

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

**MODELAÇÃO E ANÁLISE DE VAZAMENTOS E
TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM COMPRESSORES SCROLL**

Tese submetida à

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

para a obtenção do grau de

DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA

EVANDRO LUIZ LANGE PEREIRA

Florianópolis, Março de 2012.

Catálogo na fonte pela Biblioteca Universitária da
Universidade Federal de Santa Catarina

P436m Pereira, Evandro Luiz Lange

Modelação e análise de vazamentos e transferência de calor em compressores scroll [tese] / Evandro Luiz Lange Pereira ; orientador, César José Deschamps. - Florianópolis, SC, 2012. 314 p.: il., grafs.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia mecânica. 2. Compressores. 3. Gás - Vazamento. 4. Calor - Transmissão. I. Deschamps, César José. II. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

CDU 621

**MODELAÇÃO E ANÁLISE DE VAZAMENTOS E
TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM COMPRESSORES SCROLL**

EVANDRO LUIZ LANGE PEREIRA

Esta tese foi julgada adequada para a obtenção do título de

DOUTOR EM ENGENHARIA

ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA

Área de concentração em Engenharia e Ciências Térmicas

sendo aprovada em sua forma final.

Prof. César José Deschamps, Ph.D. - Orientador

Prof. Júlio César Passos, Dr. - Coordenador do Curso

BANCA EXAMINADORA

Prof. César José Deschamps, Ph.D. - Presidente

Prof. Angela Ourivio Nieckele, Ph.D. - Relatora

Prof. Cezar Otaviano Ribeiro Negrão, Ph.D.

Prof. Amir Antônio Martins Oliveira Jr., Ph.D.

Prof. Jader Riso Barbosa Jr., Ph.D.

Prof. Júlio César Passos, Dr.

“Para conhecermos os amigos é necessário passar pelo sucesso e pela desgraça. No sucesso, verificamos a quantidade e, na desgraça, a qualidade”

Confúcio

À minha mãe (*in memoriam*),
que por mim tanto fez.

AGRADECIMENTOS

Ao CNPq e a EMBRACO, pelo apoio financeiro e técnico para a realização do trabalho;

Ao professor César José Deschamps, pela orientação e dedicação, cuja contribuição com certeza transcende este trabalho;

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

Aos inúmeros colegas do POLO, cujos nomes não serão citados para evitar injustiças, pela amizade, discussões e conhecimentos compartilhados ao longo de tantos anos.

Aos alunos, futuros engenheiros, Willian Martins Ferreira e Fernando César Medeiros, e ao técnico Fabiano VamBommel, pela ajuda técnica na realização do trabalho.

A todos os demais professores e integrantes do POLO pela companhia e ensinamentos;

Ao corpo docente do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica pelos conhecimentos transmitidos e esforço continuado na busca do saber;

A todos aqueles que de alguma forma ajudaram na motivação, discussões e entusiasmos ao longo desta importante fase da minha vida.

Por fim, a Andréia Royer Voigt, amor da minha vida, que esteve sempre ao meu lado, pela paciência, amor, carinho e apoio dados nos momentos mais difíceis.

SUMÁRIO

<u>Lista de Símbolos</u>	xv
<u>Lista de Figuras</u>	xix
<u>Lista de Tabelas</u>	xxix
<u>Resumo</u>	xxxí
<u>Abstract</u>	xxxiii
<u>Capítulo 1: Introdução</u>	35
1.1 Contexto do trabalho	35
1.2 A refrigeração	37
1.3 O compressor scroll	40
1.3.1 Os componentes típicos do compressor scroll	41
1.3.2 A geometria da espira	42
1.3.3 O processo de compressão do gás refrigerante	45
1.3.4 Principais perdas termodinâmicas	48
1.3.5 Os mecanismos de controle de folga	50
1.4 Objetivo do trabalho	53
<u>Capítulo 2: Revisão Bibliográfica</u>	55
2.1 Trabalhos mais relevantes	55
2.2 Síntese dos trabalhos revisados	84
2.3 Objetivos específicos.	88
<u>Capítulo 3: Modelagem Geométrica das Espiras</u>	91
3.1 Curvas evolventes	91
3.2 Perfil central da espira	95
3.3 Modelo geométrico do perfil das espiras	99
3.4 Ângulo teórico de descarga	101

3.5 Pontos de conjugacidade	102
3.6 Volumes das câmaras	106
3.7 Áreas de sucção, de descarga e de vazamentos:	108
3.8 Áreas parietais das câmaras	114
3.9 Similaridade geométrica	115
Capítulo 4: Modelo Integral de Simulação	119
4.1 Processo de compressão	119
4.1.1 Equações governantes	120
4.1.2 Propriedades termodinâmicas	123
4.2 Fluxos de massa	124
4.2.1 Processo de sucção	124
4.2.2 Processo de descarga	126
4.2.3 Vazamentos internos	129
4.3 Transferência de calor	131
4.4 Procedimento de solução numérica	133
Capítulo 5: Modelos Diferenciais	139
5.1 Equações governantes	139
5.2 Modelos de turbulência	141
5.2.1 Tratamento de parede	143
5.2.2 Considerações sobre o refino de malha	143
5.3 Metodologia de solução numérica:	144
5.3.1 Método dos volumes finitos	145
5.3.2 Erros na solução numérica	146
5.3.3 Critério de convergência do procedimento de solução numérica	147
5.4 Modelo “Uma Câmara de Compressão” (1CC):	148
5.4.1 Domínio de solução e malha computacional	149
5.4.2 Modelo 1CC-3D	152
5.4.3 Condições de contorno:	153
5.4.4 Procedimento de solução:	154
5.5 Modelo “Múltiplas Câmaras de compressão” (MCC):	155
5.6 Modelos simplificados para análise dos vazamentos	157

5.6.1 Modelo simplificado para a folga de topo	157
5.6.2 Modelo simplificado para a folga de flanco	159
<u>Capítulo 6: Análise do Escoamento de Gás pelas Folgas</u>	161
6.1 Descrição do problema físico	161
6.2 Modelos numéricos tradicionais	163
6.3 Parâmetros adimensionais característicos	165
6.4 Importância relativa dos parâmetros adimensionais	167
6.4.1 Variação do número de Mach na entrada das folgas	167
6.4.2 Variação de pressão ao longo das folgas	176
6.5 Análise do regime de escoamento	180
6.6 Propostas de correlações para vazamentos	183
6.7 Validação das novas correlações de vazamentos	186
6.7.1 Escoamento pela folga de topo	186
6.7.2 Escoamento pela folga de flanco	189
6.8 Análise de efeitos transientes sobre o vazamento	193
6.9 Impacto de vazamentos no desempenho do compressor	201
6.9.1 Impacto sobre a eficiência volumétrica	203
6.9.2 Impacto sobre a eficiência isentrópica	207
6.9.3 Impacto sobre a temperatura de descarga do gás	211
<u>Capítulo 7: Análise da Transferência de Calor na Câmara</u>	215
7.1 Descrição do problema físico	215
7.2 Perfil de temperatura das espiras	220
7.3 Parâmetros adimensionais do problema	224
7.4 Modelagem turbulenta	228
7.5 Análise do processo de compressão	237
7.5.1 Influência da temperatura de parede	237
7.5.2 Influência da razão entre calores específicos	238
7.5.3 Influência do perfil geométrico central da espira	239
7.5.4 Variação das propriedades no interior da câmara	240
7.5.5 Fluxo de calor nas laterais da espira	248
7.5.6 Efeitos tridimensionais	251

7.6 Correlação para o número de Nusselt no interior da câmara	253
7.6.1 Avaliação de correlações típicas para Nu	254
7.6.2 Correlação proposta para Nu	256
7.7 Impacto da transferência de calor no desempenho do compressor	260
7.8 Validação numérica do modelo integral	275
Capítulo 8: Conclusões	281
8.1 Considerações finais	281
8.2 Conclusões	282
8.2.1 Modelagem Geométrica das Espiras	283
8.2.2 Modelo Integral de Simulação	283
8.2.3 Análise de vazamentos de gás pelas folgas	284
8.2.4 Análise da transferência de calor nas câmaras	286
8.3 Sugestões para trabalhos futuros	288
Referências	293
Apêndice A: Erros de Discretização	305
Apêndice B: Refino de Malha	311

