a seguinte correlação para a constante de proporcionalidade foi, então, obtida:

$$K_{gax} = 0,011039(T_{amb} - T_{gab}) - 0,196766 \quad (4.105)$$

sendo K_{gax} expresso em [W/mK].

4.5.4 Coeficientes de Transferência de Calor

Para as superfícies planas do revestimento externo e interno, também foi utilizada a correlação de Churchill & Chu (1975a), dada pela equação (4.73). O número de Rayleigh foi calculado com base na altura da parede. Para as superfícies horizontais, utilizaram-se as correlações propostas por McAdams (1954), que para a parede inferior são dadas por:

$$\lambda = \begin{cases} \frac{k}{L} (0,54 Ra_L^{1/4}) & 10^4 \leq Ra_L \leq 10^7 \\ \frac{k}{L} (0,15 Ra_L^{1/3}) & 10^7 < Ra_L \leq 10^{11} \end{cases} \quad (4.106)$$

E para a parede superior, tem-se que:

$$\lambda = \frac{k}{L} (0,27 Ra_L^{1/4}) \quad 10^5 \leq Ra_L \leq 10^{10} \quad (4.107)$$

Nas correlações de McAdams (1954), o número de Rayleigh é calculado com base no seguinte comprimento equivalente:

$$L_{eq} = \frac{A}{P} \quad (4.108)$$

4.6 MODELO DO TROCADOR DE CALOR TUBO CAPILAR – LINHA DE SUÇÃO

O refrigerador SLIM 230 litros utiliza como dispositivo de expansão um tubo capilar, que consiste num tubo de cobre, cujo diâmetro interno é bastante reduzido, porém não o suficiente para produzir algum efeito capilar significativo. A expansão ocorre pelo elevado atrito entre o refrigerante e as paredes do tubo e também pela aceleração do escoamento, principalmente durante o processo de mudança de fase.

A linha de sucção é a canalização utilizada para conectar o evaporador ao compressor, onde, geralmente, há apenas circulação de vapor superaquecido. Contudo, em condições de baixa temperatura ambiente ou de excesso de carga de refrigerante, há possibilidade de escoamento bifásico.

De um modo geral, o tubo capilar é posto em contato com a linha de sucção, formando um trocador de calor contracorrente, chamado de trocador de calor tubo capilar – linha de sucção (*capillary tube – suction line heat exchanger*). Seu principal objetivo consiste em reduzir o título na entrada do evaporador e, como consequência, elevar a capacidade de refrigeração do sistema. Um outro objetivo do trocador de calor consiste no aquecimento do refrigerante que escoar na linha de sucção, evitando tanto a admissão de líquido pelo compressor como a condensação de umidade na região externa da linha de sucção.

A Figura 4.12 mostra um esquema de um trocador de calor tubo capilar – linha de sucção. O tubo capilar está dividido em três regiões distintas: região de entrada (L_e), região do trocador de calor (L_{tc}) e região de saída (L_{ts}). Já a linha de sucção pode ser dividida em duas partes: região do trocador de calor e região adjacente ao compressor. Esta última será tratada separadamente na próxima seção, já que praticamente não afeta o trocador de calor, exercendo, contudo, efeito significativo no compressor.

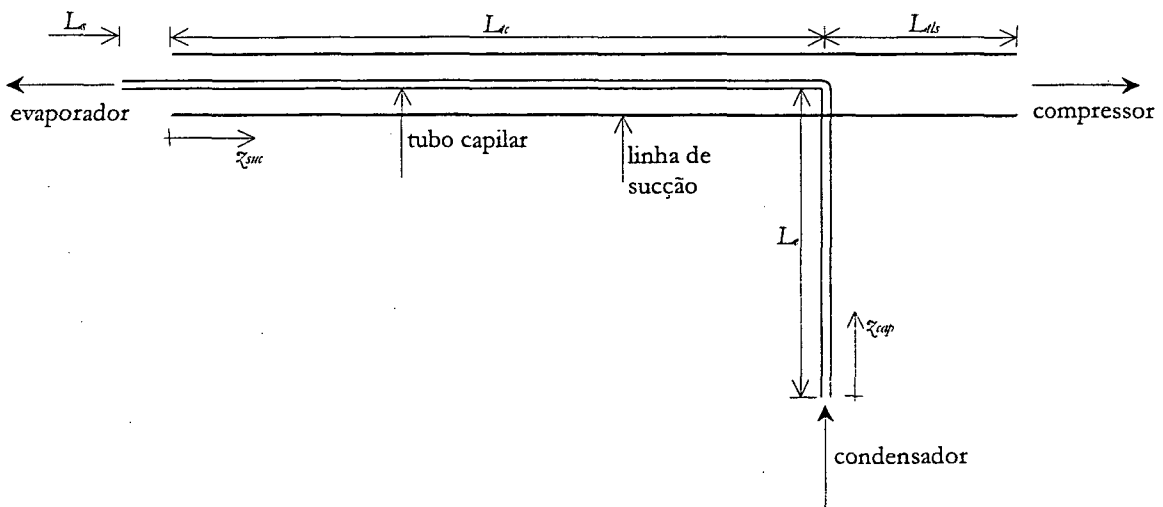


Figura 4.12 Trocador de calor tubo capilar – linha de sucção.

Nota-se, ainda na Figura 4.12, que o refrigerante oriundo do condensador entra no tubo capilar e escoar através da região de entrada, trocando calor com o ambiente externo ao refrigerador. Posteriormente, na região do trocador de calor, há uma intensa troca de calor entre o refrigerante e a linha de sucção. Na região de saída, há troca de calor com o ambiente interno ao gabinete até que o refrigerante deixe o capilar e entre no evaporador. As características geométricas do tubo capilar foram obtidas por Klein (1998), e estão listadas no Apêndice C.

O escoamento no interior de tubos capilares é bastante complexo pois envolve efeitos de viscosidade, mudança de fase, metaestabilidade, compressibilidade e condição crítica na região de saída. A presença do trocador de calor torna este processo ainda mais complexo.

No regime permanente, um tubo capilar adiabático pode ser dividido em quatro regiões, conforme o esquema apresentado na Figura 4.13. Na região de entrada, entre os pontos 1 e 2, há uma perda de carga localizada devido à contração abrupta do escoamento. Na região líquida, entre os pontos 2 e 3, a queda de pressão ocorre basicamente por atrito, apresentando um comportamento linear. A temperatura permanece praticamente constante nesta região, havendo, contudo, um pequeno acréscimo devido aos efeitos viscosos.

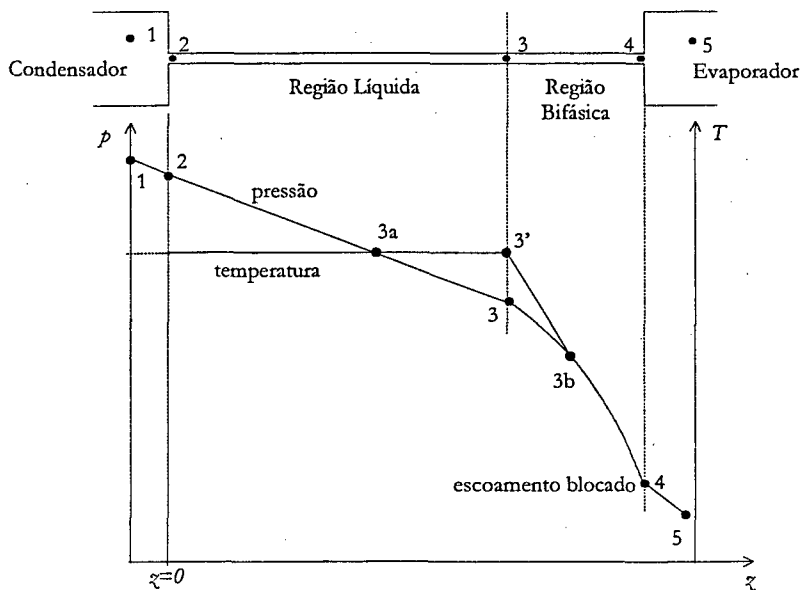


Figura 4.13 Características do escoamento no interior de tubos capilares adiabáticos (Mezavila, 1995).

Entre os pontos 3 e 4 encontra-se a região de escoamento bifásico, onde há queda de pressão tanto por atrito como por aceleração. O ponto de bloqueio do escoamento, ou seja, onde a condição crítica é atingida, ocorre necessariamente no bordo de saída do tubo capilar, pois, em caso contrário, a segunda lei da termodinâmica seria violada. Assim, como a pressão crítica é superior à pressão de evaporação, o escoamento sofre uma série de expansões oblíquas no bocal difusor, situado entre os pontos 4 e 5, de modo que sua pressão é reduzida até que atinja o valor da pressão de evaporação. Na condição de bloqueio, o escoamento não sofre mais influência da pressão a jusante, já que esta se propaga a mesma velocidade do escoamento, formando uma onda de choque. Assim, a pressão passa a ter comportamento tipicamente hiperbólico.

A região entre os pontos 3a e 3b é uma região de não equilíbrio termodinâmico e, portanto, merece atenção especial. No ponto 3a, a pressão do escoamento assume valores iguais ao da pressão de saturação do refrigerante, de modo que as curvas de pressão e de temperatura, a partir desse ponto, deveriam se tornar coincidentes. No entanto, observa-se que a temperatura se mantém constante, num valor superior à temperatura

de saturação correspondente à pressão do escoamento, o que caracteriza um estado de líquido superaquecido (metaestável) entre os pontos 3a e 3'. No ponto 3' tem-se o início da formação de vapor, de modo que a queda de pressão passa a sofrer efeito também da aceleração do escoamento. A temperatura começa a cair, mas as curvas de pressão e temperatura ainda não coincidem, caracterizando um estado de não-equilíbrio termodinâmico, chamado de mistura bifásica metaestável. A partir do ponto 3b, o equilíbrio termodinâmico é reestabelecido até o ponto de blocagem. A metaestabilidade é um fenômeno aleatório, conforme discutido por Gonçalves (1994), e exerce uma forte influência sobre o fluxo de massa através de capilares adiabáticos.

Através da Figura 4.14, pode-se comparar os comportamentos dos tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos na condição de regime permanente. No caso adiabático, a queda de pressão é aproximadamente isentálpica, enquanto na condição com troca de calor, observa-se uma variação significativa da entalpia. Deve-se notar que o escoamento bifásico envolve um processo de evaporação com resfriamento havendo, em alguns casos, recondensação do refrigerante.

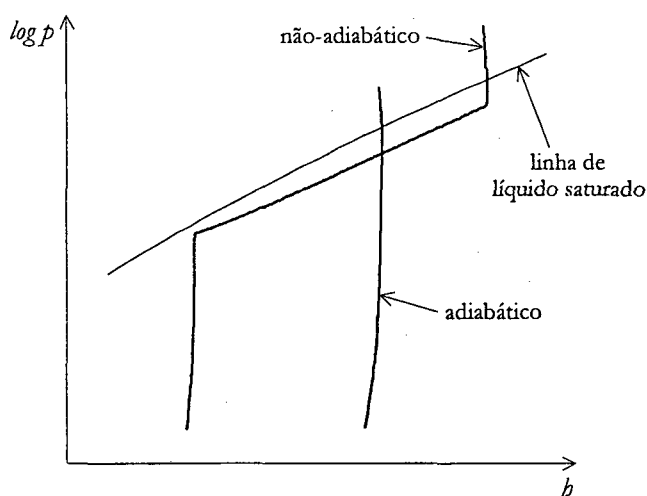


Figura 4.14 Comparação entre os escoamentos em tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos (Mezavila, 1995).

No regime transiente, o comportamento é ainda mais complexo. Logo após a partida do compressor, o fluxo de massa através do capilar é nulo. Depois de alguns instantes, a pressão de condensação aumenta, provocando um escoamento de vapor superaquecido através do capilar. Após mais alguns instantes, inicia-se o processo de condensação de refrigerante e a condição de entrada do capilar passa a ser de mistura bifásica, o que implica na redução do fluxo de massa, já que a viscosidade cresce substancialmente. Após alguns instantes, o fluxo de massa volta a crescer devido ao aumento da massa específica até que a condição de sub-resfriamento na entrada seja atingida, o que o eleva ainda mais. Neste período, o fluxo de massa depende basicamente da diferença entre as pressões de condensação e evaporação. A partir de um determinado instante, ocorrerá o fenômeno de blocagem do escoamento, de modo que o fluxo de massa passa não mais a sofrer a influência da pressão de evaporação, conforme discutido em Stoecker & Jones (1985) e ilustrado na Figura 4.15.

A modelagem do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção é, sem dúvida, uma atividade complexa, ainda mais na condição transiente, visto que suas condições de operação variam amplamente durante este período, surgindo sérios problemas numéricos. Um problema crítico é apontado por Negrão & Melo (1999), que observaram que, em algumas condições em que ocorre um certo grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar, há uma singularidade na relação entre o fluxo de massa e o comprimento do tubo. Este é um dos

principais problemas do código computacional desenvolvido por Mezavila (1995) para simular o trocador de calor tubo capilar – linha de sucção em regime permanente.

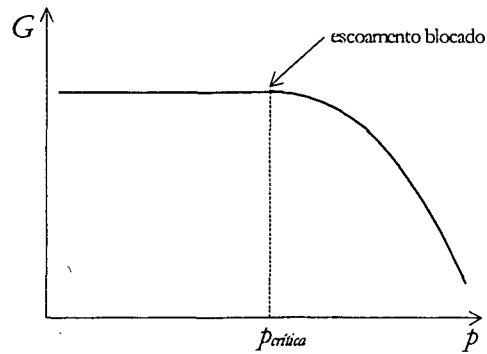


Figura 4.15 Influência da pressão de evaporação sobre o fluxo de massa (Stoecker & Jones, 1985).

4.6.1 Hipóteses Simplificativas

O escoamento foi modelado como unidimensional e plenamente desenvolvido, considerando os efeitos de viscosidade e de compressibilidade. O fenômeno de bloqueio do escoamento foi também considerado. Os efeitos de difusão de calor e dissipação viscosa foram desprezados, o que pode ser justificado pelos elevados números de Reynolds e Péclet do escoamento ($\sim 10^4$). A exemplo de Mezavila (1995), o escoamento bifásico foi tratado como homogêneo.

O fenômeno de metaestabilidade não foi considerado devido à sua elevada complexidade e dificuldade de tratamento. Contudo, de acordo com Pate (1982), o efeito da metaestabilidade sobre o fluxo de massa é pouco significativo em tubos capilares não-adiabáticos, o que não se verifica no caso de tubos capilares adiabáticos. Em trabalhos experimentais recentes, envolvendo tanto trocadores de calor laterais (Mendonça, 1996) como concêntricos (Zangari, 1998), observou-se que o efeito de metaestabilidade fica bastante atenuado na presença da transferência de calor.

O critério de bloqueio baseou-se num processo empírico, proposto por Fauske (1962), sendo implementado via modelo quase-estático, ou seja, o seu comportamento transiente sofre influência apenas da variação das condições no contorno.

Para a modelagem do escoamento na linha de sucção considerou-se escoamento plenamente desenvolvido, compressível e unidimensional. Ao contrário dos modelos desenvolvidos para o condensador e evaporador, admitiu-se que não há perda de carga na linha de sucção. Os efeitos de dissipação viscosa e difusão de calor também foram desprezados.

Tanto o tubo capilar como a linha de sucção foram considerados tubos retos e horizontais, de modo que os efeitos de curvatura e de variação de energia potencial foram desprezados. A difusão de calor tanto no tubo capilar como na linha de sucção foram desprezadas e as propriedades dos tubos foram consideradas constantes em todo o domínio. As trocas radiativas de calor entre a superfície externa do tubo capilar e a superfície interna da linha de sucção não foram consideradas e, para finalizar, considerou-se a linha de sucção isolada externamente ao longo de toda a região do trocador de calor.

4.6.2 Modelo do Escoamento no Interior do Tubo Capilar

Para modelar o escoamento no interior do tubo capilar não-adiabático foram utilizadas as equações de conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia. Assim, fazendo-se os respectivos balanços para o escoamento de refrigerante através do tubo capilar, do mesmo modo realizado para o condensador, obtém-se as seguintes expressões:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (4.109)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial z}(Gu) = -\frac{\partial p}{\partial z} - f \frac{Gu}{8} \frac{P_{i, cap}}{A} \quad (4.110)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[G \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] = \frac{\partial p}{\partial t} - q''_{i, cap} \frac{P_{i, cap}}{A} \quad (4.111)$$

O fluxo de calor trocado entre o refrigerante e a parede do tubo pode ser calculado da seguinte forma:

$$q''_{i, cap} = \lambda_{i, cap} (T_{ref, cap} - T_{cap}) \quad (4.112)$$

Logo, substituindo a equação anterior em (4.111) e fazendo uso da definição de entalpia de estagnação dada pela equação (4.21), obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_o) + \frac{\partial}{\partial z}(G h_o) = \frac{\partial p}{\partial t} - \lambda_{i, cap} \frac{P_{i, cap}}{A} (T_{ref, cap} - T_{cap}) \quad (4.113)$$

As equações (4.109), (4.110) e (4.113) permitem, respectivamente, o cálculo dos perfis de fluxo de massa, pressão e entalpia de estagnação ao longo do tubo capilar, em cada instante de tempo. Como condições de contorno tem-se a pressão e entalpia do refrigerante na saída do condensador. Deve-se observar a falta de uma condição de contorno para a equação de conservação da massa, a qual é obtida através da pressão na saída do tubo capilar, seja a pressão de evaporação ou a pressão crítica, para o escoamento bloqueado.

Este procedimento é necessário já que, com a bloqueagem do escoamento, a pressão assume comportamento tipicamente hiperbólico, de modo que a contrapressão responsável pelo fluxo de massa que escoar através do tubo capilar é dada pela pressão crítica do escoamento, ao contrário da pressão de evaporação, que atua como contrapressão durante o escoamento subsônico. Como a pressão crítica é função dos parâmetros do escoamento e como é necessário conhecê-la para corrigir o fluxo de massa, um procedimento iterativo de cálculo deve ser adotado. Este procedimento será melhor detalhado no próximo capítulo.

Modelo de Bloqueagem

A escolha adequada do modelo de bloqueagem é fundamental na modelagem do escoamento em tubos capilares, devido à sua influência sobre o cálculo do fluxo de massa. No trabalho de Pate & Tree (1987) encontra-se uma completa revisão dos modelos de bloqueagem disponíveis na literatura. Dos modelos discutidos por Pate & Tree (1987), segundo recomendação de Mezavila (1995), adotou-se o critério de bloqueagem sugerido por Fauske (1962), que consiste em se admitir um gradiente de pressão infinito na região de saída do tubo capilar. O critério de Fauske (1962), totalmente empírico, foi confirmado por experimentos recentes envolvendo

tubos capilares adiabáticos (Boabaid Neto, 1994; Gonçalves, 1994) e não-adiabáticos (Mendonça, 1996; Zangari, 1998).

Mezavila (1995) argumenta que o critério de Fauske (1962) possui boa aplicabilidade devido à ausência de pressupostos, tais como escoamento isentálpico ou isentrópico. Afirma, também, que o gradiente de pressão infinito consiste numa boa representação matemática para os elevados gradientes de pressão na região de saída de tubos capilares. Mezavila (1995) comparou o modelo de Fauske (1962) com o modelo baseado em escoamento isentrópico na saída do tubo, comumente empregado em simulações deste tipo, e observou a dificuldade deste último de caracterizar, com precisão, o fluxo de massa através do tubo capilar.

A implementação do critério de Fauske (1962) exige, contudo, alguns cuidados especiais, já que o gradiente infinito de pressão implica numa singularidade matemática e, conseqüentemente, problemas computacionais. Matematicamente, o critério de Fauske (1962) pode ser representado por:

$$\left. \frac{dp}{dz} \right|_{saída} \rightarrow -\infty \quad (4.114)$$

Para facilitar a implementação da equação anterior no modelo desenvolvido, algumas hipóteses simplificativas adicionais serão adotadas. Assim, considerando escoamento quase-estático através do tubo capilar e eliminando os termos transientes da equação de conservação da massa apresentada anteriormente, tem-se:

$$\frac{dG}{dz} = 0 \Rightarrow G = cte \quad (4.115)$$

E, da equação da conservação da quantidade de movimento linear, obtém-se para o regime permanente:

$$\frac{d}{dz}(Gu) = -\frac{dp}{dz} - f \frac{Gu}{8} \frac{P_{i,cap}}{A} \quad (4.116)$$

onde as derivadas parciais ($\partial/\partial z$) foram substituídas por derivadas ordinárias (d/dz), já que as variáveis são função apenas do espaço. Assim, substituindo a conservação da massa nesta equação e explicitando-a para o gradiente de pressão, tem-se:

$$\frac{dp}{dz} = -G \frac{du}{dz} - f \frac{Gu}{8} \frac{P_{i,cap}}{A} \quad (4.117)$$

Então, escrevendo a velocidade como:

$$G = \rho u = \frac{u}{v} \Rightarrow u = Gv \quad (4.118)$$

E substituindo-a na equação anterior, obtém-se:

$$\frac{dp}{dz} = -G^2 \left[\frac{dv}{dz} + f \frac{v}{8} \frac{P_{i,cap}}{A} \right] \quad (4.119)$$

Procedendo da mesma forma para a equação da conservação da energia, dada pela equação (4.113), tem-se para o regime permanente:

$$\frac{d}{dz} \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) + q''_{i,cap} \frac{P_{i,cap}}{GA} = 0 \quad (4.120)$$

porém,

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) = u \frac{du}{dz} = G^2 v \frac{dv}{dz} \quad (4.121)$$

Assim, substituindo as equações (4.112), (4.121) em (4.120), obtém-se:

$$\frac{dh}{dz} = - \left[G^2 v \frac{dv}{dz} + \lambda_{i,cap} \frac{P_i}{GA} (T_{ref,cap} - T_{cap}) \right] \quad (4.122)$$

Mas, para determinar os gradientes de pressão e entalpia, é necessário ainda conhecer o gradiente de volume específico. Como, de um modo geral, o volume específico é função da pressão e entalpia,

$$v = v(p, h) \quad (4.123)$$

Derivando v em relação à z , obtém-se o gradiente de volume específico,

$$\frac{dv}{dz} = \left. \frac{\partial v}{\partial p} \right|_h \frac{dp}{dz} + \left. \frac{\partial v}{\partial h} \right|_p \frac{dh}{dz} \quad (4.124)$$

Substituindo a expressão anterior nas equações (4.119) e (4.122), chega-se às seguintes equações:

$$\frac{dp}{dz} = -G^2 \frac{\left[f \frac{v}{8A} \frac{P_i}{A} + \left. \frac{\partial v}{\partial h} \right|_p \frac{dh}{dz} \right]}{1 + G^2 \left. \frac{\partial v}{\partial p} \right|_h} \quad (4.125)$$

$$\frac{dh}{dz} = - \frac{\left[\lambda_{i,cap} \frac{P_i}{GA} (T_{ref,cap} - T_{cap}) + G^2 v \left. \frac{\partial v}{\partial p} \right|_h \frac{dp}{dz} \right]}{1 + G^2 v \left. \frac{\partial v}{\partial h} \right|_p} \quad (4.126)$$

Enfim, escrevendo cada uma das equações anteriores como função apenas das propriedades locais do escoamento, após alguma manipulação algébrica, obtém-se:

$$\frac{dp}{dz} = G^2 \left\{ \frac{\left[\lambda_{i,cap} \frac{P_i}{GA} (T_{ref,cap} - T_{cap}) \left. \frac{\partial v}{\partial h} \right|_p - f \frac{v}{8A} \left[1 + G^2 v \left. \frac{\partial v}{\partial h} \right|_p \right] \right]}{1 + G^2 \left[\left. \frac{\partial v}{\partial p} \right|_h + v \left. \frac{\partial v}{\partial h} \right|_p \right]} \right\} \quad (4.127)$$

$$\frac{dh}{dz} = \left\{ \frac{\left[f \frac{P_i}{8A} G^4 v^2 \left. \frac{\partial v}{\partial p} \right|_h - \lambda_{i,cap} \frac{P_i}{GA} (T_{ref,cap} - T_{cap}) \left[1 + G^2 \left. \frac{\partial v}{\partial p} \right|_h \right] \right]}{1 + G^2 \left[\left. \frac{\partial v}{\partial p} \right|_h + v \left. \frac{\partial v}{\partial h} \right|_p \right]} \right\} \quad (4.128)$$

As equações anteriores fornecem um modelo para cálculo dos perfis de pressão e entalpia ao longo do tubo capilar para a condição de regime permanente (ou regime quase-estático), e são bastante semelhantes ao modelo desenvolvido por Mezavila (1995).

Então, tomando como base as equações anteriores, a aplicação do critério de bloqueio de Fauske (1962) no modelo do escoamento em tubos capilares fica trivial. Observando-as, pode-se concluir que o critério de gradiente de pressão infinito ocorre quando o denominador se anula, ou seja:

$$\Omega = 1 + G^2 \left[\frac{\partial v}{\partial p} \Big|_b + v \frac{\partial v}{\partial h} \Big|_p \right] = 0 \quad (4.129)$$

Deve-se notar que este fato implica numa singularidade matemática que, na solução computacional das equações, implica numa divisão por zero.

Modelo para Expansão na Região de Saída do Tubo Capilar para Escoamento Bloqueado

O escoamento na região de saída sofre um processo de expansão no difusor para que a pressão crítica seja reduzida ao nível da pressão de evaporação. Este processo altera o estado do refrigerante na entrada do evaporador, que deve ser corrigido. Para tal, deve-se considerar o esquema mostrado na Figura 4.16.

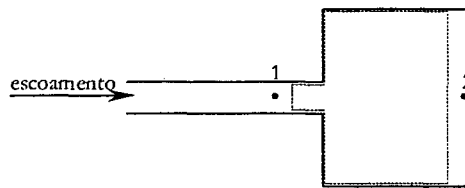


Figura 4.16 Escoamento no bordo de saída do tubo capilar.

Como todas as propriedades do escoamento no ponto 1 e a pressão no ponto 2 são conhecidas, o fluxo de massa na região de saída pode ser calculado por:

$$G_1 A_1 = G_2 A_2 \Rightarrow G_2 = G_1 \frac{A_1}{A_2} \quad (4.130)$$

Logo, da equação da conservação da energia, tem-se:

$$h_o = h_1 + \frac{1}{2} u_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} u_2^2 = cte \Rightarrow h_2 = h_1 + \frac{1}{2} (u_1^2 - u_2^2) \quad (4.131)$$

onde a velocidade em 2 é calculada por:

$$u_2 = G_2 v_2 \quad (4.132)$$

e o volume específico, por:

$$v_2 = v(p_2, h_2) \quad (4.133)$$

Como a entalpia aparece implícita no cálculo do volume, um procedimento iterativo deve ser adotado. Desta forma, o estado termodinâmico do refrigerante na região de saída fica adequadamente caracterizado.

Cálculo da Perda de Carga no Bordo de Saída do Tubo Capilar para Escoamento Subsônico

Nos casos onde não ocorre bloqueio no bordo de saída, haverá aumento da pressão provocado pela desaceleração abrupta do escoamento no difusor. Desta forma, torna-se também necessário avaliar a nova

condição do refrigerante na entrada do evaporador. Para tal, utilizou-se um modelo simplificado baseado na equação de Borda-Carnot, que considera o escoamento como isocórico.

De acordo com Stoecker (1967), a equação de Borda-Carnot para uma expansão abrupta de área é obtida a partir da equação de Bernoulli modificada e da conservação da quantidade de movimento escritas para o volume de controle representado na Figura 4.16, sendo dadas, respectivamente, pelas equações (4.134) e (4.135).

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho u_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho u_2^2 + \Delta p \quad (4.134)$$

$$p_1 A_2 - p_2 A_2 = u_2 (u_2 A_2 \rho) - u_1 (u_1 A_1 \rho) \quad (4.135)$$

Stoecker (1967) argumenta que a utilização termo $p_1 A_2$ utilizado ao invés do termo $p_1 A_1 - p_2 (A_2 - A_1)$ justifica-se pelo fato de que, logo após o aumento da área, há separação do escoamento, o que faz com que a pressão p_1 predomine. Logo, das equações anteriores, obtém-se a notória equação de Borda-Carnot para expansão abrupta, dada por:

$$\frac{\Delta p}{\rho} = \frac{u_1^2}{2} \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right)^2 \quad (4.136)$$

A equação anterior pode ser re-escrita como:

$$\Delta p = k \frac{u_1^2}{2} \rho \quad (4.137)$$

onde,

$$k = \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right)^2 \quad (4.138)$$

Substituindo as expressões anteriores na equação de Bernoulli modificada, chega-se à seguinte expressão:

$$p_2 = p_1 - \frac{G_1^2}{2\rho} \left[\left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 + k - 1 \right] \quad (4.139)$$

E de um balanço de energia na região de saída fornece:

$$h_2 = h_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{G_1}{\rho} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \right] \quad (4.140)$$

Com h_2 e p_2 conhecidos, o estado termodinâmico no bordo de saída fica, então, caracterizado.

Cálculo da Perda de Carga no Bordo de Entrada do Tubo Capilar

O escoamento através de uma contração abrupta gera queda de pressão e, conseqüentemente, mudança na condição do refrigerante. Segundo Stoecker (1967), a contração abrupta provoca a separação do escoamento logo na região de entrada do tubo capilar, formando uma *vena contracta* na posição 1', como mostrado na Figura 4.17. Na região compreendida entre os pontos 1 e 1' a perda de carga deve-se à contração abrupta de seção e no trecho entre os pontos 1' e 2 ocorre uma elevação de pressão provocada pelo aumento de seção. O modelo para a elevação da pressão entre 1' e 2 é dado pela equação (4.136), reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\Delta p}{\rho} = \frac{u_1'^2}{2} \left(1 - \frac{A_1'}{A_2} \right)^2 \quad (4.141)$$

onde a área da *vena contracta* (A_1') pode ser relacionada com a área do tubo capilar (A_2) através da definição de coeficiente de contração (C_c) dado por:

$$C_c \equiv \frac{A_1'}{A_2} = \frac{u_2}{u_1'} \quad (4.142)$$

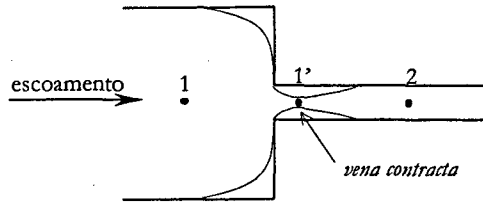


Figura 4.17 Escoamento no bordo de entrada do tubo capilar.

Substituindo a equação (4.142) na equação (4.141) obtém-se a equação de Borda-Carnot para a queda de pressão numa contração abrupta de seção:

$$\frac{\Delta p}{\rho} = k \frac{u_2^2}{2} = \left(\frac{1}{C_c} - 1 \right)^2 \frac{u_2^2}{2} \quad (4.143)$$

O coeficiente de contração C_c é estimado em função da relação A_2/A_1 e foi correlacionado por Weisbach (1855) *apud* Stoecker (1967) conforme mostrado na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 Coeficiente de contração em função da relação de áreas (Stoecker, 1967).

$r = A_2/A_1$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
C_c	0,624	0,632	0,643	0,659	0,681	0,712	0,755	0,813	0,892	1,0
k	0,366	0,340	0,310	0,270	0,221	0,160	0,103	0,050	0,010	0,0

Uma correlação dos dados da tabela anterior fornece:

$$\begin{cases} C_c = 0,621333 + 0,00217123r + 0,290385r^2 - 0,304583r^3 + 0,390442r^4 \\ k = 0,38925 - 0,256177r + 0,342495r^2 - 1,56089r^3 + 1,08537r^4 \end{cases} \quad (4.144)$$

Para a relação de área utilizada obtém-se $k \approx 0,4$, que difere do valor recomendados na literatura (Streeter & Wylie, 1981) para contração abrupta de seção ($k=0,5$). Manteve-se, contudo, o valor dado pela correlação da equação (4.144), já que pequenas variações de k afetam pouco o fluxo de massa através do capilar, conforme concluem Melo *et alii* (1999). Então, substituindo a equação (4.143) na (4.134) obtém-se:

$$p_2 = p_1 - \frac{G_1^2}{2\rho} \left[\left(1 + k \right) \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 - 1 \right] \quad (4.145)$$

E de um balanço de energia, obtém-se:

$$h_2 = h_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{G_1^2}{\rho^2} \right) \left[1 - \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \right] \quad (4.146)$$

Propriedades Termodinâmicas e Termofísicas

As propriedades termodinâmicas e termofísicas são calculadas de acordo com o procedimento já indicado, salvo pelo cálculo do volume específico da região saturada que, segundo o modelo de escoamento homogêneo, pode ser calculado da seguinte forma:

$$v = v_v \chi + v_l (1 - \chi) \quad (4.147)$$

onde v_v e v_l são, respectivamente, os volumes específicos do vapor e líquido saturado à pressão p .

4.6.3 Modelo do Tubo Capilar

O modelo do tubo capilar baseia-se num balanço de energia semelhante àquele utilizado na modelagem do condensador, desprezando-se, contudo, a difusão axial de calor. Assim, a seguinte equação para o cálculo da distribuição de temperatura no tubo capilar pode ser obtida:

$$A_{\epsilon, cap} \Delta z (\rho c)_{cap} \frac{\partial T_{cap}}{\partial t} = q''_{i, cap} P_{i, cap} \Delta z - q''_{\epsilon, cap} P_{\epsilon, cap} \Delta z \quad (4.148)$$

onde $q''_{i, cap}$ é dado pela equação (4.112) e $q''_{\epsilon, cap}$, calculado por:

$$q''_{\epsilon, cap} = \lambda_{\epsilon, cap} (T_{ref, cap} - T_{cap}) \quad (4.149)$$

Substituindo-se a expressão anterior em (4.148), obtém-se:

$$(\rho c)_{cap} \frac{\partial T_{cap}}{\partial t} = \lambda_{i, cap} \frac{P_{i, cap}}{A_{\epsilon, cap}} (T_{ref, cap} - T_{cap}) - \lambda_{\epsilon, cap} \frac{P_{\epsilon, cap}}{A_{\epsilon, cap}} (T_{cap} - T_{ref, ls}) \quad (4.150)$$

4.6.4 Modelo do Escoamento no Interior da Linha de Sucção

O escoamento na linha de sucção foi modelado de forma semelhante ao condensador e evaporador, desprezando-se, entretanto, a variação axial da pressão (Mezavila, 1995). O modelo foi desenvolvido seguindo um sistema de coordenadas posicionado na entrada da linha de sucção (ver Figura 4.12). A equação da conservação da massa para o escoamento no interior da linha de sucção é idêntica à equação (4.6), sendo a condição de contorno dada pelo fluxo de massa na saída do evaporador.

De forma semelhante ao condensador, a equação da conservação da energia para o escoamento de refrigerante no interior da linha de sucção é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h_o) + \frac{\partial}{\partial z} (G h_o) = \frac{\partial p}{\partial t} + q''_{\epsilon, cap} \frac{P_{\epsilon, cap}}{A_{suc}} - q''_{i, suc} \frac{P_{i, suc}}{A_{suc}} \quad (4.151)$$

onde $q''_{\epsilon, cap}$ é dado pela equação (4.149) e $q''_{i, suc}$, calculado por:

$$q''_{i, suc} = \lambda_{i, suc} (T_{ref, suc} - T_{suc}) \quad (4.152)$$

e a área transversal da região anular da linha de sucção, A_{suc} , é calculada por:

$$A_{suc} = \frac{\pi}{4} (D_{i, suc}^2 - D_{\epsilon, cap}^2) \quad (4.153)$$

Substituindo as equações anteriores na equação (4.151), obtém-se a seguinte expressão para cálculo da entalpia de estagnação do refrigerante no interior da linha de sucção:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_o) + \frac{\partial}{\partial z}(G h_o) = \frac{\partial p}{\partial t} + \lambda_{\epsilon, cap} \frac{P_{\epsilon, cap}}{A_{suc}} (T_{ref, suc} - T_{suc}) - \lambda_{i, suc} \frac{P_{i, suc}}{A_{suc}} (T_{ref, suc} - T_{suc}) \quad (4.154)$$

Como condição de contorno, tem-se apenas a condição do refrigerante na saída do evaporador. A pressão na linha de sucção é assumida igual a pressão na saída do evaporador, já que a perda de carga foi desprezada.

4.6.5 Modelo da Linha de Sucção

De forma análoga ao tubo capilar, obtém-se para a temperatura da linha de sucção a seguinte equação:

$$A_{\epsilon, suc} \Delta z (\rho c)_{suc} \frac{\partial T_{suc}}{\partial t} = q_{i, suc}'' P_{i, suc} \Delta z - q_{\epsilon, suc}'' P_{\epsilon, suc} \Delta z \quad (4.155)$$

onde a troca externa de calor na linha de sucção é dada por:

$$q_{\epsilon, suc}'' = \lambda_{\epsilon, suc} (T_{suc} - T_{amb}) \quad (4.156)$$

Assim, substituindo a equação (4.152) na equação (4.155), obtém-se a seguinte expressão para a temperatura da linha de sucção:

$$(\rho c)_{suc} \frac{\partial T_{suc}}{\partial t} = \lambda_{i, suc} \frac{P_{i, suc}}{A_{\epsilon, suc}} (T_{ref, suc} - T_{suc}) - \lambda_{\epsilon, suc} \frac{P_{\epsilon, suc}}{A_{\epsilon, suc}} (T_{suc} - T_{amb}) \quad (4.157)$$

Como considerou-se a linha de sucção perfeitamente isolada na região externa, obtém-se então:

$$(\rho c)_{suc} \frac{\partial T_{suc}}{\partial t} = \lambda_{i, suc} \frac{P_{i, suc}}{A_{\epsilon, suc}} (T_{ref, suc} - T_{suc}) \quad (4.158)$$

4.6.6 Correlações Empíricas

Fator de Atrito

Para as regiões de escoamento monofásico utilizou-se o fator de atrito de Churchill (1977), segundo recomendação de Mezavila (1995), que a empregou para o escoamento de líquido sub-resfriado, já que nos casos estudados, não havia escoamento de vapor superaquecido. Como esta correlação é válida tanto para os regimes laminar, de transição e turbulento, optou-se pela sua utilização também para o escoamento de vapor superaquecido. A correlação proposta por Churchill (1977) é dada pela equação (4.57).

Para o escoamento bifásico, fez-se uso da correlação desenvolvida por Erth (1970), segundo recomendação de Boabaid Neto (1994). A correlação de Erth (1970) baseia-se no número de Reynolds e no título na região de entrada do capilar. Contudo, Mezavila (1995) obteve melhores resultados avaliando localmente as propriedades. A correlação de Erth (1970), adaptada por Mezavila (1995), é dada por:

$$f = \frac{3,1}{Re^{1/2}} \exp\left(\frac{1 - \chi^{1/4}}{2,4}\right) \quad (4.159)$$

onde o número de Reynolds do escoamento bifásico é calculado com base na viscosidade do líquido.

Coefficientes Internos de Troca de Calor

A exemplo de Mezavila (1995), adotou-se a correlação de Gnielinski (1976) *apud* Incropera & DeWitt (1990), para o escoamento monofásico interno ao tubo capilar, dada por:

$$\lambda_{i,cap} = \frac{k}{D_{i,cap}} \left[\frac{(f/8)(Re-1000)Pr}{1+12,7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3}-1)} \right] \quad 2,3 \cdot 10^3 \leq Re_D \leq 5 \cdot 10^4 \quad (4.160)$$

onde f é o fator de atrito de Darcy.

A correlação de Gnielinski (1976) foi também aplicada ao escoamento monofásico no interior da linha de sucção. Para tal, considerou-se o seguinte diâmetro laminar equivalente para tubos anulares (Kakaç *et alii*, 1987),

$$D_l = D_b \left[\frac{1 + \beta^2 + (1 - \beta^2) / \ln \beta}{(1 - \beta)^2} \right] \quad (4.161)$$

onde,

$$\beta = \frac{D_{e,cap}}{D_{i,suc}} \quad (4.162)$$

$$D_b = D_{i,suc} - D_{e,cap} \quad (4.163)$$

O uso de um diâmetro equivalente, segundo Kakaç *et alii* (1987), reduz significativamente o espalhamento da correlação de Gnielinski (1976). Como a correlação de Gnielinski (1976) é função do fator de atrito, utilizou-se para o tubo capilar o modelo de Churchill (1977). Para a linha de sucção, contudo, adotou-se a hipótese de tubo liso, de modo que a correlação de Blasius, apresentada a seguir, pode ser utilizada.

$$f = 0,3164 Re^{-1/4} \quad 4 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10^5 \quad (4.164)$$

Para o escoamento bifásico no interior do tubo capilar, Mezavila (1995) propôs que a resistência térmica entre o refrigerante e o tubo capilar fosse desprezada e justifica esta hipótese argumentando que, devido aos elevados coeficientes de troca de calor associados ao processo de mudança de fase, todas as correlações testadas em seu modelo apresentaram resultados bastante próximos para as temperaturas do tubo e do refrigerante, de modo que o efeito da resistência interna poderia ser desprezado. Entretanto, como neste trabalho tem-se interesse no comportamento transiente do trocador de calor, a hipótese proposta por Mezavila (1995) implica na estimativa incorreta da temperatura do tubo, de modo que a correlação proposta por Pate (1982), dada pela equação (4.165), foi empregada.

$$\lambda_{i,cap} = \frac{k_l}{D_{i,cap}} 0,023 Re_l^{0,8} Pr_l^{0,3} \left(\frac{1 - \chi}{1 - \alpha} \right) \quad (4.165)$$

onde,

$$\alpha = \frac{\chi \rho}{\rho_v} \quad (4.166)$$

Os número de Reynolds e Prandtl da fase líquida são calculados, respectivamente, pelas equações (4.71) e (4.47). A correlação de Pate (1982) também foi utilizada no modelo para o escoamento bifásico na linha de sucção.

Coefficientes Externos de Troca de Calor

Como considerou-se a linha de sucção isolada em toda a extensão do trocador de calor, o único trecho onde há troca de calor com o ambiente externo é a região de entrada do tubo capilar, representada pelo comprimento L_e na Figura 4.12. Assim, adotou-se a correlação de Churchill & Chu (1975b) para convecção natural em tubos cilíndricos horizontais, obtida de Incropera & DeWitt (1990):

$$\lambda_{e, cap} = \frac{k}{D_{e, cap}} \left\{ 0,6 + \frac{0,387 Ra_D^{1/6}}{\left[1 + (0,559/Pr)^{9/16} \right]^{8/27}} \right\}^2 \quad 10^{-5} < Ra_D < 10^{12} \quad (4.167)$$

O coeficiente de troca de calor por radiação é calculado pela equação (4.31), substituindo-se evidentemente T_{mid} por T_{cap} .

4.7 MODELO DO TRECHO DE LINHA DE SUÇÃO ADJACENTE AO COMPRESSOR

A linha de sucção, aqui mencionada, consiste na parte da tubulação compreendida entre o compressor e o trocador de calor tubo capilar – linha de sucção. Este tubo atua como uma aleta, transferindo calor para o refrigerante e exercendo grande influência no comportamento do compressor, já que com o aumento da temperatura há redução da massa específica e conseqüentemente do fluxo de massa. Desta forma, seguindo o exemplo de Klein (1998), optou-se pelo desenvolvimento de um modelo matemático para este componente.

O comportamento físico da linha de sucção é interessante, pois na extremidade em contato com o compressor a temperatura é bastante elevada e, na extremidade oposta, a temperatura é baixa, inferior à temperatura ambiente. Assim, há significativa difusão de calor pelas paredes do tubo, de modo que na região próxima ao compressor, o tubo perde calor para o refrigerante e para o ambiente, e na outra extremidade, as temperaturas do tubo e do refrigerante estão bastante próximas, e o tubo recebe calor do ambiente externo. Na Figura 4.18 apresenta-se um esquema dos fenômenos mencionados.

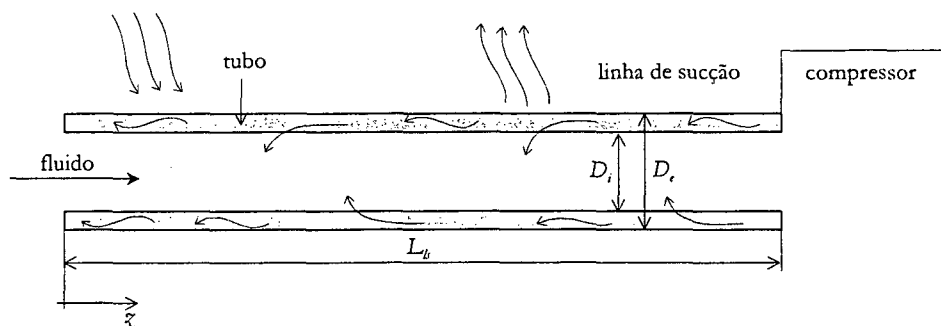


Figura 4.18 Esquema das trocas de calor no trecho da linha de sucção adjacente ao compressor (Klein, 1998).

4.7.1 Hipóteses Simplificativas

Na modelagem deste trecho da linha de sucção, admitiu-se regime quase-estático para o fluido, ou seja, o armazenamento de massa, de quantidade de movimento e de energia no fluido, característicos da operação transiente, foi desconsiderado. Assim, o comportamento transiente da linha de sucção fica dependente apenas das condições de contorno fornecidas pelo compressor e pelo trocador de calor tubo capilar – linha de sucção. A difusão de calor e a dissipação viscosa no refrigerante foram desconsideradas. A perda de pressão ao longo da

linha de sucção e as variações de energia cinética e potencial foram também desprezadas. No tubo, tanto o efeito de armazenamento de energia como os efeitos difusivos foram considerados. Tanto o modelo do tubo quanto do fluido são unidimensionais na direção axial. O tubo foi considerado reto e horizontal.

4.7.2 Modelo da Condução de Calor no Tubo

Na modelagem matemática da linha de sucção, deve-se considerar o balanço de energia num volume de controle típico representado na Figura 4.19.

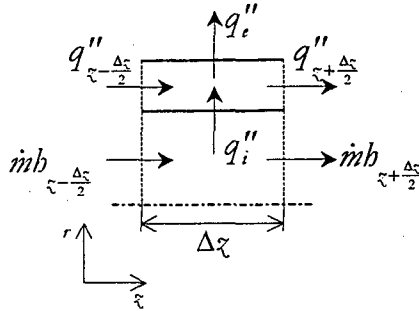


Figura 4.19 Balanço de energia num volume de controle típico da linha de sucção.

Um balanço de energia para o tubo, no volume de controle esquematizado na Figura 4.19, origina:

$$A_c \Delta z (\rho c)_{lk} \frac{\partial T_{lk}}{\partial t} = q''_{z-\frac{\Delta z}{2}} A_c - q''_{z+\frac{\Delta z}{2}} A_c + q''_i P_i \Delta z - q''_e P_e \Delta z \quad (4.168)$$

onde A_c é a área da coroa circular e P_i e P_e são, respectivamente, os perímetros interno e externo do tubo.

Dividindo a equação anterior por $A_c \Delta z$

$$(\rho c)_{lk} \frac{\partial T_{lk}}{\partial t} = - \left[\frac{q''_{z+\frac{\Delta z}{2}} - q''_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} \right] + q''_i \frac{P_i}{A_c} - q''_e \frac{P_e}{A_c} \quad (4.169)$$

No limite onde $\Delta z \rightarrow 0$,

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{q''_{z+\frac{\Delta z}{2}} - q''_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} = \frac{\partial q''_z}{\partial z} \quad (4.170)$$

logo,

$$(\rho c)_{lk} \frac{\partial T_{lk}}{\partial t} = - \frac{\partial q''_z}{\partial z} + q''_i \frac{P_i}{A_c} - q''_e \frac{P_e}{A_c} \quad (4.171)$$

Da lei de Fourier sabe-se que:

$$q''_z = -k_{lk} \frac{\partial T_{lk}}{\partial z} \quad (4.172)$$

Considerando que as propriedades não variam com a temperatura e substituindo a equação (4.172) na equação (4.171), chega-se à seguinte expressão:

$$(\rho c)_{lk} \frac{\partial T_{lk}}{\partial t} = k_{lk} \frac{\partial^2 T_{lk}}{\partial z^2} + q''_i \frac{P_i}{A_c} - q''_e \frac{P_e}{A_c} \quad (4.173)$$

Da lei de Newton do resfriamento, tem-se que:

$$q_i'' = \lambda_i (T_{ref} - T_{ils}) \quad (4.174)$$

$$q_e'' = \lambda_e (T_{ils} - T_{amb}) \quad (4.175)$$

Logo, substituindo as expressões anteriores na equação (4.173), chega-se à seguinte expressão para o cálculo da temperatura do tubo ao longo da linha de sucção:

$$(\rho c)_{ils} \frac{\partial T_{ils}}{\partial t} = k_{ils} \frac{\partial^2 T_{ils}}{\partial \chi^2} + \lambda_i \frac{P_i}{A_i} (T_{ref} - T_{ils}) - \lambda_e \frac{P_e}{A_e} (T_{ils} - T_{amb}) \quad (4.176)$$

Como a equação acima é de segunda ordem no espaço, há necessidade de duas condições de contorno. Assim, adotou-se temperatura prescrita em $\chi=L$, dada pela temperatura da carcaça do compressor, e tubo perfeitamente isolado em $\chi=0$ (fluxo de calor nulo). No tempo, a equação é de primeira ordem, sendo satisfeita com apenas uma condição inicial, dada pela temperatura ambiente.

4.7.3 Modelo do Escoamento no Interior da Linha de Sucção

Um balanço de energia para o fluido no volume de controle esquematizado na Figura 4.19 fornece:

$$\dot{m} \left(h_{\chi-\frac{\Delta\chi}{2}} - h_{\chi+\frac{\Delta\chi}{2}} \right) - q_i'' P_i \Delta\chi = 0 \quad (4.177)$$

Dividindo por $\Delta\chi$

$$-\dot{m} \left[\frac{h_{\chi+\frac{\Delta\chi}{2}} - h_{\chi-\frac{\Delta\chi}{2}}}{\Delta\chi} \right] - q_i'' \frac{P_i}{A} = 0 \quad (4.178)$$

No limite quando $\Delta\chi \rightarrow 0$,

$$\lim_{\Delta\chi \rightarrow 0} \frac{h_{\chi+\frac{\Delta\chi}{2}} - h_{\chi-\frac{\Delta\chi}{2}}}{\Delta\chi} = \frac{dh}{d\chi} \quad (4.179)$$

portanto,

$$\dot{m} \frac{dh}{d\chi} + q_i'' P_i = 0 \quad (4.180)$$

Como admitiu-se que só há escoamento de vapor superaquecido na linha de sucção, a entalpia pode ser escrita em função da pressão e da temperatura, de modo que o diferencial total da entalpia em relação à pressão e à temperatura origina a seguinte expressão:

$$\frac{dh}{d\chi} = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p \frac{dT}{d\chi} + \left. \frac{\partial h}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{d\chi} \quad (4.181)$$

Como pressupôs-se $\Delta p=0$ ao longo da linha de sucção, a variação da entalpia pode ser expressa apenas como função da temperatura, ou seja:

$$\frac{dh}{d\chi} = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p \frac{dT}{d\chi} = c_p \frac{dT}{d\chi} \quad (4.182)$$

Logo, substituindo a expressão anterior na equação (4.180), chega-se em:

$$\dot{m}c_p \frac{dT_{rf}}{dz} + q_i''P_i = 0 \quad (4.183)$$

Finalmente, substituindo a equação (4.174) na equação anterior, chega-se a seguinte expressão para cálculo da temperatura do fluido na direção axial:

$$\frac{dT_{rf}}{dz} = \frac{\lambda_i P_i}{\dot{m}c_p} (T_{ib} - T_{rf}) \quad (4.184)$$

Como a temperatura do refrigerante na saída do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção é conhecida, será então utilizada como condição de contorno.

4.7.4 Coeficientes de Transferência de Calor

Para a determinação do coeficiente interno de troca de calor, considerou-se a correlação de Dittus & Boelter (1930), dada pela equação (4.44), com o expoente n igual a 0,3, pois esta equação está sendo utilizada para a condição de aquecimento. O coeficiente externo de troca de calor foi calculado segundo a correlação proposta por Churchill & Chu (1975b), dada pela equação (4.167). O coeficiente de troca de calor por radiação é, então, calculado pela equação (4.31), substituindo-se T_{env} por T_{ib} .

4.8 MODELO DO COMPRESSOR

O refrigerador SLIM 230 litros utiliza um compressor hermético alternativo família EM, de fabricação Embraco. A alimentação é realizada através de um motor elétrico monofásico que opera na frequência nominal de 60Hz. O fluido de trabalho é o refrigerante HFC-134a e o óleo utilizado é o Freol $\alpha 22$, do tipo polioléster. Os detalhes construtivos do compressor podem ser observados na Figura 4.20 e suas características geométricas estão descritas no Apêndice C.

De acordo com o modelo qualitativo descrito no início do capítulo, a modelagem do compressor envolve fenômenos de transferência de energia, de quantidade de movimento e de massa, bem como de espécies químicas. Assim, o modelo do compressor baseou-se nas equações de conservação, na lei de Newton para o resfriamento e em relações constitutivas para cômputo de propriedades termodinâmicas e termofísicas.

No contexto de modelagem global do refrigerador, por um lado, deve-se buscar precisão na representação dos parâmetros de interesse e por outro lado, contudo, deve-se procurar minimizar o tempo computacional que, com a utilização de modelos sofisticados, pode tornar-se proibitivo. Ou seja, numa modelagem de grande porte deve-se adotar um modelo computacionalmente viável e suficientemente preciso para o compressor que, neste caso, restringe-se à previsão do fluxo de massa, potência consumida e condição do refrigerante na descarga. Assim, optou-se pelo modelo politrópico que fornece bons resultados para as variáveis de interesse, embora apresente certa limitação na estimativa da temperatura na descarga.

Para assegurar uma estimativa mais acurada do fluxo de massa e da condição na descarga, optou-se pela utilização de um modelo para a carcaça, semelhante ao desenvolvido por Lunardi (1991). As trocas térmicas, as variações de pressão e a presença de óleo foram consideradas com o intuito de melhorar a precisão do modelo politrópico.

Os parâmetros empíricos necessários à modelagem do compressor, tais como resistências térmicas, coeficientes de perda de carga, expoente politrópico e eficiência global do compressor, foram obtidos através de ensaios experimentais em um calorímetro de ciclo quente. Nestes ensaios, descritos detalhadamente no Capítulo 6, grandezas tais como fluxo de massa, potência consumida, pressões e temperaturas nas diferentes partes internas do compressor foram obtidas para uma ampla faixa de operação, na condição de regime permanente. Posteriormente, com a solução do problema inverso, os parâmetros empíricos desejados foram estimados. Como estes parâmetros foram determinados para a condição de regime permanente, para aplicá-los no modelo transiente devem ser utilizadas correlações em função da condição de operação. Desta forma, tornou-se possível atingir o nível de precisão requerido sem elevar, em muito, o tempo computacional.

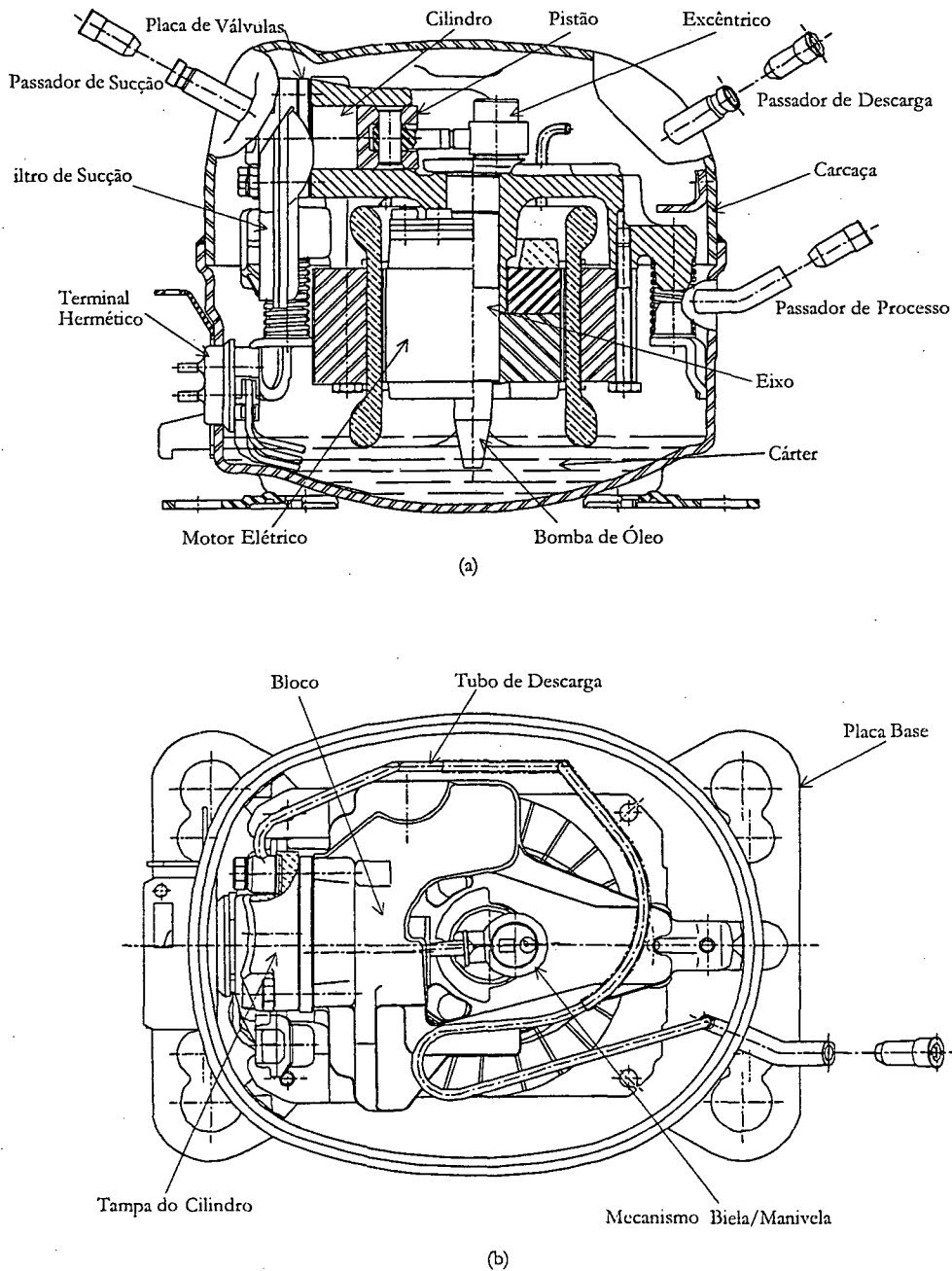


Figura 4.20 Detalhes construtivos do compressor hermético alternativo. (a) vista lateral. (b) vista superior.

4.8.1 Hipóteses Simplificativas

Tendo em vista a complexa geometria interna do compressor, o que dificulta em muito o balanço térmico no interior da carcaça, algumas hipóteses simplificativas tornaram-se necessárias. Todos os componentes do compressor foram, então, tratados como um único ponto nodal, ou seja, apresentam uma temperatura média global (modelo *lumped*). A temperatura da mistura óleo-refrigerante foi considerada igual à temperatura da carcaça do compressor. Considerou-se, ainda, que o bloco e o motor elétrico estão à mesma temperatura e constituem uma peça única. Estas hipóteses permitem o uso de modelos simplificados de transferência de calor, baseados na lei de Newton do resfriamento, na modelagem de fenômenos bastante complexos. Os elementos internos do compressor considerados neste modelo são: filtro de sucção (câmara plástica), bloco (e motor elétrico), carcaça e tubo de descarga. (ver Figura 4.21).

O escoamento nas partes internas do compressor, tais como filtro e câmara de sucção, câmara de compressão, câmara de descarga e tubo de descarga foi modelado como quase-estático, ou seja, sem acúmulo de massa ou energia no fluido. Assim, o comportamento transiente nestes componentes é dado pela variação nas condições de contorno. A pulsação do escoamento foi desprezada e a rotação do motor elétrico foi considerada constante e no valor de regime permanente (~3500rpm), já que o motor atinge sua rotação nominal em frações de segundo. As perdas de carga nas válvulas foram desprezadas.

Como o compressor possui sucção semi-direta, admitiu-se que todo refrigerante oriundo do evaporador é aspirado diretamente para o filtro de sucção, segundo propõem Todescat *et alii* (1992).

Para finalizar, considerou-se que o refrigerante dissolvido no óleo está na fase de líquido saturado à temperatura da mistura. O transporte de óleo com o refrigerante foi desconsiderado, de modo que a circulação de óleo pelo sistema pode ser desconsiderada.

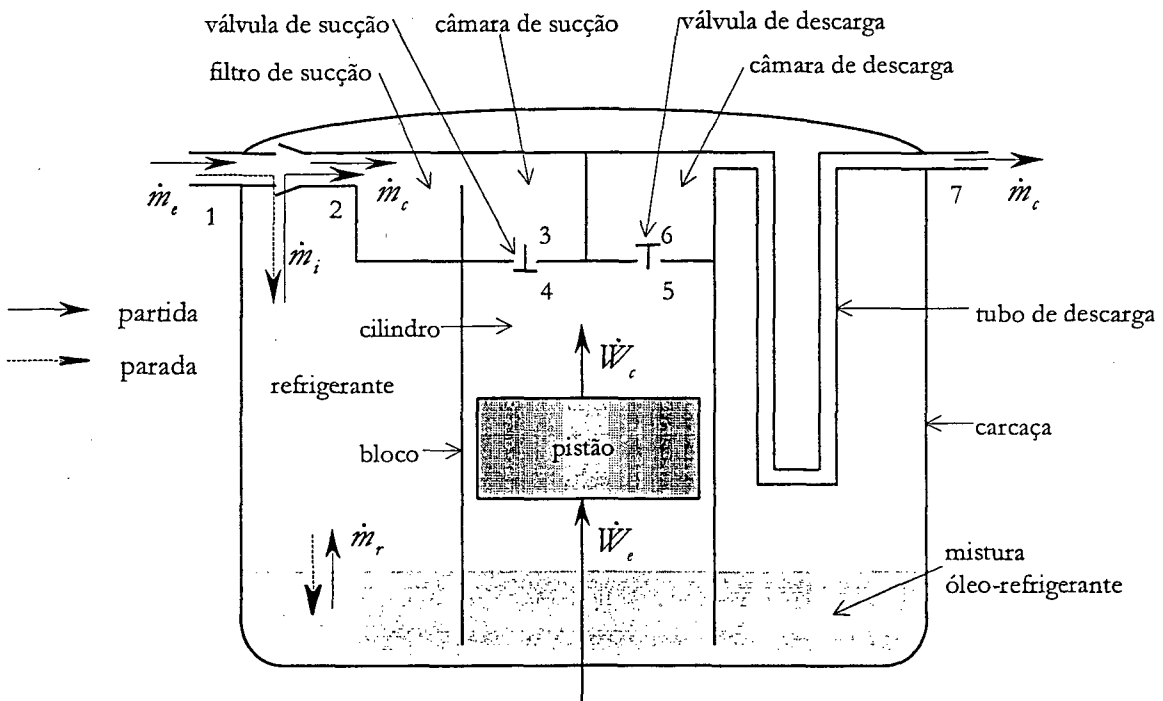


Figura 4.21 Esquema de um compressor hermético alternativo.

A Figura 4.21 mostra um esquema do compressor hermético alternativo em estudo, enfatizando as hipóteses simplificadoras e a nomenclatura utilizada. No diagrama $\log p-h$ da Figura 4.22 pode-se observar a condição do refrigerante e os processos termodinâmicos em cada região do compressor. Os índices 1, 2, 3, 4, 5, 6 e 7 indicam, respectivamente, a condição do refrigerante no passador de sucção, na entrada do filtro de sucção, na câmara de sucção, no interior do cilindro logo após a válvula de sucção, no interior do cilindro antes da válvula de descarga, na câmara de descarga e no tubo de descarga.

Convém observar a acentuada perda de carga ilustrada pela figura entre os pontos 6 e 7 na região de descarga do compressor. A perda de pressão é mais intensa nos instantes iniciais de operação do compressor, quando o fluxo de massa é máximo e a pressão ainda é baixa e, conseqüentemente, a massa específica é pequena. Na região de sucção, entre os pontos 2 e 3, a perda de carga não é tão significativa. No passador de sucção, entre os pontos 1 e 2, a queda de pressão é ainda menor, não sendo, portanto, considerada neste trabalho.

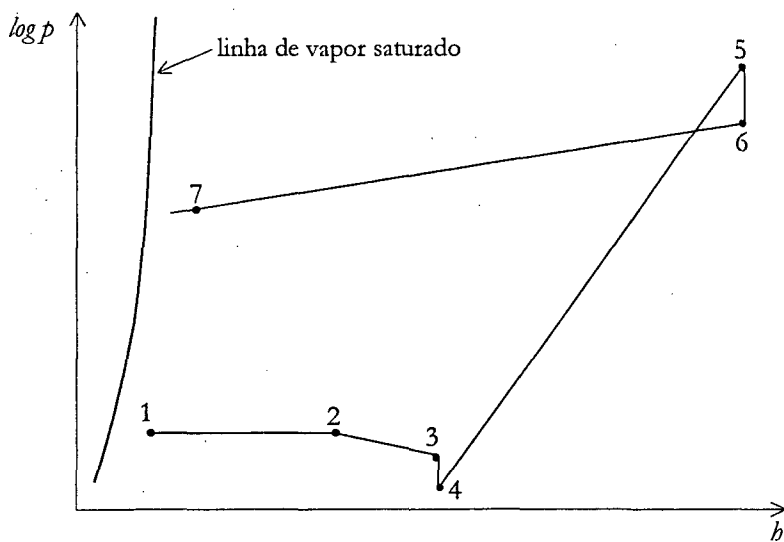


Figura 4.22 Diagrama $p-h$ representando os processos termodinâmicos no cilindro e na carcaça do compressor.

4.8.2 Modelo do Processo de Compressão

De acordo com Gosney (1982), o processo real de compressão apresenta um comportamento distinto do comportamento ideal, que se aproxima de um processo adiabático e reversível, ou seja, isentrópico. Esta diferença é, entretanto, bastante sutil já que o refrigerante rejeita calor para as paredes do cilindro no processo real de compressão, o que reduz sua entropia na condição de descarga. Por outro lado, durante a compressão, ocorrem irreversibilidades (e.g. efeitos viscosos e troca de calor com diferença finita de temperatura) que tendem a aumentar a entropia do refrigerante. Desta forma, a ação conjunta destes efeitos faz com que o processo real fique bastante próximo do processo ideal de compressão, como pode ser observado na Figura 4.23.

Como mencionado anteriormente, neste trabalho utilizou-se o modelo politrópico para representar as transformações termodinâmicas que ocorrem no interior do cilindro do compressor, tanto para a compressão como para a expansão, utilizando-se o mesmo expoente politrópico n em ambos os processos. As pressões de sucção e descarga foram consideradas constantes durante os processos de admissão e descarga, o que não ocorre na situação real, onde apresentam uma variação acentuada.

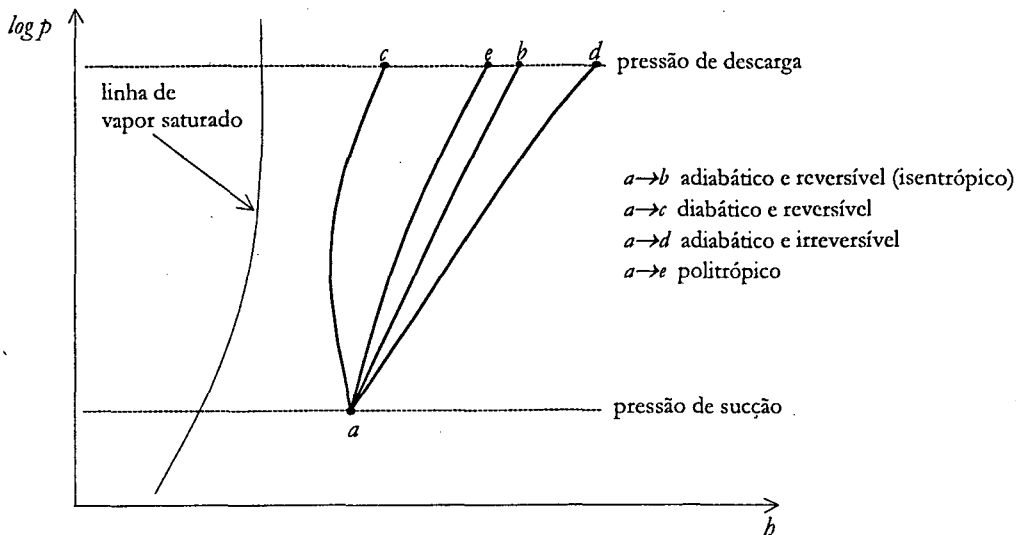


Figura 4.23 Processos de compressão representados em diagrama $\log p-h$.

O modelo do processo de compressão encontra-se ilustrado no diagrama $p-V$ da Figura 4.24, onde pode-se notar as perdas de carga médias nas válvulas de sucção Δp_{vs} e descarga Δp_{vd} , o volume deslocado pelo cilindro, V_{al} , e o volume morto V_d .

Segundo Gosney (1982), a vazão mássica deslocada pelo compressor, considerando-se regime quase-estático no cilindro, pode ser calculada por:

$$\dot{m}_c = \kappa \eta_v \frac{\dot{V}_{al}}{v_4} \tag{4.185}$$

onde κ é uma constante obtida empiricamente com o objetivo de corrigir os erros inerentes ao modelo adotado e \dot{V}_{al} é o deslocamento volumétrico do compressor, dado por:

$$\dot{V}_{al} = NV_{al} \tag{4.186}$$

sendo N a rotação efetiva do compressor ($\sim 3500\text{rpm}$).

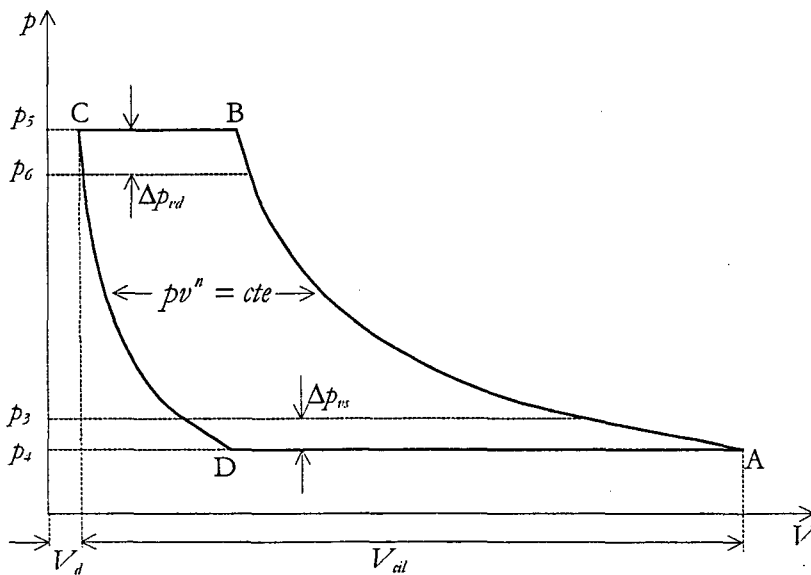


Figura 4.24 Modelo do processo de compressão no cilindro representado num diagrama $p-V$.

Como o expoente politrópico foi calculado com base nas condições do refrigerante nas câmaras de sucção e descarga, e não no interior do cilindro, os vazamentos nas válvulas e na folga entre pistão/cilindro já foram, de certa forma, incorporados ao modelo.

Em compressores alternativos, uma pequena parcela do volume do cilindro, chamada de volume morto (V_d), não é utilizada durante a compressão do refrigerante, o que origina uma redução no fluxo de massa e na eficiência do compressor. Este efeito pode ser incorporado ao modelo através do conceito de eficiência volumétrica, dada por:

$$\eta_v = \frac{V_A - V_D}{V_{cil}} \quad (4.187)$$

Escrevendo a fração de espaço morto C como:

$$C = \frac{V_d}{V_{cil}} \quad (4.188)$$

logo, tem-se que:

$$V_A = V_{cil} + V_d = V_{cil} + CV_{cil} = (1 + C)V_{cil} \quad (4.189)$$

e,

$$V_C = V_d = CV_{cil} \quad (4.190)$$

assim,

$$V_D = \left(\frac{V_D}{V_C}\right)V_C = C\left(\frac{V_D}{V_C}\right)V_{cil} \quad (4.191)$$

portanto,

$$\eta_v = 1 + C - C\left(\frac{V_D}{V_C}\right) \quad (4.192)$$

Como adotou-se regime quase-estático no cilindro, a massa entre os pontos C e D não varia, de modo que a razão entre os volumes pode ser escrita em função dos volumes específicos,

$$\eta_v = 1 + C - C\left(\frac{v_D}{v_C}\right) \quad (4.193)$$

Para um processo politrópico,

$$pv^n = cte \quad (4.194)$$

logo,

$$\frac{v_D}{v_C} = \frac{v_4}{v_5} = \left(\frac{p_5}{p_4}\right)^{1/n} \quad (4.195)$$

Assim, o rendimento volumétrico pode ser escrito em função das pressões, de modo que:

$$\eta_v = 1 + C - C\left(\frac{p_5}{p_4}\right)^{1/n} \quad (4.196)$$

E a condição do refrigerante na descarga do compressor pode ser calculada por:

$$v_5 = v_4 \left(\frac{p_4}{p_5} \right)^{1/n} \quad (4.197)$$

Substituindo as equações (4.186) e (4.196) na equação (4.185), obtém-se:

$$\dot{m}_c = \kappa \left[1 + C - C \left(\frac{p_5}{p_4} \right)^{1/n} \right] \frac{\dot{V}_{cil}}{v_4} \quad (4.198)$$

A expressão anterior permite o cálculo da vazão mássica de refrigerante deslocado pelo cilindro do compressor em função do deslocamento volumétrico, da relação de compressão e da condição do refrigerante na sucção. O trabalho de compressão é dado por (Gosney, 1982):

$$w_c = \oint (p dv)_s = \int_{p_4}^{p_5} (v dp)_s = v_4 p_4 Y \quad (4.199)$$

onde,

$$Y = \frac{n}{n-1} \left[\left(\frac{p_5}{p_4} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (4.200)$$

Logo, a potência de compressão pode ser calculada pela seguinte expressão:

$$\dot{W}_c = \dot{m}_c w_c = \kappa \eta_v \dot{V}_{cil} p_4 Y \quad (4.201)$$

Nota-se nesta equação a dupla influência da relação de compressão. Por um lado, se a relação de compressão é elevada, a potência tende a aumentar. Por outro lado, a vazão mássica tende a diminuir, forçando uma diminuição da potência. Desta forma, a potência de compressão apresenta um valor máximo.

A potência elétrica consumida pode ser obtida através do conceito de eficiência global do compressor, η_g , definida como:

$$\eta_g = \frac{\dot{W}_c}{\dot{W}_e} \Rightarrow \dot{W}_e = \frac{\dot{W}_c}{\eta_g} \quad (4.202)$$

Então, substituindo a equação (4.201) na equação anterior, obtém-se:

$$\dot{W}_e = \frac{\kappa \eta_v}{\eta_g} \dot{V}_{cil} p_4 Y \quad (4.203)$$

Esta equação permite o cálculo da potência elétrica consumida. É importante salientar que os parâmetros n , κ e η_g foram obtidos empiricamente, através de ensaios em bancada calorimétrica.

4.8.3 Modelo dos Elementos Internos à Carcaça

Para modelar os elementos internos à carcaça do compressor, deve-se observar a Figura 4.21, onde a seta com linha cheia indica o sentido da vazão mássica de refrigerante na condição da partida do compressor (*start up*) e a seta com linha pontilhada indica o sentido da vazão mássica de refrigerante na condição de parada do compressor (*shut down*).

Assumindo que o compressor possui sucção semi-direta, os balanços de massa e de energia na caixa de mistura da Figura 4.21 para a condição de *start up* fornecem:

$$\begin{cases} \dot{m}_e + \dot{m}_i = \dot{m}_c \\ \dot{m}_e h_1 + \dot{m}_i h_i = \dot{m}_c h_2 \\ h_i = h_r \end{cases} \quad (4.204)$$

E, para a condição de *shut down*, obtém-se:

$$\begin{cases} \dot{m}_c = 0 \\ \dot{m}_e = \dot{m}_i \\ h_i = h_1 \end{cases} \quad (4.205)$$

onde \dot{m}_e , \dot{m}_i , \dot{m}_r e \dot{m}_c são, respectivamente, a vazão mássica de refrigerante que provém do evaporador, a vazão mássica deslocada pelo compressor, a vazão mássica de refrigerante desprendido ou absorvido pelo óleo e a vazão mássica na entrada da caixa de mistura. O índice r foi utilizado para representar o refrigerante no interior da carcaça e o índice i para indicar a condição do refrigerante na entrada da caixa de mistura. De acordo com a Figura 4.21, o balanço de massa para o refrigerante no interior da carcaça pode ser escrito como:

$$\frac{d}{dt}(V\rho)_r = \dot{m}_r - \dot{m}_i \quad (4.206)$$

Do mesmo modo, aplicando a equação de conservação da energia para o refrigerante no interior da carcaça, e desprezando as variações de energia cinética e potencial tem-se que:

$$\frac{d}{dt}(V\rho i)_r = \dot{m}_r h_{r,mis} - \dot{m}_i h_i + \dot{q}_b + \dot{q}_{id,e} - \dot{q}_{fs,e} - \dot{q}_{c,i} \quad (4.207)$$

onde \dot{q}_b , $\dot{q}_{c,i}$, $\dot{q}_{id,e}$ e $\dot{q}_{fs,e}$ são as taxas de troca de calor entre o refrigerante interno à carcaça do compressor e respectivamente o bloco, a carcaça, o tubo de descarga e o filtro de sucção. Estas taxas são calculadas pela lei de Newton do resfriamento, de modo que:

$$\dot{q}_b = \overline{UA}_b(T_b - T_r) \quad (4.208)$$

$$\dot{q}_c = \overline{UA}_c(T_r - T_c) \quad (4.209)$$

$$\dot{q}_{fs,e} = \overline{UA}_{fs,e}(T_r - T_{fs}) \quad (4.210)$$

$$\dot{q}_{id,e} = \overline{UA}_{id,e}(T_{id} - T_r) \quad (4.211)$$

Deve-se notar que os termos $\dot{m}_r h_{r,mis}$ e $\dot{m}_i h_i$ da equação (4.207) representam, respectivamente, o transporte de energia associado com a vazão mássica de refrigerante para ou do óleo e a quantidade de energia associada com o transporte de massa do interior da carcaça para o filtro de sucção (na condição de *start up*) ou da linha de sucção para o interior da carcaça (no *shut down*). A grandeza $h_{r,mis}$ representa a entalpia de vapor saturado à temperatura de mistura.

Para escrever a equação (4.207) em função da entalpia, fez-se uso da relação termodinâmica dada pela equação (4.17). Assim, substituindo a equação (4.17) na equação (4.207) obtém-se:

$$\frac{d}{dt} [V_r(\rho h - p)_r] = \dot{m}_r h_{r,mis} - \dot{m}_i h_i + \dot{q}_b + \dot{q}_{td,e} - \dot{q}_{fs,e} - \dot{q}_{c,i} \quad (4.212)$$

A vazão mássica de refrigerante desprendido do óleo pode ser calculada através de um balanço de massa na mistura óleo-refrigerante,

$$\dot{m}_r = -\frac{dm_r}{dt} \quad (4.213)$$

Da definição de fração mássica de refrigerante na mistura, tem-se que:

$$y_r = \frac{m_r}{m_o + m_r} \Rightarrow m_r = \frac{y_r}{1 - y_r} m_o \quad (4.214)$$

Logo, substituindo a equação (4.214) na equação (4.213), obtém-se:

$$\dot{m}_r = -\frac{d}{dt} \left(\frac{y_r}{1 - y_r} m_o \right) \quad (4.215)$$

Como a circulação externa de óleo foi desconsiderada, a massa de óleo no interior do compressor não varia, de modo que a equação (4.215) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\dot{m}_r = -m_o \frac{d}{dt} \left(\frac{y_r}{1 - y_r} \right) = -\frac{m_o}{(1 - y_r)^2} \frac{dy_r}{dt} \quad (4.216)$$

A fração mássica é obtida em função da pressão do refrigerante e da temperatura da mistura, de acordo com a seguinte correlação (Klein, 1998):

$$\begin{aligned} y_r &= \exp(A + B \ln T_c) \\ \begin{cases} A = 4,1358 + 0,9101 p_r - 0,04069 p_r^2 \\ B = -0,8249 - 0,1019 p_r + 0,002656 p_r^2 \end{cases} \end{aligned} \quad (4.217)$$

sendo que nesta equação y_r , T_c e p_r são expressos, respectivamente, por [%], [°C] e [kgf/cm²].

O volume de refrigerante no interior da carcaça (V_r) é calculado pela seguinte expressão:

$$V_r = V_c - V_{mis} \quad (4.218)$$

onde V_c é o volume total da carcaça (Apêndice C) e V_{mis} o volume da mistura óleo-refrigerante, dado por:

$$V_{mis} = \frac{m_o + m_r}{\rho_{mis}} \quad (4.219)$$

A equação para cálculo da massa específica da mistura também foi obtida por Klein (1998):

$$\rho_{mis} = 958,36 + 2,05 y_r - 0,66 T_c \quad (4.220)$$

onde y_r , T_c e ρ_{mis} são expressos, respectivamente, em [%] e [°C] e [kg/m³].

É importante observar que na condição de parada do compressor, a quantidade de massa deslocada é nula e os termos dependentes da vazão mássica de refrigerante desprendido do óleo são corrigidos automaticamente pelo sinal negativo da equação (4.213).

Como admitiu-se que as temperaturas da mistura óleo-refrigerante e da carcaça são iguais, o balanço de energia para estes elementos pode ser representado por uma única equação:

$$(C_c + C_o) \frac{dT_c}{dt} + \frac{d}{dt}(m_r h_{l,m}) = \dot{q}_{c,i} - \dot{q}_{c,e} - \dot{m}_r h_{r,m} \quad (4.221)$$

onde \dot{q}_{amb} é a taxa de troca de calor entre a carcaça e o ambiente externo, dada pela seguinte expressão:

$$\dot{q}_{c,e} = \overline{UA}_{c,e} (T_c - T_{amb}) \quad (4.222)$$

O primeiro termo da equação (4.221) representa o armazenamento temporal de energia no óleo e na carcaça do compressor. Chama-se a atenção para o segundo termo da equação (4.221), que pode ser escrito da seguinte forma:

$$\frac{d}{dt}(m_r h_{l,m}) = m_r \frac{dh_{l,m}}{dt} + h_{l,m} \frac{dm_r}{dt} = m_r \frac{dh_{l,m}}{dt} - \dot{m}_r h_{l,m} \quad (4.223)$$

Substituindo a equação (4.223) na equação (4.221) e somando-se o termo $\dot{m}_r h_{l,m}$ em ambos os lados desta equação, chega-se em:

$$(C_c + C_o) \frac{dT_c}{dt} + m_r \frac{dh_{l,m}}{dt} + \dot{m}_r (h_{r,m} - h_{l,m}) = \dot{q}_{c,i} - \dot{q}_{c,e} \quad (4.224)$$

Assim, re-escrevendo a diferença de entalpia da equação anterior na forma de calor latente de vaporização:

$$(C_c + C_o) \frac{dT_c}{dt} + m_r \frac{dh_{l,m}}{dt} + \dot{m}_r h_{l,v,m} = \dot{q}_{c,i} - \dot{q}_{c,e} \quad (4.225)$$

Desta forma, fica evidente que o primeiro termo do lado esquerdo da equação anterior quantifica a energia armazenada no óleo e na carcaça do compressor, o segundo termo representa o armazenamento de energia no refrigerante dissolvido em óleo na fase de líquido saturado, enquanto o terceiro termo está relacionado ao processo de mudança de fase inerente à dissolução ou desprendimento do refrigerante em óleo. Os termos do lado direito representam as trocas de calor com o refrigerante interno ao compressor e com o ar externo, evidentemente.

Realizando um balanço de energia para o bloco e para o motor elétrico do compressor e considerando que ambos constituem uma peça única, como já discutido, chega-se na seguinte expressão:

$$C_b \frac{dT_b}{dt} = \dot{W}_c + \dot{m}_c (h_3 - h_6) - \dot{q}_b \quad (4.226)$$

Do mesmo modo, os balanços de energia para o filtro de sucção e para o tubo de descarga do compressor fornecem as seguintes expressões:

$$C_{fs} \frac{dT_{fs}}{dt} = \dot{q}_{fs,e} - \dot{q}_{fs,i} \quad (4.227)$$

$$C_{td} \frac{dT_{td}}{dt} = \dot{q}_{td,i} - \dot{q}_{td,e} \quad (4.228)$$

A troca de calor no interior do filtro de sucção, considerando o escoamento interno em regime quase-estático e utilizando o conceito de diferença média logarítmica de temperatura (ver Figura 4.25), pode ser calculada pela seguinte expressão:

$$\dot{q}_{fs,i} = \overline{UA}_{fs,i} \frac{(T_{fs} - T_2) - (T_{fs} - T_3)}{\ln\left(\frac{T_{fs} - T_2}{T_{fs} - T_3}\right)} \quad (4.229)$$

mas,

$$\dot{q}_{fs,i} = \dot{m}_c (h_3 - h_2) \cong \dot{m}_c c_{p_2} (T_3 - T_2) \quad (4.230)$$

então, substituindo a equação anterior em (4.229) obtém-se:

$$T_3 = T_{fs} - (T_{fs} - T_2) \exp\left(-\frac{\overline{UA}_{fs,i}}{\dot{m}_c c_{p_2}}\right) \quad (4.231)$$

Procedendo do mesmo modo para o tubo de descarga, chega-se a seguinte equação para a taxa de troca interna de calor:

$$\dot{q}_{td,i} = \overline{UA}_{td,i} \frac{(T_6 - T_{td}) - (T_7 - T_{td})}{\ln\left(\frac{T_6 - T_{td}}{T_7 - T_{td}}\right)} \quad (4.232)$$

e,

$$\dot{q}_{td,i} = \dot{m}_c (h_6 - h_7) \cong \dot{m}_c c_{p_6} (T_6 - T_7) \quad (4.233)$$

portanto,

$$T_7 = T_{td} - (T_6 - T_{td}) \exp\left(-\frac{\overline{UA}_{td,i}}{\dot{m}_c c_{p_6}}\right) \quad (4.234)$$

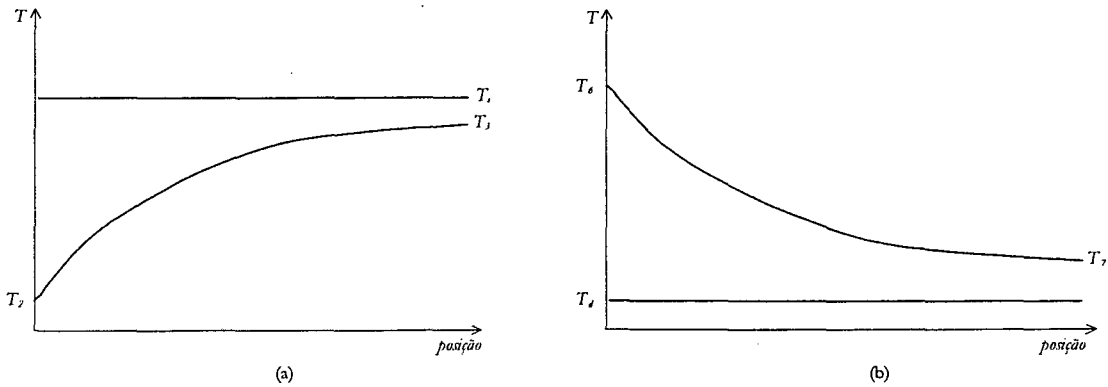


Figura 4.25 Diferença média logarítmica de temperatura. (a) região interna do filtro de sucção. (b) região interna do tubo de descarga.

As capacidades térmicas utilizadas foram calculadas pelo produto entre as massas e respectivos calores específicos. Para tal, foi necessário abrir um compressor e medir a massa de cada elemento. Os valores de calor específico foram obtidos de Raznjevic (1976). No Apêndice C estão listadas as capacidades térmicas, bem como as massas e calores específicos de cada elemento interno do compressor utilizado no presente trabalho.

A determinação das pressões nos pontos de 1 a 7 do diagrama $\log p-h$ da Figura 4.22 é fundamental para o cômputo das demais propriedades termodinâmicas e termofísicas necessárias à simulação do compressor. Logo, de acordo com a Figura 4.22, tem-se que:

$$p_1 = p_2 = p_{\text{evaporador}} \quad (4.235)$$

$$p_3 = p_2 - \Delta p_{fs} \quad (4.236)$$

$$p_4 = p_3 \quad (4.237)$$

$$p_5 = p_6 \quad (4.238)$$

$$p_6 = p_7 + \Delta p_{td} \quad (4.239)$$

$$p_7 = p_{\text{condensador}} \quad (4.240)$$

onde Δp_{fs} e Δp_{td} são, respectivamente, as perdas de carga no filtro de sucção e no tubo de descarga, calculadas segundo a equação de Darcy, dada por:

$$\Delta p = k \frac{u^2}{2} \rho \quad (4.241)$$

mas,

$$\dot{m} = \rho u A \Rightarrow \rho u = \frac{\dot{m}}{A} \Rightarrow \rho u^2 = \frac{\dot{m}^2}{\rho A^2} \quad (4.242)$$

Logo, substituindo a equação (4.242) na equação (4.241) e agrupando-se as constantes e parâmetros geométricos no fator \bar{K} , obtém-se:

$$\Delta p = \bar{K} \frac{\dot{m}^2}{\rho} \quad (4.243)$$

A perda de carga foi, portanto, escrita como função de propriedades do escoamento (fluxo de massa e massa específica), a menos da constante de proporcionalidade \bar{K} , obtida empiricamente. As perdas de carga no filtro de sucção e no tubo de descarga são respectivamente calculadas por:

$$\Delta p_{fs} = \bar{K}_{fs} \frac{\dot{m}_c^2}{\rho_2} \quad (4.244)$$

$$\Delta p_{td} = \bar{K}_{td} \frac{\dot{m}_c^2}{\rho_6} \quad (4.245)$$

Tanto os coeficientes de troca de calor do bloco, carcaça, tubo de descarga e filtro de sucção como os fatores de perda de carga do filtro de sucção e tubo de descarga foram obtidos empiricamente.

Para completar o sistema de equações, as propriedades termodinâmicas e termofísicas do refrigerante devem ser avaliadas em cada ponto, de acordo com o diagrama $\log p-h$ representado na Figura 4.22. Assim, como apenas refrigerante na fase de vapor superaquecido está presente no compressor, exceto quando dissolvido em óleo, as propriedades podem ser calculadas em função da pressão e de outra propriedade qualquer, de acordo com a metodologia anteriormente apresentada.

4.8.4 Ensaios Experimentais

Como mencionado, os parâmetros empíricos foram determinados a partir de ensaios experimentais realizados em um calorímetro de ciclo quente. O procedimento de ensaio, o princípio de operação do

calorímetro de ciclo quente, as características construtivas da bancada e os resultados obtidos estão descritos detalhadamente no Capítulo 6.

Nos ensaios em calorímetro, os seguintes parâmetros foram determinados para diferentes condições de operação: vazão mássica de refrigerante; potência consumida; pressão nos pontos 1, 3, 6 e 7, já que as perdas de carga nas válvulas não foram consideradas; temperatura do refrigerante nos pontos 1, 2, 3, 6 e 7; e temperaturas médias do corpo, bloco, filtro de sucção e tubo de descarga.

A partir destes dados experimentais foram calculados o expoente politrópico, a eficiência global, a constante multiplicativa do fluxo de massa κ , os coeficientes de troca de calor e os fatores de perdas de carga através da solução do problema inverso em regime permanente. Para tal, os termos transientes das equações anteriormente citadas foram removidos e o sistema de equações foi resolvido por substituições sucessivas, para cada ensaio realizado (ver Capítulo 6).

Foram realizados preliminarmente 12 ensaios experimentais, para 3 temperaturas de evaporação (-23,3°C, -5°C e 10°C) e 4 de condensação (35°C, 45°C, 54,4°C e 65°C), sendo que tanto a condição na entrada quanto a temperatura do ambiente externo ao compressor foram mantidas a 32°C e a temperatura do corpo foi mantida a 60°C, de acordo com a condição ASHRAE *check-point* LBP. Posteriormente, foram realizados mais 4 ensaios, nos quais analisou-se a influência das temperaturas do corpo (75 e 90°C) e do refrigerante no passador de sucção (45 e 54°C) para a condição -23,3°C/54,4°C para as temperaturas de evaporação e condensação, respectivamente. Os resultados foram correlacionados em função da condição de operação, conforme será discutido no Capítulo 6.

METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

5.1 GENERALIDADES

Como pôde ser observado no capítulo anterior, o sistema de equações obtido para cada componente do refrigerador envolve equações diferenciais ordinárias e parciais, não-homogêneas e não-lineares, além de um amplo conjunto de equações algébricas. Em virtude destas complexidades, optou-se pela aproximação numérica da solução das equações pertinentes, segundo a metodologia que será descrita em detalhes neste capítulo.

Para integrar as equações diferenciais parciais relativas aos modelos de difusão de calor na placa evaporadora, na parede do condensador e no trecho da linha de sucção adjacente ao compressor, fez-se uso do método dos volumes finitos (Patankar, 1980). As equações diferenciais parciais referentes ao escoamento de fluido refrigerante no condensador, no evaporador, no tubo capilar e na linha de sucção, entretanto, foram integradas através de uma variação do método de volumes finitos apresentada por Escanes *et alii* (1995). Este trabalho versa sobre a simulação numérica do escoamento transiente em tubos capilares não-adiabáticos e foi aplicado por García-Valladares *et alii* (1998) na solução de escoamentos em evaporadores e condensadores.

As equações diferenciais ordinárias foram, por sua vez, integradas através do método de Euler totalmente implícito. O sistema de equações composto pelas equações algébricas e pelas equações de diferenças obtidas da discretização das equações diferenciais foi resolvido iterativamente por substituições sucessivas, segundo o procedimento descrito por Stoecker (1989). Os motivos que levaram a adoção destes métodos serão apresentados neste capítulo.

Com o objetivo de simplificar o processo de solução dos modelos, optou-se por agrupá-los nos seguintes módulos de solução: (i) compressor e trecho adjacente da linha de sucção; (ii) condensador; (iii) evaporador e gabinete; e (iv) trocador de calor tubo capilar - linha de sucção. Desta forma, os modelos podem

ser simulados individualmente através da imposição de um número reduzido de condições de contorno. As condições de contorno necessárias à simulação individual de cada módulo bem como as condições iniciais necessárias à simulação global do refrigerador serão exploradas mais adiante.

Assim, neste capítulo, primeiramente são explorados os métodos numéricos utilizados, as equações discretizadas, os algoritmos de solução e as condições de contorno pertinentes a cada um dos modelos desenvolvidos. Posteriormente, o acoplamento entre os modelos é detalhado e o algoritmo utilizado na simulação global do refrigerador é apresentado, juntamente com alguns detalhes referentes à implementação numérica dos modelos desenvolvidos, tais como estrutura do programa de simulação, além de alguns detalhes acerca de malha, tempo e plataforma computacional.

5.2 SOLUÇÃO DO CONDENSADOR

5.2.1 Integração das Equações Diferenciais

Como mencionado, as equações diferenciais pertinentes ao modelo do escoamento de refrigerante através do condensador foram integradas com base no método proposto por Escanes *et alii* (1995). Neste método, as propriedades do escoamento são avaliadas nas faces dos volumes, conforme ilustrado na Figura 5.1.

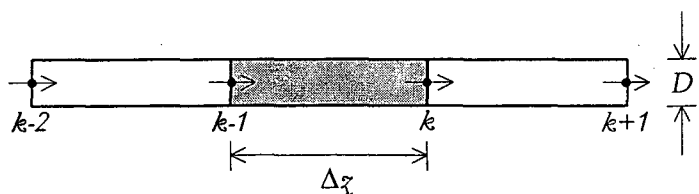


Figura 5.1 Volume de controle unidimensional típico do domínio discretizado.

Convém salientar que adotou-se uma malha computacional uniforme para o condensador, ou seja, com pontos nodais igualmente espaçados em todo domínio, salvo na fronteira, onde a distância é de $\Delta z/2$. Também é importante mencionar que os termos transientes foram integrados seguindo uma formulação totalmente implícita, com o objetivo de assegurar a estabilidade numérica do algoritmo independentemente do incremento de tempo (*time-step*) utilizado. As formulações explícita e implícita (Crank-Nicolson) foram previamente descartadas por exigirem um incremento de tempo pequeno para assegurar a convergência. A formulação totalmente implícita permitiu, então, o uso de incrementos de tempo menores nos instantes iniciais, onde as taxas de variação são mais intensas.

Integrando a equação da conservação da massa, dada pela equação (4.6), ao longo do volume de controle situado entre os pontos $k-1$ e k , da Figura 5.1, obtém-se:

$$\int_{z_{k-1}}^{z_k} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial \rho}{\partial t} dt dz + \int_t^{t+\Delta t} \int_{z_{k-1}}^{z_k} \frac{\partial G}{\partial z} dz dt = 0 \quad (5.1)$$

portanto,

$$(\bar{\rho} - \bar{\rho}^{\circ}) \frac{\Delta z}{\Delta t} + G_k - G_{k-1} = 0 \quad (5.2)$$

onde o sobrescrito ($^{\circ}$) indica o valor correspondente ao instante de tempo imediatamente anterior e a barra sobrescrita ($\bar{}$) representa a média da grandeza genérica ϕ ao longo do volume, sendo calculada por:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta z} \int_{z_{k-1}}^{z_k} \phi dz \quad (5.3)$$

A integração da equação da conservação da quantidade de movimento linear (4.10) ao longo do volume de controle esquematizado na Figura 5.1 fornece:

$$\int_{z_{k-1}}^{z_k} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) dt dz + \int_t^{t+\Delta t} \int_{z_{k-1}}^{z_k} \frac{\partial}{\partial z} (Gu) dz dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_{z_{k-1}}^{z_k} -\frac{\partial p}{\partial z} dz dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{z_{k-1}}^{z_k} -\tau_w \frac{P_i}{A} dz dt \quad (5.4)$$

logo,

$$\left(\overline{\rho u} - \overline{\rho u}^\circ \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} + (Gu)_k - (Gu)_{k-1} = -(p_k - p_{k-1}) - \bar{\tau}_w \frac{P}{A} \Delta z \quad (5.5)$$

Do mesmo modo, integrando a equação da conservação da energia (4.18) ao longo do volume de controle da Figura 5.1, e fazendo uso da formulação totalmente implícita, obtém-se:

$$\int_{z_{k-1}}^{z_k} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} (\rho h_o) dt dz + \int_t^{t+\Delta t} \int_{z_{k-1}}^{z_k} \frac{\partial}{\partial z} (G h_o) dz dt = \int_{z_{k-1}}^{z_k} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial p}{\partial t} dz dt - \int_t^{t+\Delta t} \int_{z_{k-1}}^{z_k} q_i'' \frac{P_i}{A} dz dt \quad (5.6)$$

assim,

$$\left(\overline{\rho h_o} - \overline{\rho h_o}^\circ \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} + (G h_o)_k - (G h_o)_{k-1} = (\bar{p} - \bar{p}^\circ) \frac{\Delta z}{\Delta t} - \bar{q}_i'' \frac{P_i}{A} \Delta z \quad (5.7)$$

A aproximação da integral representada pela equação (5.3) requer alguns cuidados. No trabalho de Escanes *et alii* (1995), esta integral foi aproximada pela média linear das propriedades avaliadas nos pontos $k-1$ e k , o que consiste num esquema de 2ª ordem também conhecido como regra do trapézio, dado por:

$$\bar{\phi} \cong \frac{\phi_k + \phi_{k-1}}{2} \quad (5.8)$$

Contudo, o uso desta aproximação tanto para os termos transientes da equação do movimento como da equação da conservação da energia pode gerar coeficientes negativos, que implicam em oscilações numéricas que dificultam o processo de convergência e podem mascarar a solução física do problema. Desta forma, optou-se por uma aproximação de 1ª ordem totalmente implícita (regra do retângulo) para os termos transientes, dada por:

$$\bar{\phi} \cong \phi_k \quad (5.9)$$

Para os termos fonte, contudo, manteve-se a aproximação de 2ª ordem sugerida por Escanes *et alii* (1995), com objetivo de atenuar o efeito das descontinuidades características da transição entre escoamento monofásico e bifásico.

Desta forma, as equações da conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia podem ser rescritas, respectivamente, por:

$$G_{k-1} = G_k + (\rho_k - \rho_k^\circ) \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (5.10)$$

$$\left(\rho_k u_k - \rho_k^\circ u_k^\circ \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} + G_k u_k - G_{k-1} u_{k-1} = -(p_k - p_{k-1}) - \frac{\tau_{w,k} + \tau_{w,k-1}}{2} \frac{P_i}{A} \Delta z \quad (5.11)$$

$$(\rho_k h_{o,k} - \rho_k^{\circ} h_{o,k}^{\circ}) \frac{\Delta z}{\Delta t} + G_k h_{o,k} - G_{k-1} h_{o,k-1} = \left(\frac{p_k + p_{k-1}}{2} - \frac{p_k^{\circ} + p_{k-1}^{\circ}}{2} \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} - \frac{q_{i,k}'' + q_{i,k-1}''}{2} \frac{P_i}{A} \Delta z \quad (5.12)$$

Multiplicando a equação (5.10) por u_k e subtraindo-a de (5.11), obtém-se:

$$\rho_k^{\circ} (u_k - u_k^{\circ}) \frac{\Delta z}{\Delta t} + G_{k-1} (u_k - u_{k-1}) = -(p_k - p_{k-1}) - \frac{\tau_{w,k} + \tau_{w,k-1}}{2} \frac{P_i}{A} \Delta z \quad (5.13)$$

Da mesma forma, multiplicando a equação (5.10) por $h_{o,k}$ e subtraindo-a de (5.12), obtém-se:

$$\rho_k^{\circ} (h_{o,k} - h_{o,k}^{\circ}) \frac{\Delta z}{\Delta t} + G_{k-1} (h_{o,k} - h_{o,k-1}) = \left(\frac{p_k + p_{k-1}}{2} - \frac{p_k^{\circ} + p_{k-1}^{\circ}}{2} \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} - \frac{q_{i,k}'' + q_{i,k-1}''}{2} \frac{P_i}{A} \Delta z \quad (5.14)$$

Este procedimento, proposto por MacArthur & Grald (1989), reduz ainda mais o tempo computacional necessário a solução destas equações, já que tanto o fluxo de massa como a massa específica aparecem explicitamente nas equações. Rescrevendo as equações anteriores para p_k e $h_{o,k}$, obtém-se:

$$p_k = p_{k-1} - \rho_k^{\circ} (u_k - u_k^{\circ}) \frac{\Delta z}{\Delta t} - G_{k-1} (u_k - u_{k-1}) - \frac{\tau_{w,k} + \tau_{w,k-1}}{2} \frac{P_i}{A} \Delta z \quad (5.15)$$

$$h_{o,k} = \frac{G_{k-1} h_{o,k-1} + \left(\rho_k^{\circ} h_{o,k}^{\circ} + \frac{p_k + p_{k-1}}{2} - \frac{p_k^{\circ} + p_{k-1}^{\circ}}{2} \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} - \frac{q_{i,k}'' + q_{i,k-1}''}{2} \frac{P_i}{A} \Delta z}{G_{k-1} + \rho_k^{\circ} \frac{\Delta z}{\Delta t}} \quad (5.16)$$

Enfim, substituindo o termo de tensão cisalhante pela sua expressão em função da velocidade (4.11) e o termo de transferência de calor pela expressão em função da diferença de temperatura (4.19), obtém-se:

$$p_k = p_{k-1} - \rho_k^{\circ} (u_k - u_k^{\circ}) \frac{\Delta z}{\Delta t} - G_{k-1} (u_k - u_{k-1}) - \frac{f_k G_k u_k + f_{k-1} G_{k-1} u_{k-1}}{16} \frac{P_i}{A} \Delta z \quad (5.17)$$

$$h_{o,k} = \frac{G_{k-1} h_{o,k-1} + \left(\rho_k^{\circ} h_{o,k}^{\circ} + \frac{p_k + p_{k-1}}{2} - \frac{p_k^{\circ} + p_{k-1}^{\circ}}{2} \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} + \left(\frac{\lambda_{i,k} T_{\text{cond},k} + \lambda_{i,k-1} T_{\text{cond},k-1}}{2} \right) \frac{P_i}{A} \Delta z}{G_{k-1} + \rho_k^{\circ} \frac{\Delta z}{\Delta t} + \left(\frac{\lambda_{i,k} T_{\text{ref},k} + \lambda_{i,k-1} T_{\text{ref},k-1}}{2} \right) \frac{1}{h_{o,k}^*} \frac{P_i}{A} \Delta z} \quad (5.18)$$

onde o sobrescrito (*) indica o valor da grandeza na iteração imediatamente anterior. Deve-se notar que o termo de troca de calor, que aparece no termo fonte da equação (5.18), foi linearizado para melhorar o processo de convergência numérica.