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição	Unidades
a	Raio do círculo de base	m
A	Área	m ²
C^*	Curvatura adimensional da câmara	-
C_c	Coefficiente de contração do escoamento	-
c_p	Calor específico a pressão constante	J/Kg-K
c_v	Calor específico a volume constante	J/Kg-K
D_f	Diâmetro da fresa	m
D_h	Diâmetro hidráulico	m
D_s	Diâmetro ocupado pelo par de espiras	m
f_c	Frequência de operação do compressor	Hz
h	Altura da espira; Entalpia do gás	m; J/kg
h_c	Coefficiente de transferência de calor	W/m ² -K
k	Condutividade térmica do fluido	W/m-K
L	Comprimento da evolvente	m
m	Massa de gás	kg
\dot{m}	Fluxo de massa	kg/s
M	Número de Mach	-
N	Número de voltas da curva evolvente	-
NTS	Número de avanços no tempo	-
Nu	Número de Nusselt	-
p	Passo da espira; Pressão	m, Pa
P	Potencial de vazamento	-

Símbolo	Descrição	Unidades
Pr	Número de Prandtl	-
Pr_t	Número de Prandtl turbulento	-
\dot{Q}	Taxa de calor trocado	J/s
R	Constante do gás	J/g-K
r_1	Raio menor do perfil central da espira	m
r_2	Raio maior do perfil central da espira	m
R_c	Raio de curvatura da câmara	m
Re	Número de Reynolds	-
r_o	Raio de órbita da espira móvel	m
t	Espessura da espira; Tempo	m; s
T	Temperatura	°C, K
T_c	Temperatura de condensação	°C, K
T_e	Temperatura de evaporação	°C, K
u_i	Componente de velocidade na direção i	m/s
V	Volume da câmara	m ³
V_{sw}	Volume deslocado do compressor <i>scroll</i>	m ³
w	Frequência de operação do compressor	rad/s

Símbolos Gregos

Símbolo	Descrição	Unidades
Π	Razão de pressão	-
Π_{th}	Razão teórica de compressão	-
α	Ângulo evolvente inicial	rad
δ	Folga entre espiras	m
δ^*	Folga adimensional entre espiras	-

Símbolo	Descrição	Unidades
γ	Ângulo modificado do perfil da espira	rad
γ	Razão entre os calores específicos	-
φ	Ângulo evolvente	rad
φ_e	Ângulo evolvente final	rad
φ_{iA}	Ângulo evolvente do ponto A	rad
φ_{oC}	Ângulo evolvente do ponto C	rad
μ	Viscosidade dinâmica do fluido	Pa.s
θ	Ângulo orbital	rad
θ_d	Ângulo teórico de descarga	rad
θ_c	Ângulo final de compressão	rad
ρ	Densidade do gás	kg/m ³
ψ	Ângulo de correção da coordenada θ	rad

Sub-índices

Símbolo	Descrição
d	Descarga
f	Folga de flanco; espira fixa
h	Câmara de alta pressão
i	Curva interna
in	Entrando
k	Ponto de contato, $k = 1, 2, \dots$
l	Câmara de baixa pressão
m	Espira móvel

Símbolo	Descrição
o	Curva externa
out	Saindo
s	Sucção
t	Folga de topo
w	Parede da câmara
w,bas	Parede da base da câmara
w,ext	Parede lateral externa da câmara
w,int	Parede lateral interna da câmara

Operadores

Símbolo	Descrição
$\Delta\phi$	Variação de ϕ
$\lfloor \phi \rfloor$	Maior inteiro menor que ϕ
$d\phi$	Derivada total de ϕ
$\partial\phi$	Derivada parcial de ϕ

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Componentes básicos de um sistema de refrigeração.	37
Figura 1.2 - Representação esquemática das espiras.....	41
Figura 1.3 - Vista explodida de um compressor scroll (reproduzido de DANFOSS, 2008).	43
Figura 1.4 – Vista em corte de um compressor <i>scroll</i> (reproduzido de DANFOSS, 2008).	43
Figura 1.5 - Representação de uma espiral de Archimedes.	44
Figura 1.6 - Geração de uma curva evolvente.....	44
Figura 1.7 – Perfis das espirais na região central da espira.....	45
Figura 1.8 – Etapas do processo de compressão.....	47
Figura 1.9 – Tipos de vazamentos internos em compressores <i>scroll</i>	50
Figura 1.10 – Mecanismo de controle de folga de topo por selo vedante.....	51
Figura 1.11 – Mecanismo de controle de folga de topo por contrapressão.....	52
Figura 2.1 – Resultados de eficiência volumétrica em função da frequência de operação (reproduzido de Nieter, 1988).	58
Figura 2.2 - Correlações ajustadas para o coeficiente de fricção em escoamentos pela folga de topo.	66
Figura 2.3 – Comparação dos resultados numéricos 2-D com correlações empíricas (reproduzido de Ooi e Zhu, 2004).....	79
Figura 2.4 – Comparação entre os resultados numéricos e experimentais para a temperatura de descarga (reproduzido de Jang e Jeong, 2006).	84

Figura 3.1 – Geração das curvas evolventes interna e externa.....	93
Figura 3.2 - Diâmetro ocupado pelo par de espiras.....	94
Figura 3.3 – Geração do perfil da espira na região central.....	97
Figura 3.4 - Influência do ângulo modificado γ no perfil central da espira.....	99
Figura 3.5 - Representação do ângulo teórico de descarga.....	102
Figura 3.6 – Câmara definida pelos pontos de conjugacidade em dois ângulos orbitais (em cinza).....	105
Figura 3.7 – Variação do volume de uma câmara de compressão.....	108
Figura 3.8 – Área de sucção (A_s), área descoberta de descarga (em cinza), e área de flanco na descarga (A_{dd}).....	109
Figura 3.9 – Variação da área descoberta de descarga para duas geometrias de espira.....	110
Figura 3.10 – Representação das regiões de vazamento de topo.....	112
Figura 3.11 – Variação dos comprimentos da folga de topo ao longo do processo de compressão.....	114
Figura 3.12 – Variação dos comprimentos das paredes laterais da câmara ao longo do processo de compressão.....	115
Figura 3.13 - Variação da curvatura adimensional com o ângulo orbital.....	118
Figura 4.1 – Influência da temperatura do gás succionado na evolução da pressão ao longo da compressão (R-600a).....	122
Figura 4.2 – Influência da metodologia de cálculo do volume da câmara no diagrama $p-V$	122
Figura 4.3 – Resultados de diagrama $p-V$ obtidos pelas hipóteses de gás real e ideal.....	123

Figura 4.4 – Influência do coeficiente de contração na modelagem do processo de sucção sobre a eficiência volumétrica do compressor.	126
Figura 4.5 – Representação dos escoamentos internos de gás durante o início do processo de descarga.	127
Figura 4.6 – Dinâmica de válvulas: sistema massa-mola-amortecedor.	129
Figura 4.7 – Influência do coeficiente de contração na modelagem dos vazamentos através da relação para escoamentos isentrópicos sobre o desempenho do compressor.	130
Figura 4.8 – Procedimento de solução: vazamentos internos.	135
Figura 4.9 – Fluxograma do procedimento de solução do modelo integral.	136
Figura 5.1 – Representação do domínio de solução do modelo 1CC.	150
Figura 5.2 – Comparação entre as malhas geradas através do código comercial e do código próprio. Índice de obliquidade (0 melhor; 1 pior).	151
Figura 5.3 – Exemplo de refino de malha adotado.	152
Figura 5.4 – Representação do domínio computacional do modelo 1CC-3D gerado por extrusão.	153
Figura 5.5 – Representação do domínio de solução do modelo MCC.	156
Figura 5.6 – Geometria simplificada adotada na modelagem do escoamento de gás pela folga de topo.	158
Figura 5.7 – Refino de malha típico empregado na modelagem do escoamento de gás pela folga de topo.	159
Figura 5.8 – Geometria simplificada adotada na modelagem do escoamento de gás pela folga de flanco.	160
Figura 6.1 – Comportamento típico de P e Π ao longo do processo de compressão.	166