Assim, as equações (5.10), (5.17) e (5.18) permitem, respectivamente, o cálculo dos perfis de fluxo de massa, pressão e entalpia total ao longo do condensador, em cada instante de tempo. É importante salientar que, como as equações são de primeira ordem, estas podem ser resolvidas em marcha a partir de apenas uma condição de contorno.

As vantagens do método proposto em relação ao método dos volumes finitos tradicional estão relacionadas à facilidade de implementação e ao baixo custo computacional. Em relação ao custo computacional, o trabalho de García-Valladares *et alii* (1998) mostra que o método proposto apresenta resultados equivalentes, porém com um custo computacional bastante inferior a métodos baseados no algoritmo *SIMPLE* (*Semi-Implicit*

Linked Equations) e derivados. Em relação à facilidade de implementação, o simples fato de dispensar a necessidade de acoplamento entre pressão-velocidade e o arranjo desencontrado, comumente utilizado na integração do gradiente de pressão, torna a implementação do método proposto bem mais simples. O acoplamento pressão-velocidade torna-se desnecessário já que o escoamento foi considerado unidimensional e o gradiente de pressão pode ser obtido diretamente da equação do movimento.

A equação da difusão de calor nas paredes do condensador, contudo, foi integrada através do método dos volumes finitos tradicional (Patankar, 1980). Para tal, optou-se por um arranjo desencontrado de malha, de modo que os fluxos de calor são avaliados nas faces do volume e a temperatura é avaliada no centro do volume. A integração dos termos transientes também foi realizada através de uma formulação totalmente implícita e as derivadas no espaço foram aproximadas a partir de diferenças centrais.

A Figura 5.2 apresenta o esquema do volume de controle utilizado na discretização da equação da difusão de calor no tubo do condensador. Deve-se notar que, as superfícies de controle são denotadas pelos índices minúsculos w e e , e os volumes por índices maiúsculos W , P e E , de acordo com a notação tradicionalmente empregada (Patankar, 1980).

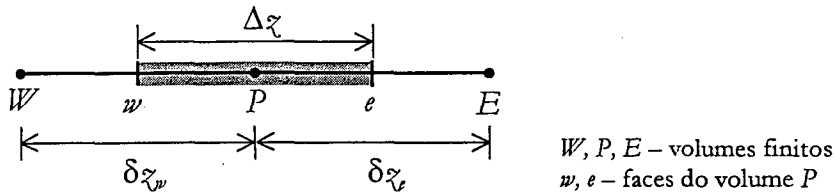


Figura 5.2 Volume de controle unidimensional típico do domínio discretizado pelo método dos volumes finitos.

Integrando, então, a equação da conservação da energia para a parede do condensador (4.32) no domínio do tempo para cada volume P do domínio discretizado do condensador, obtém-se:

$$\int_w^e \int_t^{t+\Delta t} (m'c)_{cnd} \frac{\partial T_{cnd}}{\partial t} dt dz = \tag{5.19}$$

$$= A_c \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e k_{cnd} \frac{\partial^2 T_{cnd}}{\partial z^2} dz dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \left[\lambda_{i,P} P_i (T_{ref} - T_{cnd}) - (\lambda_e + \lambda_{rad}) P_e (T_{cnd} - T_{amb}) \right] dz dt$$

portanto,

$$(m'c)_{cnd} \frac{T_{cnd}|_P - T_{cnd}|_P^o}{\Delta t} \Delta z = \tag{5.20}$$

$$= A_c k_{cnd} \left(\frac{\partial T_{cnd}}{\partial z} \Big|_e - \frac{\partial T_{cnd}}{\partial z} \Big|_w \right) + \left[\lambda_{i,P} (T_{ref}|_P - T_{cnd}|_P) \right] P_i \Delta z - \left[(\lambda_{e,P} + \lambda_{rad,P}) (T_{cnd}|_P - T_{amb}) \right] P_e \Delta z$$

Aproximando as derivadas por equações de diferenças, tem-se:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial T_{cnd}}{\partial z} \Big|_e &= \frac{T_{cnd}|_E - T_{cnd}|_P}{\delta z_e} \\ \frac{\partial T_{cnd}}{\partial z} \Big|_w &= \frac{T_{cnd}|_P - T_{cnd}|_W}{\delta z_w} \end{aligned} \right. \tag{5.21}$$

logo,

$$\begin{cases}
 a_P T_{cond}|_P = a_E T_{cond}|_E + a_W T_{cond}|_W + b \\
 a_E = A_c \frac{k_{cond}}{\delta z_e} \\
 a_W = A_c \frac{k_{cond}}{\delta z_w} \\
 a_P = a_E + a_W + (m'c)_{cond} \frac{\Delta z}{\Delta t} + \lambda_{i,P} P_i \Delta z + (\lambda_{e,P} + \lambda_{md,P}) P_c \Delta z \\
 b = (m'c)_{cond} \frac{\Delta z}{\Delta t} T_{cond}|_P + \lambda_{i,P} P_i \Delta z T_{ref}|_P + (\lambda_{e,P} + \lambda_{md,P}) P_c \Delta z T_{amb}
 \end{cases} \quad (5.22)$$

Da equação anterior obtém-se a variação da temperatura da parede do condensador ao longo do tempo para cada ponto do domínio. As condições de contorno são dadas pelo fluxo de calor nulo tanto na entrada como na saída do condensador. Como a equação anterior depende tanto do termo vizinho a oeste (*W*) como a leste (*E*), caracterizando uma matriz tridiagonal, optou-se pelo TDMA (*Tri-Diagonal Matrix Algorithm*) para resolver o sistema linear formado pelas equações discretizadas.

Nas regiões de entrada e saída, o esquema de pontos nodais coincidentes com a fronteira foi adotado, como mostrado na Figura 5.3, de modo que não há necessidade de equações adicionais para as fronteiras. Assim, na implementação das condições de contorno, $a_P = a_E = 1$, $a_W = b = 0$ em $z=0$ e $a_P = a_W = 1$, $a_E = b = 0$ em $z=L$.

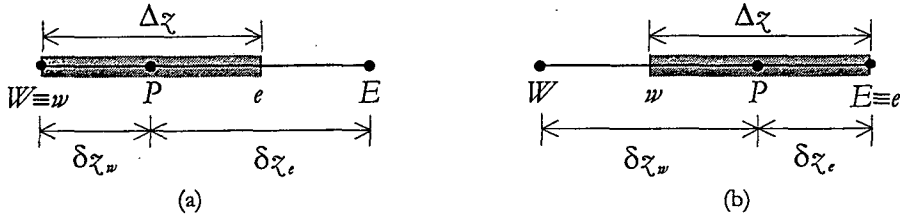


Figura 5.3 Esquema da discretização nas fronteiras: (a) fronteira a montante. (b) fronteira a jusante.

5.2.2 Condições Iniciais e de Contorno

Conforme discutido no capítulo anterior, para resolver as equações da conservação da massa, da quantidade movimento linear e da energia no condensador, faz-se necessário conhecer a distribuição de algumas propriedades no instante inicial. As propriedades termodinâmicas são facilmente calculadas a partir da temperatura ambiente e da pressão de equalização do sistema, sendo esta última obtida através do procedimento de cálculo descrito detalhadamente no Apêndice B. O perfil de velocidades (ou de fluxo de massa) no condensador deve ser considerado nulo no instante inicial.

Como para o escoamento as equações diferenciais são de primeira ordem, apenas uma condição de contorno para cada equação se faz necessária. Assim, a condição de contorno para a equação da conservação da massa é dada pelo fluxo de massa prescrito ou na entrada ou na saída do componente.

Para a equação de conservação da quantidade de movimento a condição de contorno é dada pela pressão na entrada do condensador, a qual pode ser fornecida diretamente ao modelo ou calculada iterativamente pelo desbalanço de massa na entrada do condensador, ou seja, pela diferença entre o fluxo de massa calculado através da equação da continuidade e o fluxo de massa fornecido pelo compressor.

Além disso, como a pressão se caracteriza pelo comportamento tipicamente elíptico, já que influencia tanto o escoamento a montante como a jusante, a condição de contorno na entrada deve ser calculada de modo que a massa seja conservada em todo o domínio. Assim, como tem-se duas condições de contorno para a equação de conservação da massa (fluxos de massa obtidos dos modelos do compressor e do tubo capilar), e como apenas uma faz-se necessária para cálculo do perfil de fluxo de massa através da equação da continuidade, pode-se utilizar a condição restante para calcular iterativamente a pressão na entrada do condensador. Como o balanço de massa não é explícito em relação à pressão, esta variável é inicialmente arbitrada e corrigida sucessivamente até a convergência.

A equação da conservação da energia aplicada ao escoamento necessita apenas da entalpia do refrigerante na entrada do condensador que, juntamente com a velocidade (ou fluxo de massa) na entrada do condensador, fornece a entalpia total nesta região. Para a equação da energia aplicada ao tubo, contudo, são necessárias duas condições de contorno, dadas pela condição de fluxo nulo na entrada e na saída do condensador.

5.2.3 Algoritmo de Solução

O conjunto principal de equações é composto pela equação da conservação da massa (5.10), pela equação da conservação da quantidade de movimento linear (5.17), pelas equações da conservação da energia aplicadas ao escoamento (5.18) e ao tubo do condensador (5.22), por relações termodinâmicas, pelas propriedades termofísicas do ar e por correlações para os fatores de atrito e coeficientes de transferência de calor. Da equação da conservação da massa, determina-se o perfil de fluxo de massa. Da equação do movimento, obtém-se o perfil de pressão ao longo do condensador. Das equações da conservação da energia, obtém-se a entalpia total do refrigerante e a temperatura do tubo para cada ponto nodal. A temperatura e a massa específica do refrigerante são calculadas por relações termodinâmicas em função do par pressão/entalpia.

O procedimento de solução depende fortemente das condições de contorno das equações da continuidade e do movimento. Caso o par pressão/fluxo de massa na entrada esteja disponível, o procedimento de solução é direto. Contudo, se apenas os fluxos de massa na entrada e saída do condensador estiverem disponíveis, conforme a metodologia adotada na simulação global do refrigerador, surge a necessidade de um procedimento iterativo para o cálculo da pressão. Desta forma, optou-se por descrever apenas o último procedimento já que este engloba o primeiro, bastando apenas eliminar o laço iterativo para o cálculo da pressão.

Assim, considerando que apenas os fluxos de massa encontram-se disponíveis, utiliza-se o valor na saída para calcular o perfil de fluxo de massa através da equação da continuidade e o valor na entrada para corrigir iterativamente a pressão na entrada do condensador. Por questões de estabilidade numérica, a equação da continuidade é avaliada a partir da saída em direção à entrada, enquanto que as equações do movimento e da energia são resolvidas da entrada para a saída. Em razão das não-linearidades e interdependências entre as equações, um procedimento iterativo se faz necessário. As equações são, então, resolvidas por substituições sucessivas (Stoecker, 1989), até a convergência. No processo de substituição sucessiva, foi necessário sub-relaxar o fluxo de massa, a entalpia total, a pressão, a massa específica, a temperatura do refrigerante e a temperatura do condensador com fatores da ordem de 0,90. Como critério de convergência admitiu-se um erro total inferior à 10^{-4} .

Assim, o erro total no condensador pode ser calculado por:*

$$E_{cond} = \left\| E_G, E_p, E_{b_s}, E_{T_{ref}}, E_{T_{out}} \right\| < 10^{-4} \quad (5.23)$$

onde E_ϕ representa o erro normalizado obtido pela soma, em todo o domínio, das diferenças relativas entre duas iterações sucessivas do parâmetro ϕ , ou seja,

$$E_\phi = \sum_k \left| \frac{\phi_k - \phi_k^*}{\phi_k} \right| \quad (5.24)$$

Como não existe uma equação explícita para a pressão na entrada do condensador, esta variável é inicialmente arbitrada e corrigida sucessivamente. Em geral, a pressão estimada proporciona um cálculo para o fluxo de massa na entrada do condensador diferente daquele estabelecido como condição de contorno. A pressão é então corrigida pela diferença entre os fluxos de massa conhecido e estimado na entrada do condensador através do método das secantes (Press *et alii*, 1995). A convergência é atingida quando a diferença relativa entre o fluxo de massa fornecido pelo compressor e o fluxo de massa na entrada do condensador for inferior a 10^{-4} .

O algoritmo de solução do condensador é dado por (ver também o fluxograma no Apêndice D):

1. Arbitrar a todas as variáveis o seu valor do instante de tempo imediatamente anterior;
2. Arbitrar a pressão na entrada do condensador;
3. Calcular, em marcha, o fluxo de massa através da equação (5.10) a partir do fluxo de massa na saída;
4. Calcular, em marcha, a pressão através da equação (5.17);
5. Calcular, em marcha, a entalpia através da equação (5.18);
6. Calcular, via TDMA, a temperatura do tubo através da equação (5.22);
7. Atualizar as propriedades termodinâmicas e termofísicas bem como os parâmetros empíricos;
8. Voltar ao passo 3 até a convergência das variáveis envolvidas;
9. Corrigir a pressão (método das secantes) e voltar ao passo 2 até a convergência (laço opcional);
10. Voltar ao passo 1 até o final da simulação transiente.

5.3 SOLUÇÃO DO EVAPORADOR E DO GABINETE

5.3.1 Integração das Equações Diferenciais

Como os canais da placa evaporadora são uniformemente espaçados, uma malha computacional cartesiana uniforme foi utilizada, como mostrado na Figura 5.4. Para o escoamento de refrigerante também utilizou-se uma malha cartesiana uniforme (Figura 5.4). Tanto os lados dos elementos de volume bidimensionais da malha da placa como o comprimento dos elementos de volume unidimensionais da malha do fluido possuem dimensão de 13mm. A malha da placa é constituída de 23 x 37 pontos nodais no interior do domínio, totalizando 851 volumes, e a malha do fluido é composta por 339 pontos nodais. O comprimento equivalente do canal foi obtido considerando-se que todos os volumes do domínio do fluido possuem comprimento igual a 13mm, de

* Deve-se notar que o duplo colchete representa o parâmetro de valor máximo dentre os listados, ou seja, $\|a, b\| = \max(a, b)$.

modo que o comprimento total apresentou-se 3,5% menor que o valor real. Para evitar que esta pequena discrepância originasse um volume interno menor e, conseqüentemente, uma carga de refrigerante diferente, resolveu-se computar uma área de secção transversal equivalente para o inventário de massa neste componente.

Estas aproximações podem, numa primeira análise, parecerem muito restritivas. Contudo, justificam-se pois fornecem bons resultados, sem a necessidade de malhas computacionais não-estruturadas, o que elevaria a complexidade do modelo. O acoplamento entre as malhas do fluido e da placa é realizado nos volumes hachurados indicados na Figura 5.4.

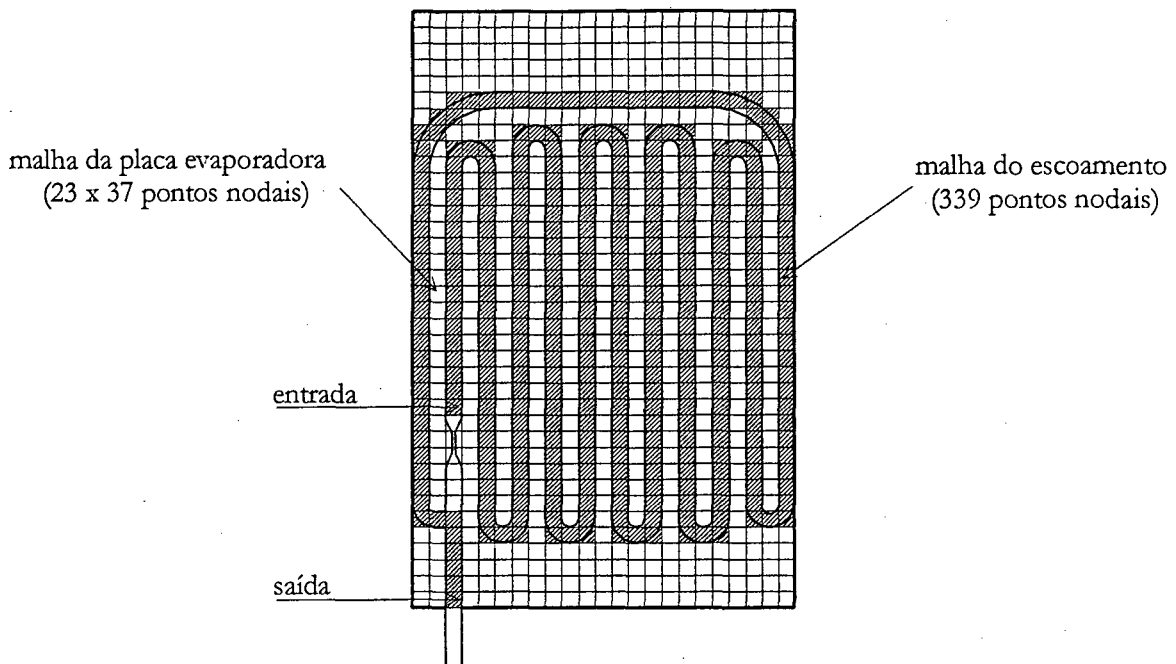


Figura 5.4 Malha computacional da placa evaporadora.

A exemplo do condensador, as equações diferenciais do modelo do escoamento de refrigerante através do evaporador foram também integradas pelo método de volumes finitos proposto por Escanes *et alii* (1995). Assim, da integração das equações de conservação da massa, da quantidade de movimento linear e da energia para o escoamento de refrigerante no interior dos canais do evaporador obtém-se equações análogas às equações (5.10), (5.17) e (5.18), substituindo-se T_{end} por T_{ep} , evidentemente. Na fronteira, utilizou-se o mesmo método de discretização adotado no modelo do condensador, de modo que as condições de contorno do escoamento foram implementadas de forma análoga. Para a integração da equação da placa evaporadora (4.65), deve-se considerar o elemento de volume bidimensional representado na Figura 5.5.

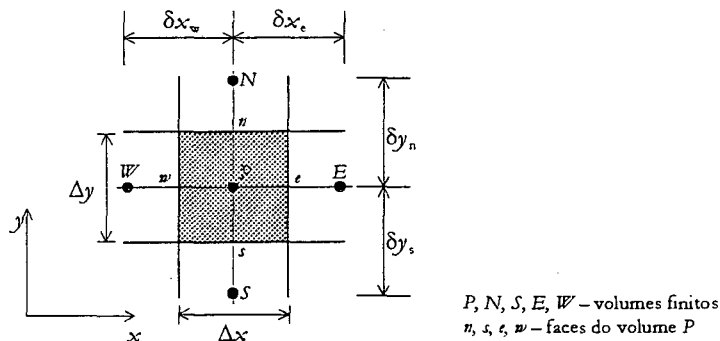


Figura 5.5 Volume de controle bidimensional típico do domínio discretizado da placa evaporadora.

Integrando a equação (4.65) no tempo e nas direções x e y do volume de controle indicado na Figura 5.5,

$$\int_s^n \int_w^e \int_t^{t+\Delta t} (\rho c)_{evp} \frac{\partial T_{evp}}{\partial t} dt dx dy = \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e k_{evp} \frac{\partial^2 T_{evp}}{\partial x^2} dx dy dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n k_{evp} \frac{\partial^2 T_{evp}}{\partial y^2} dy dx dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \left[2 \frac{\lambda_e}{w} (T_{amb} - T_{evp}) - 2 \frac{\lambda_i}{w} (T_{evp} - T_{ref}) + \frac{q''_{rad}}{w} \right] dx dy dt \quad (5.25)$$

obtém-se:

$$(\rho c)_{evp} (T_{evp}|_p - T_{evp}|_p^\circ) w \Delta x \Delta y = k_{evp} \left(\frac{\partial T_{evp}}{\partial x} \Big|_e - \frac{\partial T_{evp}}{\partial x} \Big|_w \right) w \Delta y \Delta t + k_{evp} \left(\frac{\partial T_{evp}}{\partial y} \Big|_n - \frac{\partial T_{evp}}{\partial y} \Big|_s \right) w \Delta x \Delta t + \left[2 \lambda_{e,p} (T_{amb} - T_{evp}) - 2 \lambda_{i,p} (T_{evp} - T_{ref}) + q''_{rad,p} \right] \Delta x \Delta y \Delta t \quad (5.26)$$

Aproximando as derivadas pelas equações de diferenças, tem-se:

$$\frac{\partial T_{evp}}{\partial x} \Big|_e = \frac{T_{evp}|_E - T_{evp}|_P}{(\delta x)_e}; \quad \frac{\partial T_{evp}}{\partial x} \Big|_w = \frac{T_{evp}|_P - T_{evp}|_W}{(\delta x)_w}; \quad \frac{\partial T_{evp}}{\partial y} \Big|_n = \frac{T_{evp}|_N - T_{evp}|_P}{(\delta y)_n}; \quad \frac{\partial T_{evp}}{\partial y} \Big|_s = \frac{T_{evp}|_P - T_{evp}|_S}{(\delta y)_s} \quad (5.27)$$

Substituindo as expressões anteriores na equação (5.26) e rescrevendo-a na forma de coeficientes, obtém-se a seguinte equação discretizada para o cálculo da temperatura da placa evaporadora:

$$\begin{cases} a_P T_{evp}|_P = a_E T_{evp}|_E + a_W T_{evp}|_W + a_N T_{evp}|_N + a_S T_{evp}|_S + b \\ a_E = \frac{k w \Delta y}{(\delta x)_e}; \quad a_W = \frac{k w \Delta y}{(\delta x)_w}; \quad a_N = \frac{k w \Delta x}{(\delta y)_n}; \quad a_S = \frac{k w \Delta x}{(\delta y)_s} \\ a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + (\rho c)_{evp} \frac{w \Delta x \Delta y}{\Delta t} + 2(\lambda_{e,p} + \lambda_{i,p}) \Delta x \Delta y \\ b = (\rho c)_{evp} \frac{w \Delta x \Delta y}{\Delta t} T_{evp}|_p^\circ + (2 \lambda_{e,p} T_{gab} + 2 \lambda_{i,p} T_{ref}|_p + q''_{rad,p}) \Delta x \Delta y \end{cases} \quad (5.28)$$

Como a equação anterior depende dos termos vizinhos nas direções norte (N), sul (S), leste (E) e oeste (W), compondo uma matriz pentadiagonal, fez-se uso do TDMA (*Tri-Diagonal Matrix Algorithm*) aplicado linha-por-linha (Patankar, 1980) para resolver o sistema linear de equações discretizadas.

As bordas foram discretizadas com pontos nodais coincidentes com a fronteira, da forma análoga ao condensador. Assim, as condições de contorno de derivada nula na fronteira são implementadas anulando-se a_W na fronteira oeste, a_E na fronteira leste, a_N na fronteira norte e a_S na fronteira sul. As temperaturas dos pontos na fronteira são, então, igualadas às temperaturas nos pontos adjacentes.

A equação diferencial ordinária (4.82) no domínio do tempo, que constitui o modelo do gabinete, foi integrada de acordo com o método de Euler. Utilizou-se a formulação totalmente implícita, de modo que a equação para cálculo da temperatura média do gabinete é dada por:

$$T_{gab} = \frac{(\rho c_p)_{gab} \frac{V_{gab}}{\Delta t} T_{gab}^\circ + \sum_{k=1}^9 [(\lambda A)_{i,k} T_{i,k} T_{gab}]}{(\rho c_p)_{gab} \frac{V_{gab}}{\Delta t} + \sum_{k=1}^9 [(\lambda A)_{i,k} T_{i,k}] + KL_{gax} T_{amb}} \quad (5.29)$$

Deve-se notar que na equação anterior, a temperatura do evaporador (superfícies 7 e 8) está implícita no somatório (ver Figura 4.10). A integração das equações da energia aplicadas às superfícies interna (4.74) e externa (4.75) do refrigerador em cada uma das seis paredes (k) do gabinete através do método de Euler totalmente implícito fornece:

$$T_{e,k} = \frac{\frac{(\rho c V)_{e,k}}{\Delta t} T_{e,k}^{\circ} + (\lambda A)_{e,k} T_{amb} + \left(\frac{kA}{l/2}\right)_{m,k} T_{m,k} + \dot{q}_{rad,e,k}}{\frac{(\rho c V)_{e,k}}{\Delta t} + (\lambda A)_{e,k} + \left(\frac{kA}{l/2}\right)_{m,k}} \quad (5.30)$$

$$T_{i,k} = \frac{\frac{(\rho c V)_{i,k}}{\Delta t} T_{i,k}^{\circ} + (\lambda A)_{i,k} T_{gab} + \left(\frac{kA}{l/2}\right)_{m,k} T_{m,k} - \dot{q}_{rad,i,k}}{\frac{(\rho c V)_{i,k}}{\Delta t} + (\lambda A)_{i,k} + \left(\frac{kA}{l/2}\right)_{m,k}} \quad (5.31)$$

A integração das equações diferenciais parciais para o cálculo da distribuição de temperatura ao longo do isolamento de cada uma das seis paredes k também foi realizada pelo método dos volumes finitos, segundo o volume de controle típico representado na Figura 5.2. Assim, integrando a equação da difusão, obtém-se:

$$\frac{T_{m,k}|_p - T_{m,k}|_e}{\Delta x} \Delta x = a_{m,k} \left(\frac{\partial T_{m,k}}{\partial x} \Big|_e - \frac{\partial T_{m,k}}{\partial x} \Big|_p \right) \quad (5.32)$$

Aproximando as derivadas pelas equações de diferenças, obtém-se:

$$\begin{cases} a_p T_{m,k}|_p = a_E T_{m,k}|_E + a_W T_{m,k}|_W + b \\ \left\{ \begin{array}{l} a_E = \frac{a_{m,k}}{(\delta x)_e} ; a_W = \frac{a_{m,k}}{(\delta x)_w} \\ a_p = a_E + a_W + \frac{\Delta x}{\Delta t} \\ b = \frac{\Delta x}{\Delta t} T_{m,k}|_p \end{array} \right. \end{cases} \quad (5.33)$$

Deve-se notar que as equações (5.30), (5.31) e (5.33) formam um sistema linear tridiagonal, sendo, portanto, resolvidos simultaneamente, para cada superfície k , através do TDMA (*Tri-Diagonal Matrix Algorithm*).

5.3.2 Solução do Modelo de Radiação no Interior do Gabinete

Para determinar a taxa de transferência radiativa de calor no interior do gabinete, deve-se conhecer as radiosidades de cada uma das superfícies envolvidas (ver Figura 4.10), de acordo com as equações (4.90) a (4.98). Da equação (4.89), obtém-se:

$$\left[\frac{\varepsilon_k A_k}{1 - \varepsilon_k} + \sum_{j=1}^n F_{kj} A_k \right] J_k - \sum_{j=1}^n F_{kj} A_k J_j = \frac{\varepsilon_k A_k}{1 - \varepsilon_k} \sigma T_{i,k}^4 \quad (5.34)$$

Esta equação pode ser rescrita na forma de um sistema linear $n \times n$,

$$\begin{aligned}
 & [A]\{J\} = \{B\} \\
 & \begin{cases} a_{kk} = \frac{\varepsilon_k A_k}{1 - \varepsilon_k} + \sum_{j=1}^n F_{kj} A_k \\ a_{kj} = a_{jk} = -F_{kj} A_k \\ b_k = \frac{\varepsilon_k A_k}{1 - \varepsilon_k} \sigma T_{i,k}^4 \end{cases} \quad (5.35)
 \end{aligned}$$

onde a_{kk} são os elementos da diagonal principal e a_{kj} os demais elementos da matriz $[A]$, b_k são os elementos do vetor $\{B\}$ e o vetor $\{J\}$ é composto pelas radiosidades das superfícies, J_k .

Para resolver este sistema linear, utilizou-se o método iterativo de Gauss-Seidel (Press *et alii*, 1995). De acordo com este método, a radiosidade da superfície k , em cada iteração, é calculada por:

$$J_k = \frac{1}{a_{kk}} \left[b_k - \sum_{j=1}^{k-1} a_{kj} J_j - \sum_{j=k+1}^n a_{kj} J_j^* \right] \quad (5.36)$$

A convergência é assumida quando as diferenças relativas entre as radiosidades da iteração atual com a iteração imediatamente anterior for inferior a 10^{-4} .

5.3.3 Algoritmo de Solução

O conjunto de equações a ser resolvido é composto pela equação da conservação da massa (5.10), da quantidade de movimento linear (5.17), das equações da conservação da energia aplicadas ao escoamento (5.18), à placa evaporadora (5.28), ao ar no interior do gabinete (5.29) e às paredes do refrigerador (5.30), (5.31) e (5.33), e pelas relações termodinâmicas que permitem a determinação da temperatura e massa específica do refrigerante em função da pressão e da entalpia, para cada região do escoamento.

Destas equações, obtém-se os perfis de pressão, temperatura, entalpia total e massa específica do refrigerante e do campo de temperatura na placa evaporadora, em cada instante de tempo. Obtém-se, também, a evolução temporal da temperatura do ar no gabinete e das temperaturas das paredes do refrigerador.

A pressão na entrada do evaporador foi calculada iterativamente através do método das secantes (Press *et alii*, 1995) e as equações foram resolvidas segregadamente, através do método de substituições sucessivas apresentado por Stoecker (1989). Os parâmetros do escoamento, tais como fluxo de massa, pressão, entalpia, temperatura e massa específica do refrigerante foram sub-relaxados com fatores da ordem de 0,90. O modelo do gabinete não exigiu sub-relaxação rigorosa (0,98).

$$E_{erp} = \left\| E_G, E_p, E_{b_e}, E_{T_{erj}}, E_{T_{erp}}, E_{T_{gab}}, E_{T_{m,k}} \right\| < 10^{-4} \quad (5.37)$$

onde,

$$E_\phi = \sum_l \left| \frac{\phi_l - \phi_l^*}{\phi_l} \right| ; E_{T_{erp}} = \sum_i \sum_j \left| \frac{T_{erp}|_{ij} - T_{erp}|_i^*}{T_{erp}|_{ij}} \right| ; E_{T_{gab}} = \left| \frac{T_{gab} - T_{gab}^*}{T_{gab}} \right| ; E_\psi = \sum_k \left| \frac{\psi_k - \psi_k^*}{\psi_k} \right| \quad (5.38)$$

onde ϕ_k representa a entalpia, a massa específica e a temperatura do refrigerante em cada ponto l do domínio e ψ_k representa as temperaturas de cada uma das seis paredes k do refrigerador.

Assim, a solução dos modelos do evaporador e do gabinete segue o seguinte algoritmo (ver também o fluxograma mostrado no Apêndice D):

1. Arbitrar a todas as variáveis seu valor no instante de tempo imediatamente anterior;
2. Arbitrar a pressão na entrada do evaporador;
3. Calcular as propriedades na entrada do evaporador ($l=1$);
4. Incrementar $l=l+1$;
5. Calcular o fluxo de massa pela equação (5.10);
4. Calcular a pressão pela equação (5.17);
5. Calcular a entalpia pela equação (5.18);
6. Atualizar as propriedades termodinâmicas, termofísicas e os parâmetros empíricos do escoamento;
7. Retornar ao passo 5 até a convergência das variáveis do escoamento;
8. Retornar ao passo 4 até o último volume;
9. Calcular, via TDMA linha-por-linha, o campo de temperatura do evaporador pela equação (5.28);
10. Atualizar as propriedades termofísicas do ar e o coeficiente externo de transferência de calor;
11. Calcular as temperaturas das paredes do gabinete pelas equações (5.30), (5.31) e (5.33);
12. Calcular a temperatura do ar no interior do gabinete pela equação (5.29);
13. Calcular as radiosidades pelo método iterativo de Gauss-Seidel e atualizar as taxas de troca de calor;
14. Voltar ao passo 3 até a convergência de todas as variáveis envolvidas;
15. Corrigir a pressão pelo método das secantes e voltar ao passo 2 até a convergência (laço opcional);
16. Voltar ao passo 1 até o final da simulação transiente.

5.4 SOLUÇÃO DO TROCADOR DE CALOR TUBO CAPILAR – LINHA DE SUÇÃO

5.4.1 Integração das Equações Diferenciais

De modo semelhante ao condensador e ao evaporador, utilizou-se o método de Escanes *et alii* (1995) para integrar tanto as equações diferenciais do modelo do escoamento como as equações diferenciais do modelo de transferência de calor através nas paredes. Entretanto, aproximou-se a média volumétrica pela média linear (regra do trapézio) tanto para os termos transientes como para os termos fonte, de acordo com a equação (5.8).

A razão pela qual a regra do trapézio foi utilizada ao invés da regra do retângulo com formulação implícita reside no fato de que os gradientes de pressão e de entalpia característicos do escoamento no interior do tubo capilar são extremamente elevados, principalmente na região de saída, de modo que métodos de ordem mais baixa podem não caracterizá-los adequadamente. O sistema de equações foi então resolvido iterativamente em cada volume e não ao longo de todo domínio, como no condensador.

A integração das equações diferenciais (4.109), (4.110) e (4.111) para o escoamento de refrigerante através do tubo capilar pelo método de Escanes *et alii* (1995) fornece:

$$G_k = G_{k-1} - \left(\frac{\rho_k + \rho_{k-1}}{2} - \frac{\rho_k^\circ + \rho_{k-1}^\circ}{2} \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (5.39)$$

$$\dot{p}_k = \dot{p}_{k-1} - \left(a + b \frac{\Delta z}{\Delta t} + c \frac{P_i}{A} \Delta z \right) \quad (5.40)$$

$$\begin{cases} a = G_k u_k - G_{k-1} u_{k-1} \\ b = \frac{\rho_k u_k + \rho_{k-1} u_{k-1}}{2} - \frac{\rho_k^\circ u_k^\circ + \rho_{k-1}^\circ u_{k-1}^\circ}{2} \\ c = \frac{f_k G_k u_k + f_{k-1} G_{k-1} u_{k-1}}{16} \end{cases}$$

$$h_{o,k} = \frac{G_{k-1} h_{o,k-1} + b \frac{\Delta z}{\Delta t} + c \frac{P_i}{A} \Delta z}{G_k + \frac{\rho_k}{2} \frac{\Delta z}{\Delta t} + a \frac{P_i}{A} \Delta z} \quad (5.41)$$

$$\begin{cases} a = \frac{1}{h_{o,k}^*} \frac{\lambda_{i,k} T_{ref,cap,k} + \lambda_{i,k-1} T_{ref,cap,k-1}}{2} \\ b = \frac{\rho_k h_{o,k}^\circ + \rho_{k-1} h_{o,k-1}^\circ - \rho_{k-1} h_{o,k-1}}{2} + \frac{\dot{p}_k + \dot{p}_{k-1}}{2} - \frac{\dot{p}_k^\circ + \dot{p}_{k-1}^\circ}{2} \\ c = \frac{\lambda_{i,k} T_{cap,k} + \lambda_{i,k-1} T_{cap,k-1}}{2} \end{cases}$$

Deve-se notar que o termo de transferência de calor que envolve a temperatura do refrigerante – função da pressão e da entalpia e, portanto, não linear – foi linearizado através da divisão pela entalpia total disponível da iteração anterior (*). Este termo aparece no denominador da equação (termo a).

Como o trocador de calor tubo capilar – linha de sucção é do tipo contracorrente, as malhas computacionais utilizadas pelo tubo capilar e pela linha de sucção foram acopladas segundo o esquema mostrado na Figura 5.6.

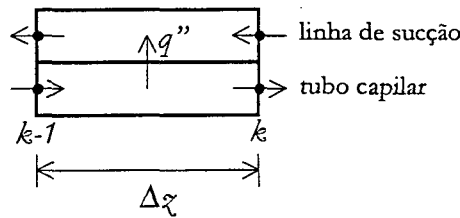


Figura 5.6 Acoplamento entre as malhas do tubo capilar e da linha de sucção.

A integração das equações (4.6) e (4.154) para o escoamento através da linha de sucção fornece:

$$G_{k-1} = G_k - \left(\frac{\rho_{k-1} + \rho_k}{2} - \frac{\rho_{k-1}^\circ + \rho_k^\circ}{2} \right) \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (5.42)$$

$$b_{o,k-1} = \frac{G_k b_{o,k} + b \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta t} + c \frac{\Delta \bar{z}}{A_{suc}}}{G_{k-1} + \frac{\rho_{k-1}}{2} \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta t} + a \frac{\Delta \bar{z}}{A_{suc}}}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \frac{1}{b_{o,k-1}} \frac{(\lambda_{e,cap,k-1} P_{e,cap} + \lambda_{i,suc,k-1} P_{i,suc}) T_{ref,suc,k-1} + (\lambda_{e,cap,k} P_{e,cap} + \lambda_{i,suc,k} P_{i,suc}) T_{ref,suc,k}}{2} \\ b = \frac{\rho_{k-1}^{\circ} b_{o,k-1} + \rho_k^{\circ} b_{o,k} - \rho_k b_{o,k} + p_{k-1} + p_k}{2} - \frac{p_{k-1}^{\circ} + p_k^{\circ}}{2} \\ c = \frac{\lambda_{e,cap,k-1} T_{cap,k-1} + \lambda_{e,cap,k} T_{cap,k}}{2} P_{e,cap} + \frac{\lambda_{i,suc,k-1} T_{suc,k-1} + \lambda_{i,suc,k} T_{suc,k}}{2} P_{i,suc} \end{array} \right. \quad (5.43)$$

A exemplo do tubo capilar, o termo fonte da linha de sucção foi também linearizado. Deve-se notar que, como a perda de carga na linha de sucção foi desprezada, a equação do movimento não se fez necessária.

A integração das equações diferenciais referentes ao modelo de transferência de calor na parede do tubo capilar fornece:

$$\int_{\bar{z}_{k-1}}^{\bar{z}_k} \int_t^{t+\Delta t} (\rho c)_{cap} \frac{\partial T_{cap}}{\partial t} dt d\bar{z} = \int_t^{t+\Delta t} \int_{\bar{z}_{k-1}}^{\bar{z}_k} q_{i,cap}'' \frac{P_{i,cap}}{A_{e,cap}} d\bar{z} dt - \int_t^{t+\Delta t} \int_{\bar{z}_{k-1}}^{\bar{z}_k} q_{e,cap}'' \frac{P_{e,cap}}{A_{e,cap}} d\bar{z} dt \quad (5.44)$$

assim,

$$(\rho c)_{cap} (\bar{T}_{cap} - \bar{T}_{cap}^{\circ}) \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta t} = \bar{q}_{i,cap}'' \frac{P_{i,cap}}{A_{e,cap}} - \bar{q}_{e,cap}'' \frac{P_{e,cap}}{A_{e,cap}} \quad (5.45)$$

Aproximando a média no volume pela média linear, obtém-se:

$$(\rho c)_{cap} \left(\frac{T_{cap,k} + T_{cap,k-1}}{2} - \frac{T_{cap,k}^{\circ} + T_{cap,k-1}^{\circ}}{2} \right) \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta t} = \frac{q_{i,cap,k}'' + q_{i,cap,k-1}''}{2} \frac{P_{i,cap}}{A_{e,cap}} \Delta \bar{z} - \frac{q_{e,cap,k}'' + q_{e,cap,k-1}''}{2} \frac{P_{e,cap}}{A_{e,cap}} \Delta \bar{z} \quad (5.46)$$

Escrevendo os fluxos de calor em função da diferença de temperatura e explicitando a equação anterior para $T_{cap,k}$, obtém-se:

$$T_{cap,k} = \frac{(\rho c)_{cap} \frac{T_{cap,k}^{\circ} + T_{cap,k-1}^{\circ}}{2} + c \frac{P_{i,cap}}{A_{e,cap}} + d \frac{P_{e,cap}}{A_{e,cap}}}{a + b T_{cap,k-1}}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \frac{1}{2} \left[\frac{(\rho c)_{cap}}{\Delta t} + \lambda_{i,cap,k} \frac{P_{i,cap}}{A_{e,cap}} + \lambda_{e,cap,k} \frac{P_{e,cap}}{A_{e,cap}} \right] \\ b = \frac{1}{2 T_{cap,k}^*} \left[\frac{(\rho c)_{cap}}{\Delta t} + \lambda_{i,cap,k-1} \frac{P_{i,cap}}{A_{e,cap}} + \lambda_{e,cap,k-1} \frac{P_{e,cap}}{A_{e,cap}} \right] \\ c = \frac{\lambda_{i,cap,k} T_{ref,cap,k} + \lambda_{i,cap,k-1} T_{ref,cap,k-1}}{2} \\ d = \frac{\lambda_{e,cap,k} T_{ref,suc,k} + \lambda_{e,cap,k-1} T_{ref,suc,k-1}}{2} \end{array} \right. \quad (5.47)$$

Nota-se que o termo $T_{cap,k-1}$ foi linearizado e alocado no denominador da equação afim de evitar coeficientes negativos. Procedendo do mesmo modo para a linha de sucção, obtém-se:

$$T_{suc,k-1} = \frac{\frac{(\rho c)_{suc} T_{suc,k-1} + T_{suc,k}}{2} + \frac{\lambda_{i,suc,k-1} T_{ref,suc,k-1} + \lambda_{i,suc,k} T_{ref,suc,k}}{2} \frac{P_{i,suc}}{A_{e,suc}}}{\frac{1}{2} \left[\frac{(\rho c)_{suc}}{\Delta t} + \lambda_{i,suc,k-1} \frac{P_{i,suc}}{A_{e,suc}} \right] + \frac{1}{2} \frac{T_{suc,k}}{T_{suc,k-1}^*} \left[\frac{(\rho c)_{cap}}{\Delta t} + \lambda_{i,suc,k} \frac{P_{i,suc}}{A_{e,suc}} \right]} \quad (5.48)$$

Mezavila (1995) reportou a necessidade de utilizar volumes de comprimento inferior a 1,0mm para garantir a convergência na condição de escoamento crítico. Contudo, para o tubo capilar de 4,5m do refrigerador SLIM 230 litros, isto representa uma malha de 4500 pontos nodais, com custo computacional proibitivo, quando avaliado sob o ponto de vista de simulação global do refrigerador. Optou-se então pelo uso de uma malha uniforme na região de entrada e outra não-uniforme na região do trocador de calor, sendo esta mais refinada na região próxima à saída do tubo capilar, onde os gradientes assumem valores muito elevados. A equação utilizada para gerar a malha foi extraída do trabalho de Escanes *et alii* (1995), sendo dada por:

$$\Delta x_k = \frac{L}{\tanh \xi} \left[\tanh \left(\xi \frac{k}{n} \right) - \tanh \left(\xi \frac{k-1}{n} \right) \right] \quad (5.49)$$

onde ξ é um fator de concentração, cujos valores são maiores ou iguais a zero ($\xi=0$ indica uma malha com pontos nodais uniformemente distribuídos), L é o comprimento do trocador de calor e n é o número de volumes.

A Figura 5.7 mostra uma malha gerada para $\xi=2,5$ e 50 volumes, para o tubo capilar com 4,5m de comprimento. A malha adotada na solução deste modelo possui 400 volumes (100 para a região adiabática e 300 para a região do trocador de calor) com $\xi=5,0$. Para a linha de sucção, a mesma malha não-uniforme gerada para a região não-adiabática do tubo capilar foi utilizada.

Desta forma, a ordem mais elevada da regra do trapézio associada ao refinamento da malha melhorou a estabilidade do modelo no processo de solução, com um custo computacional moderado.

As condições de contorno para a simulação do tubo capilar são dadas pela pressão e entalpia na região de entrada e pela pressão na saída. Para a linha de sucção são necessários tanto o fluxo de massa como a entalpia do refrigerante na região de entrada. Todas as condições iniciais são facilmente obtidas da pressão de equalização e da temperatura ambiente.

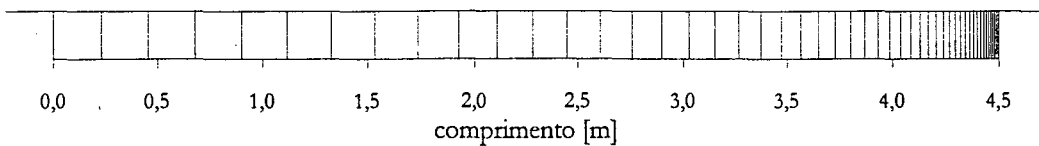


Figura 5.7 Malha não-uniforme utilizada para o tubo capilar (50 volumes e $\xi=2,5$).

5.4.2 Algoritmo de Solução

O fluxo de massa através do tubo capilar depende de diversos parâmetros geométricos e operacionais, dos quais destacam-se respectivamente o diâmetro do tubo e a diferença entre a pressão na entrada (pressão de

condensação) e a pressão na saída (ou a pressão de evaporação ou a pressão crítica), também conhecida como contra-pressão. Como pode haver blocagem do escoamento na saída do tubo capilar e como não se conhece de antemão a pressão crítica, já que esta é função dos próprios parâmetros do escoamento, faz-se necessário um procedimento iterativo para calcular o fluxo de massa através do tubo capilar.

O procedimento utilizado baseia-se na diferença entre o comprimento real do tubo capilar (4,5m) e o comprimento de tubo calculado para que ou a pressão de evaporação ou a pressão crítica (no caso de escoamento bloqueado) sejam obtidas. Assim, de forma semelhante àquela adotada no modelo do condensador para computar a pressão, o fluxo de massa na entrada do tubo capilar foi calculado pelo erro no comprimento através do método das secantes (Press *et alii*, 1995). Desta forma, resolve-se o escoamento no tubo capilar para um fluxo de massa arbitrado. Posteriormente, compara-se o comprimento real do tubo com o comprimento para o qual a pressão do escoamento é igual ou à pressão de evaporação ou à pressão crítica e corrige-se o fluxo de massa.

Como critério de convergência do processo iterativo de cálculo da vazão mássica, admitiu-se que a diferença relativa entre duas iterações sucessivas fosse inferior à 10^{-4} , de acordo com a seguinte equação:

$$E_G = \left| \frac{G - G^*}{G} \right| < 10^{-4} \quad (5.50)$$

As equações discretizadas foram resolvidas por substituições sucessivas em cada volume até que o maior erro relativo entre as variáveis de interesse em duas iterações sucessivas fosse inferior à 10^{-6} . As variáveis avaliadas foram: entalpia total, fluxo de massa, pressão e temperatura do tubo. No processo iterativo de solução, as variáveis foram sub-relaxadas da ordem de 0,5. O mesmo procedimento foi adotado para a linha de sucção.

Neste contexto, a solução dos modelos do tubo capilar e da linha de sucção do módulo trocador de calor segue os seguintes passos (ver também o fluxograma apresentado no Apêndice D):

1. Arbitrar a todas as variáveis seu valor no instante de tempo imediatamente anterior;
2. Arbitrar o fluxo de massa na entrada do tubo capilar;
3. Calcular as propriedades do escoamento na entrada do tubo capilar;
4. Calcular o valor de todas as grandezas no ponto $k=1$;
5. Incrementar $k=k+1$;
6. Calcular a temperatura da parede do tubo capilar pela equação (5.47);
7. Calcular o fluxo de massa pela equação (5.39);
8. Calcular a pressão pela equação (5.40);
9. Calcular a entalpia pela equação (5.41);
10. Atualizar as propriedades termodinâmicas, termofísicas e os parâmetros empíricos do escoamento;
11. Voltar ao passo 6 até a convergência das variáveis do escoamento;
12. Verificar se há blocagem do escoamento pela mudança de sinal da equação (4.129). Em caso afirmativo, achar a posição no volume onde esta equação se anula por extrapolação linear e calcular o erro de comprimento. Pular para o passo 16;

13. Em caso negativo, verificar se a pressão é inferior a pressão de evaporação. Em caso afirmativo, achar a posição no volume onde a pressão de evaporação é atingida por interpolação linear e calcular o erro de comprimento. Pular para o passo 16;
14. Em caso negativo, voltar ao passo 5 até o final do tubo capilar;
15. Estimar, por extrapolação linear do gradiente de pressão, o comprimento de tubo necessário para que esta seja atingida e calcular o erro de comprimento;
16. Com o erro de comprimento, corrigir o fluxo de massa pelo método das secantes;
17. Para a linha de sucção, calcular todas as grandezas em $k=N$;
18. Decrementar $k=k-1$;
19. Calcular a temperatura da parede da linha de sucção pela equação (5.48);
20. Calcular o fluxo de massa pela equação (5.42);
21. Calcular a entalpia pela equação (5.43);
22. Atualizar as propriedades termodinâmicas, termofísicas e os parâmetros empíricos do escoamento;
23. Voltar ao passo 19 até a convergência das variáveis do escoamento;
24. Voltar ao passo 18 até o final da linha de sucção;
25. Voltar ao passo 3 até a convergência do fluxo de massa e das temperaturas do refrigerante tanto no tubo capilar como na linha de sucção;
26. Voltar ao passo 1 até o final da simulação transiente.

5.5 SOLUÇÃO DO COMPRESSOR E DO TRECHO ADJACENTE DA LINHA DE SUÇÃO

5.5.1 Integração das Equações Diferenciais

As equações obtidas durante o processo de modelagem do compressor são, em sua maioria, equações diferenciais ordinárias não-homogêneas e não-lineares. Todas as demais equações utilizadas para descrever o compressor são algébricas. Assim, optou-se pelo uso do método de Euler para integrar as equações diferenciais ordinárias. A formulação totalmente implícita foi adotada com o objetivo de minimizar a dependência do incremento de tempo no processo de solução.

Na modelagem da linha de sucção foram obtidas duas equações diferenciais: uma ordinária, parabólica, não-homogênea e não-linear; e outra parcial, elíptica, também não-homogênea e não-linear. Estas equações foram integradas pelo método dos volumes finitos. O sistema formado pelo conjunto de equações de diferenças, obtidas desta integração, e as equações algébricas, foi resolvido iterativamente por substituições sucessivas (Stoecker, 1989).

A integração da equação de conservação da massa para o refrigerante no interior da carcaça (4.206), através do método de Euler, fornece:

$$\frac{V_r \rho_r - V_r^o \rho_r^o}{\Delta t} = \dot{m}_r - \dot{m}_i \quad (5.51)$$

Substituindo a equação (4.204) na equação anterior e explicitando-a para o fluxo de massa na entrada do compressor,

$$\dot{m}_e = \dot{m}_c - \dot{m}_r + \frac{V_r \rho_r - V_r^\circ \rho_r^\circ}{\Delta t} \quad (5.52)$$

O fluxo de massa deslocado pelo cilindro é calculado pela equação (4.198) e o fluxo de massa de refrigerante desprendido do óleo é, então, obtido da integração da equação (4.213), de modo que:

$$\dot{m}_r = -\frac{m_r - m_r^\circ}{\Delta t} \quad (5.53)$$

Da integração da equação da conservação da energia para o refrigerante no interior da carcaça (4.212) chega-se a seguinte expressão para o cálculo da entalpia de refrigerante:

$$h_r = \frac{\frac{V_r^\circ \rho_r^\circ h_r^\circ + V_r p_r - V_r^\circ p_r^\circ}{\Delta t} + \dot{m}_r h_{r,m} + \overline{UA}_b T_b + \overline{UA}_{id,e} T_{id} + \overline{UA}_{fs,e} T_{fs} + \overline{UA}_{c,i} T_c}{\frac{V_r \rho_r}{\Delta t} + \dot{m}_i \frac{h_i}{h_r^*} + \frac{T_r}{h_r^*} (\overline{UA}_b + \overline{UA}_{id,e} + \overline{UA}_{fs,e} + \overline{UA}_{c,i})} \quad (5.54)$$

A integração das equações da energia aplicadas à carcaça (4.221), ao bloco (4.226), ao filtro de sucção (4.227) e ao tubo de descarga (4.228) fornece as seguintes equações discretizadas:

$$T_c = \frac{\frac{C_c + C_e}{\Delta t} T_c^\circ + \overline{UA}_{c,i} T_r + \overline{UA}_{c,e} T_{amb}}{\frac{C_c + C_b}{\Delta t} + \overline{UA}_{c,i} + \overline{UA}_{c,e} + \frac{1}{T_c^*} \left(\frac{m_r h_{l,m} - m_r^\circ h_{l,m}^\circ}{\Delta t} + \dot{m}_r h_{v,m} \right)} \quad (5.55)$$

$$T_b = \frac{\frac{C_b}{\Delta t} T_b^\circ + \overline{UA}_b T_r + \dot{m}_c (h_3 - h_6) + \dot{W}_c}{\frac{C_b}{\Delta t} + \overline{UA}_b} \quad (5.56)$$

$$T_{fs} = \frac{\frac{C_{fs}}{\Delta t} T_{fs}^\circ + \overline{UA}_{fs,e} T_r + \dot{m}_c (h_2 - h_3)}{\frac{C_{fs}}{\Delta t} + \overline{UA}_{fs,e}} \quad (5.57)$$

$$T_{id} = \frac{\frac{C_{id}}{\Delta t} T_{id}^\circ + \overline{UA}_{id,e} T_r + \dot{m}_c (h_6 - h_7)}{\frac{C_{id}}{\Delta t} + \overline{UA}_{id,e}} \quad (5.58)$$

A integração das equações diferenciais correspondentes ao modelo da linha de sucção foi realizada através do método dos volumes finitos (Patankar, 1980). Na integração da equação do tubo, foi utilizado o esquema de interpolação de diferenças centrais. Na integração da equação do fluido, utilizou-se o esquema de interpolação *up-wind*. Para a integração temporal, utilizou-se novamente o método de Euler numa formulação totalmente implícita. Assim, a integração das equações diferenciais do trecho de linha de sucção adjacente ao compressor no elemento de volume típico representado na Figura 5.2, fornece:

$$\int_w^e \int_t^{t+\Delta t} (\rho c)_{lk} \frac{\partial T_{lk}}{\partial t} dt dz = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e k_{lk} \frac{\partial^2 T_{lk}}{\partial z^2} dz dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\lambda_i P_i (T_{ref} - T_{lk}) - \lambda_r P_r (T_{lk} - T_{amb})}{A_i} dz dt \quad (5.59)$$

$$(\rho c)_{tlk} (T_{tlk}|_p - T_{tlk}|_e) \frac{\Delta z}{\Delta t} = k_{tlk} \left(\frac{\partial T_{tlk}}{\partial z} \Big|_e - \frac{\partial T_{tlk}}{\partial z} \Big|_w \right) + \left[\lambda_{i,p} P_i (T_{ref}|_p - T_{tlk}|_p) - \lambda_{e,p} P_e (T_{tlk}|_p - T_{amb}) \right] \frac{\Delta z}{A_c} \quad (5.60)$$

Aproximando as derivadas pelas diferenças centrais, substituindo-as na equação (5.60) e explicitando a temperatura da linha de sucção, obtém-se:

$$\begin{cases} a_p T_{tlk}|_p = a_E T_{tlk}|_E + a_W T_{tlk}|_W + b \\ a_E = \frac{k_{tlk}}{\delta z_e} ; a_W = \frac{k_{tlk}}{\delta z_w} \\ a_p = a_E + a_W + (\rho c)_{tlk} \frac{\Delta z}{\Delta t} + (\lambda_{i,p} P_i + \lambda_{e,p} P_e) \frac{\Delta z}{A_c} \\ b = (\rho c)_{tlk} \frac{\Delta z}{\Delta t} T_{tlk}|_e + (\lambda_{i,p} P_i T_{ref}|_p + \lambda_{e,p} P_e T_{amb}) \frac{\Delta z}{A_c} \end{cases} \quad (5.61)$$

É conveniente notar que a matriz de coeficientes do sistema de equações acima é tridiagonal, de modo que o sistema linear pode ser resolvido diretamente via TDMA (*Tri-Diagonal Matrix Algorithm*). Na fronteira, adotou-se o mesmo esquema de discretização utilizado no condensador. Na implementação das condições de contorno $a_p=1$, $a_E=a_W=0$, $b=T_e$ em $z=L$ e $a_p=a_W=1$, $a_E=b=0$ em $z=0$.

Como considerou-se o escoamento como quase-estático no interior do trecho da linha de sucção adjacente ao compressor, a conservação da massa implica em:

$$G_e = G_m = G \quad (5.62)$$

Integrando a equação da conservação da energia ao longo do volume de controle representado na Figura 5.2, obtém-se:

$$\int_w^e c_p \frac{dT_{ref}}{dz} dz = \int_w^e \frac{4\lambda_i}{GD_i} (T_{tlk} - T_{ref}) dz \quad (5.63)$$

portanto,

$$c_{p,p} (T_{ref}|_e - T_{ref}|_w) = \frac{4\lambda_{i,p}}{GD_i} (T_{tlk}|_p - T_{ref}|_p) \Delta z \quad (5.64)$$

Mas, do esquema de interpolação *up-wind*, sabe-se que para $G > 0$,

$$\begin{cases} T_{ref}|_e = T_{ref}|_p \\ T_{ref}|_w = T_{ref}|_w \end{cases} \quad (5.65)$$

Então, substituindo as equações anteriores em (5.64) e explicitando-a para a temperatura do refrigerante, chega-se na seguinte expressão:

$$T_{ref}|_p = \frac{T_{ref}|_w + \frac{4\lambda_{i,p}\Delta z}{c_{p,p}GD_i} T_{tlk}|_p}{1 + \frac{4\lambda_{i,p}\Delta z}{c_{p,p}GD_i}} \quad (5.66)$$

Convém observar que a equação anterior permite determinar o campo de temperatura no fluido refrigerante pela solução em marcha, a partir apenas da temperatura do refrigerante na entrada do trecho da linha de sucção adjacente ao compressor.

5.5.2 Algoritmo de Solução

Como critério de convergência para o cálculo das variáveis envolvidas na simulação do compressor, admitiu-se que a soma ao longo do domínio dos erros relativos calculados entre duas iterações sucessivas deve ser inferior 10^{-6} . Na solução da linha de sucção, utilizou-se sub-relaxação da ordem de 0,90. As variáveis do compressor, por sua vez, foram sub-relaxadas da ordem de 0,50.

O conjunto de equações do compressor e do trecho adjacente da linha de sucção foi resolvido por substituições sucessivas, de acordo com a seguinte metodologia (ver também o fluxograma no Apêndice D):

1. Impor a todas as variáveis seu respectivo valor no instante de tempo imediatamente anterior;
2. Calcular os coeficientes de troca de calor na linha de sucção;
3. Determinar o perfil de temperatura do refrigerante pela solução em marcha da equação (5.66);
4. Determinar o perfil de temperatura da linha de sucção pela solução da equação (5.61) via TDMA;
5. Calcular o fluxo de massa e a potência consumida pelas equações (4.198) e (4.203);
6. Calcular a massa de refrigerante dissolvida em óleo pela equação (4.214);
7. Calcular o fluxo de massa de refrigerante desprendido/absorvido pelo óleo pela equação (5.53);
8. Calcular o fluxo de massa na entrada pela equação (5.52);
9. Determinar a entalpia do refrigerante no interior da carcaça pela equação (5.54);
10. Determinar a temperatura do bloco, carcaça, filtro de sucção e tubo de descarga;
11. Determinar a temperatura no ponto 3 pelo balanço interno de energia no filtro de sucção (4.231);
12. Determinar a entalpia no ponto 4 considerando escoamento isentálpico na válvula de sucção;
13. Calcular a massa específica no ponto 5 pela equação (4.195);
15. Determinar a entalpia no ponto 6 considerando escoamento isentálpico na válvula de descarga;
14. Determinar a temperatura no ponto 7 pelo balanço interno de energia no tubo de descarga (4.234);
15. Calcular as propriedades termodinâmicas e termofísicas em cada ponto da Figura 4.22;
17. Calcular os erros relativos para todas as variáveis;
18. Voltar ao passo 2 até a convergência de todas as variáveis;
19. Voltar ao passo 1 até o final da simulação.

5.6 SIMULAÇÃO GLOBAL DO REFRIGERADOR – ACOPLAMENTO ENTRE MODELOS

Embora os modelos de cada componente tenham sido desenvolvidos independentemente do método de solução empregado, a definição prévia dos parâmetros de entrada e saída de cada componente é necessária para que os modelos individuais possam ser acoplados.

Existem várias possibilidades de acoplamento entre os modelos individuais. Por simplicidade, procurou-se definir o fluxo de informações no modelo global do refrigerador de acordo com o posicionamento físico de cada componente no ciclo de refrigeração.

5.6.1 Condições de Contorno

As condições de contorno foram divididas em dois grupos. O primeiro engloba as condições internas ao ciclo de refrigeração, envolvendo o estado termodinâmico do refrigerante e os fluxos de massa na entrada e saída de cada componente. O segundo grupo envolve as interações térmicas entre componentes, tais como a absorção de calor pelo evaporador, a rejeição de calor no compressor e no condensador, e a troca de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção. Como as condições do segundo grupo já estão incorporadas aos modelos através dos termos de transferência de calor, o acoplamento entre os componentes depende, apenas, das condições de contorno do primeiro grupo.

Como mencionado, a condição do refrigerante na entrada e saída de cada componente é definida de acordo com a posição relativa do componente no sistema de refrigeração, ou seja, a condição do refrigerante na entrada do condensador corresponde à condição na descarga do compressor, a condição na entrada do tubo capilar corresponde à condição de saída do condensador, e assim por diante. O mesmo comportamento ocorre com o fluxo de massa em cada componente, já que se admite que não haja recirculação de refrigerante no sistema, tanto no *start up* como no *shut down*. Desta forma, o acoplamento entre os modelos é realizado de acordo com o ciclo de refrigeração apresentado na Figura 2.5.

Do modelo do cilindro do compressor obtém-se o fluxo de massa e a condição do refrigerante na entrada do condensador, e do modelo da carcaça obtém-se a condição do refrigerante na entrada da câmara de compressão. Como condições de entrada no modelo do compressor, tem-se o fluxo de massa e a condição do refrigerante na saída da linha de sucção. O trecho da linha de sucção adjacente ao compressor foi resolvido juntamente com o modelo do compressor, formando um núcleo (módulo) único de solução, como já mencionado.

A pressão de descarga do compressor é obtida através de um balanço de massa na entrada do condensador, já que depende fortemente das quantidades de massa, quantidade de movimento e energia neste componente. Para tal, é necessário conhecer os fluxos de massa na entrada e na saída, obtidos respectivamente do compressor e do tubo capilar, bem como a condição do refrigerante na entrada, obtida do modelo do compressor. Ainda do modelo do condensador, obtém-se a condição do refrigerante na região de saída, que será utilizada como condição de entrada para o modelo do tubo capilar. Neste texto, deve-se entender a condição do refrigerante como o par formado pela pressão e por uma outra propriedade termodinâmica qualquer, já que a partir destas informações pode-se obter todas as demais propriedades do refrigerante.

Do modelo do evaporador, dados o fluxo de massa e a condição do refrigerante na região de entrada (obtidos do modelo do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção), obtém-se o fluxo de massa e a condição do refrigerante na saída, que fornecem os dados de entrada para o modelo da linha de sucção. Como o modelo do evaporador depende fortemente da carga térmica do gabinete, agrupou-se os modelos do evaporador e do gabinete num núcleo único de solução, como já discutido. A pressão na entrada do evaporador é calculada através do balanço de massa na sucção do compressor.

Para finalizar, a partir da pressão na entrada do evaporador e da condição do refrigerante na saída do condensador, calcula-se a distribuição de fluxo de massa no tubo capilar e a condição do refrigerante na entrada do evaporador. A partir da condição do refrigerante na saída do evaporador, da pressão de evaporação e do fluxo de massa na saída do evaporador, pode-se calcular o fluxo de massa e a condição do refrigerante na saída da linha

de sucção, que será utilizado como condição de entrada para o modelo do compressor. Como há forte interação entre o tubo capilar e a linha de sucção, optou-se por acoplá-los também em um módulo de solução, conforme comentado no início do capítulo.

Deve-se notar, portanto, que tanto a pressão na sucção como na descarga do compressor foram calculadas iterativamente com base nos balanços de massa na entrada do condensador e na saída da linha de sucção. Os perfis das pressões de condensação e evaporação são, contudo, calculados nos respectivos modelos do condensador e evaporador, respectivamente.

Desta forma, o refrigerador pode ser simulado pela solução conjunta dos quatro núcleos (módulos) de solução: (i) compressor e trecho adjacente da linha de sucção; (ii) condensador; (iii) evaporador e gabinete; e (iv) tubo capilar e linha de sucção.

Na Figura 5.8 apresenta-se o diagrama de fluxo de informação envolvendo o cômputo das pressões e fluxos de massa em cada um dos modelos desenvolvidos. A seguir será apresentada a metodologia de solução adotada para cada um dos módulos e, mais adiante, será apresentado o algoritmo desenvolvido para a simulação global do refrigerador.

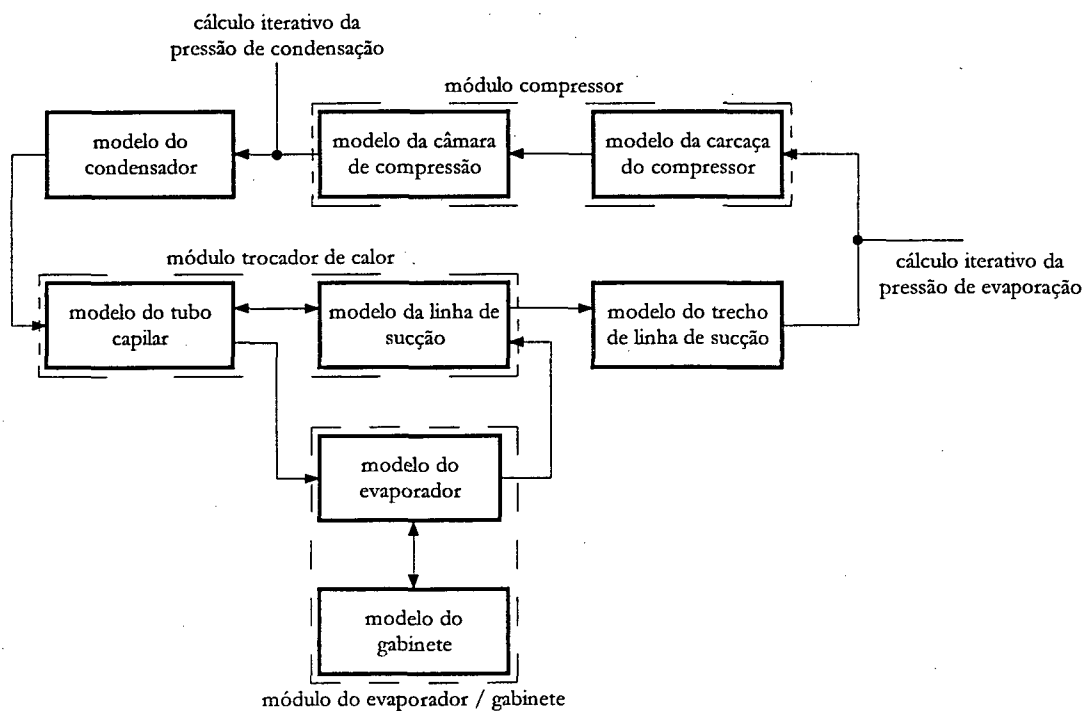


Figura 5.8 Diagrama de fluxo de informações entre os componentes do refrigerador.

O diagrama de fluxo de informações do módulo do condensador é apresentado na Figura 5.9. Nota-se que, sendo conhecidas a temperatura ambiente, a pressão de equalização e a geometria do condensador, e fornecendo ao modelo a entalpia e o fluxo de massa na região de saída, obtém-se a distribuição do fluxo de massa, da pressão de condensação e da entalpia do refrigerante ao longo deste componente. A partir destas variáveis pode-se calcular as demais propriedades do escoamento. Como mencionado, a pressão na entrada do condensador é calculada iterativamente pelo desbalanço de massa na entrada do condensador.

O módulo evaporador é composto pelos modelos do gabinete e do evaporador propriamente dito. Seu diagrama de fluxo de informação está apresentado na Figura 5.10, onde pode-se notar que, para uma determinada temperatura ambiente, dados o fluxo de massa, a entalpia e a pressão do refrigerante na entrada do

evaporador, este fornece a temperatura da placa evaporadora, a temperatura do ar no interior do gabinete e das superfícies do refrigerador, além da condição do refrigerante e do fluxo de massa na região de saída do evaporador.

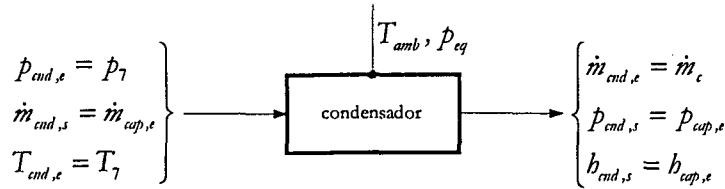


Figura 5.9 Fluxo de informações do módulo condensador.

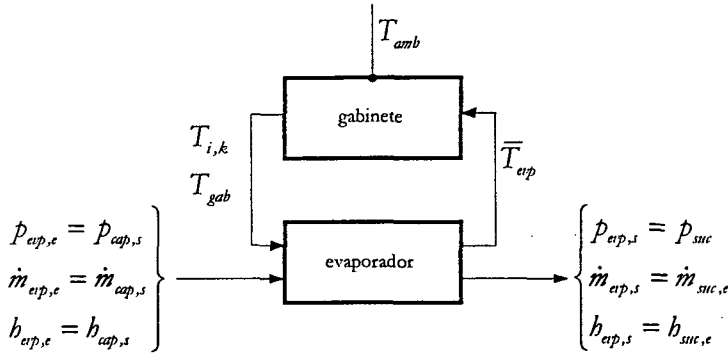


Figura 5.10 Fluxo de informações no módulo evaporador.

O módulo do trocador de calor engloba os modelos do tubo capilar e da linha de sucção. Do primeiro obtém-se o fluxo de massa e a condição do refrigerante na entrada do evaporador, sendo fornecidas as pressões de evaporação e condensação e a condição do refrigerante na entrada. Do modelo da linha de sucção obtém-se tanto o fluxo de massa como a condição do refrigerante na saída a partir do fluxo de massa e do par pressão/entalpia na saída do evaporador.

Os modelos do tubo capilar e da linha de sucção estão fortemente acoplados pela troca de calor entre o tubo capilar e o escoamento no interior da linha de sucção, como pode ser observado na Figura 5.11, que apresenta o fluxo de informações através destes modelos.

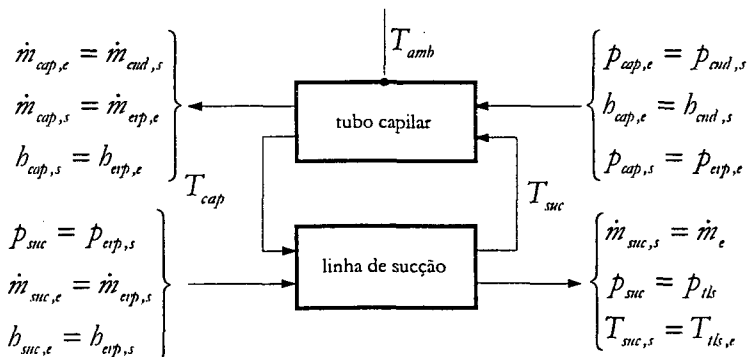


Figura 5.11 Fluxo de informações no módulo trocador de calor tubo capilar – linha de sucção.

O módulo do compressor envolve os modelos do cilindro e da carcaça, além do modelo do trecho da linha de sucção adjacente ao compressor. Dos modelos da carcaça e do cilindro obtém-se o fluxo de massa aspirado, o fluxo de massa deslocado, a potência consumida e o estado termodinâmico na descarga, tendo como

condição de entrada o estado do refrigerante no passador de sucção, sendo obtido do modelo da linha de sucção. Deve-se recordar que a pressão na entrada do evaporador é calculada iterativamente com base no desbalanço da massa na sucção do compressor. Na Figura 5.12 pode-se observar o fluxo de informação através do módulo do compressor.

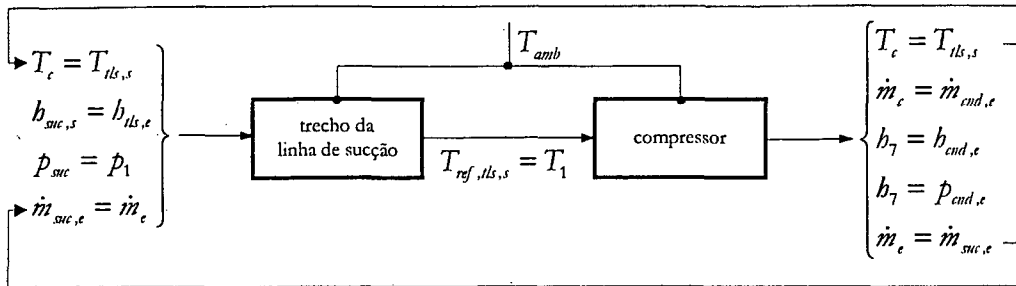


Figura 5.12 Fluxo de informações no módulo compressor.

5.6.2 Algoritmo de Solução Global

O fluxograma do programa para simulação transiente do refrigerador está apresentado no Apêndice D, onde pode-se notar que modelos são resolvidos sequencialmente até que as condições de contorno (ou condições de acoplamento) não mais variem, de acordo com o seguinte critério de convergência:

$$E_{ref} = \max \left| \frac{\phi - \phi^*}{\phi} \right| < 10^{-3} \quad (5.67)$$

onde ϕ representa as condições de contorno utilizadas no controle da convergência da solução global do refrigerador: as pressões de evaporação e condensação; os fluxos de massa na sucção e na descarga do compressor e o fluxo de massa através do tubo capilar; além, evidentemente, das condições do refrigerante na entrada no condensador, tubo capilar, evaporador e compressor e da temperatura da carcaça do compressor.

Deve-se notar que a pressão na entrada do condensador é calculada iterativamente com base no fluxo de massa na região de entrada, de modo que um laço iterativo foi necessário para este componente. Repara-se ainda que o capilar é resolvido separadamente da linha de sucção, sendo o fluxo de massa na entrada calculado pelo erro de comprimento como anteriormente mencionado, o que também exige um laço iterativo. Para finalizar, observa-se que o evaporador, a linha de sucção e o compressor são resolvidos sequencialmente, dentro de um laço iterativo para cálculo da pressão na entrada do evaporador pelo desbalanço da massa na sucção do compressor. Todos os procedimentos iterativos foram baseados no método das secantes (Press *et alii*, 1995).

Ainda no fluxograma, pode-se observar um laço iterativo mais externo, onde as condições de contorno são corrigidas sucessivamente até a convergência. Há, ainda, um laço temporal para a simulação transiente do refrigerador.

O algoritmo desenvolvido para a simulação global do refrigerador segue os seguintes passos (ver fluxograma no Apêndice D):

1. Ler dados de entrada;
2. Gerar tabela de propriedades termodinâmicas e termodinâmicas e armazená-las na memória;
3. Calcular a pressão de equalização a partir da carga de refrigerante e da temperatura ambiente;
4. Gerar as malhas do tubo capilar, da linha de sucção, do condensador e da placa evaporadora;

5. Calcular os fatores de forma do gabinete pelo método de Kusuda (1975);
6. Definir os valores iniciais de todas as variáveis envolvidas na simulação do refrigerador;
7. Estimar as condições de contorno para dar início à simulação transiente;
8. Incrementar o tempo;
9. Resolver o modelo do compressor iterativamente, corrigindo a pressão na entrada pelo fluxo de massa na descarga do compressor através do método das secantes;
10. Voltar ao passo 9 até a convergência;
11. Resolver o modelo do tubo capilar iterativamente, corrigindo o fluxo de massa na entrada pelo erro de comprimento através do método das secantes;
12. Voltar ao passo 11 até a convergência;
13. Resolver o modelo do evaporador / gabinete;
14. Resolver o modelo da linha de sucção;
15. Resolver o modelo do compressor / trecho de linha de sucção;
16. Corrigir a pressão na entrada do evaporador pelo fluxo de massa na sucção do compressor através do método das secantes;
15. Voltar ao passo 13 até a convergência;
16. Verificar se as condições de contorno convergiram e, em caso negativo, retornar ao passo 9 até a convergência;
17. Imprimir resultados;
18. Retornar ao passo 8 até o final da simulação transiente.

5.7 DETALHES DA IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA

5.7.1 Programa Modular

Como já observado, o método empregado na solução do modelo global do refrigerador baseia-se em núcleos ou módulos de solução, envolvendo os quatro componentes básicos: compressor, condensador, evaporador e trocador de calor.

Assim, a simulação global do refrigerador pode ser realizada através do acoplamento entre os códigos computacionais dos módulos desenvolvidos. Assim, esta estrutura modular não só facilita a solução do modelo global do refrigerador, mas também permite um estudo do comportamento individual de cada componente, tanto em regime transiente como em regime permanente. Para tal, deve-se impor ao módulo em estudo as condições de contorno necessárias, como já discutido.

5.7.2 Propriedades Termodinâmicas

Como pode ser observado no Apêndice A, o cálculo de propriedades termodinâmicas envolve uma série de procedimentos iterativos. Como os modelos distribuídos necessitam da avaliação das propriedades termodinâmicas em cada ponto do domínio, em cada processo iterativo e em cada instante de tempo, o cálculo iterativo das propriedades torna-se computacionalmente inviável.

Para evitar o acréscimo excessivo do tempo computacional, optou-se por computar inicialmente todas as propriedades necessárias, organizando-as numa tabela de propriedades armazenada na memória do computador.

Assim, quando necessário, as propriedades são localizadas e interpoladas linearmente na tabela. Este método é usualmente denominado de *Look up Table* (busca na tabela).

Foram geradas duas tabelas: uma para as propriedades da saturação e outra para os do superaquecimento. Para as propriedades da saturação, a tabela foi gerada variando-se a temperatura entre -40 a 120°C ao passo de 1°C . A tabela de propriedades do superaquecimento foi gerada a partir do vetor de pressões obtido da tabela da saturação, partindo-se da respectiva temperatura de saturação até atingir 100°C de superaquecimento, também ao passo de 1°C . Assim, na saturação, as propriedades são vetores e podem ser calculadas em função da pressão ou temperatura. No superaquecimento, as propriedades são matrizes indexadas no vetor de pressão, de modo que podem ser calculadas em função desta propriedade e de uma outra qualquer.

Como as propriedades possuem comportamento monotônico (crescente ou decrescente) e os pontos máximo e mínimo do intervalo são conhecidos, utilizou-se um procedimento de procura baseado no método da bisseção (Press *et alii*, 1995).

No caso da região de saturação, as propriedades estão armazenadas em vetores, de modo que um esquema de interpolação linear simples pode ser utilizada. Para o superaquecimento, contudo, as propriedades estão armazenadas em matrizes, de modo que deve-se utilizar uma interpolação linear dupla.

Uma análise simplificada de tempo computacional foi realizada comparando dois procedimentos de cálculo, busca na tabela e cálculo iterativo, onde o tempo necessário para calcular uma determinada propriedade foi avaliado. Utilizou-se, então, o cálculo da entalpia de vapor superaquecido em função da pressão (800kPa) e temperatura (320K) para 10^5 , $5 \cdot 10^5$, 10^6 e 10^7 repetições, no compilador *Lahey Fortran90*. A tabela foi gerada de -40 a 75°C e 100°C de superaquecimento, ao passo de $0,5^{\circ}\text{C}$. O tempo foi medido num cronômetro manual, e o tempo de geração da tabela ($\sim 14\text{s}$) não foi considerado. A Figura 5.13 apresenta os resultados obtidos e sugere que o método de busca na tabela é cerca de 10 vezes mais rápido. O erro relativo resultante não foi significativo.

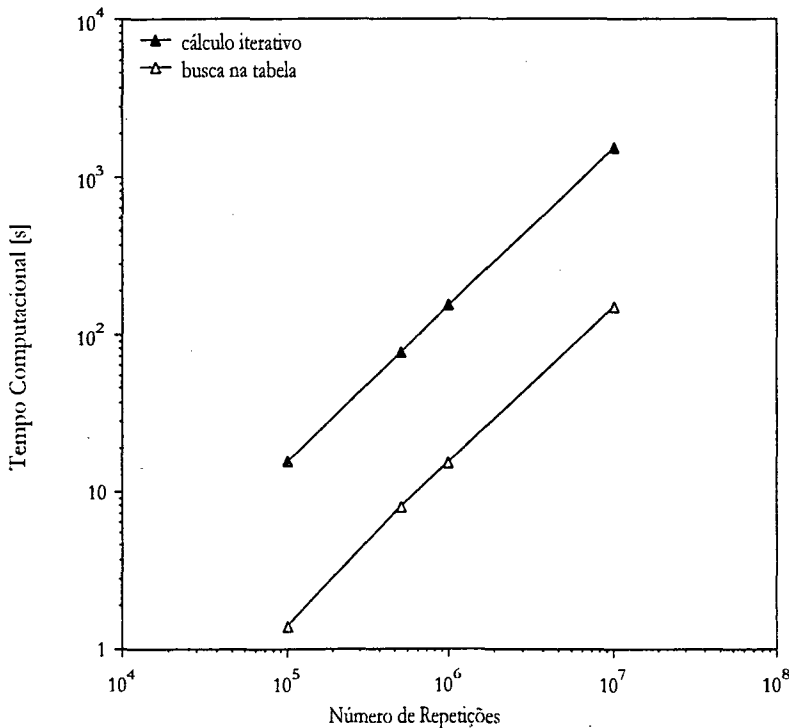


Figura 5.13 Comparação entre os métodos utilizados no cômputo das propriedades termodinâmicas.

5.7.3 Malha, Compilador e Plataforma Computacional

Todas as malhas computacionais utilizadas, com exceção da malha da placa evaporadora, foram geradas internamente no código computacional desenvolvido, de modo que um estudo de refino de malha pode ser realizado. Para o evaporador, contudo, a malha computacional ficou restrita à geometria da placa evaporadora, não podendo ser gerada automaticamente pelo programa. O acoplamento entre a malha bidimensional da placa e a malha unidimensional do fluido foi realizado informando-se no código as posições de cada elemento de fluido em relação a um sistema coordenado fixo no canto inferior esquerdo da placa. Os resultados obtidos a partir da malha computacional ilustrada na Figura 5.4 mostraram-se satisfatórios, quando comparados com evidências experimentais de Melo *et alii* (1998), como será discutido no próximo capítulo.

Neste trabalho, todas as simulações foram realizadas num microcomputador *Pentium II 266MHz*. O código computacional foi implementado em *FORTRAN* e o compilador *Lahey Fortran 90* foi utilizado. Enfatiza-se que o código computacional foi inteiramente desenvolvido no NRVA, salvo pela rotina de Kusuda (1976), de modo que nenhum “pacote” comercial foi utilizado.

ENSAIOS EXPERIMENTAIS

6.1 GENERALIDADES

Neste capítulo são descritos os experimentos realizados para caracterizar o comportamento transiente de um refrigerador doméstico (SLIM 230 litros) tanto no regime de partida (ensaio de *pull-down*) como no periódico ou cíclico (ensaio de consumo de energia). Nestes experimentos foram medidas as pressões na sucção e na descarga do compressor, o consumo de potência e as temperaturas em diversos pontos do refrigerador.

São também apresentados os testes realizados para a determinação da carga de refrigerante, já que o refrigerador sofreu algumas alterações em relação à sua configuração original. Deve-se notar que o conhecimento da carga de refrigerante no sistema é condição imprescindível à simulação de refrigeradores domésticos, visto que define tanto a pressão de equalização como os níveis de pressão de condensação e evaporação. Através destes ensaios, pode-se caracterizar a relação entre a carga de refrigerante e algumas variáveis do sistema, tais como as pressões de condensação e evaporação, o consumo de energia, o grau de superaquecimento e a temperatura do gabinete.

São ainda descritos os ensaios realizados com o compressor num calorímetro de ciclo quente, através dos quais foram determinados os parâmetros empíricos necessários à simulação numérica deste componente. Alguns detalhes acerca da bancada calorimétrica utilizada e do seu princípio teórico de operação são também apresentados.

Em linhas gerais, a descrição dos experimentos inicia com a definição dos objetivos e apresentação dos procedimentos utilizados. Posteriormente, faz-se uma descrição mais detalhada da instrumentação utilizada, do planejamento dos experimentos e da metodologia empregada para a regressão dos dados experimentais. Para finalizar, os resultados são analisados e discutidos.

É importante evidenciar o fato de que estes experimentos foram realizados como suplemento ao estudo numérico, não consistindo no objetivo principal do presente trabalho, já que são ensaios normalizados e tradicionalmente empregados na indústria.

6.2 ENSAIOS COM O REFRIGERADOR

6.2.1 Ensaio de *Pull-Down*

O ensaio de *pull-down*, também conhecido como teste de abaixamento de temperatura, consiste no acompanhamento da evolução temporal das pressões, temperaturas e potência consumida pelo sistema de refrigeração. Desta forma, torna-se possível analisar o comportamento transiente do refrigerador desde a partida até a condição de regime permanente. Este ensaio é comumente empregado na avaliação do desempenho de refrigeradores domésticos, onde se faz necessário o levantamento da curva característica do sistema. Neste trabalho, o ensaio de *pull-down* foi utilizado para caracterizar o comportamento transiente do refrigerador em toda a sua faixa de operação, desde os instantes iniciais, após a partida do compressor, até o regime permanente.

Os equipamentos utilizados na realização deste ensaio foram: um sistema de aquisição de sinais, transdutores de pressão, termopares, transdutores de corrente, tensão e potência, além de uma câmara com temperatura e umidade controladas. Neste trabalho, fez-se uso da câmara de testes do Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar (NRVA) da Universidade Federal de Santa Catarina, capaz de operar numa ampla faixa de temperatura (entre -10 a 60°C) e cujas características construtivas e operacionais são descritas, com detalhes, no trabalho de Clezar *et alii* (1996).

Os ensaios de *pull-down* foram realizados seguindo-se a norma NTB00048 (1992), baseada na ISO7371-E (1985). O teste inicia com a instalação de termopares e transdutores de pressão. Na preparação, deve-se ter o cuidado de desativar o termostato para que o compressor não seja desligado durante o período de teste. O protetor térmico do compressor, contudo, deve ser mantido por motivos de segurança. Nos testes, não foram realizadas medições de fluxo de massa para evitar qualquer mudança no volume do sistema, o que poderia afetar a pressão de equalização.

Após a instrumentação, o refrigerador é posicionado na câmara de testes, com temperatura ambiente controlada. De acordo com a norma NTB00048 (1992), a temperatura ambiente para sistemas projetados para clima tropical (Classe T) é de 43°C e para clima temperado (Classe N) é de 32°C. Apesar de pertencer à Classe T, o refrigerador SLIM 230 litros foi testado em ambas as condições de ensaio.

Na câmara de ensaio, o sistema é deixado desligado e com a porta aberta, por um período mínimo de 12h, ou até que entre em equilíbrio térmico com o ambiente. Ao contrário do que sugere a norma NTB00048 (1992), as prateleiras, gavetas e grelhas internas ao gabinete do refrigerador foram removidas. Isto se justifica, já que o objetivo do ensaio é a validação do código computacional e a caracterização do comportamento transiente do refrigerador e não a aprovação final do produto. Como o modelo desenvolvido não prevê o armazenamento de energia nos acessórios internos, optou-se por não incluí-los no teste. O sistema deve ser testado com a porta fechada, evidentemente.

Na condição de equilíbrio térmico, parte-se então o compressor e inicia-se o monitoramento das variáveis. O ensaio termina quando o refrigerador entra em regime permanente, ou seja, quando a temperatura

média do gabinete não varia mais de 0,5°C num período de 3h (NTB00048, 1992). O tempo de *pull-down*, que indica o período necessário para que a temperatura média do gabinete atinja 7°C (Classe T) e 5°C (Classe N), deve ser também observado. Os resultados destes ensaios serão discutidos mais adiante.

6.2.2 Ensaio de Consumo de Energia

Existem vários procedimentos normalizados para determinar o consumo de energia de refrigeradores domésticos. Bansal & McGill (1995), num trabalho recente, realizaram um estudo comparativo entre as normas de ensaio existentes para avaliar o consumo de energia, produzindo uma boa fonte de informação acerca dos procedimentos disponíveis, suas características, potencialidades e limitações. Como as normas diferem muito entre si, já que prevêm condições diferenciadas de teste (e.g. abertura de porta), optou-se pela ISO7371-E (1985), já que esta é comumente empregada pelos fabricantes brasileiros de refrigeradores.

De acordo com esta norma, o teste de consumo de energia baseia-se no monitoramento da potência consumida pelo compressor durante um período de 24h. O refrigerador é carregado com uma carga térmica estabelecida a partir de pacotes de *tylose*, uma substância artificial cuja capacidade térmica equivale a da carne congelada. Em sistemas de gabinete único (*All Refrigerators*), como o refrigerador em estudo, a carga de *tylose* não é utilizada.

As temperaturas ambientes diferem da classificação apresentada para o teste de *pull-down*, pois segundo a norma ISO7371-E (1985) os sistemas Classe T devem ser testados à 32°C, com temperatura de ciclagem (*set point*) em torno de 5°C. O sistema é preparado de forma semelhante ao teste de *pull-down*, mantendo-se, evidentemente, o termostato para garantir a ciclagem do compressor.

O sistema é mantido ligado na câmara até entrar em regime transiente periódico. O ensaio deve ser realizado em duas etapas de 24h. Numa, regula-se o termostato para se obter uma temperatura média do gabinete entre 3 e 5°C e, noutra, uma temperatura entre 5 e 7°C. Como resultado do ensaio, obtém-se uma função que define a variação temporal da potência consumida pelo refrigerador num intervalo de tempo conhecido, de modo que o consumo de energia pode ser obtido a partir da integração desta no tempo. O consumo de energia do refrigerador é estabelecido através de uma interpolação linear entre os resultados dos testes para a temperatura de 5°C.

Como o objetivo do ensaio é o de melhor compreender o comportamento transiente de refrigeradores domésticos para auxiliar no processo de modelagem, optou-se por medir as temperaturas e pressões ao longo da operação cíclica do refrigerador. Para tal, fez-se uso da mesma instrumentação utilizada nos testes de *pull-down*. O ensaio foi iniciado como em um teste de *pull-down*, ou seja, o sistema foi mantido desligado até que o equilíbrio térmico com o ambiente fosse atingido. Nesta condição o compressor foi ligado e a gravação de dados iniciada.

Os testes tiveram uma duração de 36h, sendo as 12h iniciais utilizadas para caracterizar o regime transiente inicial até que o transiente periódico fosse obtido. As 24h finais, no entanto, foram utilizadas no cômputo do consumo de energia do refrigerador, conforme a recomendação da norma ISO7371-E (1985). Os resultados serão apresentados mais adiante, juntamente com os resultados dos ensaios de *pull-down*.

6.2.3 Ensaio para Determinação de Carga de Refrigerante

Como mencionado, houve necessidade de determinar uma nova carga de refrigerante para o sistema, já que este sofreu algumas modificações em relação à sua configuração original. A alteração principal foi a substituição da placa evaporadora original (Klein, 1998) por uma placa protótipo, que corresponde ao evaporador modelado no presente trabalho (ver Figura 4.5).

Para tal, foram realizados alguns ensaios experimentais nos quais variou-se a carga de refrigerante no sistema e analisou-se o reflexo em diversos parâmetros operacionais do refrigerador, tais como pressões de evaporação e condensação, temperatura média do gabinete e temperatura na saída do evaporador.

No teste de determinação de carga, a câmara foi mantida à temperatura de 43°C (Classe T). O sistema foi ligado com uma carga inicial de 55g de refrigerante HFC-134a. Na condição de regime permanente, os valores de pressão, potência, temperatura média do gabinete e temperatura na saída do evaporador foram registrados. Em seguida, uma carga adicional de 5g de refrigerante foi introduzida no sistema e, na condição de equilíbrio, as mesmas variáveis foram registradas.

Este procedimento repetiu-se até que o sistema estivesse operando com uma carga de 95g, totalizando 9 ensaios. Os resultados serão discutidos mais adiante, juntamente com os resultados dos testes de *pull-down* e de consumo de energia.

6.2.4 Instrumentação do Refrigerador

Para medição das pressões de sucção e descarga, foram utilizados dois transdutores de pressão absoluta, do tipo *strain gage*. Suas faixas de operação/incertezas de medição são, respectivamente: 10bar/ $\pm 0,002$ bar e 50bar/ $\pm 0,05$ bar. Os transdutores foram calibrados em máquina de peso morto, conforme o procedimento descrito por Silva (1998).

Para medição das temperaturas, foram utilizados 42 termopares tipo T, posicionados conforme indicação das Figuras 6.1 e 6.2 e da Tabela 6.1. A incerteza de medição é da ordem de $\pm 0,2^\circ\text{C}$, segundo as curvas de calibração indicadas por Silva (1998). Para melhorar a estabilidade dos termopares utilizados na medição das temperaturas do ar no interior do gabinete fez-se uso de massas de cobre, segundo recomendação da norma NTB00048 (1992). Embora permitam uma leitura mais estável das temperaturas internas do gabinete, as massas de cobre aumentam a inércia térmica dos termopares, dissimulando o comportamento transiente nos primeiros instantes. Este fato deve ser considerado na análise dos resultados.

Os transdutores de corrente, tensão e potência utilizados são de fabricação da Yokogawa Elétrica do Brasil. Os transdutores de tensão e corrente utilizados correspondem ao Modelo 2383A e o transdutor de potência ao Modelo 2385A. Suas incertezas são inferiores a $\pm 0,25\%$, segundo observado por Silva (1998). A aquisição de sinais fez-se através do sistema HP75000 de 104 canais, fabricado pela Hewlett-Packard Company.

6.2.5 Resultados dos Ensaios de *Pull-Down*

Os resultados dos testes de *pull-down* são discutidos a seguir. Nas Figuras 6.3 e 6.4 são apresentadas as curvas de pressão de sucção e descarga ao longo do tempo respectivamente para os ensaios a 32 e 43°C. Nestas curvas, pode-se observar que a pressão de descarga cresce rapidamente até um valor de máximo para, então,

decrecer lentamente até o valor de regime permanente. Este pico se deve à grande quantidade de massa descarregada pelo compressor durante o transiente inicial.

Como o fluxo de massa através do tubo capilar ainda é pequeno, pois há apenas vapor superaquecido escoando através deste componente, o condensador fica repleto de refrigerante até que a condensação tenha início, em torno de 11,0bar (43°C) e 8,5bar (32°C), o que pode ser comprovado através da primeira inflexão apresentada na Figura 6.5. Estas pressões refletem aproximadamente os valores de pressão de saturação correspondentes às temperaturas ambientes, mais especificamente, as temperaturas da parede do condensador. Isto ocorre porque as primeiras gotas de líquido se formam na parede interna do condensador, cuja temperatura está muito próxima da temperatura ambiente.

Tabela 6.1 Instrumentação do refrigerador.

Transdutores de Pressão	
P1	Sucção do compressor
P2	Descarga do compressor
Termopares Tipo T	
T1	Região inferior do compressor
T2	Região lateral do compressor (altura do nível de óleo)
T3	Região superior do compressor
T4	Descarga do compressor (ver Figura 6.1)
T5	Fim da linha de descarga (ver Figura 6.1)
T6	2º passe da serpentina do condensador (ver Figura 6.1)
T7	3º passe da serpentina do condensador (ver Figura 6.1)
T8	4º passe da serpentina do condensador (ver Figura 6.1)
T9	8º passe da serpentina do condensador (ver Figura 6.1)
T10	13º passe da serpentina do condensador (ver Figura 6.1)
T11	14º passe da serpentina do condensador (ver Figura 6.1)
T12	Saída do condensador (ver Figura 6.1)
T13	Região frontal do evaporador (ver Figura 6.2a)
T14	Região frontal do evaporador (ver Figura 6.2a)
T15	Região frontal do evaporador (ver Figura 6.2a)
T16	Região frontal do evaporador (ver Figura 6.2a)
T17	Região posterior do evaporador (ver Figura 6.2b)
T18	Região posterior do evaporador (ver Figura 6.2b)
T19	Região frontal do evaporador (ver Figura 6.2a)
T20	Região frontal do evaporador (ver Figura 6.2a)
T21	Região posterior do evaporador (ver Figura 6.2b)
T22	Região frontal do evaporador (ver Figura 6.2a)
T23	Região frontal do evaporador (ver Figura 6.2a)
T24	Sucção do compressor
T25	Gabinete – altura da 1º grade (superior)
T26	Gabinete – altura da 2º grade
T27	Gabinete – altura da 3º grade
T28	Gabinete – altura da 4º grade
T29	Gabinete – altura da 5º grade (inferior)
T30	Ambiente – região superior
T31	Ambiente – região lateral-esquerda
T32	Ambiente – região frontal
T33	Ambiente – região posterior
T34	Ambiente – interno ao compartimento do compressor
T35	Linha de sucção – região de saída do gabinete
T36	Linha de sucção – divisão do isolamento
T37	Fim da linha de sucção
T38	Parede posterior – atrás do evaporador
T39	Parede lateral-esquerda – entre 1º e 2º grades
T40	Parede superior – centro
T41	Parede inferior – centro da superfície posterior do ressalto
T42	Porta – altura da 2º grade

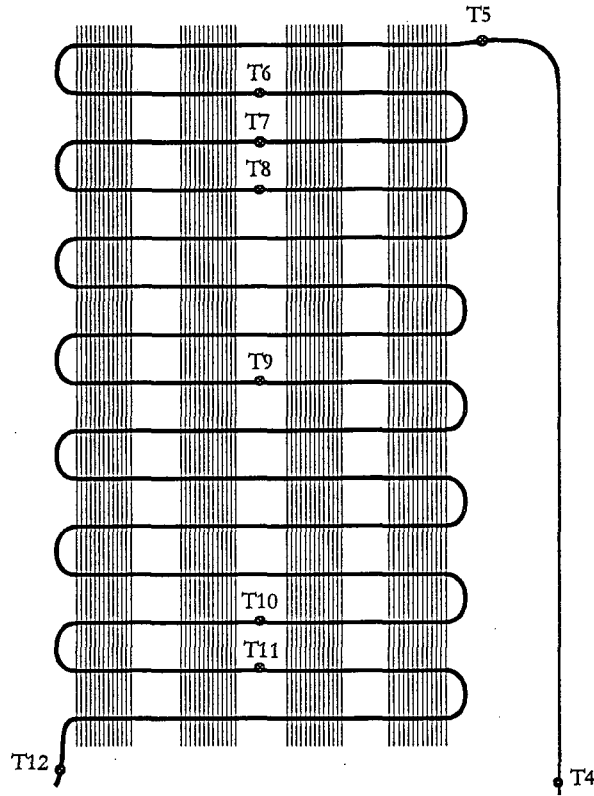


Figura 6.1 Instrumentação do condensador.

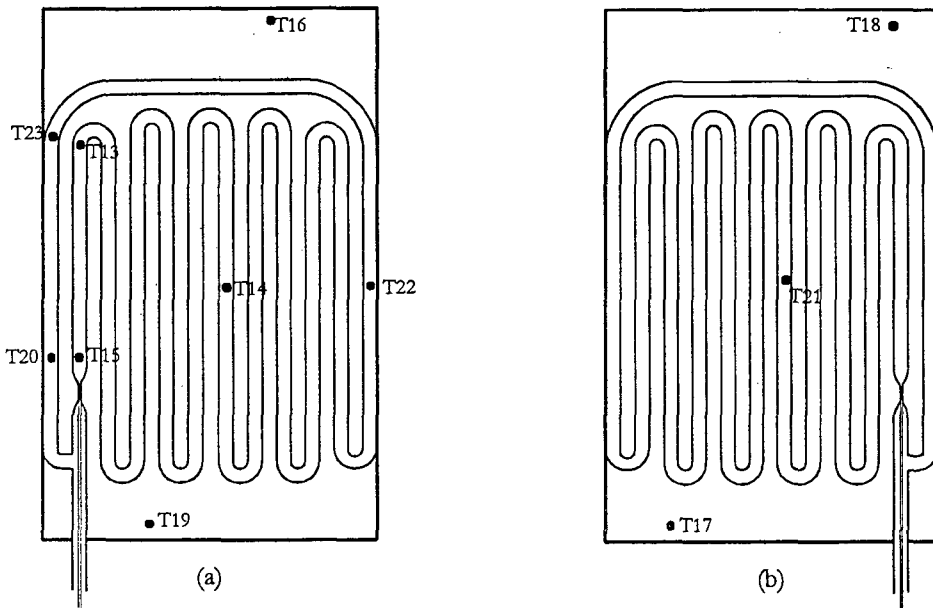


Figura 6.2 Instrumentação do evaporador: (a) região frontal e (b) região posterior.

Com a entrada de líquido no tubo capilar, há inicialmente uma diminuição do fluxo de massa através deste componente devido ao aumento da viscosidade do refrigerante. Com a redução do fluxo de massa através do tubo capilar, a quantidade de refrigerante contida no evaporador decresce rapidamente, o que reduz a pressão de sucção do compressor. Este fenômeno está representado na Figura 6.5, onde pode-se observar que após o primeiro ponto de inflexão, relativo ao início da condensação, a pressão de evaporação decresce rapidamente enquanto a pressão de condensação praticamente não se altera.