Figura 6.2 – Variação de M_t com Π para diferentes valores de P em folga de topo ($\delta_t^* = 0,01$).....	169
Figura 6.3 – Variação de M_f com Π para diferentes valores de P em folga de flanco ($\delta_f^* = 0,01$ e $C^* = 0,2$).....	169
Figura 6.4 – Variação de M_t com Π para diferentes valores de δ_t^* ($P = 1$).....	170
Figura 6.5 – Variação de M_f com Π para diferentes valores de δ_f^* ($P = 1$).....	170
Figura 6.6 – Variação de M_t com P para diferentes valores de δ_t^* ($\Pi = 0,1$).....	171
Figura 6.7 - Influência de δ_t^* sobre M_t para diferentes P ($\Pi = 0,1$).....	171
Figura 6.8 – Variação de M_f com P para diferentes valores de δ_f^* ($\Pi = 0,1$; $C^* = 0,2$).....	172
Figura 6.9 – Variação de M_f com δ_f^* para diferentes valores de P ($\Pi = 0,1$; $C^* = 0,2$).....	172
Figura 6.10 - Variação de M_f com C^* para diferentes valores de δ_f^* ($\Pi = 0,1$; $P = 1$).....	173
Figura 6.11 - Variação de M_f com C^* para diferentes valores de P ($\Pi = 0,1$; $\delta_f^* = 0,005$).....	173
Figura 6.12 – Variação de M_t com Π para diferentes valores de γ e P ($\delta_t^* = 0,001$).....	175
Figura 6.13 - Variação de M_f com Π para diferentes valores de γ e P ($\delta_f^* = 0,001$; $C^* = 0,2$).....	175
Figura 6.14 – Variação de M com Π para as folgas de topo e de flanco ($P = 10^3$ e $\delta_t^* = \delta_f^* = 0,1$).....	176
Figura 6.15 – Variação de pressão ao longo da folga de topo para diferentes valores de P ($\delta_t^* = 0,001$; $\Pi = 0,1$).....	177
Figura 6.16 – Variação da pressão ao longo da folga de topo para diferentes valores de δ_t^* ($P = 100$; $\Pi = 0,1$).....	178

Figura 6.17 – Variação de pressão ao longo da folga de flanco para diferentes valores de P ($\delta_f^* = 0,001$; $\Pi = 0,1$; $C^* = 0,2$).....	179
Figura 6.18 – Variação de pressão ao longo da folga de flanco para diferentes valores de δ_f^* ($P = 100$; $\Pi = 0,1$; $C^* = 0,2$).....	179
Figura 6.19 – Variação de pressão ao longo da folga de flanco para diferentes valores de C^* ($\Pi = 0,1$; $P = 1$; $\delta_f^* = 0,005$).....	180
Figura 6.20 – Análise do regime de escoamento na.....	182
Figura 6.21 – Análise do regime de escoamento na.....	182
Figura 6.22 – Validação numérica do modelo para a folga de topo. Resultados experimentais de Zuk <i>et al.</i> (1972).....	187
Figura 6.23 – Validação numérica do modelo para a folga de topo. Dados experimentais de Suefuji <i>et al.</i> (1972).....	188
Figura 6.24 – Validação numérica do modelo para a folga de topo. Dados experimentais de Shi <i>et al.</i> (2001).....	190
Figura 6.25 – Validação numérica do modelo para a folga de flanco. Dados experimentais de Xiuling <i>et al.</i> (1972) e Zhen e Zhiming (1994).	191
Figura 6.26 – Validação numérica do modelo para a folga de flanco Dados experimentais de Xiuling <i>et al.</i> (1972) e Zhen e Zhiming (1994).	192
Figura 6.27 – Impacto dos efeitos transientes sobre o vazamento pela folga de topo.	194
Figura 6.28 – Representação do movimento translacional da folga de flanco.	195
Figura 6.29 – Variação de Π e P ao longo de θ nas análises transientes do vazamento pela folga de flanco.	196
Figura 6.30 – Variação de M_f ao longo de θ prevista pelos modelos CFD transiente e analítico proposto.	198

Figura 6.31 – Variação do fluxo de massa ao longo de θ prevista pelos modelos CFD transiente e analítico proposto: $\delta_f = 10 \mu\text{m}$	199
Figura 6.32 – Variação do fluxo de massa ao longo de θ prevista pelos modelos CFD transiente e analítico proposto: $\delta_f = 20 \mu\text{m}$	200
Figura 6.33 – Variação da eficiência volumétrica com as folgas para diferentes temperaturas de evaporação e capacidade fixa.	203
Figura 6.34 – Variação da eficiência volumétrica com as folgas para diferentes capacidades e temperatura de evaporação fixa.	204
Figura 6.35 – Variação da eficiência volumétrica com a temperatura de evaporação para diferentes folgas e volume deslocado fixo.	205
Figura 6.36 – Variação da eficiência volumétrica com a temperatura de condensação para diferentes folgas e volume deslocado fixo.	206
Figura 6.37 – Comparação da queda da eficiência volumétrica com a variação das folgas de topo e de flanco isoladamente.	206
Figura 6.38 – Variação da eficiência isentrópica com as folgas para diferentes temperaturas de evaporação e capacidade fixa.	207
Figura 6.39 – Variação da eficiência isentrópica com as folgas para diferentes capacidades e temperatura de evaporação fixa.	208
Figura 6.40 – Variação da relação entre a perda por vazamento e a potência isentrópica em função da condição de operação.	210
Figura 6.41 – Variação da eficiência isentrópica em função da condição de operação para R-134a e volume deslocado constante.	210
Figura 6.42 – Influência individual dos vazamentos sobre a eficiência isentrópica.	211

Figura 6.43 – Variação da temperatura de descarga com as folgas para diferentes temperaturas de evaporação e capacidade fixa de $\dot{Q}_e = 6$ kW.	212
Figura 6.44 – Variação da temperatura de descarga com as folgas para diferentes capacidades e evaporação fica de $T_e = -10^\circ\text{C}$	212
Figura 6.45 – Variação da temperatura de descarga com a condição de operação para R-134a e volume deslocado constante.	213
Figura 6.46 – Influência individual dos vazamentos sobre a temperatura de descarga.	214
Figura 7.1 – Fontes e caminhos do calor em compressores <i>scroll</i>	216
Figura 7.2 – Perfis de temperatura na espira fixa obtidos por Jang e Jeong (2006) – condição controlada.	221
Figura 7.3 – Perfis de temperatura na espira fixa obtidos por Jang e Jeong (2006) – condição não-controlada.	221
Figura 7.4 – Perfis de temperatura na espira fixa obtidos para um compressor protótipo.	222
Figura 7.5 – Velocidade característica média do gás no interior da câmara ao longo do processo de compressão.	227
Figura 7.6 – Variação do Prandtl turbulento entre as laterais interna e externa da câmara de compressão.	233
Figura 7.7 – Influência de Pr_t sobre Nu para $Re_s = 4000$	234
Figura 7.8 – Influência de Pr_t sobre Nu para $Re_s = 120000$	236
Figura 7.9 – Influência do regime de troca de calor (aquecimento ou resfriamento do gás) sobre o Nusselt.	238
Figura 7.10 – Influência da razão entre calores específicos sobre o Nusselt.	239

Figura 7.11 – Influência do perfil central da espira sobre Nu para $Re = 4000$.	241
Figura 7.12 – Influência do perfil central da espira sobre Nu para $Re = 120000$.	241
Figura 7.13 – Contorno adimensional de temperatura – $T_w/T_g = 1,05$.	243
Figura 7.14 – Contorno adimensional de temperatura – $T_w/T_g = 0,95$.	244
Figura 7.15 – Contornos de razão de viscosidade turbulenta.	246
Figura 7.16 – Comparação entre os fatores de atrito para tubos circulares lisos e para as paredes laterais da câmara.	247
Figura 7.17 – Comparação entre os fatores de atrito para placas planas paralelas e para as paredes laterais da câmara.	247
Figura 7.18 – Fluxo de calor normalizado nas laterais da câmara para $Re = 1000$.	249
Figura 7.19 – Fluxo de calor normalizado nas laterais da câmara para $Re = 240000$.	250
Figura 7.20 – Comparação entre o valores de Nu para as superfícies da base e das paredes laterais das espiras- $Re = 4000$.	252
Figura 7.21 – Comparação entre o valores de Nu para as superfícies da base e das paredes laterais das espiras- $Re = 120000$.	252
Figura 7.22 – Variação de Nu com C^* para diferentes Re e Pr.	253
Figura 7.23 – Coeficientes de transferência de calor estimados por diferentes correlações – $Re = 1000$.	255
Figura 7.24 – Coeficientes de transferência de calor estimados por diferentes correlações – $Re = 120000$.	255
Figura 7.25 – Coeficientes de transferência de calor estimados por diferentes correlações – $Re = 240000$.	256

Figura 7.26 – Desvios entre os valores de Nu previstos pela correlação proposta e os valores simulados pelo modelo 1CC.....	257
Figura 7.27 – Evolução da temperatura do gás prevista pela correlação proposta e pelo modelo diferencial 1CC para um caso referência.	259
Figura 7.28 – Impacto da transferência de calor sobre a temperatura de descarga - $Q_e = 10$ kW.....	262
Figura 7.29 – Impacto da transferência de calor sobre a eficiência volumétrica - $Q_e = 10$ kW.....	263
Figura 7.30 – Impacto da transferência de calor sobre a eficiência isentrópica - $Q_e = 10$ kW.....	264
Figura 7.31 – Impacto da transferência de calor sobre a temperatura de descarga - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	265
Figura 7.32 – Impacto da transferência de calor sobre a eficiência volumétrica - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	266
Figura 7.33 – Impacto da transferência de calor sobre a eficiência isentrópica - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	267
Figura 7.34 – Impacto da temperatura da espira sobre a temperatura de descarga - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	269
Figura 7.35 – Impacto da temperatura da espira sobre a eficiência volumétrica - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	270
Figura 7.36 – Impacto da temperatura da espira sobre a eficiência isentrópica - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	271
Figura 7.37 – Evolução de Re ao longo do processo de compressão para diferentes evaporações - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	272
Figura 7.38 – Evolução de Nu ao longo do processo de compressão para diferentes evaporações - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	273
Figura 7.39 – Variação da taxa de transferência de calor ao longo do processo de compressão com o aumento de $T_{w,min}$ - $V_{sw} = 10,5$ cm ³	274

Figura 7.40 – Variação da taxa de transferência de calor ao longo do processo de compressão com o aumento de $T_{w,max} - V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$ 274

Figura 7.41 – Comparação entre os resultados numéricos e os dados experimentais de Cuevas e Lebrun (2009). 279

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1: Classificação dos compressores quanto à sua aplicação.....	39
Tabela 2.1: Inventário de perdas de um compressor <i>scroll</i> segundo Hayano <i>et al.</i> (1988).....	59
Tabela 2.2: Síntese dos principais assuntos discutidos em cada trabalho.	86
Tabela 6.1: Constantes da correlação para a previsão do vazamento pela folga de topo.	185
Tabela 6.2: Constantes da correlação para a previsão do vazamento pela folga de flanco.....	185
Tabela 6.3: Condições de teste experimentais adotadas no trabalho de Zuk <i>et al.</i> (1972).	186
Tabela 6.4: Condições de teste experimentais adotadas no trabalho de Suefuji <i>et al.</i> (1992).....	188
Tabela 6.5: Condições de teste experimentais adotadas no trabalho de Shi <i>et al.</i> (2001).	189
Tabela 6.6: Condições de teste experimentais adotadas no trabalho de Xiuling <i>et al.</i> (1992) e Zhen e Zhiming <i>et al.</i> (1994).	191
Tabela 7.1: Diferenças entre as temperaturas do gás e da espira fixa medidos por Jang e Jeong (2006).	223
Tabela 7.2: Condições de teste e resultados obtidos por Cuevas e Lebrun (2009) em suas análises experimentais.....	276
Tabela 7.3: Dados geométricos ajustados para o compressor de teste.....	276
Tabela 7.4: Parâmetros calibrados para o compressor de teste.....	278

RESUMO

Compressores *scroll* são máquinas de deslocamento positivo e movimento orbital que realizam o processo de compressão de um gás através de dois membros conjugados em forma de espiras. Tais compressores são amplamente difundidos em aplicações de condicionamento de ar e aquecimento de água, destacando-se pela confiabilidade, pelos baixos níveis de ruído e pela eficiência. O vazamento de gás e a transferência de calor convectiva no interior da câmara de compressão são as principais irreversibilidades termodinâmicas do compressor *scroll*. No presente trabalho, modelos numéricos baseados em uma formulação diferencial são desenvolvidos para a análise em detalhes dos fenômenos supracitados, incluindo o comportamento transiente do processo de compressão e a geometria característica das espiras. O estudo contempla uma ampla faixa de condições de operação e geometrias expressas por parâmetros adimensionais, permitindo que novas correlações sejam propostas para a previsão numérica de ambos os fenômenos. Analisando-se os resultados, observa-se a importância dos efeitos viscosos e geométricos de entrada e de curvatura das espiras sobre os vazamentos. Ambos os efeitos são incluídos nas correlações propostas, validadas através de dados experimentais disponíveis na literatura. Por sua vez, o número de Nusselt no interior das câmaras de compressão é função dos números de Reynolds e de Prandtl, bem como da curvatura das espiras. As correlações obtidas são implementadas em um modelo integral de simulação, validado através de resultados globais de vazão mássica e temperatura de descarga do gás em diferentes condições de operação. As análises numéricas indicam que os vazamentos e a transferência de calor são mais prejudiciais ao desempenho de compressores *scroll* que operam em baixas capacidades, seja pela condição de operação (baixas evaporações) ou pelo tamanho do próprio compressor (baixo volume deslocado).

ABSTRACT

Scroll compressors are positive displacement machines of orbital motion that compress a gas by means of two conjugated spiral-shaped members. Such compressors are widely employed in air conditioning, refrigeration and water heating, due to its high reliability, low noise levels and high efficiency. Gas leakage and heat transfer that take place inside the gas pockets are the main thermodynamic irreversibilities of scroll compressors. Typical models and correlations available in the literature to predict the effect of both irreversibilities on the compressor performance are usually based on simplified flow conditions. As a consequence, there remains much uncertainty about such predictions for operating conditions found in actual applications. The study reported herein considers the numerical analysis of gas leakage and heat transfer in the compression chambers of scroll compressors. Numerical models based on differential formulation are developed to analyze the aforementioned phenomena in details, including the geometry of the wraps and the transient behavior of the compression process. Due to the particular geometry of the scroll wraps, an algorithm was developed to automatically adapt the computational mesh throughout the simulation. A low Reynolds turbulence model was employed to allow the numerical solution in the near wall region, which is critical for predictions of shear stress and heat transfer at the walls. The study covers a wide range of operating conditions and geometries expressed as dimensionless parameters, allowing new correlations to be proposed for estimates of gas leakage and convective heat transfer in scroll compressors. These correlations so obtained are implemented into a comprehensive lumped simulation model and applied to analyze the thermodynamic efficiency of the compressor in different operating conditions.

Capítulo 1: Introdução

1.1 Contexto do trabalho

Um dos objetivos dos pesquisadores da área de refrigeração é a busca por sistemas com eficiência mais elevada. Apesar de todo desenvolvimento nas últimas décadas, a eficiência energética de refrigeradores domésticos, por exemplo, ainda não supera 20%. Se levado em conta que cerca de 1/3 do consumo da energia elétrica residencial brasileira deve-se à refrigeração, o que equivale a 11% de toda energia elétrica consumida no país (ELETROBRÁS, 2004), fica evidente o impacto do aumento do desempenho dos sistemas de refrigeração sobre a demanda energética no Brasil.

A melhora dos sistemas de refrigeração e condicionamento de ar pode ser também colocada no contexto da preservação do meio ambiente. Em tempos em que o aquecimento global é o foco de muitas discussões por parte de especialistas e autoridades de todo mundo, a busca por máquinas que emitam menos gás carbônico na atmosfera, direta ou indiretamente, torna-se essencial. Se considerado que a matriz energética de diversos países do mundo provém da queima de combustíveis fósseis, percebe-se a relação entre o desenvolvimento dos compressores e o meio ambiente.