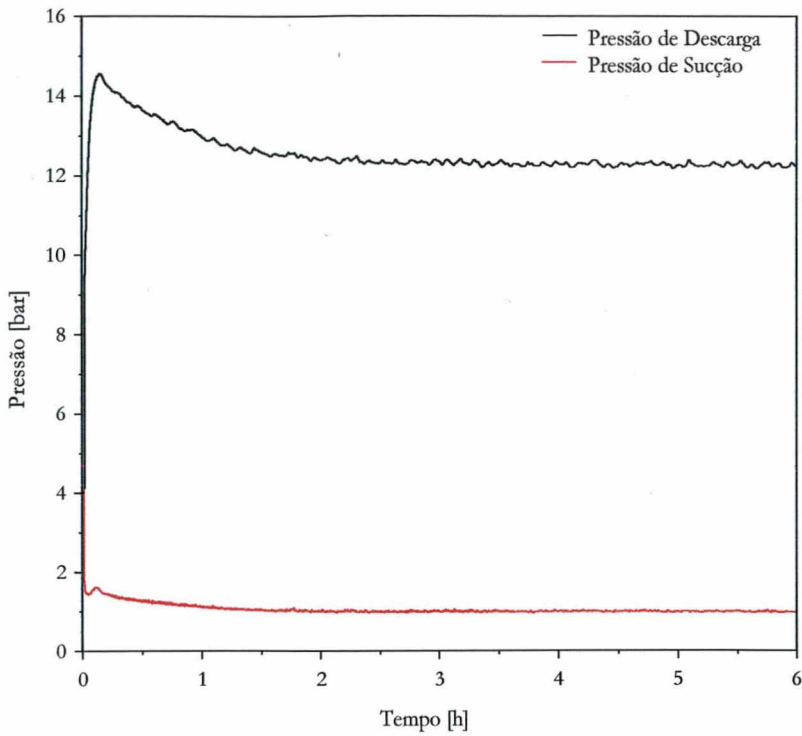


Figura 6.3 Pressões de sucção e descarga do compressor no ensaio de *pull-down* a 32°C.

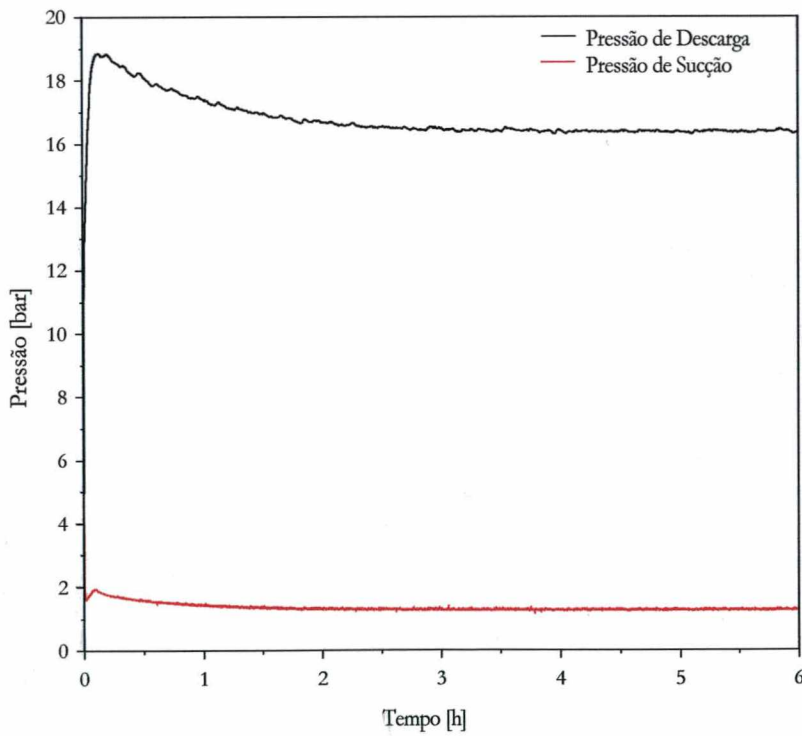


Figura 6.4 Pressões de sucção e descarga do compressor no ensaio de *pull-down* a 43°C.

Com a redução da pressão de evaporação (contrapressão que rege o escoamento através do tubo capilar) e a elevação da pressão de condensação, o fluxo de massa através do tubo capilar volta a crescer. Assim, com a drenagem parcial de líquido do condensador devido ao aumento no fluxo de massa através do tubo capilar e com a admissão de vapor superaquecido cada vez mais quente, a pressão de condensação volta a crescer mais rapidamente até atingir um ponto de máximo.

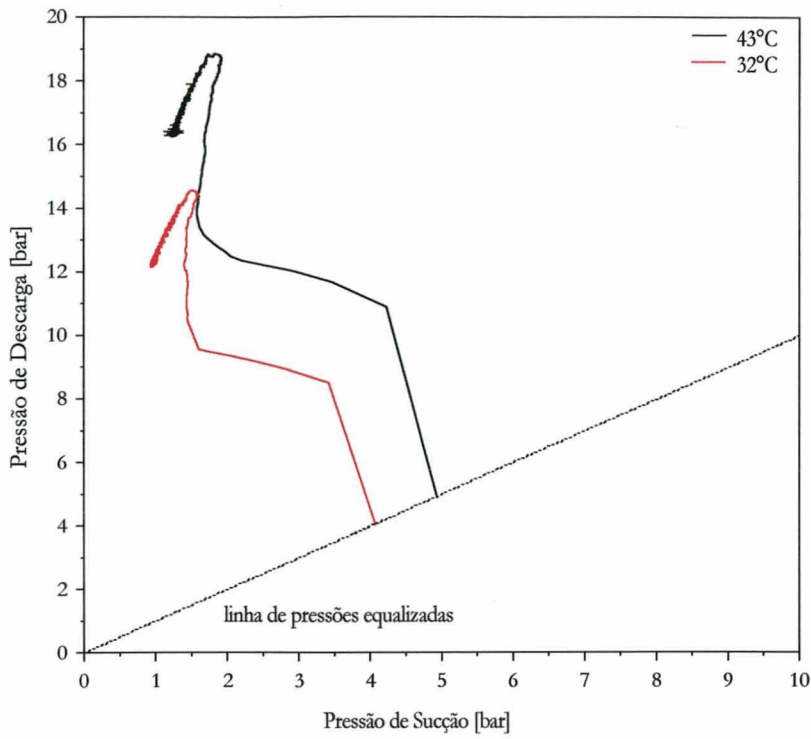


Figura 6.5 Evolução transiente da pressão de descarga com a pressão de sucção nos ensaios de *pull-down*.

Tanto as pressões como a potência (ver Figura 6.6) atingem a condição de regime permanente após aproximadamente 2,5h de teste, motivo pelo qual não foram apresentados os resultados obtidos durante todo o período do ensaio (12h).

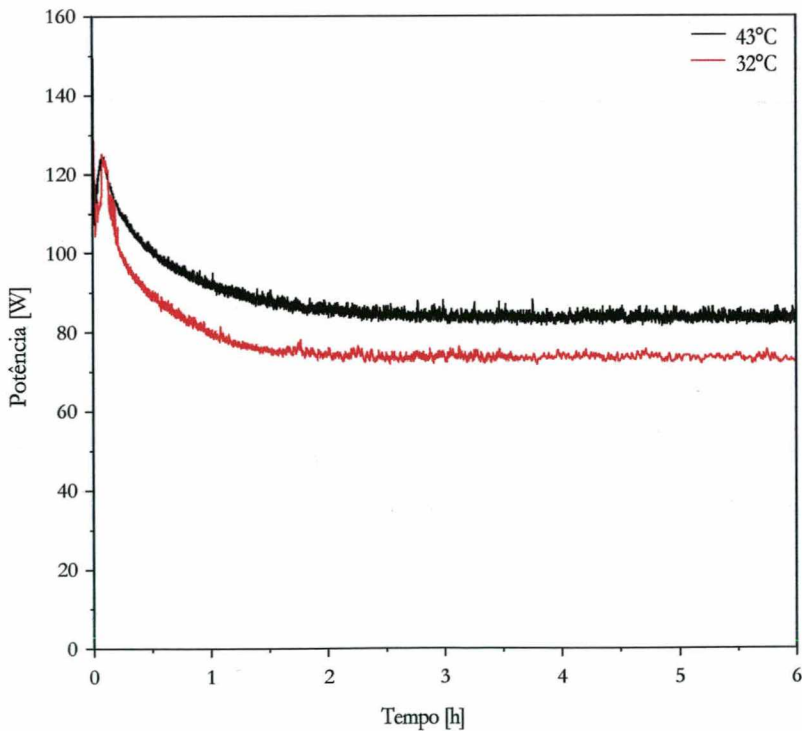


Figura 6.6 Potência consumida nos ensaios de *pull-down*.

Na Figura 6.6 pode-se observar as curvas de potência consumida ao longo do tempo para os ensaios a 32°C e a 43°C. Em ambas as curvas, notam-se dois picos de potência nos primeiros instantes após a partida do

compressor. O primeiro, de maior intensidade, ocorre quase que instantaneamente após a partida do compressor e deve-se basicamente à inércia associada ao motor elétrico e ao sistema de transmissão mecânica do compressor. O segundo pico, contudo, ocorre somente após alguns minutos de operação e pode ser explicado pela influência da pressão de sucção, da massa específica na sucção e da relação de compressão tanto sobre o fluxo de massa deslocado pelo compressor como sobre a pressão média efetiva, que consiste no trabalho produzido por unidade de volume.

Quando o compressor parte, a potência é máxima devido à elevada corrente elétrica requerida pelo motor para vencer a sua própria inércia, além da inércia do sistema mecânico do compressor e o atrito mecânico entre as partes móveis. A corrente requerida pelo compressor também é máxima neste instante inicial, como pode ser observado nas Figura 6.7. É importante observar que as curvas de corrente são muito semelhantes às curvas de potência, já que a tensão é praticamente constante (ver Figura 6.8).

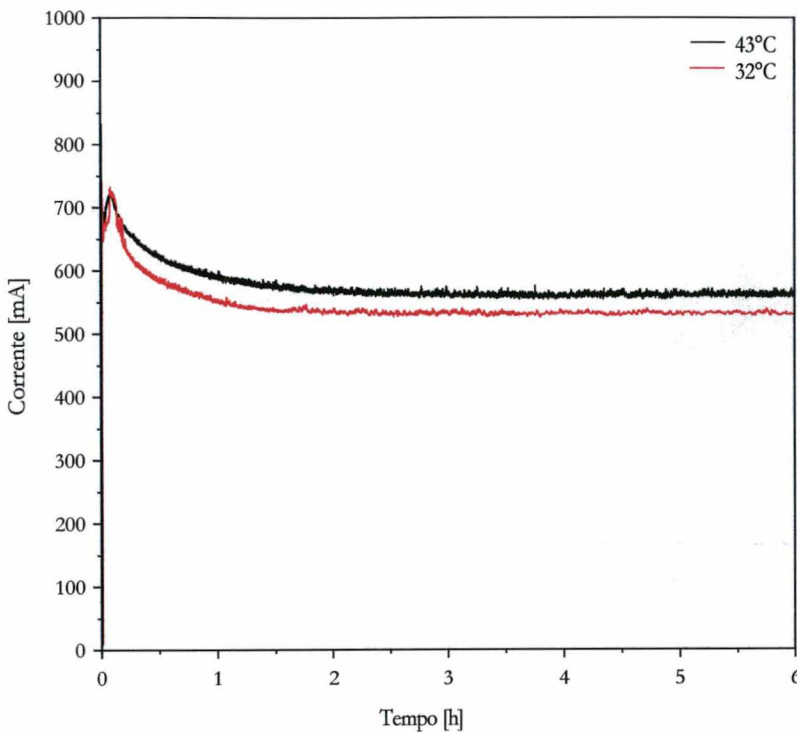


Figura 6.7 Corrente requerida pelo compressor no ensaio de *pull-down*.

A Figura 6.9 apresenta a variação da temperatura média do ar no interior do gabinete, onde nota-se uma diferença de aproximadamente 8°C entre as duas condições de regime permanente. Nos instantes iniciais, observa-se que a temperatura do ar no interior do gabinete permanece praticamente inalterada devido à sua inércia térmica. Entretanto, após alguns instantes, a temperatura passa a decrescer a taxas mais elevadas.

As taxas iniciais de decaimento da temperatura são praticamente iguais para ambas as condições de ensaio, já que as cargas térmicas ainda são reduzidas. Próximo à condição de regime permanente, contudo, as taxas de decaimento da temperatura para 43°C se reduzem mais rapidamente do que para 32°C, o que se deve a uma carga térmica mais elevada na primeira condição.

Na condição de 32°C, o tempo de *pull-down* ficou em torno de 1,35h (81min) e a temperatura em regime permanente atingiu -1,4°C. No ensaio a 43°C, a temperatura média do gabinete se estabilizou num nível mais elevado, em torno de 6,5°C. O tempo de *pull-down* para esta condição se estabeleceu em torno de 3,20h (192min).

É importante observar que a temperatura média do gabinete foi calculada através de uma média linear entre as indicações dos termopares T25 a T29 (ver Tabela 6.1).

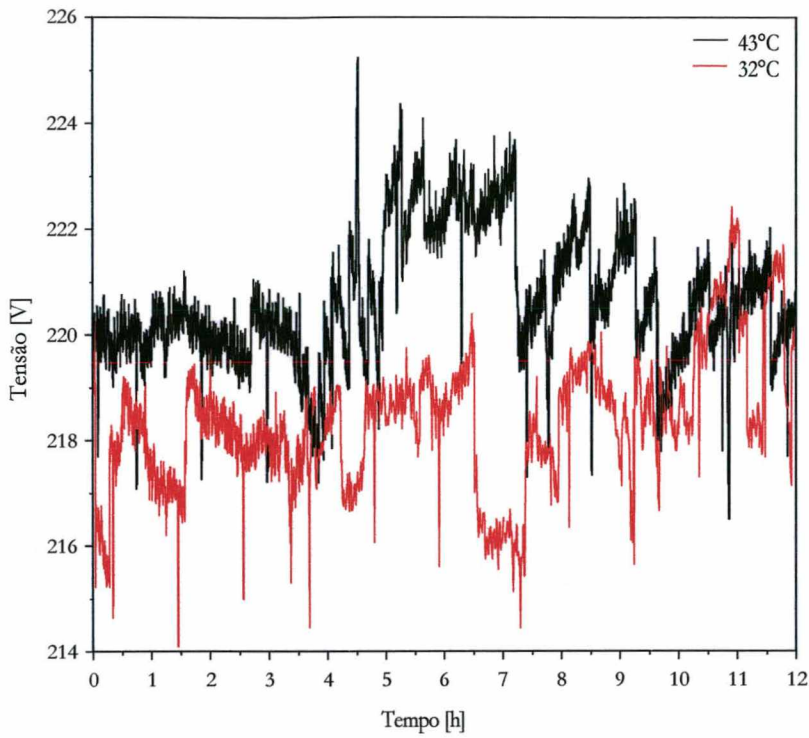


Figura 6.8 Variação da tensão durante os ensaios de *pull-down*.

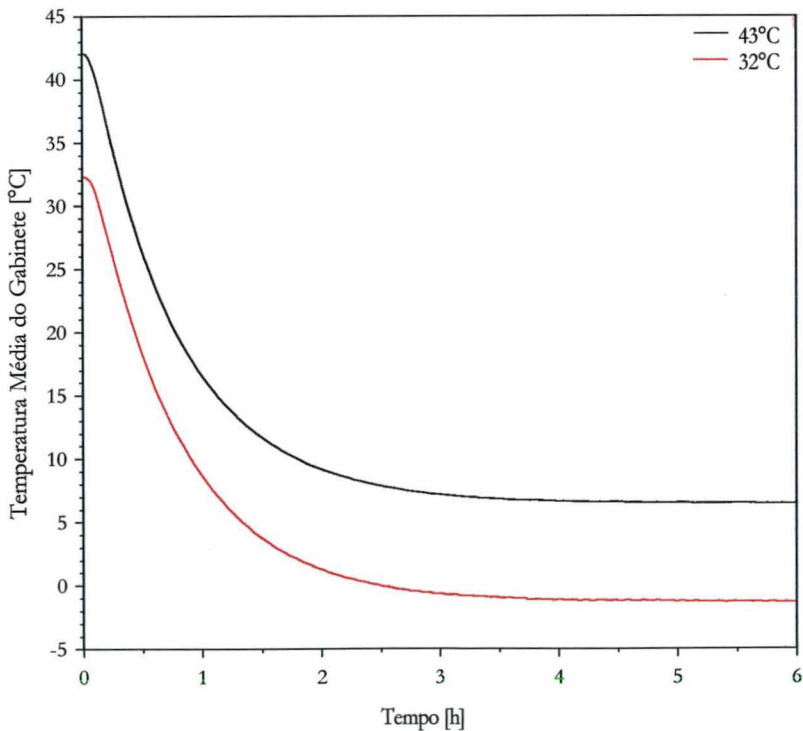


Figura 6.9 Temperatura média do gabinete nos ensaios de *pull-down*.

Nas próximas figuras, são exploradas as evoluções temporais das temperaturas em diversos pontos do refrigerador, sempre para a condição de ensaio de 43°C, já que esta corresponde à condição normalizada pela ISO7371-E (1985) para clima tropical (Classe T). Nestas figuras, manteve-se a notação apresentada na Tabela

6.1. Na Figura 6.10, são apresentadas as curvas de temperatura do ar medidas em diferentes regiões do gabinete. Esta figura permite observar uma significativa estratificação entre as temperaturas no interior do gabinete, sendo da ordem de 5°C no transiente inicial e 2,5°C no regime permanente. Observa-se ainda que as maiores temperaturas ocorrem na região superior do gabinete (T25), e as menores na região inferior (T29).

Na Figura 6.11 são apresentadas as temperaturas das superfícies internas do gabinete ao longo do tempo. Como esperado, a temperatura da região inferior (T41), medida sobre o ressalto do gabinete, apresentou-se mais elevada devido à influência do compressor. A superfície superior (T40) também apresentou um valor de temperatura mais elevado, o que se deve à presença de ar quente. Tanto as superfícies internas da porta (T42) e da lateral esquerda (T39) apresentaram-se em níveis inferiores de temperatura, quando comparadas às superfícies inferior e superior. Como esperado, observa-se ainda que a superfície situada logo atrás da placa evaporadora (T38) apresenta níveis bastante reduzidos de temperatura.

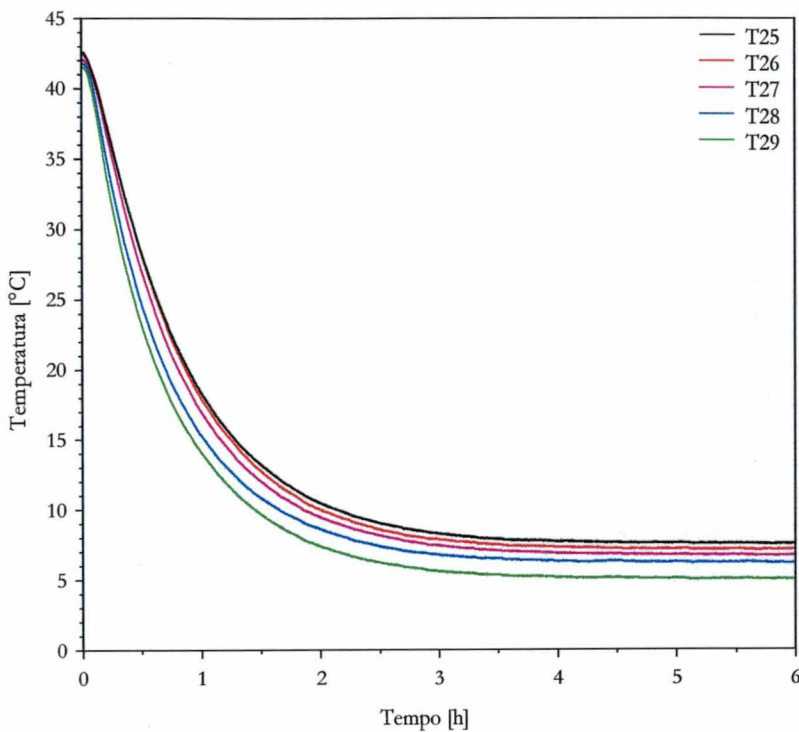


Figura 6.10 Temperaturas do ar no interior do gabinete no ensaio de *pull-down* a 43°C.

Na Figura 6.12, são apresentadas algumas das temperaturas medidas na região frontal da placa evaporadora (ver Figura 6.2a). No regime permanente, observa-se que estas temperaturas são bastante próximas, originando uma placa aproximadamente isotérmica na região central.

A Figura 6.13 apresenta outras temperaturas tomadas na face frontal do evaporador (ver Figura 6.2a). Nota-se que a temperatura central (T14) apresenta-se num nível inferior às temperaturas da região superior (T16) e da região inferior (T19). Na condição de regime permanente, existe uma diferença significativa entre as temperaturas na região superior e na região central. Já entre as temperaturas inferior e central a diferença não é tão significativa, devido a proximidade da primeira com a região de entrada.

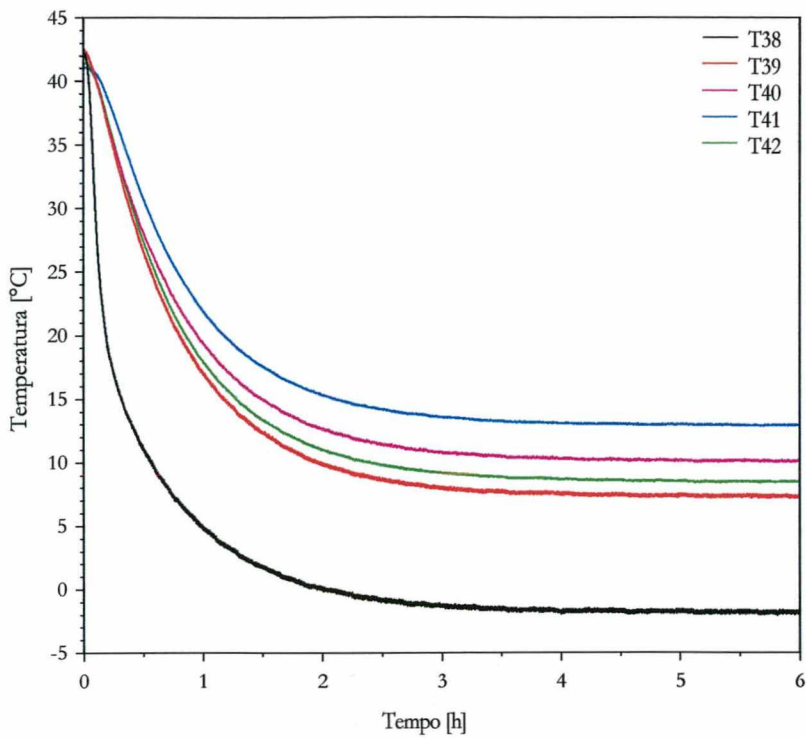


Figura 6.11 Temperaturas das superfícies internas do gabinete no ensaio de *pull-down* a 43°C.

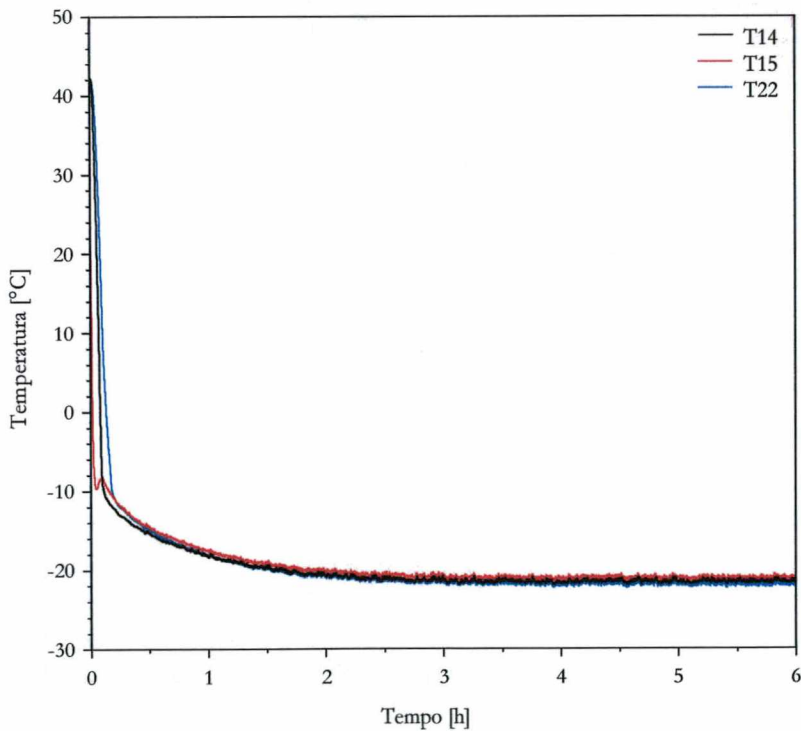


Figura 6.12 Temperaturas da superfície frontal do evaporador (direção horizontal) no ensaio de *pull-down* a 43°C.

No transiente, nota-se que as temperaturas das regiões inferior e central apresentam taxas de decaimento bastante próximas. Já a temperatura da região superior não apresenta esta característica, devido ao atraso provocado pela capacidade térmica da placa.

Neste ponto, torna-se interessante comparar a temperatura do ar no interior do gabinete com as temperaturas das superfícies internas do gabinete e da placa evaporadora tanto nos primeiros instantes de

operação como na condição de regime permanente. Após uma hora de operação, a temperatura média do gabinete atinge aproximadamente 15°C, as superfícies possuem temperaturas em torno de 20°C e a placa evaporadora apresenta temperaturas inferiores a -15°C. No regime permanente, estes níveis passam para, respectivamente, 10°C, 5°C e -20°C. Destas observações, pode-se concluir que a capacidade de refrigeração no regime transiente tende a ser maior que no regime permanente já que as diferenças de temperatura são maiores neste período e que as trocas radiativas se manifestam com mais intensidade.

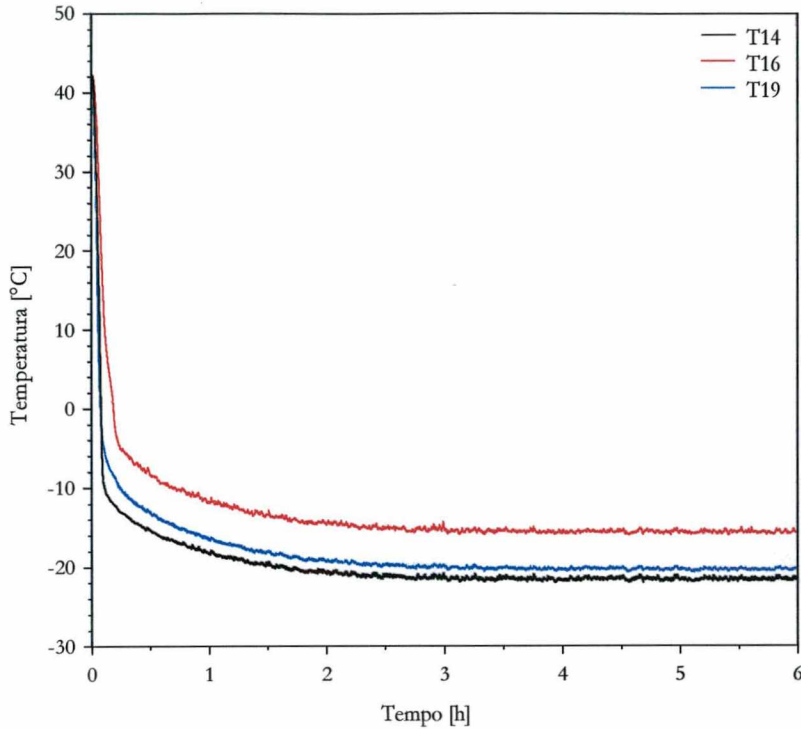


Figura 6.13 Temperaturas da superfície frontal do evaporador (direção vertical) no ensaio de *pull-down* a 43°C.

A Figura 6.14 apresenta a evolução transiente das temperaturas ao longo da linha de sucção, desde a saída do evaporador (T20) até a saída da linha de sucção (T37). A temperatura na saída do evaporador, representada pela curva de cor preta, segue bem de perto a temperatura de saturação. A linha vermelha, que indica a temperatura da linha de sucção na saída do gabinete (T35) apresenta oscilações da ordem de 10°C, como pode ser observado na Figura 6.14.

Este fato consiste num forte indicativo da presença de líquido na linha de sucção. A placa evaporadora utilizada não possui acumulador de líquido, o que permite que golfadas de líquido entrem na linha de sucção. Assim, a fronteira entre o escoamento bifásico e monofásico fica oscilando próximo ao ponto onde foi instalado o termopar T35, de modo que em determinados instantes, há presença de líquido na linha de sucção, e em outros, vapor superaquecido. Ainda nesta figura, nota-se o mesmo comportamento para o termopar T36, porém com menor intensidade.

Ainda na Figura 6.14, deve-se observar o comportamento da temperatura na saída da linha de sucção (T37), cujo termopar está posicionado a aproximadamente 30cm do compressor. Nos instantes iniciais, como a temperatura da carcaça se eleva devido ao aquecimento do refrigerante no seu interior, há uma forte condução de calor do corpo para a linha de sucção, o que eleva a sua temperatura. Após alguns instantes, com o resfriamento

do refrigerante no evaporador pela redução da pressão, fluido frio passa a entrar na linha de sucção, abaixando a temperatura superficial até a condição de equilíbrio.

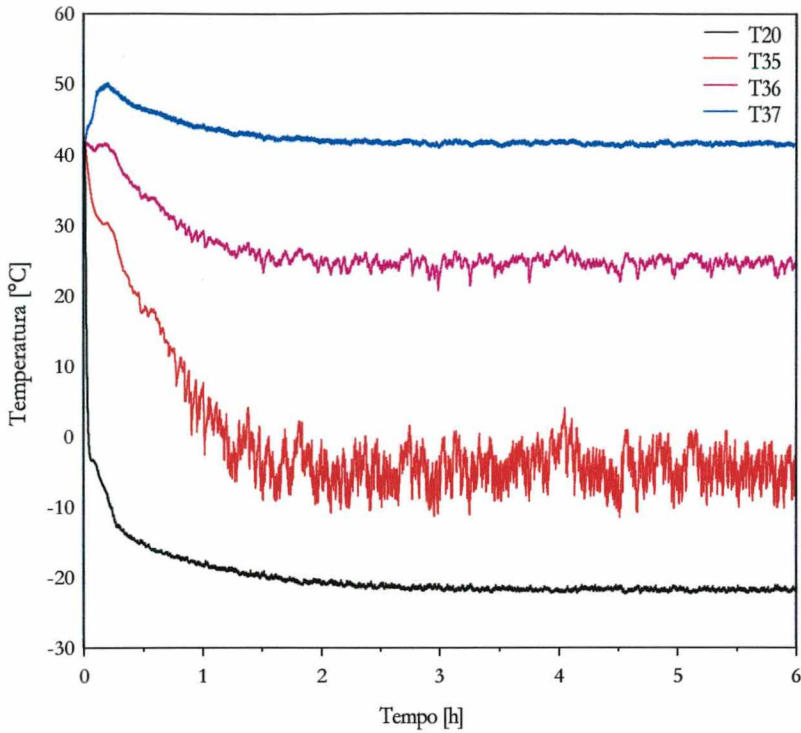


Figura 6.14 Temperaturas ao longo da linha de sucção no ensaio de *pull-down* a 43°C.

Na Figura 6.15, observa-se a variação transiente das temperaturas na entrada (T24), no corpo (T1 a T3) e na saída do compressor (T4). As três temperaturas medidas no corpo do compressor apresentam um comportamento bastante semelhante em todo o período transiente estabelecendo-se, contudo, em níveis diferentes para as regiões superior (T3), lateral (T2) e inferior (T1).

Ainda na Figura 6.15, pode-se observar a evolução transiente nas temperaturas dos passadores de sucção e de descarga do compressor. Na sucção, a temperatura cresce rapidamente até cerca de 49°C, quando então sofre uma variação abrupta e se estabelece num valor praticamente constante. A temperatura no passador de descarga cresce até aproximadamente 64°C, quando então sofre uma inflexão provavelmente devido ao início do processo de saturação no condensador. Após este instante, esta temperatura volta a crescer primeiro rapidamente e depois lentamente, para então decair suavemente até a condição de equilíbrio.

Na Figura 6.16, pode-se observar a variação das temperaturas na entrada da linha de descarga (T4), na entrada da região aletada (T5), no centro (T9) e na saída do condensador (T12), ao longo do tempo. No regime permanente, observa-se uma diferença bastante significativa entre as temperaturas medidas na região de entrada (T4 e T5) e a temperatura no centro do condensador (T9). Isto se deve aos diferentes estados do refrigerante na entrada do condensador (vapor superaquecido) e no centro (mistura líquido-vapor). Entre a região central e a região de saída, contudo, a variação de temperatura é pequena, já que o estado do refrigerante praticamente não se altera entre estas regiões.

Após o ponto de inflexão, correspondente ao pico de pressão de condensação, a temperatura T4 cresce continuamente devido tanto ao aumento da temperatura da carcaça do compressor como do refrigerante. Após algum tempo, a temperatura atinge seu máximo e passa a decrescer suavemente até a condição de regime

permanente, do mesmo modo que a pressão na descarga. A temperatura T5, contudo, estabiliza-se num patamar por alguns minutos após o ponto de inflexão, depois volta a crescer e em seguida se reduz até a condição de equilíbrio. No centro do condensador, após o patamar, a temperatura acompanha a variação da pressão de condensação, já que o refrigerante nesta região está saturado. A temperatura na saída apresenta um comportamento muito parecido com a de T9, permanecendo, entretanto, sempre em níveis inferiores.

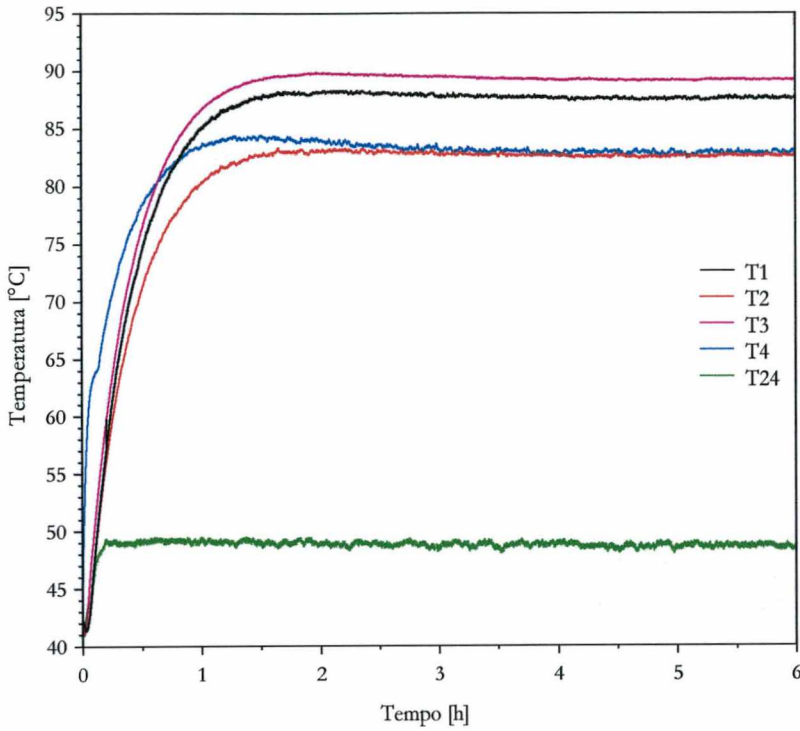


Figura 6.15 Temperaturas do compressor no ensaio de *pull-down* a 43°C.

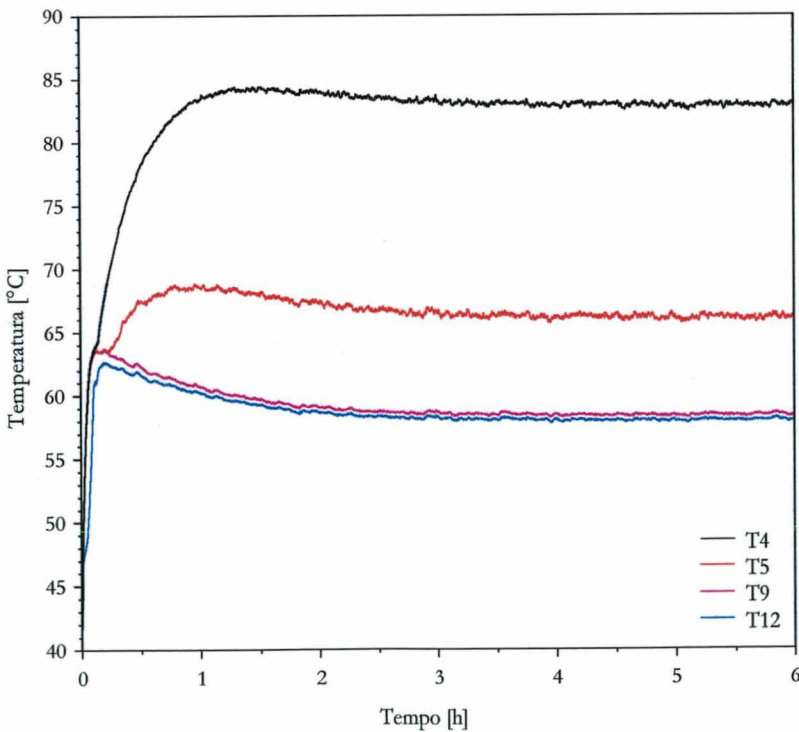


Figura 6.16 Temperaturas ao longo do condensador no ensaio de *pull-down* a 43°C.

6.2.6 Resultados dos Ensaios de Consumo de Energia

Como já mencionado, o ensaio de consumo de energia foi realizado em duas etapas, ambas com temperatura ambiente de 32°C, sendo que a temperatura de *set-point* do primeiro teste ficou em torno de 4,2°C e a do segundo estabeleceu-se em cerca de 6,5°C. O consumo de energia medido para o refrigerador SLIM 230 litros, de acordo com os resultados apresentados na Tabela 6.2, foi 32,9kWh/mês, o que corresponde a uma potência média de 45,7W.

É importante observar que o consumo de energia foi calculado com base nas 24h finais do teste, após o regime transiente periódico ter se estabelecido. Ou seja, o transiente inicial não foi considerado já que os primeiros ciclos apresentam períodos mais longos, como pode ser observado na Figura 6.19. Nesta figura, bem como nas demais apresentadas nesta seção, foram exploradas apenas as 6h iniciais após a partida do compressor, visto que neste período é possível observar tanto o transiente inicial como o transiente periódico, que se estabeleceu logo após o primeiro ciclo (ver Figura 6.19).

Os resultados apresentados nas próximas figuras referem-se ao teste #1, pois sua temperatura de *set-point* ficou bastante próxima da temperatura indicada pela norma ISO7371-E (1985).

Tabela 6.2 Resultados dos testes de consumo de energia.

Teste	Set Point [°C]	Consumo de Energia [kWh/mês]	Potência Média Consumida [W]
#1	4,2	34,4	47,8
#2	6,5	30,2	41,9
Resultado	5,0	32,9	45,7

A Figura 6.17 descreve o comportamento cíclico das pressões de sucção e descarga. Como já mencionado, o primeiro ciclo é mais longo e muito semelhante ao apresentado pelo ensaio de *pull-down*. Nos demais ciclos, observa-se um período praticamente constante, indicando o regime transiente periódico logo após o primeiro ciclo. Deve-se notar as elevadas taxas de variação das pressões de sucção e descarga tanto na partida como na parada do compressor. Na condição de parada, nota-se uma elevação da pressão de equalização, mais evidente na Figura 6.18. Este fato ocorre devido ao ganho de calor pelo gabinete e ao aumento da temperatura do refrigerante no evaporador.

Ainda na Figura 6.17, pode-se observar que, no regime periódico, a pressão de sucção não apresenta a inflexão observada no primeiro ciclo associada à entrada de líquido no evaporador, indicando que, após o primeiro ciclo, sempre há líquido presente no evaporador. No regime periódico, o comportamento da pressão de descarga na partida é muito semelhante ao apresentado no primeiro ciclo. O início da saturação, contudo, ocorre com pressões mais elevadas, já que a temperatura das paredes do condensador também é mais alta. Assim, pode-se afirmar que a pressão de descarga tende a passar mais rápido pelo pico após o primeiro ciclo.

Na Figura 6.18 apresenta-se a evolução cíclica da pressão de descarga com a pressão de sucção. No primeiro ciclo, as pressões apresentam um comportamento semelhante ao obtido no ensaio de *pull-down*, passando por um ponto de máximo, até atingir o ponto de equilíbrio. Contudo, com o desligamento do compressor, as pressões tendem a se igualar, de modo que a pressão de descarga cai rapidamente com a pressão de sucção até a equalização. Como já discutido, o ganho de calor através do gabinete provoca o aumento da pressão de equalização. Na partida, contudo, a pressão de descarga cresce abruptamente com uma leve redução da pressão de sucção que, posteriormente, decresce significativamente juntamente com a pressão de descarga,

desenvolvendo uma trajetória distinta daquela apresentada durante o desligamento. Este laço de histerese, que descreve os diferentes processos termodinâmicos na partida e na parada do refrigerador, deixa bem caracterizadas as irreversibilidades termodinâmicas associadas a estes processos típicos da operação cíclica do refrigerador.

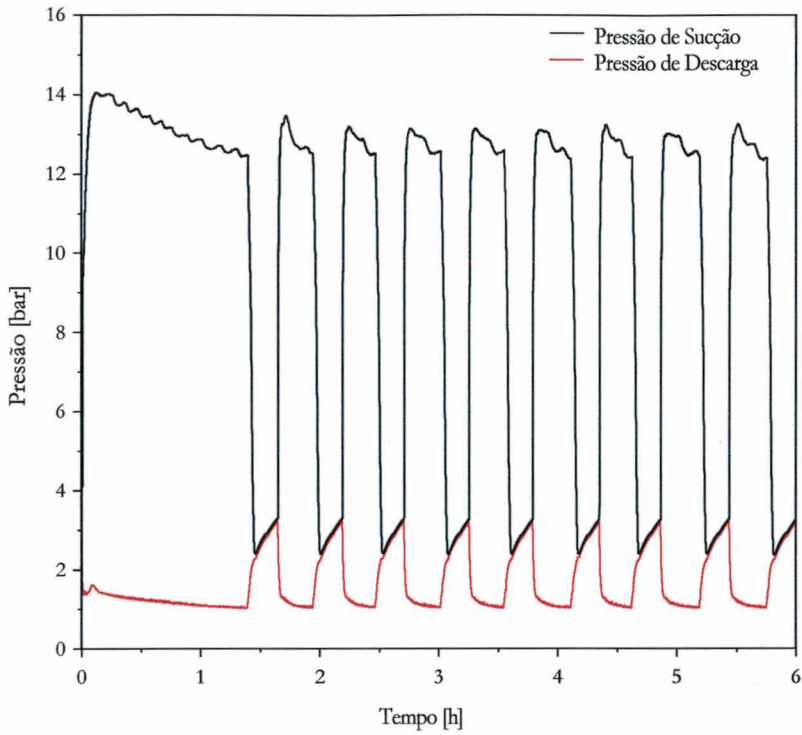


Figura 6.17 Pressões de sucção e descarga do compressor no ensaio de consumo de energia.

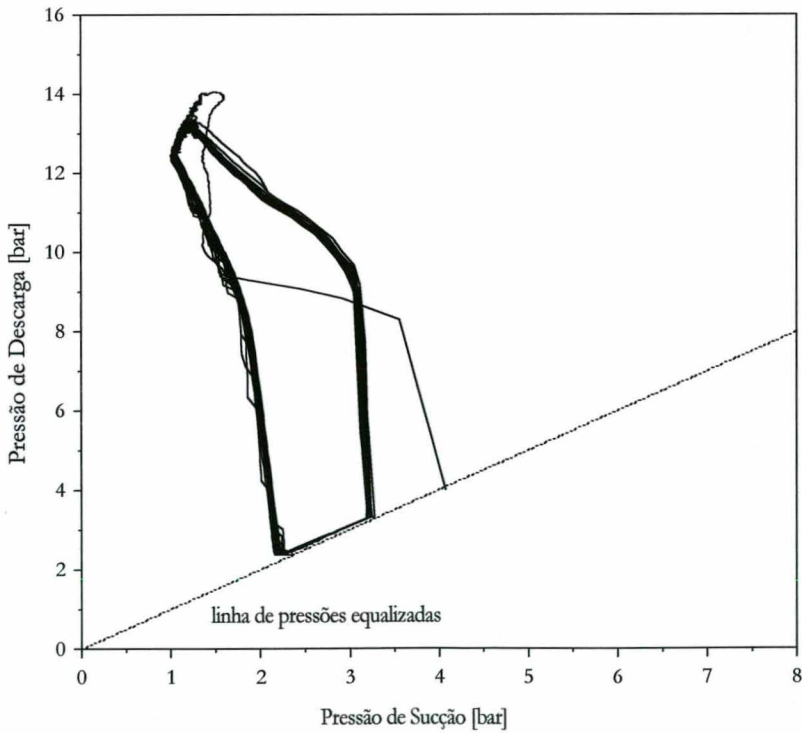


Figura 6.18 Variação periódica da pressão de descarga com a pressão de sucção no ensaio de consumo de energia.

Na Figura 6.19 apresenta-se a evolução transiente da potência consumida durante as seis primeiras horas de operação cíclica do refrigerador após a partida do compressor. No primeiro ciclo, mais longo que os demais, observa-se um comportamento da potência muito semelhante ao apresentado no *pull-down* a 32°C, como pode ser visto na Figura 6.11. O primeiro ciclo é mais longo, pois o tempo necessário para que a temperatura de *set-point* seja obtida é maior, uma vez que todo o refrigerador está a uma temperatura elevada (32°C). Isto porém não acontece nos demais ciclos, onde os diversos componentes encontram-se em temperaturas bem mais baixas na ocasião da partida do compressor. Os picos de potência consumida, nos diversos ciclos, apresentam-se praticamente nos mesmos níveis, estando em torno de 128W.

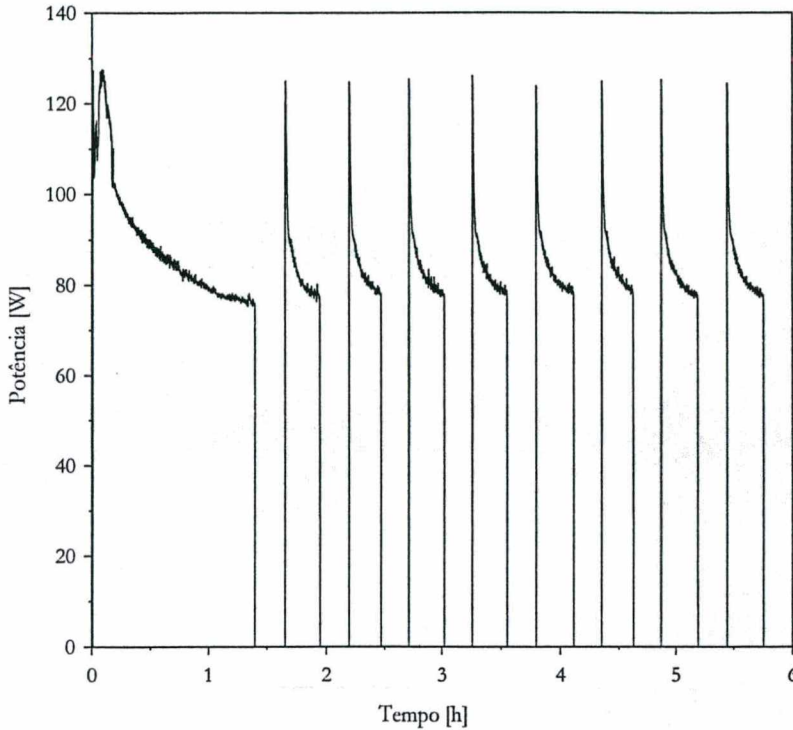


Figura 6.19 Potência consumida no ensaio de consumo de energia.

Deve-se observar na Figura 6.19 que a condição de regime permanente não é alcançada em nenhum momento, já que a operação do compressor é interrompida antes que a potência consumida se estabilize. Este fato evidencia a necessidade de estudar e caracterizar o comportamento transiente de refrigeradores domésticos, já que o seu regime de operação é tipicamente transiente. Este comportamento é enfatizado nas demais figuras apresentadas nesta seção.

Na Figura 6.20 observa-se o comportamento cíclico da temperatura média do ar no gabinete. O primeiro ciclo é mais longo, pois a temperatura média do ar no gabinete precisa ser reduzida de 32°C até a condição de *set-point*, em torno de 5°C. Nos ciclos posteriores, como o termostato evita que a temperatura do gabinete se eleve acima de 7°C, os ciclos tornam-se curtos, de modo que o refrigerador entra no regime transiente periódico. Nesta figura, pode-se observar ainda que nos pontos de atuação do termostato, ou seja, nos picos e vales, a temperatura se mantém constante por alguns instantes devido à inércia térmica do ar no interior do gabinete.

Deve-se notar também que ao longo dos ciclos, o termostato atuou em temperaturas levemente diferentes entre si, tanto no ligamento (vales) como no desligamento (picos) do compressor. Acredita-se que isto esteja associado à sua fixação na placa evaporadora.

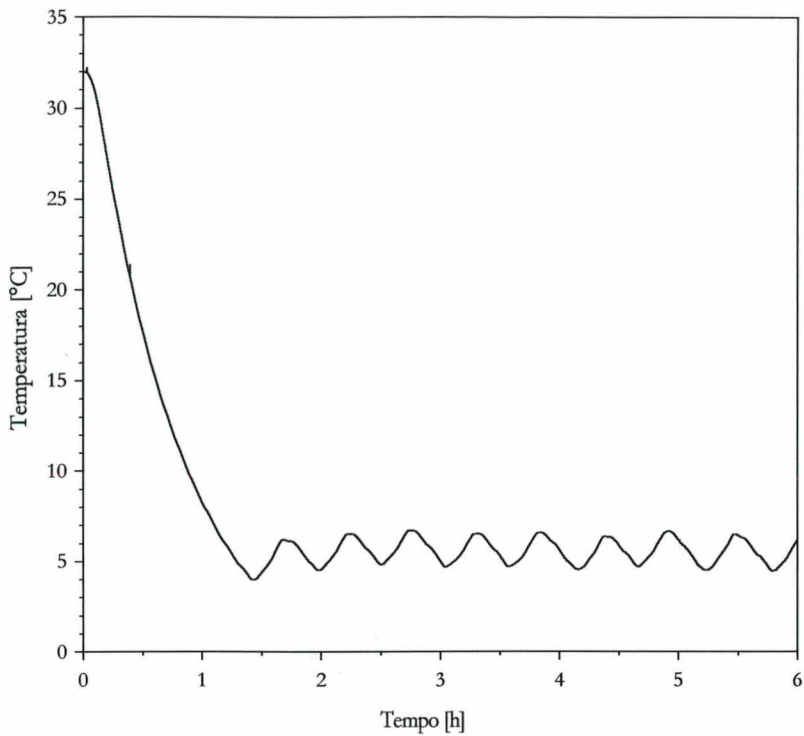


Figura 6.20 Temperatura média do gabinete no ensaio de consumo de energia.

Na Figura 6.21 são apresentadas as temperaturas das superfícies internas do refrigerador ao longo do tempo. Deve-se notar que mesmo as superfícies internas atingem a condição de regime periódico após o segundo ciclo. As taxas de variação das temperaturas com o tempo, tanto na condição de partida como de parada, são mais suaves devido às elevadas capacidades térmicas das paredes.

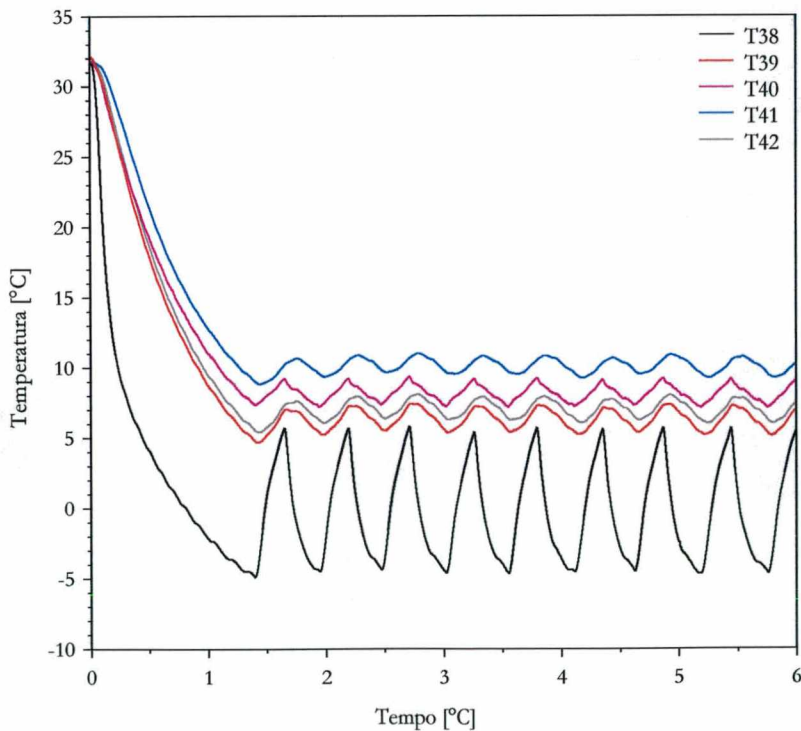


Figura 6.21 Temperaturas das superfícies internas do gabinete no ensaio de consumo de energia.

Observa-se que as amplitudes de variação de temperatura pico-a-pico, da ordem de 2°C, também são suaves por este motivo. Isto não é observado na temperatura medida pelo termopar T38, que apresenta taxas de variação bastante acentuadas e apresenta amplitudes pico-a-pico de temperatura elevadas, da ordem de 10°C, visto que sofre influência direta do ar que escoar por convecção natural entre esta superfície e a placa evaporadora. As temperaturas das superfícies internas do gabinete, quando comparadas entre si, indicam a mesma tendência observada no ensaio de *pull-down*.

6.2.7 Resultados dos Ensaio de Determinação de Carga de Refrigerante

Como já discutido, a influência da carga de refrigerante nos demais parâmetros operacionais do refrigerador foi estudada variando-a ao passo de 5g, na faixa compreendida entre 55 e 95g, o que totalizou 9 testes. Dentre as condições de carga ensaiadas, optou-se pela carga de 80g, já que nesta condição o consumo de potência ainda é baixo e as temperaturas do evaporador e do ar no interior do gabinete são mínimas, como será discutido a seguir. Desta forma, tanto os ensaios de *pull-down* como os de consumo de energia foram realizados com uma carga de 80,94g de refrigerante HFC-134a.

A Figura 6.22 apresenta a variação da potência consumida com a carga de refrigerante. Nota-se que a medida que a carga de refrigerante aumenta, cresce o consumo de potência. Este comportamento é justificado com a ajuda das Figuras 6.23 e 6.24, onde são respectivamente apresentadas as variações das pressões de sucção e de descarga com a carga de refrigerante.

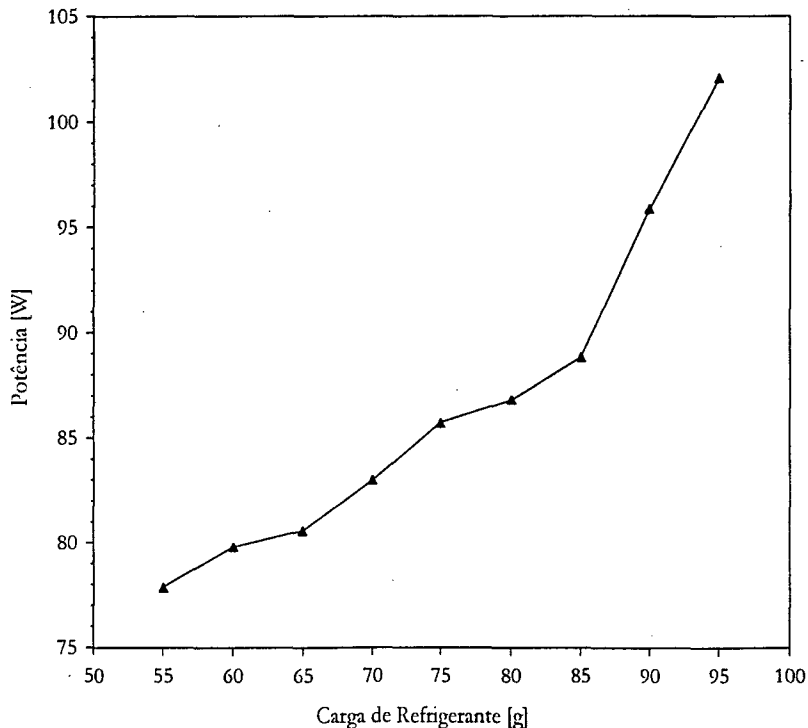


Figura 6.22 Variação da potência consumida com a carga de refrigerante.

Nestas figuras, nota-se que se a carga de refrigerante é reduzida, as pressões de sucção e de descarga se reduzem, acontecendo o oposto com cargas mais elevadas. Com o aumento da carga de refrigerante, a relação de compressão decresce, o que reduz o trabalho de compressão. Por outro lado, o fluxo de massa tende a crescer,

pois a pressão de sucção também cresce. Como a pressão de sucção cresce a taxas mais elevadas que a taxa de decaimento da relação de compressão, a potência consumida tende a aumentar.

Nas Figuras 6.25 e 6.26 são apresentadas, respectivamente, as variações da temperatura média do gabinete e da temperatura da saída da placa evaporadora (T20) em função da carga de refrigerante.

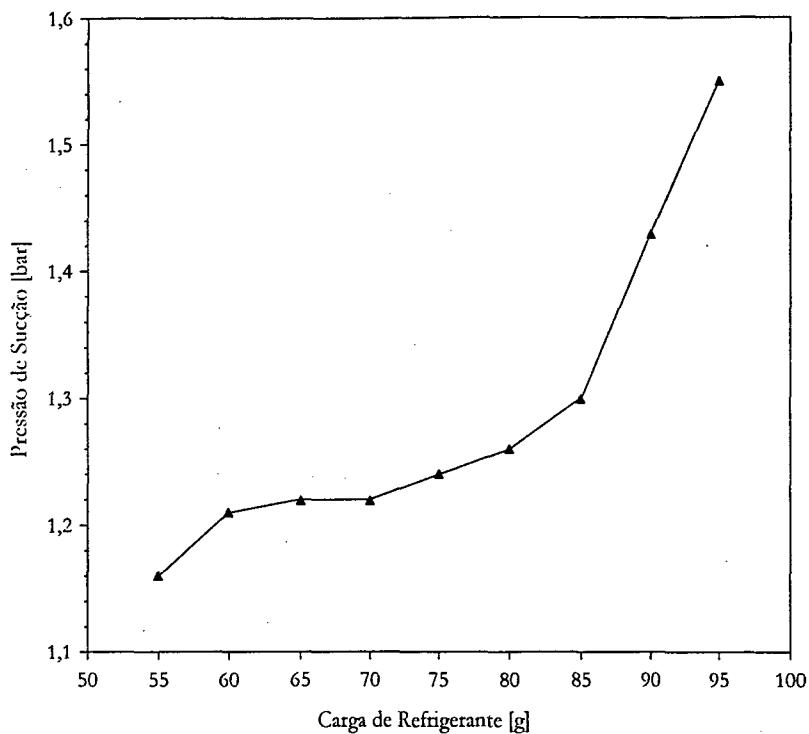


Figura 6.23 Variação da pressão de sucção com a carga de refrigerante.

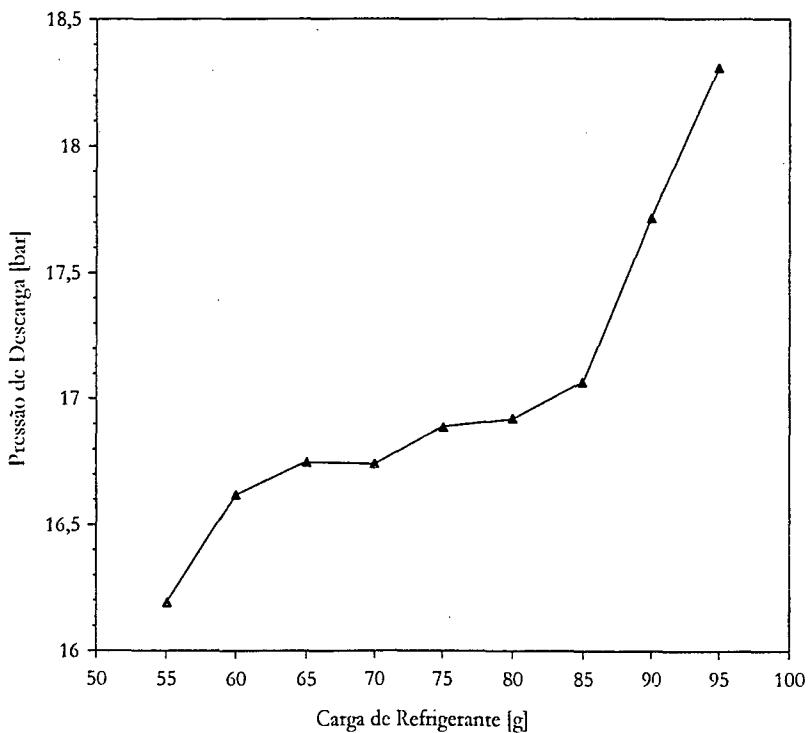


Figura 6.24 Variação da pressão de descarga com a carga de refrigerante.

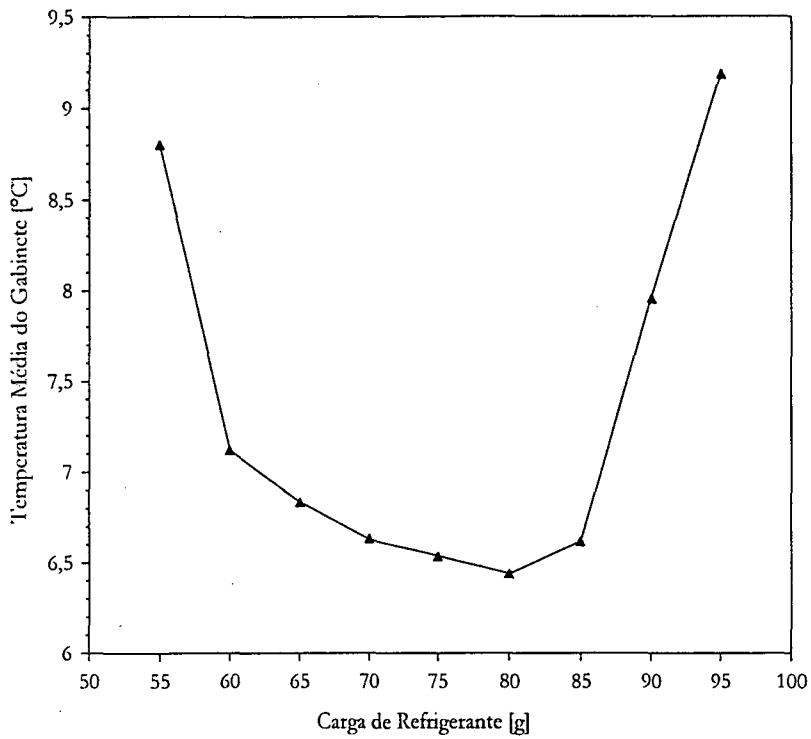


Figura 6.25 Variação da temperatura média do gabinete com a carga de refrigerante.

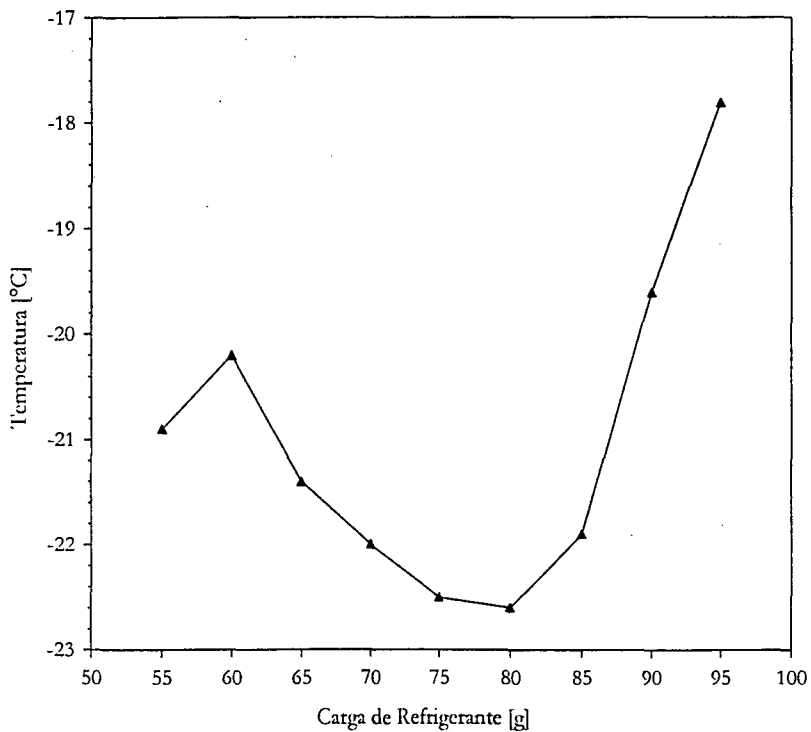


Figura 6.26 Variação da temperatura na saída do evaporador com a carga de refrigerante.

Nota-se em ambas as curvas que o ponto de mínimo para as temperaturas foi obtido para a carga de 80g. Para pequenas cargas de refrigerante, tanto o fluxo de massa como a quantidade de refrigerante no evaporador são pequenos, de modo que a capacidade de refrigeração é reduzida e a temperatura do gabinete, elevada. Para grandes quantidades de refrigerante, a pressão de evaporação se estabelece num nível mais elevado, de modo que

a temperatura de saturação também aumenta, o que também reduz as taxas de transferência de calor, elevando a temperatura do gabinete. Isto explica o ponto de mínimo observado.

Uma outra observação em relação a isto diz respeito a área onde ocorre a evaporação. Quando a carga é baixa, o refrigerante evapora numa pequena área. Na temperatura mínima, toda a área do evaporador está sendo aproveitada para evaporar o refrigerante. A partir deste ponto, o fluido termina sua vaporização após o evaporador, inundando a linha de sucção.

6.3 DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS EMPÍRICOS DO COMPRESSOR

6.3.1 Descrição do Aparato Experimental

Conforme mencionado, foram necessários ensaios experimentais para determinar os parâmetros de operação do compressor, tais como expoente politrópico, eficiência global, coeficientes globais de troca de calor e fatores de perda de carga, os quais são indispensáveis à simulação numérica do compressor através dos modelos desenvolvidos.

Para estimar empiricamente estes parâmetros fez-se uso do calorímetro de ciclo quente do Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar (NRVA) da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC). O calorímetro de ciclo quente consiste num meio simples e eficiente de se testar compressores, já que se mantém facilmente o controle das condições de operação com um número reduzido de equipamentos, sendo bastante adequado para atividades onde são requeridos ensaios nas mais variadas condições de operação. Diferentemente dos calorímetro convencionais de fluido secundário, onde mede-se a capacidade de refrigeração, nos calorímetros de ciclo quente o que se mede é o fluxo de massa, sendo a capacidade de refrigeração calculada.

Neste dispositivo, o compressor é submetido a uma faixa de operação conhecida, definida pelas temperaturas de evaporação e condensação, temperatura da carcaça, temperatura do refrigerante na região de entrada e temperatura ambiente da câmara de teste, também chamada de *box* do calorímetro. Nos ensaios, realizados para uma ampla faixa de operação, foram medidas as pressões e temperaturas nas partes internas do compressor, além do fluxo de massa e da potência consumida. Então, a partir dos dados experimentais, pode-se resolver o problema inverso do compressor em regime permanente para cada condição de operação testada e, desta forma, obter os parâmetros necessários à sua simulação.

De acordo com Gosney (1982), o princípio de funcionamento de um calorímetro de ciclo quente baseia-se no controle da capacidade de refrigeração através de um *by-pass* de gás quente na descarga do compressor, conforme indicado na Figura 6.27.

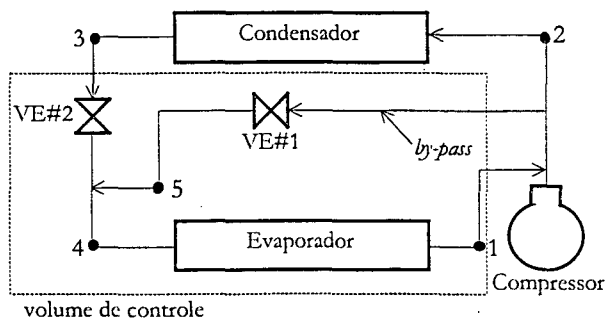


Figura 6.27 Ciclo de refrigeração com *by-pass* de gás quente.

Assim, um balanço de massa e de energia, em regime permanente, no volume de controle indicado na figura anterior, fornece respectivamente as seguintes equações:

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_3 + \dot{m}_5 \quad (6.1)$$

$$\dot{m}_1 h_1 = \dot{m}_3 h_3 + \dot{m}_5 h_5 + \dot{q}_e \quad (6.2)$$

Substituindo a equação (6.1) na expressão anterior e reescrevendo-a para \dot{q}_e , obtém-se:

$$\dot{q}_e = \dot{m}_1 h_1 - (\dot{m}_1 - \dot{m}_5) h_3 - \dot{m}_5 h_5 = \dot{m}_1 (h_1 - h_3) - \dot{m}_5 (h_5 - h_3) \quad (6.3)$$

Então, definindo-se a fração de fluxo de massa que escoo pelo *by-pass* (y) como:

$$y = \frac{\dot{m}_5}{\dot{m}_1} \Rightarrow \dot{m}_5 = y \dot{m}_1 \quad (6.4)$$

E considerando o processo de expansão na válvula VE#1 como isentálpico, pode-se escrever:

$$\dot{q}_e = \dot{m}_1 (h_1 - h_3) - y \dot{m}_1 (h_2 - h_3) \quad (6.5)$$

Nesta equação, o primeiro termo do lado direito da igualdade representa a capacidade de refrigeração do sistema quando VE#1 está fechada e o segundo termo a parcela responsável pela redução da capacidade devido ao *by-pass* (VE#1 aberta). Deve-se notar que, se a capacidade de refrigeração for nula, obtém-se:

$$y = \frac{(h_1 - h_3)}{(h_2 - h_3)} \quad (6.6)$$

Este fato sugere que o evaporador pode ser completamente eliminado do sistema, sem que as condições de operação do compressor sejam afetadas. Este ciclo, apesar de não ter utilidade para produção de frio, permite o ensaio do compressor com um controle mais acurado das condições de operação. Deve-se notar que o condensador deve ser mantido para garantir o adequado resfriamento do refrigerante que escoo entre os pontos 2 e 3. De acordo com Gosney (1982), a completa remoção do evaporador elimina a necessidade de gerar de uma carga térmica apenas para a realização do ensaio experimental, o que permite o uso de condensadores de pequeno porte e torna o aparato experimental mais simples e barato.

O ciclo básico de um calorímetro de ciclo quente é ilustrado na Figura 6.28. No diagrama *log p-h* da Figura 6.29 estão representados os estados termodinâmicos dos pontos indicados na Figura 6.28. Ainda na Figura 6.29, pode-se observar que o calorímetro opera apenas na região de vapor superaquecido, daí a denominação “calorímetro de ciclo quente”.

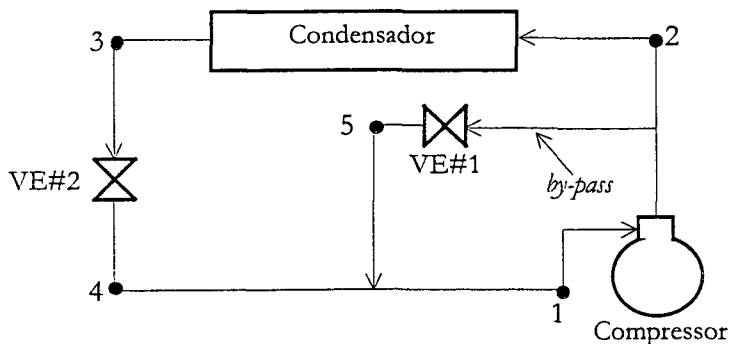


Figura 6.28 Esquema básico de um calorímetro de ciclo quente.

As condições de operação do compressor são controladas pelas válvulas de expansão, que por sua vez controlam o fluxo de massa de refrigerante pela região do condensador $(1-y)\dot{m}_1$, pelo *by-pass* $y\dot{m}_1$ e pelo compressor \dot{m}_1 , além das pressões de sucção e descarga. A temperatura do refrigerante na sucção do compressor é controlada pela mistura do refrigerante nos pontos 4 e 5.

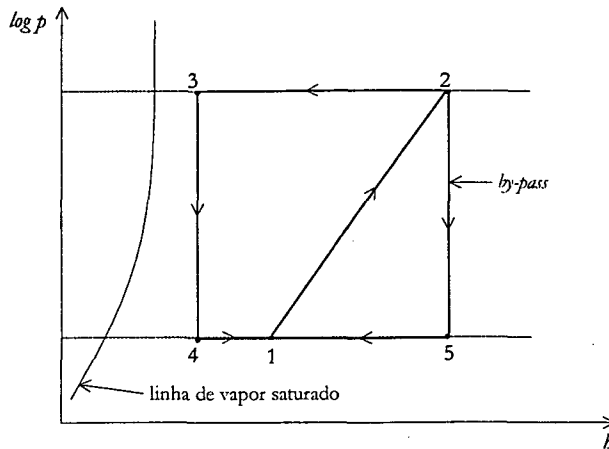


Figura 6.29 Representação do calorímetro de ciclo quente em diagrama $\log p-h$.

A Figura 6.30 apresenta a bancada calorimétrica efetivamente utilizada neste trabalho. O compressor em ensaio fica alocado no *box* de teste, cuja temperatura é controlada por um sistema de refrigeração secundário e por uma resistência elétrica. O compressor é acoplado ao calorímetro através dos engates rápidos ERS e ERD. Na região de descarga, logo após o compressor, há um separador de óleo (SO) e uma linha de retorno, para garantir uma circulação mínima de óleo durante o ensaio. Após o separador de óleo, há um transdutor de fluxo de massa (FM), cuja incerteza de medição é de $\pm 0,03\text{kg/h}$. Para evitar escoamento bifásico neste dispositivo, que certamente implicaria numa medição incorreta do fluxo de massa, faz-se uso da resistência elétrica REF para aquecer o refrigerante antes de entrar no fluxímetro. Após o transdutor de fluxo de massa há um pressostato (P) que desliga o sistema caso a pressão se torne muito elevada. Após este dispositivo, tem-se um obturador cônico (V1), para expandir o refrigerante até a condição de sucção, permitindo um controle refinado da pressão de descarga pelo *by-pass* de gás quente. A pressão de sucção é controlada pelas válvulas de expansão manuais VE1 e VE2. Na região superior do circuito tem-se um trocador de calor, chamado erroneamente de condensador, já que não há condensação.

Nesta bancada, existem três circuitos básicos que podem ser utilizados no ensaio do compressor: dois curtos e um longo. Mantendo-se a válvula de expansão VE1 fechada, tem-se o primeiro circuito curto, representado na região superior da Figura 6.30. Assim, o *by-pass* para controle da pressão de descarga é realizado pela válvula cônica V1 e o controle da pressão de sucção é feito através da válvula VE2. O segundo circuito curto, representado na região inferior da Figura 6.30, é obtido mantendo-se VE2 fechada e VE1 aberta. O *by-pass* na descarga é realizado por V1 e a expansão para a condição de sucção por VE1. O circuito longo é obtido mantendo-se tanto VE1 como VE2 abertas, ou seja, controlando-se a condição na sucção através de ambas as válvulas. O primeiro circuito curto apresenta um trocador de calor para garantir o resfriamento do refrigerante até a condição de sucção desejada. Também apresenta um filtro secador (FS) para garantir que o refrigerante circule livre de impurezas e de umidade. O segundo circuito curto contém o tanque de suprimento (TS), sendo

utilizado em testes que não necessitam de uma troca de calor significativa na região de alta pressão e que exigem uma maior circulação de refrigerante. O circuito curto superior foi utilizado na maioria dos ensaios. Em testes de difícil controle das condições de sucção e descarga (e.g. elevada relação de compressão, elevada pressão de sucção ou baixa pressão de descarga), fez-se uso do circuito longo. O segundo circuito curto não foi utilizado.

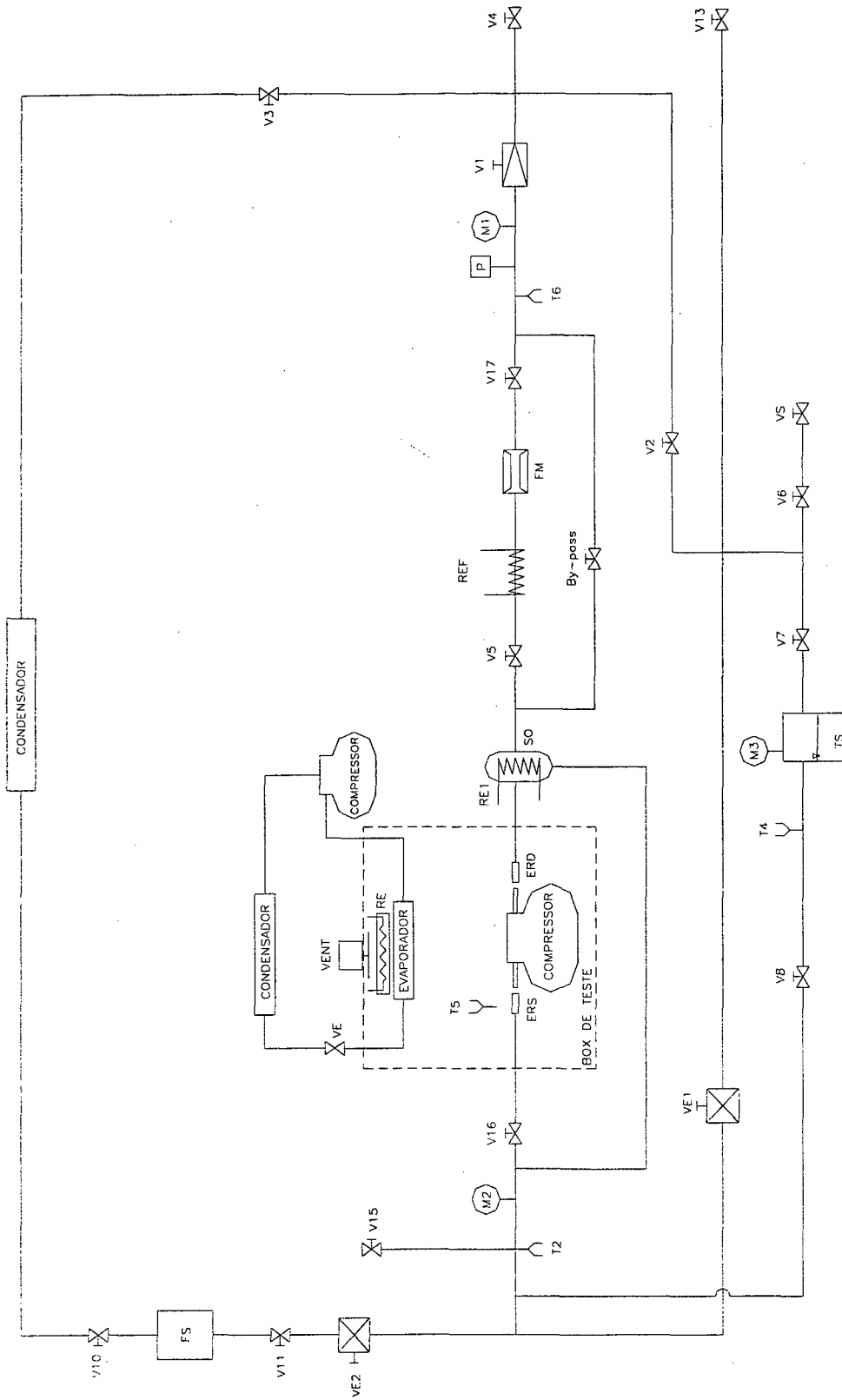


Figura 6.30 Esquema do calorímetro de ciclo quente.

Ainda nesta figura, deve-se reparar nos três manômetros analógicos (M1, M2, M3) posicionados, respectivamente, na descarga do compressor, na linha de sucção e no tanque de suprimento (TS), que consiste num reservatório de refrigerante para suprir as eventuais necessidades de carga. Estes manômetros permitem o acompanhamento das pressões no calorímetro sem que o sistema de aquisição de sinais (Datalogger Embraco) esteja funcionando. Também deve-se reparar nos quatro termopares instalados ao longo do ciclo (T2, T4, T5 e T6) que fornecem, respectivamente, a temperatura do refrigerante na linha de sucção, a temperatura do refrigerante no tanque de suprimento, a temperatura do ar no interior do *box* e a temperatura do refrigerante na linha de descarga.

6.3.2 Instrumentação do Compressor

O compressor foi instrumentado com 19 termopares tipo T, cuja incerteza de medição é de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$. Também foram utilizados 2 transdutores diferenciais de pressão, cuja faixa de operação é de 1bar e incerteza de 1,0mbar, além de dois transdutores de pressão absoluta, cuja incerteza de medição é de $\pm 0,05\text{bar}$. Os transdutores foram posicionados como indicado na Tabela 6.3.

A pressão no interior do cilindro não foi medida, de modo que as perdas de carga nas válvulas de sucção e de descarga não puderam ser avaliadas. O compressor foi instrumentado na Empresa Brasileira de Compressores S/A.

Tabela 6.3 Instrumentação do compressor.

Transdutores de Pressão – (P) Absoluto (D) Diferencial	
P1	Passador de sucção
P2	Passador de descarga
D1	Região de sucção – entre o passador e a câmara
D2	Região de descarga – entre o passador e a câmara
Termopares Tipo T	
T1	Superfície externa do compressor – região superior
T2	Superfície externa do compressor – nível do óleo
T3	Imerso no óleo
T4	Superfície do tubo de descarga – meio do tubo
T5	Superfície do tubo de descarga – próximo ao passador
T6	Superfície do bloco – região do cilindro
T7	Superfície do bloco – região do mancal de escora
T8	Bobina principal do estator
T9	Interior da câmara de descarga
T10	Superfície da tampa do cilindro
T11	Interior da câmara de sucção – centro do volume
T12	Interior da câmara de sucção – bocal de entrada
T13	Interior da câmara de sucção – antecâmara
T14	Superfície externa da câmara de sucção
T15	Ambiente interno do compressor – região de descarga
T16	Ambiente interno do compressor – região de sucção
T17	Sonda interna ao passador de sucção
T18	Sonda interna ao passador de descarga
T19	<i>Box</i> do Calorímetro

6.3.3 Procedimento de Ensaio

O ensaio utilizando o circuito longo inicia com a abertura das válvulas do circuito curto superior (V5, V17, V1, V3, V10, V11, VE2 e V16) e do circuito curto inferior (V2 e VE1). O transdutor de fluxo de massa é zerado e o sistema secundário, responsável pelo controle da temperatura interna do *box* do calorímetro, é

acionado. As resistências elétricas no separador de óleo e na entrada do medidor de fluxo de massa devem ser ligadas.

Então, dá-se a partida no compressor e controla-se a condição de sucção pelas válvulas de expansão VE1 e VE2. A pressão de descarga é controlada pelo obturador cônico da válvula V1. Deixa-se o compressor em operação até que as temperaturas, pressões e o fluxo de massa se estabilizem, o que leva cerca de 4h. Na condição de equilíbrio, faz-se a leitura dos dados por mais 1h.

6.3.4 Plano de Testes

Primeiramente, foram realizados testes onde manteve-se a temperatura do corpo em 60°C e as temperaturas do *box* do calorímetro e do refrigerante na sucção do compressor em 32°C. As seguintes condições de evaporação: -23,3°C (1,15bar), -5°C (2,43bar) e 10°C (4,15bar), foram cruzadas com as seguintes condições de condensação: 35°C (8,9bar), 45°C (11,6bar), 54,4°C (14,7bar) e 65°C (18,9bar), totalizando doze ensaios.

Posteriormente, foram realizados quatro ensaios adicionais com o objetivo de analisar a influência da temperatura do corpo e da temperatura do refrigerante na região de sucção sobre os demais parâmetros do compressor. Para tal, optou-se por manter todos os parâmetros operacionais do compressor constantes na condição de *check-point LBP* (*Low Back Pressure*), de acordo com a norma ASHRAE (1993), dada pela temperatura de evaporação de -23,3°C, pela temperatura de condensação de 54,4°C e pela temperatura do *box* de 32°C. Assim, pode-se testar separadamente a influência da temperatura do corpo e do refrigerante na sucção do compressor sobre o comportamento do compressor.

Os testes com variação de temperatura do corpo foram realizados com temperatura na entrada de 32°C e, nos testes com variação desta grandeza, a temperatura do corpo foi mantida em 60°C. As temperaturas do corpo testadas foram 60, 75 e 90°C. Já as temperaturas do refrigerante na sucção do compressor testadas foram 32, 45 e 54°C. Deve-se notar que os testes com temperatura do corpo em 60°C e temperatura na entrada de 32°C já foram realizados na primeira bateria de ensaios, de modo que apenas quatro ensaios adicionais foram necessários, totalizando dezesseis testes.

A temperatura do corpo foi controlada pela restrição da troca de calor entre o compressor e o ambiente interno do *box*, cobrindo a superfície externa com papel alumínio. Para o controle da temperatura do refrigerante na sucção fez-se uso de resistências elétricas.

6.3.5 Tratamento dos Resultados Experimentais

Do tempo total de teste, selecionou-se um intervalo de 5 minutos, no qual as pressões de sucção e descarga e o fluxo de massa apresentaram-se mais estáveis. Os resultados obtidos estão descritos na Tabela 6.4, onde observam-se duas situações fora da tendência esperada.

A primeira refere-se ao fluxo de massa medido para as diferentes temperaturas do corpo do compressor. Deve-se notar que à medida que a temperatura do corpo cresce, o fluxo de massa diminui pois há aumento da massa específica na sucção. Porém, nos testes realizados, o fluxo de massa para temperatura do corpo em 60°C ficou em 1,98kg/h, para 75°C em 1,80kg/h e para 90°C em 1,89kg/h, o que contraria o resultado esperado. Isto pode ser justificado pelo elevado espalhamento dos valores de fluxo de massa ($\pm 0,10$ kg/h) nestes ensaios, principalmente devido à dificuldade no estabelecimento da pressão de sucção do compressor.

ENSAIOS EXPERIMENTAIS

A segunda situação consiste numa temperatura do refrigerante na câmara de descarga (T9) mais elevada para a condição -5/65°C (116,5°C), do que para as condições -23,3/65°C (108,9°C) e 10/65°C (106,6°C). Tomando-se como base a temperatura de evaporação (-5°C), contudo, tem-se a tendência esperada: 86,9°C (35°C), 96,5°C (45°C), 105,8°C (54,4°C) e 116,5°C (65°C). Uma possível explicação para tal fato consiste numa temperatura do corpo mais elevada na condição de -5/65°C, como pode ser observado na Tabela 6.4. Outra explicação consiste no fluxo de massa reduzido, quando comparado aos demais ensaios com temperatura de evaporação a -5°C. Assim, como o fluxo de massa é menor, a temperatura do refrigerante na câmara tende a aumentar.

Nas demais condições, pode-se observar que tanto os fluxos de massa como a potência consumida crescem com o aumento da pressão de sucção, para uma pressão de descarga fixa. Porém, mantendo-se a pressão de sucção constante e variando-se a pressão de descarga, pode-se observar que a potência consumida cresce continuamente com o aumento da relação de compressão. O fluxo de massa, contudo, decresce muito pouco com o aumento da pressão de descarga, como esperado, já que o compressor ensaiado possui um volume morto reduzido.

Tabela 6.4 Resultados dos ensaios em calorímetro.

Teste	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8	#9	#10	#11	#12	#13	#14	#15	#16
T _c [°C]		35			45			54,4			65		Entrada		Corpo	
T _e [°C]	-23,3	-5	10	-23,3	-5	10	-23,3	-5	10	-23,3	-5	10	43	54	75	90
POT [W]	87,6	114,6	137,7	88,9	123,2	157,8	91,2	133,4	178,6	88,2	145,1	200,5	89,6	88,5	87,8	85,5
FM [kg/h]	2,41	5,96	10,12	2,40	5,84	9,80	1,98	5,48	9,17	1,42	4,90	8,78	1,90	1,71	1,80	1,89
T1 [°C]	53,4	50,3	49,3	55,4	55,7	53,1	58,0	59,1	58,1	57,3	61,8	61,1	57,5	58,9	70,8	86,0
T2 [°C]	58,9	55,9	53,8	60,3	61,3	58,4	63,3	64,7	64,4	63,0	70,0	69,0	63,1	64,9	78,4	92,9
T3 [°C]	61,4	57,8	56,0	62,8	63,0	61,0	66,0	66,7	67,4	64,8	71,5	70,7	65,0	66,7	78,8	92,3
T4 [°C]	72,0	66,8	62,1	73,8	73,7	68,8	77,3	79,4	76,6	76,9	86,6	83,1	77,5	79,8	89,7	102,6
T5 [°C]	69,2	65,1	61,1	71,4	71,6	67,6	75,1	77,1	75,3	74,4	84,1	81,3	74,7	77,0	88,2	101,6
T6 [°C]	71,7	66,4	62,3	74,1	73,2	68,7	78,5	78,8	76,1	78,9	86,1	82,6	77,9	80,2	90,7	104,0
T7 [°C]	69,6	64,4	60,5	71,4	70,4	66,5	75,3	75,5	73,4	74,4	82,0	79,1	74,5	76,5	87,2	100,4
T8 [°C]	72,4	67,4	65,3	74,2	74,4	72,7	78,2	80,2	81,5	77,2	87,7	89,7	77,2	79,3	90,6	103,9
T9 [°C]	97,7	86,6	77,9	102,4	96,5	87,7	108,2	105,8	98,3	108,9	116,5	106,6	108,5	112,3	118,2	130,4
T10 [°C]	78,4	67,9	63,2	82,7	75,9	70,4	88,4	83,1	78,4	89,0	91,5	85,0	89,2	93,1	98,1	109,2
T11 [°C]	54,1	46,9	47,4	56,5	51,6	51,0	59,9	55,2	55,6	62,1	59,9	59,7	62,6	69,3	69,4	79,8
T12 [°C]	48,6	41,2	43,4	51,3	45,2	46,2	54,5	48,6	49,6	58,9	52,9	49,8	58,7	67,3	61,5	70,5
T13 [°C]	55,0	46,1	45,7	57,4	51,3	49,0	61,3	55,1	53,1	64,0	60,0	54,6	63,7	70,7	70,2	80,7
T14 [°C]	56,0	48,8	48,1	58,5	54,1	52,1	62,5	57,9	57,7	65,6	63,4	59,9	64,8	70,4	74,7	85,3
T15 [°C]	64,2	59,2	51,3	65,4	65,9	56,2	69,0	70,2	62,5	68,3	76,6	70,1	68,4	70,6	80,9	95,9
T16 [°C]	62,2	60,2	54,0	63,5	66,0	58,6	67,3	70,4	64,9	66,9	76,4	72,1	67,8	69,9	81,2	94,1
T17 [°C]	35,8	28,9	31,0	36,5	32,6	31,3	36,8	33,7	32,2	38,7	35,5	30,5	43,0	54,0	42,5	47,7
T18 [°C]	61,5	63,6	62,2	62,6	69,7	69,1	64,7	74,7	76,7	44,4	81,0	82,5	63,8	65,1	73,2	84,6
T19 [°C]	32,4	31,8	31,9	32,2	33,4	31,6	32,0	32,7	32,3	32,3	33,3	32,3	32,3	31,8	32,0	32,0
P1 [bar]	1,15	2,44	4,17	1,13	2,44	4,12	1,16	2,40	4,13	1,14	2,44	4,15	1,15	1,15	1,15	1,14
P2 [bar]	8,93	9,15	8,98	11,61	11,57	11,61	14,70	14,67	14,67	19,18	18,93	18,92	14,72	14,77	14,80	14,68
D1 [bar]	0,008	0,023	0,032	0,005	0,018	0,030	0,001	0,014	0,027	0,005	0,016	0,028	0,005	0,004	0,003	0,002
D2 [bar]	0,167	0,524	1,243	0,104	0,393	0,818	0,167	0,297	0,558	0,047	0,232	0,600	0,076	0,073	0,082	0,085

Ainda nesta tabela, observa-se que tanto o aumento da temperatura do corpo como da temperatura do refrigerante na entrada do compressor reduzem o consumo de potência e o fluxo de massa, salvo a situação comentada. As temperaturas internas do compressor, contudo, tendem a aumentar.

Com base nos dados experimentais apresentados na tabela anterior, as temperaturas necessárias à solução do problema inverso do compressor foram calculadas pelas seguintes equações, sendo que seus valores estão apresentados na Tabela 6.5.

$$T_{amb} = T19 \tag{6.7}$$

$$T_r = \frac{T3 + T15 + T16}{3} \tag{6.8}$$

$$T_1 = T17 \quad (6.9)$$

$$T_2 = T12 \quad (6.10)$$

$$T_3 = T13 \quad (6.11)$$

$$T_6 = T9 \quad (6.12)$$

$$T_7 = T18 \quad (6.13)$$

$$T_b = \frac{T6 + T7 + T8 + T10}{4} \quad (6.14)$$

$$T_c = \frac{T1 + T2}{2} \quad (6.15)$$

$$T_{td} = \frac{T4 + T5}{2} \quad (6.16)$$

$$T_{fs} = T14 \quad (6.17)$$

Tabela 6.5 Tratamento preliminar dos resultados dos ensaios em calorímetro.

Teste	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8	#9	#10	#11	#12	#13	#14	#15	#16
T _{cond} [°C]		35			45			54,4			65		Entrada		Corpo	
T _{exp} [°C]	-23,3	-5	10	-23,3	-5	10	-23,3	-5	10	-23,3	-5	10	43	54	75	90
T _{amb} [°C]	32,4	31,8	31,8	32,2	33,5	31,6	32,0	32,7	32,3	32,3	33,3	32,3	32,3	31,8	32,0	32,0
T _r [°C]	62,6	59,1	53,8	63,9	65,0	58,6	67,4	69,1	64,9	66,7	74,8	71,0	67,1	69,1	80,3	94,1
T _i [°C]	35,8	28,9	31,0	36,5	32,6	31,3	36,8	33,7	32,2	38,7	35,5	30,5	43,0	54,0	42,5	47,7
T ₂ [°C]	48,6	41,2	43,4	51,3	45,2	46,2	54,5	48,6	49,6	58,9	52,9	49,8	58,7	67,3	61,5	70,5
T ₃ [°C]	55,0	46,1	45,6	57,5	51,3	49,0	61,3	55,1	53,1	64,0	60,0	54,6	63,7	70,7	70,2	80,7
T ₆ [°C]	97,7	86,6	77,9	102,4	96,5	87,7	108,2	105,8	98,3	108,9	116,5	106,6	108,5	112,3	118,2	130,4
T ₇ [°C]	61,5	63,6	62,2	62,6	69,7	69,1	64,7	74,7	76,7	64,8	81,0	82,5	63,8	65,1	73,2	84,6
T _b [°C]	73,0	66,6	62,8	75,3	73,5	69,5	80,1	79,4	77,4	79,9	86,8	84,1	79,1	82,3	91,6	104,4
T _c [°C]	56,2	53,1	51,5	57,8	58,5	55,8	60,2	61,9	61,3	60,2	65,9	65,1	60,3	61,9	74,6	89,5
T _{fs} [°C]	56,0	48,8	48,1	58,5	54,1	52,1	62,5	57,9	57,7	64,6	63,4	59,9	64,8	70,4	74,7	85,3
T _{td} [°C]	70,6	65,9	61,6	72,6	72,6	68,2	76,2	78,3	75,9	75,6	85,4	82,2	76,1	78,4	88,9	102,1

Na Tabela 6.5 pode-se observar que, para alguns testes, a temperatura do refrigerante na descarga do compressor (T_7), apresentou valores inferiores a temperatura do tubo de descarga (T_{td}), o que sugere um erro na leitura da temperatura pelo termopar T18. Nesta região, como o refrigerante está muito aquecido em relação ao passador, há possibilidade de condução de calor pelo termopar, implicando na leitura de uma temperatura inferior àquela que realmente ocorre. Deste modo, optou-se por descartar este ponto na determinação dos fatores empíricos do compressor e utilizar uma correlação empírica tradicionalmente empregada na literatura (Dittus & Boelter, 1930) para computar esta temperatura.

A solução do problema inverso do compressor em regime permanente segue o procedimento apresentado a seguir. Primeiramente, com as pressões na sucção e na descarga e com as perdas de carga, calcula-se as pressões no interior das câmaras de sucção e descarga, pelas seguintes equações:

$$p_4 = p_3 = p_1 - \Delta p_{fs} \quad (6.18)$$

$$p_5 = p_6 = p_7 + \Delta p_{td} \quad (6.19)$$

$$p_r = p_2 = p_1 \quad (6.20)$$

Como a temperatura do refrigerante na descarga não está disponível, deve-se arbitrar um valor inicial e corrigi-lo através de um procedimento iterativo. Este valor é arbitrado como uma média aritmética entre a

temperatura do refrigerante na câmara de descarga (T_c) e a temperatura do tubo de descarga (T_{td}). Assim, com as pressões e temperaturas do refrigerante em cada região do compressor (Figura 4.22) pode-se calcular as demais propriedades termodinâmicas e termofísicas necessárias à solução do problema inverso.

O expoente politrópico pode ser calculado em função das pressões e das massas específicas nos pontos 4 e 5, de modo que:

$$n = \frac{\ln(p_5/p_4)}{\ln(\rho_5/\rho_4)} \quad (6.21)$$

Um expoente isentrópico equivalente, baseado o processo de compressão no cilindro, foi calculado por:

$$k = \frac{\ln(p_5/p_4)}{\ln(\rho_{5s}/\rho_4)} \quad (6.22)$$

onde $\rho_{5s} = \rho(p_{5s}, s_4)$ é a densidade na câmara de descarga calculada segundo um processo isentrópico.

Deve-se notar que o expoente isentrópico é uma variável de estado, definido como a relação entre os calores específicos a pressão constante e a volume constante. Em refrigeração, contudo, é comum utilizar um expoente equivalente, calculado com base num processo de compressão isentrópico. Gosney (1982) justifica esta aproximação afirmando que, salvo para gases ideais que possuem calores específicos constantes, nenhum gás real apresenta um valor constante para k , de modo que um valor médio para o processo deve ser empregado.

A partir do expoente politrópico, o fluxo de massa e a potência de compressão teóricos podem ser calculados, respectivamente, pelas equações (4.200) e (4.205), de modo que a constante de correção do fluxo de massa (κ) e a eficiência global do compressor (η_g) podem ser obtidas das seguintes relações:

$$\kappa = \dot{m}/\dot{m}_c \quad (6.23)$$

$$\eta_g = \dot{W}_s/\dot{W}_c \quad (6.24)$$

onde \dot{m} e \dot{W}_c são dados obtidos do experimento.

Os fatores de perda de carga no filtro de sucção e no tubo de descarga são calculados respectivamente pelas seguintes equações:

$$\bar{K}_{fs} = \frac{\Delta p_{fs}}{\dot{m}^2} \rho_2 \quad (6.25)$$

$$\bar{K}_{td} = \frac{\Delta p_{td}}{\dot{m}^2} \rho_6 \quad (6.26)$$

Do balanço de energia para o refrigerante no interior da carcaça pode-se obter uma expressão para o cálculo do calor trocado pela carcaça, dada por:

$$\dot{q}_c = \dot{q}_b + \dot{q}_{td,c} - \dot{q}_{fs,c} \quad (6.27)$$

Do balanço de energia para a carcaça, tem-se que:

$$\dot{q}_{c,i} = \dot{q}_{c,e} = \dot{q}_c \quad (6.28)$$

Do balanço de energia para o bloco tem-se:

$$\dot{q}_b = \dot{W}_c + \dot{m}(h_3 - h_6) \quad (6.29)$$

Para o filtro de sucção, o balanço de energia fornece:

$$\dot{q}_{f,s} = \dot{q}_{f,i} = \dot{q}_f = \dot{m}(h_3 - h_2) \quad (6.30)$$

E, para o tubo de descarga, pode-se utilizar o seguinte balanço de energia:

$$\dot{q}_{td,e} = \dot{q}_{td,i} = \dot{q}_{td} = \dot{m}(h_6 - h_7) \quad (6.31)$$

Assim, os coeficientes de troca de calor podem ser obtidos por:

$$\overline{UA}_b = \dot{q}_b / (T_b - T_r) \quad (6.32)$$

$$\overline{UA}_{c,i} = \dot{q}_c / (T_r - T_c) \quad (6.33)$$

$$\overline{UA}_{c,e} = \dot{q}_c / (T_c - T_{amb}) \quad (6.34)$$

$$\overline{UA}_{f,s} = \dot{q}_f / (T_r - T_{fs}) \quad (6.35)$$

$$\overline{UA}_{td,e} = \dot{q}_{td} / (T_{td} - T_r) \quad (6.36)$$

O coeficiente interno do filtro de sucção é obtido pela seguinte equação:

$$\overline{UA}_{f,i} = \dot{q}_f \Delta T_{fs} / (T_3 - T_2) \quad (6.37)$$

onde a diferença de temperatura é calculada pela seguinte média logarítmica:

$$\Delta T_{fs} = \ln \left[(T_3 - T_{fs}) / (T_2 - T_{fs}) \right] \quad (6.38)$$

O coeficiente interno do tubo de descarga é calculado pela notória correlação de Dittus & Boelter (1930), dada pela seguinte expressão:

$$\overline{UA}_{td,i} = \frac{k_{td}}{D_{td}} (0,023 Re^{0,8} Pr^{0,3}) \quad (6.39)$$

Desta forma, a temperatura na região de descarga pôde ser corrigida pela seguinte equação:

$$T_7 = T_{td} + (T_6 - T_{td}) \left\{ \exp \left[\frac{\overline{UA}_{td,i} (T_6 - T_7)}{\dot{q}_{td}} \right] \right\}^{-1} \quad (6.40)$$

Assim, a temperatura do refrigerante na descarga do compressor é calculada através de um procedimento iterativo, a partir de uma estimativa inicial dada pela média entre a temperatura na câmara de descarga e a temperatura da parede do tubo de descarga.

Os resultados obtidos para cada ensaio realizado estão apresentados na Tabela 6.6, onde pode-se observar que o expoentes politrópico e isentrópico apresentaram-se bastante próximos da unidade (processo isotérmico). Deve-se observar também que o expoente politrópico apresentou-se dentro da faixa esperada, entre 1,0 e κ (Gosney, 1982), para todos os ensaios, exceto para os testes #3 e #10, nos quais o compressor foi submetido à condições críticas de operação, ou seja, relações de compressão extremas.

O processo politrópico difere do processo ideal (isentrópico) essencialmente devido à transferência de calor entre o refrigerante e as paredes do cilindro, devido à perda de massa através de vazamentos pela folga radial entre pistão/cilindro e pela válvula de sucção, além de refluxos na válvula de descarga. Difere também devido à diferença entre o comportamento do gás real e do gás ideal. Segundo Gosney (1982), o expoente

politrópico deve ser inferior ao expoente isentrópico e superior ao isotérmico. Conclui-se, portanto, que os resultados obtidos para os testes #3 e #10 estão fora da faixa esperada.

Uma possível justificativa para estes resultados reside no fato de que o expoente politrópico foi calculado com base nas pressões e temperaturas medidas nas câmaras de sucção e descarga e não no interior do cilindro, de modo que o ajuste empregado não representa exatamente o processo real de compressão.

Deve-se também ressaltar que no presente trabalho não se fez distinção entre os coeficientes que regem os processos de compressão e re-expansão. Uma outra justificativa consiste na inclinação das linhas de entropia específica na região de superaquecimento para o refrigerante HFC-134a, onde pequenas variações de pressão e temperatura acarretam grandes variações de entropia, de modo que pequenos erros de medição bem como erros numéricos oriundos do cálculo das propriedades termodinâmicas podem ocasionar desvios no cálculo do expoente isentrópico.

Tabela 6.6 Parâmetros empíricos do compressor regredidos dos ensaios em calorímetro.

Parâmetro	n [-]	k [-]	κ [-]	η_s [%]	\overline{UA}_b [W/K]	$\overline{UA}_{s,i}$ [W/K]	$\overline{UA}_{c,e}$ [W/K]	$\overline{UA}_{f,i}$ [W/K]	$\overline{UA}_{f,e}$ [W/K]	$\overline{UA}_{d,i}$ [W/K]	$\overline{UA}_{d,e}$ [W/K]	\overline{K}_f^* [m ⁻⁴]	\overline{K}_d^{**} [m ⁻⁴]
#1	1,024	1,068	1,11	38,6	6,5	11,5	3,1	1,1	0,5	1,8	2,0	9,89	15,07
#2	1,036	1,054	1,07	48,0	9,1	12,3	3,5	1,5	0,7	3,9	4,4	9,51	8,08
#3	1,042	1,037	0,98	46,5	7,8	30,4	3,6	1,8	1,1	6,4	5,1	6,76	6,12
#4	1,012	1,064	1,26	37,5	6,2	12,8	3,1	1,0	0,6	1,7	1,9	7,76	15,99
#5	1,027	1,050	1,10	49,7	8,8	12,9	3,3	1,6	0,8	3,9	4,6	8,12	8,11
#6	1,032	1,033	0,99	48,3	7,6	30,3	3,5	1,7	1,2	6,3	5,2	6,84	5,30
#7	1,002	1,058	1,16	35,8	6,0	11,4	2,9	0,8	0,6	1,6	1,9	0,19	40,68
#8	1,018	1,045	1,11	49,3	8,1	13,3	3,3	1,6	0,7	3,7	4,2	7,13	8,93
#9	1,023	1,028	0,96	49,3	7,5	27,5	3,4	1,5	1,3	6,3	5,3	6,61	4,74
#10	0,982	1,052	1,14	29,3	6,0	13,1	3,1	0,7	0,8	1,3	1,5	19,23	28,92
#11	1,008	1,039	1,07	48,0	7,9	12,3	3,4	1,4	0,7	3,6	4,1	9,69	10,25
#12	1,006	1,020	0,96	49,8	8,6	19,9	3,6	1,6	1,1	6,3	5,8	7,36	7,10
#13	1,000	1,059	1,14	35,7	6,0	12,3	3,0	0,7	0,9	1,5	1,8	9,51	19,57
#14	0,999	1,060	1,04	36,2	5,7	11,9	2,9	0,8	2,6	1,5	1,8	7,29	19,10
#15	1,007	1,060	1,09	37,3	6,4	13,1	1,8	0,5	0,7	1,5	1,7	5,68	20,70
#16	1,020	1,055	1,13	39,8	6,6	14,7	1,2	0,5	0,6	1,6	1,8	4,65	19,95

(*) x10⁶ (**) x10⁸

Por outro lado, o expoente politrópico apresentou-se fora da faixa esperada apenas nos ensaios com condições extremas de operação, o que pressupõe uma explicação de base física para os resultados obtidos dos ensaios #3 e #10. No ensaio #3, que dentre os ensaios realizados se destaca pela maior pressão de sucção e menor relação de compressão, tanto o rendimento volumétrico como a massa específica na sucção assumem valores máximos, o que exerce influência direta no fluxo de massa que, como pode-se observar na Tabela 6.4, assume o maior valor dentre as condições testadas. Com o aumento do fluxo de massa, a transferência de calor se intensifica, diminuindo a diferença entre as temperaturas do refrigerante na sucção e na descarga do compressor. Assim, o refrigerante fica numa temperatura inferior à parede interna do cilindro. Desta forma, o refrigerante recebe calor das paredes do cilindro, elevando sua entropia, de modo que o expoente politrópico é superior ao isentrópico.

Para o teste #10, onde a relação de compressão assume um valor máximo dentre as condições ensaiadas, o expoente politrópico obtido apresentou-se inferior ao expoente isotérmico. Acredita-se que este fato esteja relacionado à elevada relação de compressão que intensifica os vazamentos pela folga radial e pela válvula de sucção, reduzindo a massa de refrigerante efetivamente deslocada pelo compressor. Há também efeito da variação do fator de compressibilidade do refrigerante ao longo do processo, que varia de 0,98 (câmara de sucção) à 0,82 (câmara de descarga), o que compensa a variação de temperatura ao longo dos processos de

compressão e de expansão, de modo que o processo aproxima-se do isotérmico. Por estes motivos, este ensaio foi desconsiderado.

Um outro comportamento interessante observado nesta tabela consiste no aumento do expoente politrópico com a pressão de sucção para uma mesma pressão de descarga, a medida que o oposto ocorre com o expoente isentrópico. A explicação é dada pela redução dos vazamentos no cilindro a medida que a relação de compressão diminui, de modo que o processo de compressão se aproxima do ideal, ou seja, o expoente politrópico tende ao isentrópico. Nota-se também que a constante de correção do fluxo de massa é evidentemente menor nas condições onde a relação de compressão é pequena e os vazamentos são menos significativos.

Na Tabela 6.7 são apresentados os parâmetros médios do compressor para os testes de #1 a #12, com exceção do ensaio #10. Pode-se observar que o expoente politrópico médio está bastante próximo do obtido por Klein (1998), cujo valor é de 1,011 (erro da ordem de ~0,6%). Observa-se também que a eficiência global média do compressor é de 43,3% e que o fluxo de massa real apresenta-se, em média, 8% superior ao fluxo de massa teórico, ou seja, estimado pelo modelo politrópico.

Tabela 6.7 Análise estatística dos parâmetros empíricos do compressor regredidos dos ensaios em calorímetro.

Grandeza	<i>n</i>	κ	η_s	\overline{UA}_b	$\overline{UA}_{c,i}$	$\overline{UA}_{c,e}$	$\overline{UA}_{f,i}$	$\overline{UA}_{f,e}$	$\overline{UA}_{d,i}$	$\overline{UA}_{d,e}$	\overline{K}_f^*	\overline{K}_d^{**}
	[-]	[-]	[-]	[W/K]	[W/K]	[W/K]	[W/K]	[W/K]	[W/K]	[W/K]	[m ⁻⁴]	[m ⁻⁴]
Média	1,017	1,077	43,3	7,3	16,4	3,0	1,2	0,9	3,4	3,4	7,1	14,0
δ (95%)	1,010	1,031	40,0	6,6	12,5	2,6	1,0	0,6	2,3	2,6	5,8	8,8
δ_+ (95%)	1,025	1,124	46,7	7,9	20,3	3,4	1,5	1,2	4,6	4,3	8,5	19,2
Mínimo	1,000	0,955	35,7	5,7	11,4	1,2	0,5	0,5	1,5	1,7	0,2	4,7
Máximo	1,042	1,261	49,8	9,1	30,4	3,6	1,8	2,6	6,4	5,8	9,9	40,7
Desvio	0,013	0,084	6,0	1,1	7,0	0,7	0,4	0,5	2,0	1,6	2,4	9,4

(*) x10⁶ (**) x10⁸

6.3.6 Regressão das Curvas para os Parâmetros Empíricos do Compressor

Os elevados desvios padrão indicam uma variação significativa dos parâmetros operacionais do compressor com a condição de teste, o que sugere o ajuste de curvas em função da condição de operação. Os ajustes foram realizados segundo uma regressão a múltiplas variáveis através do método dos mínimos quadrados, de acordo com a metodologia descrita em Box *et alii* (1978).

Estes ajustes foram realizados segundo três curvas básicas: (i) ajuste quadrático em função das pressões de sucção e de descarga; (ii) ajuste linear em função do fluxo de massa; e (iii) ajuste quadrático em função da pressão da relação de compressão (II). As curvas são respectivamente representadas pelas equações (6.41) a (6.43).

$$Y = (a + b \cdot p_s + c \cdot p_d^2) \cdot (d + e \cdot p_d + f \cdot p_d^2) \tag{6.41}$$

$$Y = a + b \cdot \dot{m} \tag{6.42}$$

$$Y = (a + b \cdot \Pi + c \cdot \Pi^2) \tag{6.43}$$

Os coeficientes das curvas ajustadas estão apresentados na Tabela E.1 (Apêndice E), onde são também indicados os valores obtidos para o coeficiente de correlação ao quadrado (R²), que consiste num indicativo da qualidade do ajuste proposto. Também no Apêndice E são mostradas curvas comparativas entre os valores

previstos pelo ajuste e os valores observados nos ensaios experimentais. As linhas pontilhadas indicam as bandas de 95% de confiabilidade.

Com base nos resultados mostrados na Tabela 6.6 conclui-se que a temperatura do corpo exerce efeito significativo apenas sobre a eficiência global e sobre os coeficientes de transferência de calor interno e externo ao corpo. Já a temperatura interna influencia apenas o fator multiplicativo do fluxo de massa.

Para considerar o efeito da temperatura do corpo nos parâmetros empíricos do compressor, fez-se a normalização destes parâmetros com base no valor medido durante os ensaios com temperatura do corpo de 60°C. Posteriormente, fez-se um ajuste linear dos parâmetros normalizados em função da temperatura do corpo do compressor, também normalizada. Desta forma, os fatores de correção da variação da temperatura do corpo foram ajustados através da seguinte expressão:

$$F_Y = a + b \frac{T_c}{T^*} \quad (6.44)$$

onde T^* é a temperatura de referência, sendo igual à 333,15K, e F_Y indica o fator de correção do parâmetro Y devido à variação da temperatura do corpo do compressor. Os coeficientes dos ajustes para a eficiência global e os coeficientes de transferência de calor interno e externo à carcaça do compressor estão, então, apresentados na Tabela E.2. Este procedimento permitiu que a correção dos parâmetros empíricos para diferentes temperaturas do corpo pudesse ser realizada pela simples superposição linear dos fatores de correção com as curvas ajustadas para os ensaios realizados para a temperatura do corpo em 60°C.

O mesmo procedimento foi empregado para considerar o efeito da temperatura na entrada sobre o fator multiplicativo de fluxo de massa. Assim, fez-se a normalização destes parâmetros com base no valor medido durante os ensaios com temperatura na entrada de 32°C. Posteriormente, fez-se um ajuste linear em função da temperatura na entrada do compressor, também normalizada. Desta forma, o fator de correção para o fluxo de massa em função da temperatura do refrigerante na entrada do compressor foi ajustado através da seguinte expressão:

$$F_x = a + b \frac{T_1}{T^*} \quad (6.45)$$

onde T^* é a temperatura de referência, sendo igual à 305,15K.

Os coeficientes do ajuste estão apresentados na Tabela E.2. As curvas ajustadas para os fatores de correção em função das temperaturas do corpo e do refrigerante na entrada do compressor também são apresentadas no Apêndice E.

ANÁLISE DE RESULTADOS

7.1 GENERALIDADES

Neste capítulo são apresentados alguns dos resultados obtidos através dos modelos desenvolvidos. A única forma de reproduzir o comportamento transiente dos componentes de um sistema de refrigeração consiste na simulação integrada dos modelos de componentes (utilização de condições de contorno reais). Como os modelos de componentes não foram acoplados, a sua validação na condição transiente de operação não pôde ser realizada.

Optou-se assim por validar os modelos na condição de regime permanente, através da comparação com resultados de trabalhos numéricos e experimentais desenvolvidos anteriormente no Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar da Universidade Federal de Santa Catarina. Além disso, a simulação em regime permanente permitiu que muitas das características e potencialidades dos modelos fossem exploradas.

Desta forma, os modelos do condensador, do evaporador, do gabinete, do compressor e do trecho adjacente de linha de sucção foram comparados com alguns resultados fornecidos pelo programa SLIM (Klein, 1998). O modelo do evaporador foi também comparado com resultados experimentais obtidos por Melo *et alii* (1998). O modelo do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção foi, por sua vez, comparado com alguns resultados extraídos dos programas CAPADB e CAPHEAT, desenvolvidos por Mezavila (1995) para simular respectivamente o escoamento de refrigerante através de tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos.

Para as simulações em regime transiente, optou-se então por discutir apenas os resultados obtidos com condições de contorno impostas, com a finalidade de apresentar as sua potencialidades e verificar a viabilidade da sua solução numérica.

Este capítulo foi dividido em três partes distintas. A primeira trata da simulação e validação dos modelos em regime permanente. A segunda explora alguns resultados das simulações transientes com condições de contorno impostas. A terceira descreve os motivos pelos quais a simulação global do refrigerador não foi realizada, sendo que algumas das possíveis soluções para os problemas encontrados são propostas e discutidas.

7.2 ANÁLISE INDIVIDUAL DOS COMPONENTES EM REGIME PERMANENTE

Como mencionado, nesta seção os modelos individuais dos componentes serão analisados na condição de regime permanente. É interessante observar que todas as simulações foram realizadas segundo a metodologia apresentada o regime transiente (Capítulo 5, Apêndice D). Utilizou-se, entretanto, um incremento de tempo (*time-step*) elevado, da ordem de 10^{200} segundos. Isto foi possível devido à abordagem totalmente implícita utilizada na integração numérica dos termos transientes.

7.2.1 Modelo do Condensador

O modelo do condensador foi primeiramente comparado com resultados do programa SLIM (Klein, 1998). Posteriormente, algumas das suas potencialidades foram exploradas avaliando-se os efeitos do fluxo de massa, da temperatura ambiente e do modelo de fração de vazio sobre o comportamento físico deste componente. Para finalizar, foram realizados alguns testes para avaliar a independência entre os resultados numéricos e a malha computacional empregada.

Comparação com o Programa SLIM (Klein, 1998)

O modelo do condensador foi comparado com alguns resultados obtidos pelo programa SLIM (Klein, 1998) nas condições apresentadas na Tabela 7.1. Deve-se esclarecer que as condições de contorno necessárias (fluxo de massa, pressão e temperatura do refrigerante na entrada) foram obtidas do próprio programa SLIM para as três temperaturas ambientes apresentadas na Tabela 7.1. Desta forma, como a pressão na entrada era previamente conhecida, o laço iterativo utilizado na sua determinação não se fez necessário (ver Capítulo 5). Nestas simulações, optou-se pela condição de contorno de fluxo de calor nulo na entrada do condensador ao invés de prescrever a temperatura do tubo, já que as trocas convectivas de calor são dominantes.

A Tabela 7.2 mostra uma comparação entre os resultados do modelo proposto com os resultados do programa SLIM. Nas simulações utilizou-se uma malha computacional de 300 volumes e o modelo de fração de vazio de Hughmark (1964), também utilizado por Klein (1998).

Tabela 7.1 Condições de contorno utilizadas na simulação do condensador em regime permanente.

Condição de Contorno	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Temperatura Ambiente [°C]	32,0	43,0	54,0
Fluxo de Massa [kg/h]	1,46	1,78	2,21
Pressão na Entrada [bar]	11,80	15,53	20,05
Temperatura na Entrada [°C]	74,9	89,7	102,6

Pode-se verificar que para o caso 1 o modelo proposto prescreve um sub-resfriamento de aproximadamente $3,0^{\circ}\text{C}$, em contraste com os resultados de Klein (1998). Nos casos 2 e 3, entretanto, o modelo prescreve respectivamente títulos inferiores e superiores aos valores apresentados por Klein (1998). Este fato está diretamente relacionado com a diferença na estimativa das taxas de transferência de calor no condensador.

Tabela 7.2 Comparação com resultados do programa SLIM.

Grandeza	Resultado	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Taxa de Rejeição de Calor [W]	Modelo Proposto	79,0	88,8	98,3
	Programa SLIM	74,6	86,2	99,1
	Diferença Absoluta	+4,4	+2,6	-0,8
	Diferença Relativa [%]	+5,9	+3,0	-0,8
Temperatura na Saída do Condensador [°C]	Modelo Proposto	42,6	56,6	67,6
	Programa SLIM	45,6	57,2	67,7
	Diferença Absoluta	-3,0	-0,6	-0,1
Título na Saída do Condensador [%]	Modelo Proposto	$\Delta T_{mb}=3^{\circ}\text{C}$	3,3	11,8
	Programa SLIM	3,3	5,2	8,9
	Diferença Absoluta	-	-1,9	+2,9
Massa de Refrigerante [g]	Modelo Proposto	27,15	24,93	23,86
	Programa SLIM	23,82	24,08	23,36
	Diferença Absoluta	+3,33	+0,85	+0,50
	Diferença Relativa [%]	+14,0	+3,5	+2,1

Nesta tabela, pode-se ainda observar que existe um razoável nível de concordância entre os inventários de massa previstos pelo modelo proposto e pelo programa SLIM. Em todos os casos, a massa estimada pelo modelo proposto é levemente superior à massa estimada pelo programa SLIM. O caso 1 mostrou-se mais crítico, com uma diferença da ordem de 3,3g, provavelmente associada à presença de líquido sub-resfriado na saída do condensador.

A Figura 7.1 mostra a distribuição de temperatura tanto para o refrigerante como para a parede do condensador nas três condições testadas. A análise das curvas referentes ao caso 1 permite distinguir as três regiões características do escoamento: região de superaquecimento, que se estende até aproximadamente 24% do comprimento do tubo; região de saturação, que se estende até cerca de 96% do comprimento do tubo; e região de sub-resfriamento, que ocupa apenas 4% do comprimento do tubo. Para os casos 2 e 3, onde não ocorre sub-resfriamento, observa-se que as fronteiras de saturação ocorrem, respectivamente, a 27 e 31% do comprimento total do tubo.

Em todos os casos, tanto para o refrigerante como para as paredes do tubo, observa-se uma inflexão nos perfis de temperatura a aproximadamente 17% do comprimento do tubo. Esta inflexão está relacionada com o final da linha de descarga e, conseqüentemente, com a correlação utilizada no cálculo do coeficiente de transferência de calor do lado externo do tubo e com o aumento da área externa de transferência de calor devido à presença de aletas. A correlação de Cyphers *et alii* (1958), utilizada na região aletada do condensador fornece valores superiores aos fornecidos pela correlação de LeFevre & Ede (1953), utilizada no lado externo da linha de descarga, o que explica o comportamento em questão.

Ainda nesta figura, observa-se um vale nas curvas da temperatura do tubo para as três situações simuladas. Este vale está provavelmente relacionado com a mudança de correlação para o cálculo do coeficiente interno de transferência de calor da região de vapor superaquecido para a região de saturação. Na região de superaquecimento, a correlação de Dittus & Boelter (1930) fornece valores da ordem de 2.10^2 e, na região de saturação, a correlação de Shao & Granryd (1995) fornece valores da ordem de 5.10^3 , de modo que, na transição, a temperatura do tubo se eleva rapidamente até um valor próximo à temperatura de saturação.

No sub-resfriamento observado no caso 1, nota-se novamente um afastamento entre as temperaturas do tubo e do fluido, também relacionado com a mudança de correlação para cálculo do coeficiente interno de

transferência de calor. Em casos em que o fluxo de massa é mais intenso ou a temperatura ambiente é mais elevada, o vale fica atenuado, como será mostrado mais adiante.

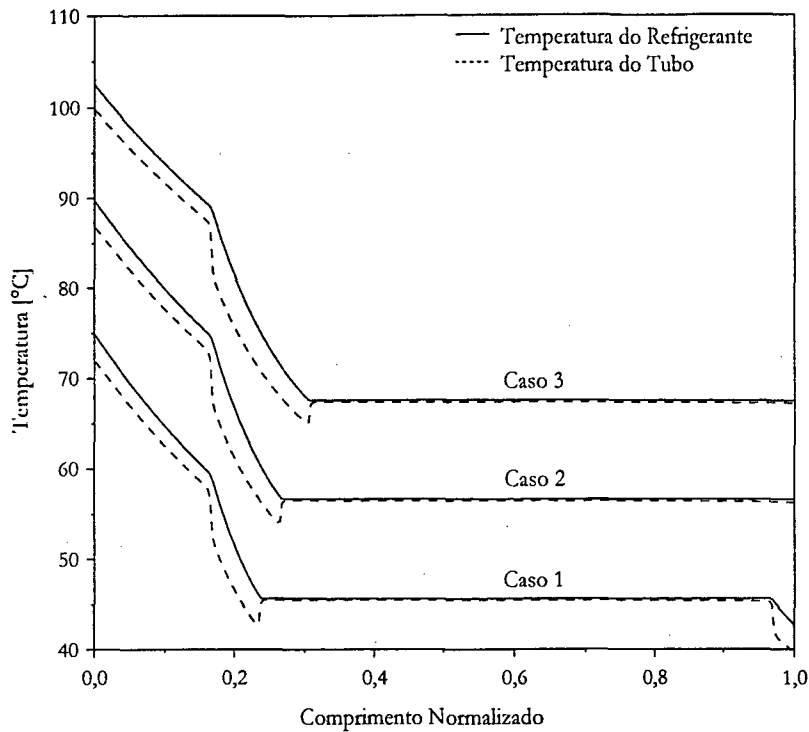


Figura 7.1 Distribuição de temperatura do refrigerante e do tubo para os três casos simulados.

Análise da Influência do Fluxo de Massa

Com objetivo de explorar algumas das potencialidades do modelo proposto, a influência do fluxo de massa sobre o escoamento e sobre a transferência de calor no condensador será analisada. Para tanto, optou-se por manter as condições de contorno utilizadas no caso 2 (Tabela 7.1) e variar apenas o fluxo de massa. Foram avaliados três fluxos de massa distintos: 1,25, 1,78 (caso 2) e 2,50kg/h. Nestas simulações, fez-se uso de uma malha computacional com 300 volumes e do modelo homogêneo de fração de vazio.

Neste ponto é interessante comentar que esta análise não seria possível simulando-se todos os componentes simultaneamente, já que não se conseguiria variar apenas um parâmetro, mantendo-se todos os demais constantes. Esta é, sem dúvida, uma vantagem da simulação individual de cada componente.

As Figuras 7.2 e 7.3 apresentam, respectivamente, os perfis de temperatura para o refrigerante e para a parede do condensador. Na Figura 7.2 observa-se que, à medida que o fluxo de massa aumenta, o início da saturação se afasta da região de entrada do condensador. Do mesmo modo, a temperatura tende a cair mais lentamente na região de superaquecimento para fluxos de massa maiores. Para fluxos de massa mais baixos, as velocidades são também mais baixas e o fluido perde calor mais rapidamente. Isto também explica o sub-resfriamento, em torno de 12°C, observado na situação com fluxo de massa de 1,25kg/h. Como a taxa de variação do fluxo de calor ao longo do condensador é praticamente constante, então a taxa de variação da entalpia ao longo do condensador deve aumentar com a redução do fluxo de massa, o que explica o comportamento observado.

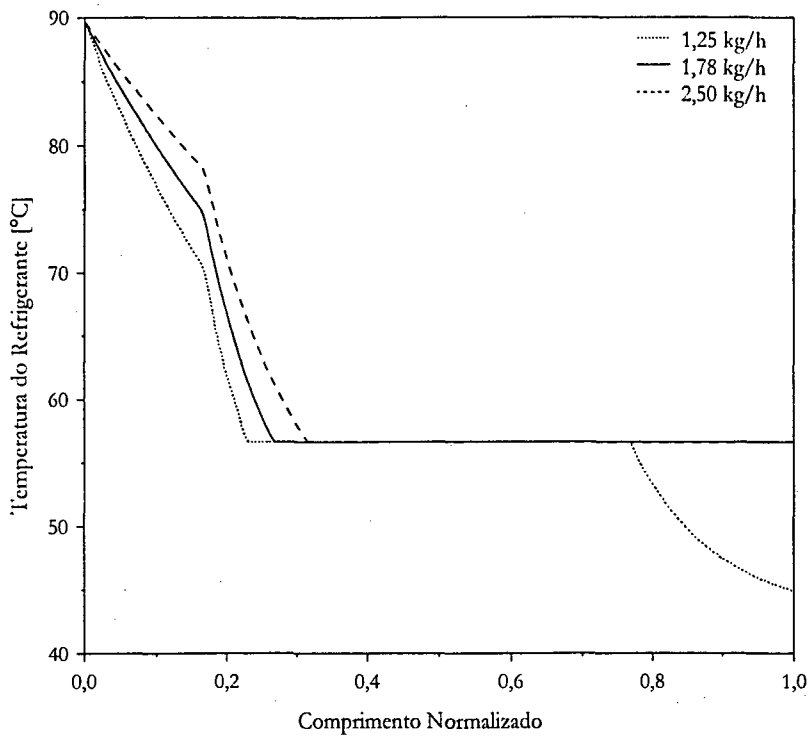


Figura 7.2 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa.

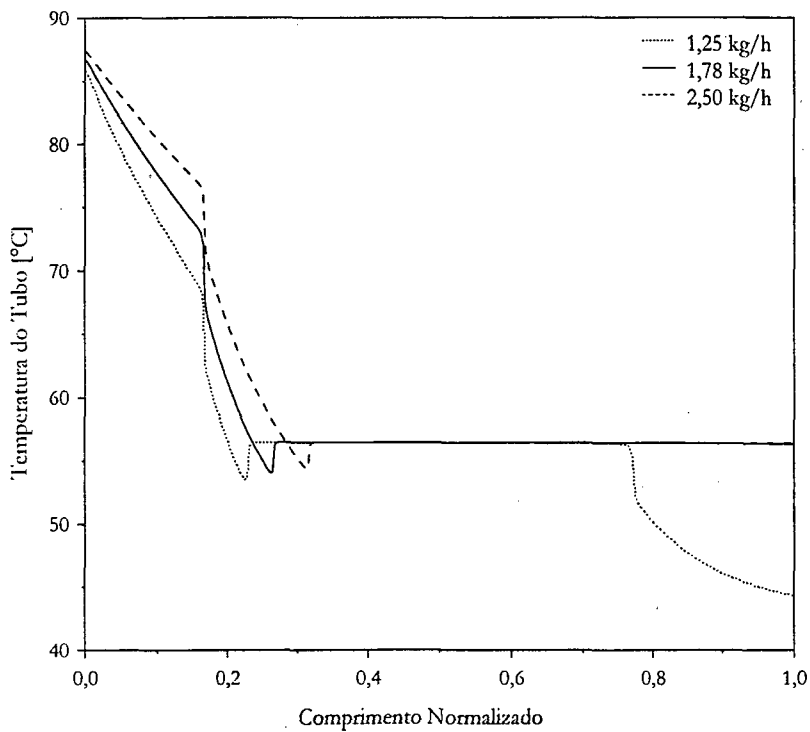


Figura 7.3 Variação da temperatura do tubo ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa.

Na Figura 7.3, pode-se observar que os vales encontrados no início da saturação são atenuados com o aumento do fluxo de massa, o que se explica pelo aumento do coeficiente de transferência de calor na região de vapor superaquecido. Nesta figura fica evidente a influência do coeficiente interno de transferência de calor no perfil de temperatura do tubo, já que no caso com sub-resfriamento, a temperatura do tubo afasta-se rapidamente da temperatura do refrigerante devido ao menor coeficiente interno de transferência de calor. Nota-

se ainda diferentes temperaturas na entrada do tubo devido à condição de fluxo de calor nulo nesta região. Com fluxos de massa mais elevados, a temperatura do tubo se aproxima da temperatura do refrigerante, ocorrendo o oposto com fluxos de massa mais baixos.

A Figura 7.4 apresenta os perfis de entalpia do refrigerante para os três casos avaliados. Pode-se observar que todas as curvas decrescem lentamente até o final da linha de descarga, onde sofrem uma inflexão e passam a decrescer mais rapidamente até o final do tubo. Os decaimentos são praticamente lineares, já que a quantidade de calor removida de cada volume praticamente não varia, salvo para a região de sub-resfriamento, onde observa-se uma redução na taxa de decaimento da entalpia devido à menor taxa de transferência de calor.

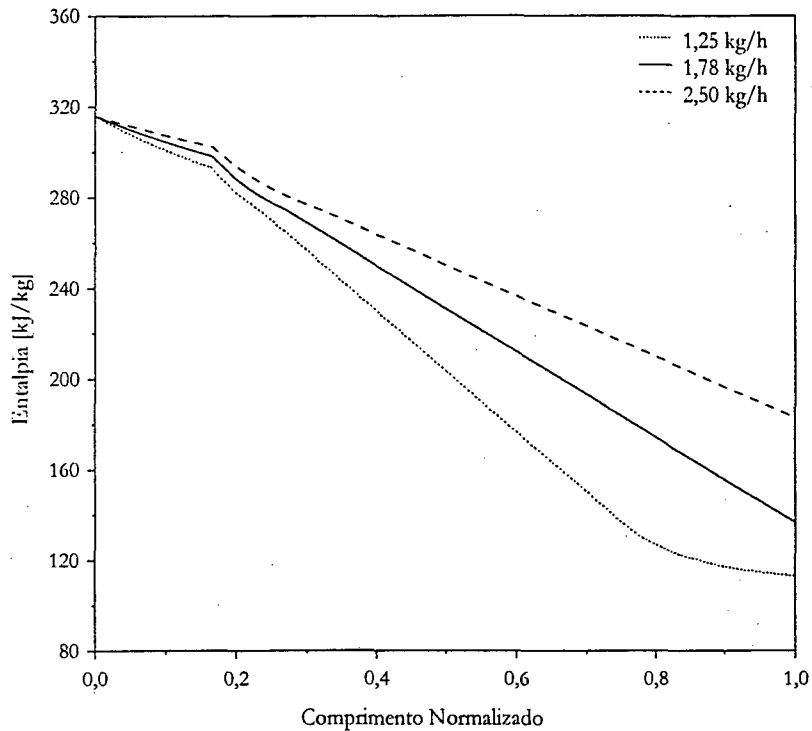


Figura 7.4 Variação da entalpia ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa.

A Figura 7.5 apresenta os três casos simulados num diagrama $p-h$. Pode-se observar que para fluxos de massa mais baixos, a perda de pressão ao longo do condensador é evidentemente menor. Observa-se ainda que a perda de pressão na região de escoamento bifásico é mais intensa que na região de vapor superaquecido para todos os casos estudados. Na região de sub-resfriamento, a queda de pressão fica bastante reduzida, já que a massa específica praticamente não varia (ver Figura 7.6). Em todos os casos, a variação da pressão não foi significativa, atingindo valores máximos da ordem de 35mbar.

Esta figura também permite observar que o caso com fluxo de massa de 2,50kg/h apresentou um título mais elevado na saída, quando comparado com o caso com fluxo de massa de 1,78kg/h. A elevação do fluxo de massa aumenta a transferência de calor entre o refrigerante e o tubo, de modo que a diferença de entalpia é menor, assim o título na saída, para o caso com 2,50kg/h, apresenta valores mais elevados (mais próximos da entalpia na região de entrada, já que Δh ao longo do condensador é menor nesta condição).

As Figuras 7.6 e 7.7 apresentam, respectivamente, a distribuição de massa específica e o perfil de velocidade do escoamento para os três casos analisados. Na Figura 7.6 pode-se notar que para fluxos de massa elevados, a quantidade de massa no condensador tende a ser menor, já que a quantidade de vapor no escoamento

é maior. À medida que o fluxo de massa é reduzido, a quantidade de líquido aumenta, aumentando a massa no interior do condensador. Na região de sub-resfriamento, observa-se que a massa específica praticamente não se altera.

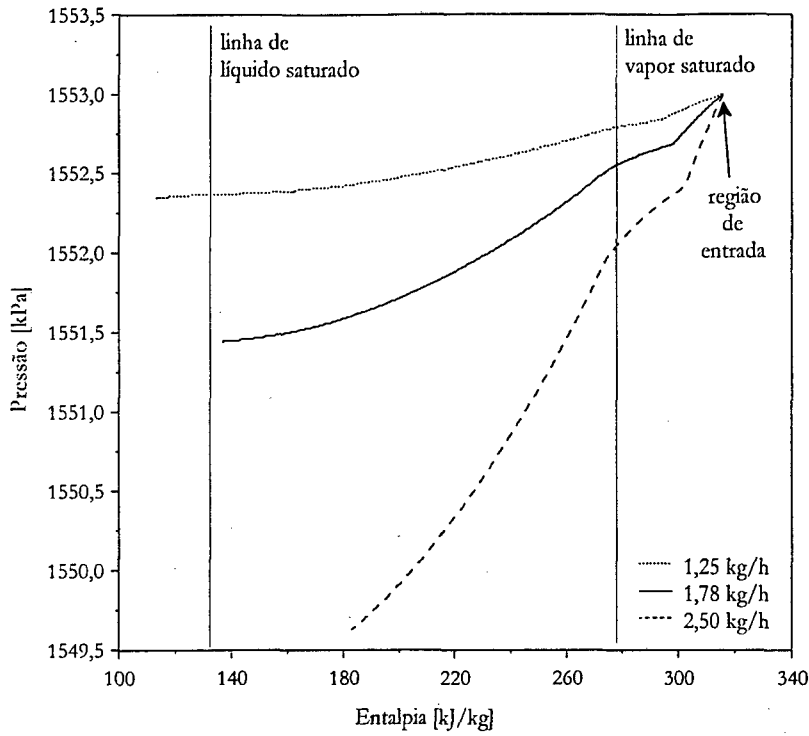


Figura 7.5 Diagrama $p-h$ do escoamento através do condensador para diferentes fluxos de massa.

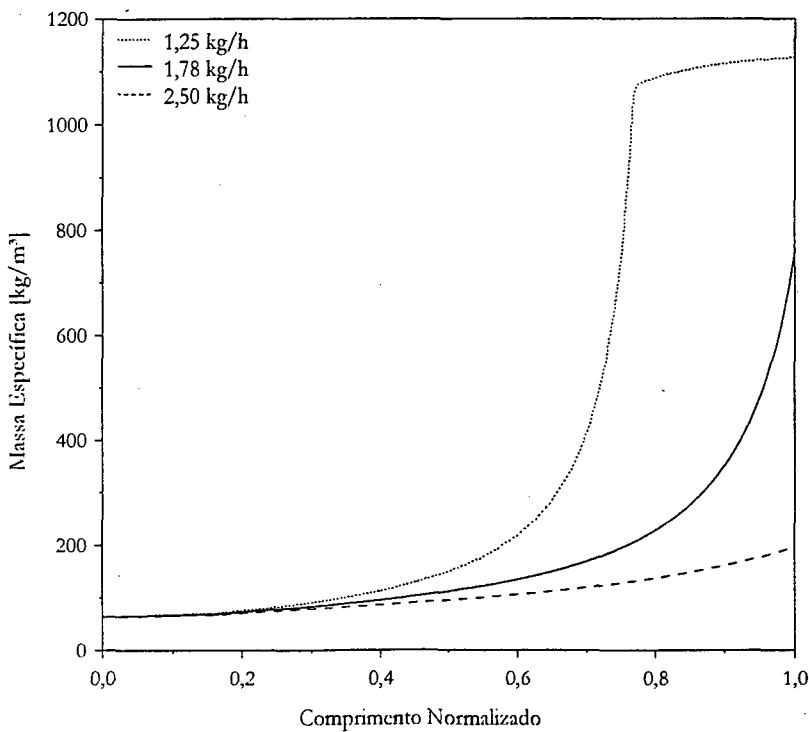


Figura 7.6 Distribuição da massa específica ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa.

Na Figura 7.7 observa-se as velocidades do escoamento para os três casos analisados. Para o caso com maior fluxo de massa, as velocidades são maiores, já que a quantidade de vapor escoando é maior. À medida que

o fluxo de massa diminui, a quantidade de líquido no interior do condensador aumenta, o que reduz a velocidade. Na região de sub-resfriamento, a velocidade permanece praticamente constante, já que a massa específica não varia.

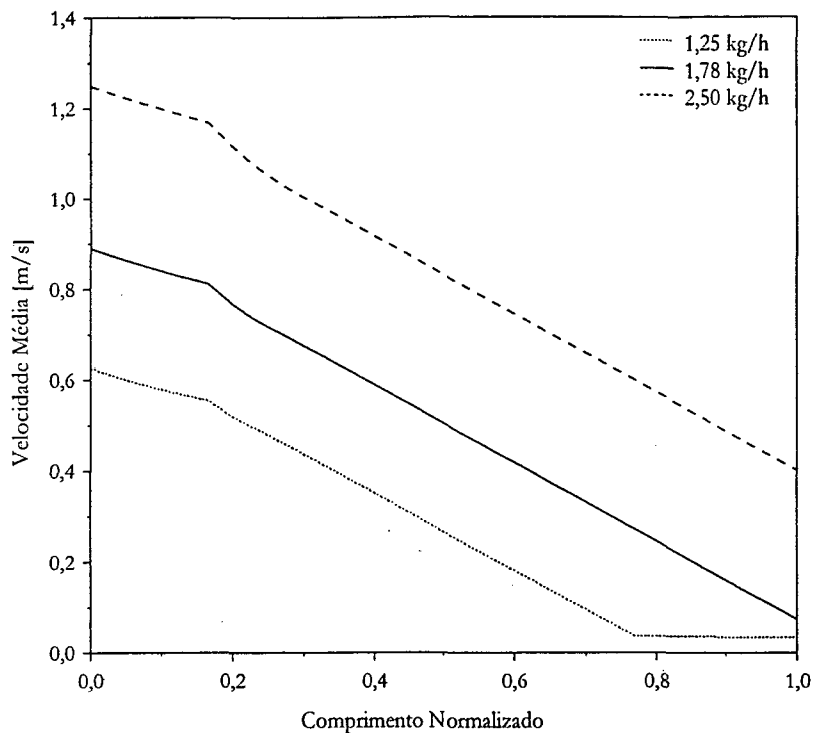


Figura 7.7 Distribuição da velocidade média do escoamento ao longo do condensador para diferentes fluxos de massa.

A Figura 7.8 apresenta a variação da taxa total de transferência de calor no condensador com o fluxo de massa. Pode-se notar que à medida que o fluxo de massa aumenta, a taxa total de transferência de calor também aumenta. Com o aumento do fluxo de massa, a temperatura do tubo se aproxima da temperatura do refrigerante, de modo que a diferença de temperatura entre o tubo e o ambiente externo também se eleva, aumentando a quantidade de calor rejeitado pelo condensador.

Um fato interessante é a inflexão observada em torno de 1,78kg/h. Para fluxos de massa inferiores a 1,78kg/h, a quantidade de calor rejeitada cresce rapidamente com o aumento do fluxo de massa. Para fluxos de massa superiores, a taxa de crescimento da quantidade de calor rejeitada pelo condensador é atenuada e o seu comportamento se torna praticamente linear. Isto ocorre porque para fluxos de massa mais elevados, a temperatura do tubo já está bastante próxima da temperatura do refrigerante, o que atenua o seu efeito sobre a transferência de calor.

Análise da Influência da Temperatura Ambiente

Neste item, o efeito da temperatura ambiente sobre o escoamento ao longo do condensador será analisado. A exemplo do item anterior, considerou-se temperaturas ambientes de 32, 43 e 54°C, mantendo-se os demais parâmetros constantes na condição especificada para o caso 2 (Tabela 7.1). Utilizou-se também o modelo homogêneo de fração de vazio e uma malha computacional com 300 volumes.

As Figuras 7.9 e 7.10 apresentam os perfis de temperatura do fluido e do tubo para as diferentes temperaturas ambientes. Na Figura 7.9 pode-se observar que o início da saturação se afasta da região de entrada

à medida que a temperatura ambiente aumenta. Como o fluxo de massa foi mantido constante, a resistência interna de transferência de calor praticamente não varia, logo a diferença de temperatura na região externa define a quantidade de calor trocada. Para as temperaturas ambientes elevadas, a diferença de temperatura é menor, o que reduz a taxa de calor removida, atrasando o início da saturação. Quando a temperatura ambiente é de 32°C, observa-se a presença de um sub-resfriamento da ordem de 21°C.

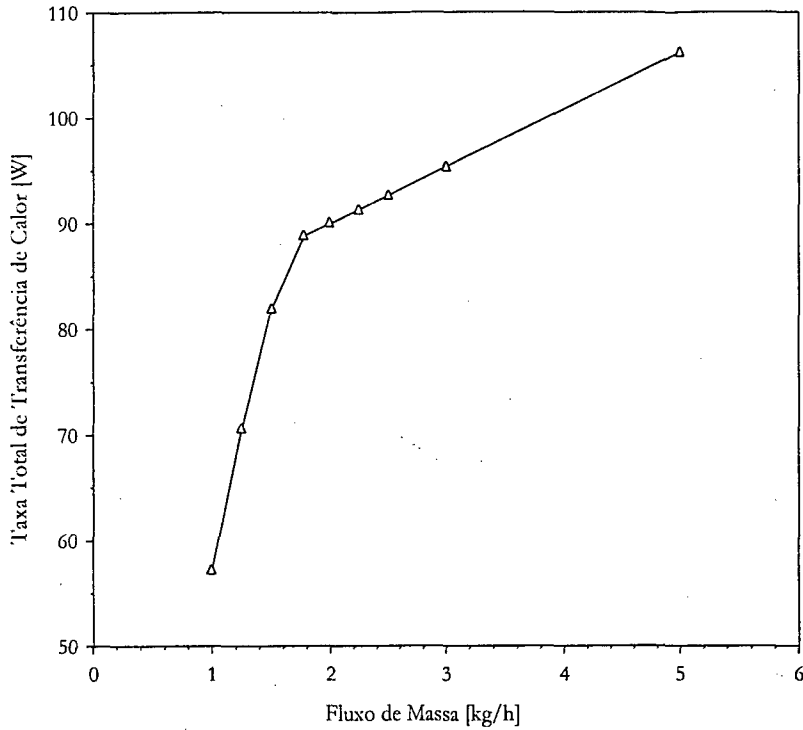


Figura 7.8 Variação da taxa total de calor rejeitado no condensador com o fluxo de massa.

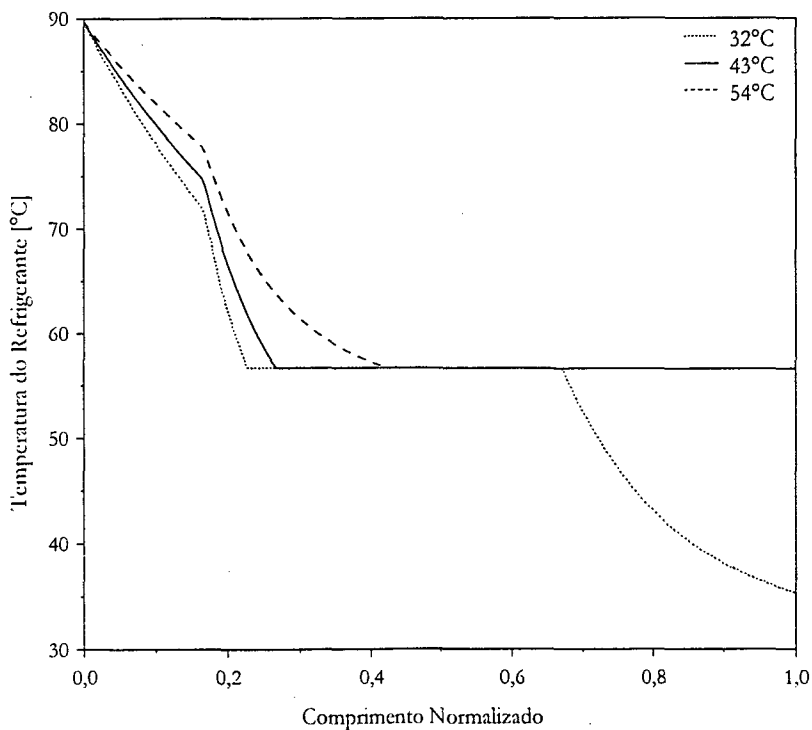


Figura 7.9 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do condensador para diferentes temperaturas ambientes.

Na Figura 7.10 observa-se que o 'vale' encontrado na transição entre a região de superaquecimento e a região de saturação tende a diminuir à medida que a temperatura ambiente cresce. Isto ocorre porque a taxa de decaimento da temperatura do refrigerante e, conseqüentemente, da temperatura do tubo é mais suave para temperaturas ambientes mais elevadas, o que faz com que a temperatura do tubo se aproxime lentamente da temperatura do refrigerante, minimizando o 'vale' em questão. Nesta figura, nota-se também que a temperatura ambiente também exerce influência sobre a temperatura na entrada do tubo, já que optou-se pela condição de contorno de fluxo de calor nulo. Nota-se também que a diferença entre a temperatura do refrigerante e do tubo é menor para temperatura ambiente mais elevada e, portanto, o 'vale' também é menor.

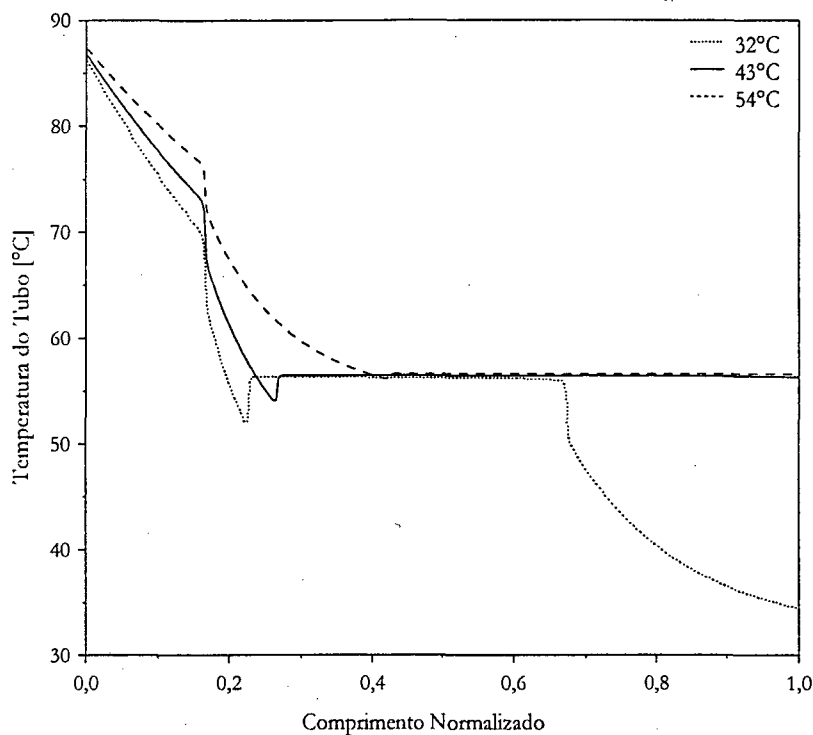


Figura 7.10 Variação da temperatura do tubo ao longo do condensador para diferentes temperaturas ambientes.

A Figura 7.11 ilustra os perfis de entalpia relativos às três temperaturas ambientes consideradas. Observa-se que com uma temperatura ambiente de 54°C, a entalpia decresce muito lentamente, devido à pequena taxa de remoção de calor (ver Figura 7.13). Para uma temperatura ambiente de 32°C, a entalpia cai a taxas maiores na região de saturação, passando a decair mais lentamente na região de sub-resfriamento devido à redução no fluxo de calor. Em todas as curvas pode-se observar a inflexão provocada pela diferença entre as correlações utilizadas para estimar o coeficiente externo de transferência de calor na linha de descarga e na região aletada do condensador associado às diferentes áreas externas de transferência de calor.

A Figura 7.12 mostra as simulações anteriores num diagrama $p-h$. O aparecimento de uma região de sub-resfriamento fica evidente para uma temperatura ambiente de 32°C, onde observa-se que a queda de pressão fica atenuada devido ao aumento da massa específica pela presença exclusiva de líquido em circulação (ver Figura 7.11). Para 54°C, observa-se que a queda de pressão se torna mais abrupta devido à maior quantidade de vapor em circulação. Para uma temperatura ambiente de 43°C, observa-se que a pressão cai mais rapidamente no início da saturação, quando a quantidade de vapor é maior, passando a decair mais lentamente à medida que a quantidade de líquido em circulação aumenta.

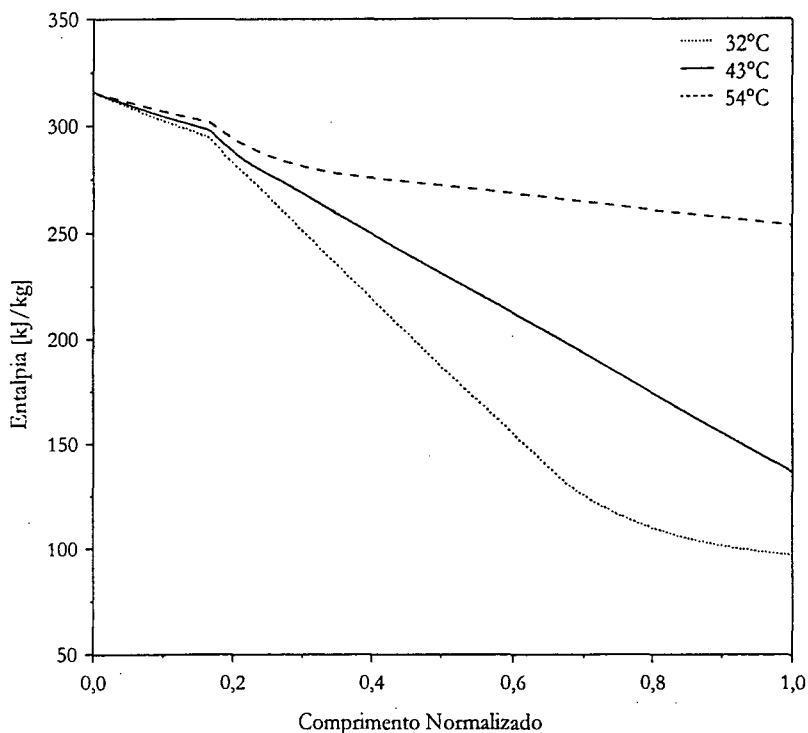


Figura 7.11 Variação da entalpia ao longo do condensador para diferentes temperaturas ambientes.

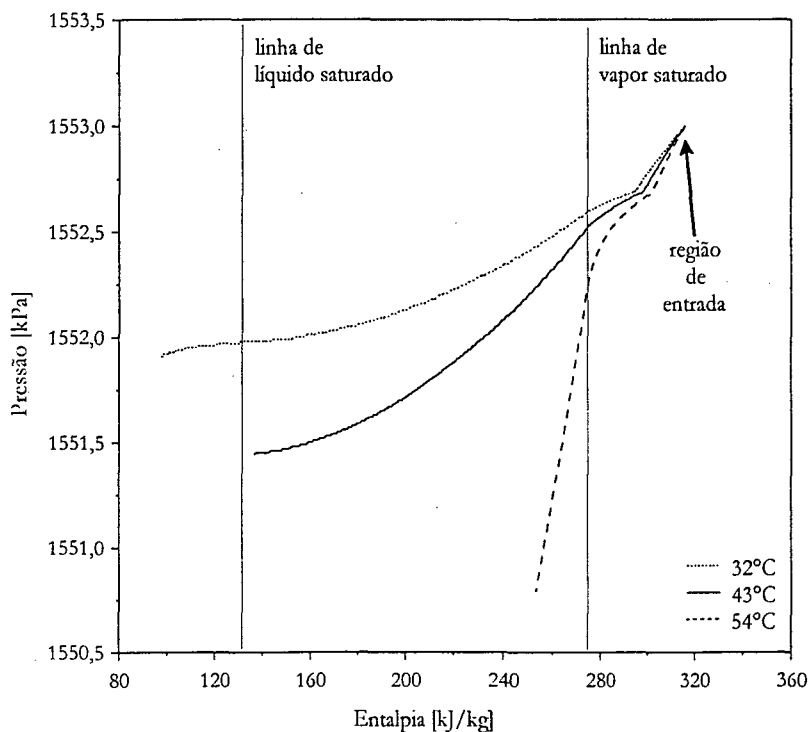


Figura 7.12 Diagrama $p-h$ do escoamento através do condensador com diferentes temperaturas ambientes.

A Figura 7.13 ilustra a variação da taxa total de transferência de calor no condensador com a temperatura ambiente. Como já discutido, quando a temperatura ambiente é menor, a taxa de rejeição de calor atinge valores mais elevados. Com o aumento da temperatura ambiente, a diferença de temperatura entre o tubo e o ar externo decresce, o que reduz a taxa de rejeição de calor na região externa.

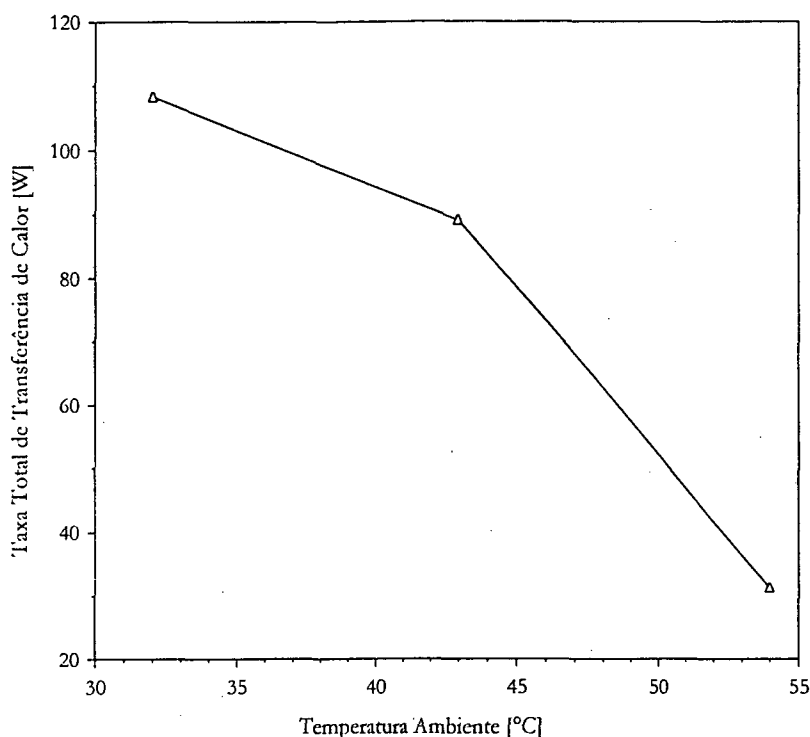


Figura 7.13 Variação da taxa total de rejeição de calor no condensador com a temperatura ambiente.

Análise da Influência do Modelo de Fração de Vazio

A escolha do modelo de fração de vazio é fundamental para representar adequadamente o escoamento bifásico através de componentes de refrigeradores domésticos, principalmente quando se deseja analisar a distribuição de massa específica e de velocidade ao longo de cada componente. Como será mostrado, a estimativa da massa de refrigerante no interior do componente está intimamente ligada com a estimativa da perda de carga.

Optou-se então por realizar um breve estudo comparativo entre os três modelos de fração de vazio apresentados no Capítulo 4: modelo homogêneo; modelo de Zivi (1964); e modelo de Hughmark (1962). O caso 2 da Tabela 7.1 foi novamente utilizado como referência, mantendo-se todos os parâmetros constantes e variando-se apenas o modelo de fração de vazio. Neste caso, utilizou-se também uma malha computacional com 300 volumes.

A Tabela 7.3 mostra o inventário de massa, a perda de carga, o título do refrigerante na saída do condensador e a quantidade de calor rejeitada, obtidos com cada um dos modelos de fração de vazio mencionados. Os valores entre parênteses refletem a diferença em relação ao modelo homogêneo.

Tabela 7.3 Comparação entre os modelos de fração de vazio para o escoamento através do condensador.

Grandeza	Modelo Homogêneo	Modelo de Zivi (1964)	Modelo de Hughmark (1962)
Massa de Refrigerante [g]	13,43	18,76 (+5,33)	25,15 (+11,72)
Perda de Carga [mbar]	15,6	12,8 (-2,8)	9,3 (-6,3)
Título na Saída [%]	33,7	33,3 (-0,4)	32,7 (-1,0)
Calor Transferido [W]	88,90	88,92 (+0,02)	88,96 (+0,06)

Nesta tabela nota-se que o modelo homogêneo, por apresentar valores elevados para a fração de vazio (ver Figura 7.14) e, conseqüentemente, valores reduzidos para a massa específica (ver Figura 7.15), estima uma

massa total de refrigerante inferior àquelas obtidas através dos modelos de Zivi (1964) e Hughmark (1962). Pelo mesmo motivo, o modelo homogêneo origina uma maior perda de carga.

Observa-se ainda que os modelos de fração de vazio praticamente não exercem influência sobre a taxa total de rejeição de calor no condensador e, conseqüentemente, sobre o título do refrigerante na região de saída. Isto permite concluir que os componentes individuais podem ser simulados com qualquer um dos três modelos de fração de vazio apresentados, tomando-se cuidado, contudo, com a influência da perda de carga na variação da temperatura de saturação. Numa simulação global, entretanto, a quantidade de massa num componente afetará a condição do escoamento na entrada deste componente, com implicações sobre o ponto de operação do refrigerador.

A Figura 7.14 apresenta a variação espacial de fração de vazio ao longo do condensador. Nota-se que o modelo homogêneo apresenta os valores mais elevados, sendo seguido pelos modelos de Zivi (1964) e Hughmark (1962). O modelo de Hughmark (1962) origina uma queda abrupta de fração de vazio no início da saturação, ou seja, de 1,0 para 0,87. Na região de saída, observa-se que os modelos de Zivi (1964) e Hughmark (1962) tendem para os mesmos valores, o que não ocorre com o modelo homogêneo.

As Figuras 7.15 e 7.16 apresentam respectivamente a distribuição de massa específica e de velocidade ao longo do condensador para os três modelos de fração de vazio considerados. Como já observado, o modelo de Hughmark (1964) apresenta valores maiores de massa específica, sendo seguido pelo modelo de Zivi (1962) e pelo modelo homogêneo.

O crescimento abrupto da massa específica observado com o modelo de Hughmark (1962) segue a tendência descrita na Figura 7.14. Desta forma, o modelo homogêneo fornece velocidades maiores do que os demais. O aumento abrupto da massa específica no início da saturação observada com o modelo de Hughmark (1962) origina uma redução intensa de velocidade, como pode ser observado na Figura 7.16.

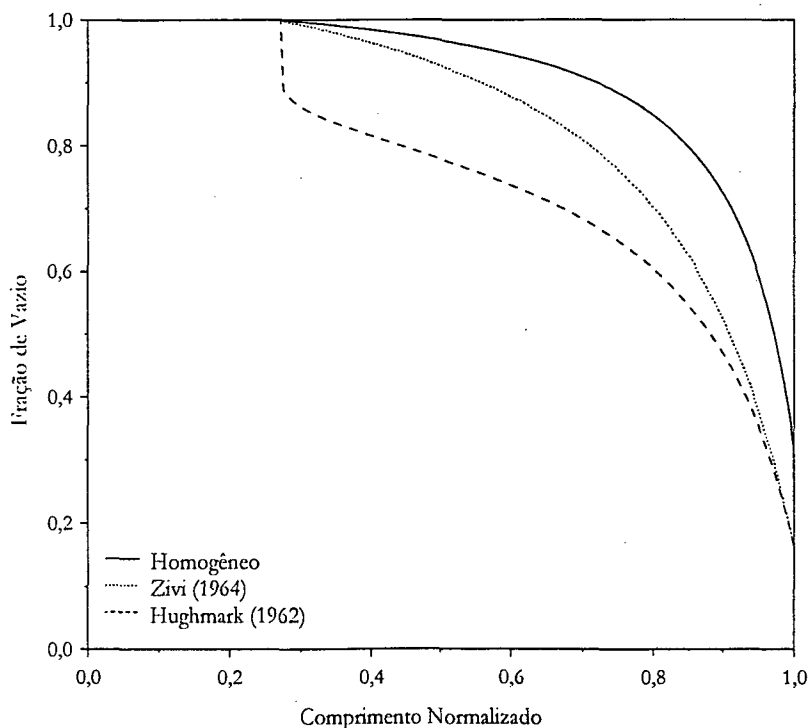


Figura 7.14 Variação da fração de vazio ao longo do condensador para diferentes modelos de fração de vazio.

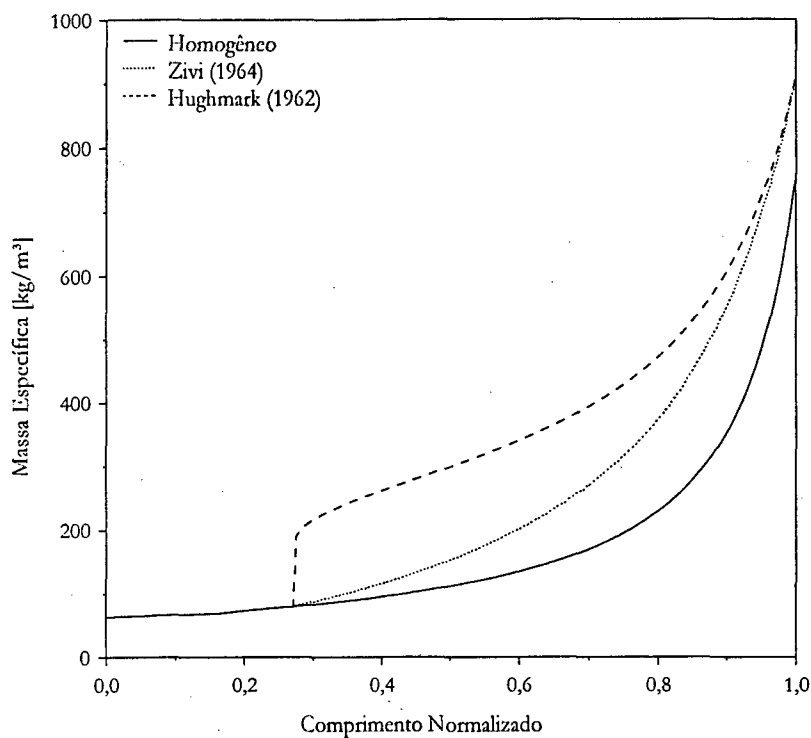


Figura 7.15 Variação da massa específica ao longo do condensador para diferentes modelos de fração de vazio.

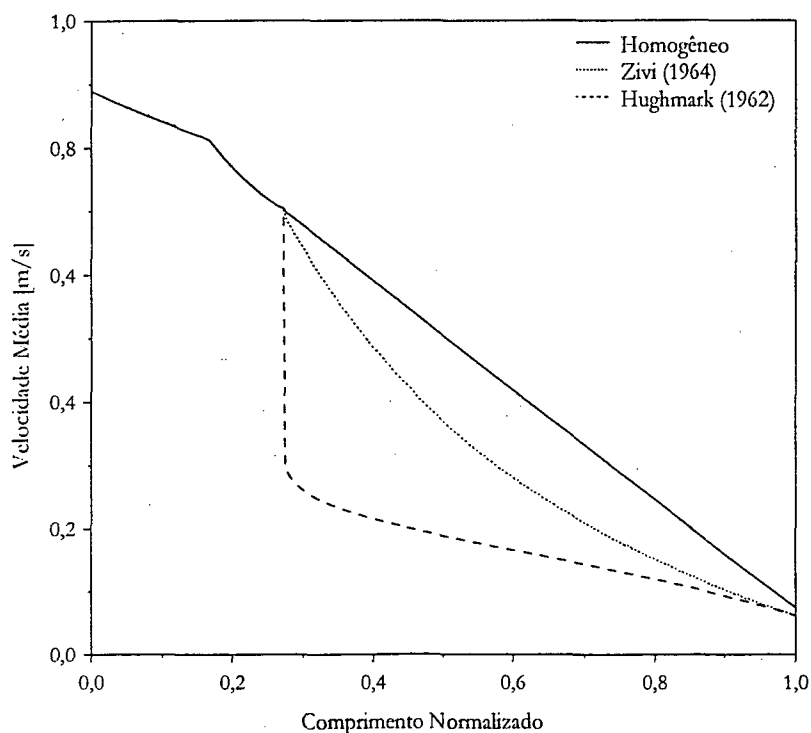


Figura 7.16 Variação da velocidade ao longo do condensador para diferentes modelos de fração de vazio.

A Figura 7.17 mostra a distribuição de entalpia do refrigerante ao longo do condensador obtida com os modelos de fração de vazio considerados. Observa-se uma coincidência entre as previsões dos diversos modelos, o que enfatiza as conclusões anteriores.

Para finalizar esta análise, a Figura 7.18 representa os escoamentos obtidos para cada um dos modelos de fração de vazio considerados através de um diagrama $p-h$. Nota-se que a pressão decresce a taxas maiores com

o modelo homogêneo, sendo acompanhado de perto pelo modelo de Zivi (1964). O modelo de Hughmark (1962), contudo, apresenta uma queda de pressão mais suave, devido a maior quantidade de líquido no escoamento. Pode-se ainda observar que o estado do refrigerante na saída do condensador praticamente não se altera, já que a quantidade de calor rejeitada se mantém praticamente constante.

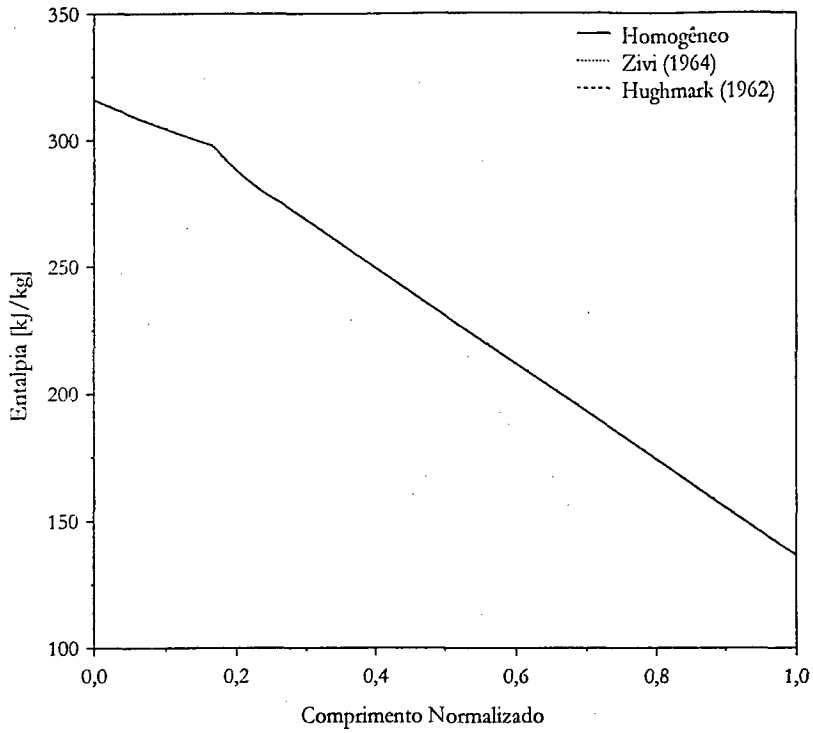


Figura 7.17 Variação da entalpia ao longo do condensador para diferentes modelos de fração de vazio.

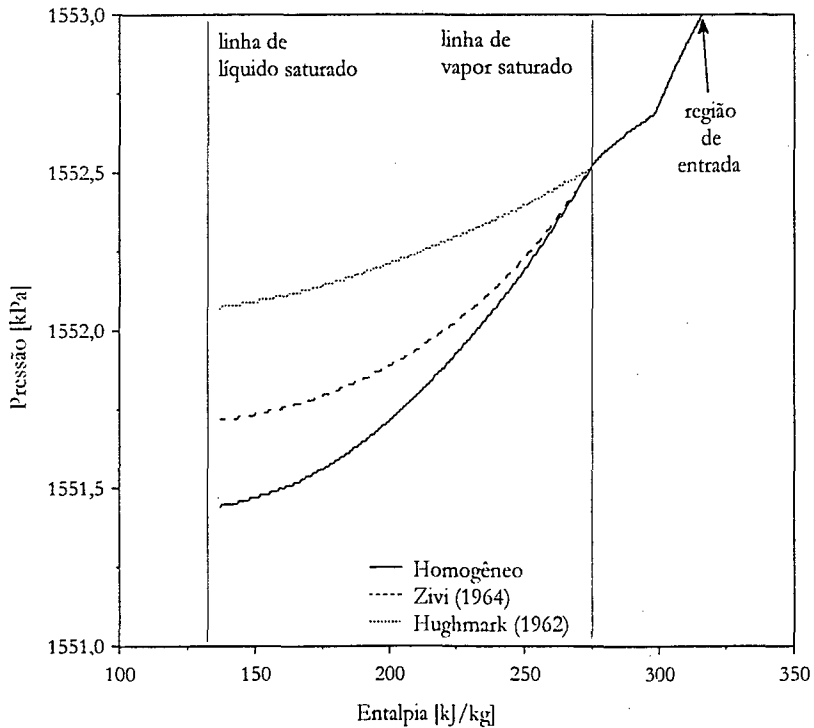


Figura 7.18 Diagrama $p-h$ para o escoamento através do condensador para diferentes modelos de fração de vazio.

Análise da Influência da Malha Computacional

Para testar a influência da malha computacional sobre os resultados apresentados, foram comparadas malhas com 50, 150, 300 e 490 volumes, todas testadas na condição definida pelo caso 2 (Tabela 7.1). Por simplicidade, fez-se uso do modelo homogêneo de fração de vazio para estas comparações.

Na Tabela 7.4 são apresentados a perda de carga, o título na saída, a taxa total de calor rejeitado no condensador e o tempo computacional expendido, sendo que este último se refere a um computador *Pentium II 266MHz* com o compilador *Lahey Fortran 90*, sendo medido com auxílio de um cronômetro manual.

Pode-se observar que os resultados são bastante próximos, principalmente para as malhas superiores a 150 volumes. A malha com 50 volumes, apesar de mais grosseira, apresentou resultados bastante satisfatórios com um tempo computacional bastante reduzido.

Tabela 7.4 Comparação entre as malhas utilizadas na simulação do condensador.

Grandeza	50	150	300	490
Título na Saída [%]	2,86	3,42	3,37	3,42
Perda de Carga [mbar]	15,4	15,5	15,6	15,6
Calor Transferido [W]	89,92	88,89	88,81	88,72
Tempo Computacional [s]	9,8	20,4	35,6	59,6

A Figura 7.19 mostra as distribuições de pressão obtidas com as malhas consideradas. Observa-se que os perfis obtidos para as malhas com 150, 300 e 490 volumes são praticamente coincidentes. O perfil obtido para a malha com 50 volumes apresentou um leve afastamento dos demais. A Figura 7.20 apresenta os perfis de temperatura do tubo obtidos com as diferentes malhas computacionais avaliadas. Observa-se que os resultados tornaram-se independentes para malhas superiores a 150 volumes. A Figura 7.21 mostra que a entalpia do refrigerante é independente da malha computacional empregada.

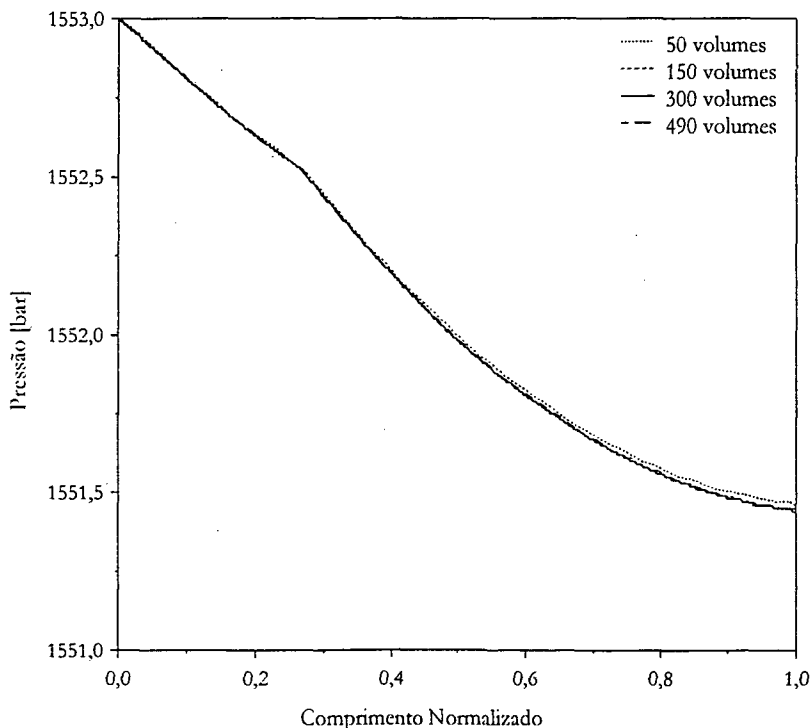


Figura 7.19 Distribuição de pressão para diferentes malhas computacionais.

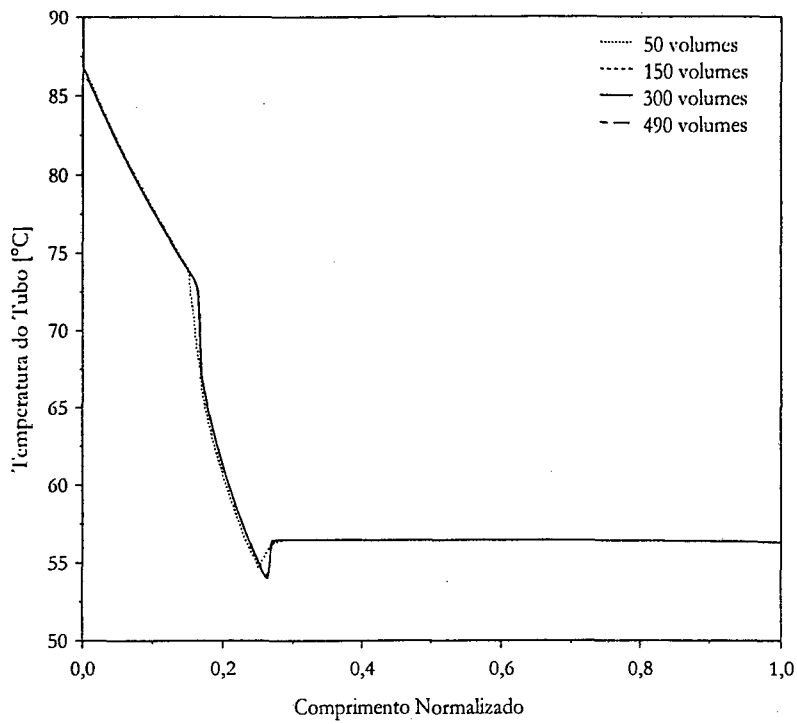


Figura 7.20 Distribuição de temperatura do tubo para diferentes malhas computacionais.

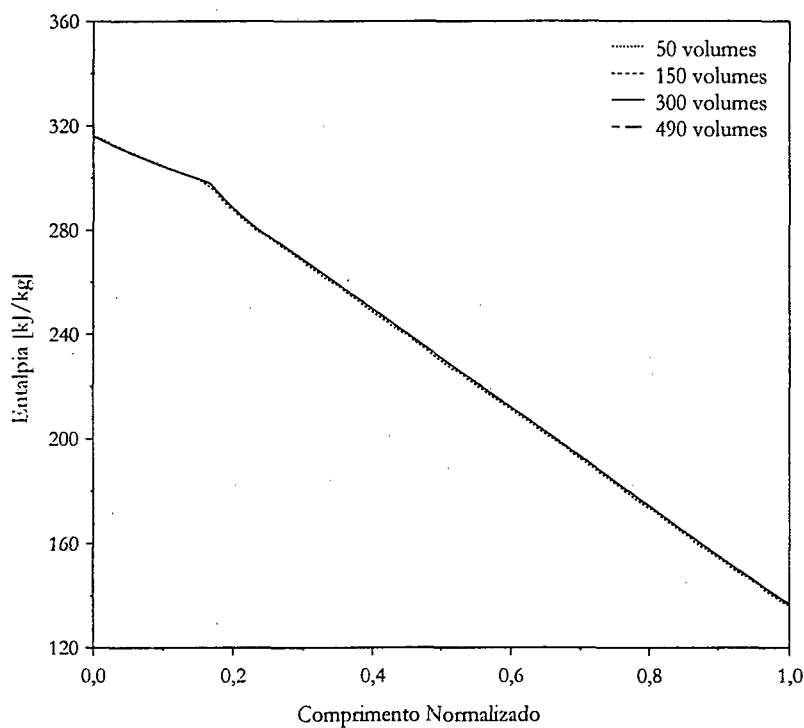


Figura 7.21 Distribuição de entalpia para diferentes malhas computacionais.

7.2.2 Modelos do Evaporador e do Gabinete

Os modelos do evaporador e do gabinete foram primeiramente comparados com os resultados do programa SLIM (Klein, 1998) e com os resultados experimentais de Melo *et alii* (1998). Posteriormente, a exemplo do condensador, algumas das potencialidades do modelo do evaporador foram exploradas avaliando-se os efeitos do fluxo de massa, da temperatura ambiente e do modelo de fração de vazio.

Comparação com o Programa SLIM (Klein, 1998)

A exemplo do modelo do condensador, os modelos do evaporador e do gabinete foram comparados com as previsões do programa SLIM (Klein, 1998) nas condições apresentadas na Tabela 7.5. Deve-se esclarecer que as condições de contorno necessárias (fluxo de massa, pressão e título na entrada) foram obtidas do próprio programa SLIM para as três situações apresentadas na Tabela 7.5.

Tabela 7.5 Condições de contorno utilizadas na simulação do evaporador em regime permanente.

Condição de Contorno	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Temperatura Ambiente [°C]	32,0	43,0	54,0
Fluxo de Massa [kg/h]	1,46	1,78	2,21
Pressão na Entrada [bar]	1,00	1,29	1,65
Título na Entrada [°C]	0,27	0,31	0,36

Os resultados comparativos são mostrados na Tabela 7.6, onde observa-se um razoável nível de concordância entre os modelos. As simulações do evaporador foram realizadas utilizando-se o modelo de fração de vazio de Hughmark (1964), também utilizado por Klein (1998).

A Tabela 7.6 mostra que a capacidade de refrigeração estimada pelo modelo proposto é levemente inferior aos resultados obtidos por Klein (1998). As temperaturas médias do evaporador e do gabinete, calculadas pelo modelo proposto, são cerca de 2°C superiores aos valores obtidos por Klein (1998). Estas diferenças estão relacionadas à hipótese de placa isotérmica adotada por Klein (1998). A Tabela 7.6 ressalta também uma outra hipótese do trabalho de Klein (1998) que fixa o título na saída do evaporador igual a 1,0, ou seja, vapor saturado.

Tabela 7.6 Comparação dos casos simulados com alguns resultados do programa SLIM.

Grandeza	Resultados	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Capacidade de Refrigeração [W]	Modelo Proposto	59,7	69,6	80,0
	Programa SLIM	63,6	73,6	83,6
	Diferença Absoluta	-3,9	-4,0	-3,6
	Diferença Relativa [%]	-6,1	-5,4	-4,3
Temperatura Média do Gabinete [°C]	Modelo Proposto	-0,6	7,9	16,6
	Programa SLIM	-2,1	6,2	14,5
	Diferença Absoluta	+1,5	+1,7	+2,1
Temperatura Média do Evaporador [°C]	Modelo Proposto	-24,4	-18,6	-12,6
	Programa SLIM	-26,3	-20,8	-14,9
	Diferença Absoluta	+1,9	+2,2	+2,3
Título na Saída do Evaporador [-]	Modelo Proposto	0,954	0,974	0,986
	Programa SLIM	1,000	1,000	1,000
	Diferença Absoluta	-0,046	-0,026	-0,014

Comparação com os Resultados Experimentais de Melo *et alii* (1998)

Os resultados obtidos do modelo proposto foram também comparados com os resultados experimentais de Melo *et alii* (1998). As condições de teste estão indicadas na Tabela 7.7. Vale salientar que foram utilizados apenas os ensaios #1, #2, #3, #4 e #14 reportados por Melo *et alii* (1998), já que os demais ensaios foram realizados com o auxílio de resistências elétricas no interior do gabinete.

A Tabela 7.8 mostra uma comparação entre os resultados obtidos com o modelo proposto e os resultados experimentais de Melo *et alii* (1998). Observa-se que as temperaturas médias da placa evaporadora e do gabinete, estimadas pelo modelo, são cerca de 1°C inferiores aos resultados experimentais. A capacidade de

refrigeração apresenta uma diferença relativa na faixa de 6%, exceto para o teste #14, com 10% de diferença. Como consequência, os valores de UA também apresentaram concordância nesta faixa (-5%).

Tabela 7.7 Condições testadas por Melo *et alii* (1998).

Condições de Teste	#1	#2	#3	#4	#14
Temperatura Ambiente [°C]	21,8	17,9	19,9	19,2	16,1
Fluxo de Massa [kg/h]	2,91	1,38	2,38	1,53	0,93
Pressão na Entrada [bar]	1,21	1,23	1,24	1,22	1,20
Entalpia na Entrada [kJ/kg]	88,6	88,6	88,6	88,0	88,4

Tabela 7.8 Comparação com os resultados experimentais de Melo *et alii* (1998).

Grandeza	Ensaio	#1	#2	#3	#4	#14
Temperatura do Gabinete [°C]	Numérico	-4,3	-5,9	-4,9	-5,1	-6,8
	Experimental	-3,2	-4,7	-3,9	-4,0	-5,4
	Diferença Absoluta	-1,1	-1,2	-1,0	-1,0	-1,6
Temperatura da Placa [°C]	Numérico	-21,4	-20,8	-20,7	-20,8	-20,9
	Experimental	-20,5	-20,2	-19,9	-19,8	-20,3
	Diferença Absoluta	-0,9	-0,6	-0,8	-1,0	-0,6
Diferença de Temperatura [°C]	Numérico	17,0	14,9	15,8	15,8	14,1
	Experimental	17,2	15,5	15,9	15,9	14,9
	Diferença Absoluta	-0,2	-0,6	-0,1	-0,1	-0,8
Capacidade de Refrigeração [W]	Numérico	40,9	35,1	37,5	37,6	32,8
	Experimental	43,7	37,6	39,8	39,9	37,0
	Diferença Absoluta	-2,8	-2,5	-2,3	-2,3	-4,2
	Diferença Relativa [%]	-6,3	-6,7	-5,7	-5,8	-11,3
UA [W/K]	Numérico	2,40	2,35	2,38	2,38	2,33
	Experimental	2,54	2,43	2,50	2,51	2,48
	Diferença Absoluta	-0,14	-0,08	-0,12	-0,13	-0,15
	Diferença Relativa [%]	-5,4	-3,1	-4,9	-5,2	-5,9

Análise da Influência do Fluxo de Massa

Novamente a exemplo do condensador, optou-se por estudar a influência do fluxo de massa sobre o modelo do evaporador, mantendo-se todas os demais parâmetros constantes. Desta forma, manteve-se a pressão na entrada do evaporador em 1,29bar, o título em 0,31 e a temperatura ambiente em 43°C, de acordo com o caso 2 (Tabela 7.5). Nestas análises, adotou-se por simplicidade o modelo homogêneo de fração de vazio. Os seguintes fluxos de massa foram considerados: 0,97, 1,25, 1,54, 1,78 (caso 2) e 2,51kg/h.

A Figura 7.22 mostra a distribuição da temperatura do refrigerante ao longo do evaporador para diferentes fluxos de massa. Nota-se, nesta figura, que com os fluxos de massa de 0,97, 1,25 e 1,54kg/h o refrigerante torna-se superaquecido, o que não ocorre com os fluxos de massa de 1,78 e 2,51kg/h. Convém observar que as 'oscilações' nas curvas apresentadas estão relacionadas às curvaturas dos canais do evaporador nas extremidades inferior e superior da placa (ver Figuras 7.22 a 7.28). Nota-se também que, na região de saída, ocorre um resfriamento do fluido devido à troca de calor por condução com a região de entrada. Este efeito é mais intenso quando o fluxo de massa é mais baixo, evidentemente. Nos casos com 1,78 e 2,51kg/h observa-se uma pequena queda de temperatura ao longo do evaporador, que se deve à perda de carga.

Os campos de temperatura sobre a placa evaporadora podem ser visualizados com o auxílio das Figuras 7.23 a 7.27. Na Figura 7.23 observa-se que o refrigerante torna-se superaquecido logo que entra na placa. Ainda nesta figura nota-se uma intensa variação de temperatura na direção horizontal, que chega a superar 20°C. Uma outra característica interessante (ver também a Figura 7.22), é o resfriamento que ocorre na região de saída

devido às trocas de calor com o refrigerante que está entrando no evaporador. Com o aumento do fluxo de massa, aumenta também a extensão da região fria da placa, como pode ser observado nas Figuras 7.24 e 7.25.

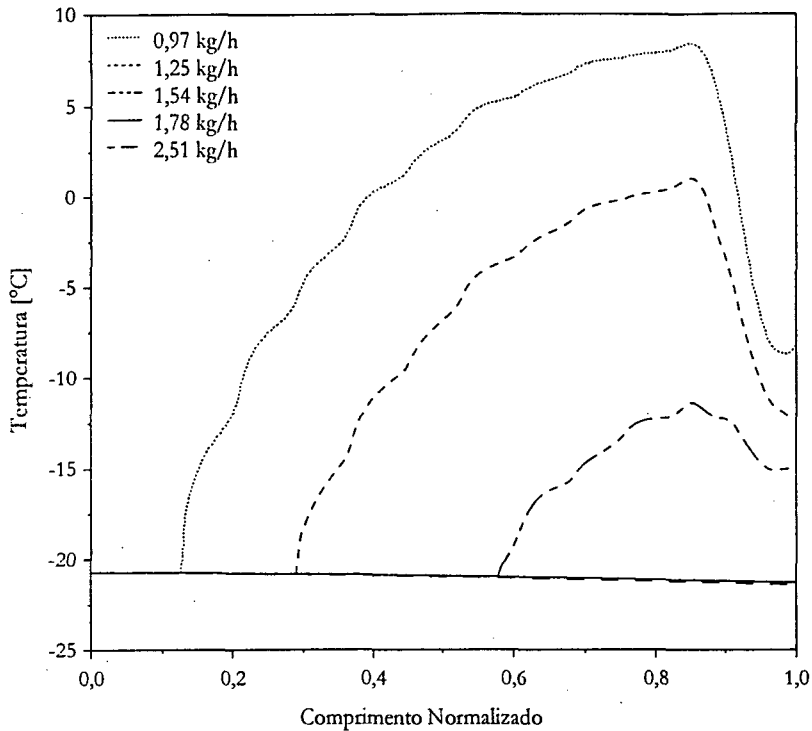


Figura 7.22 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa.

Para um fluxo de massa de 1,78kg/h (Figura 7.26), situação onde todo o canal é preenchido com líquido, nota-se que a região central da placa evaporadora permanece praticamente isotérmica. Há, no entanto, uma estratificação de temperatura em torno de 6°C entre o centro e as extremidades superior e inferior da placa. Além disso, esta figura permite a visualização dos canais do evaporador. Na Figura 7.27 observa-se que a distribuição de temperatura da placa para um fluxo de massa de 2,51kg/h assemelha-se ao caso com 1,78kg/h, mas com níveis de temperatura um pouco inferiores.

Com base nestas figuras, pode-se concluir que a placa evaporadora afasta-se bastante da condição isotérmica, mesmo quando totalmente preenchida com líquido. Observa-se também que a distribuição de fluxo de calor não é uniforme, com fluxos mais elevados na região central e mais baixos nas extremidades superior e inferior. O oposto ocorre com a temperatura.

Na Figura 7.28 são apresentados os perfis de entalpia obtidos com os diferentes fluxos de massa. Com fluxos de massa mais baixos, a entalpia do refrigerante cresce rapidamente durante a evaporação até o início do superaquecimento, quando então passa a crescer mais lentamente até a região de saída, onde ocorre um certo resfriamento. Nos casos onde o refrigerante não se torna superaquecido (1,78 e 2,51kg/h), a entalpia cresce continuamente até a região de saída. As 'oscilações' encontradas nas curvas estão relacionadas com a transferência de calor nas extremidades superior e inferior da placa, onde ocorre uma intensa variação nos campos de temperatura e de fluxo de calor.

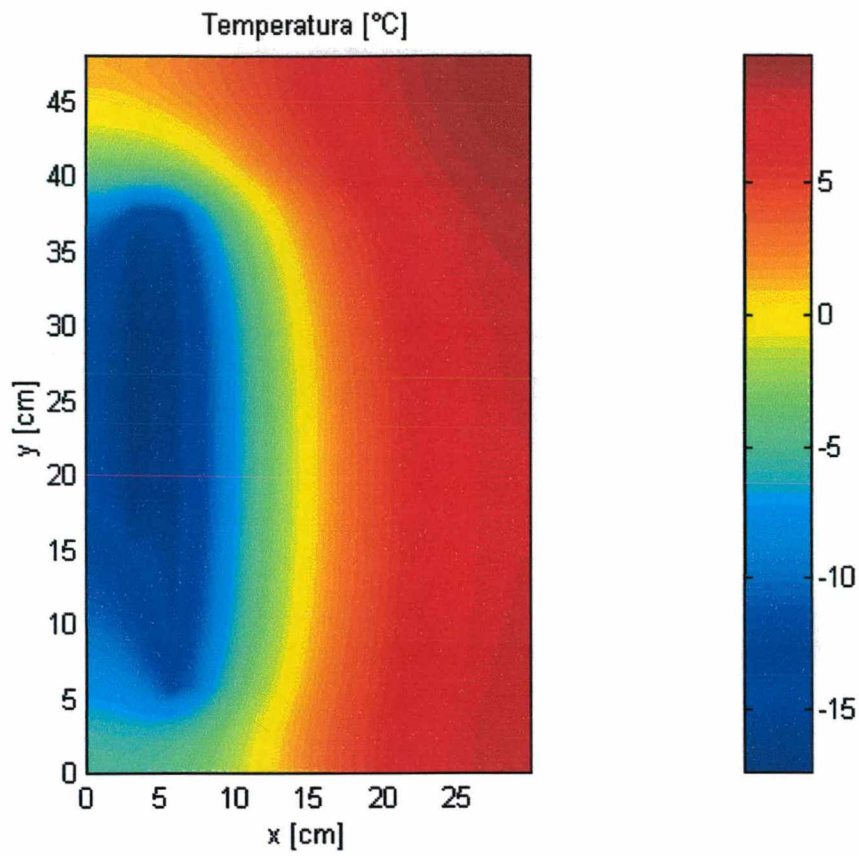


Figura 7.23 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 0,97 kg/h.

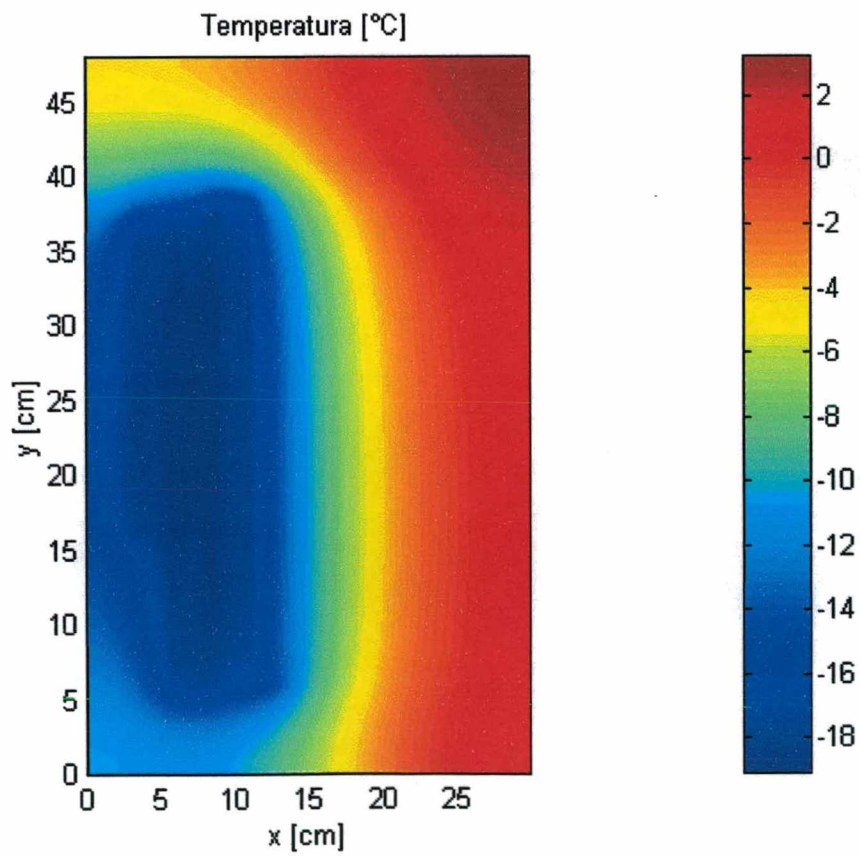


Figura 7.24 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 1,25 kg/h.

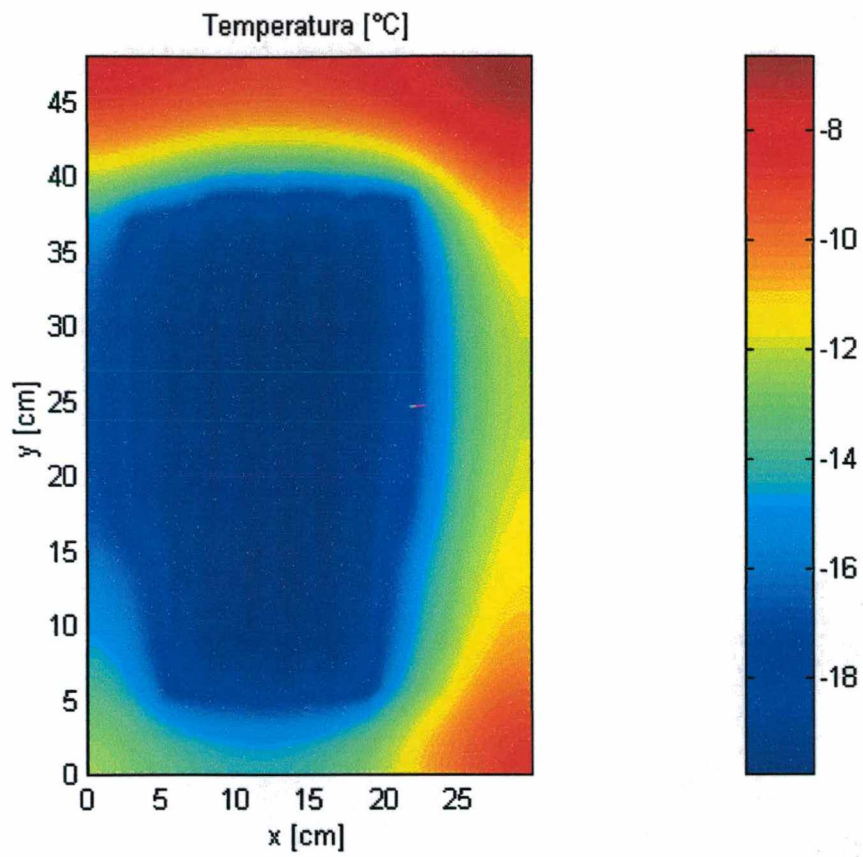


Figura 7.25 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 1,54 kg/h.

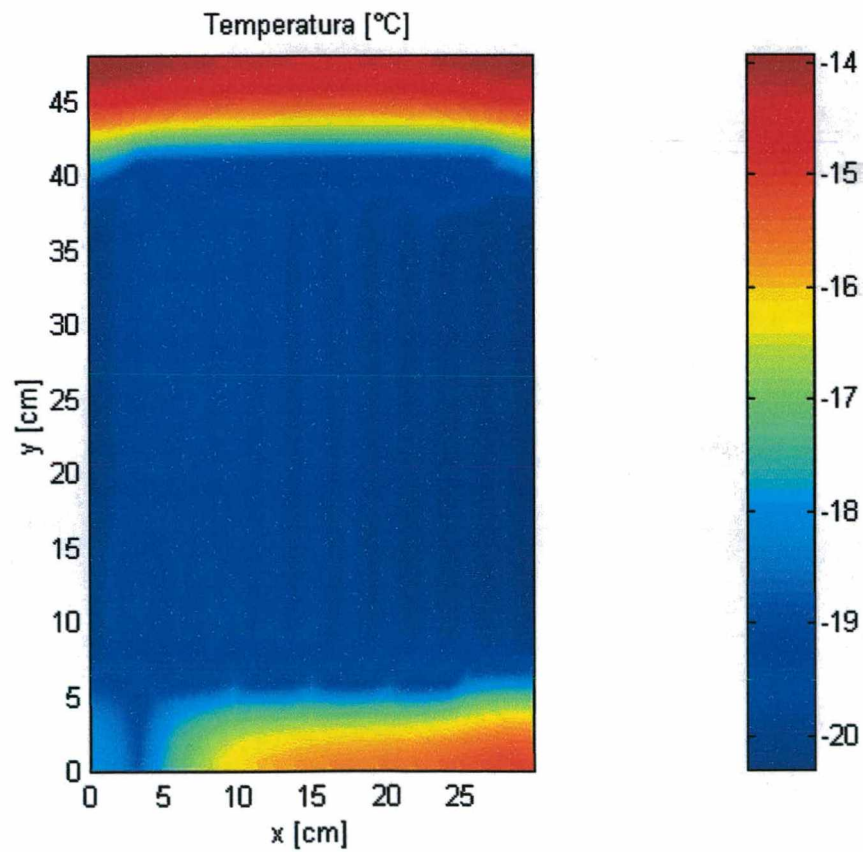


Figura 7.26 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 1,78 kg/h.

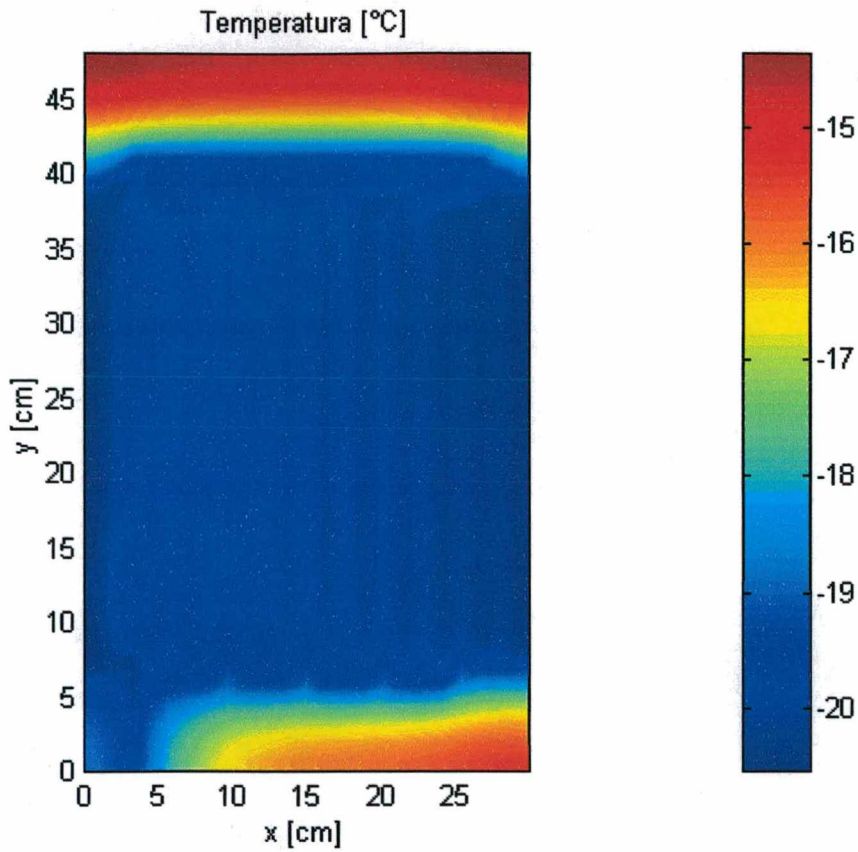


Figura 7.27 Campo de temperatura sobre a placa evaporadora para um fluxo de massa de 2,51 kg/h.

Na Figura 7.29, onde são apresentados os perfis de pressão ao longo do evaporador, nota-se que a pressão cai a taxas maiores na região bifásica, onde há influência tanto da aceleração como do atrito, que na região de superaquecimento, onde a influência da aceleração é muito pequena.

Observa-se ainda que, na região bifásica, a queda de pressão para os fluxos de massa de 1,25 e 1,54kg/h é maior do que para o fluxo de massa de 1,78kg/h. Isto se explica pela expansão do vapor e conseqüente aceleração do escoamento na região com título mais elevado (ver Figura 7.31). Com 2,51kg/h, o fluxo de massa e as velocidades são suficientemente altas para gerar uma queda de pressão mais intensa, de modo que a queda de pressão é a maior dentre os casos analisados.

A Figura 7.30 mostra uma representação do escoamento, num diagrama $p-h$, para os casos analisados. Nota-se que, quanto maior o fluxo de massa, menor o título na saída e, conseqüentemente, maior a quantidade de massa de refrigerante no interior do canal do evaporador.

A Figura 7.31 apresenta os perfis de velocidade obtidas com os diferentes fluxos de massa considerados. Com um fluxo de massa de 0,97kg/h, a velocidade cresce rapidamente à medida que o refrigerante evapora, mantém-se praticamente constante após o início do superaquecimento e sofre uma pequena redução na região de saída devida à redução da entalpia e aumento da massa específica (Figura 7.32). As curvas para 1,25 e 1,54kg/h apresentam comportamentos semelhantes. Já para os casos com fluxos de massa iguais a 1,78 e 2,51kg/h, observa-se que a velocidade cresce continuamente com o comprimento, já que não há superaquecimento.

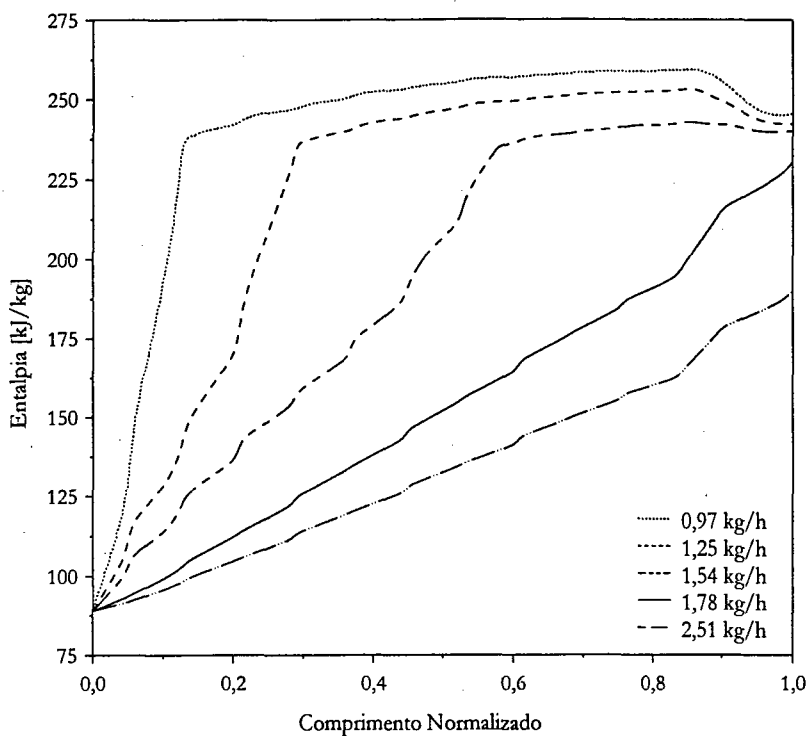


Figura 7.28 Variação da entalpia ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa.