A melhoria da eficiência energética é uma das linhas básicas de pesquisa tecnológica na área de refrigeração e condicionamento de ar, sendo estimulada tanto pelo governo, através de critérios de classificação de produtos, quanto pelo consumidor final, cada vez

mais consciente do impacto ambiental e econômico em relação ao desperdício de energia. O consumo de matéria prima, especialmente aço e cobre no caso de compressores, é outro fator importante, tanto do ponto de vista ambiental quanto econômico. As razões acima explicam a busca constante por parte das empresas do setor por produtos mais eficientes e compactos. Além disso, outros fatores como o controle do nível de ruído e a confiabilidade são preocupações constantes no projeto de compressores.

Os constantes avanços tecnológicos por vezes levam certos dispositivos ao seu extremo, e acabam exigindo uma mudança de rumo no desenvolvimento dos sistemas associados aos mesmos. Os compressores alternativos, que dominam as aplicações de refrigeração doméstica, são um exemplo da afirmação anterior. Ao longo das últimas três décadas, a eficiência de tais máquinas praticamente dobrou, mas, apesar disto, é ainda em torno da metade da eficiência de uma máquina ideal. Limitações tecnológicas e de custo impedem que o compressor alcance eficiências significativamente maiores, o que motiva a procura por outras opções que estejam livres de algumas dessas limitações. Para tal, mecanismos de compressão outrora específicos ou predominantes em uma determinada aplicação vêm sendo estudados e desenvolvidos a fim de estender sua faixa de capacidade ou condição de operação. Além disto, frequências de operação mais elevadas do que os tradicionais 50 ou 60 Hz têm sido vistas como uma das alternativas para a redução do tamanho dos compressores e, conseqüentemente, redução de custo em relação à matéria prima. Neste contexto, em virtude de algumas características a serem apresentadas posteriormente, o compressor *scroll* apresenta-se como uma opção promissora na busca por compressores mais eficientes, silenciosos, confiáveis e compactos.

1.2 A refrigeração

A refrigeração pode ser entendida como a arte ou a ciência de resfriar corpos ou fluidos a temperaturas inferiores àquelas de um determinado ambiente ou local de operação. Seja para conservação de alimentos, climatização de ambientes, ou resfriamento de componentes eletrônicos, a refrigeração desempenha um papel imprescindível na sociedade moderna.

Existem diferentes tecnologias de refrigeração, porém as mais empregadas utilizam o princípio da compressão de vapor, na qual o efeito de refrigeração é produzido pela retirada de calor do ambiente através da evaporação de um líquido à relativa baixa temperatura e pressão. A partir deste princípio, Perkins propôs o primeiro equipamento de refrigeração em 1834, operando de maneira cíclica, como ilustrado na Fig. 1.1.

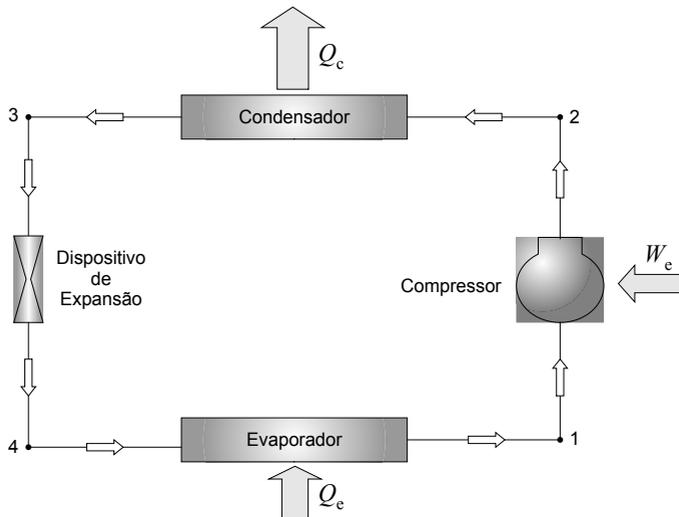


Figura 1.1 - Componentes básicos de um sistema de refrigeração.

No dispositivo proposto por Perkins um fluido volátil (fluido refrigerante), à relativa baixa pressão e temperatura, ao evaporar retira calor de uma substância que se deseja resfriar (água, ar) por meio de um trocador de calor, dito evaporador. O

fluido refrigerante é succionado pelo compressor e tem sua pressão aumentada até ser descarregado em outro trocador de calor, dito condensador, onde rejeita calor para o ambiente e condensa. Ao passar por uma restrição, denominado dispositivo de expansão, o fluido refrigerante tem sua pressão reduzida e em seguida retorna ao evaporador, fechando o ciclo de refrigeração. A eficiência do sistema depende do desempenho de cada um dos seus componentes: evaporador, condensador, dispositivo de expansão e compressor.

Em um ciclo de refrigeração por compressão de vapor, o compressor é responsável pelo fornecimento da vazão mássica e pelo aumento de pressão do fluido refrigerante, sendo assim considerado como o coração do sistema. Os compressores podem ser classificados de acordo com o mecanismo de operação em duas classes: compressores roto-dinâmicos e compressores de deslocamento positivo, sendo os últimos os mais difundidos.

Os compressores roto-dinâmicos caracterizam-se por aumentar a energia cinética e a pressão do fluido refrigerante através do movimento rotativo de um rotor provido de diversas pás. O fluido, após passar pelo rotor, escoa através de um difusor no qual uma parcela da energia cinética é convertida em pressão. Isto pode ser feito através de um escoamento axial ou radial. Em refrigeração, a grande maioria dos compressores roto-dinâmicos utiliza escoamento radial e são conhecidos como compressores centrífugos.

Nos compressores de deslocamento positivo, a compressão do vapor é efetuada mecanicamente por uma câmara de compressão. Um volume de vapor é introduzido nessa câmara, enclausurado e, pela redução do volume da câmara, é então comprimido. Durante o processo de compressão, a pressão do refrigerante aumenta até atingir o valor requerido e em seguida é liberado para a linha de descarga.

Os principais tipos de compressores de deslocamento positivo, de acordo com o mecanismo de compressão, são os compressores alternativos e os compressores rotativos (pistão

rolante, palhetas deslizantes, parafuso, etc.). O compressor *scroll*, por sua vez, não se encaixa perfeitamente em nenhuma das categorias acima. Na verdade, alguns autores os referenciam como compressores orbitais ou de espiras.

As aplicações dos compressores são normalmente divididas em três grupos, como listado na Tab. 1.1, de acordo com a temperatura de evaporação requerida no sistema de refrigeração. É importante ressaltar que esta é uma classificação subjetiva, havendo na verdade sobreposições nas faixas de temperatura de evaporação. Diferentes compressores dominam diferentes áreas de acordo com a aplicação e a capacidade de refrigeração. Os compressores alternativos, por exemplo, predominam em aplicações LBP até capacidades em torno de 300 W. Os compressores de pistão rolante são muito difundidos em aplicações residenciais de condicionamento de ar até capacidades de refrigeração em torno de 7000 W. Já os compressores *scroll* são comuns em aplicações que demandam capacidade mais elevada.

Tabela 1.1: Classificação dos compressores quanto à sua aplicação.

Classificação	Temperatura de Evaporação	Exemplo de Aplicação
LBP (<i>Low Back Pressure</i>)	-35°C a -10°C	Freezers e Refrigeradores
MBP (<i>Medium Back Pressure</i>)	-10°C a -5°C	Balcões comerciais e Bebedouros
HBP (<i>High Back Pressure</i>)	-5°C a +15°C	Desumidificadores, Refresqueiras e Bebedouros

O compressor *scroll* possui alta eficiência volumétrica, podendo ser assim compacto, e permite também uma compressão gradual, importante em rotações mais elevadas. Estas características têm atraído a atenção do setor de refrigeração e, como consequência, uma série de estudos e desenvolvimentos têm sido realizados ao longo dos últimos anos.

1.3 O compressor scroll

Segundo a ASHRAE (2004), o compressor *scroll* é uma máquina de deslocamento positivo e movimento orbital, que realiza o processo de compressão através de dois membros conjugados em forma de espiras. Embora o seu conceito não seja novo, ele pode ser considerado como uma tecnologia relativamente recente. De fato, o mecanismo foi patenteado em 1905, pelo engenheiro francês Léon Creux, inicialmente como um dispositivo de expansão de vapores (Creux, 1905). Embora o seu potencial como compressor de vapor tenha sido identificado há muito tempo (Ekelöf, 1933), somente em meados da década de 1970 os processos de fabricação alcançaram um nível suficiente de desenvolvimento para que um protótipo pudesse ser construído. O compressor *scroll* foi inicialmente fabricado no Japão e nos Estados Unidos, com a tecnologia acabando por se difundir em aplicações de refrigeração e HVAC¹ em meados da década de 1980.