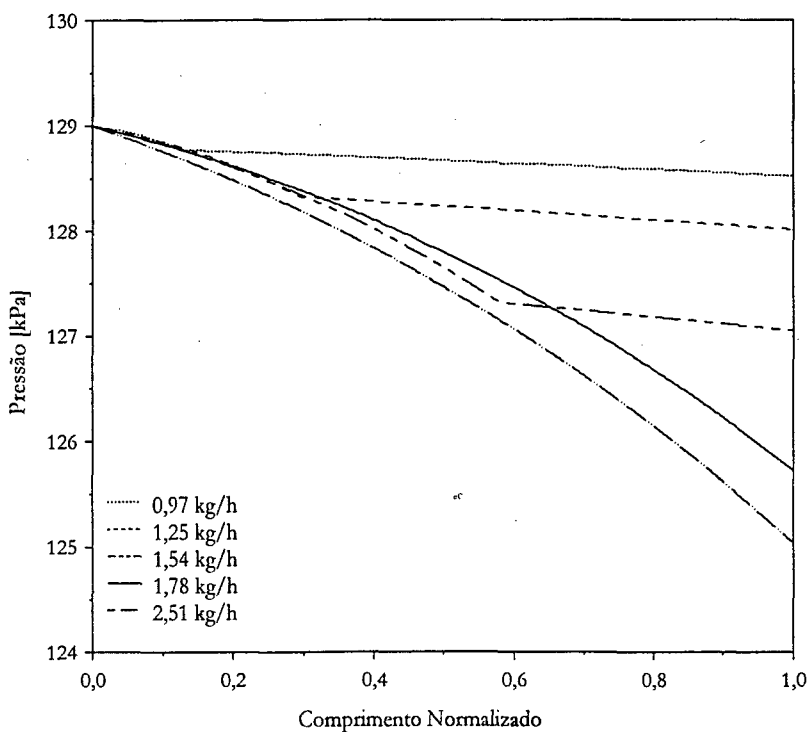


Figura 7.29 Variação da pressão ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa.

A Figura 7.32 descreve a distribuição de massa específica ao longo do evaporador. As curvas para 0,97, 1,25 e 1,54 kg/h apresentam uma taxa de decaimento mais elevada na região de escoamento bifásico, permanecendo praticamente constantes na região de vapor superaquecido. Nos casos com 1,78 e 2,51 kg/h, observa-se que as curvas decrescem continuamente, já que o evaporador está repleto de líquido. Deve-se

observar que os valores encontrados para as massas específicas são bastante reduzidos quando comparados com a massa específica do líquido saturado a 1,29bar (1360kg/m^3), o que se deve ao modelo homogêneo.

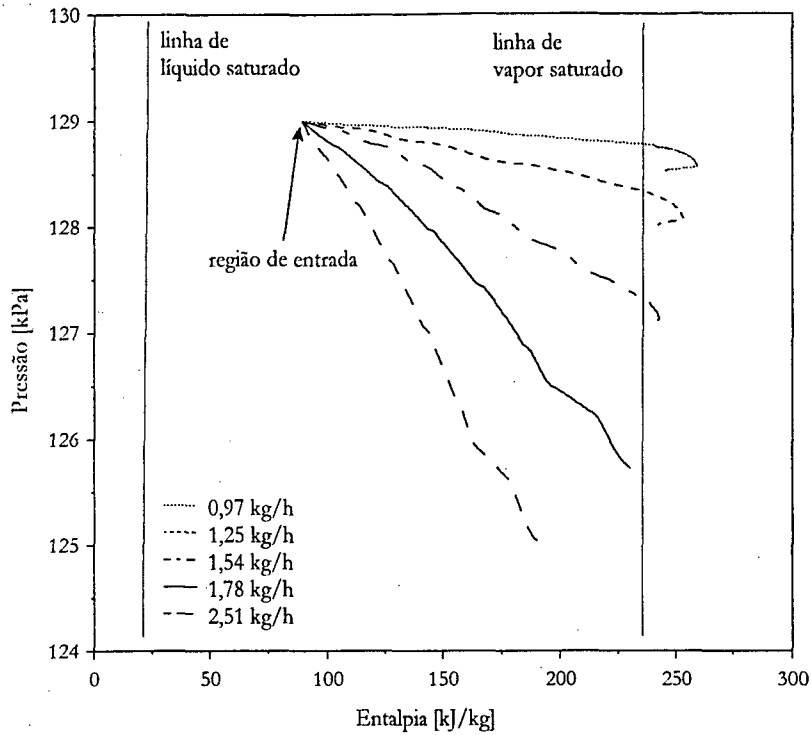


Figura 7.30 Diagrama $p-h$ do escoamento através do evaporador para diversos fluxos de massa.

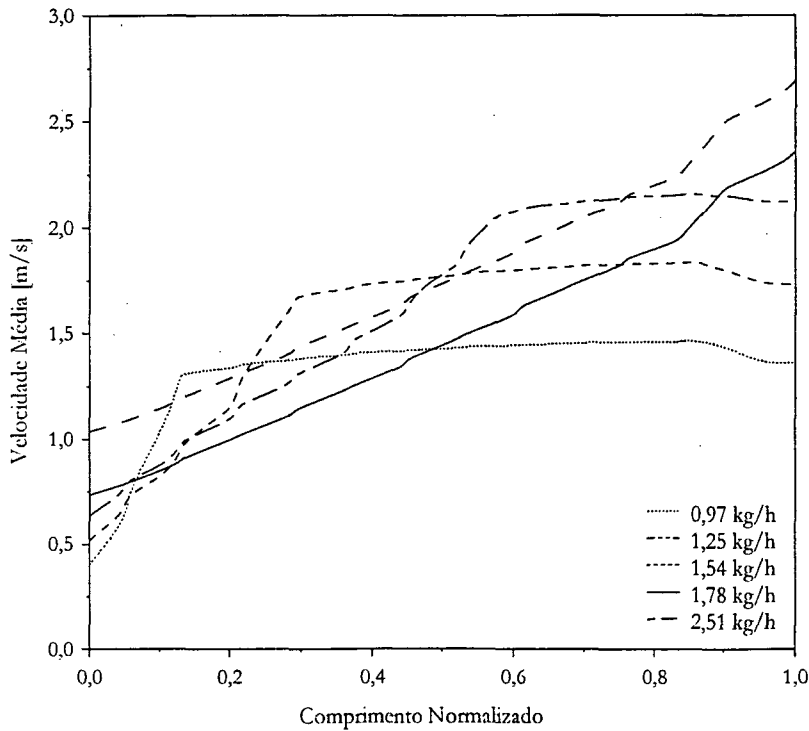


Figura 7.31 Variação da velocidade média do escoamento ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa.

A Figura 7.33 apresenta a capacidade de refrigeração, as taxas de transferência de calor por convecção e por radiação na placa evaporadora e as taxas de calor transmitidas através das paredes e da região da gaxeta em função do fluxo de massa. Observa-se que as taxas de transferência de calor crescem quase que linearmente com

o fluxo de massa para os casos onde ocorre superaquecimento, estabilizando-se após o total preenchimento do evaporador com líquido (fluxos de massa superiores a 1,78kg/h).

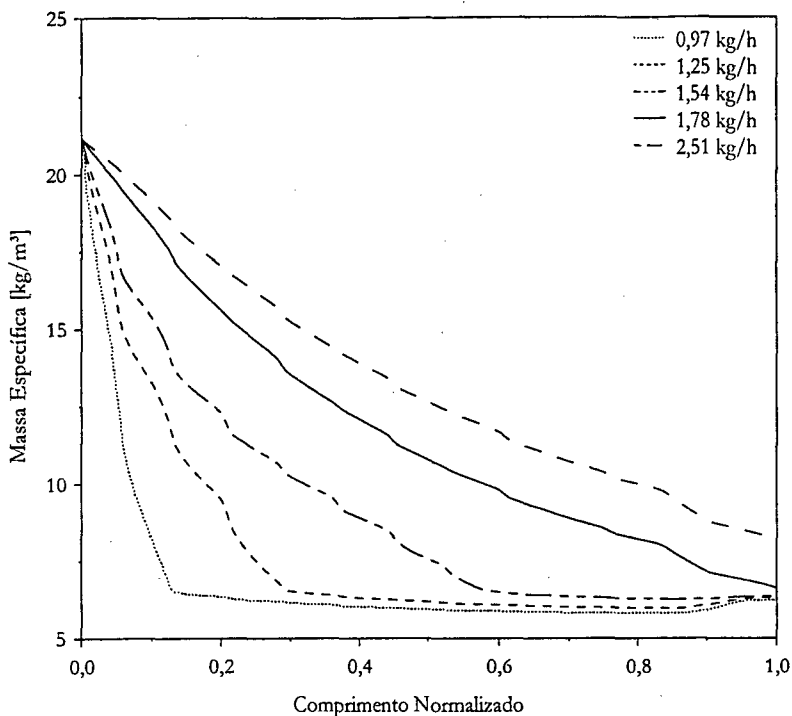


Figura 7.32 Distribuição da massa específica ao longo do evaporador para diversos fluxos de massa.

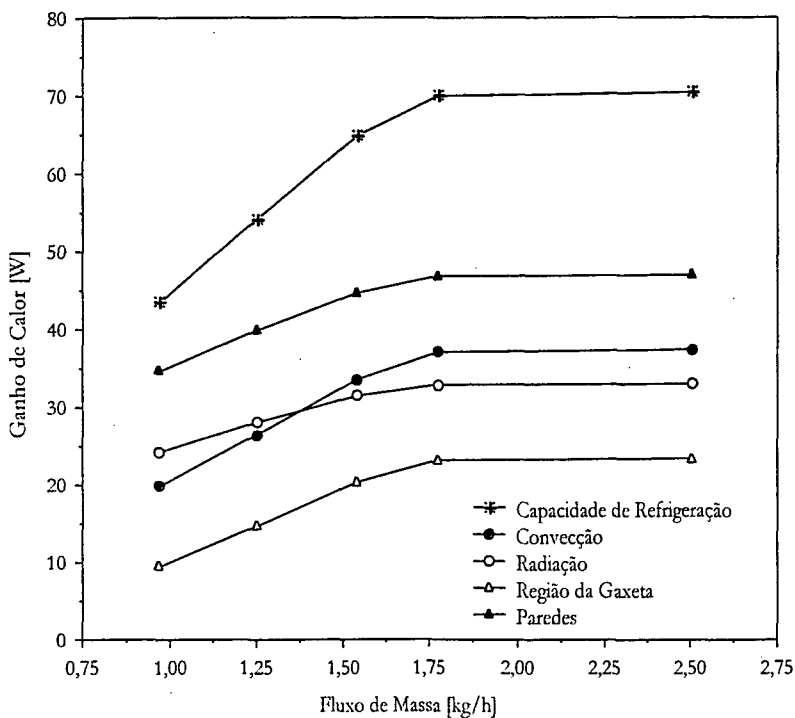


Figura 7.33 Variação da taxas de transferência de calor no evaporador e no gabinete com o fluxo de massa.

Deve-se reparar que as trocas radiativas na placa evaporadora são da mesma ordem de magnitude que as trocas convectivas. Para fluxos de massa reduzidos, as trocas radiativas são mais intensas que as convectivas, acontecendo o oposto para fluxos de massa elevados. Quando o fluxo de massa é baixo, a diferença entre a

temperatura média do ar no interior do gabinete e a temperatura média da placa é menor (ver Figura 7.34), o que diminui a parcela convectiva de transferência de calor. À medida que o fluxo de massa aumenta, a diferença de temperatura também aumenta, o que eleva a parcela convectiva de transferência de calor. A Figura 7.33 também permite observar a variação das taxas de transferência de calor através das paredes e da gaxeta do refrigerador. Observa-se que a região da gaxeta responde por quase 30% do ganho total de calor no gabinete.

A Figura 7.34 apresenta a variação da temperatura média do gabinete e da temperatura média da placa com o fluxo de massa. Para fluxos de massa baixos, a temperatura média da placa é mais elevada e a capacidade de refrigeração, mais baixa, o que eleva a temperatura média do gabinete. À medida que o fluxo de massa aumenta, a temperatura da placa diminui devido à maior quantidade de líquido. Isto aumenta a capacidade de refrigeração e, conseqüentemente, diminui a temperatura média do gabinete. Quando o evaporador fica totalmente preenchido com líquido, as temperaturas se mantêm praticamente constantes.

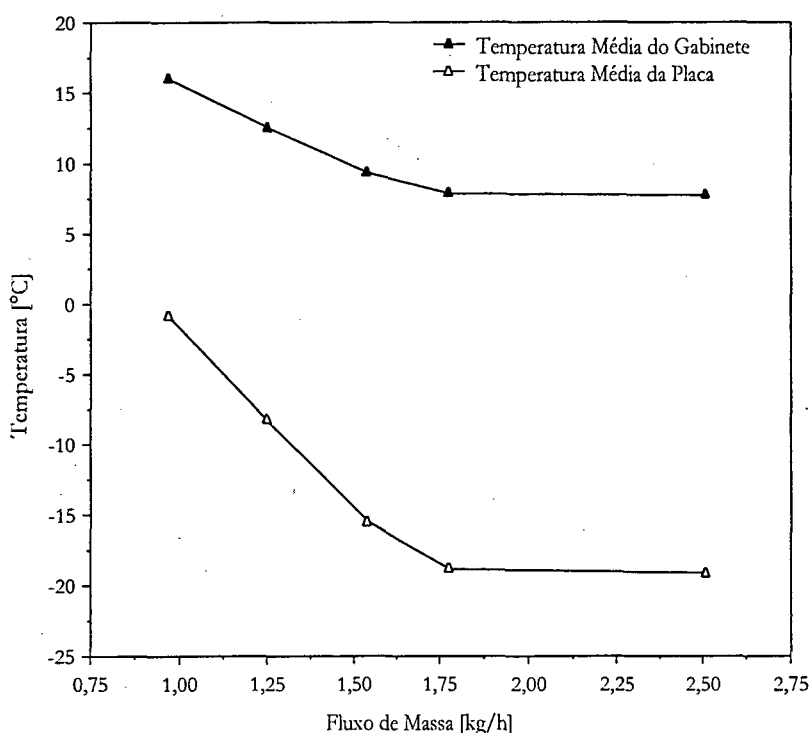


Figura 7.34 Variação das temperaturas médias da placa evaporadora e do gabinete com o fluxo de massa.

Análise da Influência da Temperatura Ambiente

Neste item, a influência da temperatura ambiente sobre o evaporador será investigada em três condições distintas: 32, 43 e 54°C. Para tanto, manteve-se a pressão de evaporação, o título na entrada e o fluxo de massa nas condições descritas para o caso 2 na Tabela 7.5, ou seja, 1,29bar, 0,31 e 1,78kg/h.

A Figura 7.35 apresenta a distribuição de temperatura do refrigerante ao longo do evaporador e permite observar que apenas no caso em 54°C o refrigerante tornou-se superaquecido. Nota-se, ainda no perfil para 54°C, a presença de um resfriamento na região de saída. Observa-se também um suave declive nas curvas de 32 e 43°C devido à redução da temperatura de saturação provocada pela perda de carga ao longo do canal. A Figura 7.36 mostra uma representação do escoamento, num diagrama $p-h$, para as três temperaturas consideradas.

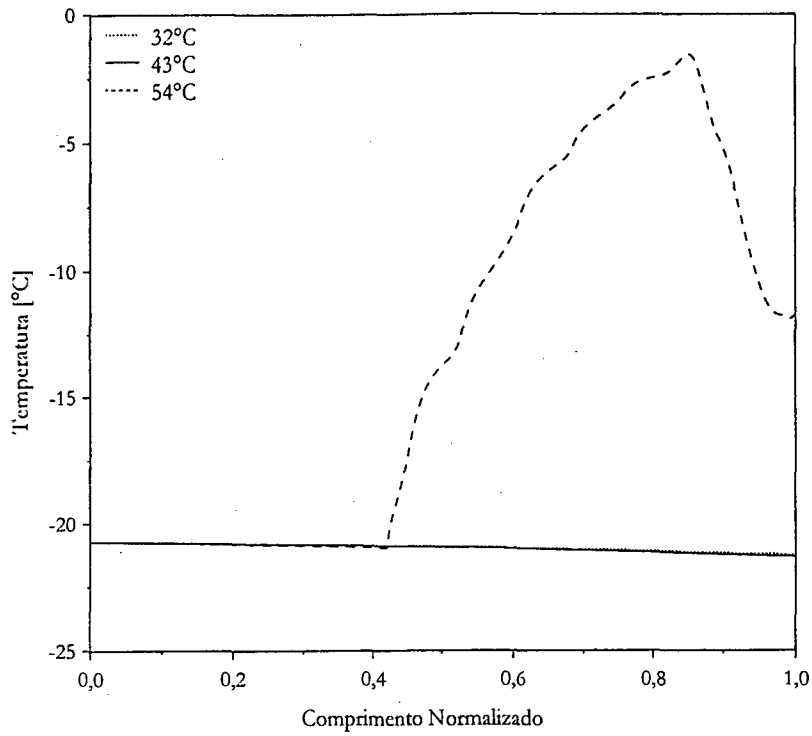


Figura 7.35 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do evaporador para diferentes temperaturas ambiente.

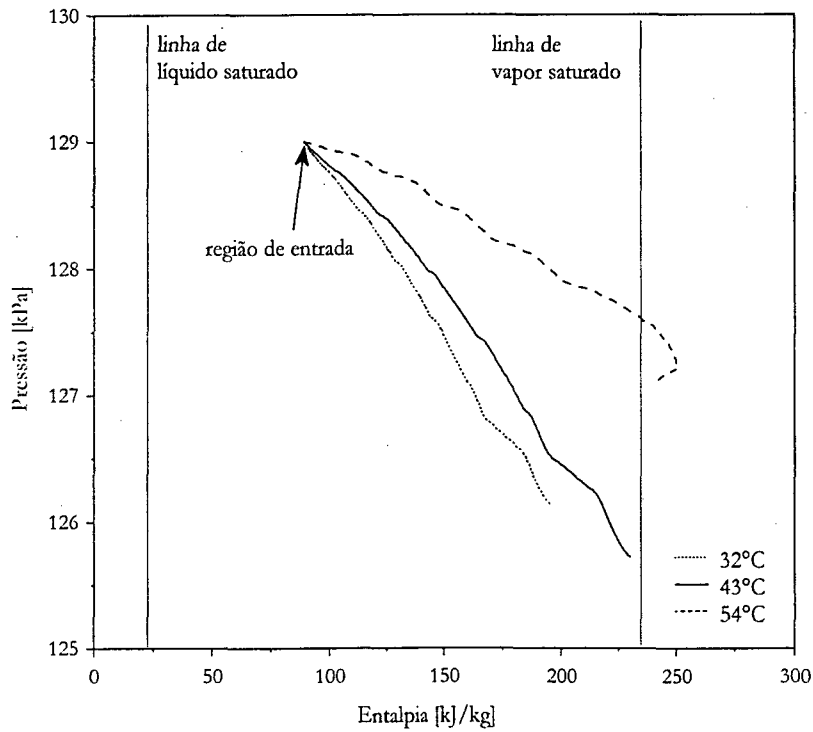


Figura 7.36 Diagrama $p-h$ do escoamento através do evaporador para diversas temperaturas ambiente.

A Figura 7.37 apresenta a capacidade de refrigeração, as parcelas de transferência de calor por radiação e por convecção na placa evaporadora e as taxas de transmissão de calor através da gaxeta e das paredes do refrigerador, em função da temperatura ambiente.

Como é esperada, a carga térmica/capacidade de refrigeração cresce com a temperatura ambiente, acontecendo o mesmo com as parcelas radiativa e convectiva da transferência de calor sobre a placa

evaporadora. A parcela radiativa assume valores semelhantes aos apresentados pela parcela convectiva, sendo responsável, em média, por aproximadamente 45% da energia removida. Nota-se ainda que a transferência de calor através das paredes é superior à transferência de calor através da região da gaxeta e que ambas crescem com o aumento da temperatura ambiente.

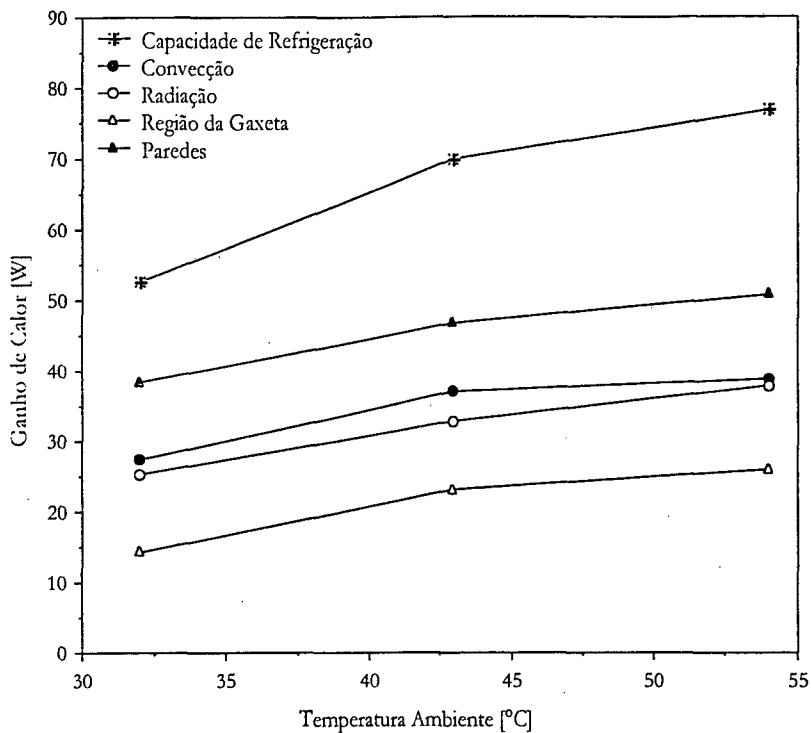


Figura 7.37 Variação das taxas de transferência de calor no evaporador e no gabinete com a temperatura ambiente.

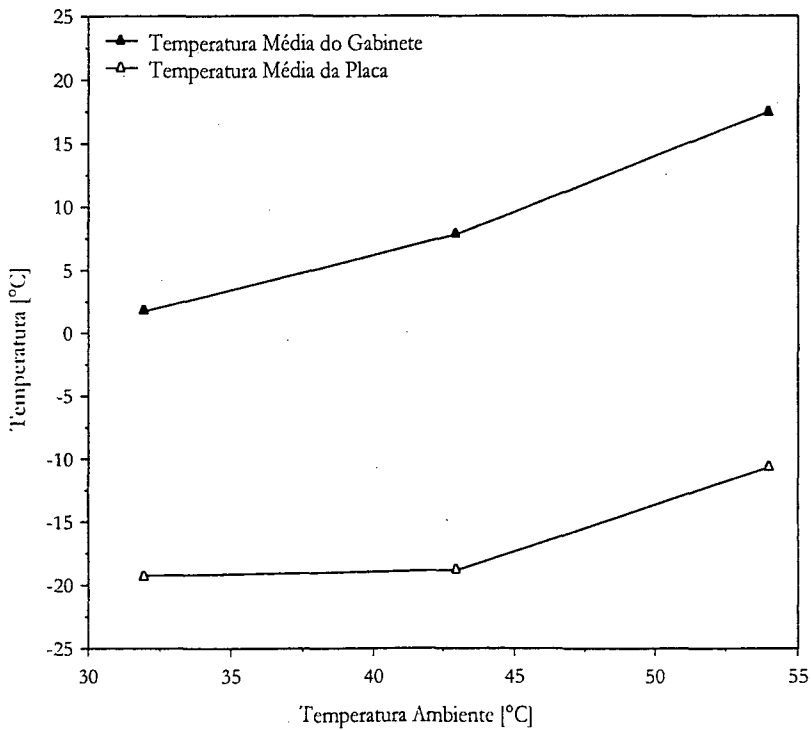


Figura 7.38 Variação das temperaturas médias da placa evaporadora e do gabinete com a temperatura ambiente.

A Figura 7.38 apresenta a variação das temperaturas médias do gabinete e da placa evaporadora com a temperatura ambiente. À medida que a temperatura ambiente aumenta, a transferência de calor para o interior do gabinete aumenta, elevando a temperatura do ar no seu interior. A medida que a temperatura média no interior do gabinete se eleva, juntamente com as temperaturas das paredes internas do refrigerador, a transferência de calor para a placa evaporadora se eleva, o que aumenta a sua temperatura.

Análise da Influência do Modelo de Fração de Vazio

Como o modelo de fração de vazio exerce forte influência sobre a distribuição de massa e de velocidade ao longo do evaporador, optou-se por realizar um estudo comparativo entre os modelos homogêneo, de Zivi (1964) e de Hughmark (1962), a exemplo do estudo realizado para o condensador. Para tal, manteve-se tanto a pressão como o título na entrada do evaporador fixos em, respectivamente, 1,29bar e 0,31. As simulações foram realizadas para a temperatura ambiente de 43°C e fluxo de massa de 1,78kg/h, de acordo com o caso 2 (Tabela 7.5).

Tabela 7.9 Comparação entre os modelos de fração de vazio para o evaporador.

Grandeza	Homogêneo	Zivi (1964)	Hughmark (1962)
Massa de Refrigerante[g]	1,69	5,28 (+3,59)	28,94 (+27,25)
Perda de Carga [mbar]	32,3	14,3 (-18,0)	1,7 (-30,6)
Título na Saída [%]	97,0	96,6 (-0,4)	96,4 (-0,6)
Temperatura da Placa [°C]	-18,85	-18,69 (+0,16)	-18,60 (+0,25)
Temperatura do Gabinete [°C]	7,82	7,89 (+0,07)	7,94 (+0,12)
Calor Transferido [W]	69,90	69,66 (-0,24)	69,51 (0,39)

Os resultados obtidos são mostrados na Tabela 7.9, onde os valores entre parênteses referem-se à diferença em relação ao modelo homogêneo. Nesta tabela, observa-se que a massa calculada pelo modelo homogêneo é muito inferior à calculada pelo modelo de Zivi (1964) que, por sua vez, é bastante inferior ao valor obtido através do modelo de Hughmark (1962). Esta discrepância é crítica para uma simulação global do sistema, mas não oferece restrição ao estudo individual do evaporador.

A perda de carga está intimamente ligada ao modelo de fração de vazio. Lembrando que a perda de carga é diretamente proporcional ao quadrado do fluxo de massa e inversamente proporcional à massa específica, conclui-se que o modelo homogêneo apresenta valores elevados para a perda de carga porque estima valores baixos para a massa específica, o oposto ocorrendo com o modelo de Hughmark (1962). O modelo de Zivi (1964) situa-se num nível intermediário. Observa-se, contudo, que a influência do modelo de fração de vazio nas temperaturas da placa e do gabinete, no título na região de saída e na capacidade de refrigeração é muito pequena, podendo ser desconsiderada.

A Figura 7.39 mostra a distribuição de fração de vazio ao longo do evaporador para os três modelos indicados. Nota-se que o modelo homogêneo fornece valores muito elevados para a fração de vazio, o que implica em baixos valores de massa específica. O modelo de Zivi (1964) apresenta valores um pouco inferiores aos obtidos com o modelo homogêneo. Desta forma, a massa específica assume valores superiores ao modelo homogêneo. O modelo de Hughmark (1962) apresentou os menores valores de fração de vazio (ver Figura 7.39), de modo que a massa específica estimada apresentou valores bem mais elevados que os demais modelos (Figura 7.40). Isto explica a grande diferença entre as estimativas da massa total apresentada na Tabela 7.9.

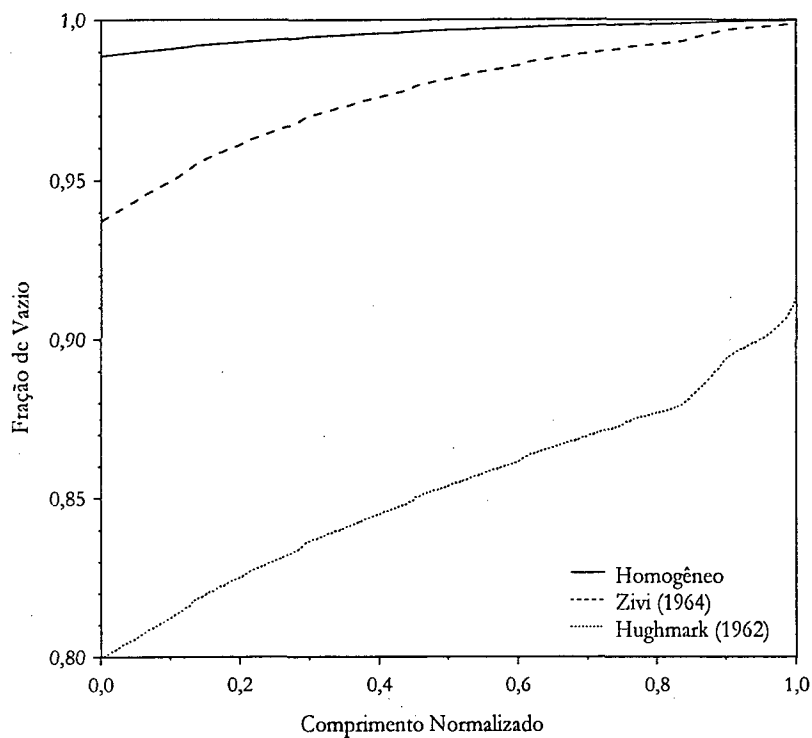


Figura 7.39 Variação da fração de vazio no evaporador para diferentes modelos de fração de vazio.

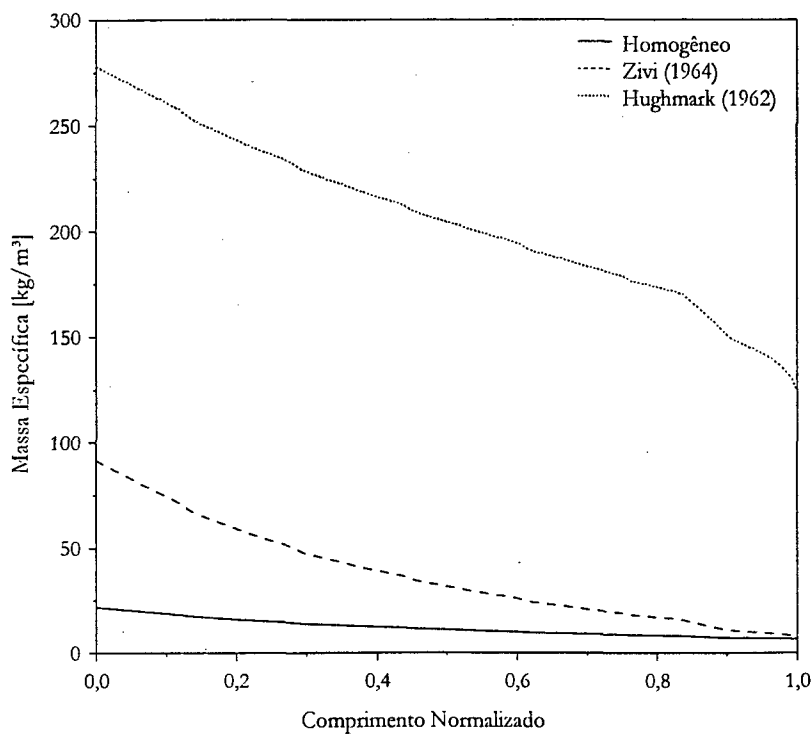


Figura 7.40 Distribuição da massa específica no evaporador para diferentes modelos de fração de vazio.

A Figura 7.41 apresenta a variação da entalpia ao longo do evaporador para os três modelos de fração de vazio considerados. Deve-se notar a grande semelhança entre os perfis de entalpia, o que pressupõe que qualquer um dos modelos pode ser utilizado quando o interesse está na estimativa do comportamento térmico do evaporador.

A Figura 7.42 apresenta os casos analisados num diagrama $p-h$. O modelo homogêneo, por estimar massas específicas mais baixas, apresenta as maiores perdas de carga. Já o modelo de Hughmark (1962), que apresenta valores mais baixos para a fração de vazio e , conseqüentemente, valores mais elevados para a massa específica, propicia perdas de carga bastante reduzidas. A curva obtida para o modelo de Zivi (1964) estabeleceu-se num nível intermediário.

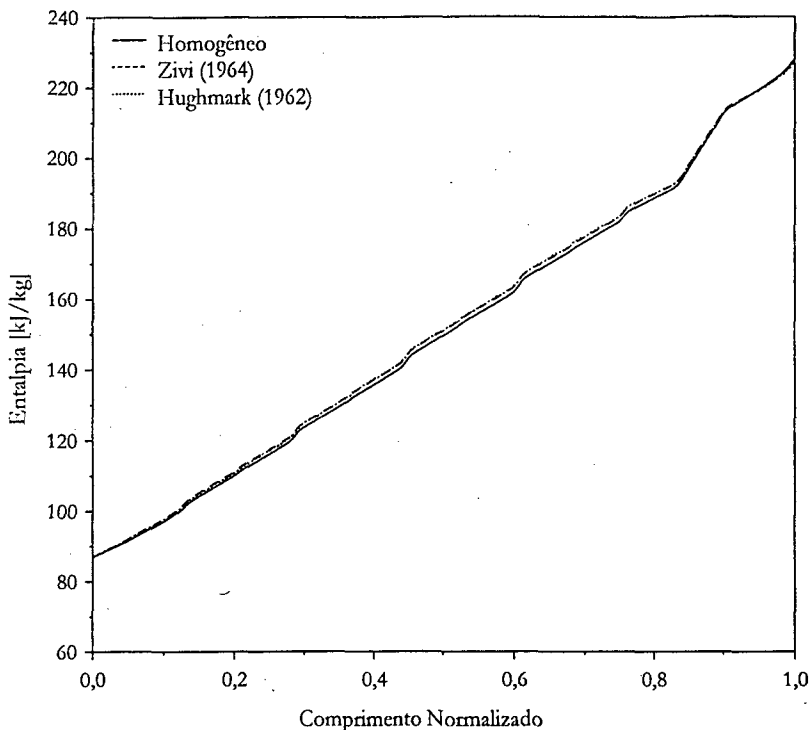


Figura 7.41 Variação da entalpia ao longo do evaporador para os modelos de fração de vazio testados.

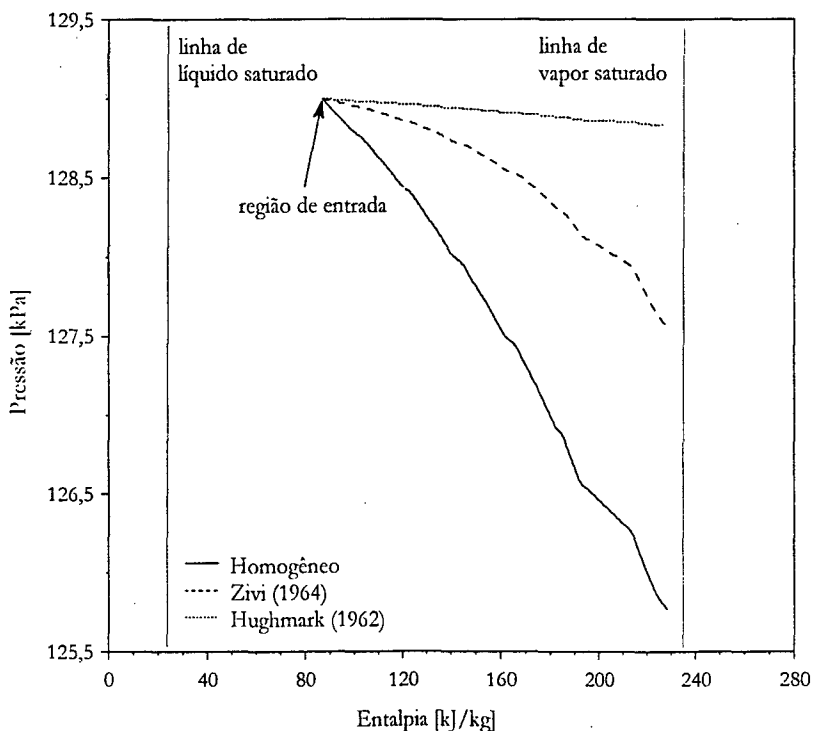


Figura 7.42 Diagrama $p-h$ do escoamento através do evaporador para diferentes modelos de fração de vazio.

7.2.3 Modelo do Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção

Para avaliar o modelo do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção foram realizadas comparações, envolvendo tanto a situação adiabática como não-adiabática, com alguns resultados obtidos por Mezavila (1995). O tubo capilar simulado possui diâmetro de 0,67mm e comprimento de 4,5m, sendo que a região de entrada possui comprimento igual a 2,555m e o comprimento da região do trocador de calor é igual a 1,455m. O trocador de calor duplo tubo é de configuração concêntrica, como mencionado no Capítulo 4.

Foram avaliados três casos específicos: (1) mistura líquido-vapor na região de entrada, com título de 0,051; (2) líquido saturado na região de entrada; e (3) líquido com sub-resfriamento de 2,64°C na região de entrada. Todos os casos foram testados com uma pressão de condensação de 15,53bar, com uma pressão de evaporação de 1,29bar e com uma malha computacional de 400 volumes (100 para a região de entrada, considerada adiabática, e 300 para a região do trocador de calor).

Convém salientar que para simular o tubo capilar adiabático, fez-se uso do modelo do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção apresentado nos Capítulos 4 e 5, anulando-se, no entanto, o coeficiente interno de transferência de calor entre o escoamento e a parede do tubo.

Além das comparações com os resultados numéricos gerados pelos programas CAPADB e CAPHEAT, foram exploradas algumas das potencialidades do modelo desenvolvido, tais como o efeito da transferência de calor na região de entrada do tubo capilar e a influência da admissão de líquido na linha de sucção. Um estudo da influência da malha computacional adotada sobre os resultados obtidos também foi realizado e será apresentado ao final deste item.

Análise do Modelo do Tubo Capilar Adiabático

A Tabela 7.10 apresenta uma comparação entre os resultados obtidos com a versão adiabática do modelo proposto com o programa CAPADB. Nota-se um bom nível de concordância entre os fluxos de massa, com diferenças relativas inferiores a 1,0%. As pressões críticas apresentam uma pequena discordância devido ao tamanho do incremento de volume na região de saída (modelo proposto – inferior a 0,1mm; programa CAPADB – 1,0mm). A seguir algumas das potencialidades e características da versão adiabática do modelo proposto serão exploradas.

Tabela 7.10 Comparação entre o modelo do tubo capilar adiabático e o programa CAPADB (Mezavila, 1995).

Grandeza	Resultado	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Fluxo de Massa [kg/h]	Modelo Proposto	1,693	2,003	2,334
	Programa CAPADB	1,690	2,017	2,313
	Diferença Absoluta	+0,003	-0,014	+0,021
	Diferença Relativa [%]	+0,2	-0,7	+0,9
Pressão Crítica [bar]	Modelo Proposto	1,38	1,59	1,82
	Programa CAPADB	1,36	1,76	1,88
	Diferença Absoluta	+0,02	-0,17	-0,06

As Figuras 7.43, 7.44 e 7.45 mostram uma representação dos escoamento através do tubo capilar adiabático para os três casos estudados, respectivamente, em diagramas $p-h$, $T-s$, e $h-s$. No diagrama $p-h$ da Figura 7.43 observa-se que a entalpia sofre uma pequena redução na região próxima ao bordo de saída do tubo capilar devido à aceleração do escoamento. A entalpia total (ou entalpia de estagnação) deve permanecer constante ao longo do escoamento.

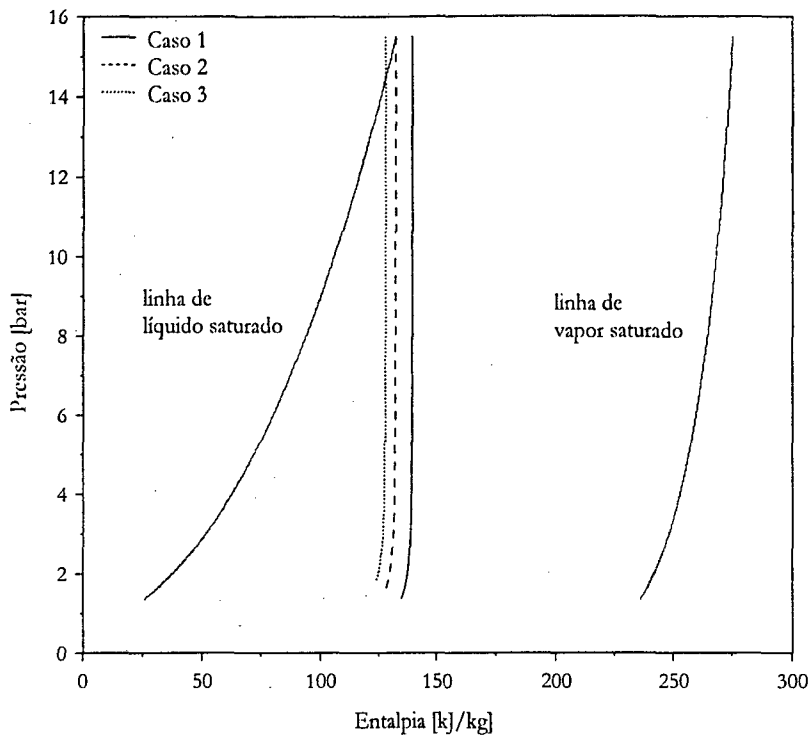


Figura 7.43 Representação do escoamento através do tubo capilar adiabático num diagrama $p-h$.

No digrama $T-s$ da Figura 7.44 observa-se que à medida que a temperatura decresce, a entropia aumenta até um ponto de máximo. Isto ocorre devido às irreversibilidades termodinâmicas associadas à redução da pressão pelo atrito e, principalmente, pela aceleração do escoamento. Este fato fica mais evidente no diagrama $h-s$ da Figura 7.45. À medida que a entalpia é reduzida devido ao aumento da velocidade, a pressão também cai, mas a entropia aumenta até um máximo, onde ocorre a bloqueagem do escoamento.

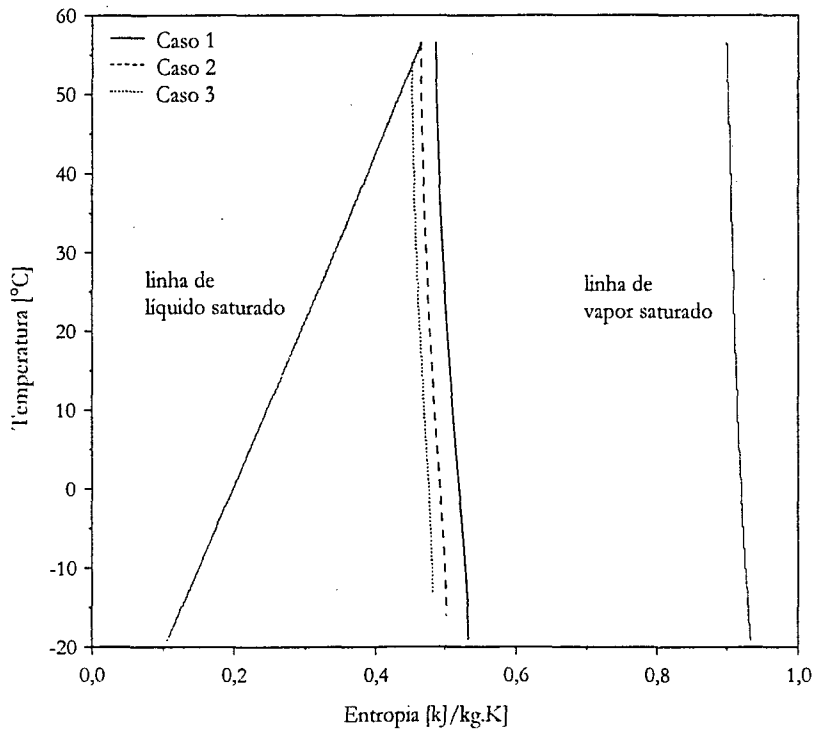


Figura 7.44 Representação do escoamento através do tubo capilar adiabático num diagrama $T-s$.

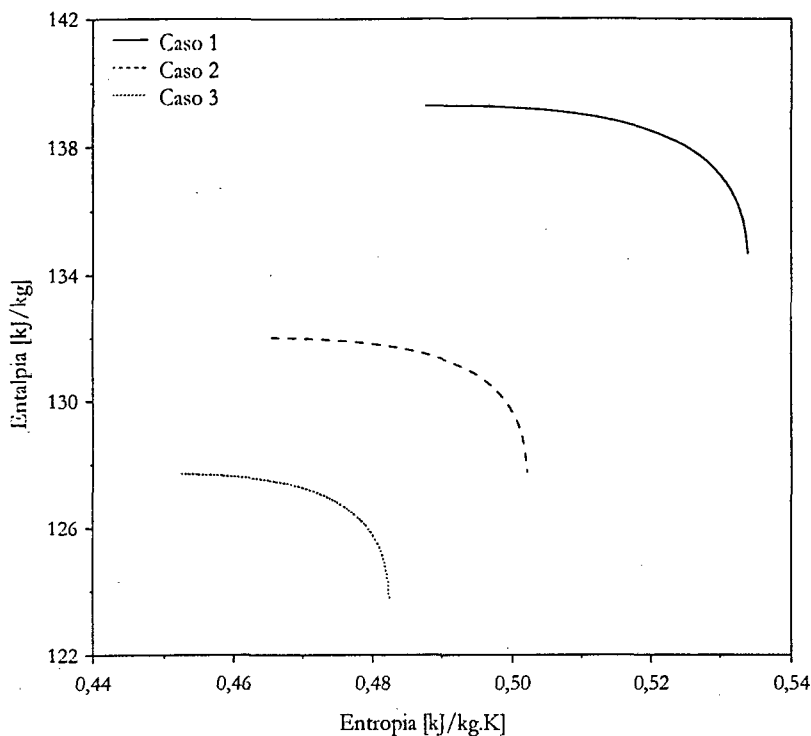


Figura 7.45 Representação do escoamento através do tubo capilar adiabático num diagrama $h-s$ (Linhas de Fanno).

A Figura 7.46 apresenta os perfis de temperatura ao longo do tubo capilar para os três casos analisados. Observa-se que tanto para o caso 1 (mistura bifásica) como para o caso 2 (líquido saturado) as temperaturas na entrada são idênticas e decrescem com taxas cada vez maiores em direção à região de saída. Para o caso 3, onde há líquido sub-resfriado na região de entrada, observa-se que a temperatura permanece praticamente constante até o início da vaporização (*flash-point*), que ocorre em aproximadamente 30% do comprimento do tubo.

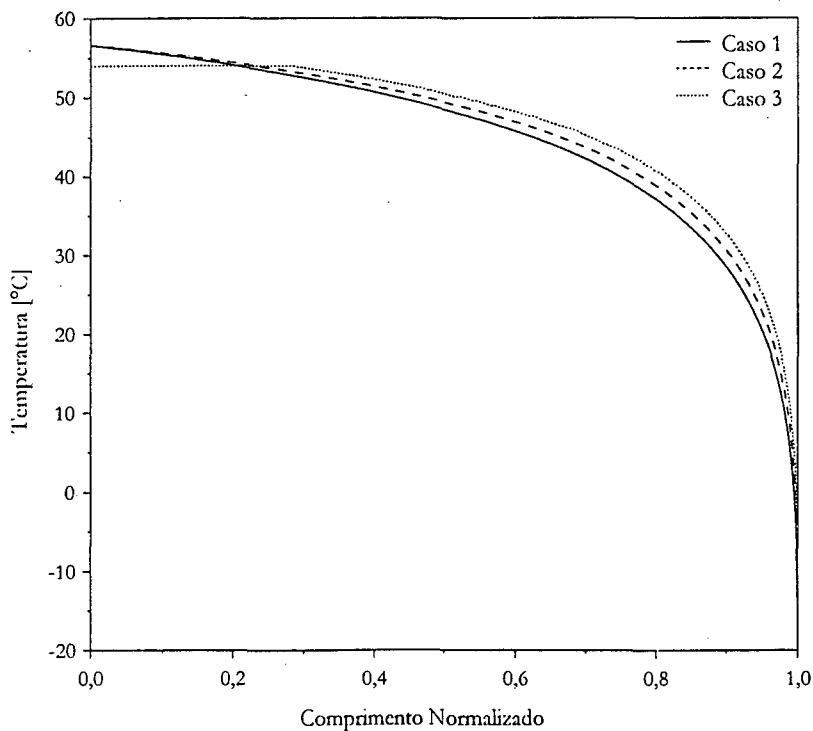


Figura 7.46 Perfis de temperatura do refrigerante através de um tubo capilar adiabático.

A partir deste ponto, o comportamento é semelhante aos outros dois casos. O perfil de temperatura relativo ao caso 1 mantém-se sempre inferior aos demais devido à presença inicial de vapor (título de 0,051 na entrada). Isto pode ser melhor visualizado na Figura 7.47 que mostra uma maior redução de pressão para o caso 1. Ainda nesta figura, pode-se observar que a queda de pressão na região líquida (caso 3) é linear.

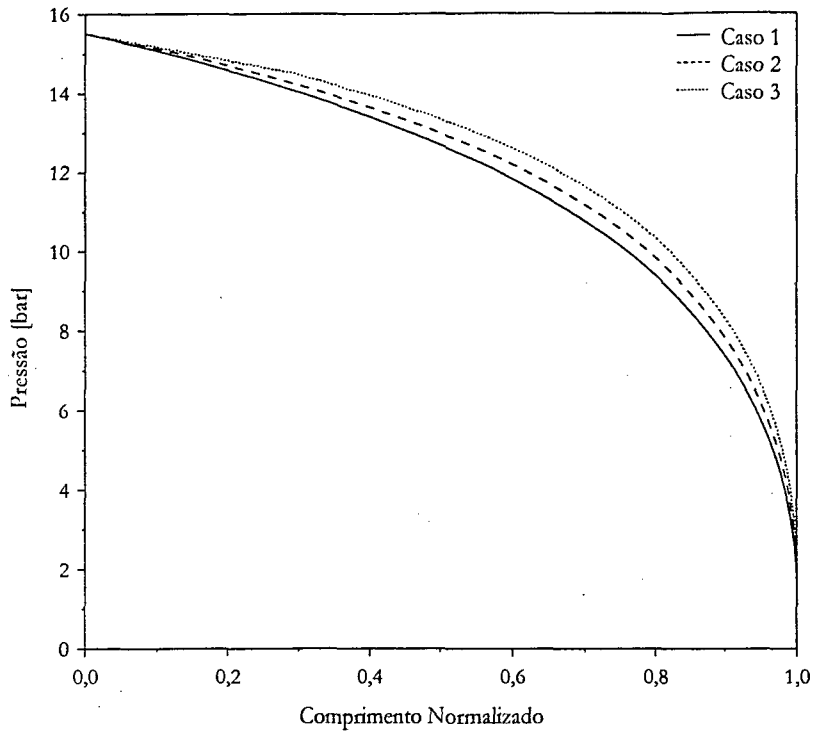


Figura 7.47 Perfis de pressão do escoamento através de um tubo capilar adiabático.

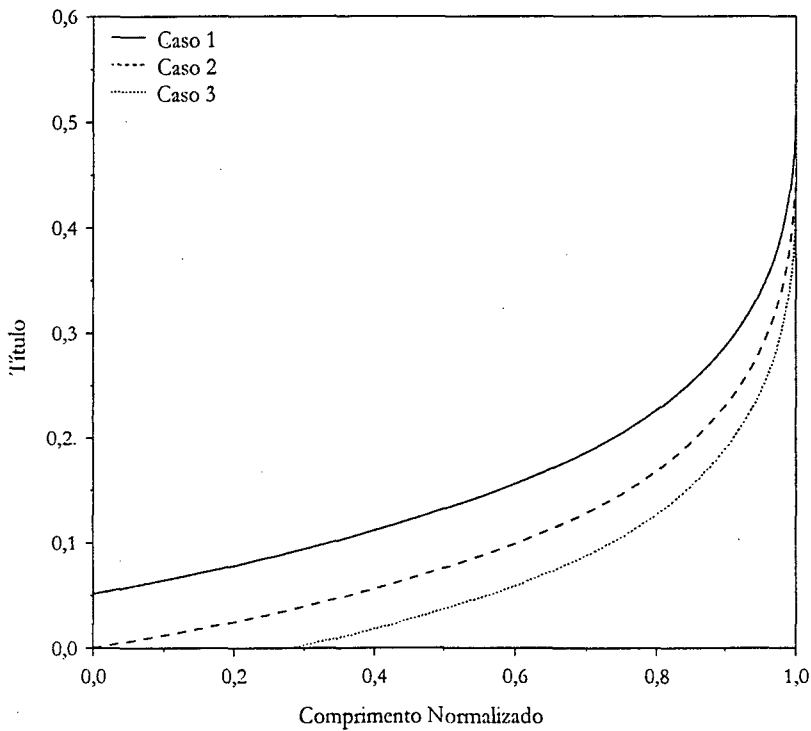


Figura 7.48 Variação do título ao longo de um tubo capilar adiabático.

Na Figura 7.48 pode-se observar que o título apresenta um comportamento quase linear até aproximadamente 70% do comprimento total do tubo, quando então passa a crescer a taxas mais elevadas devido ao aumento significativo da energia cinética.

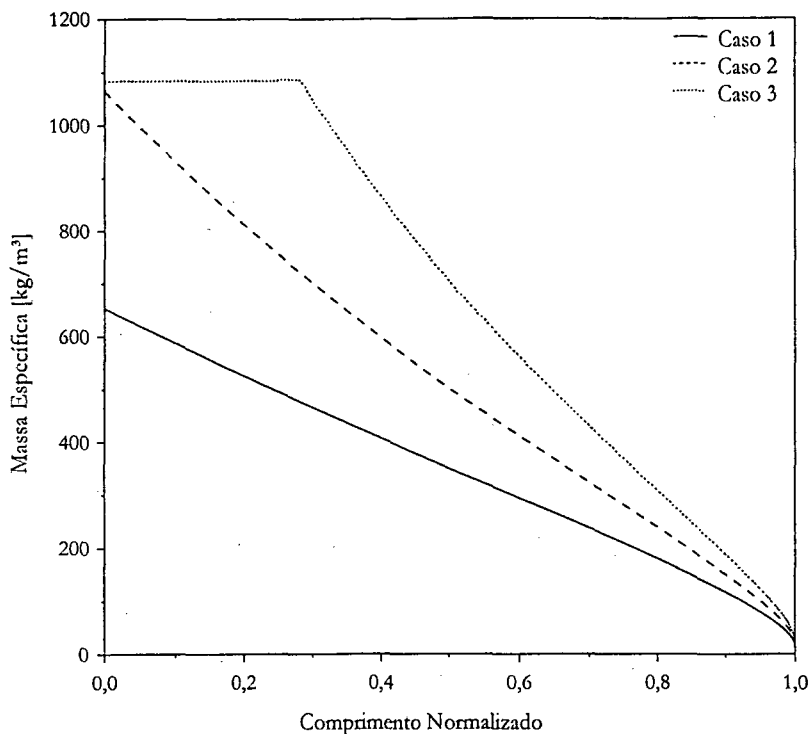


Figura 7.49 Variação da massa específica ao longo de um tubo capilar adiabático.

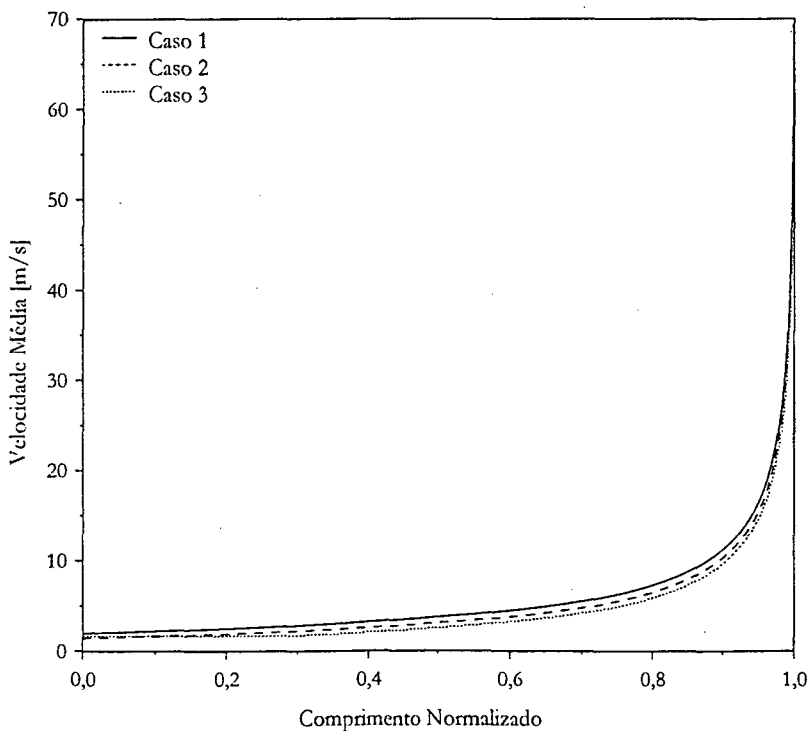


Figura 7.50 Variação da velocidade média ao longo de um tubo capilar adiabático.

Na Figura 7.49 verifica-se que a massa específica na região de sub-resfriamento, característica do caso 3, permanece constante até o início da saturação, como esperado. Os casos 1 e 2 apresentam valores mais baixos de

massa específica devido às diferentes condições de entrada. Estes perfis explicam os diferentes fluxos de massa apresentados na Tabela 7.10. A Figura 7.50 mostra que a distribuição de velocidade média do escoamento do refrigerante é praticamente a mesma para os três casos analisados.

Análise do Modelo do Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção

A Tabela 7.11 mostra uma comparação entre os resultados do modelo proposto com as previsões do programa CAPHEAT (Mezavila, 1995) para as três situações analisadas. Pode-se observar a existência de um razoável nível de concordância entre os modelos. A pressão crítica apresentou desvios mais significativos, mas que podem ser explicados pelos diferentes tamanhos dos volumes utilizados na saída do tubo capilar pelo modelo proposto e pelo programa CAPHEAT. Deve-se observar ainda que o modelo proposto apresentou, no caso 1, uma pressão crítica abaixo da pressão de evaporação (1,29bar), não havendo, portanto, bloqueio no escoamento.

Tabela 7.11 Comparação entre o modelo proposto e o programa CAPHEAT (Mezavila, 1995).

Grandeza	Resultado	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Fluxo de Massa [kg/h]	Modelo Proposto	1,865	2,241	2,649
	Programa CAPHEAT	1,805	2,183	2,514
	Diferença Absoluta	+0,060	+0,058	+0,135
	Diferença Relativa [%]	-3,32	-2,66	-5,37
Pressão Crítica [bar]	Modelo Proposto	1,28	1,45	1,64
	Programa CAPHEAT	1,45	1,62	1,78
	Diferença Absoluta	-0,16	-0,17	-0,14
Temperatura na Saída da Linha de Sucção [°C]	Modelo Proposto	36,7	37,4	37,8
	Programa CAPHEAT	37,3	37,8	37,8
	Diferença Absoluta	-0,6	-0,4	0,0

A Figura 7.51 apresenta, num diagrama $p-h$, as características dos escoamentos referentes às três situações simuladas. Nota-se que as curvas mostram, inicialmente, uma queda de pressão com entalpia constante, refletindo o escoamento adiabático na região de entrada. Ao passar pelo trocador de calor, o escoamento perde energia para a linha de sucção, o que reduz a sua entalpia.

Observa-se também que, próximo à região de saída, onde o escoamento sofre uma aceleração intensa, a pressão cai abruptamente, mas a entalpia praticamente não se altera, já que este fenômeno ocorre no final do tubo onde a área de transferência de calor é bastante reduzida. A variação de entalpia na região de saída deve-se principalmente ao aumento da energia cinética, como observado no caso adiabático. As curvas de entalpia total mantêm-se constantes nesta região, o que corrobora a afirmação anterior. Comparando-se esses resultados com o caso adiabático, ilustrado na Figura 7.43, verifica-se que o trocador de calor proporciona uma redução no título na entrada do evaporador, o que aumenta a quantidade de líquido disponível.

A Figura 7.52 mostra uma representação do escoamento num diagrama $T-s$ para os três casos considerados. Nota-se que na região de entrada (adiabática) ocorre uma redução da temperatura acompanhada de um pequeno aumento de entropia. Na região do trocador de calor, observa-se que a entropia sofre uma forte inflexão, decrescendo com a temperatura. Na região próxima ao bordo de saída, observa-se que a entropia volta a crescer, até um máximo local, devido à queda abrupta de pressão nesta região. Este fato indica a bloqueio do escoamento. Entretanto, deve-se reparar que, apesar da bloqueio do escoamento não ocorrer no ponto onde a

entropia é máxima, este ocorre no ponto onde há a máxima geração de entropia. Isto fica mais evidente no diagrama $h-s$ da Figura 7.53.

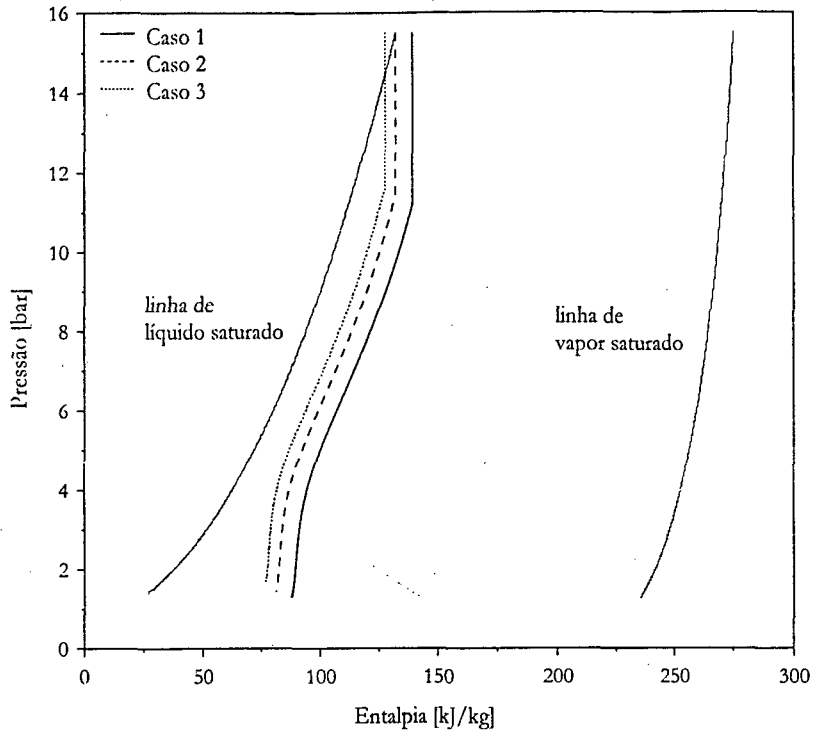


Figura 7.51 Representação de um escoamento através do tubo capilar não-adiabático num diagrama $p-h$.

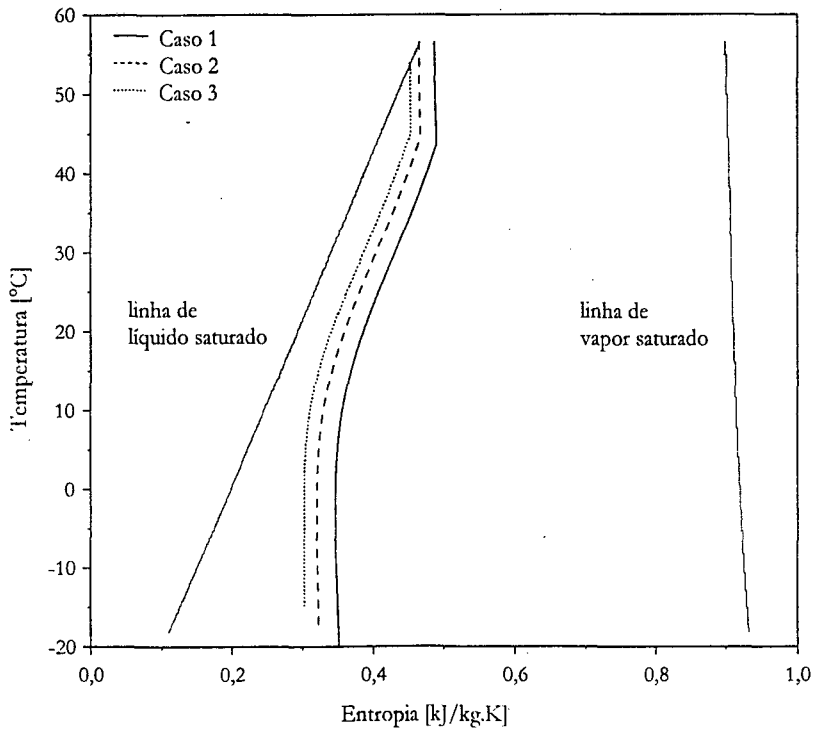


Figura 7.52 Representação do escoamento através de um tubo capilar não-adiabático num diagrama $T-s$.

Nesta figura, nota-se que a entropia é reduzida à medida que a entalpia se reduz devido à transferência de calor. Contudo, com a formação de vapor e a expansão do escoamento, há aceleração e uma redução abrupta da pressão, principalmente na região de saída, onde a entalpia permanece praticamente constante (Figura 7.51).

Assim, considerando que a entalpia não varia e que a pressão tem um forte gradiente negativo devido à aceleração do escoamento, pode-se concluir que a entropia apresenta um máximo local, o que indica a blocagem do escoamento.

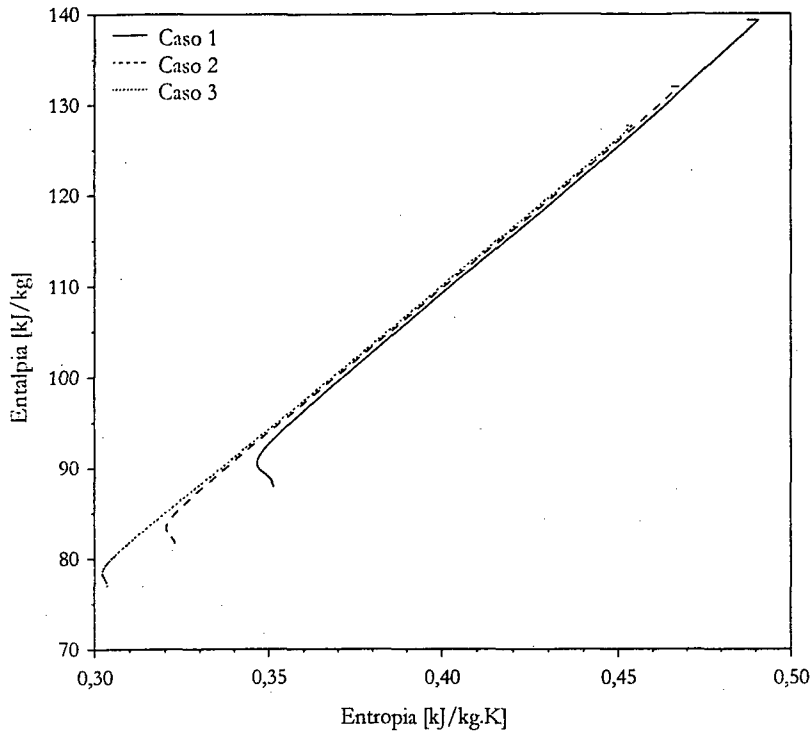


Figura 7.53 Representação do escoamento através do tubo capilar não-adiabático num diagrama *b-s*.

Na Figura 7.54 são apresentados os perfis de temperatura para o tubo capilar e para a linha de sucção. O escoamento na região de entrada (adiabática) se comporta de forma semelhante à descrita no item anterior. No trocador de calor, contudo, observa-se uma redução na inclinação das curvas de temperatura ao longo do tubo capilar devido à transferência de calor com a linha de sucção. As curvas mostrando o comportamento da temperatura do refrigerante ao longo da linha de sucção são também apresentadas.

A Figura 7.55 mostra os perfis de pressão para as três situações simuladas. Nota-se uma aproximação nos perfis de pressão logo após o início do trocador de calor, o que não se observa na situação adiabática. Os perfis mantêm-se bastante próximos até o ponto de blocagem. Isto se deve à aproximação dos perfis de temperatura em face da transferência de calor para a linha de sucção (ver Figura 7.54).

A Figura 7.56 apresenta a variação do título ao longo do tubo capilar. Como esperado, o título sofre uma suave redução logo do início da região não-adiabática para voltar a crescer com a proximidade da região de saída.

A Figura 7.57 mostra os perfis de massa específica ao longo do tubo capilar, onde observa-se que a transferência de calor reduz a taxa de vaporização do refrigerante. A Figura 7.58 complementa as informações da Figura 7.57 apresentando os perfis de velocidade ao longo do tubo capilar.

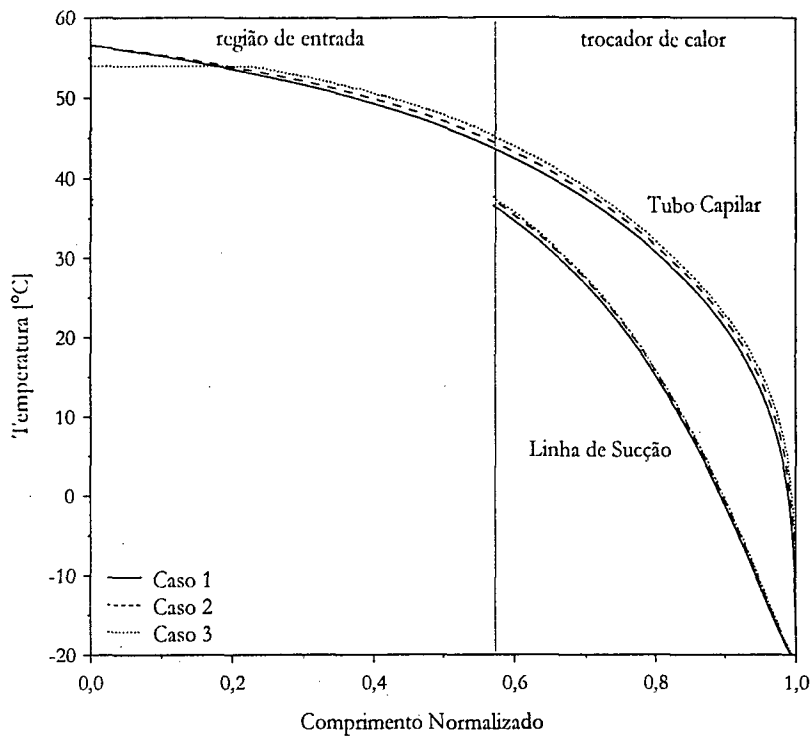


Figura 7.54 Perfis de temperatura através do tubo capilar e da linha de sucção.

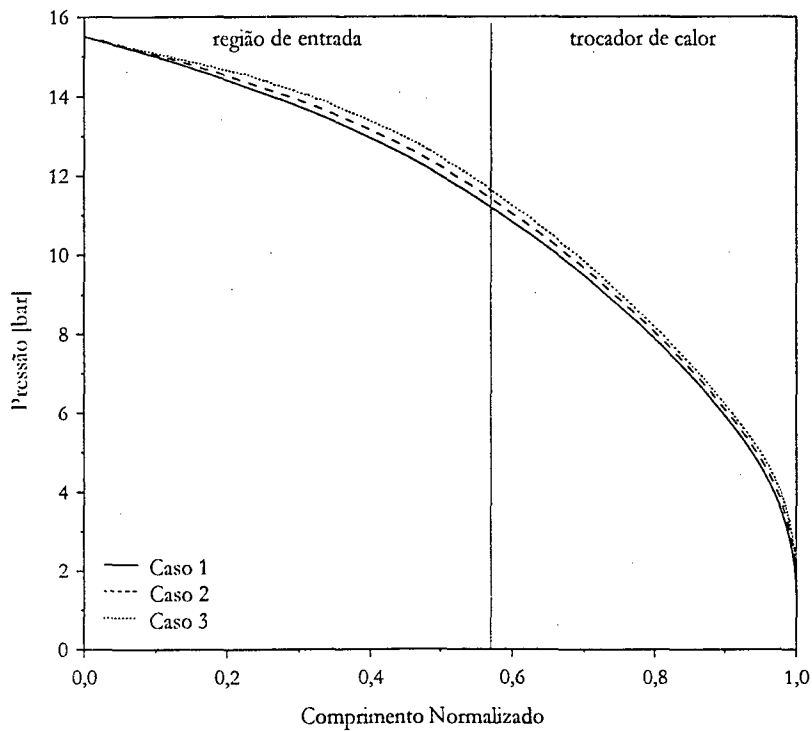


Figura 7.55 Perfis de pressão através de um tubo capilar não-adiabático.

Análise da Influência da Convecção Natural na Região de Entrada

Nas simulações anteriormente realizadas, considerou-se a região de entrada do tubo capilar como adiabática. Contudo, observa-se que há transferência de calor por convecção natural entre esta parte do tubo capilar e o ambiente externo, o que pode afetar o fluxo de massa através deste componente.

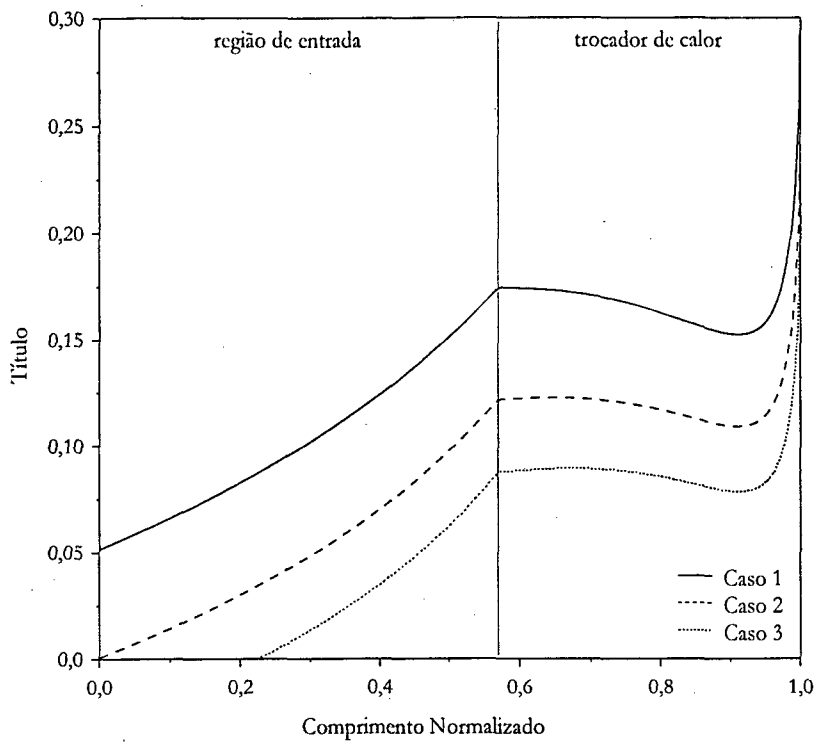


Figura 7.56 Variação do título ao longo de um tubo capilar não-adiabático.

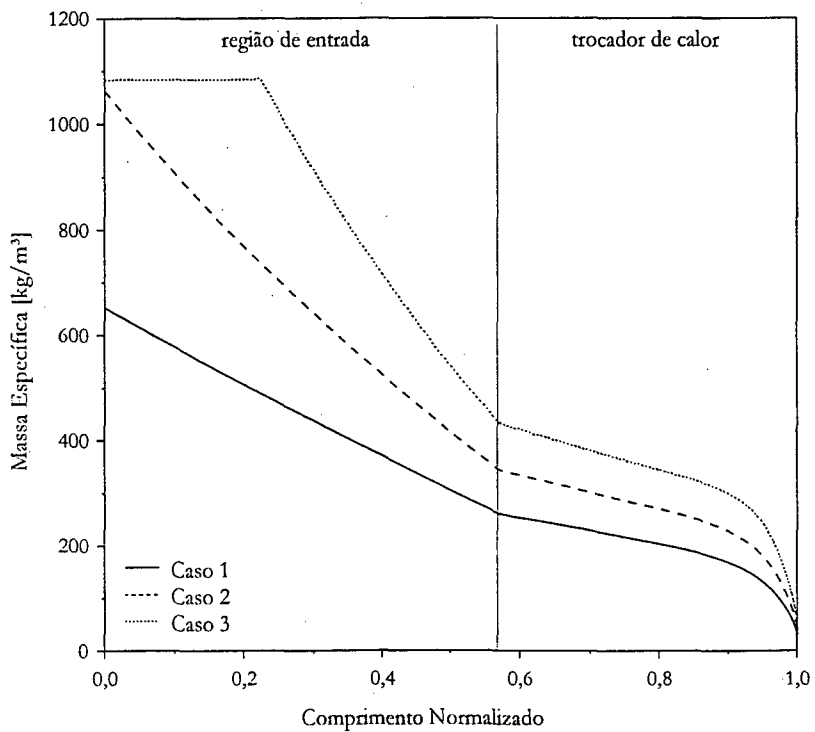


Figura 7.57 Variação da massa específica ao longo de um tubo capilar não-adiabático.

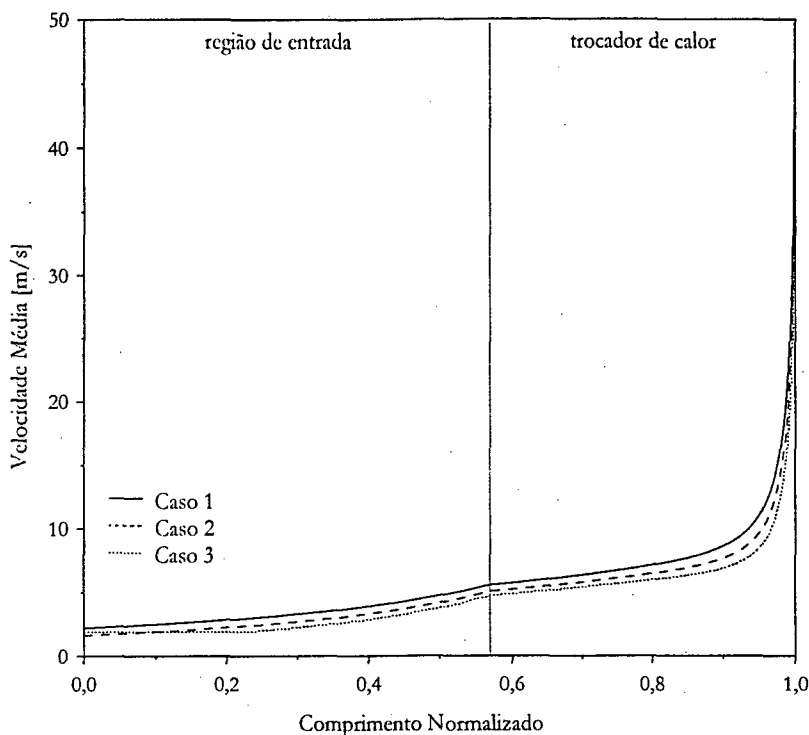


Figura 7.58 Variação da velocidade média ao longo de um tubo capilar não-adiabático.

Mezavila (1995) estudou o efeito da transferência de calor entre a linha de sucção e o ambiente externo, concluindo que há uma pequena implicação no fluxo de massa. Na situação em questão, a linha de sucção está externamente isolada, de modo que este efeito pôde ser desconsiderado. No entanto, nenhum estudo foi realizado no sentido de caracterizar o efeito da transmissão de calor na região de entrada, o qual será apresentado a seguir. Para tal, foram analisadas duas situações: uma com a região de entrada adiabática e outra com troca de calor por convecção natural. As simulações foram realizadas nas condições de operação descritas anteriormente para o caso 1, com uma malha computacional com 400 (100+300) volumes.

Na Tabela 7.12 são apresentados os resultados obtidos. Observa-se que a transferência de calor promove uma elevação de 5% (0,1kg/h) no fluxo de massa e uma redução de cerca de 5% no título na região de saída. Não se observou qualquer efeito significativo na pressão crítica e na temperatura na saída da linha de sucção. Nota-se ainda que o efeito combinado do título e do fluxo de massa proporcionam uma variação significativa na capacidade de refrigeração. Por exemplo, se o título na saída do evaporador for considerado igual à unidade, tem-se um aumento de aproximadamente 7% na capacidade de refrigeração.

Tabela 7.12 Resultados das simulações com a região de entrada adiabática e não-adiabática.

Região de Entrada	Adiabática	Convecção Natural	Diferença Absoluta	Diferença Relativa
Fluxo de Massa [kg/h]	1,865	1,954	+0,089	+4,77%
Pressão Crítica [bar]	1,288	1,289	+0,001	+0,07%
Título na Saída do Tubo Capilar [%]	30,48	29,12	-1,36	-4,46%
Temperatura na Saída da Linha de Sucção [°C]	36,70	36,53	-0,17	-0,46%

Os resultados podem ser melhor compreendidos com auxílio do diagrama *p-h* da Figura 7.59 e dos perfis de título da Figura 7.60. A Figura 7.59 mostra que a transferência de calor na região de entrada aumenta levemente a quantidade de líquido na entrada do trocador de calor, o que justifica tanto o aumento de fluxo de

massa como a redução do título na saída. A Figura 7.60 deixa evidente que a parcela de líquido no escoamento aumenta com o aumento da transferência de calor na região de entrada.

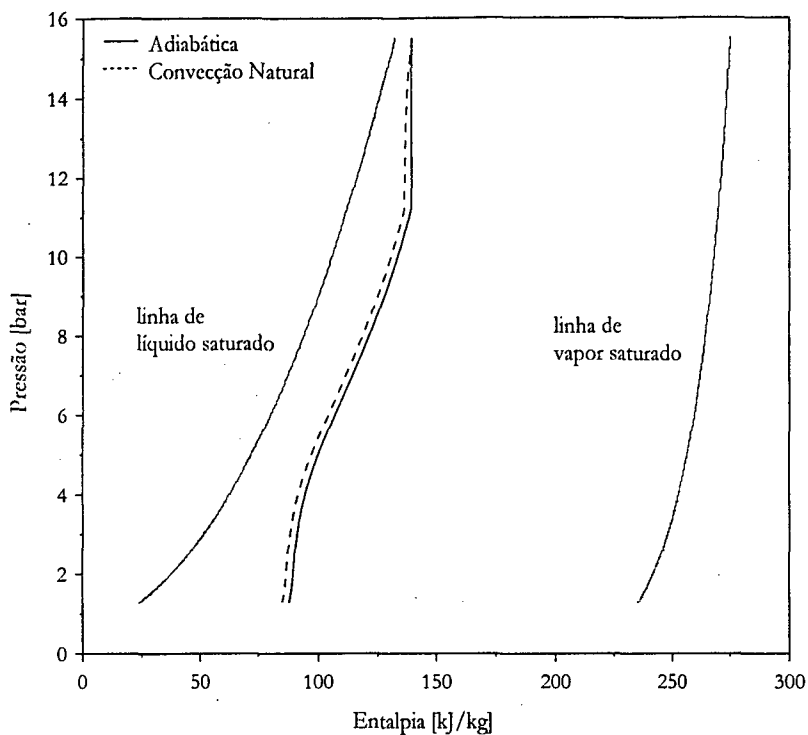


Figura 7.59 Comparação em diagrama $p-h$ dos casos com a região de entrada adiabática e não-adiabática.

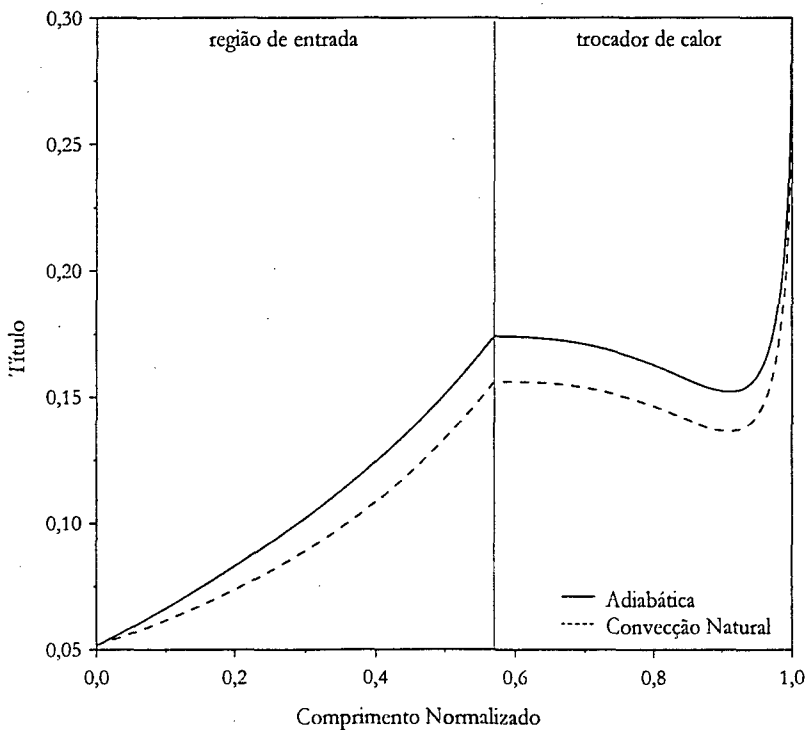


Figura 7.60 Variação do título ao longo do tubo capilar para a região de entrada adiabática e não-adiabática.

Análise da Influência da Admissão de Líquido na Linha de Sucção

Para analisar a influência da admissão de líquido na linha de sucção sobre o escoamento através de um tubo capilar não-adiabático foram comparadas seis situações distintas, com títulos na entrada da linha de sucção variando de 0,75 a 1,0, passo 0,05, nas condições de operação descritas anteriormente para o caso 1, ou seja, pressão de condensação de 15,53bar, pressão de evaporação de 1,29bar e título na entrada do tubo capilar de 0,051. A região de entrada foi considerada adiabática e utilizou-se uma malha computacional com 400 (100+300) volumes. Os resultados são apresentados na Tabela 7.13.

Nesta tabela, observa-se que a influência da admissão de líquido sobre o fluxo de massa, a pressão crítica e a temperatura na saída da linha de sucção é inócua. Contudo, a entrada de líquido na linha de sucção exerce uma forte influência sobre o título na saída do tubo capilar. Este fenômeno fica ainda mais evidente no diagrama *p-h* mostrado na Figura 7.61 para os casos com título na entrada da linha de sucção de 1,0, 0,95, 0,90 e 0,80.

Tabela 7.13 Resultados das simulações com admissão de líquido na linha de sucção.

Título na Entrada da Linha de Sucção	1,0	0,95	0,90	0,85	0,80	0,75
Fluxo de Massa [kg/h]	1,864	1,865	1,867	1,869	1,870	1,872
Pressão Crítica [bar]	1,279	1,281	1,282	1,283	1,284	1,287
Título na Saída do Tubo Capilar [%]	30,48	25,84	21,12	16,41	12,16	8,13
Temperatura na Saída da Linha de Sucção [°C]	36,70	36,70	36,62	36,52	36,48	36,34

A Figura 7.62 apresenta a variação do título ao longo do escoamento através do tubo capilar, no trecho final do capilar, para os casos com título na entrada da linha de sucção de 1,0, 0,95, 0,90 e 0,80. Observa-se que a admissão de líquido na linha de sucção influencia apenas a região final do tubo capilar (~2% do comprimento total), de modo que o fluxo de massa é pouco afetado. De fato, com a admissão de líquido na linha de sucção há uma forte transferência de calor do tubo capilar para o líquido, que acaba se evaporando rapidamente.

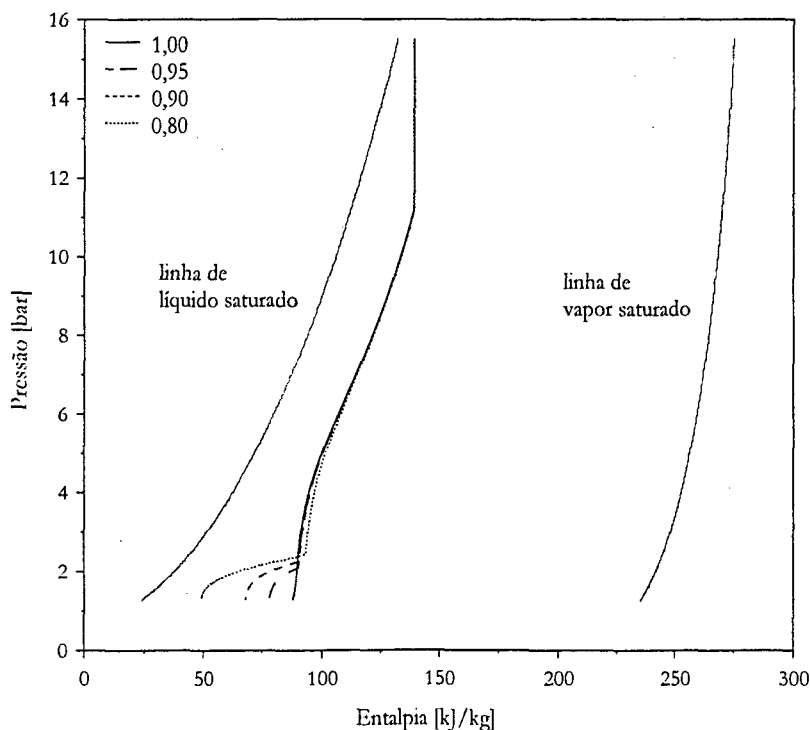


Figura 7.61 Diagrama *p-h* para casos com admissão de líquido na linha de sucção.

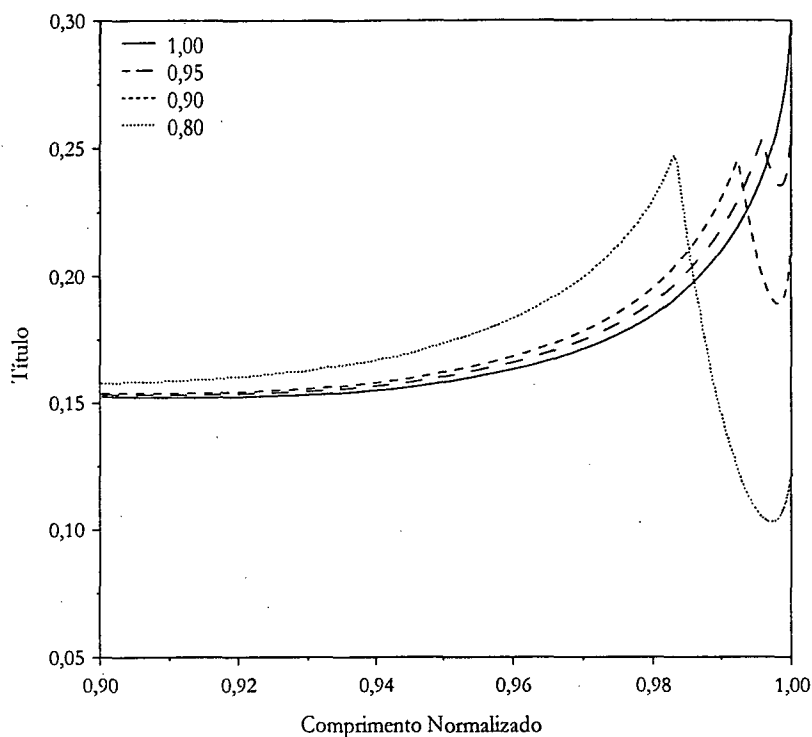


Figura 7.62 Variação do título ao longo do tubo capilar para os casos com admissão de líquido na linha de sucção.

Uma outra indicação de que o fenômeno ocorre localmente consiste na pequena influência exercida sobre a temperatura na saída da linha de sucção, como pode ser observado na Tabela 7.13. Se o título na entrada da linha de sucção fosse ainda menor, haveria influência sobre o fluxo de massa, evidentemente.

Análise da Influência da Malha Computacional

Como já mencionado, a malha computacional utilizada para o trocador de calor tubo capilar linha de sucção foi dividida em dois domínios: malha uniforme para a região de entrada e malha não uniforme para a região do trocador de calor, mais concentrada na região de saída do tubo capilar onde os gradientes são bastante elevados. Com o objetivo de verificar a independência entre a solução obtida e a malha computacional utilizada, diferentes malhas foram avaliadas nas condições de simulação descritas para o caso 1, ou seja, pressão de condensação de 15,53bar, pressão de evaporação de 1,29bar e título na entrada do capilar igual a 0,051. Foram testadas três malhas com 100 (20+80), 250 (50+200) e 400 (100+300) volumes, todas com um fator de concentração de 3,5. Na Tabela 7.14 são apresentadas as dimensões da malha da região de entrada (uniforme) e do último volume da malha do trocador de calor (não-uniforme).

Na Tabela 7.15 são então apresentados os resultados obtidos com as três malhas descritas. Observa-se que todas as malhas propiciaram praticamente os mesmos resultados. Observa-se também uma relação praticamente linear entre o tempo computacional e a malha empregada.

Tabela 7.14 Características das malhas computacionais avaliadas.

Malha	100	250	400
Número de volumes da região de entrada (adiabática)	20	50	100
Número de volumes na região não-adiabática	80	200	300
Dimensão do volume da malha uniforme [mm]	134,47	52,14	25,81
Dimensão do último volume [mm]	0,3243	0,1263	0,0837

Tabela 7.15 Resultados obtidos para as malhas computacionais avaliadas.

Malha	100	250	400
Fluxo de Massa [kg/h]	1,861	1,864	1.865
Pressão Crítica [bar]	1,290	1,287	1,288
Título na Saída do Tubo Capilar [%]	30,63	30,52	30,48
Temperatura na Saída da Linha de Sucção [°C]	36,77	36,71	36,70
Tempo Computacional [s]	5,9	15,7	23,7

A Figura 7.63 mostra a variação do título ao longo de um tubo capilar para as malhas consideradas e permite observar apenas uma pequena elevação no título para a malha de 100 volumes, sem que o cômputo do fluxo de massa seja comprometido (ver também a Tabela 7.15).

Desta análise, observa-se que a malha de 100 volumes representa satisfatoriamente o escoamento através do tubo capilar com um custo computacional bastante reduzido. Isto foi possível em virtude do uso de uma malha não uniforme para a região do trocador de calor. Se uma malha uniforme de 100 volumes fosse utilizada, os volumes possuiriam 4,5cm de comprimento, o que certamente não possibilitaria resultados tão satisfatórios. Por outro lado, se volumes de 1,0mm fossem utilizados (4500 volumes), como sugere Mezavila (1995), o tempo computacional se elevaria absurdamente, principalmente devido ao processo iterativo para cálculo das propriedades do escoamento em cada ponto do domínio.

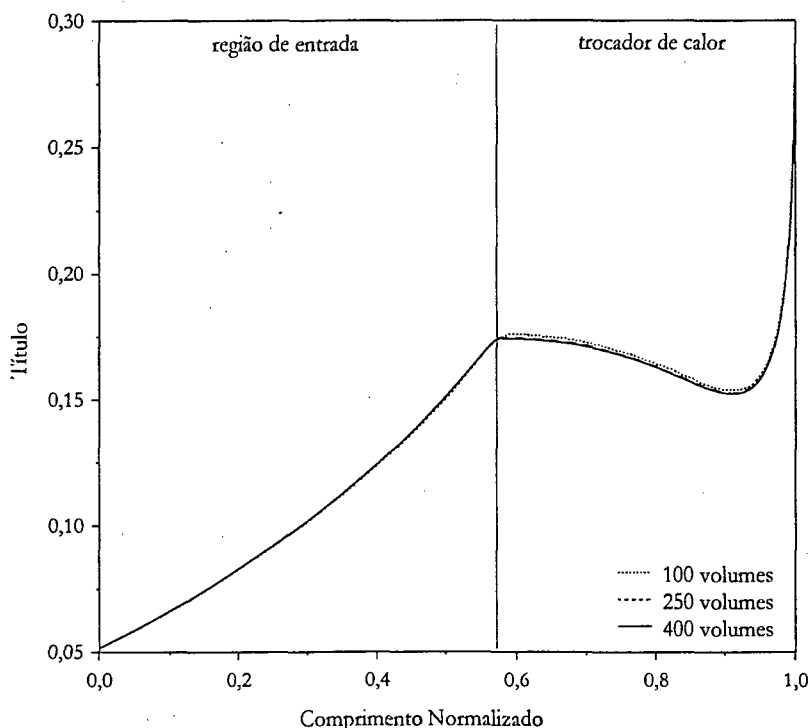


Figura 7.63 Comparação da variação espacial do título para as três malhas avaliadas.

7.2.4 Modelo do Compressor e do Trecho Adjacente da Linha de Sucção

A exemplo dos demais componentes, o modelo do compressor foi comparado com alguns resultados obtidos pelo programa SLIM (Klein, 1998) nas condições apresentadas na Tabela 7.16. Deve-se esclarecer que as condições de contorno necessárias (pressões na sucção e na descarga e temperatura do refrigerante na entrada do trecho da linha de sucção) foram obtidas do próprio programa SLIM para as três situações analisadas. Convém

ANÁLISE DE RESULTADOS

esclarecer que, nestas simulações, foi utilizada uma malha computacional de 200 volumes para o modelo do trecho da linha de sucção.

Os resultados obtidos através do modelo proposto são comparados na Tabela 7.17 com os resultados do programa SLIM. Pode-se observar que existe um razoável nível de concordância entre os fluxos de massa, as potências consumidas e as temperaturas do corpo previstas por ambos os modelos. Por outro lado, as temperaturas do refrigerante na sucção e na descarga do compressor apresentaram uma diferença significativa, superior a 10°C.

Tabela 7.16 Condições de contorno utilizadas na validação do modelo do compressor em regime permanente.

Condição de Contorno	Caso 1	Caso 2	Caso 3
Temperatura Ambiente [°C]	32,0	43,0	54,0
Pressão na Entrada [bar]	1,00	1,28	1,64
Pressão na Saída [bar]	11,80	15,53	20,05
Temperatura na Entrada [°C]	23,6	34,3	45,8

Para todas as situações avaliadas, o fluxo de massa calculado pelo modelo proposto é levemente superior ao estimado pelo programa SLIM, acontecendo o mesmo com a potência consumida. Isto pode ser explicado pela diferença da temperatura na sucção. Nota-se que a temperatura na sucção estimada pelo modelo proposto é cerca de 12°C inferior à temperatura estimada pelo programa SLIM. Logo, se a temperatura é menor, para uma mesma pressão, a massa específica é maior, o que aumenta tanto o fluxo de massa como a potência consumida.

Tabela 7.17 Comparação com resultados do programa SLIM.

Grandeza		Caso 1	Caso 2	Caso 3
Potência Consumida [W]	Modelo Proposto	77,8	84,4	93,2
	Programa SLIM	69,7	77,6	81,5
	Diferença Absoluta	+8,1	+6,8	+11,7
	Diferença Relativa [%]	+11,6	+8,8	+14,4
Fluxo de Massa [kg/h]	Modelo Proposto	1,56	1,89	2,36
	Programa SLIM	1,46	1,78	2,21
	Diferença Absoluta	+0,10	+0,11	+0,15
	Diferença Relativa [%]	+6,7	+6,2	+6,8
Temperatura do Refrigerante no Passador de Sucção [°C]	Modelo Proposto	33,0	43,1	53,8
	Programa SLIM	45,2	56,0	66,1
	Diferença Absoluta	-12,2	-12,9	-12,3
Temperatura na Descarga do Compressor [°C]	Modelo Proposto	86,1	98,8	112,7
	Programa SLIM	74,9	89,7	102,6
	Diferença Absoluta	+11,2	+9,1	+10,1
Temperatura do Corpo [°C]	Modelo Proposto	76,5	89,5	102,7
	Programa SLIM	77,6	89,9	99,2
	Diferença Absoluta	-1,1	-0,4	+3,5

Esta diferença entre as temperaturas na sucção deve-se aos diferentes métodos de solução empregados. Enquanto Klein (1998) utilizou um procedimento semi-analítico aproximado para integrar as equações diferenciais ordinárias, mantendo as propriedades constantes e assumindo valores médios para as temperaturas do tubo e do fluido, no modelo proposto, fez-se uso do método dos volumes finitos, de modo que as propriedades e a temperatura foram calculadas em cada ponto do domínio. Desta forma, acredita-se que os resultados estimados pelo presente modelo sejam mais realistas. Para corroborar esta afirmação, deve-se notar que, para o Caso 1, cuja temperatura ambiente é a mesma utilizada nos ensaios em calorímetro (32°C), a

temperatura na sucção ficou em torno de 33°C, que está bastante próximo dos valores obtidos nos experimentos apresentados no Capítulo 6 (36,8°C para o teste#8, de acordo com a Tabela 6.5).

Uma outra diferença significativa foi observada na temperatura de descarga. O presente modelo apresentou valores cerca de 10°C superiores aos calculados pelo programa SLIM. Isto deve possivelmente à superestimativa da taxa de transferência de calor para o refrigerante ao longo do tubo de descarga no modelo proposto, já que também não se observa uma boa concordância com os resultados experimentais (Tabela 6.5). Esta temperatura não é crítica para o compressor, já que não afeta o fluxo de massa e tampouco a potência consumida, mas exerce grande influência sobre o escoamento no condensador.

A Figura 7.64 mostra a distribuição de temperatura tanto para o refrigerante como para a parede do trecho da linha de sucção, nas três situações avaliadas. Em todos os casos observa-se que o refrigerante se aquece praticamente até a temperatura ambiente à medida que se aproxima do compressor. A temperatura do tubo, por sua vez, sofre uma redução significativa à medida que se afasta do compressor, estabelecendo-se num nível bastante próximo da temperatura do refrigerante. Os perfis são similares, porém em diferentes níveis de temperatura.