Hoje, o compressor *scroll* pode ser encontrado em muitas aplicações comerciais e residenciais, com capacidades de até 25 tons² em uma única unidade. Sistemas de refrigeração com dois, três ou quatro compressores *scroll* são encontrados em *Chillers* com capacidade total próxima de 300 tons (Carrier, 2004). O compressor *scroll* destaca-se pela eficiência em aplicações de maior capacidade. Em aplicações de menor capacidade é empregado em sistemas de condicionamento de ar, tanto para resfriamento quanto aquecimento, dominando o mercado em sistemas com capacidade a partir de 24000 Btu/h (aproximadamente 7000 W) devido aos maiores níveis de eficiência.

¹ Sigla inglesa para *Heating, Ventilating, and Air Conditioning*.

² Em refrigeração: 1 ton = 12000 Btu/h = 3517,2 W.

1.3.1 Os componentes típicos do compressor scroll

Um compressor *scroll* consta de dois elementos em forma de espiral de geometrias idênticas, normalmente de ferro fundido, montados invertidos e defasados de 180° um em relação ao outro (Fig. 1.2). Geralmente a espira superior é estacionária, presa ao conjunto. A espira inferior é movida então pelo eixo excêntrico de um motor, descrevendo um movimento orbital. Para manter a espira inferior em uma posição angular fixa, impedindo o movimento rotacional e permitindo o movimento radial durante a trajetória orbital, utiliza-se um dispositivo acoplador conhecido como anel de *Oldham*³. Além disto, uma bucha, dita bucha do excêntrico, é normalmente usada como um acoplador adicional que conecta o eixo do excêntrico ao seu cubo na espira móvel, permitindo que erros de fabricação (tolerância) e montagem (alinhamento) sejam absorvidos por este elemento. Os principais componentes de um compressor *scroll* são ilustrados na Fig. 1.3.

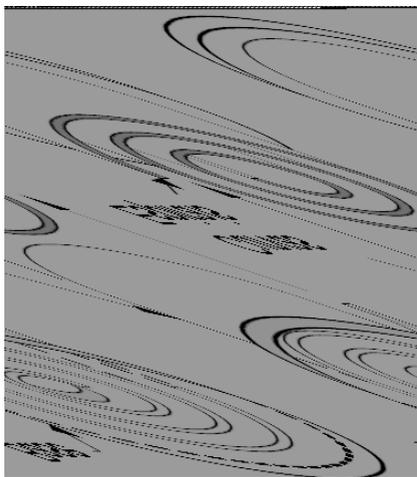


Figura 1.2 - Representação esquemática das espiras (reproduzido de CARRIER, 2004).

³ O acoplamento *Oldham*, que leva o nome de seu inventor, transmite o movimento rotativo entre eixos que não estão perfeitamente alinhados.

Em um compressor *scroll* típico, as únicas partes móveis são a espira móvel, o anel de *Oldham*, o eixo e a bucha do excêntrico. O pequeno número de partes móveis reduz os níveis de vibração e aumenta a confiabilidade do compressor. Em compressores alternativos, por exemplo, o sistema de válvulas é um dos maiores responsáveis pela falha do produto em operação. Como no compressor *scroll* as válvulas podem ser até dispensadas, pode-se perceber que este é um dos fatores que aumenta em muito a sua confiabilidade.

Os compressores *scroll* são normalmente herméticos⁴, sendo que o par de espiras, os acoplamentos, os contrapesos, o motor elétrico e os mancais são montados no interior de uma carcaça cilíndrica soldada. Em sua maioria são montados na orientação vertical, sendo as espiras alojadas sobre o bloco do motor. Como mencionado, não há necessidade de válvulas de sucção e de descarga. Entretanto, uma válvula de descarga é requerida em aplicações que demandam altas razões de pressão, ou necessária para evitar a rotação reversa do compressor no seu desligamento. Nas Figs. 1.3 e 1.4 visualizam-se os principais componentes do conjunto bem como sua disposição no interior da carcaça.

1.3.2 A geometria da espira

A espira é o elemento de compressão fundamental nos compressores *scroll*. Conceitualmente, são tiras de metal na forma de espirais independentes com uma base metálica, conforme ilustrado na Fig. 1.2. Uma espiral é uma curva circular definida pela trajetória de um ponto que se move com um raio crescente a partir de centro fixo, podendo ter uma ou mais voltas (Fig. 1.5).

⁴ Neste tipo de construção o motor elétrico e o mecanismo de compressão são enclausurados no interior de uma carcaça isolada do meio externo, não havendo vazamentos de gás para ou proveniente do ambiente.

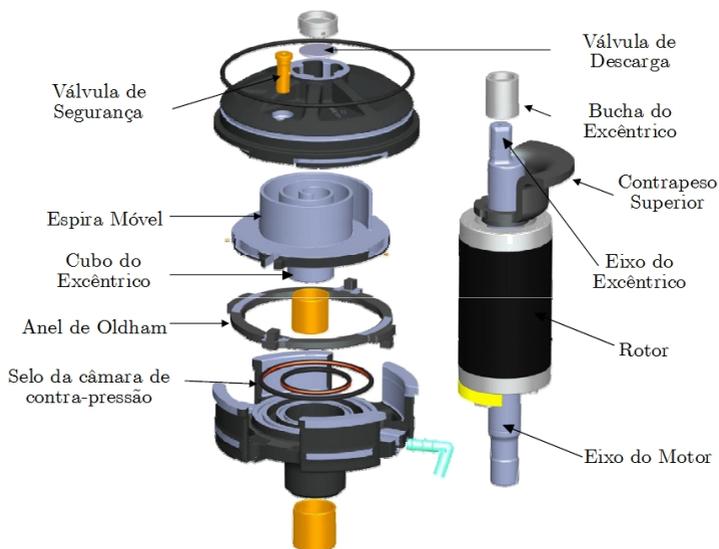


Figura 1.3 - Vista explodida de um compressor scroll (reproduzido de DANFOSS, 2008).

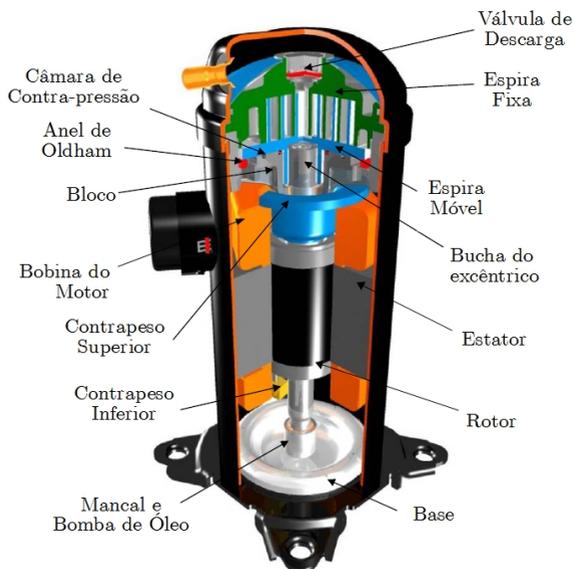


Figura 1.4 – Vista em corte de um compressor *scroll* (reproduzido de DANFOSS, 2008).

Existem diversas formas de espirais, cada qual definida por variações de uma equação matemática básica. A espiral de Arquimedes é considerada como a forma fundamental (Fig. 1.5), mas outras variantes existem e incluem as espirais hiperbólicas, parabólicas, logarítmicas e evolventes.

As espirais evolventes são de interesse especial, possuindo um raio continuamente variável, medido a partir da circunferência de um círculo de base centrado em um eixo fixo (Fig. 1.6). A forma de uma curva evolvente permite que elementos opostos se acoplem e suas faces rolem uma em relação à outra ao invés de deslizar. Isto reduz a fricção e, assim, o desgaste.

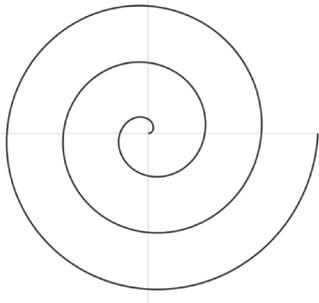


Figura 1.5 - Representação de uma espiral de Arquimedes.

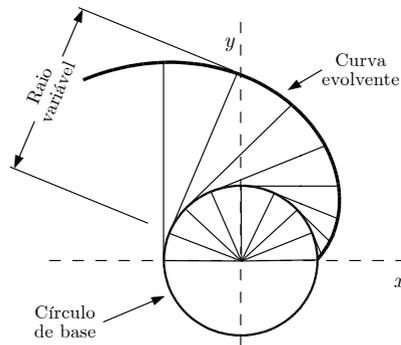


Figura 1.6 - Geração de uma curva evolvente.

Teoricamente, todo o perfil das espiras poderia ser formado apenas por curvas evolventes. Entretanto, devido à interação com a ferramenta de corte, a usinagem do perfil central de uma espira típica, dita geometria padrão ou de arco-simples, dá origem a concentrações de tensões elevadas, limita a razão de compressão e aumenta o volume residual no compressor. Com o objetivo de remediar estas deficiências inerentes aos perfis geométricos de arco-simples, Hirano *et al.* (1989) propuseram e patentearam uma modificação na forma geométrica típica da região central das espiras. Esta nova concepção geométrica foi chamada de PMP (Perfect Meshing Profile) e basicamente consiste em gerar o perfil central das espiras a partir de dois arcos de círculos e um

segmento de reta que se conectam suavemente ao perfil evolvente das espirais. A Fig. 1.7 ilustra os perfis geométricos das espirais de arco-simples e de arco-duplo, esta última um caso particular de geometria PMP, com segmento de reta de comprimento zero, descrita em detalhes por Zhenquan *et al.* (1992) e Zhenquan *et al.* (1994). A eliminação do volume residual ao final do processo de compressão permite que elevadas razões de compressão sejam alcançadas sem aumentar o tamanho das espirais (número de voltas). Atualmente, o perfil modificado PMP é amplamente utilizado em compressores de alta eficiência, principalmente em aplicações de refrigeração e bomba de calor. Maiores informações quanto à geometria modificada do perfil central da espira são encontradas em Bush e Beagle (1992), Lee e Wu (1995), Gravesen e Henriksen (2001), Liu e Liu (2004), e Bell *et al.* (2010).

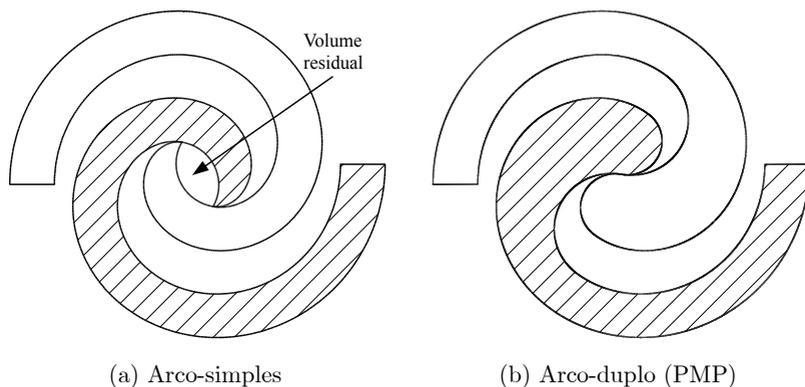


Figura 1.7 – Perfis das espirais na região central da espira.

1.3.3 O processo de compressão do gás refrigerante

O princípio básico de funcionamento dos compressores *scroll* está na existência de linhas de contato (ou pontos de conjugacidade) entre a espira fixa e a espira móvel originadas pela montagem excêntrica das espiras. Entre duas linhas de contato adjacentes (defasados de 360°) forma-se uma câmara de compressão. O número de pares de linhas de contato, e assim o número de câmaras simultâneas de compressão, depende do

comprimento das curvas espirais (número de voltas das espiras). Um novo par de linhas de contato forma-se ao final de cada revolução do eixo. Na região mais externa das espirais, a linha de contato marca o final do processo de sucção e o início do processo de compressão. Durante o movimento orbital da espira estas linhas de contato movem-se constantemente em direção ao centro das espiras, reduzindo o volume da câmara e comprimindo o gás aprisionado durante o processo de sucção. Na prática, devido aos graus de liberdade da espira móvel, o contato não é perfeito e tende a ocorrer em pontos ao invés de linhas.

As etapas do processo de compressão do gás refrigerante são ilustradas na Fig. 1.8. No ângulo de órbita 0° , Fig. 1.8(a), a câmara de sucção começa a ser formada na parte mais periférica das curvas espirais. À medida que a espira realiza seu movimento orbital o volume da câmara de sucção expande-se e gás é admitido da linha de sucção, como ilustrado na Fig. 1.8(b). Após uma revolução completa, ocorre novamente o contato da extremidade de uma espira contra a outra, selando a câmara de sucção e iniciando o processo de compressão do gás aprisionado, Fig. 1.8(c). Nas câmaras de compressão, o gás é comprimido enquanto transportado em direção à região central do compressor, como indicado pela Fig. 1.8(d). Em um determinado momento as câmaras de compressão simetricamente opostas encontram-se na região central das espiras, formando uma única câmara, Fig. 1.8(e), e marcando o início teórico do processo de descarga. A este ponto, que depende da geometria das curvas espirais, dá-se o nome de ângulo de descarga. Como será visto em detalhes mais adiante, as dimensões do orifício de descarga, a utilização de uma válvula de descarga e a própria condição de operação afetam o início efetivo da descarga do gás comprimido. À medida que o processo progride, o gás refrigerante é descarregado através do orifício de descarga, devidamente posicionado no centro da espira fixa, Fig. 1.8(f). O ciclo encerra-se uma revolução após o início teórico do processo de descarga. Deve ser observado que durante toda a operação do compressor, todas as câmaras estão

preenchidas com gás e o processo de compressão ocorre assim de formas simultânea e contínua.

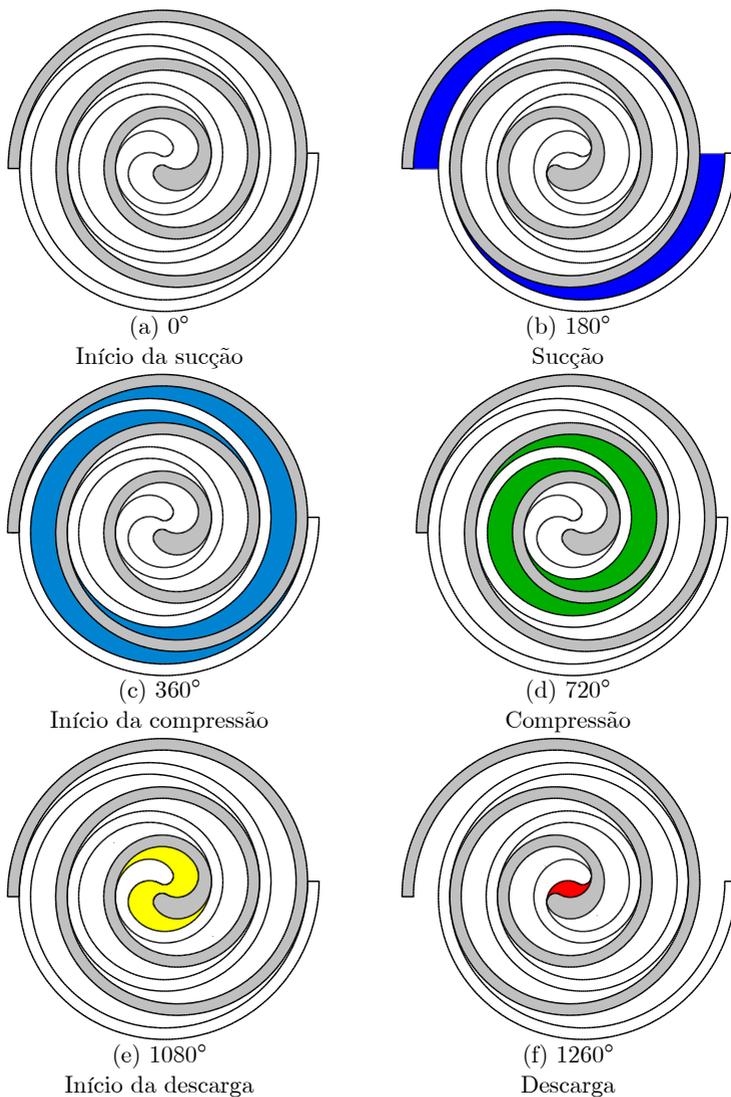


Figura 1.8 – Etapas do processo de compressão.