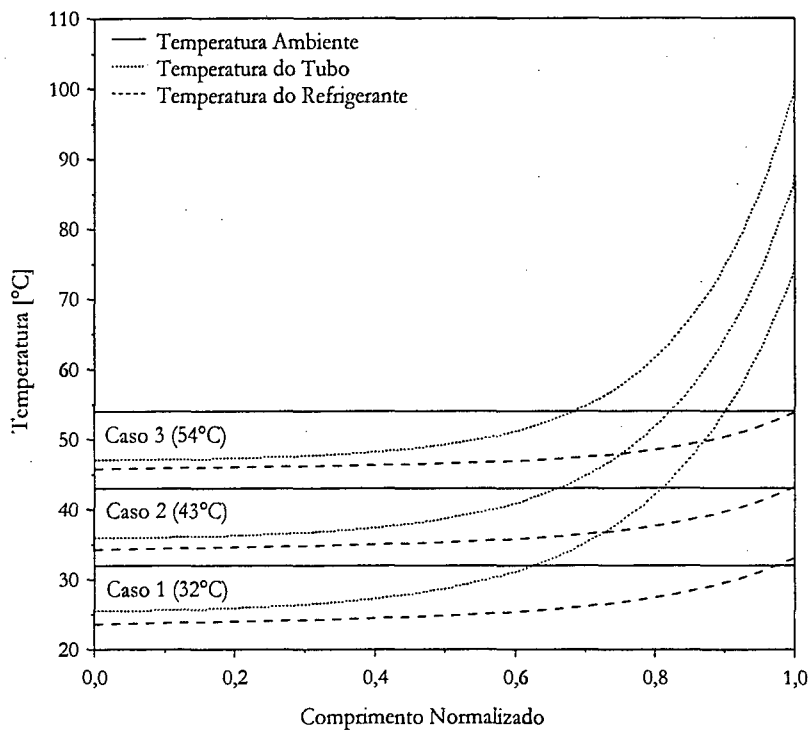


Figura 7.64 Perfis de temperatura no trecho adjacente da linha de sucção para os casos avaliados.

A Figura 7.65 mostra uma comparação entre duas malhas computacionais com 50 e 200 volumes nas condições do caso 2 (ver Tabela 7.16). Nota-se que a malha exerce uma pequena influência sobre a temperatura do tubo, mais intensa nas regiões próximas ao compressor. Entretanto, o seu efeito sobre a temperatura do refrigerante é pouco significativo. Esta comparação foi realizada para justificar o uso de uma malha menos refinada nas simulações transientes, com o objetivo de reduzir o tempo computacional

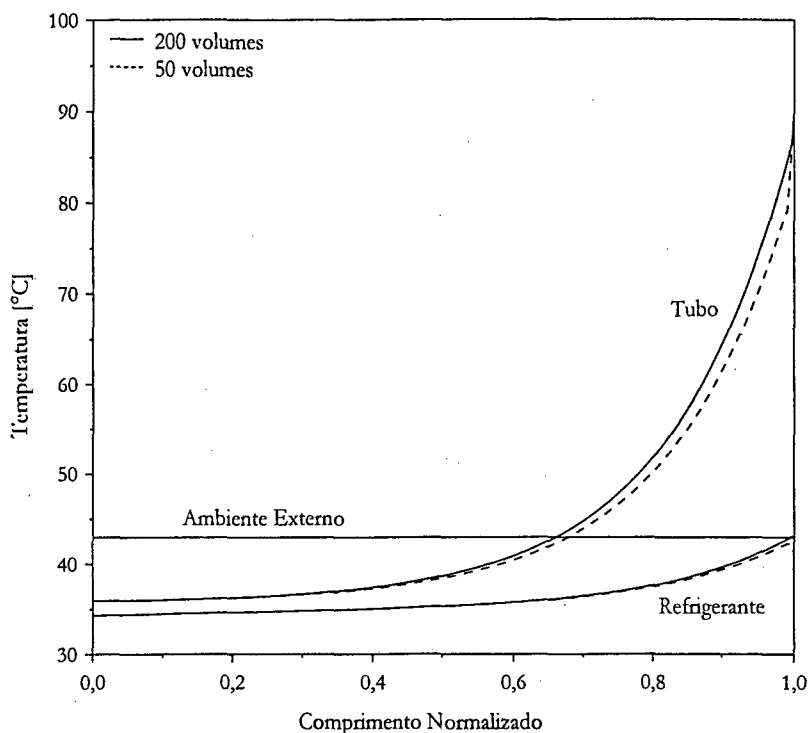


Figura 7.65 Perfis de temperatura no trecho adjacente da linha de sucção para malhas com 50 e 200 volumes.

7.3 ANÁLISE INDIVIDUAL DOS COMPONENTES EM REGIME TRANSIENTE

7.3.1 Condições Iniciais e de Contorno

Nesta seção, os modelos individuais dos componentes são analisados para a condição transiente de operação. Para tal, foram realizadas simulações com condições de contorno impostas, geradas com base nos resultados de Klein (1998), para o regime permanente, e nos resultados dos ensaios de *pull-down*, apresentados no capítulo anterior. Por este motivo, foram realizadas apenas simulações referentes ao regime transiente de partida.

Deve-se notar que mesmo não sendo reais, as condições de contorno impostas permitem a avaliação qualitativa do comportamento físico dos modelos, além da análise da viabilidade da sua solução.

De um modo geral, as condições de contorno utilizadas podem ser representadas matematicamente através da seguinte equação:

$$x = x' + (x^o - x') \cdot e^{-at} \quad (7.1)$$

onde x^o corresponde ao valor inicial da variável, calculado em função da pressão de equalização e da temperatura ambiente; x' indica o valor final da variável em regime permanente; e a é o coeficiente temporal. Nota-se que a função é crescente para $x^o < x'$ e decrescente para $x^o > x'$, apresentando um comportamento assintótico em relação a x' , como pode ser observado na Figura 7.66.

As condições iniciais utilizadas nestas simulações são definidas pela temperatura ambiente de 43°C e pressão de equalização de 4,9bar, o que corresponde à carga de 81g de refrigerante com 265ml de óleo no sistema. Em todas as simulações transientes utilizou-se um incremento de tempo (*time-step*) variável com o tempo, sendo igual a 0,1s durante os primeiros 10 segundos, passando então para 1,0s até que a condição de regime permanente fosse obtida.

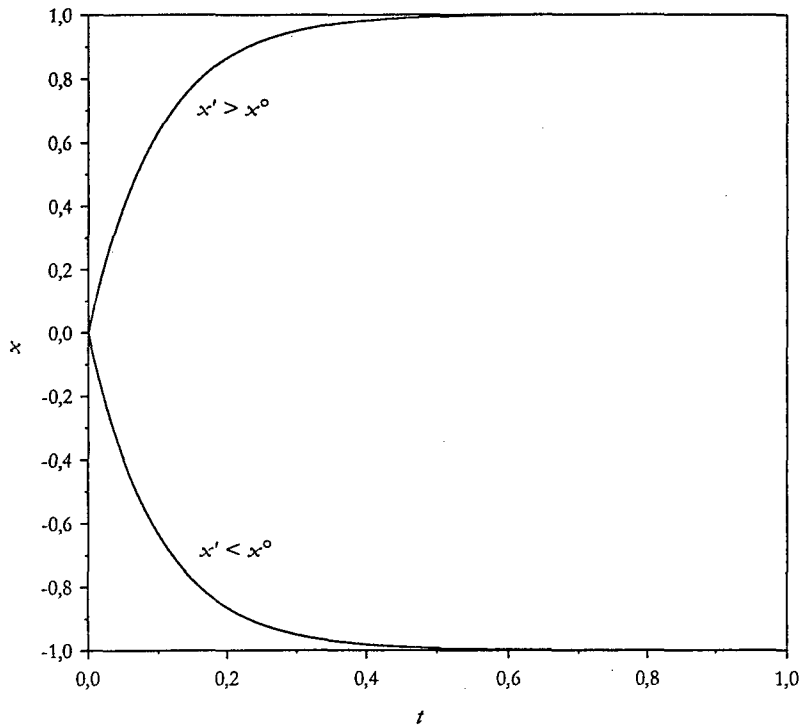


Figura 7.66 Comportamento da função genérica para as condições de contorno impostas ($x^o=0$, $x^2=\pm 1$, $a=10$).

7.3.2 Modelo do Condensador

As condições de contorno utilizadas na simulação do condensador podem ser representadas por:

$$\begin{cases} \dot{m}_e = 1,78 + (9 - 1,78) \cdot e^{-t/5} \\ \dot{m}_s = 1,78 \cdot (1 - e^{-t/2}) \\ T_{ref,t} = 89,7 + (T_{amb} - 89,7) \cdot e^{-t/10} \end{cases} \quad (7.2)$$

onde o tempo é dado em [s], o fluxo de massa em [kg/h] e a temperatura em [°C].

Deve-se notar que optou-se pelo cálculo iterativo da pressão na entrada através da condição de fluxo prescrito na entrada deste componente. Salienta-se também que a condição de fluxo de calor nulo foi utilizada tanto na região de entrada como na de saída, já que a convecção nos lados interno e externo é dominante em relação à condução de calor no tubo.

As Figuras 7.67 e 7.68 mostram respectivamente a variação temporal dos fluxos de massa na entrada e na saída e da temperatura do refrigerante na entrada do condensador, de acordo com a equação (7.2). Convém observar que, segundo as condições de contorno impostas, os fluxos de massa entram em regime permanente nos primeiros 30 segundos de operação (ver Figura 7.67), e a temperatura do refrigerante na entrada em aproximadamente 75 segundos (ver Figura 7.68).

Observa-se ainda que, nestas simulações, fez-se uso de uma malha computacional de 180 volumes, o que equivale a volumes com 50mm de comprimento. Como pôde ser observado no início do capítulo, soluções independentes da malha foram obtidas, no regime permanente, para este grau de refino. Por simplicidade, o modelo homogêneo de fração de vazio foi utilizado.

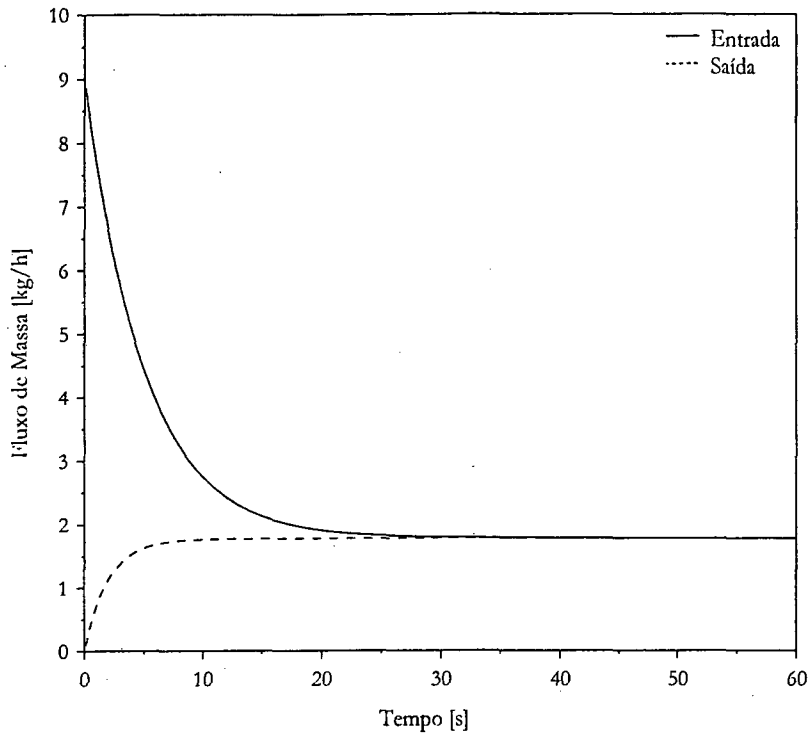


Figura 7.67 Fluxos de massa prescritos na entrada e na saída do condensador.

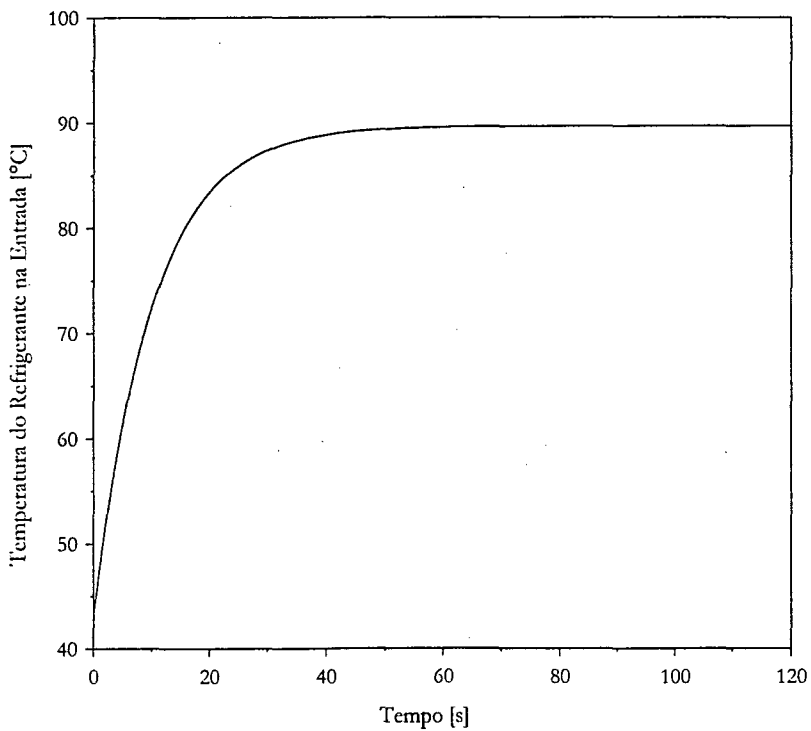


Figura 7.68 Temperatura do refrigerante prescrita na entrada do condensador.

A Figura 7.69 mostra a variação transiente das pressões na entrada e na saída do condensador. Como a pressão de condensação depende não só da massa de refrigerante mas também da taxa de remoção de calor neste componente, a pressão continua variando até que seja obtida a condição de equilíbrio térmico entre o fluido, o tubo e o ambiente, mesmo que a massa de refrigerante não mais varie. Nesta figura também é possível observar que a pressão de condensação cresce de 4,9bar (condição inicial) até cerca de 11,4bar em poucos segundos,

passando então a crescer a taxas menores até a condição de regime permanente. Esta mudança na inclinação da taxa de crescimento da pressão com o tempo está relacionada com o início do processo de condensação. Deve-se notar que a pressão de 11,4bar está bastante próxima da pressão de saturação correspondente à temperatura ambiente de 43°C (11,1bar), que nos primeiros instantes é igual a temperatura da parede devido à capacidade térmica do condensador.

Ainda na Figura 7.69 observa-se que a pressão de condensação cresce continuamente até atingir a condição de regime permanente. Evidências experimentais apresentadas no capítulo anterior mostram, entretanto, que em sistemas de refrigeração com condensação por convecção natural, a pressão de condensação cresce nos instantes iniciais até um valor de pico para, então, decrescer gradualmente até a condição de regime permanente. O comportamento aparentemente anômalo deve-se às condições de contorno impostas ao problema, já que numa condição real, os fluxos de massa não apresentam o comportamento assintótico descrito na Figura 7.67.

A Figura 7.70 apresenta a variação transiente da perda de carga no condensador. Nos instantes iniciais, quando os fluxos de massa são mais elevados e só há vapor escoando, as perdas de carga são mais significativas*. Após alguns instantes, com o início da condensação, a massa específica da mistura aumenta, mas a viscosidade (e o fator de atrito) também aumentam. O que se observa é que, apesar da redução contínua do fluxo de massa e a elevação da massa específica, a perda de carga volta a crescer, possivelmente devido ao aumento do atrito. Após mais alguns instantes, a viscosidade não mais se altera, de modo que a perda de carga volta a decrescer até a condição de regime permanente.

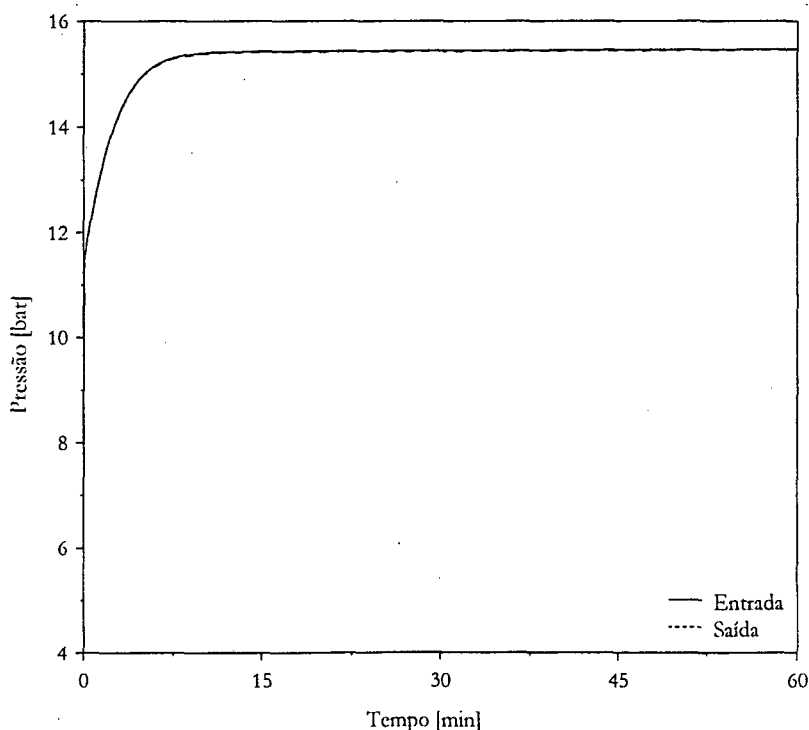


Figura 7.69 Variação transiente das pressões na entrada e na saída do condensador.

* Deve-se lembrar que a massa específica do vapor é significativamente menor que a do líquido e que a perda de carga é diretamente proporcional ao quadrado do fluxo de massa e inversamente proporcional à massa específica.

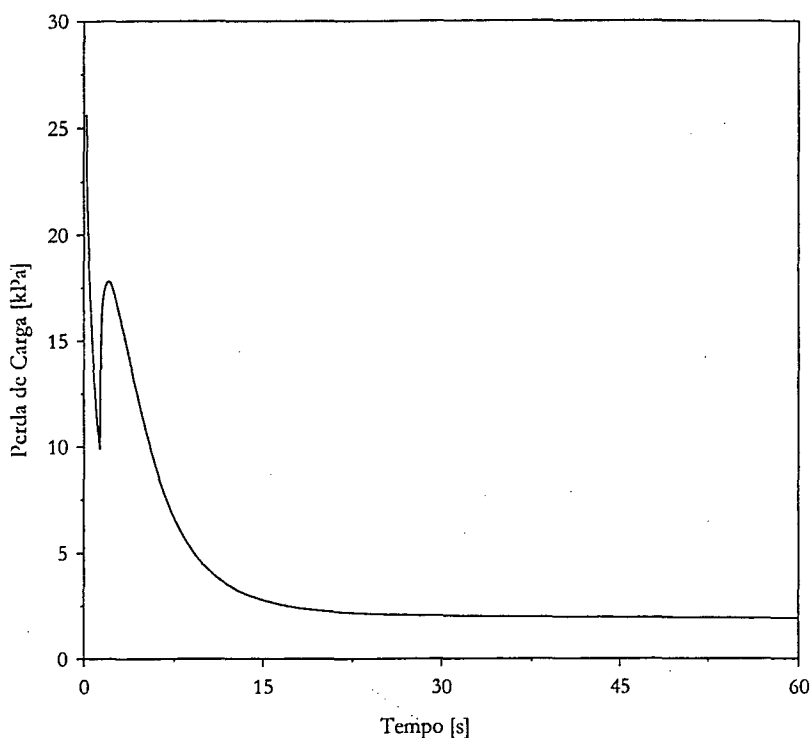


Figura 7.70 Variação transiente das perdas de carga ao longo do condensador.

A Figura 7.71 mostra a variação transiente da taxa de transferência de calor entre o refrigerante e o tubo (interna) e entre o tubo e o ar (externa). Nota-se que a taxa interna apresenta um pico nos instantes iniciais, o que se deve ao elevado fluxo de massa, decrescendo abruptamente até aproximadamente 100W, quando passa a decair mais lentamente, pois o fluxo de massa não mais varia. A taxa externa, por sua vez, cresce gradativamente até a condição de regime permanente, já que depende da elevação da temperatura do condensador e, conseqüentemente, da sua inércia térmica. No regime permanente, como é evidente, as taxas interna e externa são iguais.

A Figura 7.72 mostra a distribuição da temperatura do refrigerante para diversos instantes de tempo. Nesta figura, observa-se apenas as regiões de superaquecimento, com elevado gradiente de temperatura, e de saturação, com temperatura praticamente constante. Em nenhum instante de tempo observou-se a existência de uma região de líquido sub-resfriado, mesmo que momentaneamente.

Nota-se ainda na Figura 7.72 que a fronteira de saturação migra em direção a saída do condensador à medida que o tempo aumenta. Isto ocorre devido à admissão de vapor cada vez mais quente, já que a temperatura na entrada aumenta com o tempo (condição de contorno). Desta forma, a quantidade de calor a ser removida do refrigerante para que a condensação tenha início é maior, de modo que o vapor superaquecido passa a ocupar um comprimento cada vez maior do condensador, até a condição de equilíbrio. Assim, o que se observa é a diminuição do comprimento da região de saturação ao longo do tempo. Como é evidente, à medida que o tempo aumenta, a temperatura também aumenta, já que o refrigerante que entra no condensador está cada vez mais quente.

Observa-se também que a inflexão no perfil de temperatura provocada pelas diferentes taxas de transferência de calor na linha de descarga e na região aletada não é observada nos instantes iniciais, quando os termos transientes são significativos. Após alguns instantes (1min), os termos transientes são mais atenuados e a

inflexão aparece. Nota-se também que os perfis para os instantes 5min e 30min já estão bastante próximos. A partir de 30min, os perfis de temperatura praticamente não variam.

Uma característica interessante desta figura consiste no escoamento de refrigerante no instante de 1s, quando há apenas vapor superaquecido circulando. Neste instante, observa-se um re-aquecimento do refrigerante à medida que este se aproxima da região de saída.

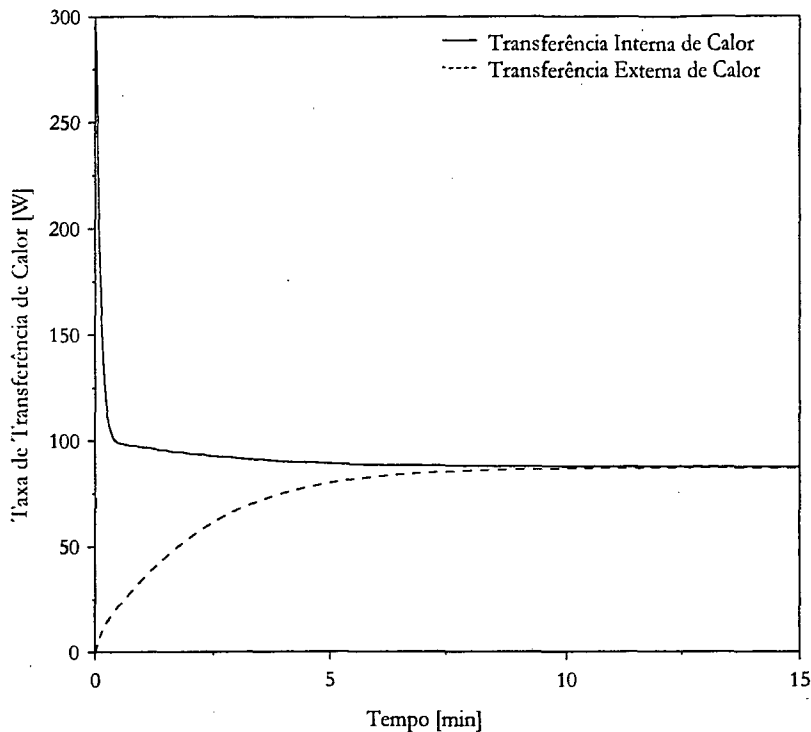


Figura 7.71 Variação transiente das taxas de transferência de calor no condensador.

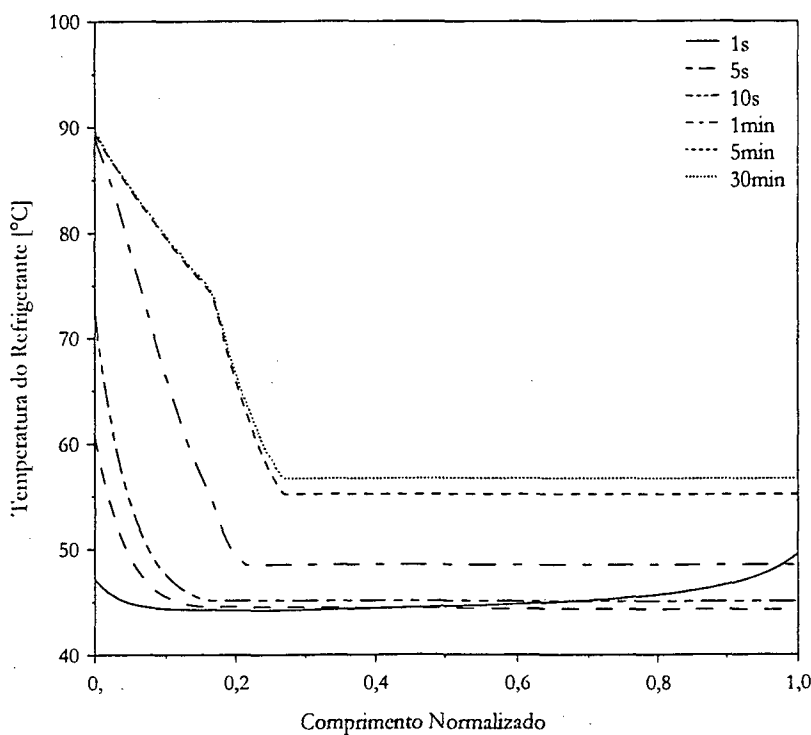


Figura 7.72 Variação da temperatura do refrigerante ao longo do condensador para diversos instantes de tempo.

Este comportamento também foi observado por Xu (1996), que o associou com a variação da energia cinética do refrigerante. Xu (1996) afirmou que, à medida que o fluido sofre uma desaceleração (Figura 7.78), sua energia cinética é transformada em energia térmica, de modo que o refrigerante sofre um aumento de temperatura. Esta explicação, entretanto, não é consistente, visto que a variação da energia cinética é insignificante quando comparada com as variações de entalpia e energia interna específica (Figuras 7.73 e 7.74).

Uma possível explicação para este fenômeno consiste no atraso do transporte de energia associada com a massa que entra no condensador. Observa-se que nos instantes iniciais, uma grande quantidade de massa entra no condensador, carregando consigo uma determinada quantidade de energia. Com o aumento da massa no condensador, há elevação da pressão. No entanto, a velocidade do refrigerante nos instantes iniciais não é suficientemente grande, de modo que o refrigerante que entrou no condensador ainda está próximo da região de entrada. Assim, tanto a quantidade de movimento como a energia transportada pela massa de refrigerante ficam concentradas na região de entrada. Contudo, como a pressão se elevou e uma certa quantidade de refrigerante escoou através do tubo capilar (imposição da condição de contorno), há uma redução da quantidade de refrigerante na região de saída. Assim, com o aumento da pressão e a redução da massa específica, a temperatura do refrigerante aumenta. Este fenômeno não está relacionado com o trabalho de fluxo, mas com o aumento da energia interna, como pode ser observado na Figura 7.73 para os instantes 1s e 5s.

Na Figura 7.73 são apresentados os perfis de entalpia específica, energia interna específica e trabalho de fluxo ($w=v.p$) para os instantes 1s e 5s. No instante 1s, nota-se que os perfis de entalpia e energia interna são similares e que o trabalho de fluxo praticamente não varia.

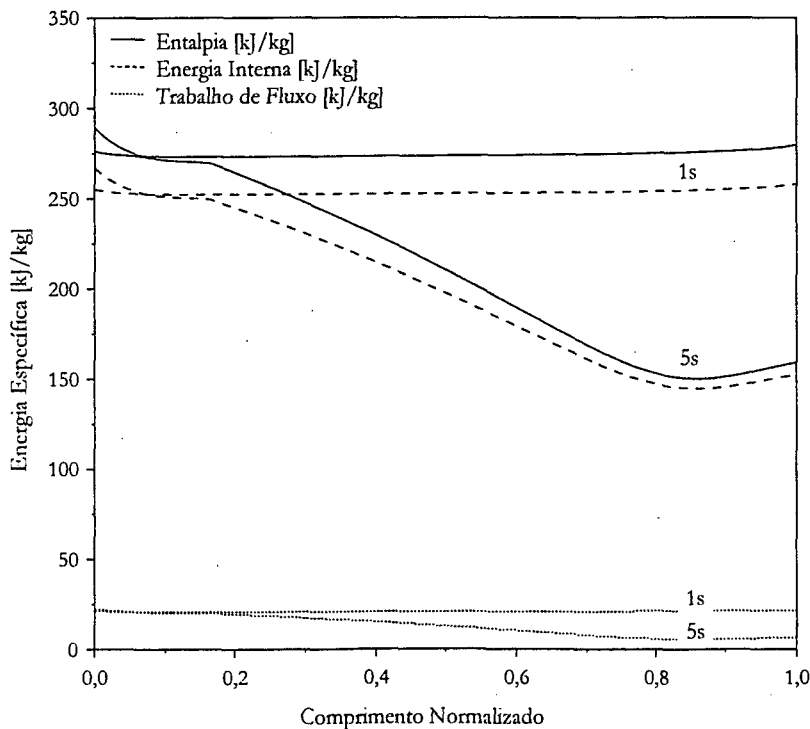


Figura 7.73 Variação da energia específica ao longo do condensador nos instantes 1,0 e 5,0s.

Este comportamento corrobora a afirmação anterior de que o efeito do trabalho sobre o aumento da temperatura (ou da energia interna) é pouco significativo. Para o instante 5s, observa-se o surgimento do fenômeno de re-aquecimento próximo à região de saída. Neste caso, o trabalho também aumenta, mas sua

magnitude ainda é pequena. O ponto de mínima energia interna específica ocorre próximo à saída, como esperado, já que neste instante o efeito da massa de refrigerante que entrou no condensador nos instantes anteriores já se refletiu nesta região.

A Figura 7.74 apresenta a variação da energia cinética específica ao longo do condensador para os instantes de tempo de 1s e 5s. Nota-se que sua magnitude é da ordem de 10^{-2} kJ/kg, enquanto a ordem de grandeza da entalpia ou da energia interna é de 10^2 kJ/kg. Esta observação permite concluir que o efeito da variação da energia cinética é insignificante sobre o fenômeno de re-aquecimento do refrigerante. Isto, sem dúvida, derruba a hipótese de Xu (1996).

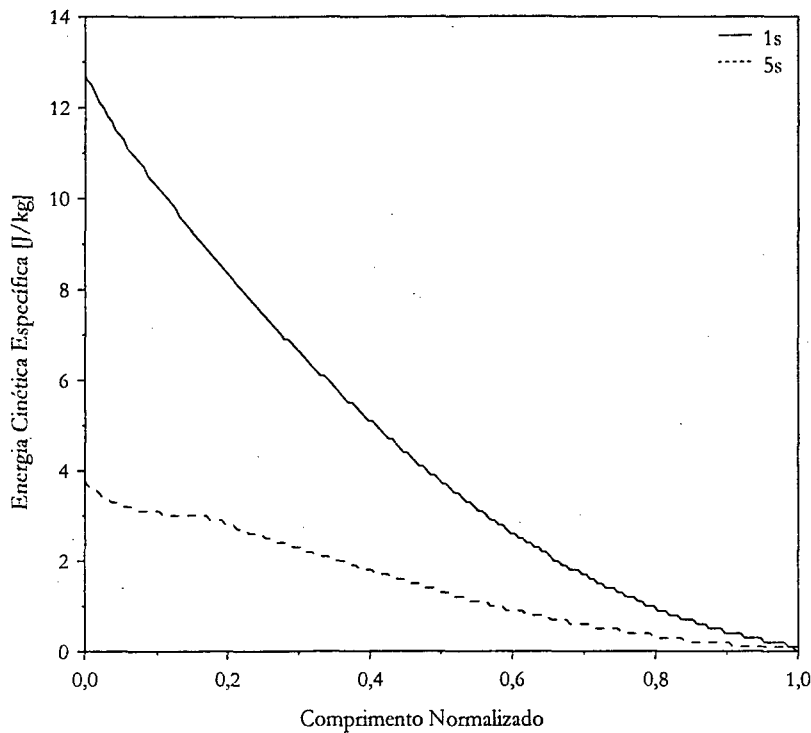


Figura 7.74 Variação da energia cinética ao longo do condensador nos instantes 1,0s e 5,0s.

A Figura 7.75 apresenta a distribuição de entalpia específica do refrigerante para diversos instantes de tempo. A variação da entalpia nos instantes iniciais segue o comportamento já comentado, enquanto que na saturação o comportamento é sempre o mesmo.

A Figura 7.76 mostra a variação do fluxo de massa ao longo do condensador para vários instantes de tempo. Nos primeiros instantes, a variação de fluxo de massa é bastante acentuada, originando um acúmulo de massa no condensador e proporcionando um rápido aumento da pressão. Nota-se que no instante 1s, com a presença apenas de vapor superaquecido, o fluxo de massa apresenta um comportamento praticamente linear. Após alguns instantes, com o início do processo de condensação e conseqüente formação de líquido, ocorre um maior acúmulo de massa na saída do condensador, fazendo com que a velocidade decresça para conservar a massa (ver Figuras 7.77 e 7.78). No instante 5s observa-se um aumento no fluxo de massa até um ponto de máximo, quando este passa a decair a taxas elevadas até a condição de saída. Uma possível justificativa para este comportamento consiste na variação temporal da massa específica devido à admissão de vapor a uma temperatura mais elevada. Com a redução da massa específica, o fluxo de massa aumenta até o pico observado. À medida que se aproxima da região de saída, contudo, o refrigerante tem sua massa específica reduzida, o que

implica numa redução do fluxo de massa até o bordo de saída do condensador. Nos instantes de 10 e 15s, observa-se que a taxa de transporte de massa pela fronteira dos volumes finitos é constantemente reduzida desde a entrada até a saída do condensador. No instante 10s, contudo, a redução na região de saída é mais abrupta devido à maior quantidade de massa presente nesta região. Para tempos mais elevados, superiores a 1min, observa-se que a variação espacial do fluxo de massa deixa de existir, caracterizando o regime permanente.

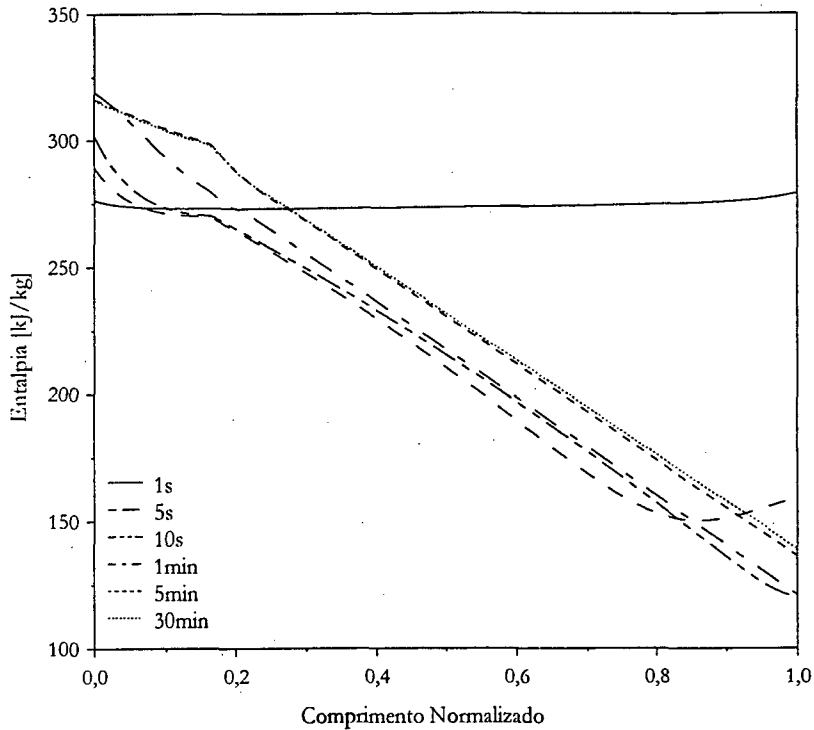


Figura 7.75 Variação de entalpia ao longo do condensador para diversos instantes de tempo.

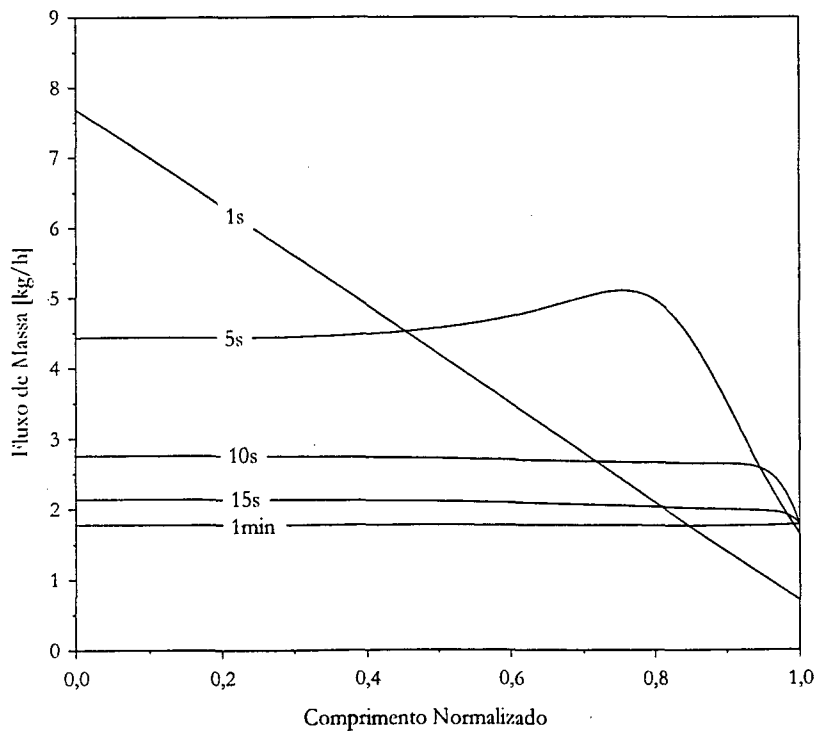


Figura 7.76 Variação do fluxo de massa ao longo do condensador para diversos instantes de tempo.

A Figura 7.77 mostra a distribuição de massa específica ao longo do condensador em diversos instantes de tempo. Nos instantes iniciais, a distribuição de massa é praticamente constante. Com o início da condensação e conseqüente formação de líquido, a massa tende a aumentar, acumulando-se na região de saída do condensador. Com a evolução temporal da pressão, a distribuição de massa específica também sofre variação, devido à variação da diferença entre os fluxos de massa na entrada e na saída do condensador. A distribuição da massa específica está relacionada com a taxa de transferência de calor nas diversas regiões do condensador. Nota-se ainda, nesta figura, que a massa específica na saída do condensador cresce continuamente até o instante 1min, passando a decrescer até o condição de regime permanente.

Deve-se observar que a diminuição da quantidade de refrigerante na região de saída não implica numa redução na massa total de refrigerante no interior do condensador, a qual cresce continuamente até a condição de regime permanente. A redução da massa na região de saída está associada a uma re-distribuição da massa de refrigerante ao condensador devido às diferentes taxas de transferência de calor neste componente.

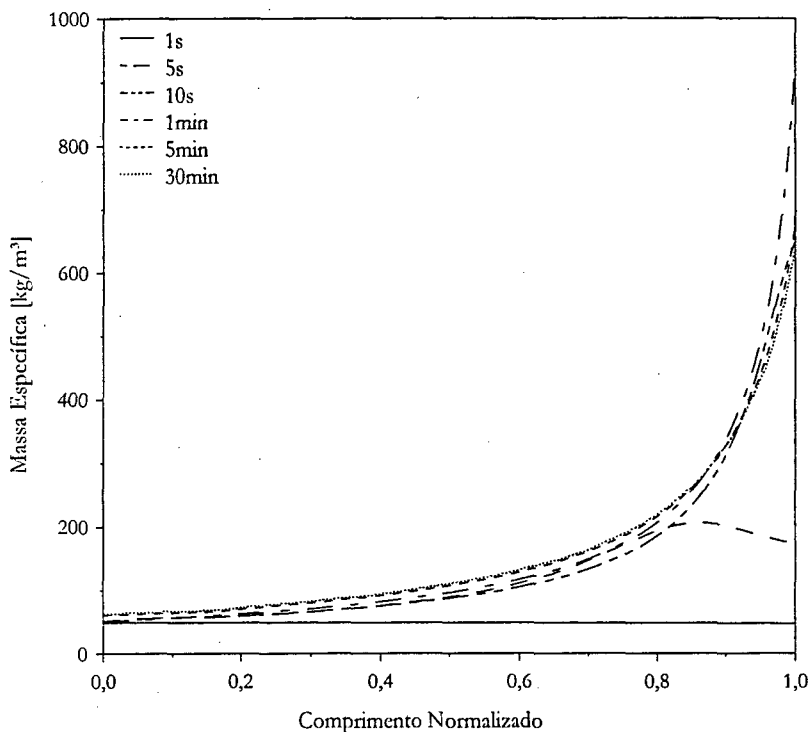


Figura 7.77 Distribuição de massa específica ao longo do condensador em diversos instantes de tempo.

A Figura 7.78 mostra os perfis de velocidade ao longo do condensador para diversos instantes de tempo. Nos instantes iniciais, nota-se que a velocidade varia de forma praticamente linear, já que há apenas vapor escoando. Para tempos maiores, nota-se que a velocidade decresce com taxas cada vez menores, já que há aumento da massa específica devido à condensação do refrigerante. Nestes perfis, pode-se observar uma inflexão devido ao início da saturação. Também observa-se que a variação da velocidade na região de escoamento bifásico é linear devido à adoção do modelo homogêneo de fração de vazio.

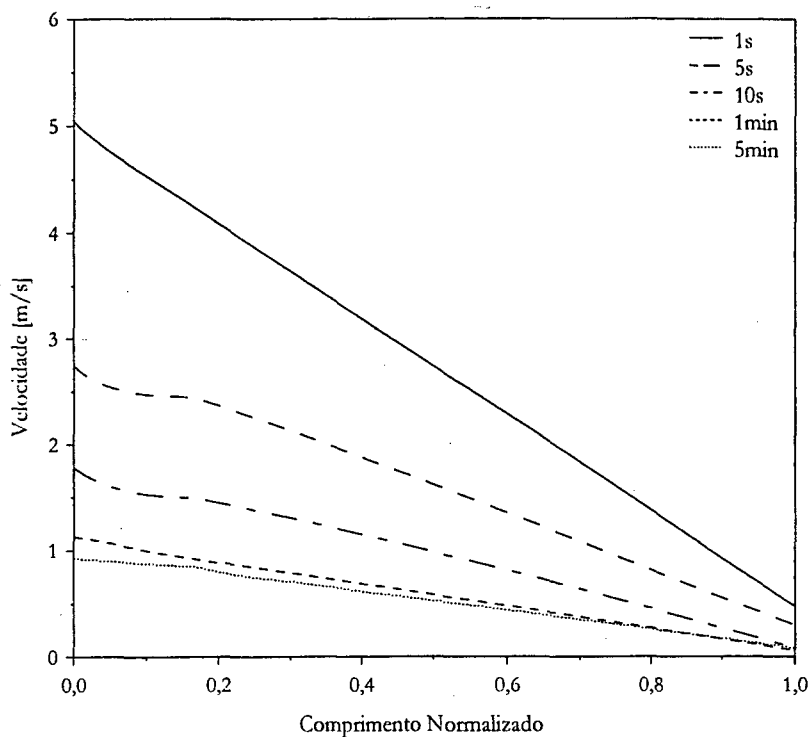


Figura 7.78 Distribuição de velocidade ao longo do condensador em diversos instantes de tempo.

7.3.3 Modelos do Evaporador e do Gabinete

Para simular o modelo do evaporador fez-se uso das seguintes condições de contorno:

$$\begin{cases} \dot{m}_e = 1,78 \cdot (1 - e^{-t/5}) \\ p_e = 1,29 + (p^\circ - 1,29) \cdot e^{-t/10} \\ \hat{h}_e = \frac{h - h_l}{h_v - h_l} = 0,31 + (\hat{h}^\circ - 0,31) \cdot e^{-t/15} \end{cases} \quad (7.3)$$

onde o tempo é dado em [s], o fluxo de massa em [kg/h], a pressão em [bar] e \hat{h} representa a entalpia normalizada. Deve-se notar que na região bifásica ($0 \leq \hat{h} \leq 1$), a entalpia normalizada é igual ao título. Na região de superaquecimento, contudo, este parâmetro não possui significado físico. As entalpias do líquido e do vapor saturado são, evidentemente, calculadas em função da pressão na entrada.

A variação temporal das condições de contorno descritas na equação (7.3) para fluxo de massa, pressão e entalpia do refrigerante prescritos na entrada do evaporador são apresentadas respectivamente nas Figuras 7.79 a 7.81. Convém observar que, segundo as condições de contorno impostas, o fluxo de massa entra em regime permanente após 30 segundos de operação, a pressão em aproximadamente 90 segundos e a entalpia normalizada após 120 segundos. Deve-se ainda salientar que uma malha computacional com 20 volumes foi utilizada na solução das paredes do gabinete e que o modelo homogêneo de fração de vazio foi empregado.

A Figura 7.79 também mostra os resultados obtidos para o fluxo de massa na saída do evaporador em cada instante de tempo. Nota-se que o fluxo de massa na saída tem um crescimento significativo logo nos primeiros instantes, o que está relacionado à redução da pressão de evaporação. Assim, o fluxo de massa na saída

crece até um máximo, passando a decrescer mais lentamente até o valor de regime permanente. Isto ocorre devido à redução da quantidade de massa no evaporador.

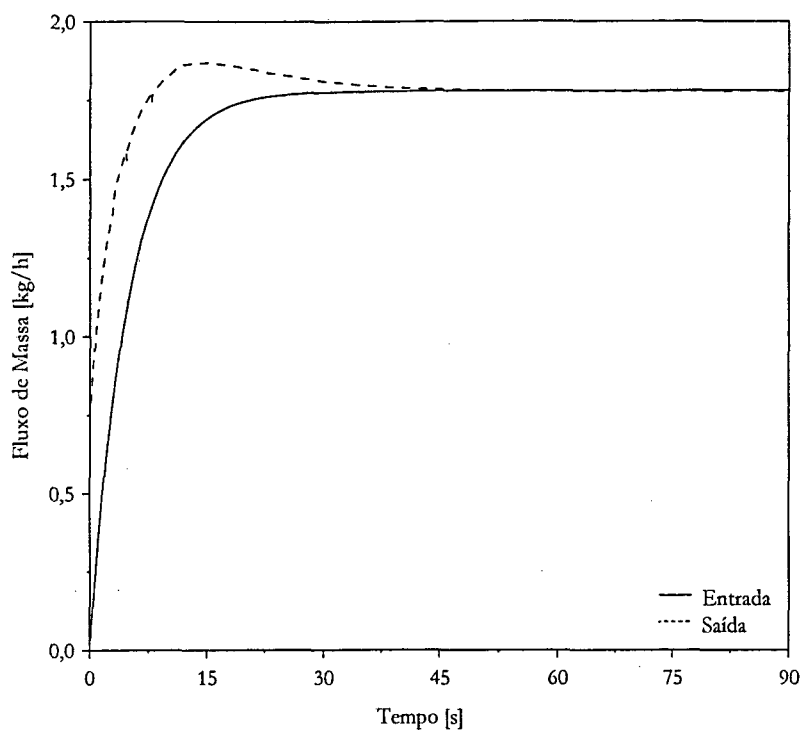


Figura 7.79 Variação transiente dos fluxos de massa na entrada e na saída do evaporador.

A Figura 7.80 mostra também a estimativa do modelo para a pressão do refrigerante na saída do evaporador. Como pode ser observado, a pressão na saída apresenta o mesmo comportamento da pressão na entrada, assumindo valores levemente inferiores devido à perda de carga neste componente (ver Figura 7.82).

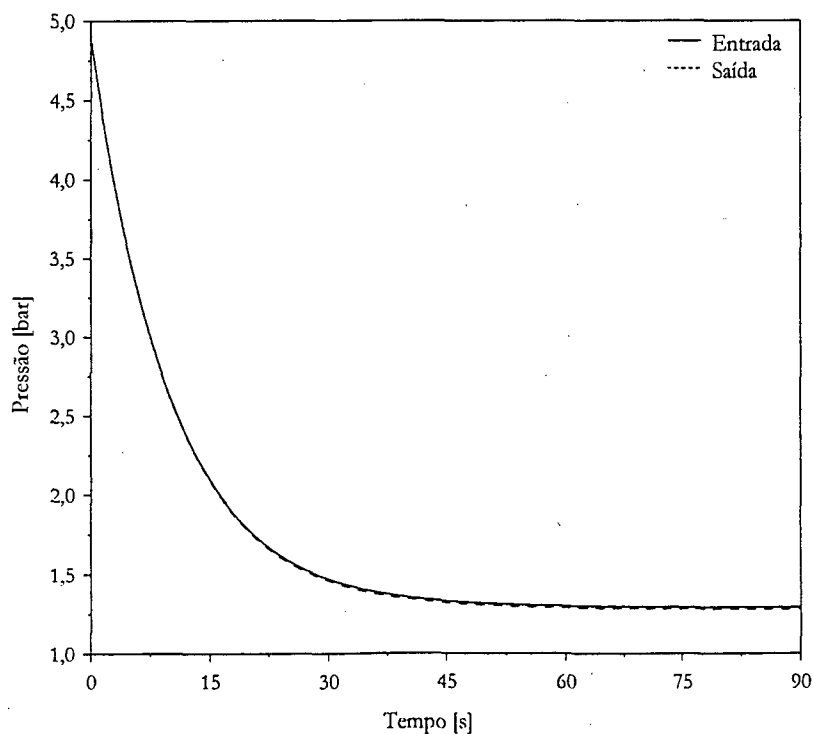


Figura 7.80 Variação transiente das pressões na entrada e na saída do evaporador.

Na Figura 7.81 pode-se observar também a entalpia normalizada na região de saída do evaporador, estimada pelo modelo proposto. Nota-se que há uma variação intensa nos primeiros instantes, sendo que a condição de regime permanente é atingida apenas após algumas horas ($\sim 6h$), apresentando valores da ordem de 0,98. Este período transiente elevado deve-se a inércia térmica do evaporador e, principalmente, à inércia térmica do gabinete. Nesta figura, observa-se ainda uma elevação da entalpia até um máximo, seguida de uma redução gradual até a condição de regime permanente (não representada nesta figura).

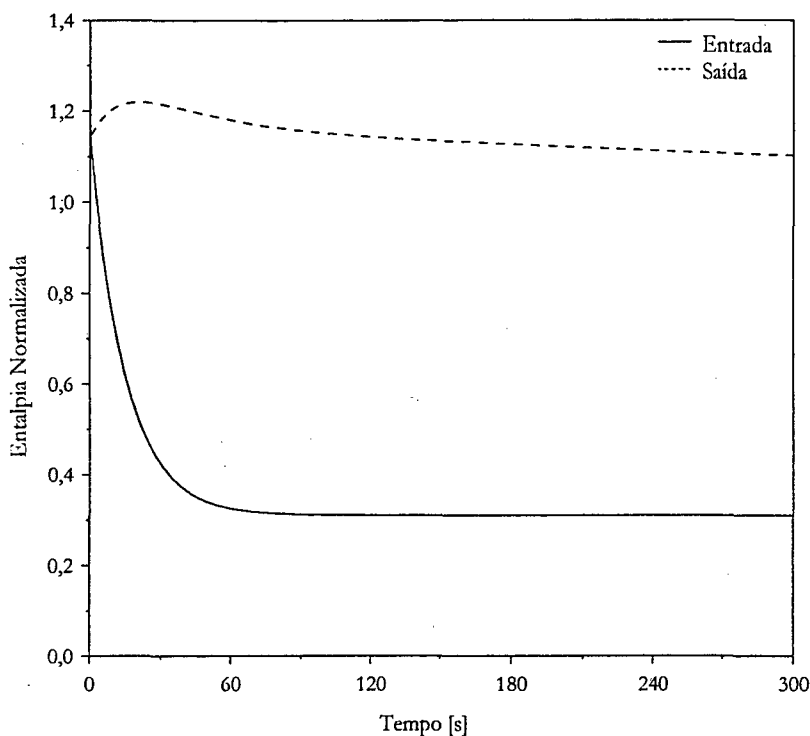


Figura 7.81 Variação transiente da entalpia normalizada na entrada e na saída do evaporador.

A Figura 7.82 mostra uma estimativa para a variação transiente da perda de carga no evaporador. Como pode ser observado, a perda de carga é inferior nos instantes iniciais, quando a presença de vapor no escoamento ainda é bastante elevada e os fluxos de massa são mais baixos. Após algumas horas, observa-se que o evaporador fica totalmente preenchido de líquido, de modo que a perda de carga decresce lentamente até a condição de regime permanente. Nota-se que a variação transiente é bastante longa devido ao tempo necessário para que o evaporador fique completamente inundado.

A Figura 7.83 mostra as parcelas convectiva e radiativa da transferência de calor na placa evaporadora. Nota-se que nas primeiras duas horas, a transferência de calor por radiação é mais intensa que a transferência por convecção, já que a temperatura da placa é reduzida mais rapidamente que as temperaturas do gabinete (ver Figura 7.84) e que as superfícies internas do gabinete (ver Figura 7.85). Como a placa esfria rapidamente, assumindo temperaturas da ordem de 10°C , e as superfícies internas do gabinete apresentam temperatura ainda próximas da temperatura ambiente, em torno de 40°C , a transferência de calor por radiação é intensa pois é proporcional à diferença das temperaturas elevadas à quarta potência. Neste instante, a temperatura do gabinete ainda está em torno de 35°C , mas a troca convectiva não é tão intensa já que depende da diferença linear de temperatura.

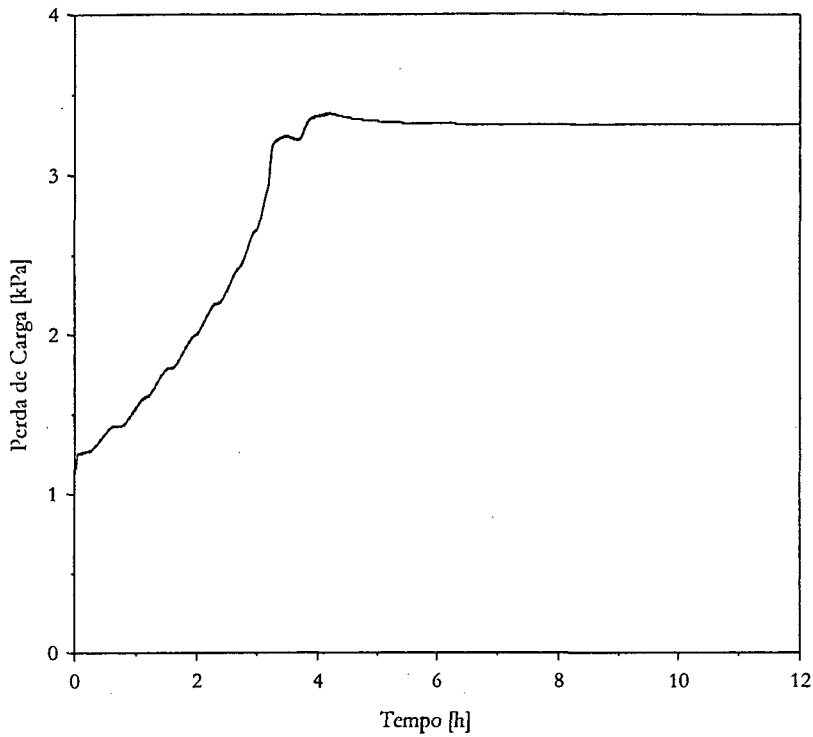


Figura 7.82 Variação transiente da perda de carga no evaporador.

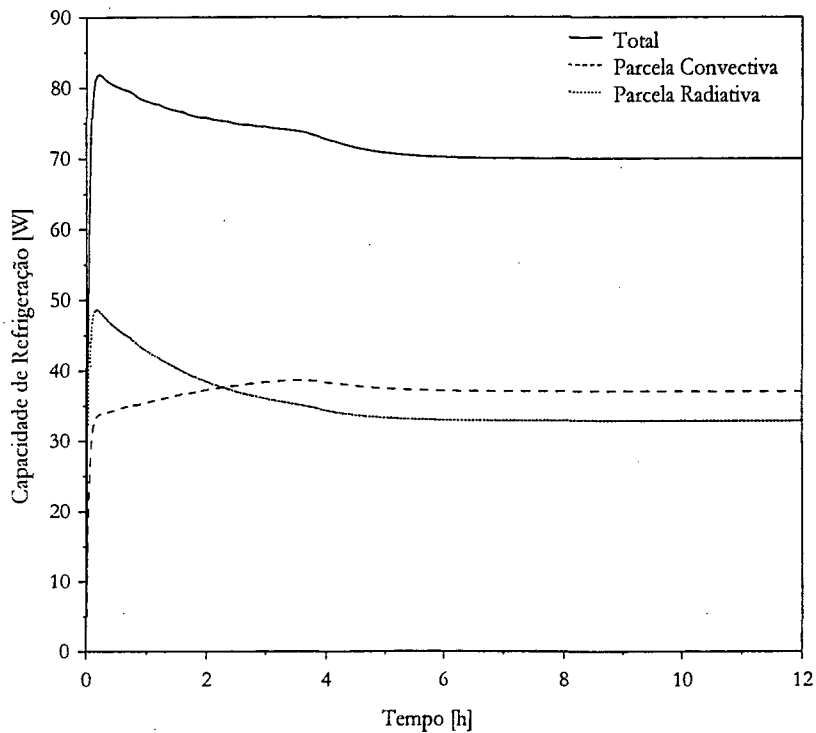


Figura 7.83 Variação transiente das taxas de transferência de calor no gabinete.

Após algum tempo (~4h), as temperaturas da placa e do gabinete estão próximas dos valores de regime permanente, ou seja, respectivamente -20 e 10°C (ver Figura 7.84). Da mesma forma, as temperaturas das superfícies internas também estão em níveis mais reduzidos ($\sim 15^{\circ}\text{C}$, de acordo com a Figura 7.85), de modo que as taxas de transferência de calor por convecção apresentam-se mais elevadas que as taxas radiativas, mantendo este comportamento até a condição de regime permanente, onde nota-se que a radiação ainda é responsável por

uma parcela significativa da energia que precisa ser removida do gabinete (~45%). A inflexão observada na curva para taxa total, que corresponde ao ponto de máximo observado na curva para a parcela convectiva, indica o momento no qual o evaporador fica totalmente preenchido com líquido. A partir deste ponto, a taxa convectiva decresce levemente à medida que a diferença de temperatura entre a placa evaporadora e o ar no interior do gabinete também se reduz.

Ainda nesta figura, nota-se o abrupto crescimento das taxas de transferência de calor no evaporador, tanto por convecção como por radiação. Isto deve à rápida redução na temperatura da placa evaporadora em comparação com as temperaturas do ar no interior do gabinete e das superfícies internas. Este fato sugere que o transiente do evaporador é pouco significativo se comparado ao transiente do gabinete, ou seja, há uma forte indicação de que o uso de um modelo quase-estático não implicaria em erros significativos para este componente e, talvez, para todo o sistema.

Na Figura 7.84 são então apresentadas as temperaturas médias da placa evaporadora e do ar no interior do gabinete até a condição de regime permanente. Nota-se que a temperatura da placa decresce rapidamente nos instantes iniciais, devido ao início da saturação. À medida que a diferença de temperatura com o ar no interior do gabinete e principalmente com as suas superfícies internas diminuem, a transferência de calor diminui, de modo que a temperatura da placa passa a decrescer mais lentamente até a condição de regime permanente. A temperatura do ar no interior do gabinete, por sua vez, decresce lentamente até a condição de regime permanente devido à inércia térmica do gabinete.

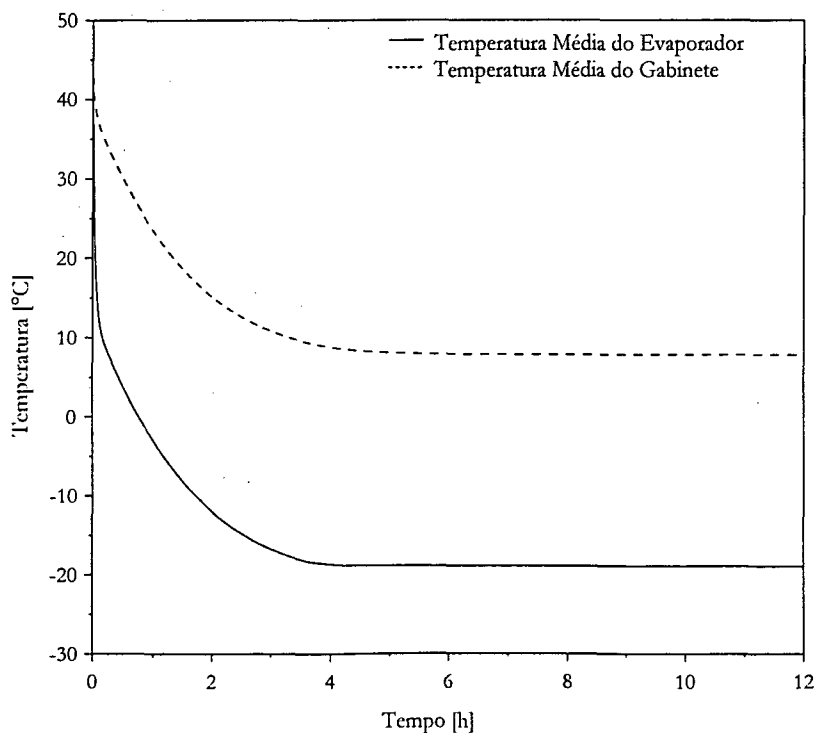


Figura 7.84 Variação transiente das temperaturas médias da placa evaporadora e do gabinete.

Estas afirmações são corroboradas pelos resultados experimentais apresentados no capítulo anterior. Como a influência transiente da placa é pouco significativa quando comparada com a influência transiente do gabinete, algumas comparações podem ser realizadas com os resultados experimentais apresentados no capítulo anterior. Nota-se que os valores de temperatura do gabinete apresentaram-se bastante próximos, entrando ambos

em regime permanente após aproximadamente 4 horas (ver Figura 6.9). Já para as temperaturas da placa, nota-se que o modelo proposto apresenta uma variação menos abrupta no transiente inicial, já que experimentalmente observou-se uma queda até -10°C e numericamente até 10°C apenas. No regime permanente, contudo, observou-se um bom nível de concordância entre os resultados numéricos e experimentais (Figuras 6.12 e 6.13).

A Figura 7.85 mostra a variação transiente das temperaturas das superfícies internas do gabinete. Nota-se que todas as superfícies apresentam um comportamento semelhante e valores bastante próximos durante todo o período transiente, salvo pela temperatura da superfície posterior, que apresenta valores mais reduzidos devido à proximidade do evaporador.

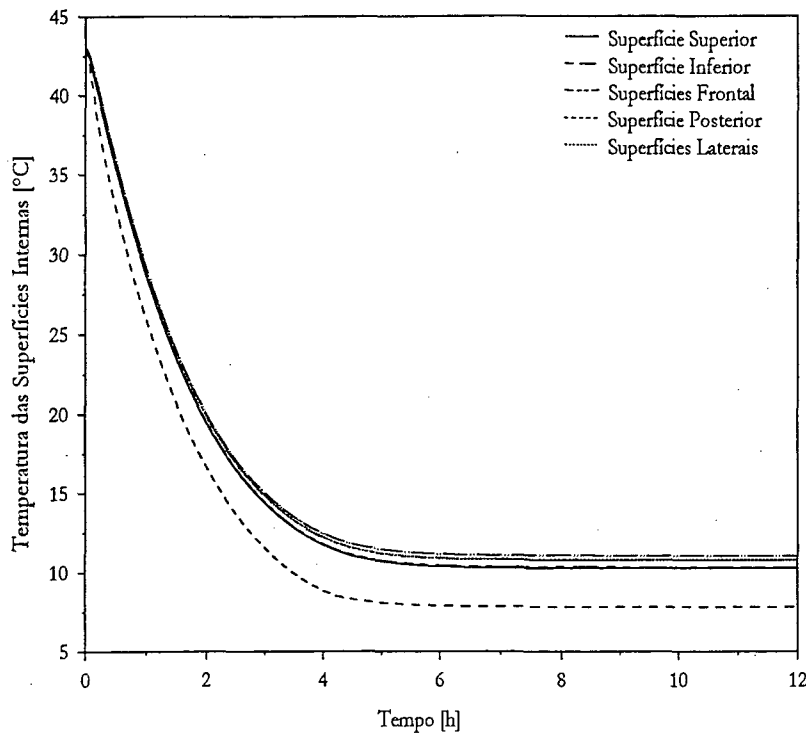


Figura 7.85 Variação transiente das temperaturas médias das superfícies internas do gabinete.

A Figura 7.86 mostra a variação espacial e temporal da temperatura da porta do gabinete. No instante inicial, a parede encontra-se no valor da temperatura ambiente. À medida que o tempo passa e a temperatura do ambiente interno diminui, observa-se uma redução na temperatura ao longo da parede.

Até 1h, nota-se uma leve curvatura no perfil de temperatura, o que se deve ao efeito transiente, ou seja, à inércia térmica do gabinete. Após este instante, o efeito de curvatura deixa de ser significativo. Assim, os perfis se aproximam de uma linha reta, até que após 6h a condição de regime permanente seja atingida. Os perfis para as demais superfícies do gabinete são muito semelhantes aos obtidos para a porta, conforme sugere a Figura 7.85, de modo que não foram incluídos nesta análise.

As Figuras 7.87 a 7.94 apresentam os campos de temperatura na placa evaporadora para diversos instantes de tempo. A Figura 7.87 mostra a distribuição de temperatura na placa no instante de 5s. Nota-se que apenas uma pequena região, bastante próxima ao bordo de entrada, sofre efeito da transferência de calor, de modo que o líquido que entra na placa evapora rapidamente, como pode ser observado na Figura 7.103. Após 15s (Figura 7.88), nota-se que a região termicamente afetada aumenta, já que há uma quantidade maior de líquido no evaporador. Isto também pode ser observado com auxílio da Figura 7.89 (1min), onde nota-se um avanço na

fronteira de líquido, que ocupa praticamente toda a região de entrada. Nesta figura, observa-se ainda que grande parte da placa, praticamente toda região à direita, mais afastada da entrada, ainda não sofreu efeito de resfriamento. Contudo, observa-se um intenso gradiente de temperatura, que varia entre -10 e 40°C . Entretanto, após 10min (Figura 7.90) pode-se notar que toda a placa já sofreu efeito de resfriamento e a quantidade de líquido presente é maior, de modo que a fronteira de saturação avançou significativamente. Observa-se também uma estratificação de temperatura de -15 a 25°C . Nas Figuras 7.91 (1h), 7.92 (2h) e 7.93 (3h) pode-se observar que a fronteira de saturação migrou em direção à região de saída do canal. Observa-se também que os níveis de temperatura foram reduzidos significativamente. A Figura 7.94 mostra a distribuição de temperatura após 6h, quando a placa já está totalmente preenchida com líquido. Nota-se que a distribuição de temperatura observada é muito semelhante àquela apresentada na Figura 7.26. A região central é praticamente isotérmica, mas há uma diferença entre esta e as regiões superior e inferior, sendo da ordem de 6°C .

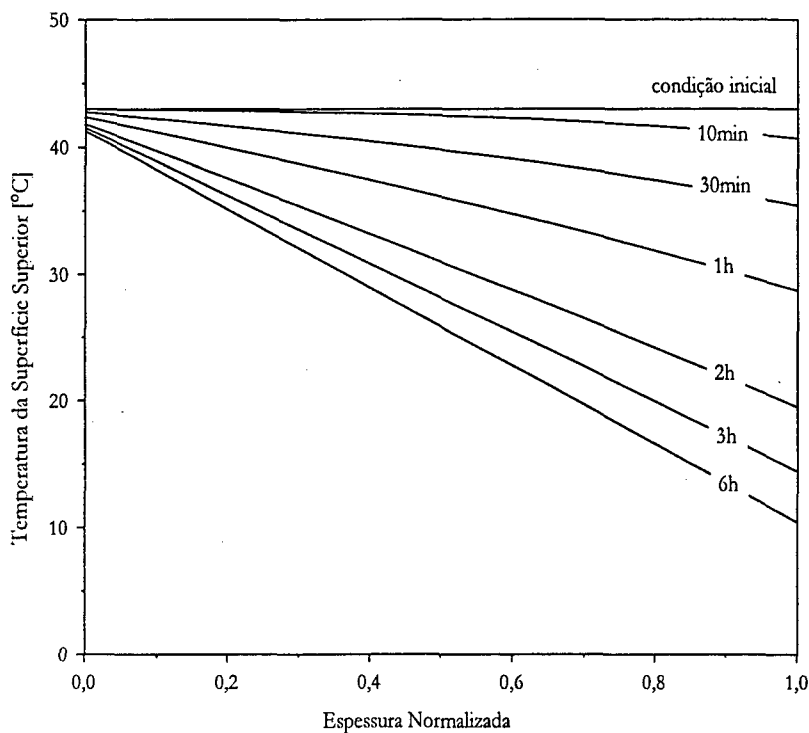


Figura 7.86 Variação transiente do perfil de temperatura na porta do gabinete.

As Figuras 7.95 a 7.102, por sua vez, apresentam os campos da parcela convectiva do fluxo de calor sobre uma face da placa evaporadora para diversos instantes de tempo. A parcela radiativa, assumida uniforme, não foi apresentada. Nestas figuras, observa-se um aumento gradativo do fluxo de calor a medida que a quantidade de líquido no evaporador aumenta e a fronteira de saturação migra em direção ao bordo de saída do canal. Nos instantes anteriores ao primeiro minuto de simulação, representados nas Figuras 7.95, 7.96 e 7.97 para, respectivamente 5, 15 e 60s, observa-se que o fluxo de calor sobre a maior parte da placa é nulo. Após alguns instantes (Figuras 7.98 e 7.99), nota-se que o fluxo de calor apresenta um valor de pico, o que está relacionado com a elevada diferença entre a temperatura da placa e as temperaturas do ar no interior do gabinete e das superfícies internas do gabinete. Com o gradativo preenchimento da placa com líquido (Figuras 7.99 a 7.102), o fluxo de calor torna-se mais uniforme e sua magnitude diminui, já que a diferença de temperatura entre a placa, o ar no interior do gabinete e as superfícies internas também diminui.

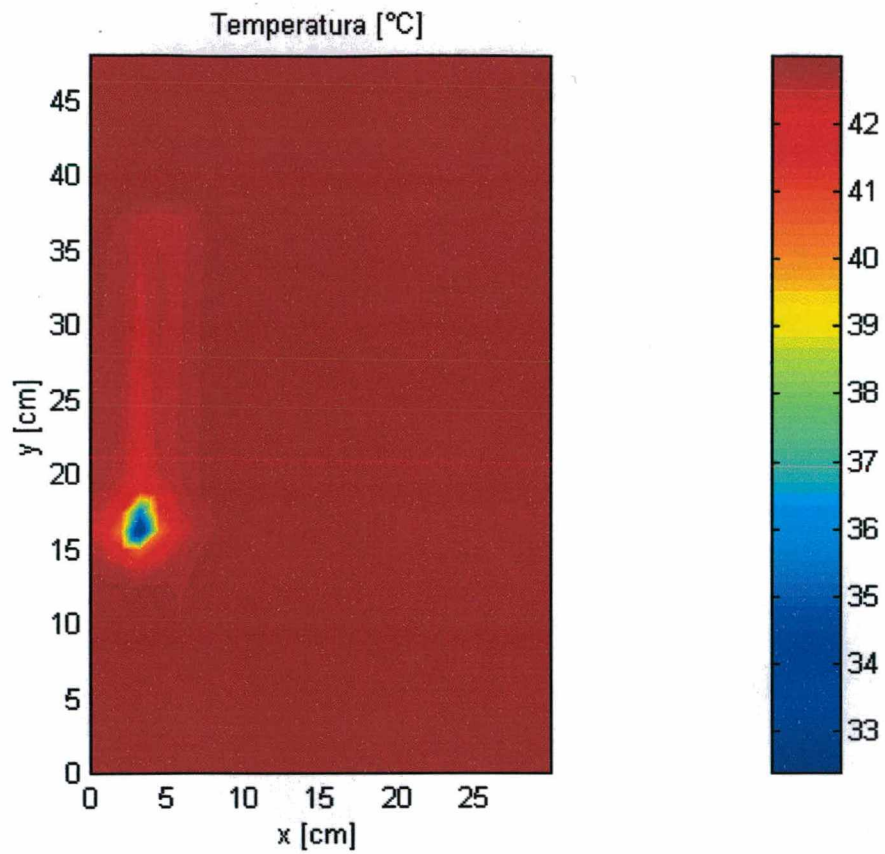


Figura 7.87 Campo de temperatura da placa evaporadora após 5s.

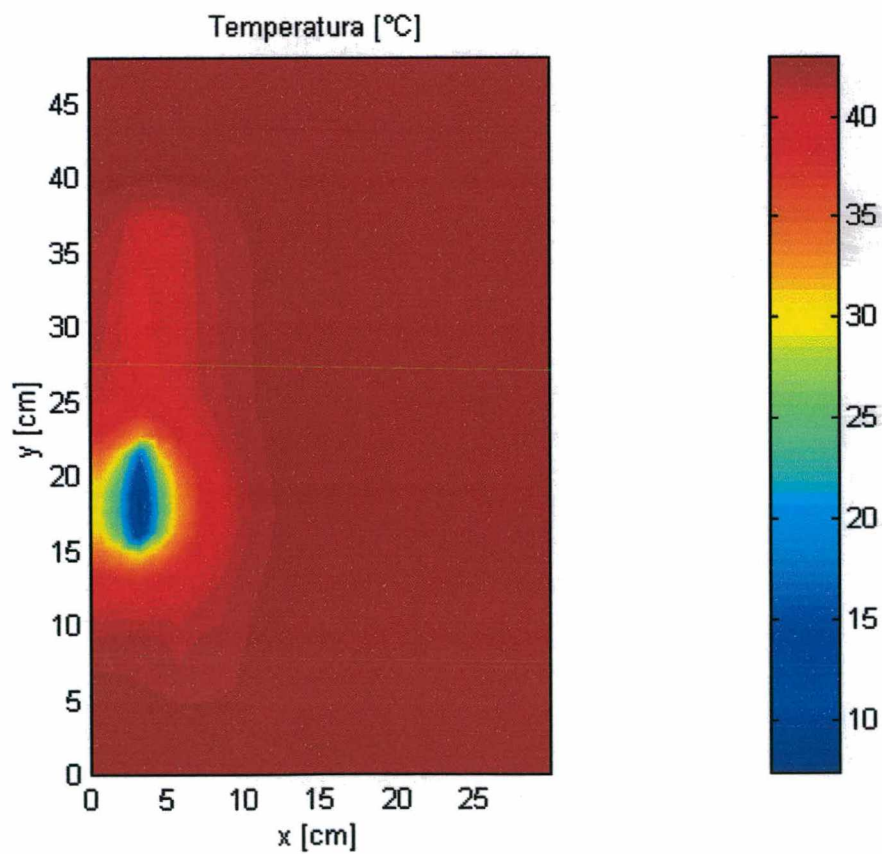


Figura 7.88 Campo de temperatura da placa evaporadora após 15s.

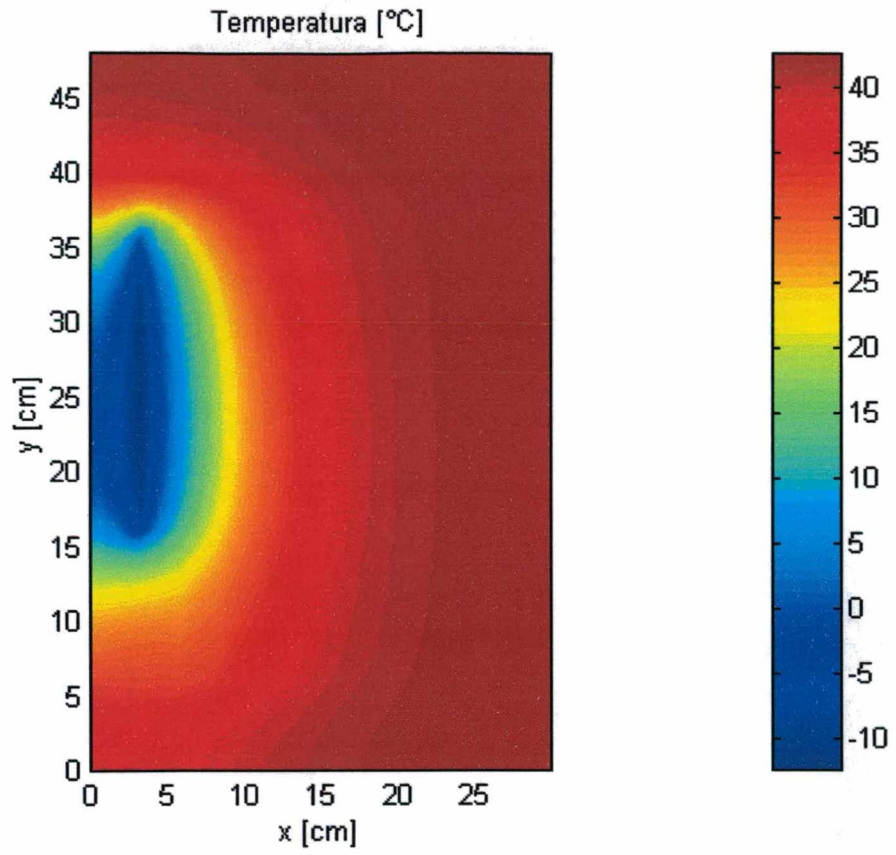


Figura 7.89 Campo de temperatura da placa evaporadora após 1min.

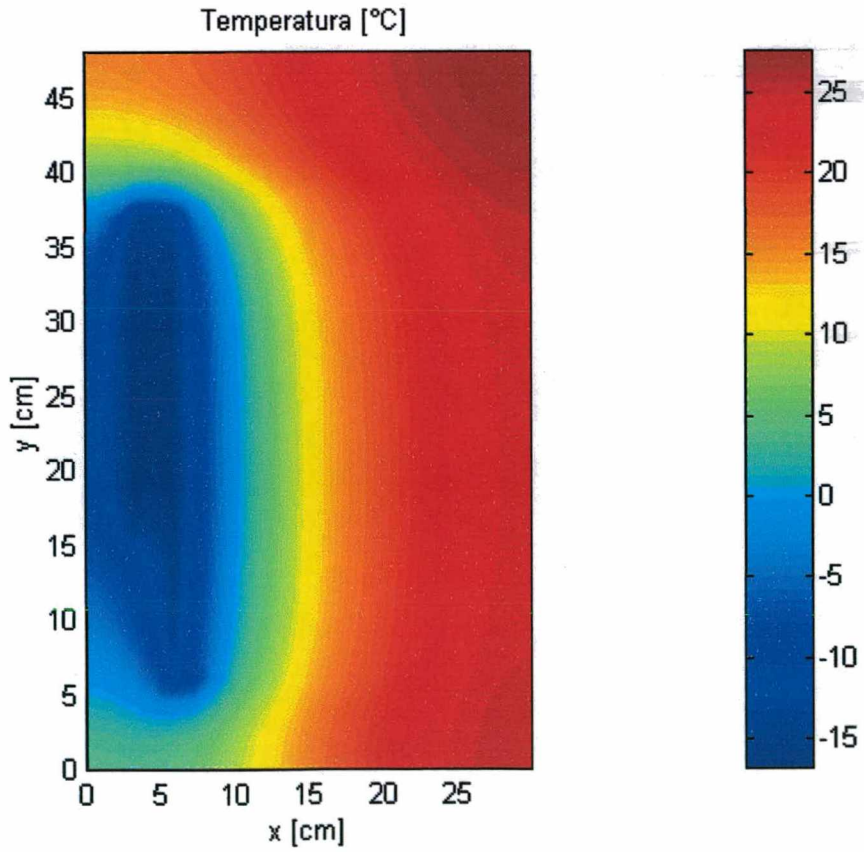


Figura 7.90 Campo de temperatura da placa evaporadora após 10min.

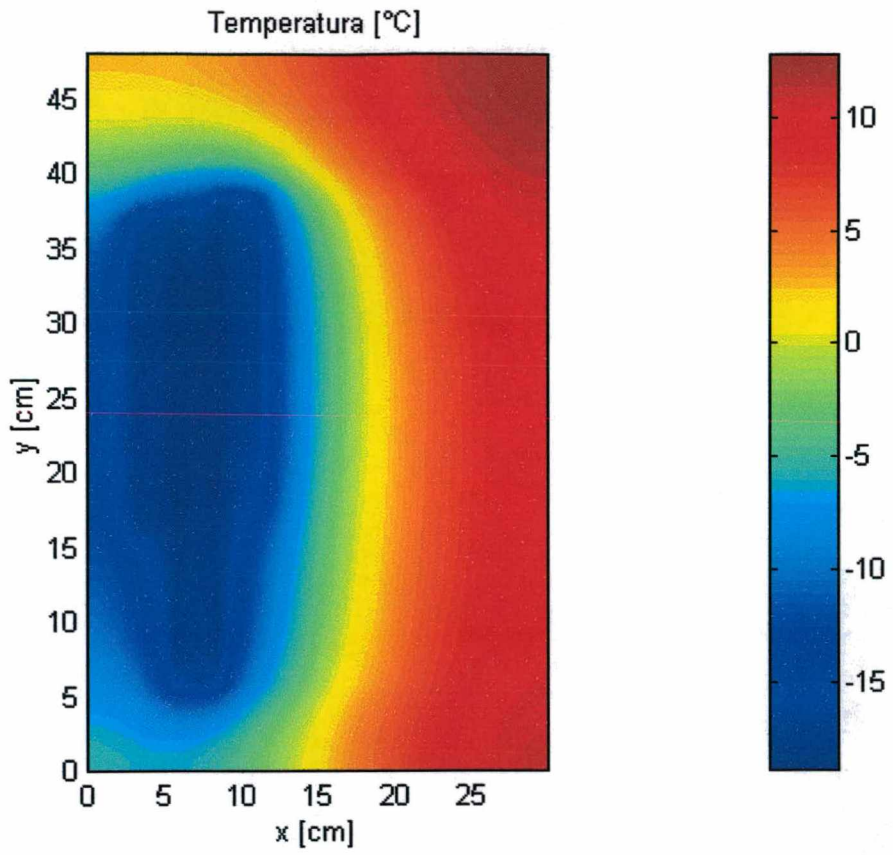


Figura 7.91 Campo de temperatura da placa evaporadora após 1h.

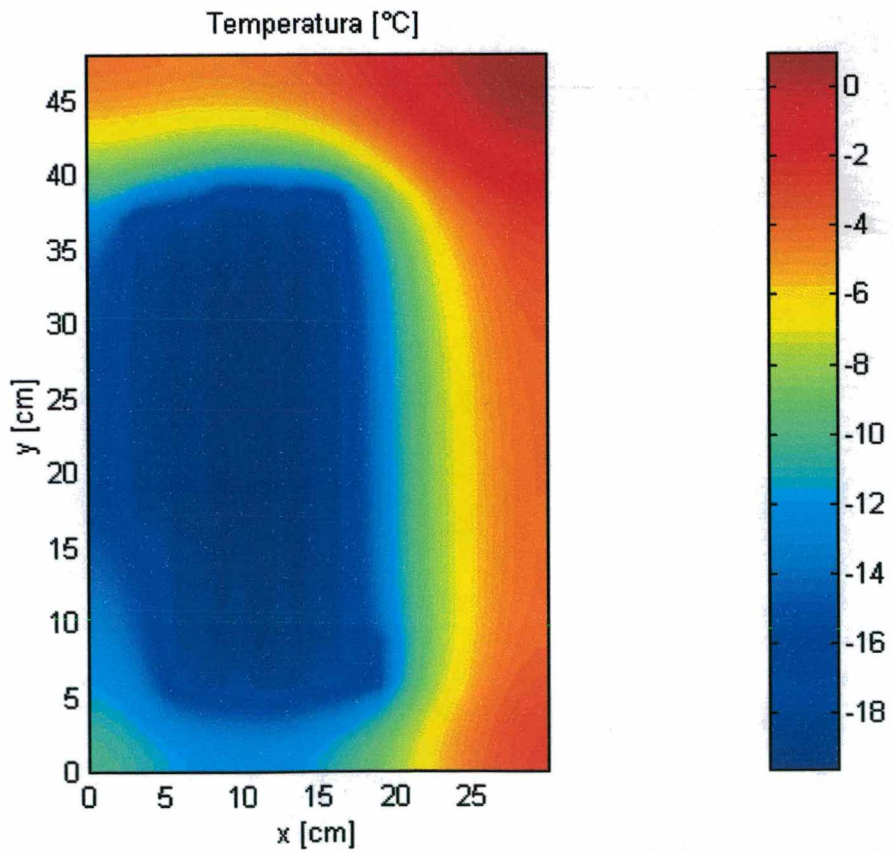


Figura 7.92 Campo de temperatura da placa evaporadora após 2h.

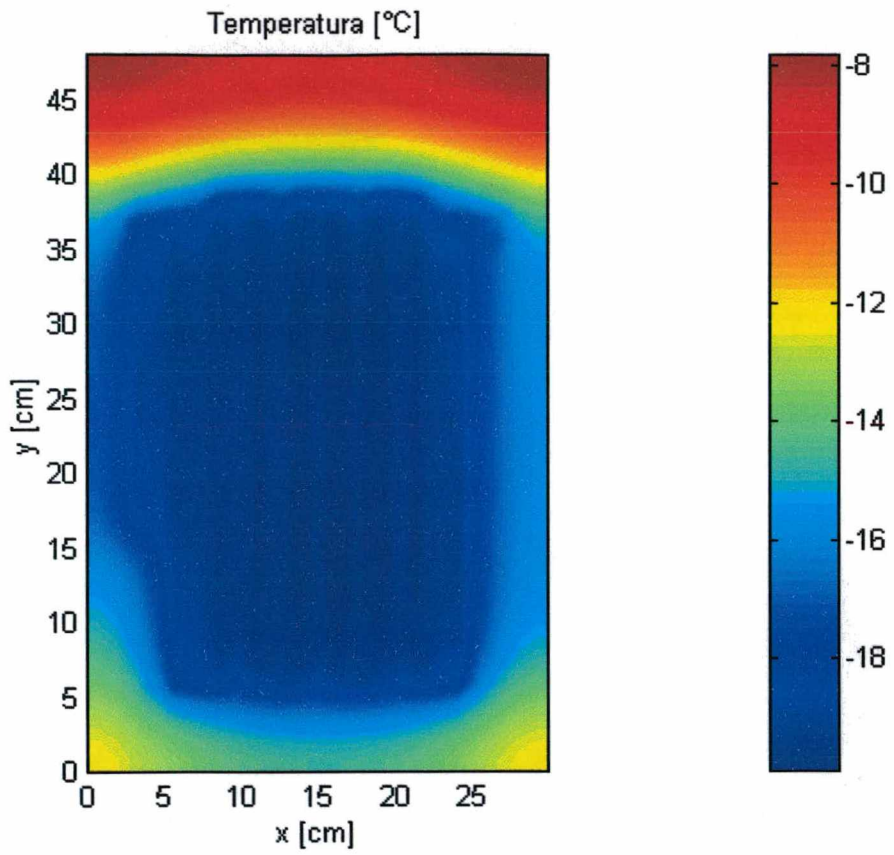


Figura 7.93 Campo de temperatura da placa evaporadora após 3h.

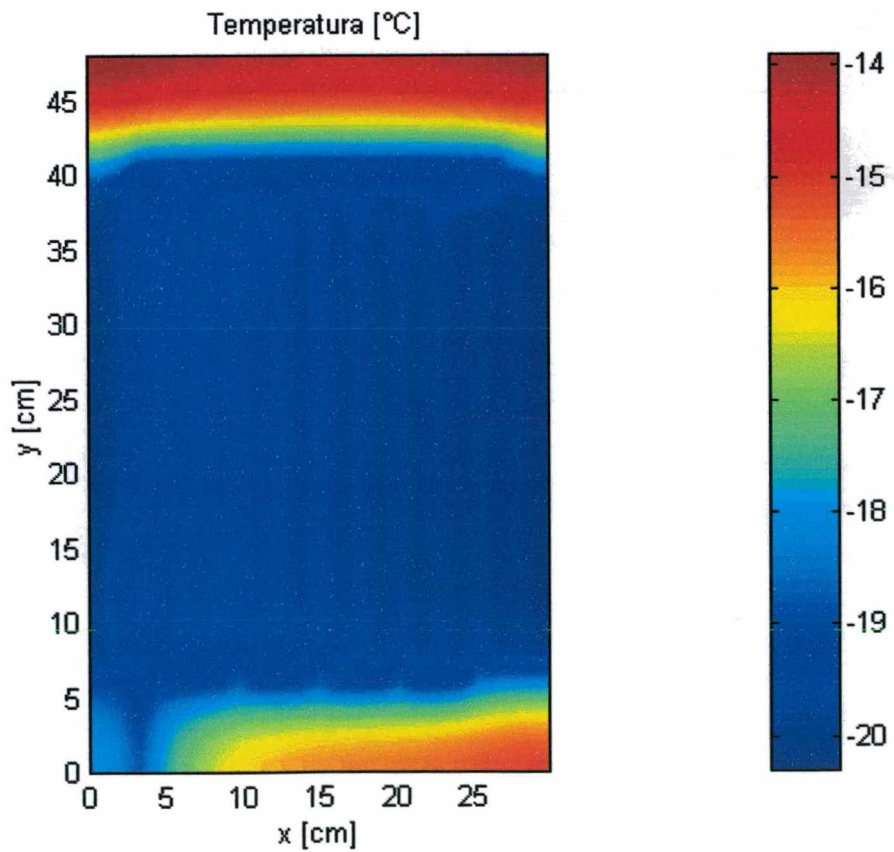


Figura 7.94 Campo de temperatura da placa evaporadora após 6h.

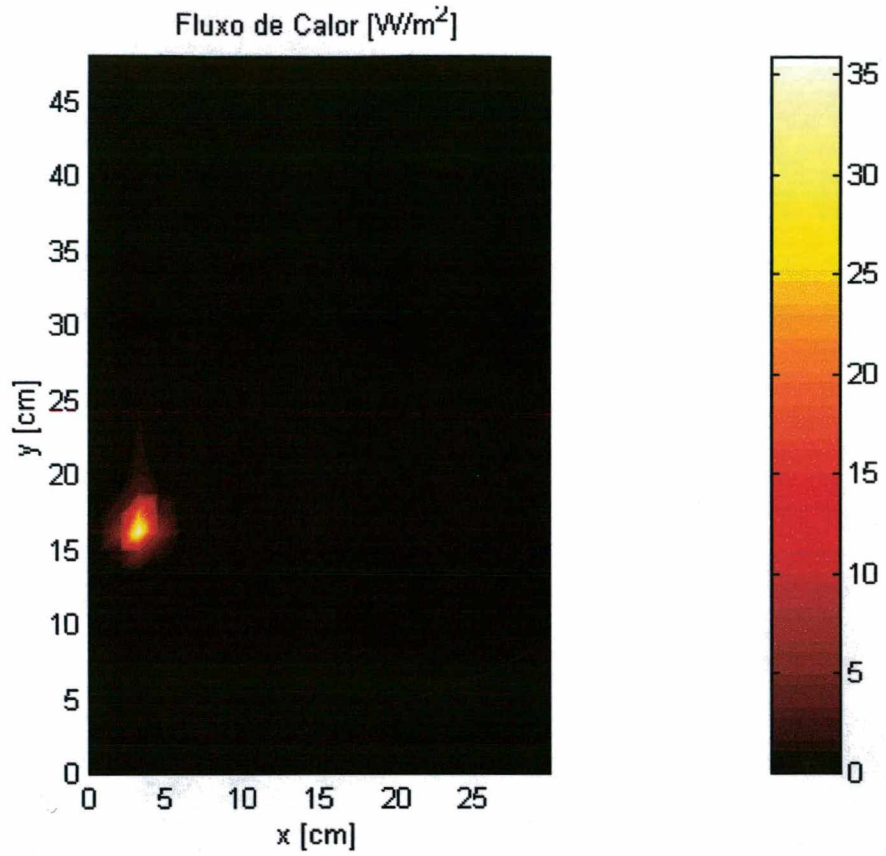


Figura 7.95 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 5s.

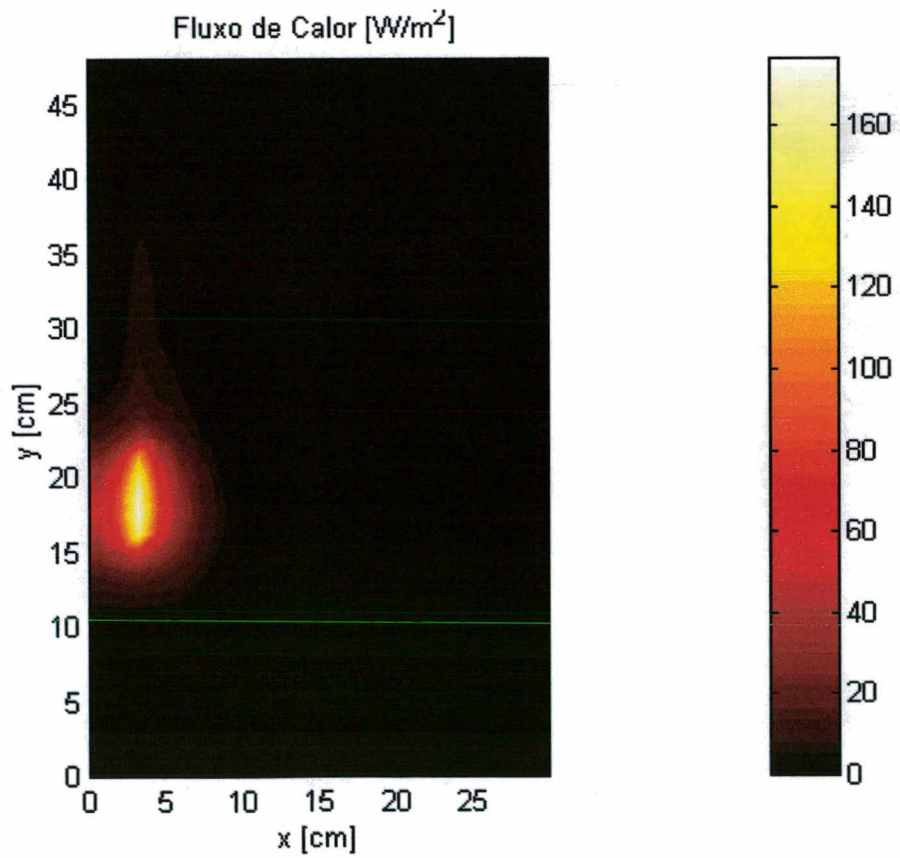


Figura 7.96 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 15s.

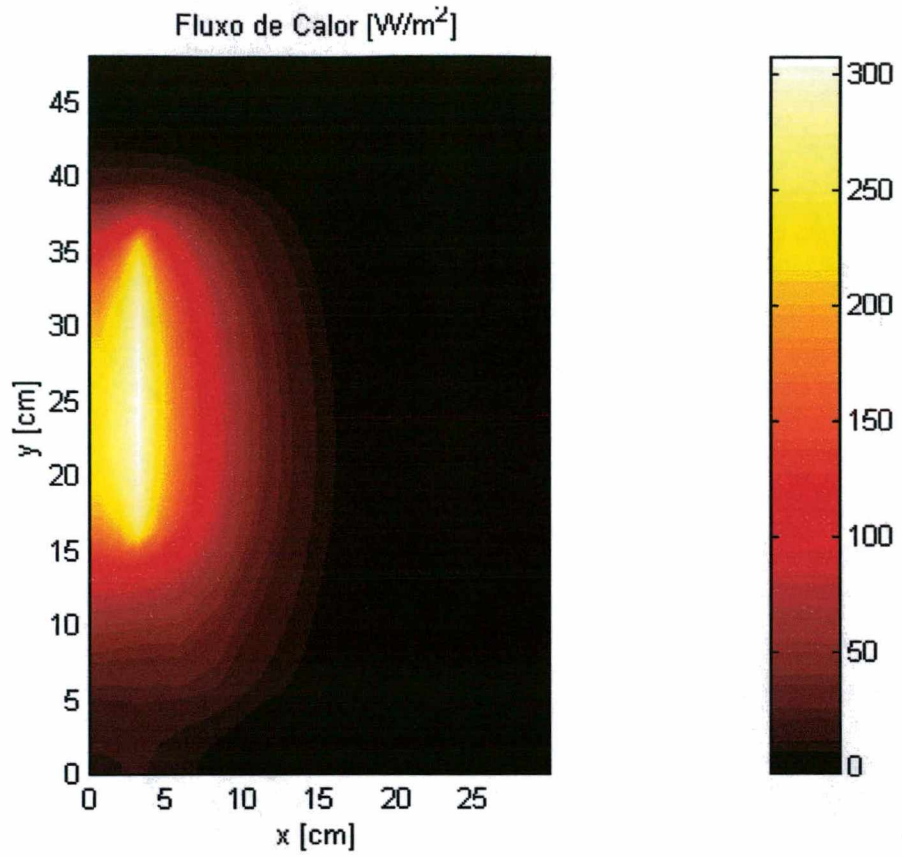


Figura 7.97 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 1min.

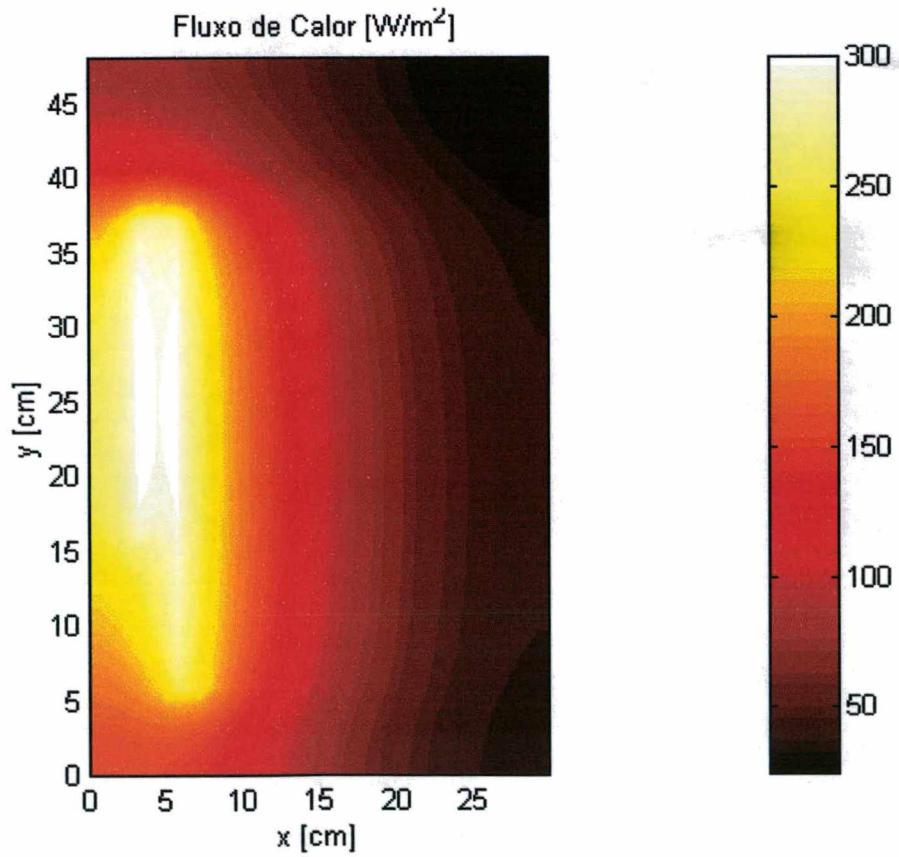


Figura 7.98 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 10min.

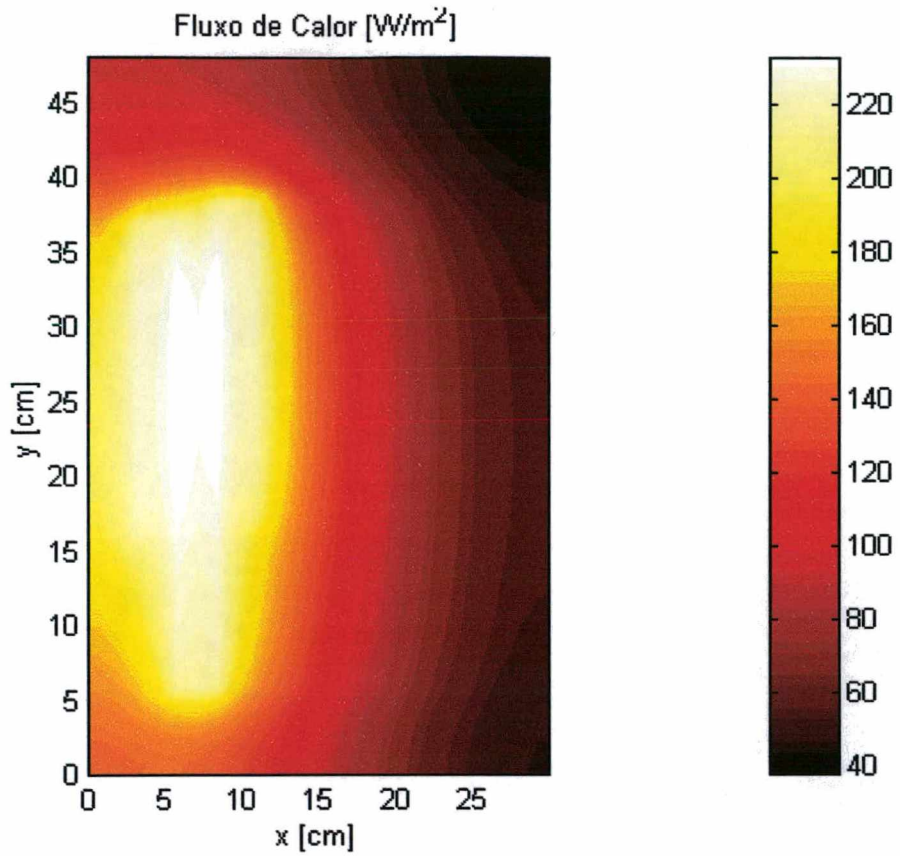


Figura 7.99 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 1h.

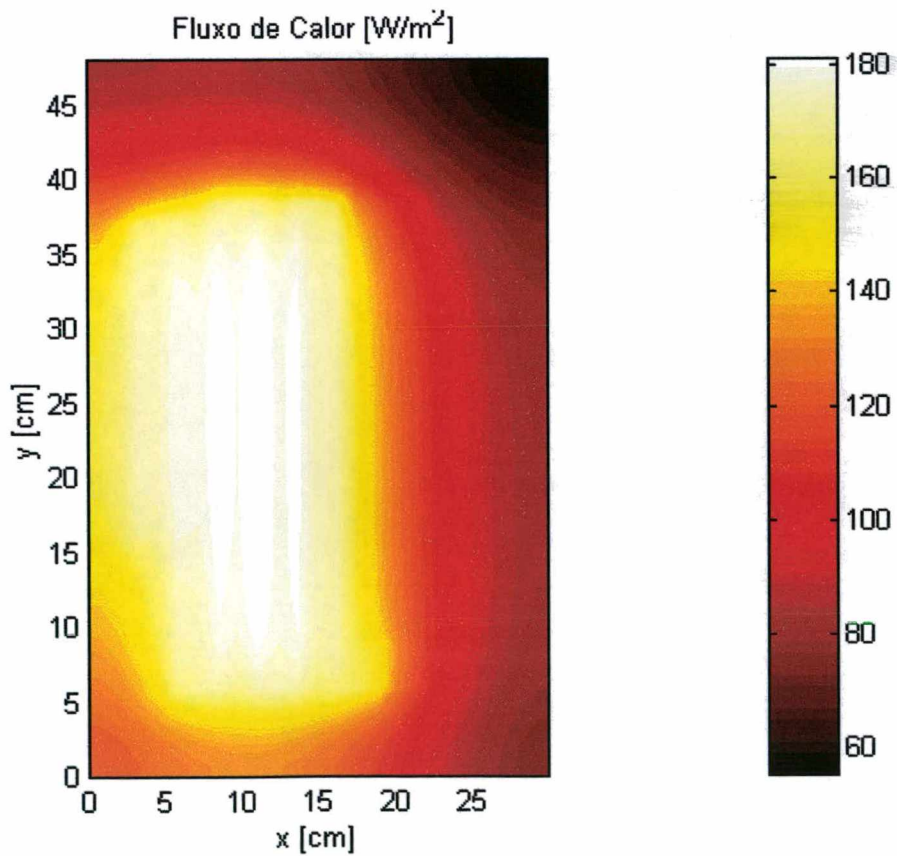


Figura 7.100 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 2h.

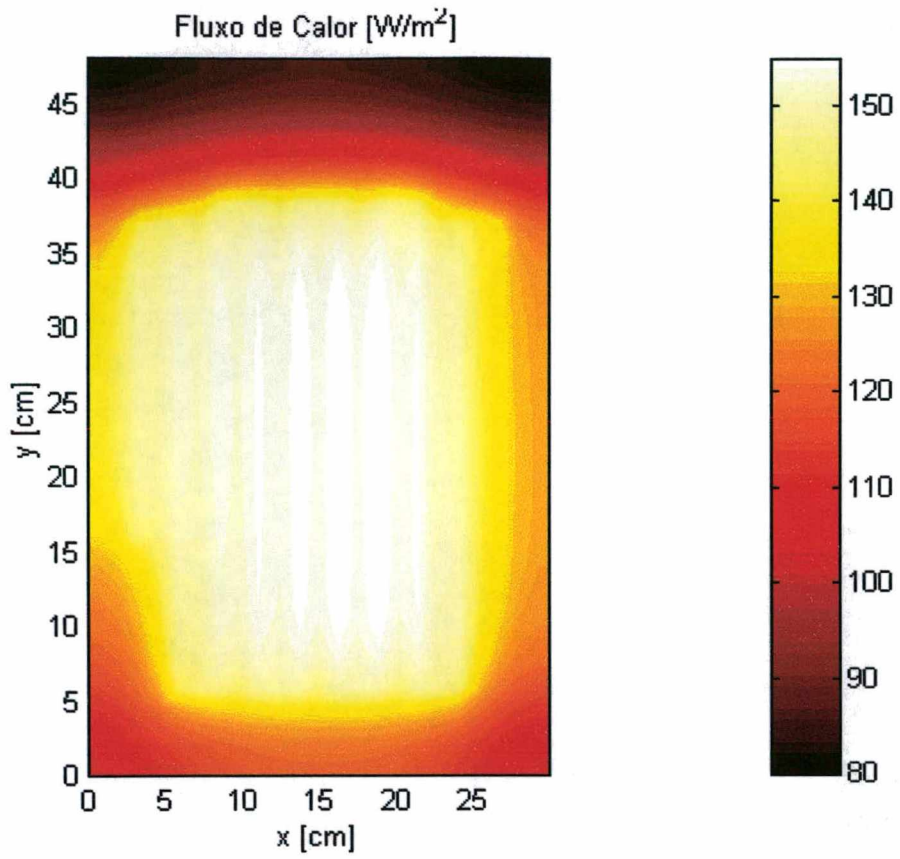


Figura 7.101 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 3h.

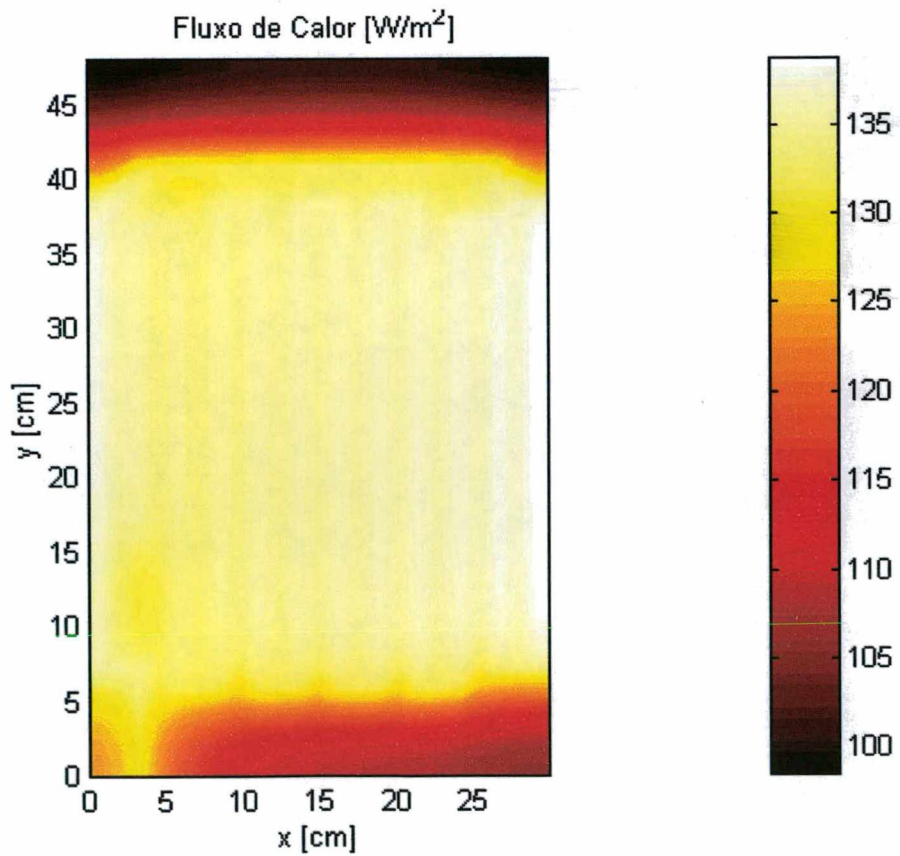


Figura 7.102 Campo de fluxo de calor sobre a placa evaporadora após 6h.

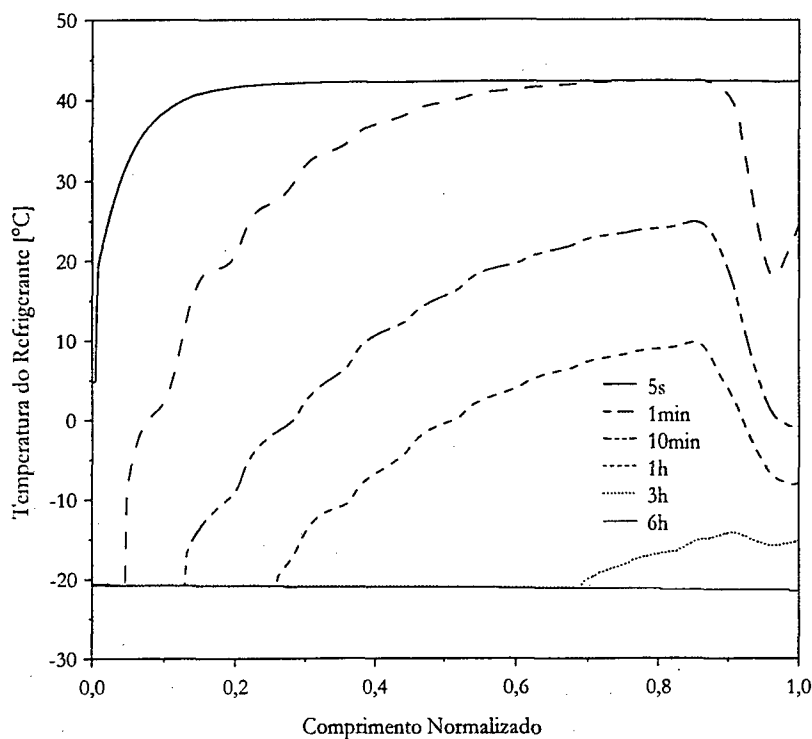


Figura 7.103 Distribuição de temperatura do refrigerante ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo.

Após 6h (ver Figura 7.102) o fluxo de calor apresenta-se praticamente uniforme sobre a placa, salvo pelas extremidades superior e inferior, onde há uma estratificação significativa, com diferenças em torno de $35\text{W}/\text{m}^2$, devido aos motivos já apresentados e discutidos.

A Figura 7.103 apresenta os perfis de temperatura do refrigerante para diversos instantes de tempo. Nos instantes iniciais (até 1min), nota-se que a pequena quantidade de líquido tende a evaporar rapidamente, de modo que a maior parte do evaporador é ocupada por vapor superaquecido. Após este instante, observa-se que a quantidade de líquido no evaporador aumenta gradativamente, de modo que a fronteira de saturação se desloca em direção à saída do canal. Após 6h, a placa fica completamente preenchida com líquido.

Nota-se que na região de saída ocorre um resfriamento do refrigerante devido à troca de calor com a região de entrada. Para o instante 1min, nota-se um comportamento interessante no perfil de temperatura. O que ocorre é um resfriamento devido à troca de calor com a região de entrada, seguido de um re-aquecimento devido às trocas térmicas com a região inferior da placa, que está mais aquecida.

A Figura 7.104 mostra a distribuição da entalpia específica do refrigerante para diversos instantes de tempo. Nos instantes iniciais, nota-se um aumento abrupto da entalpia logo na região de entrada, permanecendo constante ao longo do canal até a região de saída. À medida que a região de saturação aumenta, a zona termicamente afetada também aumenta, afetando também o escoamento na região de saída. Deste ponto em diante, o perfil de entalpia vai se tornando cada vez mais linear, à medida que a fronteira de saturação se aproxima da região de saída.

A Figura 7.105 mostra a variação do fluxo de massa ao longo do evaporador para diversos instantes de tempo. Para 1s, quando o escoamento é de apenas vapor superaquecido, observa-se uma variação mais intensa entre os fluxos de massa na entrada e na saída do evaporador. À medida que os fluxos de massa aumentam a taxa de variação do fluxo de massa ao longo do evaporador diminui, permanecendo praticamente constante após

1min. Todos os perfis são praticamente lineares, já que a quantidade de vapor no escoamento, nestes instantes, é bem maior que a quantidade de líquido. A quantidade de líquido no interior do evaporador só aumenta algum tempo depois, quando o regime permanente para o fluxo de massa já foi atingido.

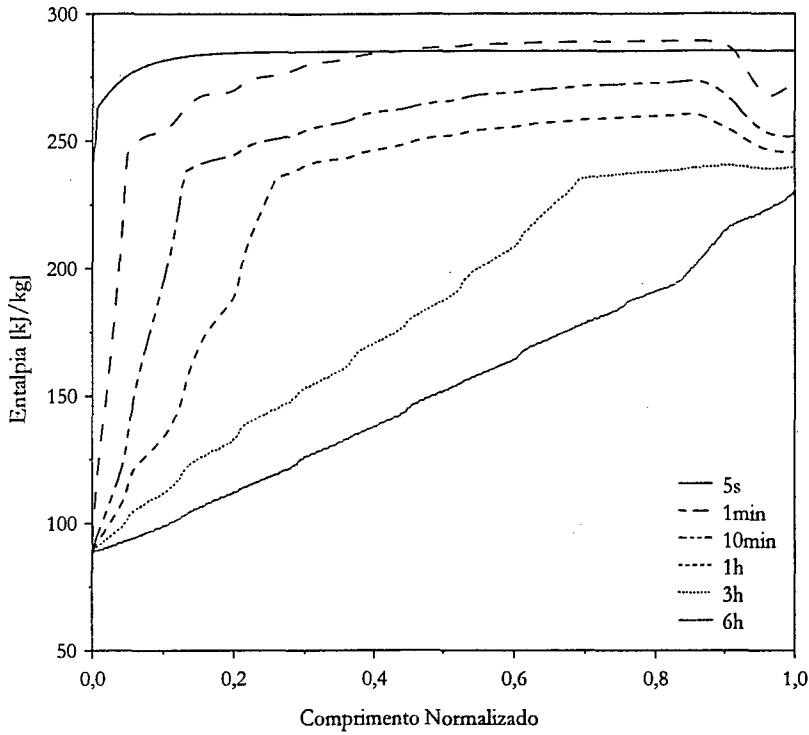


Figura 7.104 Distribuição de entalpia ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo.

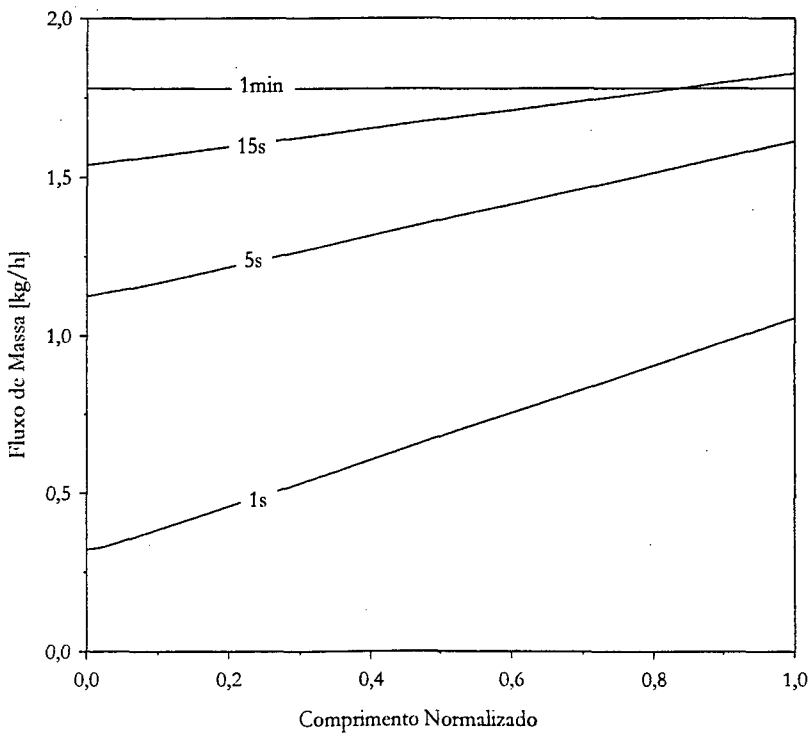


Figura 7.105 Distribuição de fluxo de massa ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo.

A Figura 7.106 mostra a distribuição de massa específica ao longo do evaporador para diversos instantes de tempo. Para os instantes iniciais, quando há predominância do escoamento de vapor sobre o escoamento do

líquido, a massa específica permanece praticamente constante ao longo do evaporador. Observa-se ainda uma redução da massa específica ao longo do tempo devido à redução da pressão de evaporação. À medida que a quantidade de líquido no evaporador aumenta, a massa específica volta a crescer, distribuindo-se mais uniformemente ao longo do canal. A distribuição de velocidades está apresentada na Figura 7.107.

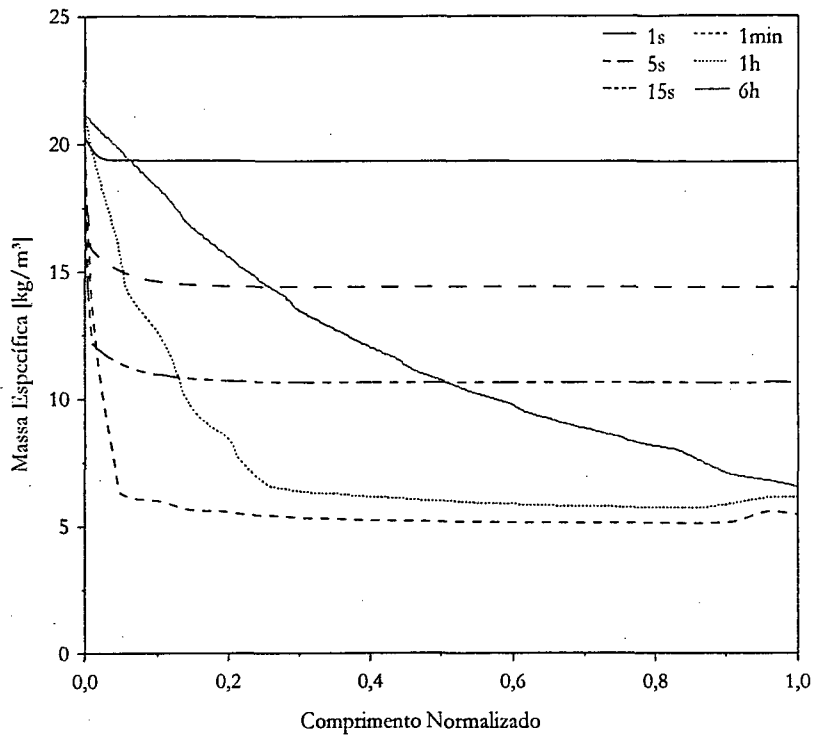


Figura 7.106 Distribuição de massa específica ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo.

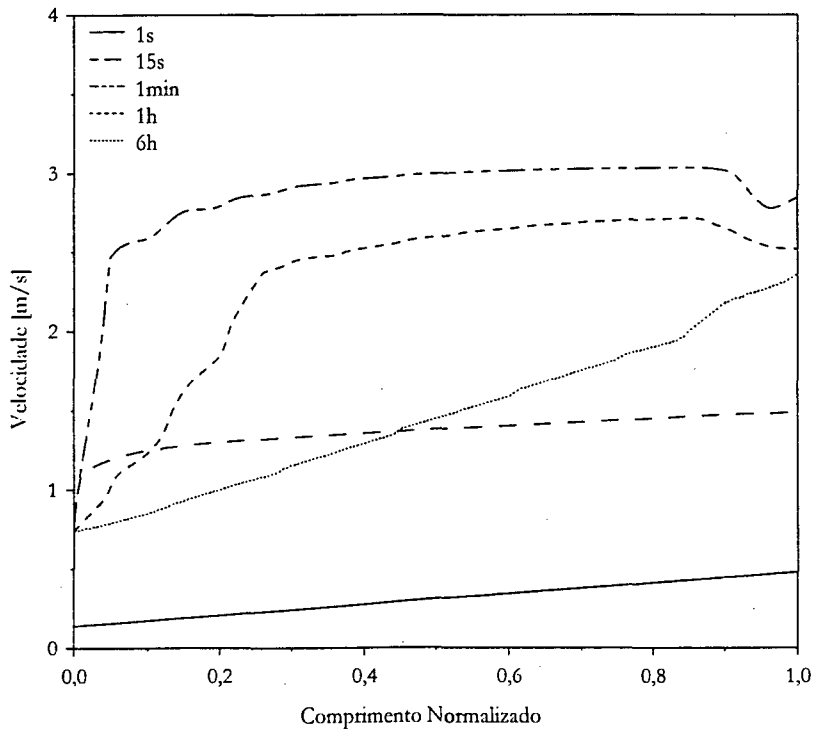


Figura 7.107 Distribuição de velocidade ao longo do evaporador em diversos instantes de tempo.

7.3.4 Modelo do Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção

Para simular o tubo capilar em regime transiente foram utilizadas as seguintes condições de contorno:

$$\begin{cases} \dot{p}_e = 15,53 + (p^\circ - 15,53) \cdot e^{-t/5} \\ \dot{p}_s = 1,29 + (p^\circ - 1,29) \cdot e^{-t/10} \\ \hat{h}_e = \frac{h - h_l}{h_v - h_l} = \hat{h}^\circ \cdot e^{-t/20} \end{cases} \quad (7.4)$$

onde o tempo é dado em [s], a pressão em [bar] e \hat{h} representa a entalpia normalizada, conforme descrição anterior. Estas condições foram utilizadas tanto na simulação do tubo capilar adiabático como do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção, sendo que foram necessárias condições de contorno adicionais para a linha de sucção, dadas pela pressão, entalpia e fluxo de massa na entrada, como pode ser observado a seguir:

$$\begin{cases} \frac{\dot{m}_{suc}}{\dot{m}_{cap}} = 1 + e^{-t/50} \\ \dot{p}_{suc} = \dot{p}_e \\ h_{suc} = \parallel h_v, h_{cap} \parallel \end{cases} \quad (7.5)$$

onde o tempo é dado em [s], o fluxo de massa em [kg/h], a pressão em [bar], a entalpia em [kJ/kg].

Deve-se notar que a pressão na linha de sucção foi considerada igual à pressão de evaporação, o fluxo de massa na saída do capilar foi corrigido através de um fator multiplicativo e a entalpia na entrada da linha de sucção foi considerada como sendo o máximo valor entre a entalpia do vapor saturado à pressão de evaporação e a entalpia na saída do tubo capilar. Isto foi adotado com o objetivo de evitar admissão de líquido na linha de sucção durante a simulação transiente. Uma malha com 400 (100+300) volumes e fator de concentração 3,5 foi utilizada nestas simulações.

As Figuras 7.108 e 7.109 apresentam respectivamente as condições de pressão e entalpia prescritas no tubo capilar. Na Figura 7.108, observa-se que as pressões de sucção e de descarga atingem a condição de regime permanente após respectivamente 30 e 45s. Para a entalpia na entrada, indicada na Figura 7.109, observa-se que o regime permanente é obtido após aproximadamente 120s. Como as condições de contorno para a linha de sucção dependem da solução do escoamento através do tubo capilar, optou-se por apresentá-las juntamente com os resultados.

Tubo Capilar Adiabático – Comparação entre os Modelos Transiente e Quase-Estático

Optou-se por simular o tubo capilar adiabático no regime transiente com o objetivo de melhor caracterizar a influência dos termos transientes, já que a grande maioria dos modelos disponíveis na literatura consideram o escoamento como quase-estático. Desta forma, comparou-se um modelo com os termos transientes incorporados, conforme descrito no Capítulo 4, com um modelo quase-estático, onde o comportamento dinâmico é definido apenas pela variação temporal das condições de contorno.

A Figura 7.110 mostra a variação transiente do fluxo de massa através de um tubo capilar adiabático para os modelos transiente e quase-estático. Para o modelo transiente, são apresentados os fluxos de massa na entrada

e na saída. Para o modelo quase-estático, o fluxo de massa não varia espacialmente. Nota-se nesta figura que os fluxos de massa estimados por ambos os modelos apresentam valores bastante próximos, aproximando-se cada vez mais no decorrer do tempo, evidentemente. Observa-se ainda que os fluxos de massa na entrada e na saída estimados pelo modelo transiente são bastante próximos em toda faixa transiente, inclusive no período inicial.

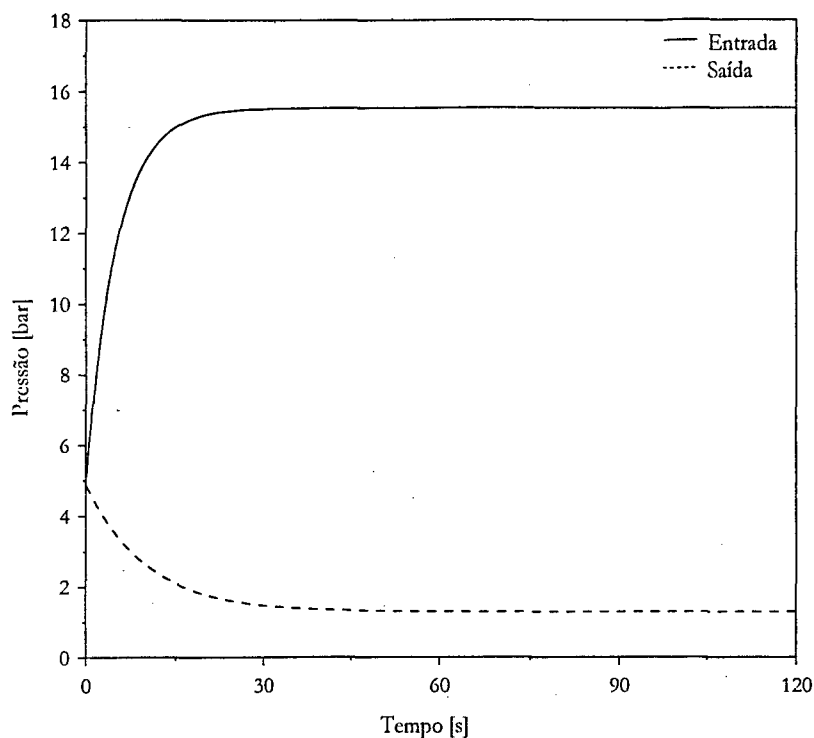


Figura 7.108 Condições de contorno de pressão prescrita na entrada e na saída do tubo capilar.

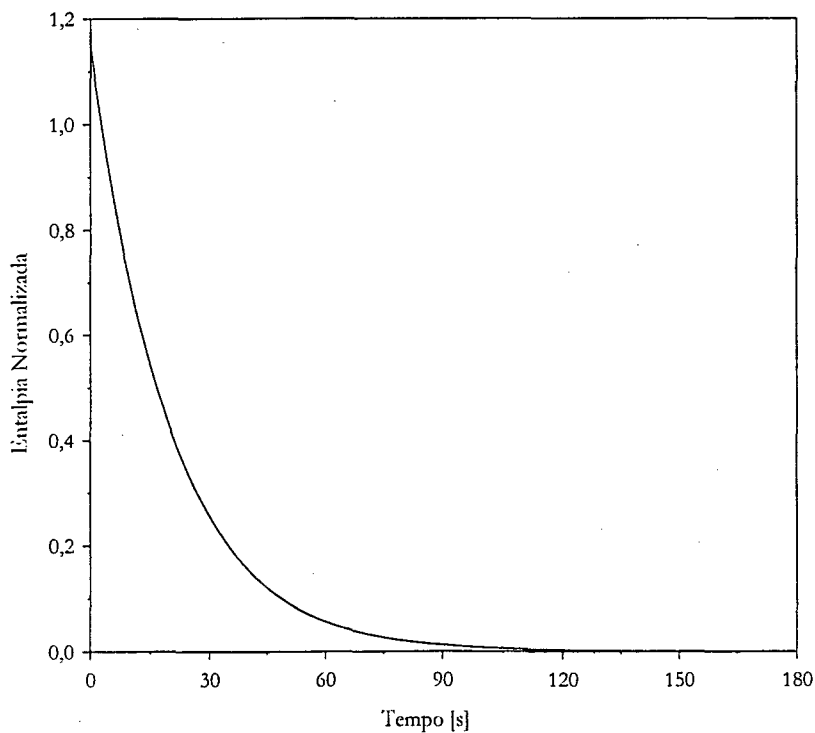


Figura 7.109 Condições de contorno de entalpia prescrita na entrada do tubo capilar.

Ainda nesta figura, deve-se notar que o fluxo de massa cresce rapidamente até um ponto de máximo local, decrescendo até um mínimo local e voltando a crescer, a taxas cada vez menores, até a condição de regime permanente. O comportamento assintótico deve-se indubitavelmente ao comportamento imposto pelas condições de contorno.

O vale observado nestas curvas deve-se à entrada de refrigerante bifásico no tubo capilar e merece uma atenção especial. Com a presença de líquido, por um lado a viscosidade aumenta, aumentando o atrito e reduzindo o fluxo de massa. Por outro lado, há aumento da massa específica do refrigerante, o que tende a aumentar o fluxo de massa. O ponto de mínimo deve-se, então, à ação conjunta destes dois fatores. Assim, como o título na entrada do tubo capilar ainda é elevado nos instantes imediatamente após o início da saturação, o efeito viscoso é predominante, de modo que o fluxo de massa fica reduzido. À medida que o título na entrada do tubo capilar decresce e a diferença entre as pressões aumenta, o efeito da elevação da massa específica passa a ser dominante, fazendo com que o fluxo de massa volte a crescer.

Um outro fato interessante é o comportamento do fluxo de massa fornecido pelo modelo quase-estático, que situou-se entre os valores do fluxo de massa na entrada e na saída estimados pelo modelo transiente, como esperado. Contudo, no vale, o modelo quase estático apresentou valores inferiores aos fluxos estimados pelo modelo transiente, já que o escoamento 'reage' imediatamente à variação nas condições de contorno (entrada de refrigerante bifásico). Para o modelo transiente, há um atraso na 'reação' do escoamento devido aos termos transientes.

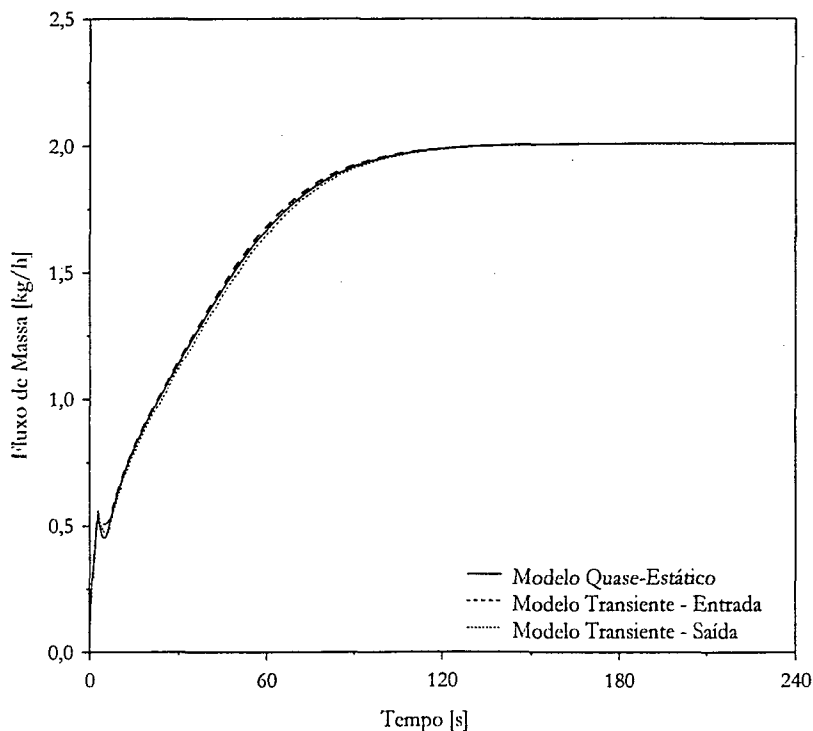


Figura 7.110 Variação do fluxo de massa através do tubo capilar adiabático nos regimes transiente e quase-estático.

A Figura 7.111 mostra a variação temporal da pressão de evaporação utilizada como condição de contorno e das pressões críticas estimadas pelos modelos transiente e quase-estático. Observa-se que tanto para o modelo transiente como para o quase-estático as pressões críticas são levemente inferiores à pressão de evaporação até poucos instantes antes de 60s, quando há a blocagem do escoamento. Para ambos os modelos,

após a blocagem, nota-se pequenas oscilações nas curvas de pressão crítica, que podem ser explicadas pela dificuldade de se estimar, com precisão, o valor da pressão crítica numa região onde o gradiente de pressão é extremamente elevado*. Contudo, apesar das oscilações, nota-se que os valores calculados em ambos os casos são similares e que a blocagem do escoamento ocorreu praticamente no mesmo instante.

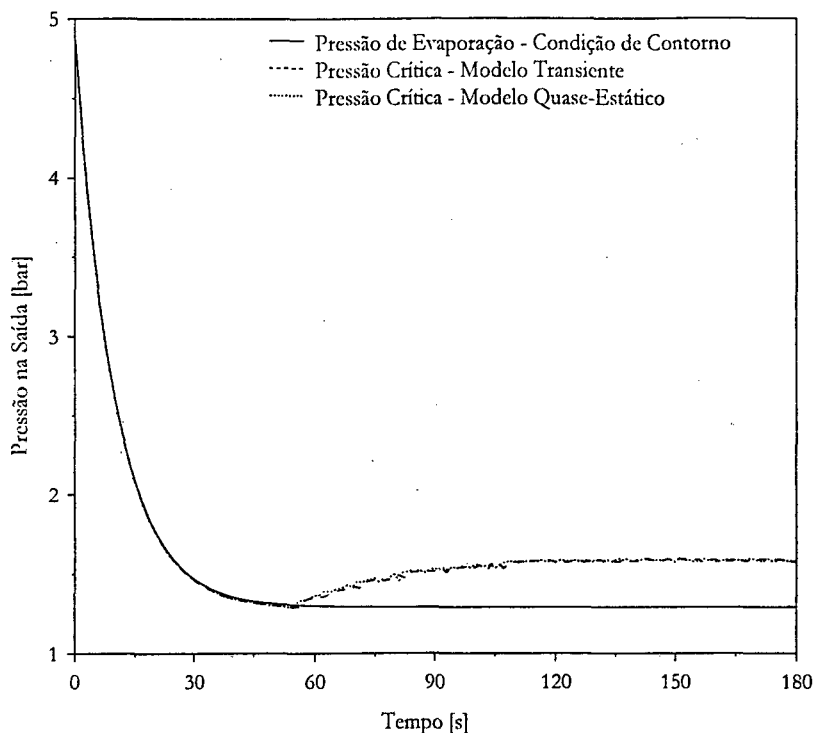


Figura 7.111 Variação da pressão na saída do tubo capilar adiabático nos regimes transiente e quase-estático.

A Figura 7.112 mostra a variação transiente das entalpias na entrada (condição de contorno) e na região de saída, estimadas através dos dois modelos considerados. Nota-se, primeiramente, que os valores estimados para a entalpia na saída pelos modelos transiente e quase-estático estão bastante próximos. Observa-se também que a diferença entre a entalpia na entrada e na saída é pequena nos instantes iniciais (escoamento isentálpico), aumentando gradativamente com o tempo à medida que as velocidades na saída se tornam cada vez maiores, até o instante onde ocorre a blocagem do escoamento (próximo de 60s). A partir deste ponto, nota-se que não há alteração significativa na diferença entre as entalpias na entrada e na saída. É importante recordar que a redução na entalpia ocorre exclusivamente devido ao aumento da energia cinética do escoamento, já que não há transferência de calor (escoamento de Fanno).

As Figuras 7.113 e 7.114 apresentam o escoamento através do tubo capilar adiabático respectivamente em diagramas $p-h$ e $T-s$ para os dois modelos considerados, em diversos instantes de tempo. No diagrama $p-h$ da Figura 7.113 fica evidente que nos primeiros instantes há apenas vapor superaquecido escoando através do tubo capilar (ver curva para 1s). Com o passar do tempo, há admissão de refrigerante bifásico no tubo capilar mas a condição na saída ainda é de vapor superaquecido, já que o escoamento é praticamente isentálpico (ver curva para 5s). Após mais algum tempo, o capilar fica completamente preenchido com refrigerante bifásico. A medida

* Deve-se recordar que o critério de blocagem adotado impõe $dp/dx \rightarrow \infty$ na região de saída.

que as pressões de condensação e de evaporação se afastam e o título na entrada diminui, a quantidade de líquido aumenta, o que provoca o aumento do fluxo de massa.

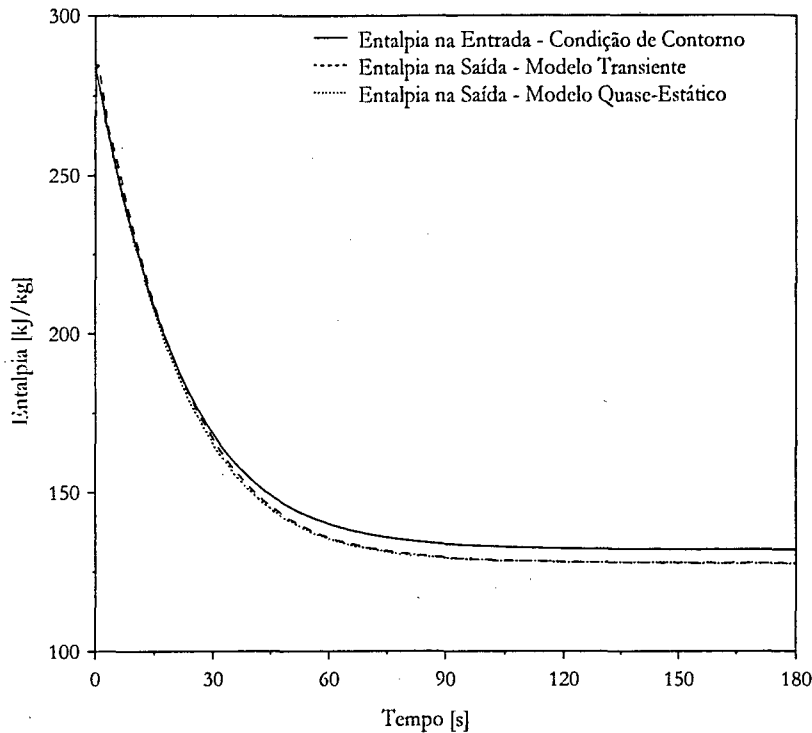


Figura 7.112 Variação da entalpia na saída do tubo capilar adiabático nos regimes transiente e quase-estático.

Deve-se observar que com o passar do tempo, os perfis de entalpia tornam-se curvos, o que se deve ao aumento da velocidade na região de saída. A partir de 120s, não se observou qualquer variação significativa nos perfis de entalpia. Esta figura permite ainda observar que existe uma pequena diferença entre os perfis obtidos através dos modelos quase-estático e transiente. Como esperado, o modelo quase estático forneceu perfis praticamente isentálpicos até a bloqueagem do escoamento. O modelo transiente, contudo, apresentou um aumento na entalpia nos instantes iniciais, o que se deve à inércia térmica do escoamento. Este fenômeno é observado até o instante 15s, a partir do qual os efeitos transientes tornam-se desprezíveis.

O diagrama $T-s$ representado na Figura 7.114 torna mais evidente as diferenças entre os comportamentos previstos pelos modelos transiente e quase-estático nos instantes iniciais. No instante 1s, nota-se que o modelo quase-estático prevê uma redução de temperatura enquanto o modelo transiente a mantém próxima da condição inicial. Para o instante 5s, nota-se uma diferença razoável nos níveis de temperatura obtidos na região de saída. O modelo transiente apresenta temperaturas mais elevadas devido à inércia térmica. Após este instante, nota-se que os perfis sofrem uma alteração gradual até a condição de regime permanente. No instante 120s, os modelos apresentam resultados bastante semelhantes.

A Figura 7.115 mostra os perfis de temperatura ao longo do tubo capilar estimados pelos modelos transiente e quase-estático em diversos instantes de tempo. No instante inicial (1s), nota-se que o modelo transiente estima uma temperatura do refrigerante na região de saída superior à da região de entrada devido à inércia térmica do escoamento. O modelo quase-estático, por sua vez, estima uma distribuição de temperatura decrescente da entrada em direção à saída. Isto ocorre porque a influência transiente, ou a 'memória do escoamento' foi desconsiderada. Para o instante 5s, nota-se que ambos os modelos apresentam comportamentos

semelhantes. Neste caso, a temperatura decresce ao longo do tubo capilar até um ponto de mínimo, quando então passa a decrescer a taxas menores devido à presença exclusiva de vapor superaquecido no escoamento. A partir de 10s, este efeito desaparece, de modo que os perfis de temperatura se alteram gradualmente até a condição de regime permanente.

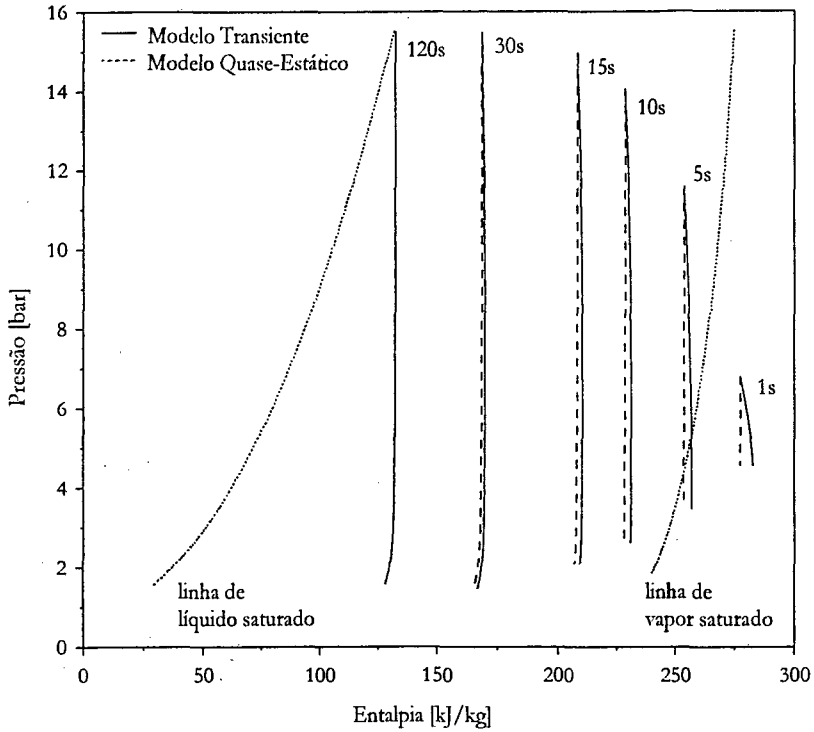


Figura 7.113 Diagrama $p-h$ do escoamento através do tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo.

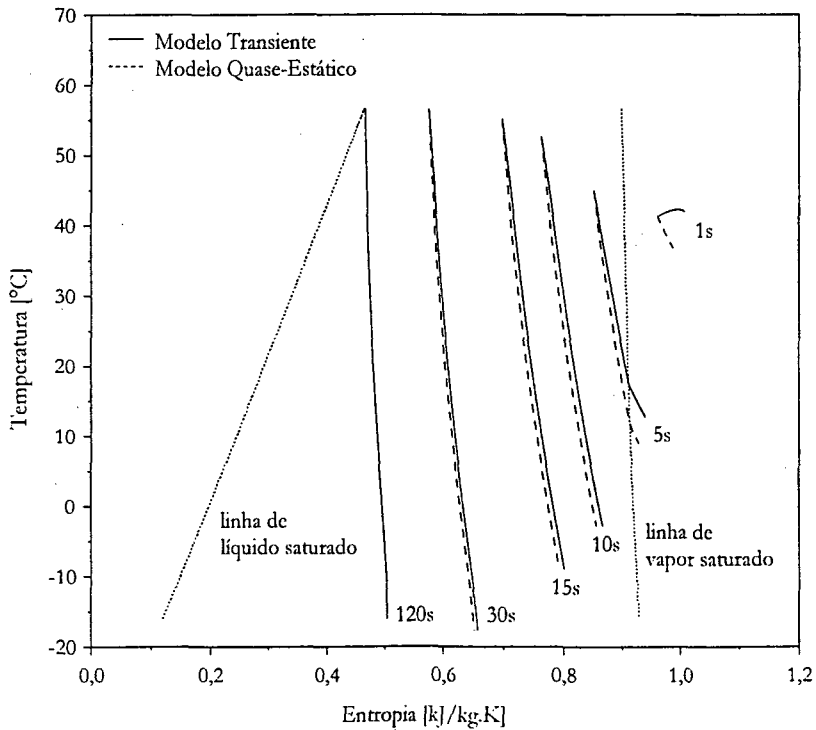


Figura 7.114 Diagrama $T-s$ do escoamento através do tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo.

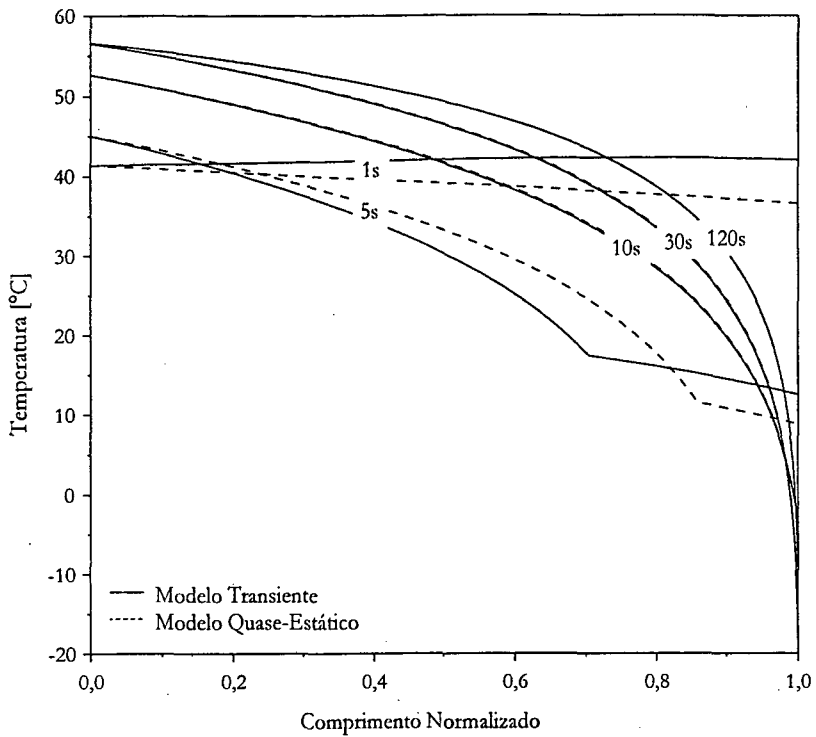


Figura 7.115 Perfis de temperatura para o tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo.

A Figura 7.116 apresenta a variação espacial do título a partir do instante 5s. Nota-se que os perfis são semelhantes para todos os instantes de tempo, de modo que observa-se uma deformação contínua no perfil até a condição de regime permanente. Para o perfil no instante 5s observa-se uma pequena diferença no título calculado através dos diferentes modelos. A partir de 10s nota-se que os perfis obtidos pelos modelos transiente e quase-estático são muito semelhantes. No perfil para 120s observa-se que os resultados são coincidentes.

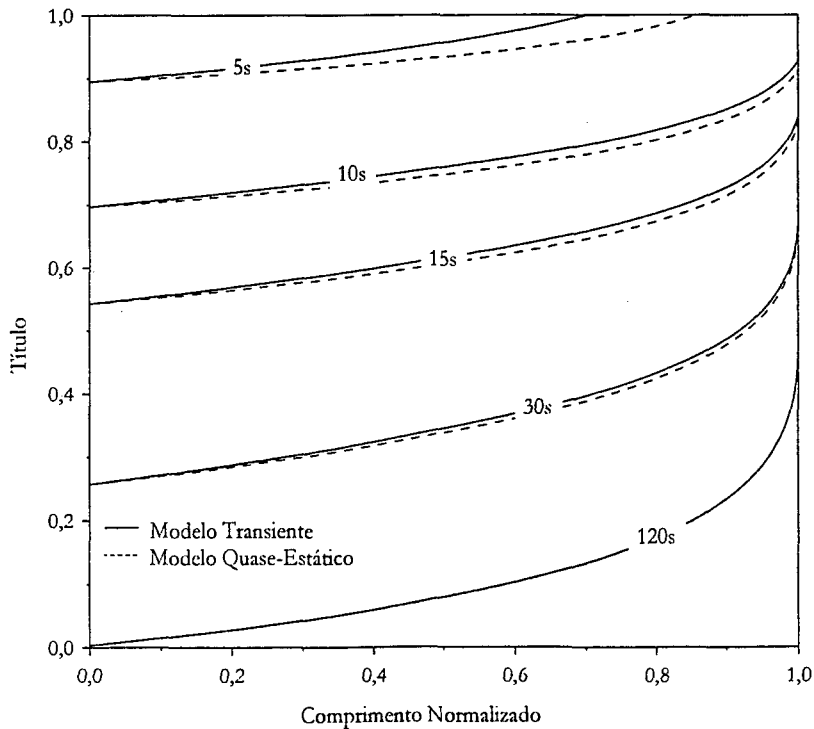


Figura 7.116 Perfis de título para o tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo.

A Figura 7.117 mostra os perfis de pressão, para diversos instantes de tempo, obtidos através dos modelos transiente e quase-estático. O comportamento observado para a pressão é similar ao observado para a temperatura. Nos instantes iniciais, a pressão cai linearmente para ambos os modelos, cujos resultados apresentam-se bastante próximos, já que a influência transiente sobre a pressão é pequena. Após alguns instantes, observa-se a inflexão relativa ao re-superaquecimento do refrigerante. A partir deste ponto, nota-se que os perfis tendem gradualmente para a condição de regime permanente.

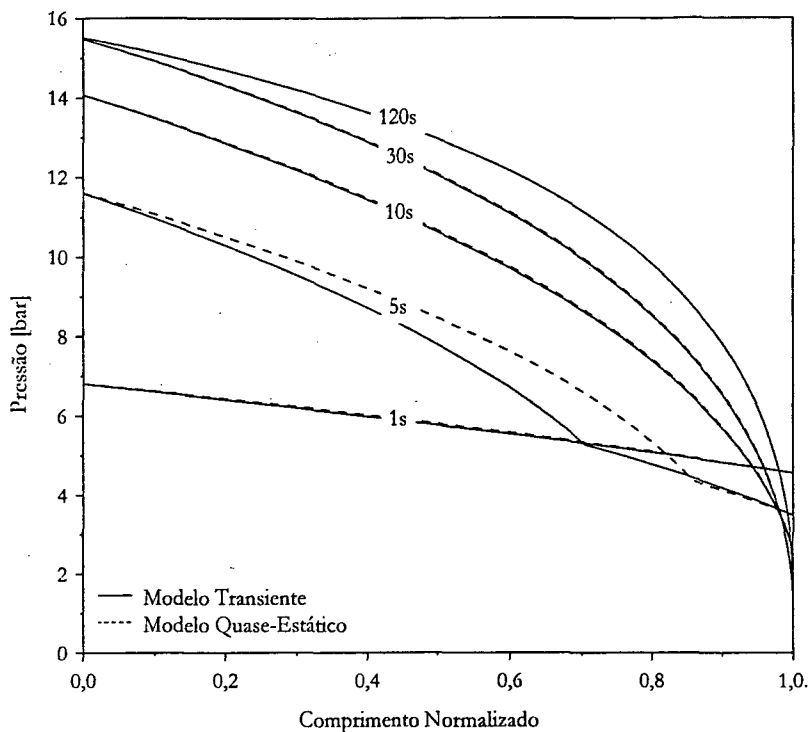


Figura 7.117 Perfis de pressão para o tubo capilar adiabático em diversos instantes de tempo.

Tubo Capilar Não-Adiabático – Modelo Quase-Estático

No caso do tubo capilar não-adiabático, são apresentados apenas os resultados obtidos através de um modelo quase-estático, já que o modelo transiente apresentou problemas de convergência. Deve-se notar que no escoamento através do tubo capilar, os termos transientes são, de fato, pouco significativos, como mostrado para a situação adiabática.

A Figura 7.118 mostra a variação transiente do fluxo de massa através do tubo capilar não-adiabático e a condição de contorno de fluxo de massa prescrito na entrada da linha de sucção. Nesta figura, nota-se que o fluxo de massa através do tubo capilar cresce rapidamente nos instantes iniciais até o ponto de máximo local, o que está associado à entrada de refrigerante bifásico no tubo capilar. Da mesma forma que o caso adiabático, o fluxo de massa decresce devido ao aumento do atrito até um ponto de mínimo, voltando a crescer, porém a taxas menores, até que a condição de regime permanente seja obtida.

Comparando os fluxos de massa previstos pelos modelos adiabático (Figura 7.110) e do modelo não-adiabático (Figura 7.118), pode-se concluir que a taxa de crescimento do fluxo de massa após o início da saturação é maior no último caso, já que a transferência de calor para a linha de sucção reduz o título, aumentando a quantidade de líquido no escoamento, o que eleva o fluxo de massa. Observa-se que para o caso

não adiabático, o fluxo de massa atinge a condição de regime permanente após cerca de 180s, enquanto o caso adiabático leva 150s. O fluxo de massa na entrada da linha de sucção apresentou as mesmas tendências do fluxo de massa através do tubo capilar, já que este foi obtido através de um fator multiplicativo variável com o tempo, o que explica o ponto de máximo obtido. Nota-se que a variação transiente do fluxo de massa na linha de sucção apresentou-se similar à obtida para o evaporador (ver Figura 7.85).

A Figura 7.119 descreve a variação temporal da pressão na região de saída do tubo capilar. Nesta figura, são apresentadas tanto a pressão de evaporação (condição de contorno) como a pressão crítica (função do escoamento). Nota-se que neste caso, a pressão crítica permaneceu inferior à pressão de evaporação até aproximadamente 80s, até que ocorresse a bloqueagem do escoamento. Nota-se que, para o caso adiabático, a bloqueagem ocorreu em torno de 60s. Esta figura também deixa evidente as oscilações observadas na pressão crítica, que se devem à dificuldade de estimá-la com precisão em face do elevado gradiente de pressão.

Na Figura 7.120 são mostradas as entalpias na entrada e na saída do tubo capilar e da linha de sucção. Para o tubo capilar (linha contínua), é possível observar que nos instantes iniciais a entalpia na saída é maior que a entalpia na entrada. Isto ocorre porque a linha de sucção, que ainda está quente, transfere calor para o tubo capilar, aquecendo-o. Nota-se que este comportamento é antagônico ao comportamento observado no regime permanente, ou seja, que o tubo capilar (quente) aqueça a linha de sucção (fria). Isto ocorre apenas nos instantes iniciais e se deve à inércia térmica da linha de sucção, como será explorado mais adiante.

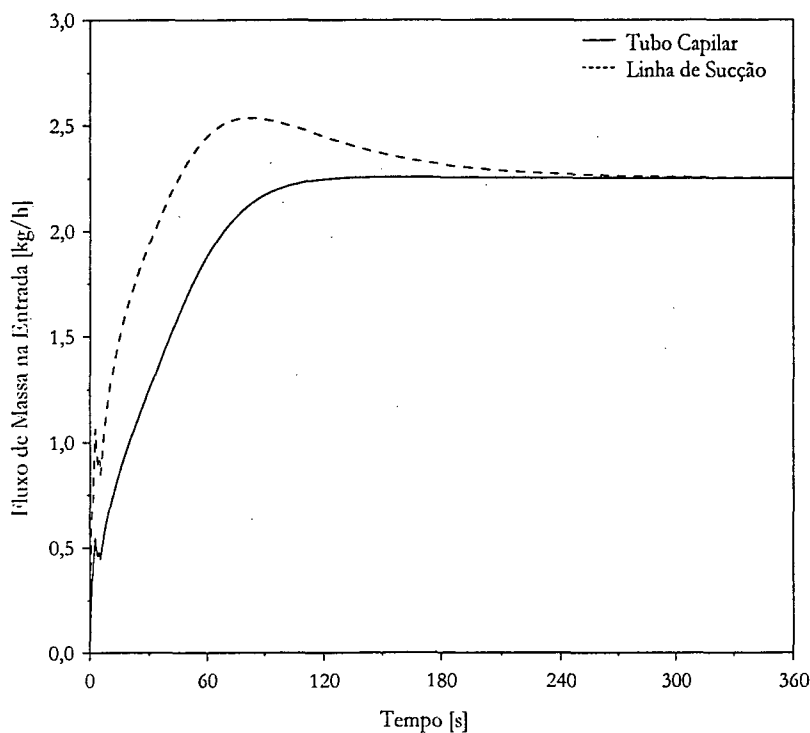


Figura 7.118 Variação do fluxo de massa através do tubo capilar não-adiabático no regime transiente.

Nesta figura, observa-se ainda que, após alguns instantes, a entalpia na saída passa a decrescer rapidamente, assumindo valores inferiores aos apresentados pela entalpia na entrada. Com o passar do tempo, nota-se que a diferença entre a região de entrada e de saída tende a aumentar devido à transferência de calor para a linha de sucção. Deve-se notar ainda que, no regime permanente, a diferença entre as entalpias na entrada e na saída do tubo capilar é praticamente igual à diferença entre as entalpias na entrada e na saída da linha de sucção.

A igualdade não é verdadeira pois há aceleração do escoamento na região de saída do tubo capilar. Nesta figura, observa-se ainda a condição de entalpia prescrita na entrada da linha de sucção, conforme definido na equação (7.5). Este fato permite concluir que a condição de saturação atinge a região de saída do tubo capilar no ponto onde a linha pontilhada e a linha contínua se separam.

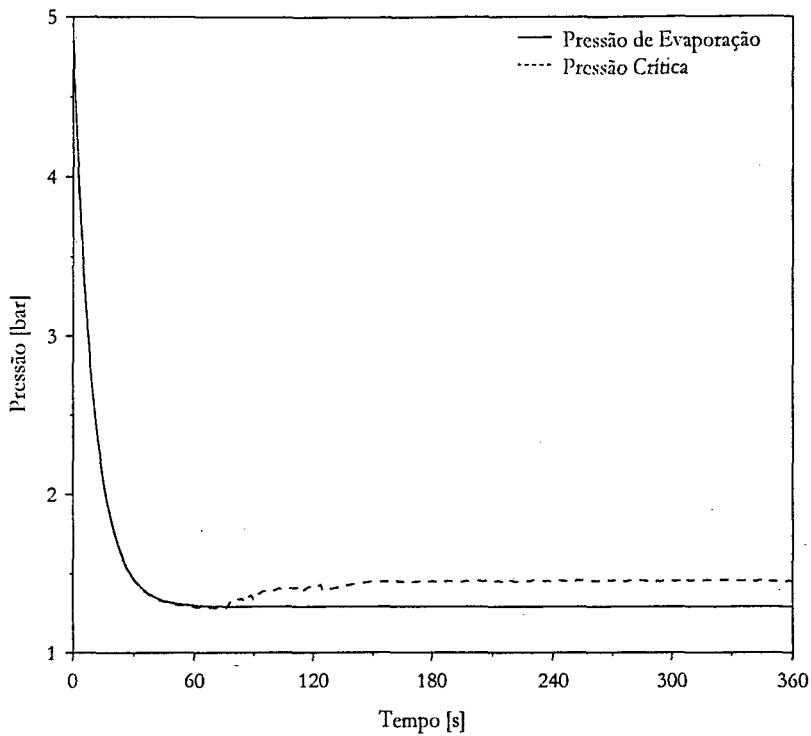


Figura 7.119 Variação da pressão na saída do tubo capilar não-adiabático no regime transiente.

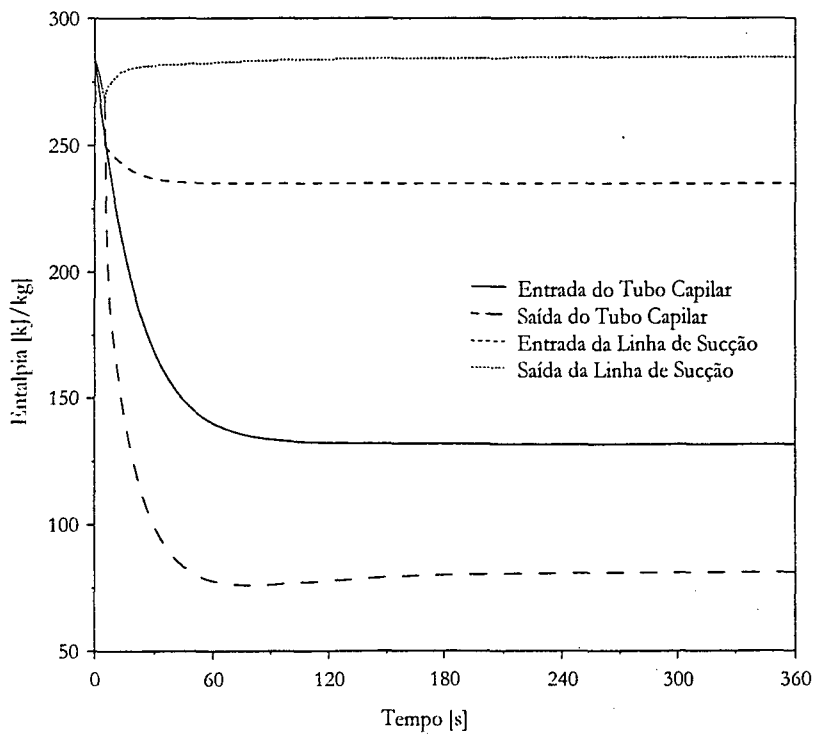


Figura 7.120 Variação da entalpia na entrada e na saída do tubo capilar e da linha de sucção no regime transiente.

As Figuras 7.121 e 7.122 representam respectivamente em diagramas $p-h$ e $T-s$ o escoamento do refrigerante através do tubo capilar, em diversos instantes de tempo. Deve-se notar que nos instantes iniciais, quando a linha de sucção apresenta uma temperatura mais elevada, ocorre um aquecimento do refrigerante que escoo através do tubo capilar. Nos instantes onde há refrigerante bifásico na entrada do tubo capilar (curvas para 4 e 5s), observa-se que a transferência de calor da linha de sucção para o tubo capilar faz com que haja ressuperaquecimento do escoamento. Este aquecimento se deve à elevada capacidade térmica da linha de sucção, que leva mais tempo para se resfriar, passando a aquecer o capilar, exercendo um papel antagônico àquele para o qual foi projetado.

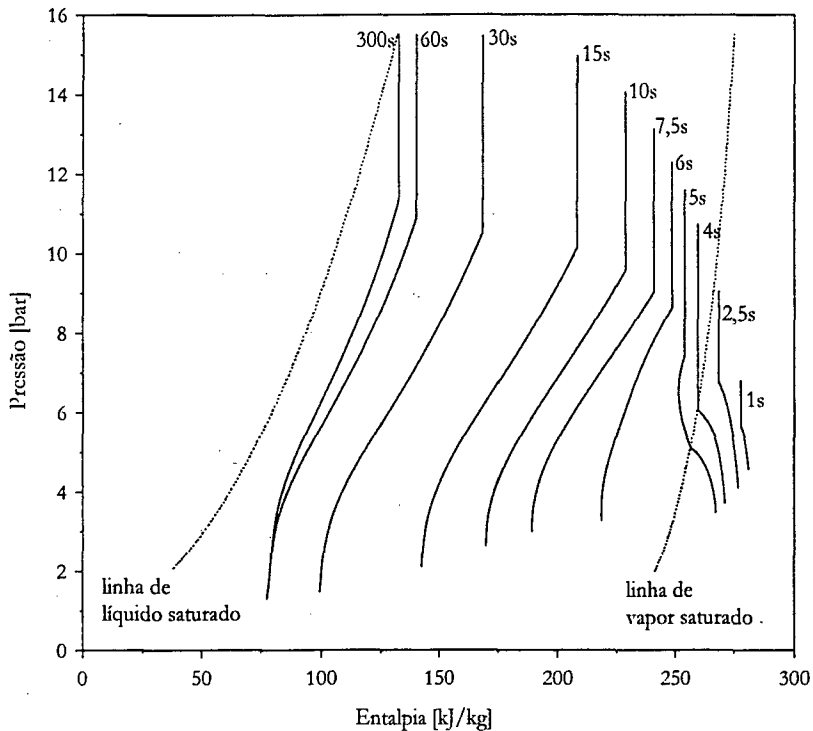


Figura 7.121 Diagrama $p-h$ do escoamento através do tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo.

Após alguns instantes (a partir de 6s), o efeito da transferência de calor da linha de sucção deixa de ocorrer, havendo total preenchimento do tubo capilar com refrigerante saturado e, conseqüentemente, elevação do fluxo de massa. Numa condição próxima ao regime permanente (em torno de 300s), a linha de sucção apresenta temperaturas inferiores às temperaturas do tubo capilar, pois a influência transiente torna-se sem efeito, de modo que o trocador de calor passa, então, a desempenhar seu papel de projeto, resfriando o tubo capilar e aquecendo a linha de sucção. Este comportamento pode ser melhor compreendido com auxílio das Figuras 7.123 a 7.125.

A Figura 7.123 mostra as temperaturas do refrigerante no tubo capilar e na linha de sucção para o instante 1s. Nesta figura, observa-se que a temperatura do refrigerante decresce linearmente até o início do trocador de calor. Neste ponto ocorre o contato com a linha de sucção, cuja temperatura está mais elevada devido à sua maior capacidade térmica. Assim, o refrigerante que escoo através do tubo capilar se aquece. Na linha de sucção, o refrigerante que entra mais frio se aquece rapidamente devido ao contato com as paredes que ainda estão quentes. Com o afastamento da região de entrada, o refrigerante sofre um resfriamento perdendo calor para o tubo capilar.

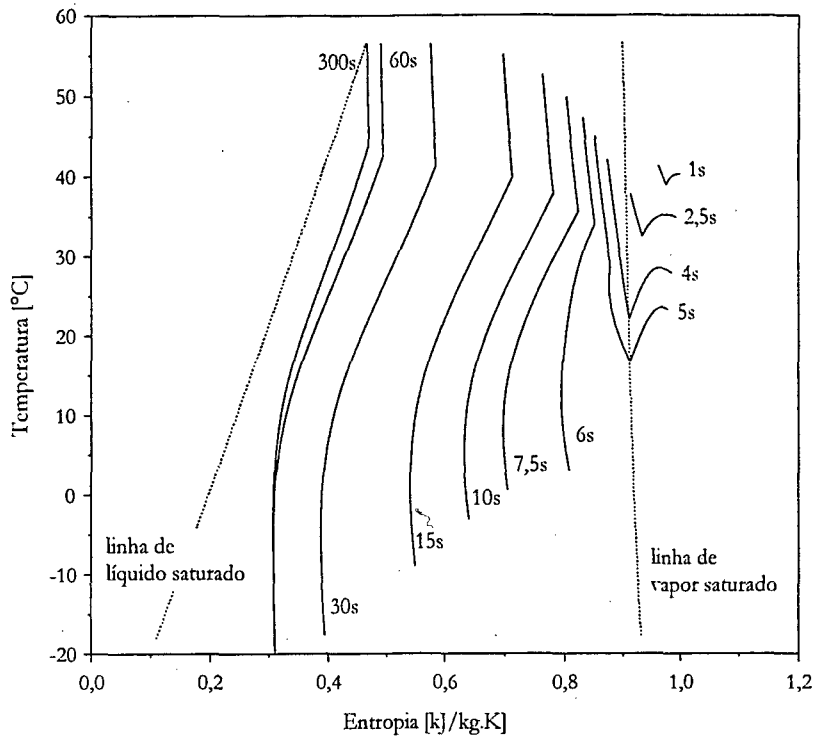


Figura 7.122 Diagrama $T-s$ do escoamento através do tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo.

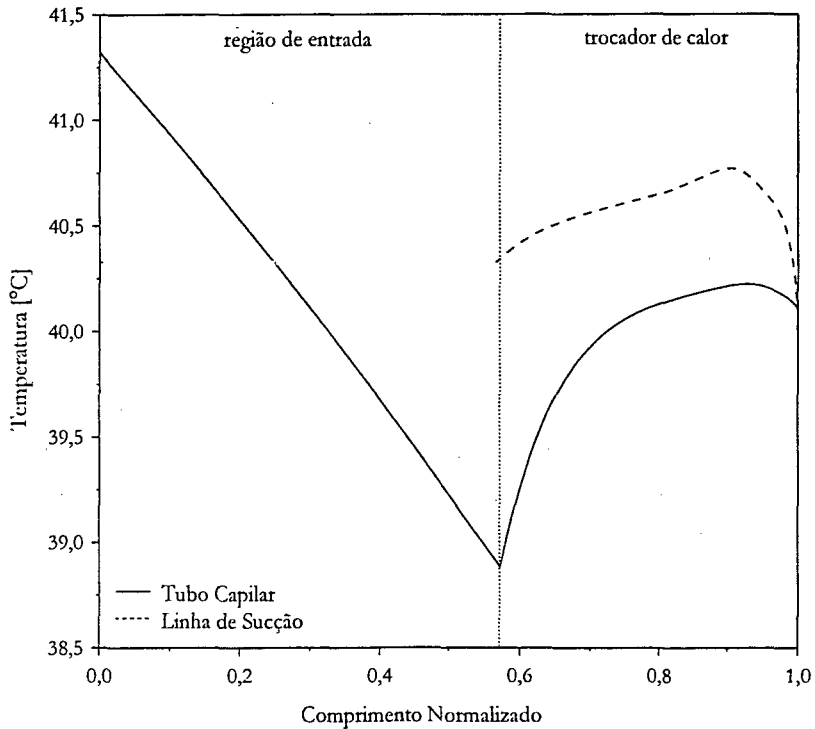


Figura 7.123 Temperatura do refrigerante ao longo do tubo capilar e da linha de sucção no instante 1s.

A Figura 7.124 mostra as temperaturas do refrigerante para o tubo capilar e para a linha de sucção no instante 5s. Estas curvas apresentam um comportamento, no mínimo, interessante. O refrigerante que escoava ao longo da linha de sucção apresenta uma elevação de temperatura na região de entrada, devido ao ganho de calor das paredes, seguido de uma redução de temperatura, associada à rejeição de calor para o refrigerante escoando através do tubo capilar. Este fato, associado ao efeito transiente, faz com que as curvas de temperatura se

interceptem, como mostrado na Figura 7.124. Deve-se notar que nesta figura, a inflexão do perfil está relacionada com o re-superaquecimento do refrigerante e não com o início do trocador de calor, como na figura anterior.

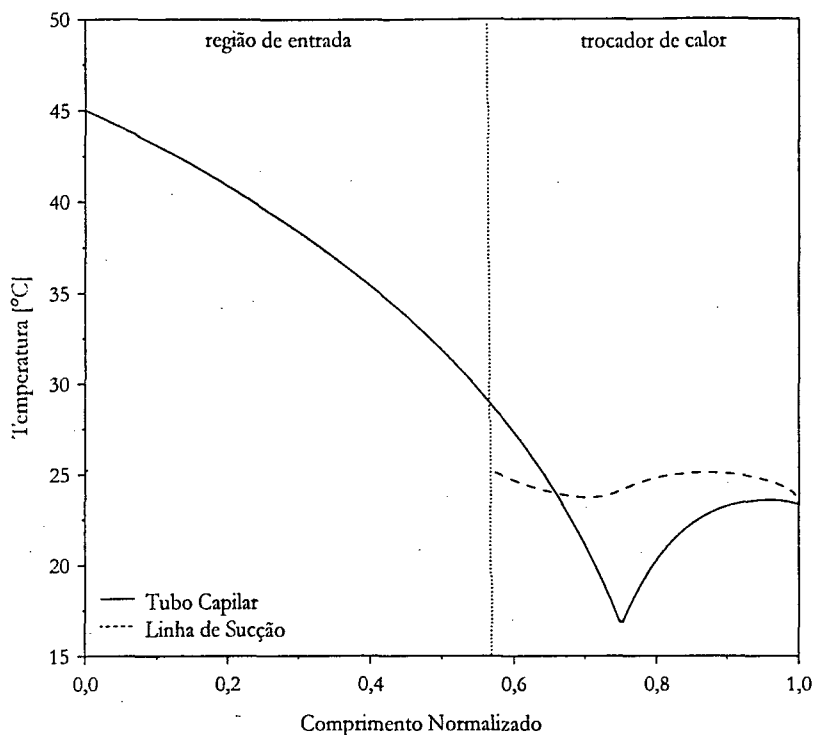


Figura 7.124 Temperatura do refrigerante ao longo do tubo capilar e da linha de sucção no instante 5s.

A Figura 7.125 mostra as temperaturas do refrigerante para o tubo capilar e para a linha de sucção no instante 10s. Nesta figura observa-se que o refrigerante escoando através do tubo capilar está quente, rejeitando calor para o refrigerante escoando através da linha de sucção. Este comportamento se mantém até a condição de regime permanente.

A Figura 7.126 apresenta os perfis de temperatura do refrigerante para o tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo. Nesta figura, pode-se notar o aquecimento sofrido pelo refrigerante devido à transferência de calor com a linha de sucção nas curvas para 1, 4 e 5s. Na curva para 6s o efeito de aquecimento deixa de existir. A partir deste ponto, os perfis são similares e se alteram gradativamente até a condição de regime permanente.

A Figura 7.127 mostra os perfis de pressão para o tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo. Nos primeiros instantes (1s), quando há apenas escoamento de vapor superaquecido, a pressão decresce linearmente ao longo do tubo capilar. Após alguns instantes (4 e 5s), com o início da saturação, os perfis de pressão decrescem rapidamente na região bifásica, passando a decrescer mais lentamente na região de vapor superaquecido. A partir de 6s, observa-se que o tubo capilar está completamente preenchido com refrigerante bifásico, de modo que os perfis de pressão apresentam características semelhantes, alterando-se lentamente até a condição de regime permanente.

A Figura 7.128 descreve os perfis de título para o tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo. Nota-se que os perfis são semelhantes para todos os instantes de tempo, de modo que se observa uma deformação contínua no perfil até a condição de regime permanente.

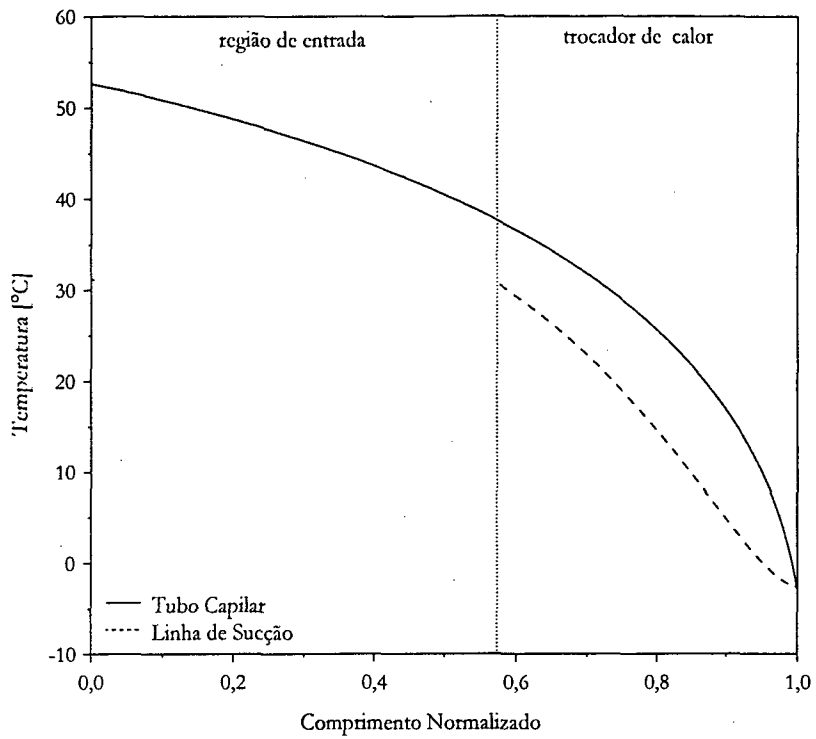


Figura 7.125 Temperatura do refrigerante ao longo do tubo capilar e da linha de sucção no instante 10s.

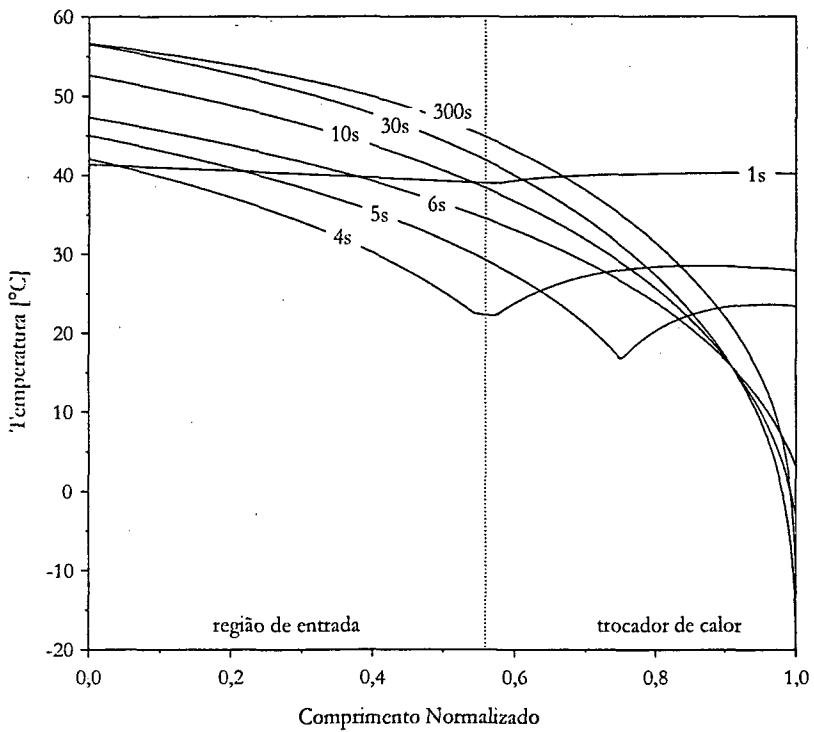


Figura 7.126 Perfis de temperatura ao longo do tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo.

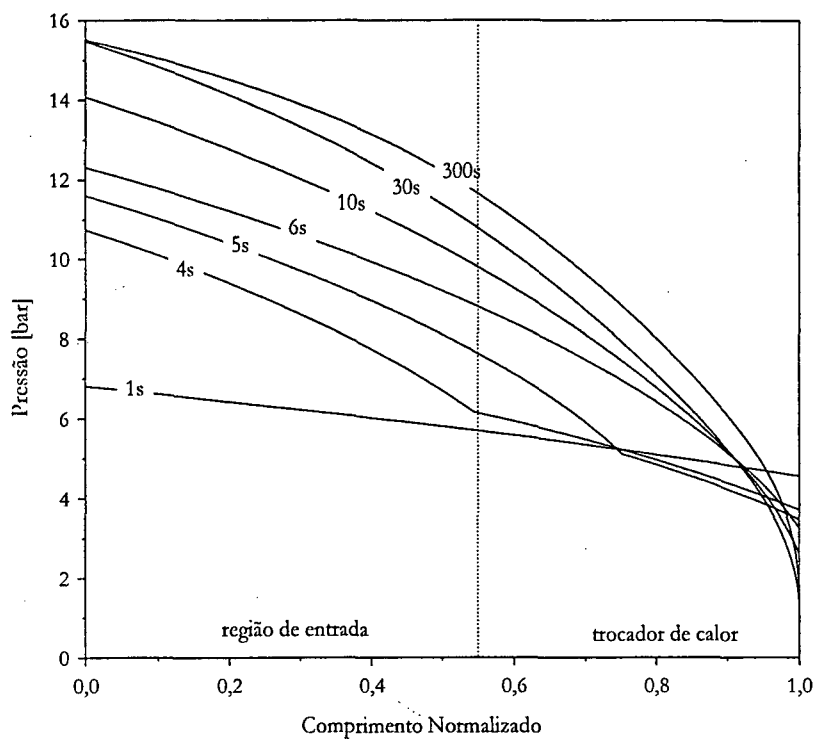


Figura 7.127 Perfis de pressão para o tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo.

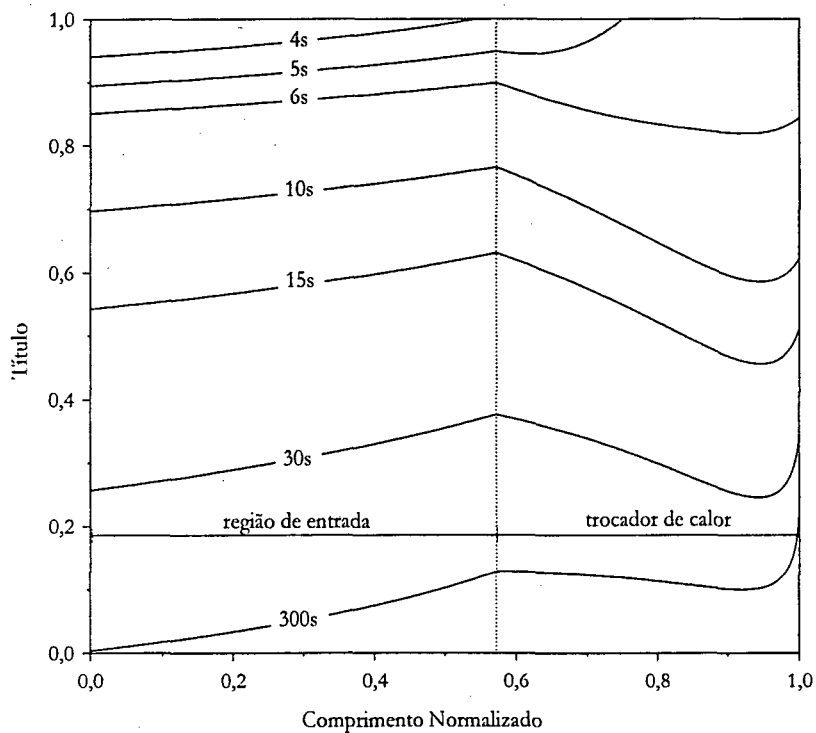


Figura 7.128 Perfis de título para o tubo capilar não-adiabático em diversos instantes de tempo.

7.3.5 Modelos do Compressor e do Trecho Adjacente da Linha de Sucção

Para simular o compressor, as seguintes condições de contorno foram utilizadas:

$$\begin{cases} p_s = 1,28 + (p^\circ - 1,28) \cdot e^{-t/50} \\ p_d = 15,53 + (p^\circ - 15,53) \cdot e^{-t/20} \\ T_{tk,e} = 34,3 + (T_{amb} - 34,3) \cdot e^{-t/100} \end{cases} \quad (7.6)$$

onde o tempo é dado em [s], a pressão em [bar] e a temperatura em [°C].

As variações transientes das condições de contorno para a temperatura prescrita na entrada da linha de sucção e para as pressões prescritas na sucção e na descarga do compressor são apresentadas respectivamente nas Figuras 7.129 e 7.130. Deve-se observar que, nesta simulação, fez-se uso de uma malha computacional para o trecho da linha de sucção com 50 volumes.

A Figura 7.129 apresenta a condição de temperatura prescrita na entrada da linha de sucção e permite observar que o regime permanente é atingido após 600s. As condições de contorno para a pressão prescrita na entrada e na saída do compressor são mostradas na Figura 7.130, juntamente com as pressões nas câmaras de sucção e de descarga, calculadas pelo modelo. Nesta figura, nota-se que as pressões na região de sucção atingem o regime permanente após aproximadamente 180s, enquanto as pressões na descarga levam em torno de 120s para atingirem a condição de regime permanente.

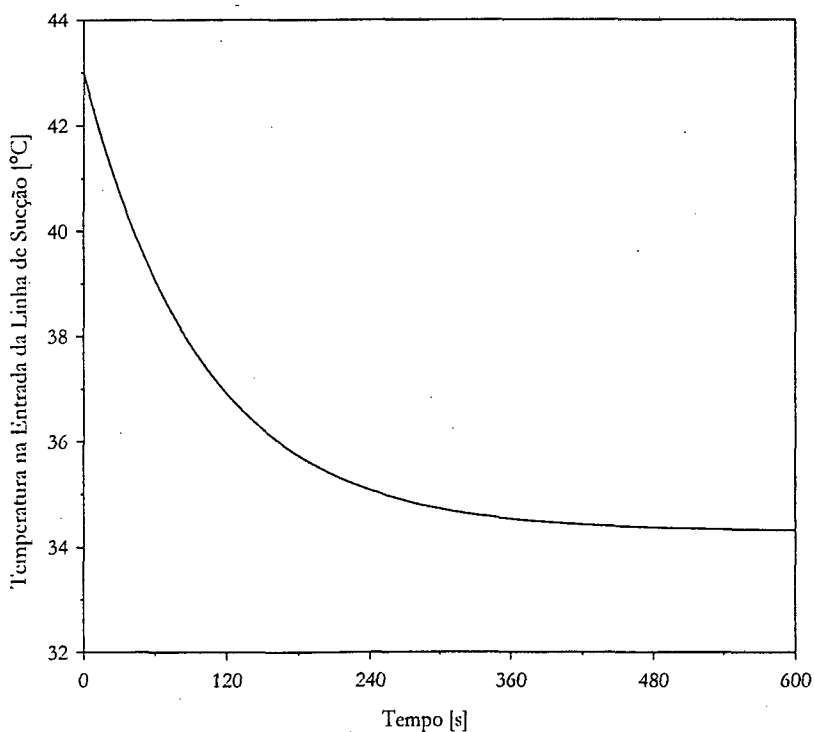


Figura 7.129 Condições de contorno de temperatura prescrita na entrada do trecho adjacente da linha de sucção.

Ainda na Figura 7.130 pode-se observar que as diferenças entre as pressões na região de descarga são bastante elevadas, principalmente no transiente inicial, quando o fluxo de massa é mais elevado e a massa específica é mais reduzida. As diferenças de pressão na região de sucção são mais amenas, devidas às maiores massas específicas e ao fluxo de massa reduzido. As perdas de carga são melhor visualizadas na Figura 7.131, onde observa-se uma perda de carga máxima de aproximadamente 2,5bar no tubo de descarga.

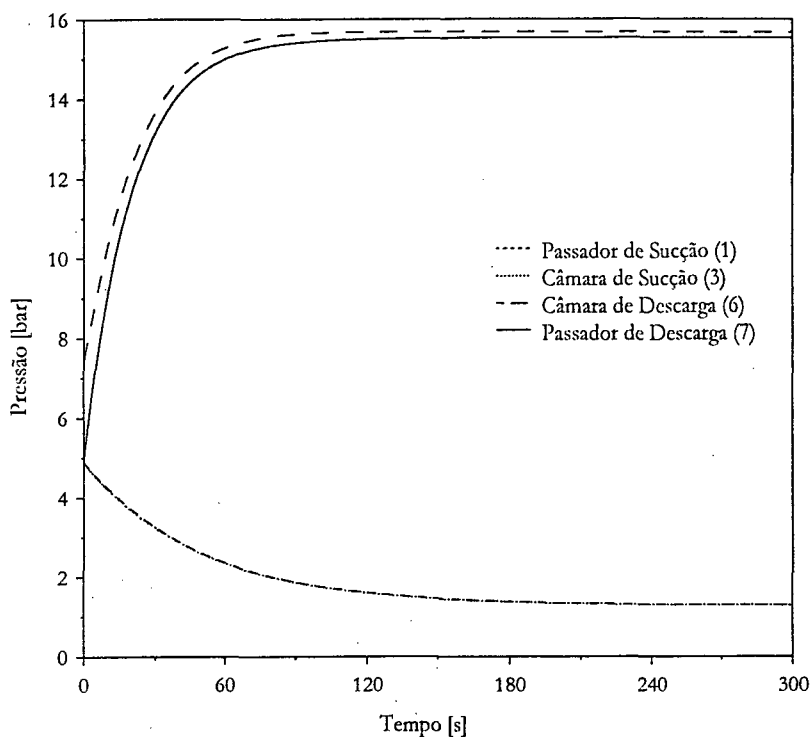


Figura 7.130 Variação transiente das pressões no compressor.

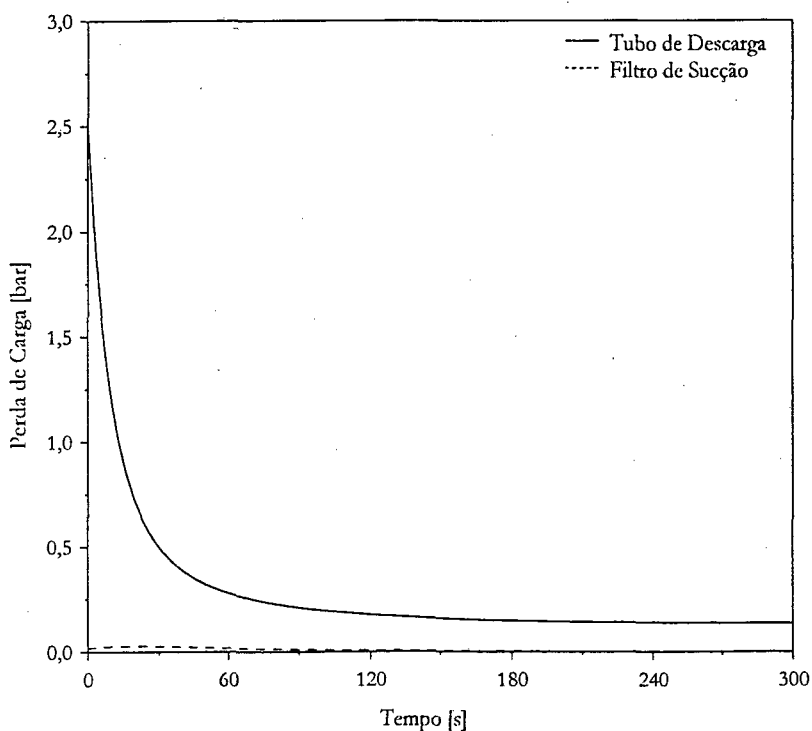


Figura 7.131 Variação transiente das perdas de carga na sucção e na descarga do compressor.

Este fato pode ser explicado da seguinte forma: nos instantes iniciais, quando a pressão de sucção é elevada e a pressão de descarga é reduzida, tem-se uma massa específica elevada na sucção e, conseqüentemente, fluxo de massa elevado. Além disso, a massa específica na descarga é pequena devido à sua reduzida pressão, se comparada com os valores de regime permanente. Como a perda de carga na descarga tem relação direta com o

quadrado do fluxo de massa e relação inversa com a massa específica, o ponto de máximo ocorre no momento da partida.

Na Figura 7.132 pode-se observar a variação transiente do fluxo de massa na sucção, do fluxo de massa deslocado pelo pistão, e do fluxo de massa de refrigerante desprendido do óleo. Nota-se que, nos instantes iniciais, os fluxos de massa crescem instantaneamente até um ponto de máximo, pois a variação da rotação do motor elétrico com o tempo não foi considerada. O valor máximo ocorre devido à elevada pressão de sucção e, conseqüentemente, elevada massa específica, o que influencia diretamente o fluxo de massa deslocado pelo compressor. Como a massa deslocada pelo pistão é muito elevada, os fluxos de massa aspirados do interior da carcaça e da linha de sucção também crescem. Com a elevação do fluxo de massa no interior da carcaça, há redução da massa específica e da pressão, o que provoca desprendimento do refrigerante dissolvido no óleo. Posteriormente, com a queda na redução da pressão de evaporação, os fluxos de massa no compressor são atenuados. Convém observar que, no regime permanente, a taxa de desprendimento de refrigerante do óleo é nula, pois a pressão e temperatura e, conseqüentemente, a solubilidade do refrigerante no óleo, não mais variam, como pode ser observado na Figura 7.133, que mostra a variação transiente da massa de refrigerante dissolvida no óleo. O fluxo de massa do interior da carcaça para o cilindro também se anula devido à hipótese de 'caixa de mistura' na região de sucção.

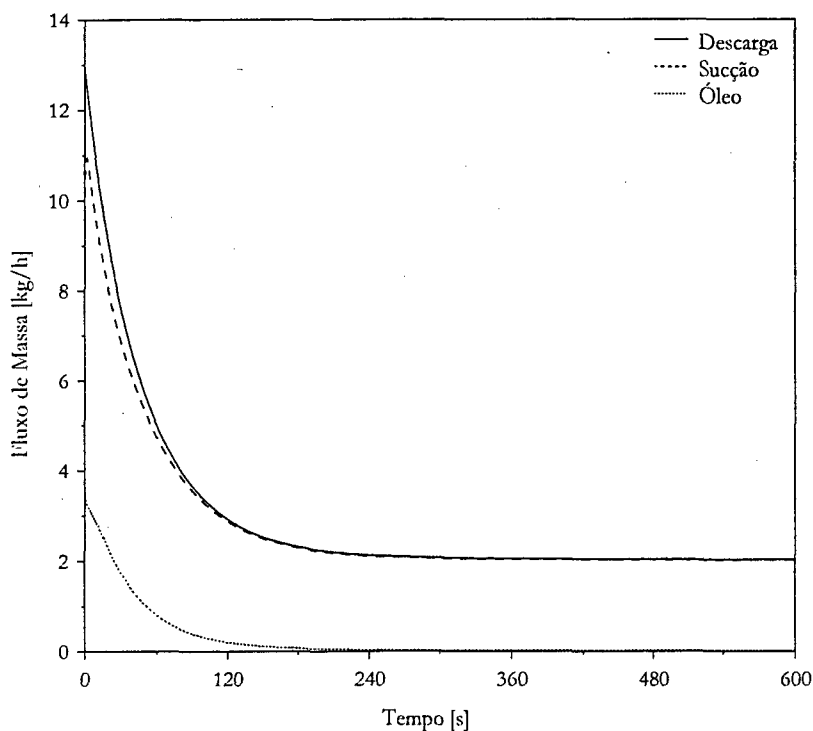


Figura 7.132 Variação transiente dos fluxos de massa no compressor.

Na Figura 7.134 pode-se observar a variação da potência consumida pelo compressor ao longo do tempo. O ponto de máximo observado nos primeiros minutos ocorre devido ao aumento da relação de compressão e também à redução na pressão de sucção. Ou seja, à medida que a relação de compressão aumenta, o torque no motor também aumenta. Ainda, à medida que a pressão de sucção decresce, a massa específica decresce, influenciando o fluxo de massa, que também é reduzido. Assim, por um lado, a redução do fluxo de massa e da pressão de sucção tendem a reduzir o trabalho de compressão, e por outro lado, a redução na massa

específica e o aumento da relação de compressão tendem a aumentá-lo, apresentando o ponto de máximo observado.

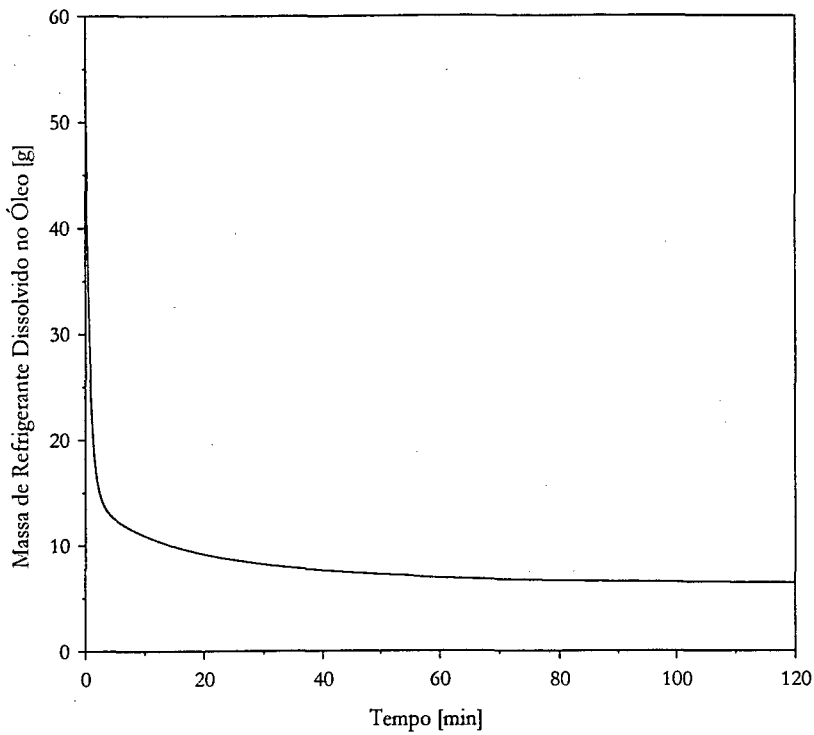


Figura 7.133 Variação transiente da massa de refrigerante dissolvido no óleo.

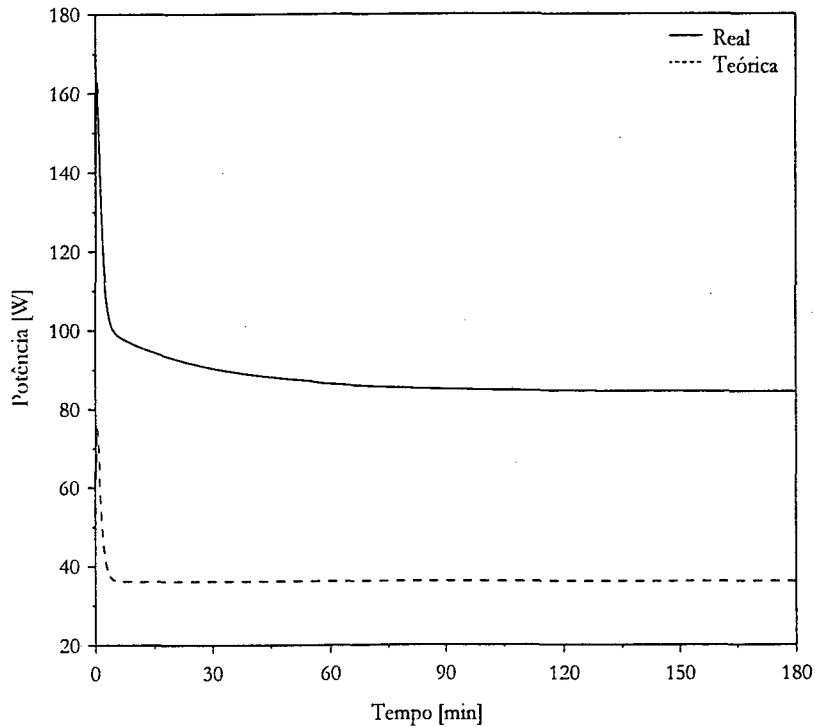


Figura 7.134 Variação transiente da potência teórica e real requeridas pelo compressor.

Ainda nesta figura, nota-se que a potência teórica (politrópica) atinge rapidamente o regime permanente, enquanto a potência real cai rapidamente nos primeiros minutos para, então, decair a taxas cada vez mais suaves, até a condição de regime permanente. Isto pode ser explicado pelo comportamento apresentado pela eficiência

global do compressor ao longo do tempo, como pode ser observado na Figura 7.135. Nos instantes iniciais, a eficiência global apresenta um pico, decrescendo até um vale e voltando a crescer até a condição de regime permanente, de modo que a potência real apresenta o comportamento observado.

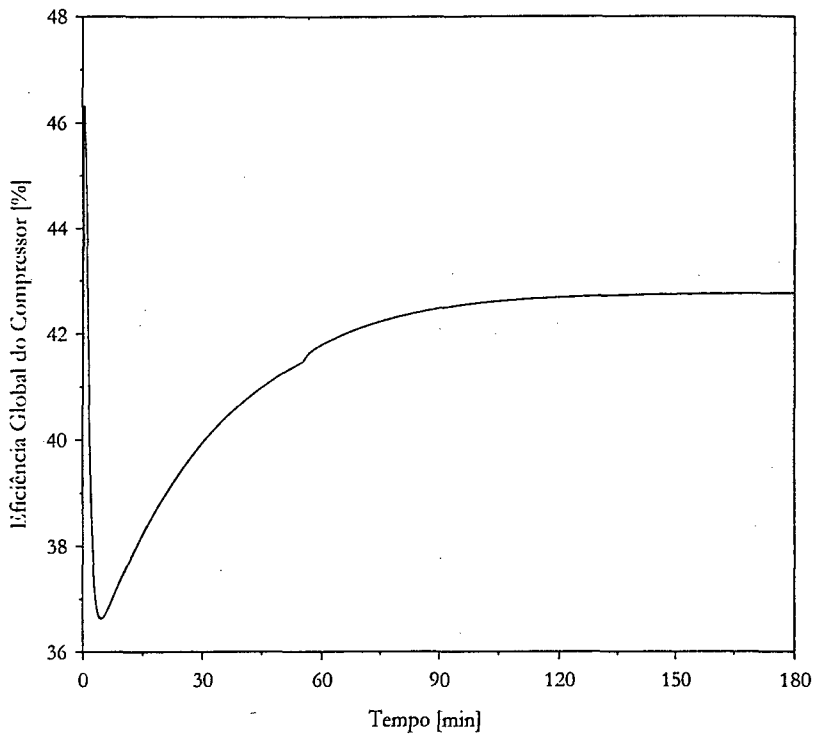


Figura 7.135 Variação transiente da eficiência global do compressor.

As Figuras 7.136 e 7.137 apresentam a evolução das temperaturas do refrigerante e das partes internas do compressor ao longo do tempo. O crescimento abrupto da temperatura de descarga (6) é explicado pela elevada taxa de crescimento da pressão de descarga nos instantes iniciais. A temperatura do refrigerante no passador de descarga (7) cresce a taxas menores, sendo da mesma ordem de crescimento da temperatura no tubo de descarga. Nota-se ainda que nos instantes iniciais o refrigerante no tubo de descarga sofre um pequeno resfriamento devido às trocas de calor com o refrigerante no interior da carcaça. Após alguns instantes, o tubo se aquece e as taxas de troca de calor diminuem, de modo que a temperatura no passador de descarga volta a crescer. A temperatura do bloco, por sua vez, cresce mais lentamente nos instantes iniciais devido à elevada capacidade térmica deste componente. Com o passar do tempo, esta temperatura se torna superior às demais, como esperado. Na sucção, o refrigerante contido na carcaça (x) é aspirado para o filtro de sucção juntamente com refrigerante oriundo da linha de sucção (1), o que eleva a temperatura do refrigerante no interior da câmara de sucção (3). Assim, nos instantes iniciais, o filtro de sucção é aquecido tanto externamente, pelo refrigerante presente no interior da carcaça, quanto internamente, pela mistura aspirada. Após alguns instantes, a temperatura do filtro de sucção assume valores superiores a do refrigerante na região interna.

Nos instantes iniciais, a curva de temperatura correspondente à carcaça e à mistura óleo-refrigerante apresenta um mínimo. Este fato é provocado pelo efeito da vaporização do refrigerante dissolvido no óleo, já que a carcaça e a mistura óleo-refrigerante foram tratadas como um único ponto nodal. Apesar de não ser real, este pequeno abaixamento da temperatura da carcaça, nos momentos iniciais de operação do compressor afeta,

mas de maneira pouco significativa, o resultado das simulações, exercendo um efeito mais significativo sobre as temperaturas do tubo de descarga e do refrigerante na região de descarga.

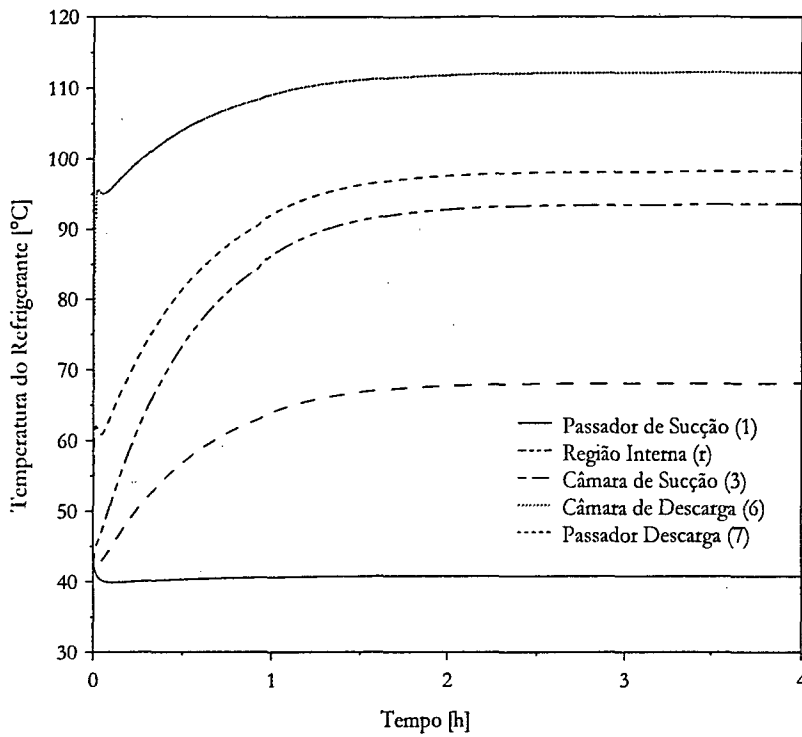


Figura 7.136 Variação transiente das temperaturas do refrigerante no interior do compressor.

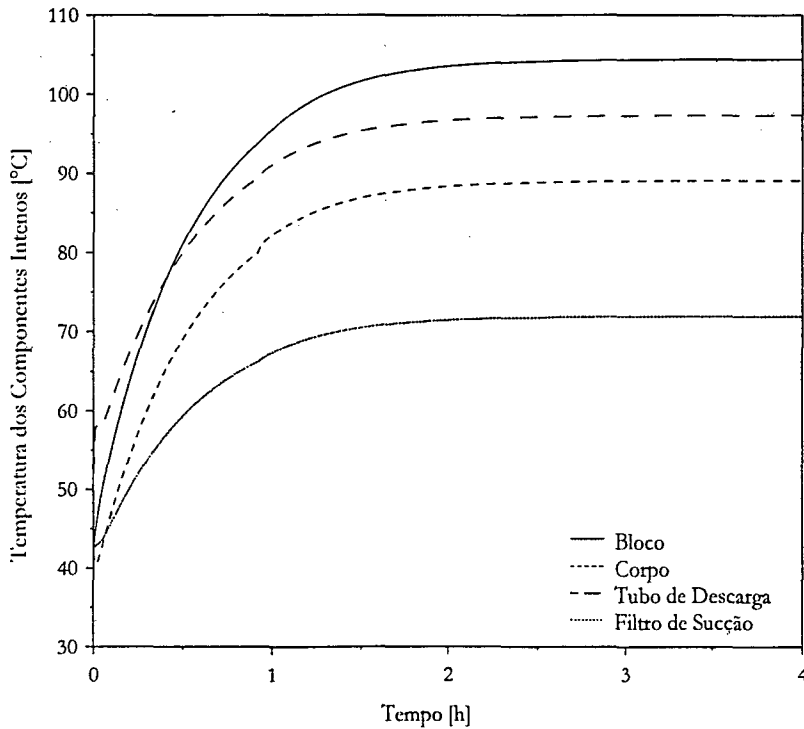


Figura 7.137 Variação transiente das temperaturas das partes internas do compressor.

7.4 SIMULAÇÃO INTEGRADA DOS MODELOS DE COMPONENTES

Nesta seção, são descritos os motivos pelos quais a simulação integrada dos modelos dos diversos componentes não foi realizada. Um problema consistiu nas descontinuidades nas interfaces entre o escoamento monofásico e bifásico, devido ao fato das correlações empíricas utilizadas para quantificar os fatores de atrito e os coeficientes internos de transferência de calor em cada região fornecerem valores bastante distintos. No condensador, por exemplo, o coeficiente de troca de calor nas regiões de escoamento monofásico é da ordem de $2.10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$, enquanto na região de mudança de fase este coeficiente assume valores da ordem de $5.10^3 \text{ W/m}^2\text{K}$. As descontinuidades exercem forte efeito no processo iterativo de solução por substituições sucessivas, onde o ponto nodal adjacente à fronteira de mudança de fase recebe/libera quantidades diferentes de energia em cada iteração, de modo que o seu estado termodinâmico fica oscilando. Como as equações são resolvidas em marcha, as oscilações perturbam o escoamento à jusante, impossibilitando a convergência.

As situações onde o efeito da singularidade torna-se crítico são o início do sub-resfriamento no condensador, o início do superaquecimento no evaporador e o início da saturação no tubo capilar. No primeiro caso, supondo-se que o ponto nodal na fronteira de mudança de fase está inicialmente saturado, a taxa de remoção de calor é elevada, de modo que sua entalpia é reduzida, passando para o estado de líquido sub-resfriado. Na iteração seguinte, a taxa de remoção de calor é menor, pelo fato do ponto nodal estar sub-resfriado, de modo que a entalpia calculada não é tão pequena e seu estado termodinâmico volta a ser saturado. Como o ponto nodal oscila entre estes dois estados, as propriedades a jusante do escoamento são alteradas e a convergência não é obtida. No evaporador, o efeito é bastante semelhante. O ponto saturado absorve energia e superaquece. Na iteração seguinte, a quantidade de energia calculada é menor, de modo que o superaquecimento não aparece. Da mesma forma observada no condensador, esta oscilação altera as características a jusante, impossibilitando a convergência. A descontinuidade observada no início do escoamento bifásico no condensador não é crítica sob o ponto de vista de convergência numérica, visto que a quantidade de energia liberada é maior quando o ponto nodal passa para o estado de saturação, de modo que não há risco deste retornar ao seu estado termodinâmico anterior. Estas observações também se aplicam ao cálculo da tensão de cisalhamento através de um fator de atrito obtido de correlações empíricas que, de acordo com a região do escoamento, assumem valores bastante distintos, gerando problemas de convergência no cômputo da pressão. Este problema é mais acentuado no modelo do tubo capilar.

Além das descontinuidades associadas à transição entre escoamento monofásico e bifásico, o trocador de calor tubo capilar – linha de sucção apresenta descontinuidades na função de correção do fluxo de massa pelo erro de comprimento, conforme observado por Negrão & Melo (1999). Esta descontinuidade só aparece para certos valores de sub-resfriamento e ocorre quando o *flash-point*, ou seja, o ponto onde inicia a formação de vapor, oscila entre a região adiabática e a região do trocador de calor para variações muito pequenas de fluxo de massa, o que gera diferentes comprimentos de líquido e, conseqüentemente, diferentes erros de comprimento. Segundo o trabalho de Negrão & Melo (1999), este problema é uma característica intrínseca das funções utilizadas para modelar o trocador de calor tubo capilar – linha de sucção, sem qualquer solução conhecida.

O método atualmente utilizado para viabilizar a convergência numérica baseia-se numa média linear das propriedades descontínuas (coeficientes de troca de calor e fatores de atrito) entre o ponto nodal em questão e o ponto nodal anterior, além de uma sub-relaxação mais rigorosa, onde fatores da ordem de 0,5 são utilizados para

todas as propriedades do escoamento. Este procedimento mostrou-se eficiente a expensas de um acréscimo no tempo computacional. Em situações onde as condições de contorno são extremas, a sub-relaxação precisa ser restabelecida. Este fato ocasiona graves problemas na simulação global do refrigerador, onde as condições de contorno variam muito durante o período transiente. Apesar das descontinuidades prejudicarem localmente o balanço de energia na fronteira, estas não exercem influência significativa nos resultados de interesse, como distribuição de massa, pressão e temperatura em cada instante de tempo.

Outros procedimentos tais como ajuste de curvas mais 'suaves' na região de descontinuidade, uso de formulação explícita na integração das equações diferenciais e até o uso de técnicas de 'congelamento' do ponto nodal (Escanes *et alii*, 1995) foram empregados para minimizar o efeito das descontinuidades, mas sem sucesso. De um modo geral, em todas as simulações, em algum instante no período transiente, surgiram oscilações nas condições de entrada e/ou saída dos componentes, o que implicou em instabilidades numéricas que impossibilitaram a convergência do programa nos pontos críticos, i.e. nas regiões de descontinuidade. Acredita-se que uma solução para este problema consista no uso de modelos com fronteira móvel (*moving-boundary formulation*) associados a modelos *lumped*, mais simplificados, conforme propõem Kuijpers *et alii* (1988), Grald & MacArthur (1992), Wedekind & Stoecker (1967), Benedek & Drew (1998) e Willatzen *et alii* (1998). Esta estratégia de modelagem, apesar de mais restritiva, já que não permite a análise distribuída ao longo dos trocadores de calor, garante a convergência dos modelos individuais, possibilitando assim a simulação global do sistema com um custo computacional significativamente reduzido. Ao longo deste trabalho, à medida que os problemas de convergência foram surgindo, optou-se por explorar com mais profundidade os modelos individuais de componentes, já que os modelos apresentaram um razoável nível de sofisticação e inúmeras potencialidades, deixando a simulação global como recomendação para trabalhos futuros, principalmente pelo simples fato de que os modelos mais simplificados podem ser facilmente obtidos destes que foram desenvolvidos e explorados no decorrer deste trabalho.

Um outro problema encontrado neste trabalho, que também foi observado por Kuijpers *et alii* (1988) consiste no 'desbalanço' da massa devido aos processos iterativos para calcular as pressões na entrada do condensador e do evaporador. Como o procedimento de cálculo das pressões é aproximado, há sempre um resíduo de fluxo de massa que, ao longo do tempo, tende a alterar significativamente a massa total de refrigerante presente no sistema. Dos ensaios experimentais com diversas cargas de refrigerante apresentados no Capítulo 6, pode-se observar a enorme influência desta variável no comportamento integrado do sistema. Kuijpers *et alii* (1988) sugerem que a massa seja corrigida alterando-se artificialmente a quantidade de refrigerante dissolvido no óleo. Isto foi tentado, mas não apresentou bons resultados. Uma possível solução consiste na utilização de um método de solução conservativo (e.g. Método dos Volumes Finitos com acoplamento do tipo *SIMPLE* ou derivados) que, apesar de uma maior custo computacional, garante a conservação das propriedades em todos os pontos do domínio. Este problema também não foi solucionado.

CONCLUSÕES

8.1 GENERALIDADES

A caracterização do comportamento térmico de refrigeradores domésticos e de seus componentes através de modelagem matemática e simulação numérica contribuem, em muito, para o desenvolvimento de produtos mais eficientes e com custo reduzido. O intuito deste trabalho foi desenvolver uma coleção de modelos matemáticos capazes de representar o comportamento transiente de refrigeradores domésticos e de seus componentes. Como característica adicional, os modelos permitem a simulação individual dos componentes do refrigerador na condição de regime permanente, também de grande utilidade ao projeto e desenvolvimento de novos produtos. Apesar dos modelos aplicarem-se a um refrigerador específico, tipo *all-refrigerator* (modelo SLIM 230 litros), a metodologia desenvolvida pode, com maior ou menor dificuldade, ser aplicada na simulação de componentes de outros refrigeradores.

Os modelos desenvolvidos, apesar de simplificados, representam o estado da arte no assunto em questão. Sem dúvida, este projeto não seria viável sem as informações geradas por trabalhos anteriormente realizados no Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar (NRVA) da Universidade Federal de Santa Catarina, tanto de cunho numérico como experimental. Estes trabalhos permitiram a correta compreensão dos fenômenos pertinentes e à seleção dos aspectos físicos relevantes ao processo de modelagem. Desta forma, os modelos desenvolvidos puderam apresentar uma boa ponderação entre sofisticação e custo.

8.2 CONCLUSÕES

O modelo do condensador arame-sobre-tubo, por ser distribuído, permitiu a análise da transferência de calor e do escoamento do refrigerante HFC-134a em todo o domínio. Desta forma, pôde-se caracterizar, para determinadas condições de contorno, a distribuição de fluxo de massa, temperatura, pressão e massa específica ao longo do escoamento juntamente com o perfil de temperatura do tubo, em cada instante de tempo. Pode-se determinar, também em cada instante, o inventário de massa neste componente bem como a quantidade de calor rejeitada ao ambiente externo. O modelo foi comparado em regime permanente com os resultados de Klein (1998), obtendo-se um razoável nível de concordância. No regime transiente, o modelo do condensador foi simulado com condições de contorno impostas, as quais permitiram uma análise qualitativa do modelo proposto e da viabilidade da sua solução numérica.

O evaporador *roll-bond* também foi modelado de forma distribuída, o que permitiu caracterizar tanto os perfis de fluxo de massa, temperatura, pressão e massa específica ao longo do escoamento, como também o campo de temperatura e de fluxo de calor ao longo da placa evaporadora, em cada instante de tempo. O modelo bidimensional de difusão de calor na placa é uma característica inédita deste trabalho, mas tem como limitação a forte dependência entre a malha do fluido e da placa, o que faz com que os pontos de acoplamento precisem ser informados individualmente ao código computacional. A exemplo do condensador, tanto o inventário de massa como a capacidade de refrigeração podem ser caracterizados em cada instante de tempo. O modelo do gabinete, analisado conjuntamente com o modelo do evaporador, permitiu a determinação da evolução temporal das temperaturas das superfícies externas e internas do refrigerador e da distribuição de temperatura no isolamento térmico, além da temperatura do ar no interior do gabinete. Possibilitou também o estudo das trocas radiativas entre as superfícies internas do gabinete e o evaporador ao longo do tempo. Para o regime permanente, os modelos foram comparados com os resultados experimentais de Melo *et alii* (1998) e com resultados numéricos obtidos do programa SLIM. Em ambos os casos, a comparação se manteve dentro de níveis razoáveis. No regime transiente, as simulações foram realizadas com condições de contorno impostas, as quais permitiram a análise qualitativa dos fenômenos pertinentes.

Tanto para o condensador como para o evaporador, foram comparados os modelos de fração de vazio homogêneo, de Zivi (1964) e de Hughmark (1962) na condição de regime permanente. Estas comparações permitiram que fosse verificada a grande influência do modelo de fração de vazio sobre a distribuição de massa e de velocidade ao longo do escoamento. Entretanto, observou-se pouca influência do modelo de fração de vazio sobre a distribuição de entalpia, i.e. sobre o comportamento térmico dos trocadores de calor. A escolha do modelo mais adequado depende, sem dúvida, da comparação com resultados experimentais.

Um modelo matemático para simular o comportamento transiente de um trocador de calor tubo capilar – linha de sucção do tipo concêntrico foi também apresentado. Como potencialidades do modelo destacam-se o cálculo dos perfis de pressão e temperatura ao longo do trocador de calor em cada instante de tempo. O modelo permite também o acompanhamento temporal do fluxo de massa através do tubo capilar. Comparações, em regime permanente, foram realizadas com as previsões do modelo apresentado por Mezavila (1995), quando observou-se um razoável nível de concordância. A análise transiente, de caráter também inédito, foi realizada através de condições de contorno impostas. A influência dos termos transientes na modelagem do escoamento através do tubo capilar foi analisada a partir de um modelo adiabático, da qual verificou-se uma pequena

influência sobre o fluxo de massa. Assim, pode-se utilizar a aproximação quase-estática na simulação do modelo não-adiabática, de maior complexidade numérica.

O modelo do compressor foi dividido em dois sub-modelos: câmara de compressão e carcaça. O modelo da câmara de compressão baseou-se num processo politrópico e o modelo da carcaça considerou a transferência de calor entre as partes internas, a interação entre óleo e refrigerante e as perdas de carga na sucção e na descarga. Os parâmetros empíricos necessários ao modelo foram obtidos a partir de uma série de ensaios experimentais realizados num calorímetro de ciclo quente. Uma das potencialidades do programa consiste na determinação da massa de refrigerante dissolvida no óleo do compressor em cada instante de tempo. Outra característica do modelo é a sua capacidade de previsão, ao longo do tempo, das temperaturas iniciais, das taxas de troca de calor e das perdas de carga associadas com os diversos componentes internos do compressor. Para caracterizar o comportamento transiente do compressor, fez-se uso de condições de contorno impostas as quais permitiram a análise qualitativa dos fenômenos pertinentes e a análise da viabilidade da sua solução numérica.

Em todos os modelos, a distribuição espacial e temporal de massa em cada componente pode ser calculada com razoável precisão, pois os modelos empregados nos trocadores de calor são distribuídos e a interação entre refrigerante e óleo no compressor foi considerada. Uma metodologia alternativa foi empregada na solução das equações de conservação aplicadas ao escoamento de refrigerante no condensador, no evaporador e no tubo capilar, o que reduziu o custo computacional.

A pressão de equalização do refrigerador, condição inicial indispensável, foi calculada através da carga de refrigerante, do volume interno e da temperatura de equilíbrio, de modo que as simulações podem ser realizadas para diferentes condições de carga, tendo como condição inicial apenas a temperatura ambiente.

Paralelamente ao trabalho de modelagem matemática, foram realizados ensaios experimentais para caracterizar o comportamento do refrigerador no transiente de partida (ensaio de *pull-down*) e no transiente periódico (ensaio de consumo de energia). A influência da carga de refrigerante nos parâmetros operacionais do refrigerador foi também investigada experimentalmente. Estes ensaios contribuíram para a compreensão dos fenômenos físicos relacionados ao comportamento transiente do refrigerador. Os testes de determinação de carga possibilitam uma melhor compreensão da influência desta variável no comportamento do sistema e da importância da sua adequada estimativa. De um modo geral, subestima-se a influência da carga de refrigerante no comportamento de sistemas de refrigeração.

8.3 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

A principal sugestão para trabalhos futuros não poderia deixar de ser a simulação integrada dos modelos desenvolvidos e a sua posterior validação em regime transiente contra os resultados experimentais apresentados. Com a validação experimental, pode-se, então, verificar se as correlações empíricas escolhidas são também satisfatórias durante a operação transiente. Para tal, é necessário resolver tanto os problemas de descontinuidade na transição entre escoamento monofásico e bifásico no condensador, evaporador e tubo capilar, como aqueles relacionados à singularidade matemática encontrada na função para a correção do fluxo de massa na entrada do tubo capilar. Os problemas de não conservação da massa também merecem atenção especial e devem ser estudados com mais detalhes. Uma solução para este problema poderia ser a utilização de um método conservativo (e.g. algoritmo *SIMPLE* ou derivados), apesar do seu maior custo computacional (García-

Valladares *et alii*, 1998). O problema de descontinuidade na transição entre o escoamento monofásico e bifásico poderia talvez ser resolvido através de uma metodologia de fronteira móvel (Grald & MacArthur, 1992), quando cada região do escoamento (superaquecimento, saturação e sub-resfriamento) é tratada segregadamente. Esta abordagem é bastante comum em modelos *lumped*, os quais raramente apresentam problemas de convergência. O problema de singularidade matemática na função de correção do fluxo de massa pelo erro de comprimento do tubo não possui ainda solução conhecida (Negrão & Melo, 1999).

A partir da simulação integrada dos modelos, sugere-se, sobretudo, o estudo do comportamento do refrigerador no regime periódico e, conseqüentemente, o uso de técnicas alternativas de controle de capacidade como, por exemplo, a utilização de compressores de velocidade variável. Um outro estudo interessante seria a comparação do comportamento transiente do refrigerador para diversos fluidos refrigerantes.

A simulação do escoamento de fluidos alternativos, tais como refrigerantes naturais ou misturas zeotrópicas e azeotrópicas, através dos componentes (e.g. tubo capilar) é uma linha de pesquisa que vem se desenvolvendo exponencialmente nos últimos anos.

Uma outra sugestão, que também depende da simulação integrada dos componentes, consiste na análise do desempenho do sistema tanto através de análise energética (baseada na 1ª lei da Termodinâmica) como exergética (baseada na 2ª lei da Termodinâmica). Como resultado, pode-se determinar quais componentes afetam mais diretamente a eficiência global do refrigerador.

Nos ensaios experimentais optou-se por não medir o fluxo de massa para evitar alterações no volume interno do sistema de refrigeração. Esta informação, contudo, é fundamental para um bom entendimento do comportamento transiente do sistema, o que complementaria as informações necessárias para a validação experimental dos modelos. Recomenda-se, portanto, uma análise experimental do refrigerador envolvendo medições de fluxo de massa.

Como evidenciado por Lunardi (1991) e Klein (1998), existe a necessidade de um estudo experimental mais rigoroso para caracterizar a transferência de calor em condensadores do tipo arame-sobre-tubo, sendo esta uma outra forte recomendação para trabalhos futuros.

Recomenda-se, também, um estudo mais rigoroso, numérico e/ou experimental, da transferência de calor através da região da gaxeta, devido a sua forte influência sobre a carga térmica do refrigerador. Sugere-se também o uso de modelos mais sofisticados para analisar a transferência de calor e de massa no interior do gabinete, tendo em vista as limitações do modelo nodal utilizado. Seria também interessante estudar o fenômeno de formação de gelo na placa evaporadora, o que certamente afeta a transferência de calor neste componente.

Uma outra recomendação consiste em se obter os parâmetros empíricos do compressor através de experimentos realizados no próprio sistema e não na bancada calorimétrica, i.e. a regressão dos parâmetros empíricos do compressor durante toda a faixa transiente de operação, a fim de evitar extrapolações nas curvas obtidas. Recomenda-se também a extensão do modelo do compressor EM30HNR para os demais compressores da família Embraco-EM.

Para finalizar, recomenda-se a extensão dos modelos desenvolvidos para o refrigerador do tipo *all-refrigerator*, cuja produção anual e participação no mercado é pouco significativa, para um modelo de refrigerador com significativa produção anual e, conseqüentemente, maior impacto energético. Um exemplo seriam os refrigeradores com dois ambientes internos: gabinete e *freezer*.

8.4 COMENTÁRIOS FINAIS

Como autocrítica ao trabalho realizado, chama-se a atenção para as dificuldades encontradas na simulação integrada dos modelos desenvolvidos para caracterizar a operação transiente do refrigerador. O objetivo inicial era não só reproduzir os ensaios de *pull-down* mas também os de consumo de energia. Evidentemente, estes objetivos preliminares não foram cumpridos no tempo disponível. Este fato, sem dúvida, representa uma forte limitação deste trabalho, de modo que a mais importante sugestão para futuras investigações consiste na simulação integrada dos modelos desenvolvidos e posterior validação contra os resultados experimentais obtidos neste trabalho.

Este trabalho foi desenvolvido juntamente com a Multibrás Eletrodomésticos S/A no âmbito de um convênio de colaboração técnico-científica. A participação da indústria ao longo do desenvolvimento de um trabalho científico desperta tanto a preocupação tecnológica, de modo que o trabalho deve gerar conhecimento capaz de permitir a melhoria do produto, como a preocupação social, que se manifesta na busca de um produto ecologicamente correto e mais eficiente sob o ponto de vista termodinâmico. Em todos estes aspectos, este convênio permitiu o desenvolvimento de um trabalho voltado para as necessidades tecnológicas da indústria nacional.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ASHRAE, 1976, **Thermophysical Properties of Refrigerants**, American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers, Atlanta, USA
- ASHRAE, 1993, **Methods of Testing Rating Positive Displacement Refrigerant Compressor and Condensing Units**, ASHRAE Standard S23, American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers, Atlanta, USA
- ASHRAE, 1997, **Handbook of Fundamentals**, American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers, Atlanta, USA
- Bansal, P.K. & McGill, I., 1995, **Analysis of Household Refrigerators for Different Testing Standards**, ASHRAE Transactions, Vol.101, Part 1, pp.1439-1445
- Benedek, S. & Drew, D.A., 1998, **An Analytical Study for Determining the Dynamics of a Boiling Boundary in a Channel**, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.41, pp.2735-2742
- Boabaid Neto, C., 1994, **Análise do Desempenho de Tubos Capilares Adiabáticos**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil
- Box, G.E.P., Hunter, W.G., Hunter, J.S., 1978, **Statistics for Experimenters: An Introduction to Design, Data Analysis, and Model Building**, John Wiley & Sons, New York, USA
- Cavallini, A., Del Col, D., Doretti, L., Rossetto, L., Longo, G.A., Pinto, A.D., Zannerio, A., 1998, **Unsteady-State Analysis of the Compression Cycle of a Hermetic Reciprocating Compressor**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, West Lafayette, USA, pp.883-887
- Chen, Z.J., Ding, G.L., Wang, X.F., Que, X.C., 1995, **Dynamic Simulation of a Small-Scale Refrigeration System with Multi-Refrigerant**, Proceedings of 19th International Congress of Refrigeration, The Hague, Netherlands, Vol.3, pp.262-269
- Chi, J. & Didion, D., 1982, **A Simulation Model of the Transient Performance of a Heat Pump**, International Journal of Refrigeration, Vol.5, No.3, pp.176-184

- Churchill, S.W. & Chu, H.H.S., 1975a, **Correlation Equations for Laminar and Turbulent Free Convection for a Vertical Plate**, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.18, pp.1323-1329
- Churchill, S.W. & Chu, H.H.S., 1975b, **Correlation Equations for Laminar and Turbulent Free Convection for a Horizontal Cylinder**, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.18, pp.1049-1059
- Churchill, S.W., 1977, **Friction Factor Equation Spans All Fluid Flow Regimes**, Proceedings of 12th International Congress of Refrigeration, Madrid, Spain, pp.1069-1077
- Clausing, A.M., Boughton, B.E., Newell, T.A., 1996, **An Investigation of Household Refrigerator Cabinet Thermal Loads**, HVAC&R Research, Vol.2, No.2, pp.135-148
- Clezar, C.A., Ferreira, R.T.S., Melo, C., Maykot, R., Silva, L.W., Marcinichen, J.B., Stolf Jr., M., Rücker, A., 1996, **Câmara de Testes de Componentes e Sistemas de Refrigeração**, Vols. I e II, Relatório de Projeto, Convênio UFSC/EMBRACO, Florianópolis, Brasil
- Coulter, W.H. & Bullard, C.W., 1997, **An Experimental Analysis of Cycling Losses in Domestic Refrigerators-Freezers**, ASHRAE Transactions, Vol.103, Part 1, pp.587-596
- Cyphers, J.A., Cess, R.D., Somers, E.V., 1958, **Heat Transfer Character of Wire and Tube Heat Exchangers**, Proceedings of the 45th ASHRAE Semiannual Meeting, New Orleans, USA, pp.86-90
- Dhar, M., 1978, **Transient Analysis of Refrigeration System**, Ph.D. thesis, Purdue University, West Lafayette, USA
- Dittus, F.W. & Boelter, L.M.K., 1930, **University of California Publications on Engineering**, Berkeley, USA, Vol.2, p.443
- Erth, R.A., 1970, **Two-Phase Flow in Refrigeration Capillary Tubes**, Ph.D. thesis, Purdue University, West Lafayette, USA
- Escanes, F., Pérez-Segarra, C.D., Oliva, A., 1995, **Numerical Simulation of Capillary Tube Expansion Devices**, International Journal of Refrigeration, Vol.18, No.2, pp.113-122
- Fauske, H.K., 1962, **Contribution to the Theory of the Two-Phase, One Component Critical Flow**, Report to the Argonne National Laboratory, Argonne, USA
- Ferreira, R.T.S., Prata, A.T., Todescat, M.L., 1990, **Balanco Térmico em Compressores Alternativos**, Relatório de Pesquisa UFSC/EMBRACO, Florianópolis, Brasil
- Flynn, S., Rouch, K., Fine, H.A., 1992, **Finite Element Analysis of Heat Transfer through the Gasket Region of Refrigerator/Freezers**, United States Environmental Protection Agency, Report EPA/430/R-92/009, Washington DC, USA
- Fox, R.W. & McDonald, A.T., 1985, **Introduction to Fluid Mechanics**, John Wiley and Sons, New York, USA
- García-Valladares, O., Pérez-Segarra, C.D., Rigola, J., Oliva, A., 1998, **Detailed Numerical Simulation of Condensers and Evaporators Using Pure and Mixed Refrigerants**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue University, West Lafayette, USA, pp.839-844
- Gnielinski, V., 1976, **New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow**, International Chemical Engineering, Vol.16, pp.359-368
- Gonçalves, J.M., 1994, **Análise Experimental do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares Adiabáticos**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil

- Gosney, W.C., 1982, **Principles of Refrigeration**, Cambridge University Press, Cambridge, UK
- Grald, E.W. & MacArthur, J.W., 1992, **A Moving-Boundary Formulation for Modeling Time-Dependent Two-Phase Flows**, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.13, No.3, pp.266-272
- Holladay, W.L., 1994, **The General Electric Monitor Top Refrigerator**, *ASHRAE Journal*, September, pp.49-55
- Hughmark, G.A., 1962, **Hold up in Gas-Liquid Flow**, *Chemical Engineering Progress*, Vol.58, No.4, pp.62-65
- Incropera, F.P. & DeWitt, D.P., 1990, **Fundamentals of Heat and Mass Transfer**, John Wiley & Sons, New York, USA
- ISO7371-E, 1985, **Performance of Household Refrigerating Appliances – Refrigerators with or without Low Temperature Compartment**, International Organization for Standardization, Geneva, Switzerland
- Jabardo, J.M.S., Bandarra Filho, E.P., Lima, C.U.S., 1999, **New Correlation for Convective Boiling of Pure and Halocarbon Refrigerants Flowing in Horizontal Tubes**, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences*, Vol.XXI, No.2, pp.245-258
- Jakobsen, A., 1995, **Energy Optimisation of Refrigeration Systems: The Domestic Refrigerator – A Case Study**, Ph.D. thesis, Technical University of Denmark, Lyngby, Denmark
- James, K.A., James, R.W., Dunn, A., 1986, **A Critical Survey of Dynamic Mathematical Models of Refrigeration Systems and Heat Pumps and Their Components**, Technical Memorandum No.97, Institute of Environmental Engineering, Polytechnic of The South Bank, London, UK
- Jia, X., Tso, C.P., Chia, P.K., Jolly, P., 1995, **A Distributed Model for Prediction of the Transient Response of an Evaporator**, *International Journal of Refrigeration*, Vol.18, No.5, pp.336-342
- Judge, J. & Radermacher, R., 1997, **A Heat Exchanger Model for Mixtures and Pure Refrigerant Cycle Simulations**, *International Journal of Refrigeration*, Vol.20, No.4, pp.244-255
- Kakaç, S., Shah, R.K., Aung, W., 1987, **Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer**, John Wiley & Sons, New York, USA
- Klein, F.H., 1998, **Desenvolvimento de um Código Computacional para Análise do Desempenho de Refrigeradores Domésticos**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil
- Kuijpers, L.J.M., Jansen, M.J.P., de Wit, J.A., 1988, **Theoretical and Experimental Investigation of a Dynamic Model for Small Refrigerating Systems**, *Proceedings of IIR Meeting at Purdue University, West Lafayette, USA*, pp.245-255
- Kusuda, T., 1975, **Heating and Cooling Load Determination Program**, National Bureau of Standards, Washington DC, USA
- Lallemand, M., Haberschill, P., Machado, L., 1998, **Masse du Fluide Frigorigène dans un Evaporateur en Fonctionnement Permanent ou Transitoire**, *International Journal of Refrigeration*, Vol.21, No.6, pp.430-439
- Lee, S., Singh, R., Moran, M.J., 1984, **First Law Analysis of a Compressor Using a Computer Simulation Model**, *International Compressor Engineering Conference at Purdue University, West Lafayette, USA*, pp.577-586

- LeFevre, E.J. & Ede, A.J., 1956, **Laminar Free Convection from the Outer Surface of a Vertical Circular Cylinder**, Proceedings of the 9th International Congress of Applied Mechanics, Brussels, Belgium, Vol.4, pp.175-183
- Lunardi, M.A., 1991, **Simulação Numérica do Comportamento Dinâmico de Refrigeradores Domésticos**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil
- MacArthur, J.W. & Grald, E.W., 1989, **Unsteady Compressible Two-Phase Model for Predicting Cyclic Heat Pump Performance and a Comparison with Experimental Data**, International Journal of Refrigeration, Vol.12, January, pp.29-41
- McAdams, W.H., 1954, **Heat Transmission**, 3rd Edition, McGraw-Hill, New York, USA
- McLinden, M.O., Klein, S.A., Lemmon, E.W., Peskin, A.P., 1998, **REFPROP Thermodynamic and Transport Properties of Refrigerants and Refrigerant Mixtures**, NIST Standard Database 23, Version 6.0, Washington DC, USA
- Melo, C., Ferreira, R.T.S, Boabaid Neto, C., 1999, **Empirical Correlations for the Modelling of HFC-134a Flow Through Adiabatic Capillary Tubes**, ASHRAE Transactions, Vol.105, Part 2, No.4277.
- Melo, C., Silva, L.W., Silveira, S.J., 1998, **Evaporadores *Roll-Bond***, Parte I, Relatório de Pesquisa, Convênio UFSC/EMBRACO, Florianópolis, Brasil
- Mendonça, K.C., 1996, **Análise Experimental de Trocadores de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção do Tipo Lateral**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil
- Mezavila, M.M., 1995, **Simulação do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares Não-Adiabáticos**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil
- Murphy, W.E. & Goldschmidt, V.W., 1984, **Transient Response of Air Conditioners – A Qualitative Interpretation Through a Sample Case**, ASHRAE Transactions, Vol.90, Part 1, pp.997-1008
- Nagengast, B., 1996, **History of Sealed Refrigeration Systems**, ASHRAE Journal, January, pp.S37-S48
- Negrão, C.O.R. & Melo, C., 1999, **Numerical Shortcomings of the Capillary Tube – Suction Line Heat Exchanger**, Proceedings of 20th International Congress of Refrigeration, CD-ROM, Sydney, Australia
- Negrão, C.O.R. & Melo, C., 1999, **Modelo Simplificado para Trocador de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção**, Anais do XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, CD-ROM, Águas de Lindóia, Brasil
- NTB00048, 1992, **Refrigeradores, Congeladores e Aparelhos Similares – Abaixamento de Temperatura *Pull Down* – Método de Ensaio**, Norma Técnica Brasmotor, Grupo Brasmotor S/A, Joinville, Brasil
- NTB00119, 1992, **Isolação Térmica de Refrigeradores e Congeladores – Determinação do Fator *UxA* – Método de Ensaio**, Norma Técnica Brasmotor, Grupo Brasmotor S/A, Joinville, Brasil
- Papanek, W.J., 1958, **Convective Film Coefficients for a Wire and Tube Heat Exchanger**, Ph.D. thesis, Purdue University, West Lafayette, USA
- Patankar, S.V., 1980, **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, Hemisphere Publishing Corporation, New York, USA
- Pate, M.B., 1982, **A Theoretical and Experimental Analysis of Capillary Tube - Suction Line Heat Exchangers**, Ph.D. thesis, Purdue University, West Lafayette, USA
- Pate, M.B. & Tree, D.R., 1987, **An Analysis of Choked Flow Conditions in a Capillary Tube – Suction Line Heat Exchanger**, ASHRAE Transactions, Vol.93, Part 1, pp.368-380

- Popovic, P. & Shapiro, H.N. 1995, **A Semi-Empirical Method for Modelling a Reciprocating Compressor in Refrigeration Systems**, ASHRAE Transactions, Vol.101, Part 2, pp.367-382
- Press, W.H., Vetterling, W.T., Teukolsky, S.A., Flannery, 1995, **Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing**, 2nd edition, Cambridge University Press, Cambridge, UK
- PROCEL, 1998, **Programa de Combate ao Desperdício de Energia Elétrica**, Eletrobrás S/A, <http://www.eletrobras.gov.br/procel/>
- Radermacher, R. & Kim, K., 1996, **Domestic Refrigerators: Recent Developments**, International Journal of Refrigeration, Vol.19, No.1, pp.61-69
- Raznjevic, K., 1976, **Handbook of Thermodynamic Tables and Charts**, Hemisphere Publishing Corporation, Washington DC, USA
- Rice, C.K., 1987, **The Effect of Void Fraction Correlation and Heat Flux Assumption on Refrigerant Charge Inventory Predictions**, ASHRAE Transactions, Vol.93, Part 1, pp. 341-367
- Sami, S.M. & Duong, T.N., 1991, **Dynamic Performance of Heat Pumps Using Refrigerant R-134a**, ASHRAE Transactions, Vol.97, Part 2, pp.41-47
- Shao, D.W. & Granryd, E., 1995, **Heat Transfer and Pressure Drop of HFC-134a – Oil Mixtures in a Horizontal Condensing Tube**, International Journal of Refrigeration, Vol.18, No.8, pp.524-533
- Silva, L.W., 1998, **Avaliação Experimental da Transferência de Calor em Evaporadores *Roll-Bond***, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil
- Stoecker, W.F., 1967, **Principles for Air Conditioning Practice**, Industrial Press, New York, USA
- Stoecker, W.F., 1989, **Design of Thermal Systems**, 3rd Edition, McGraw-Hill, New York, USA
- Stoecker, W.F. & Jones, J.P., 1985, **Refrigeração e Ar Condicionado**, McGraw-Hill, São Paulo, Brasil
- Streeter, V.L. & Wylie, E.B., 1981, **Fluid Mechanics**, McGraw-Hill, Singapore
- Tanda, D.W. & Tagliafico, L., 1997, **Radiation and Natural Convection Heat Transfer from Wire-and-Tube Heat Exchangers in Refrigeration Appliances**, International Journal of Refrigeration, Vol.20, No.7, pp.461-469
- Todescat, M.L., Fagotti, F., Ferreira, R.T.S., Prata, A.T., 1992, **Thermal Energy Analysis in Reciprocating Hermetic Compressors**, Proceedings of the International Refrigeration Conference at Purdue University, West Lafayette, USA, pp.1419-1428
- Wang, H., 1991, **Modelling of a Refrigerating System Coupled with a Refrigerated Room**, Ph.D. thesis, Delft University of Technology, Delft, Netherlands
- Weisbach, J., 1855, **Die Experimental Hydraulik**, J.S. Engelhardt, Freiberg, Deutschland
- Wedekind, G.L. & Stoecker, W.F., 1968, **Theoretical Model for Predicting the Transient Response of the Mixture-Vapour Transition Point in Horizontal Evaporating Flow**, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, February, pp.165-174
- Willatzen, M., Ploug-Sorensen, L., Fredsted, J.P., 1997, **Improvements in the Modelling and Simulation of Refrigeration Systems: Aerospace Tools Applied to a Domestic Refrigerator**, HVAC&R Research, Vol.3, No.4, pp387-403

- Willatzen, M., Pettit, N.B.O.L., Ploug-Sorensen, L., 1998, **A General Dynamic Simulation Model for Evaporators and Condensers in Refrigeration. Part I: Moving-Boundary Formulation of Two-Phase Flows with Heat Exchange**, International Journal of Refrigeration, Vol.21, No.5, pp.298-403
- Wilson, D.P. & Basu, R.S., 1988, **Thermodynamic Properties of New Stratospherically Safe Working Fluid - Refrigerant 134a**, ASHRAE Transactions, Vol.94, Part 2, pp.2095-2118
- Xu, X., 1996, **Modélisation Dynamique d'un Système Frigorifique Domestique à Compression de Vapeur**, These de Doctorat, Centre d'Energétique, Ecole des Mines de Paris, Paris, France
- Yuan, X. & O'Neil, D.L., 1996, **Development of a Transient Simulation Model of a Freezer Part I: Model Development**, Proceedings of International Refrigeration Conference at Purdue University, West Lafayette, USA, pp.213-218
- Zangari, J.M., 1998, **Análise Experimental de Trocadores de Calor Tubo Capilar – Linha de Sucção do Tipo Concêntrico**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil
- Zivi, S.M., 1964, **Estimation of Steady-State Steam Void-Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production**, Transaction of ASME, Journal of Heat Transfer, Series C, Vol.86, pp.247-252

APÊNDICE A

CÔMPUTO DE PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS

Para o vapor superaquecido, as propriedades termodinâmicas podem ser obtidas a partir de uma equação de estado, que correlaciona pressão, volume específico e temperatura, e de uma equação para o calor específico a volume ou a pressão constante, em função da temperatura. As propriedades da saturação, contudo, exigem duas equações adicionais: uma que correlacione a pressão de vapor com a temperatura e outra para determinar a massa específica do líquido saturado a uma dada temperatura de saturação.

Assim, estas quatro equações, juntamente com algumas relações termodinâmicas básicas, permitem o cômputo das propriedades do refrigerante para as regiões de superaquecimento e de saturação. Para o sub-resfriamento, uma boa aproximação consiste em utilizar as propriedades do líquido saturado à mesma temperatura. Este método de cálculo foi utilizado neste trabalho, ao invés do ajuste polinomial comumente empregado em programas de simulação, para garantir a continuidade das propriedades nas regiões de vapor e líquido saturado, onde o ajuste de polinômios, de um modo geral, apresenta singularidades. A seguir estão descritas as equações fundamentais e a metodologia utilizada para calcular as propriedades termodinâmicas do refrigerante HFC-134a.

A.1 EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS

Equação de Estado (Martin-Hou)

$$p = \frac{RT}{(v-b)} + \sum_{n=2}^5 \frac{A_n + B_n T + C_n \exp(-kT_r)}{(v-b)^n} \quad (\text{A.1})$$

onde,

$$T_r = T/T_c \quad (\text{A.2})$$

Correlação para Cálculo da Pressão de Vapor

$$\ln(p_v) = A + \frac{B}{T} + CT + DT^2 + \frac{E(F-T)}{T} \ln(F-T) \quad (\text{A.3})$$

Correlação para Cálculo da Massa Específica de Líquido Saturado

$$\rho_l = \rho_c + \sum_{n=1}^4 D_n (1 - T_r)^{n/3} \quad (\text{A.4})$$

Correlação para Cálculo do Calor Específico a Pressão Constante

$$c_p^\circ = C_1 + C_2 T + C_3 T^2 + C_4 T^3 + \frac{C_5}{T} \quad (\text{A.5})$$

O calor específico a volume constante pode ser calculado por:

$$c_p^\circ - c_v^\circ = R \quad (\text{A.6})$$

onde R é a constante universal dos gases.

A.2 EQUAÇÕES PARA CÁLCULO DA ENERGIA INTERNA, ENTALPIA E ENTROPIA

Considerando a entropia específica do vapor superaquecido como função da temperatura e do volume específico, seu diferencial total é dado por:

$$ds = \left. \frac{\partial s}{\partial T} \right|_v dT + \left. \frac{\partial s}{\partial v} \right|_T dv \quad (\text{A.7})$$

Da termodinâmica sabe-se que:

$$c_v = \left. \frac{\partial i}{\partial T} \right|_v \quad (\text{A.8})$$

$$T = \left. \frac{\partial i}{\partial s} \right|_v \quad (\text{A.9})$$

logo,

$$\left. \frac{\partial s}{\partial T} \right|_v = \left. \frac{\partial s}{\partial i} \right|_v \left. \frac{\partial i}{\partial T} \right|_v = \frac{c_v}{T} \quad (\text{A.10})$$

Das relações de Maxwell, tem-se que:

$$\left. \frac{\partial s}{\partial v} \right|_T = \left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_v \quad (\text{A.11})$$

Logo, substituindo as equações (A.10) e (A.11) na equação (A.7), obtém-se a seguinte expressão:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_v dv \quad (\text{A.12})$$

De acordo com a Primeira Lei da Termodinâmica, tem-se:

$$di = Tds - pdv \quad (\text{A.13})$$

Substituindo a equação (A.12) na equação (A.13), obtém-se:

$$di = c_v dT + \left[T \frac{\partial p}{\partial T} \Big|_v - p \right] dv \quad (\text{A.14})$$

ou,

$$di = c_v dT + \frac{T^2}{v} \left[\frac{\partial}{\partial T} (pv/T) \right] dv \quad (\text{A.15})$$

Como a energia interna é uma propriedade de estado, a integração da equação anterior torna-se independente do caminho adotado. Como conseqüência, pode-se integrar o primeiro termo da equação anterior segundo uma linha isocórica, quando o segundo termo se anula. Já a integração do segundo termo é realizada segundo uma linha isotérmica, quando o primeiro se anula. O calor específico a volume constante depende tanto da pressão como da temperatura. Entretanto, quando a pressão tende a zero, o vapor assume comportamento de gás perfeito, de modo que este passa a depender apenas da temperatura. Assim, substituindo a equação (A.5) na equação (A.14) e integrando o primeiro termo, obtém-se:

$$\begin{aligned} \int c_v^\circ dT &= \int (c_p^\circ - R) dT = \int \left(C_1 + C_2 T + C_3 T^2 + C_4 T^3 + \frac{C_5}{T} - R \right) dT = \\ &= (C_1 - R)T + C_2 \frac{T^2}{2} + C_3 \frac{T^3}{3} + C_4 \frac{T^4}{4} + C_5 \ln T + cte \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Multiplicando a equação (A.1) por v/T ,

$$\frac{pv}{T} = \frac{Rv}{(v-b)} + \sum_{n=2}^5 \left[\frac{A_n}{T} + B_n + \frac{C_n}{T} \exp\left(-k \frac{T}{T_c}\right) \right] \frac{v}{(v-b)^n} \quad (\text{A.17})$$

e derivando a expressão anterior em relação à T , mantendo v constante, obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{pv}{T} \right)_v &= \sum_{n=2}^5 \left[-\frac{A_n}{T^2} - \frac{C_n}{T^2} \exp\left(-k \frac{T}{T_c}\right) - \frac{k C_n}{T_c T} \exp\left(-k \frac{T}{T_c}\right) \right] \frac{v}{(v-b)^n} = \\ &= -\sum_{n=2}^5 \left[A_n + \left(1 + k \frac{T}{T_c}\right) C_n \exp\left(-k \frac{T}{T_c}\right) \right] \frac{vT^{-2}}{(v-b)^n} \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Substituindo a expressão acima no segundo termo da equação (A.15) e integrando em v ,

$$\begin{aligned} \int \frac{T^2}{v} \left[\frac{\partial}{\partial T} (pv/T) \right]_v dv &= \int \left\{ -\sum_{n=2}^5 \left[A_n + \left(1 + k \frac{T}{T_c}\right) C_n \exp\left(-k \frac{T}{T_c}\right) \right] \frac{1}{(v-b)^n} \right\} dv = \\ &= -\sum_{n=2}^5 \left[A_n + \left(1 + k \frac{T}{T_c}\right) C_n \exp\left(-k \frac{T}{T_c}\right) \right] \int \frac{dv}{(v-b)^n} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

mas,

$$\int \frac{dv}{(v-b)^n} = \frac{(v-b)^{(1-n)}}{(1-n)} + cte \quad (\text{A.20})$$

Portanto, a integral em ν do segundo termo da equação (A.14) é dada por:

$$\int \frac{T^2}{\nu} \left[\frac{\partial}{\partial T} (p\nu/T) \right]_{\nu} d\nu = - \sum_{n=2}^5 \left[A_n + \left(1 + k \frac{T}{T_c} \right) C_n \exp \left(-k \frac{T}{T_c} \right) \right] \frac{(\nu - b)^{(1-n)}}{(1-n)} + cte \quad (\text{A.21})$$

As constantes podem ser anuladas, pois se está interessado apenas na variação da energia interna em relação à referência, dada por i_0 . A integração da equação (A.15) fornece:

$$i = i_0 + (C_1 - R)T + C_2 \frac{T^2}{2} + C_3 \frac{T^3}{3} + C_4 \frac{T^4}{4} + C_5 \ln T + \\ - \sum_{n=2}^5 \left[A_n + \left(1 + k \frac{T}{T_c} \right) C_n \exp \left(-k \frac{T}{T_c} \right) \right] \frac{(\nu - b)^{(1-n)}}{(1-n)} \quad (\text{A.22})$$

A entalpia específica é, então, obtida da seguinte relação:

$$h = i + p\nu \quad (\text{A.23})$$

De modo que:

$$h = h_0 + (p\nu - RT) + C_1 T + C_2 \frac{T^2}{2} + C_3 \frac{T^3}{3} + C_4 \frac{T^4}{4} + C_5 \ln T + \\ - \sum_{n=2}^5 \left[A_n + (1 + kT_r) C_n \exp(-kT_r) \right] \frac{(\nu - b)^{(1-n)}}{(1-n)} \quad (\text{A.24})$$

onde h_0 corresponde ao estado de referência.

A entropia específica é calculada pela integração da equação (A.12). Assim, integrando o primeiro termo desta equação, obtém-se:

$$\int c_v^{\circ} \frac{dT}{T} = \int (c_p^{\circ} - R) \frac{dT}{T} = \int \left(\frac{C_1}{T} + C_2 + C_3 T + C_4 T^2 + \frac{C_5}{T^2} - \frac{R}{T} \right) dT \\ = (C_1 - R) \ln T + C_2 T + C_3 \frac{T^2}{2} + C_4 \frac{T^3}{3} - \frac{C_5}{T} + cte \quad (\text{A.25})$$

Derivando-se a equação de Martin-Hou (A.1) em relação à T , mantendo ν constante, obtém-se:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_{\nu} = \frac{R}{(\nu - b)} + \sum_{n=2}^5 \frac{B_n - (k/T_c) C_n \exp(-kT_r)}{(\nu - b)^n} \quad (\text{A.26})$$

Integrando a expressão anterior em ν ,

$$\int \left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_{\nu} d\nu = R \ln(\nu - b) + \sum_{n=2}^5 \left[B_n - (k/T_c) C_n \exp(-kT_r) \right] \frac{(\nu - b)^{1-n}}{1-n} + cte \quad (\text{A.27})$$

As constantes podem ser anuladas, pois o interesse reside na variação da entropia em relação à referência, dada por s_0 . A entropia é, então, calculada por:

$$s = s_0 + C_1 \ln T + C_2 T + C_3 \frac{T^2}{2} + C_4 \frac{T^3}{3} - \frac{C_5}{T} + \\ + R \ln \frac{(\nu - b)}{T} + \sum_{n=2}^5 \left[B_n - (k/T_c) C_n \exp(-kT_r) \right] \frac{(\nu - b)^{1-n}}{1-n} \quad (\text{A.28})$$

Neste trabalho, adotou-se o estado de referência proposto pela ASHRAE (1997), onde a entalpia e a entropia do líquido saturado são nulas à 233,15K (-40°C).

A.3 PROPRIEDADES DO LÍQUIDO SATURADO

Para calcular a energia interna, a entalpia e a entropia do líquido saturado, fez-se uso da equação de Clapeyron, que relaciona a pressão de vapor, a temperatura de saturação, o calor latente de vaporização e os volumes específicos de líquido e vapor saturados, através da seguinte expressão:

$$\frac{dp_r}{dT} = \frac{h_{lv}}{T(v_v - v_l)} \quad (\text{A.29})$$

Explicitando a pressão na equação (A.3) e derivando-a em relação à temperatura,

$$\begin{aligned} \frac{dp_r}{dT} &= \frac{d}{dT} \left\{ \exp \left[A + \frac{B}{T} + CT + DT^2 + \frac{E(F-T)}{T} \ln(F-T) \right] \right\} = \\ &= \left[-\frac{B}{T^2} + C + 2DT + \frac{E}{T} - \frac{EF}{T^2} \ln(F-T) \right] \exp \left[A + \frac{B}{T} + CT + DT^2 + \frac{E(F-T)}{T} \ln(F-T) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

Substituindo a equação anterior na equação (A.29) e explicitando-a para h_{lv} , tem-se que:

$$h_{lv} = (v_v - v_l) \left[-\frac{B}{T} + CT + 2DT^2 + E - \frac{EF}{T} \ln(F-T) \right] \exp \left[A + \frac{B}{T} + CT + DT^2 + \frac{E(F-T)}{T} \ln(F-T) \right] \quad (\text{A.31})$$

e,

$$s_{lv} = \frac{h_{lv}}{T} \quad (\text{A.32})$$

As propriedades do líquido saturado são, então, calculadas por:

$$h_l = h_v - h_{lv} \quad (\text{A.33})$$

$$s_l = s_v - \frac{h_{lv}}{T} \quad (\text{A.34})$$

A energia interna específica do líquido saturado é, então, calculada pela definição de entalpia dada pela equação (A.23). O volume específico do vapor saturado é calculado pela equação de estado (A.1) para a pressão de vapor e temperatura de saturação. Já o volume específico do líquido saturado é obtido pelo inverso da massa específica calculada pela equação (A.4).

A.4 MÉTODO DE SOLUÇÃO

Para determinar a entalpia e a entropia, faz-se necessário calcular estas variáveis no estado de referência (-40°C) e, posteriormente, anulá-las. O algoritmo para cálculo dos valores de referência segue os seguintes passos:

1. Fazer $T=233,15\text{K}$ e $h_o=s_o=0$
2. Calcular p_r pela equação (A.3) e fazer $p=p_r$
3. Calcular ρ_l pela equação (A.4) e obter v_l

4. Calcular v_l pela equação (A.1) através do método de Newton-Raphson
5. Calcular h_l pela equação (A.24)
6. Calcular h_b pela equação (A.31)
7. Calcular h_l pela equação (A.33) e fazer $h_o = h_l$
8. Calcular s_b pela equação (A.302)
9. Calcular s_l pela equação (A.28)
10. Calcular s_l pela equação (A.34) e fazer $s_o = s_l$

Como mencionado no Capítulo 5, a tabela de propriedades para o vapor superaquecido foi gerada a partir da pressão e da temperatura e a tabela para a saturação foi gerada apenas em função da temperatura. O cálculo das propriedades da saturação a partir da temperatura segue os seguintes passos:

1. Calcular p_s pela equação (A.3)
2. Calcular ρ_l pela equação (A.4) e obter v_l
3. Calcular v_s pela equação (A.1) através do método de Newton-Raphson
4. Calcular h_s pela equação (A.24)
5. Calcular h_b pela equação (A.31)
6. Calcular h_l pela equação (A.33) e fazer $h_o = h_l$
7. Calcular s_b pela equação (A.32)
8. Calcular s_s pela equação (A.28)
9. Calcular s_l pela equação (A.34) e fazer $s_o = s_l$
10. Calcular i_l e i_s a partir da equação (A.23)

O cálculo das propriedades do superaquecimento em função do par pressão/temperatura segue os seguintes passos:

1. Calcular v da equação (A.1) através do método de Newton-Raphson
2. Calcular h pela equação (A.23)
3. Calcular s pela equação (A.29)
4. Calcular i a partir da equação (A.22)

A.5 DADOS DO REFRIGERANTE HFC-134A

Os coeficientes das equações básicas, as propriedades no ponto crítico e as constantes necessárias ao cálculo das propriedades termodinâmicas do refrigerante HFC-134a foram extraídas do trabalho de Wilson & Basu (1988). De acordo com este trabalho, as constantes para a equação de estado (A.1), com p em [kPa], T em [K] e v em [m³/kg], são dadas por:

T_c [K]	R [kJ/kg.K]	b	k
374,25	$81,4881629 \cdot 10^{-3}$	$0,3455467 \cdot 10^{-3}$	5,475

Coefficiente	() ₂	() ₃	() ₄	() ₅
A	-0,1195051	$0,1447797 \cdot 10^{-3}$	$-1,049005 \cdot 10^{-7}$	$-6,953904 \cdot 10^{-12}$
B	$0,1137590 \cdot 10^{-3}$	$-0,8942552 \cdot 10^{-7}$	0,0	$1,269806 \cdot 10^{-13}$
C	-3,531592	$0,6469248 \cdot 10^{-2}$	0,0	$-2,051369 \cdot 10^{-9}$

CÓMPUTO DE PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS

Os coeficientes da correlação para cálculo da pressão de vapor (A.3), em [kPa], em função da temperatura, em [K], são dados por:

A	B	C	D	E	F
24,8033988	-0,3980408.10 ⁴	-0,2405332.10 ⁻¹	0,2245211.10 ⁻⁴	0,1995548	0,3748473.10 ³

As constantes utilizadas na expressão para calcular a massa específica do líquido (A.4) estão descritas na tabela a seguir:

ρ _c [kg/m ³]	D ₁	D ₂	D ₃	D ₄
512,2	819,6183	1023,582	-1156,757	-789,7191

São indicadas, a seguir, as constantes da equação para cálculo do calor específico à pressão constante (A.5), com T em [K]:

C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅
-0,5257455.10 ⁻²	0,3296570.10 ⁻²	-2,017321.10 ⁻⁶	0,0	15,82170

As equações foram implementadas e os resultados obtidos comparados com os valores fornecidos por Wilson & Basu (1988), quando comprovou-se um excelente nível de concordância.

APÊNDICE B

CÁLCULO DA PRESSÃO DE EQUALIZAÇÃO

A pressão de equalização, que é condição inicial indispensável à simulação transiente de um refrigerador doméstico, depende do volume interno da unidade selada, da massa de refrigerante (HFC-134a) e de óleo (Freol $\alpha 22$), da solubilidade entre estes dois componentes e da temperatura ambiente. O cálculo da pressão de equalização, realizado internamente pelo programa de simulação, permite o estudo da influência da carga de refrigerante no comportamento do refrigerador, o que representa uma outra potencialidade deste trabalho.

O cômputo da pressão de equalização baseia-se no seguinte princípio: conhecidos o volume interno da unidade selada e o volume ocupado pela mistura óleo/refrigerante, determina-se o volume ocupado pelo refrigerante. A massa de refrigerante é determinada do mesmo modo. Com o volume e a massa, pode-se calcular a massa específica do refrigerante.

Assim, a partir da massa específica do refrigerante e da temperatura ambiente, obtém-se a pressão do refrigerante no interior do sistema (pressão de equalização). Entretanto, como a solubilidade depende da pressão, um procedimento iterativo de cálculo, conforme o indicado na Figura B.1, faz-se necessário.

Este procedimento foi estruturado de acordo com o código computacional de Klein (1998). Os dados de entrada são o volume do sistema, o volume de óleo, a carga de refrigerante e a temperatura ambiente.

Para computar a massa específica da mistura, utilizou-se a seguinte correlação empírica, fornecida por Klein (1998):

$$\rho_{mis} = 958,36 + 2,05 y_r - 0,66T_{amb} \quad (B.1)$$

na qual a temperatura é dada em [°C] e a solubilidade do refrigerante no óleo, em [%].

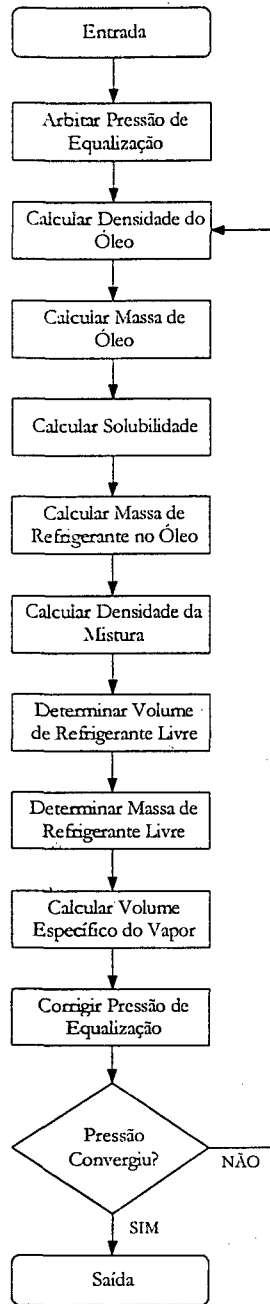


Figura B.1 Procedimento de cálculo da pressão de equalização do refrigerador.

A massa de óleo no interior do sistema é calculada por:

$$m_o = V_o \rho_o \quad (B.2)$$

onde a massa específica do óleo puro é obtida da equação (B.1), anulando-se a quantidade de refrigerante dissolvido. A grandeza V_o representa o volume de óleo no interior do sistema.

A fração mássica de refrigerante no óleo é calculada através da seguinte equação obtida por Klein (1998) a partir de dados fornecidos pelo fabricante do óleo:

$$y_r = \exp(A + B \ln T_{amb}) \quad (B.3)$$

$$\begin{cases} A = 4,1358 + 0,9101 p_{eq} - 0,04069 p_{eq}^2 \\ B = -0,8249 - 0,1019 p_{eq} + 0,002656 p_{eq}^2 \end{cases}$$

onde a temperatura é dada em [°C], a pressão em [kgf/cm²] e a fração mássica (y) em [%].

A partir da fração mássica, pode-se determinar a massa de refrigerante dissolvida no óleo pela seguinte equação:

$$m_r = m_o \frac{y_r}{1 - y_r} \quad (\text{B.4})$$

A partir das massas de refrigerante dissolvido e de óleo, obtém-se a massa da mistura que, juntamente com a massa específica calculada pela equação (B.1), permite o cálculo do volume da mistura através da seguinte equação:

$$V_{mis} = \frac{m_o + m_r}{\rho_{mis}} \quad (\text{B.5})$$

A massa e o volume de refrigerante livre no sistema na fase vapor são, então, calculados por:

$$m_v = m_{tot} - m_r \quad (\text{B.6})$$

$$V_v = V_{tot} - V_{mis} \quad (\text{B.7})$$

O volume específico é, então, obtido da seguinte relação:

$$v_v = \frac{V_v}{m_v} \quad (\text{B.8})$$

Enfim, a partir do volume específico, obtido da equação anterior, e da temperatura ambiente, corrige-se a pressão de equalização a partir da equação de Martin-Hou (A.1).

Como a pressão foi obtida em função de parâmetros que dependem indiretamente de seu valor, deve-se repetir este procedimento de cálculo até que a pressão satisfaça o seguinte critério de convergência:

$$E_{p_{eq}} = \left| \frac{p_{eq} - p_{eq}^*}{p_{eq}} \right| < 10^{-4} \quad (\text{B.10})$$

APÊNDICE C

CARACTERÍSTICAS CONSTRUTIVAS DO REFRIGERADOR

REFRIGERADOR

Modelo: Consul SLIM 230 litros

Tipo: *All-Refrigerator*

Fabricante: Multibrás Eletrodomésticos S/A

Refrigerante: HFC-134a (1,1,1,2 Tetrafluoretano)

Carga de Refrigerante: 80,94g

Óleo: Freol α 22 (Poliéster)

Volume de Óleo: 265ml

Volume Interno do Gabinete: 230 litros

Volume Interno da Unidade Selada: 2,3 litros

CONDENSADOR

Tipo: Arame Sobre Tubo

Material: Aço

Dimensões

Comprimento da Linha de Descarga: 1,5 m

Comprimento da Região Aletada: 7,5 m

Altura do Condensador: 84 cm

Largura do Condensador: 47 cm

Diâmetro Interno: 3,34 mm

Diâmetro Externo: 4,76 mm

Número de Passes da Serpentina: 15

Espaçamento entre os tubos: 56 mm

Número de Aletas: 104

Diâmetro das Aletas: 1,5 mm

Comprimento das Aletas: 85,5 cm

Volume do Filtro Secador: 0,011 litros

Propriedades Termofísicas

Massa Específica: 7850 kg/m³

Calor Específico: 477 J/kg.K

Condutividade Térmica: 50 W/m.K

Emissividade: 0,92

EVAPORADOR

Tipo: *Roll-Bond*

Material: Alumínio

Dimensões

Altura: 48 cm

Largura: 30 cm

Espessura: 1,5 mm

Volume Interno: 0,14 litros

Comprimento do Canal: 4,568 m

Propriedades Termofísicas

Massa Específica: 2700 kg/m³

Calor Específico: 879 J/kg.K

Condutividade Térmica: 229 W/m.K

Emissividade: 0,90

GABINETE

Dimensões

Altura Externa: 1,435 m

Altura Interna: 1,343 m

Largura Externa: 0,510 m

Largura Interna: 0,476 m

Profundidade Externa: 0,473 m

Profundidade Interna: 0,400 m

Espessura do Revestimento Externo: 0,6 mm

Espessura Média do Isolamento:

Região Superior: 37,4 mm

Região Lateral: 36,4 mm

Região Posterior: 47,0 mm

Região Inferior: 39,0 mm

Região da Porta: 47,0 mm

Espessura do Revestimento Interno: 4,0 mm

Comprimento da Gaxeta: 3,44 m

Distância do Evaporador à Superfície Lateral Esquerda: 50,0 mm

Distância do Evaporador à Superfície Superior: 40,0 mm

Propriedades Termofísicas

Revestimento Externo (Aço Carbono):

Massa Específica: 7850 kg/m³

Calor Específico: 477 J/kg.K

Condutividade Térmica: 50 W/m.K

Emissividade: 0,90

Isolamento (Poliuretano Expandido)

Massa Específica: 29,4 kg/m³

Calor Específico: 1200 J/kg.K

Condutividade Térmica:

Região Superior: 0,020 W/m.K

Região Lateral: 0,020 W/m.K

Região Posterior: 0,020 W/m.K

Região Inferior: 0,020 W/m.K

Região da Porta: 0,021 W/mK

Revestimento Interno (Poliestireno Alto Impacto):

Massa Específica: 1050 kg/m³

Calor Específico: 1350 J/kg.K

Condutividade Térmica: 0,16 W/m.K

Emissividade: 0,90

TUBO CAPILAR

Tipo: Tubo de Seção Circular

Material: Cobre

Dimensões

Comprimento do Tubo Capilar: 4,5 mm

Comprimento do Trocador de Calor: 1,945 m

Comprimento da Região de Entrada: 2,555 m

Diâmetro Interno do Tubo Capilar: 0,674 mm

Diâmetro Externo do Tubo Capilar: 2,10 mm

Rugosidade do Tubo Capilar: 0,7 μm

Propriedades Termofísicas

Massa Específica: 8930 kg/m³

Calor Específico: 379 J/kg.K

Condutividade Térmica: 332 W/m.K

Emissividade: 0,95

LINHA DE SUCCÃO

Tipo: Tubo de Seção Circular

Material da Linha de Sucção: Alumínio

Material do Trecho da Linha de Sucção Adjacente ao Compressor: Cobre

Dimensões

Comprimento Total da Linha de Sucção: 2,235 mm

Comprimento do Trecho Adjacente ao Compressor: 29,0 cm

Diâmetro Interno: 4,80 mm

Diâmetro Externo: 6,12 mm

Propriedades Termofísicas do Alumínio

Massa Específica: 2700 kg/m³

Calor Específico: 879 J/kg.K

Condutividade Térmica: 229 W/m.K

Emissividade: 0,90

Propriedades Termofísicas do Cobre

Massa Específica: 8930 kg/m³

Calor Específico: 379 J/kg.K

Condutividade Térmica: 332 W/m.K

Emissividade: 0,92

COMPRESSOR

Modelo: EM30HNR

Tipo: Hermético Alternativo

Fabricante: EMBRACO S/A

Tensão/Frequência: 220V / 60Hz

Dimensões

Volume do Cilindro: 3,01 cm³

Volume Morto: 95 mm³

Volume Interno: 2,0 litros

CARACTERÍSTICAS CONSTRUTIVAS DO REFRIGERADOR

Volume de Óleo: 265 cm³

Massa de Óleo: 207,6 g

Massa do Compressor com Óleo: 7097,5 g

Capacidades Térmicas

Componente	Massa [g]	Material	c [J/kg.K]	Capacidade Térmica [J/K]
Óleo	207,60	Polioléster	1884	391,12
Bloco	1339,19	Ferro Fundido	540	723,16
Carcça	2579,11	Aço	477	1230,24
Rotor	131,00	Alumínio	896	117,38
	496,00	Aço	477	236,59
Estator	493,00	Cobre	383	190,47
	1612,19	Aço	477	766,99
Tampa do Cilindro*	46,62	Alumínio	896	47,77
Tubo de Descarga	25,74	Cobre	383	9,86
Mola do Bundy*	5,81	Aço	477	2,77
Filtro de Sucção	46,33	Epóxi	1591	73,71
Sistema de Válvulas*	45,80	Aço	477	21,85
Batentes*	4,77	Epóxi	1591	7,59
Molas*	20,23	Aço	477	9,65
Parafusos Bloco*	20,85	Aço	477	9,95
Parafusos Motor*	23,26	Aço	477	11,10

* Componentes incorporados ao bloco

APÊNDICE D

ESTRUTURA DOS PROGRAMAS COMPUTACIONAIS

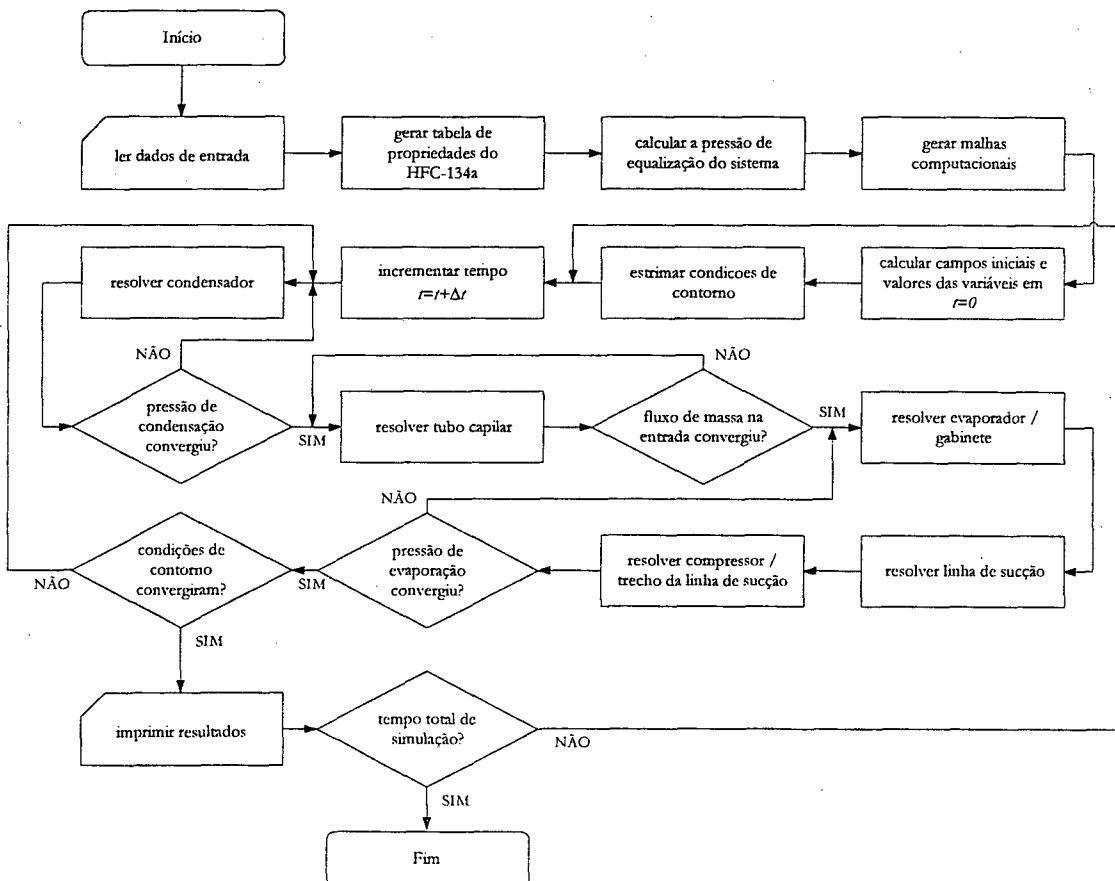


Figura D.1 Fluxograma do programa para simulação global do refrigerador.

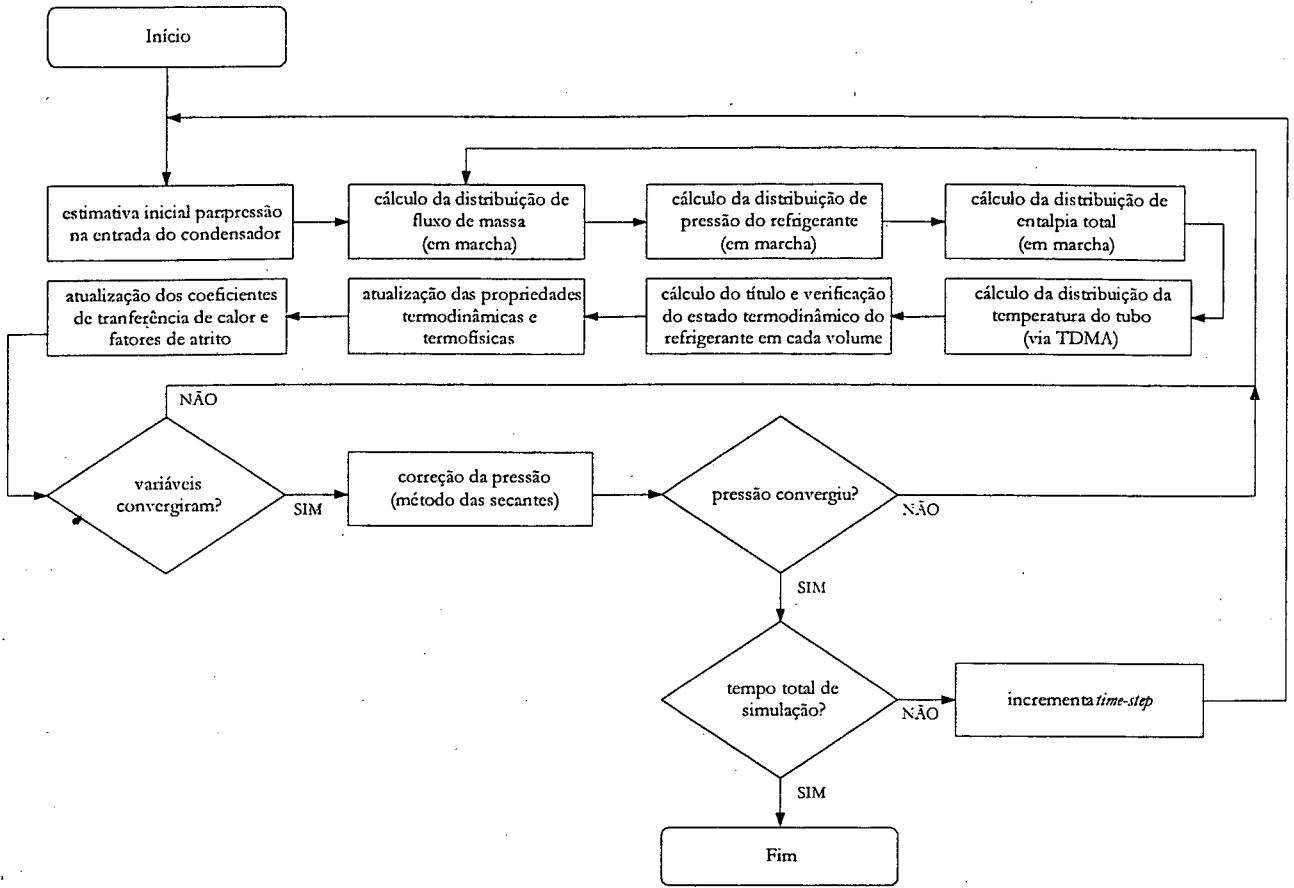


Figura D.2 Fluxograma do programa para simulação do condensador.

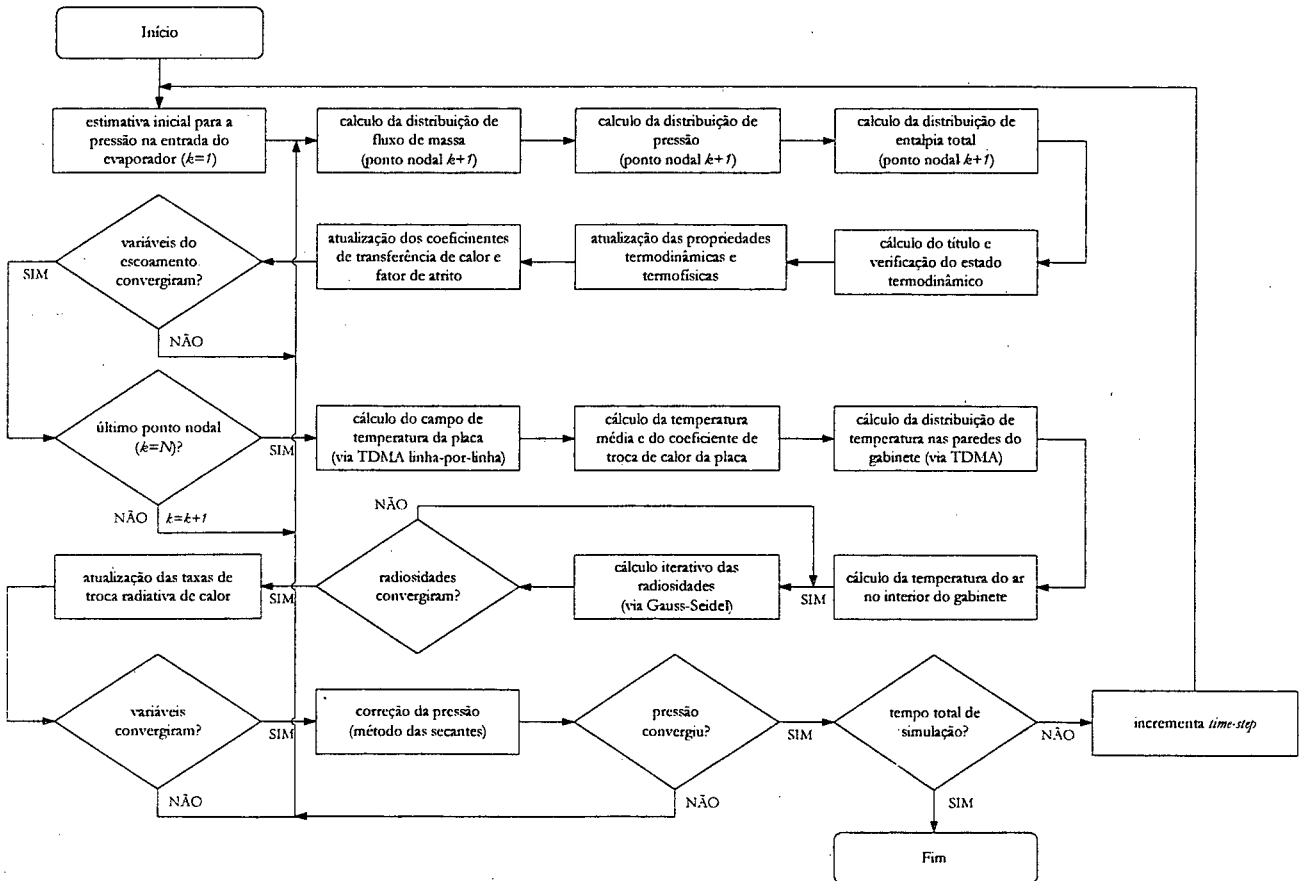


Figura D.3 Fluxograma do programa para simulação do evaporador e do gabinete.

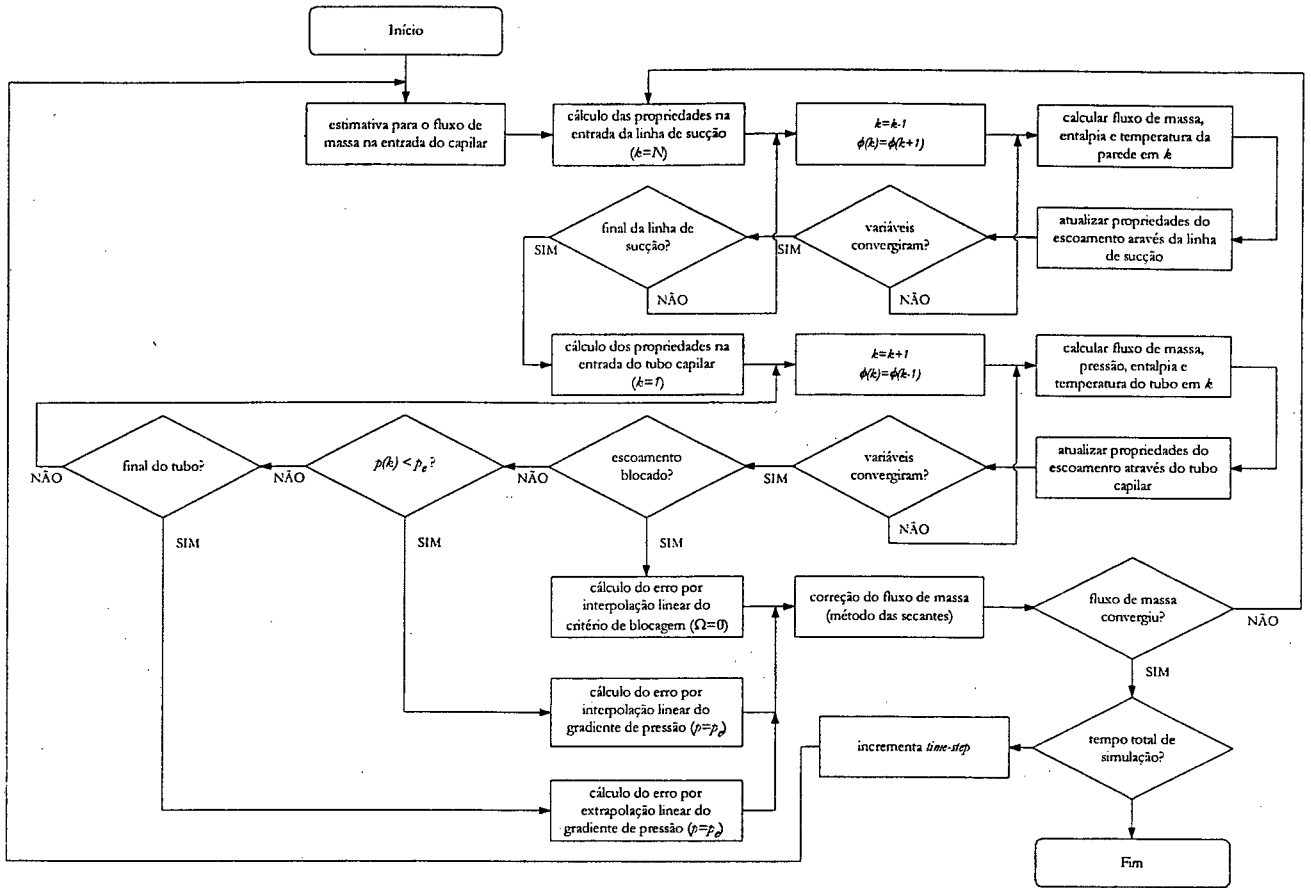


Figura D.4 Fluxograma do programa para simulação do trocador de calor tubo capilar – linha de sucção.

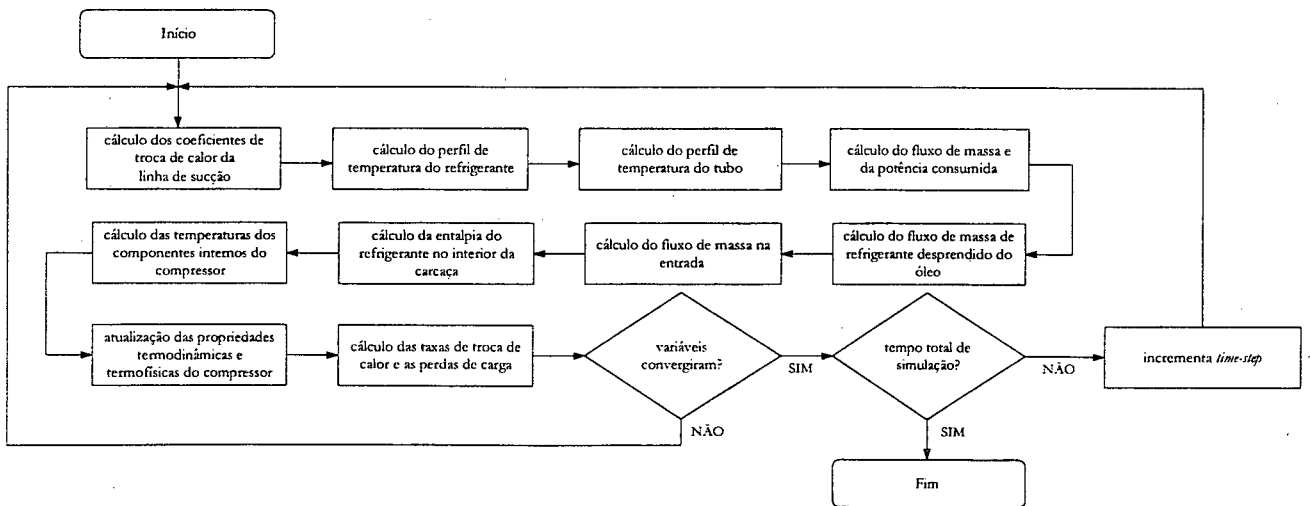


Figura D.5 Fluxograma do programa para simulação do compressor e do trecho adjacente da linha de sucção.

APÊNDICE E

REGRESSÃO DOS PARÂMETROS DO COMPRESSOR

Tabela E.1 Coeficientes das curvas ajustadas para os parâmetros empíricos do compressor.

Grandeza	Curva	a	b	c	d	e	f	R^2
n	(6.41)	-0,00033	$-8,1 \cdot 10^{-8}$	$1,13 \cdot 10^{-10}$	-3128,15	0,1434	$-1,7 \cdot 10^{-5}$	0,986049
κ	(6.41)	-0,00044	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,05 \cdot 10^{-10}$	-2076,60	-1,1325	$4,16 \cdot 10^{-4}$	0,882134
η_g	(6.41)	-0,00305	$-3,2 \cdot 10^{-5}$	$4,97 \cdot 10^{-8}$	-5964,99	-0,1676	$4,15 \cdot 10^{-5}$	0,958578
\overline{UA}_b	(6.41)	-0,00051	$-9,5 \cdot 10^{-6}$	$1,57 \cdot 10^{-8}$	-6605,96	3,0645	-0,00103	0,887665
$\overline{UA}_{c,i}$	(6.41)	-0,00364	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$-5,20 \cdot 10^{-8}$	-1616,33	-5,6726	0,00238	0,969102
$\overline{UA}_{c,e}$	(6.41)	-0,00079	$-1,4 \cdot 10^{-6}$	$1,73 \cdot 10^{-9}$	-4278,27	1,4920	$-5,1 \cdot 10^{-4}$	0,968591
$\overline{UA}_{f,i}$	(6.42)	0,82412	341,66	-	-	-	-	0,721412
$\overline{UA}_{f,e}$	(6.41)	-0,00013	$-2,2 \cdot 10^{-8}$	$-8,90 \cdot 10^{-10}$	-922,90	-4,5801	0,00159	0,988593
$\overline{UA}_{d,i}$	(6.42)	0,56598	2166,51	-	-	-	-	0,989866
$\overline{UA}_{d,e}$	(6.41)	0,00035	$-8,7 \cdot 10^{-6}$	$1,09 \cdot 10^{-8}$	-4442,94	0,8908	$-3,0 \cdot 10^{-4}$	0,978497
\overline{K}_f	(6.43)	0,31910	2,7233	-0,2126	-	-	-	0,746358
\overline{K}_d	(6.43)	7,00215	-1,1092	0,2198	-	-	-	0,841604

Tabela E.2 Coeficientes das curvas ajustadas para os fatores de correção para as temperaturas do corpo e na sucção.

Grandeza	$\eta_g = f(T_c)$	$\overline{UA}_{c,i} = f(T_c)$	$\overline{UA}_{c,e} = f(T_c)$	$\kappa = g(T_1)$
a	-0,23842	-2,2941	6,94184	2,89926
b	1,23479	3,2965	-6,02145	-1,88885
R^2	0,98483	0,99853	0,94713	0,93474

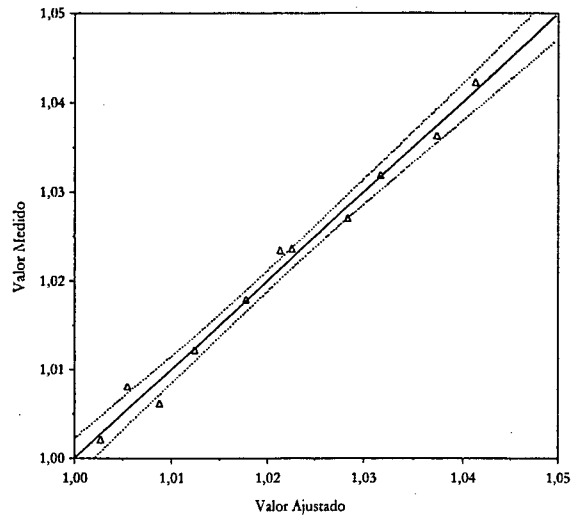


Figura E.1 Expoente politrópico.*

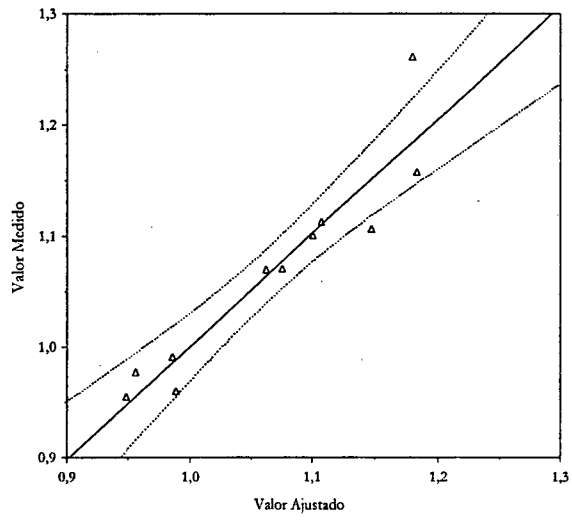


Figura E.2 Fator de correção do fluxo de massa.

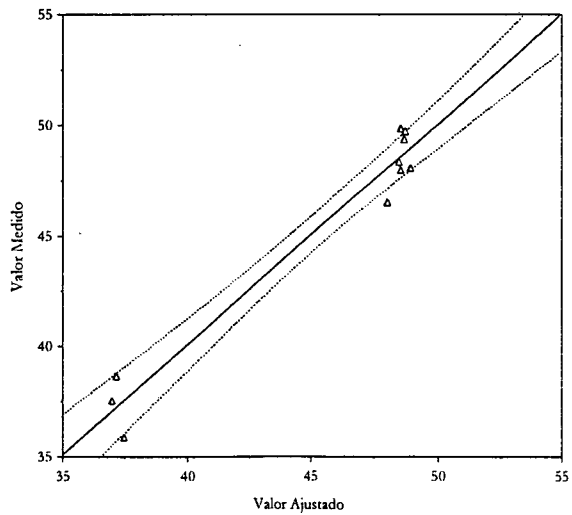


Figura E.3 Eficiência global do compressor [%].

* Em todas as figuras, as bandas referem-se à confiabilidade de 95%.

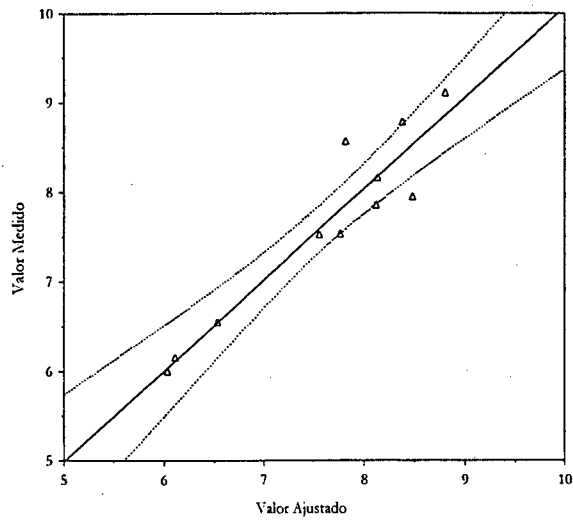


Figura E.4 Coeficiente global de transferência de calor no bloco [W/K].

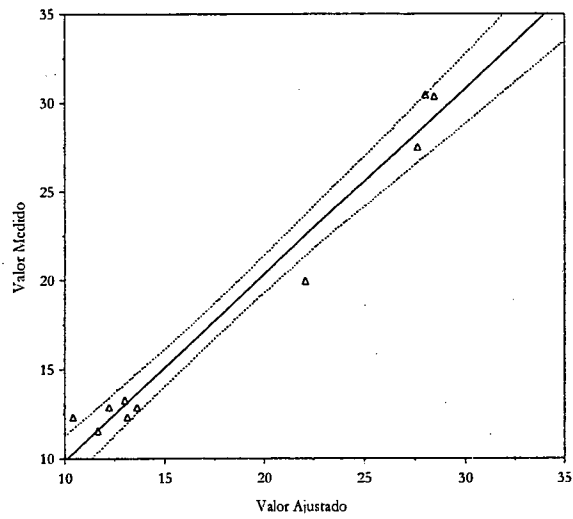


Figura E.5 Coeficiente global de transferência de calor no interior da carcaça [W/K].

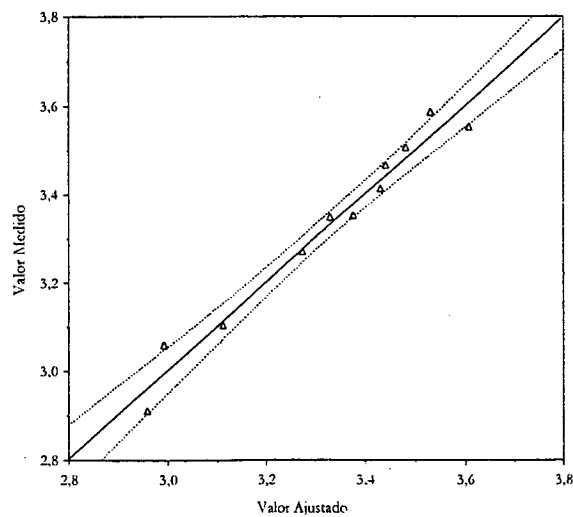


Figura E.6 Coeficiente global de transferência de calor no exterior da carcaça [W/K].

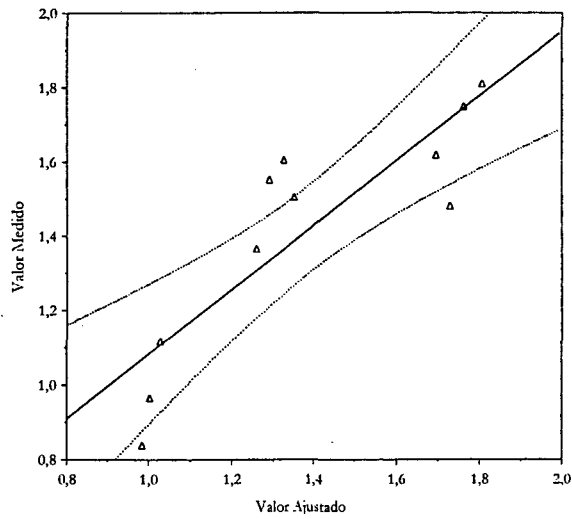


Figura E.7 Coeficiente global de transferência de calor no interior do filtro de sucção [W/K].

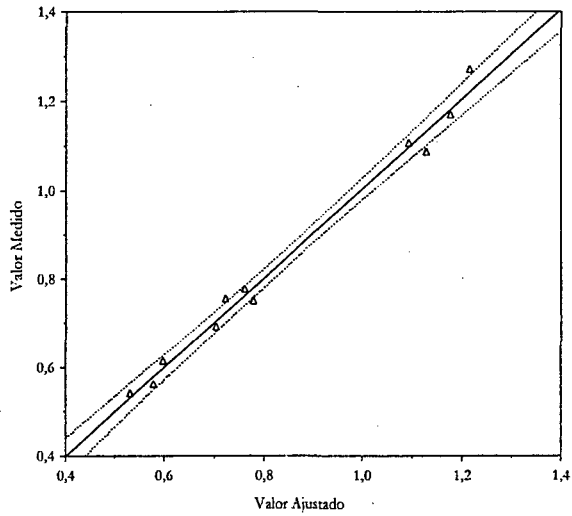


Figura E.8 Coeficiente global de transferência de calor no exterior do filtro de sucção [W/K].

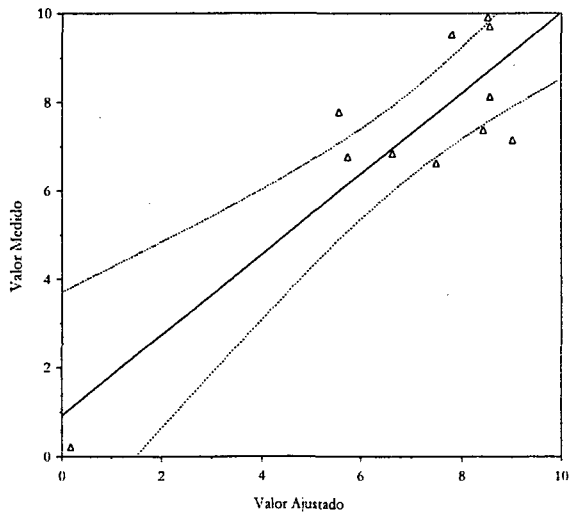


Figura E.9 Fator global de perda de carga no filtro de sucção ($\times 10^6$) [m^{-1}].

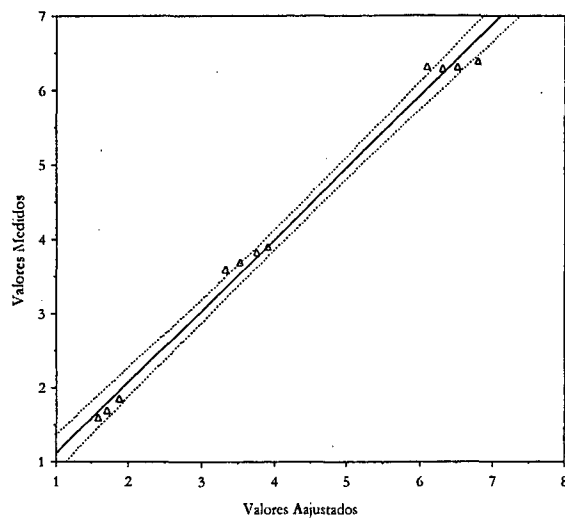


Figura E.10 Coeficiente global de transferência de calor no interior do tubo de descarga [W/K].

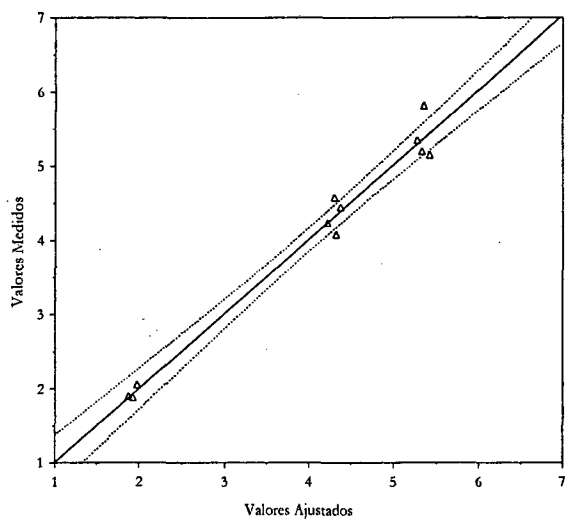


Figura E.11 Coeficiente global de transferência de calor no exterior do tubo de descarga [W/K].

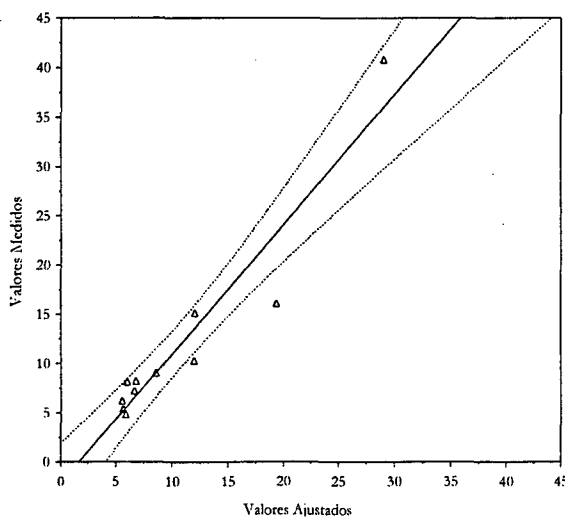


Figura E.12 Fator global de perda de carga no tubo de descarga ($\times 10^8$) [m⁻¹].

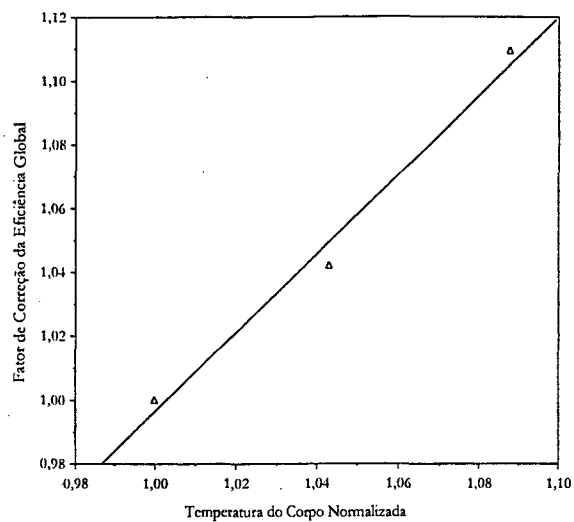


Figura E.13 Fator de correção da eficiência global.

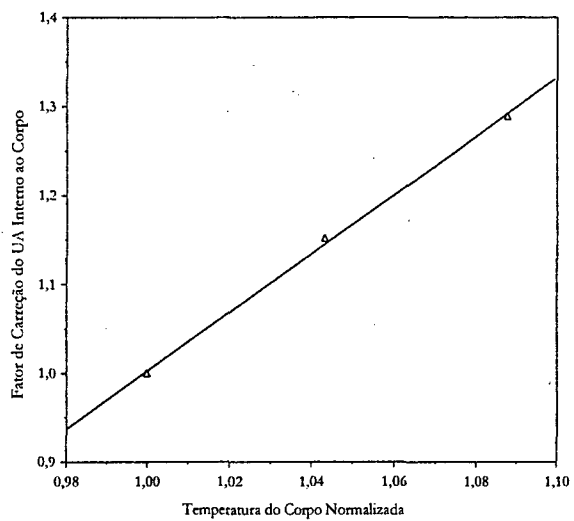


Figura E.14 Fator de correção do coeficiente global de transferência de calor no interior da carcaça.

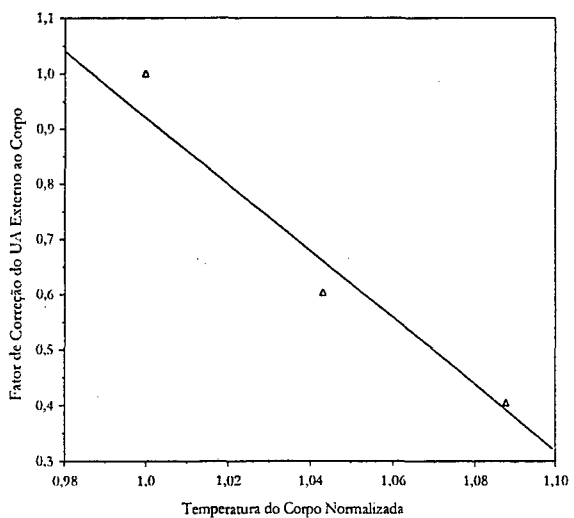


Figura E.15 Fator de correção do coeficiente global de transferência de calor no exterior da carcaça.

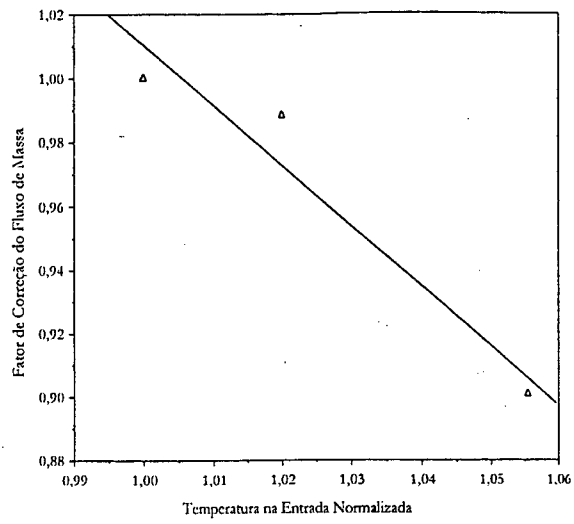


Figura E.16 Fator de correção do parâmetro multiplicativo do fluxo de massa.