Uma vantagem inerente ao compressor *scroll* frente a outros mecanismos de compressão é a ausência de válvulas e os períodos

mais longos disponíveis para os processos de sucção e de descarga. A admissão do gás refrigerante é contínua e ocorre durante uma revolução completa do eixo do motor. A descarga do gás comprimido depende de características geométricas e da condição de operação, mas sua duração pode inclusive ser maior que uma revolução do eixo. Nos compressores alternativos, por exemplo, o processo de sucção ocorre em menos de metade da revolução e o de descarga é realizado em torno de 12% da revolução. Assim, a vantagem do compressor *scroll* é notável principalmente em aplicações de maior capacidade de refrigeração, visto que as perdas em válvulas são proporcionais ao quadrado do deslocamento volumétrico. De fato, mesmo em compressores *scroll* que adotam válvulas de descarga, o maior tempo em que a válvula permanece aberta reduz de forma significativa as perdas.

Outras vantagens originadas pelo processo contínuo de compressão são a alta eficiência volumétrica (próxima dos 100% em condições de operação de condicionamento de ar e bomba de calor), os níveis reduzidos de pulsação de pressão, ruído acústico e vibração.

1.3.4 Principais perdas termodinâmicas

Entre as principais fontes de irreversibilidade termodinâmicas durante o processo de compressão de um compressor *scroll*, destacam-se os vazamentos de gás de uma câmara à outra, o superaquecimento do gás, devido ao calor proveniente de regiões quentes do compressor, e a diferença entre a razão de pressão de projeto e aquela alcançada pelo compressor, também denominada razão de compressão. As duas primeiras são fontes críticas de irreversibilidade durante o processo de sucção, afetando diretamente a eficiência volumétrica. A terceira fonte de irreversibilidade surge devido à equalização da pressão durante o descarregamento do gás na câmara de descarga que ocorre ao final do processo de compressão. Devido à concepção geométrica do compressor, as pressões na última câmara de compressão e na câmara de descarga podem diferir, causando uma redução de

eficiência. Desta forma, o uso de válvulas de descarga torna-se necessário principalmente em aplicações de razão de pressão elevada.

Transferência de calor

A transferência de calor no compressor *scroll* basicamente se dá no sentido da região de descarga, que se encontra à alta pressão e temperatura, para a região da sucção, que está em níveis inferiores de pressão e temperatura. Essa energia térmica é transferida através do gás que vaza de uma câmara de compressão a outra, e por condução através das espiras, que trocam calor tanto com o fluido refrigerante quanto entre si nos pontos de contato. Os compressores *scroll* tendem a apresentar temperaturas mais elevadas, principalmente devido ao efeito cascata provocado pelo vazamento de gás entre as câmaras durante a compressão do gás. Estas temperaturas elevadas limitam o funcionamento do compressor a determinadas temperaturas de evaporação. Também por esta razão, é comum o uso de dispositivos de proteção ou mesmo a injeção de óleo para reduzir a temperatura do gás ao longo do processo de compressão, principalmente em aplicações de refrigeração e bomba de calor que por vezes demandam temperaturas de evaporação demasiadamente baixas.

Vazamentos

Há dois caminhos diferentes para o vazamento interno de gás de uma câmara a outra em um compressor *scroll*, conforme ilustrado na Fig. 1.9. Um deles é formado pela folga axial entre o topo de uma espira e a base da outra. Este tipo de vazamento é chamado de vazamento de topo ou radial. O outro caminho é formado pela folga radial entre os flancos das duas espiras, originando o vazamento de flanco ou tangencial. O vazamento de topo é normalmente considerado o mais crítico devido ao maior perímetro para vazamento.

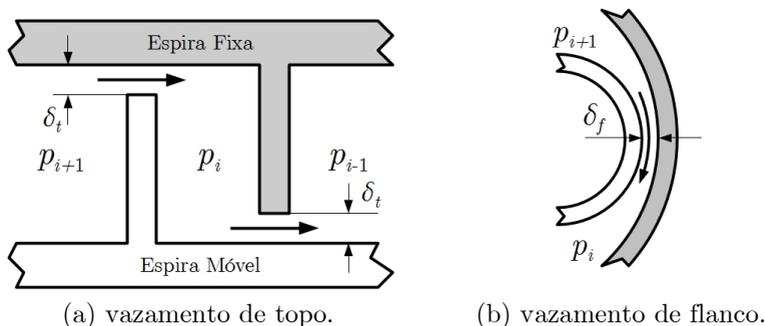


Figura 1.9 – Tipos de vazamentos internos em compressores *scroll*.

Além de degradar a eficiência volumétrica, os vazamentos também acarretam redução da eficiência isentrópica, uma vez que energia é despendida para comprimir a massa de fluido que vaza de uma câmara de pressão maior para outra de pressão menor. As perdas associadas aos vazamentos de gás nas câmaras de compressão são a principal limitação dos compressores *scroll* em aplicações de baixa capacidade. Nos compressores alternativos, por exemplo, as perdas em válvulas são relativamente pequenas nestas condições de baixa vazão volumétrica. Como suas perdas por vazamento são praticamente nulas, acabam por apresentar eficiências maiores que os compressores *scroll* nestas aplicações.

1.3.5 Os mecanismos de controle de folga

Os termos conformidade axial (*axial compliance*) e conformidade radial (*radial compliance*) são comuns na literatura e referem-se aos mecanismos usados para controlar a posição axial e a posição radial da espira móvel e, conseqüentemente, as folgas de topo e de flanco, durante o funcionamento do compressor. Além de controlarem as folgas, tais mecanismos permitem que o compressor *scroll* seja tolerante à presença de contaminantes sólidos ou à ingestão de líquido, favorecendo a sua confiabilidade. A seguir alguns destes mecanismos são discutidos brevemente. Para um entendimento mais amplo sugere-se a leitura dos

trabalhos de Nieter e Barito (1990), Nieter (1990) e Nieter *et al.* (1992).

Conformidade axial

As formas usuais de controlar o vazamento de topo são através de elementos de vedação (*tip seals*) ou através da compressão ou carregamento da espira, geralmente a orbitante, pelo próprio gás a uma pressão mais elevada.

O primeiro método baseia-se no uso de um elemento vedante (normalmente um polímero) alojado em um canal construído no topo das espiras (Fig. 1.10). O selo vedante pode ser inserido no canal por interferência ou com uma folga controlada. A inserção com folga controlada permite que a própria pressão do gás origine uma força suficiente para manter o elemento em contato com a base da espira oposta, compensando o desgaste do elemento que ocorre naturalmente durante a sua operação. As forças de contato são muito pequenas, as quais, combinadas com a pequena área de contato, reduzem substancialmente as perdas por fricção e aumentam a eficiência.

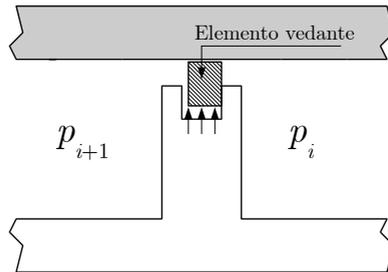


Figura 1.10 – Mecanismo de controle de folga de topo por selo vedante.

Entre as vantagens promovidas pelos elementos de vedação, destacam-se (i) a sua fácil construção e (ii) a possibilidade do uso de tolerâncias de fabricação convencionais para o controle da altura das espiras e das folgas de topo. Entre as desvantagens estão (i) problemas de confiabilidade, causados pelo desgaste do material do elemento vedante e (ii) custos adicionais com

fresagem para geração do canais, que aumentam o tempo de fabricação e exigem uso de ferramentas de corte pequenas e frágeis.

A segunda técnica consiste em contrabalancear o carregamento axial do gás, pressurizando a superfície inferior da espira orbitante. Em compressores que operam com carcaça a baixa pressão, o carregamento axial provocado pela compressão do gás atua no sentido de separar as espiras, aumentando a folga de topo e os vazamentos. Para reduzir, ou mesmo eliminar este efeito, pode-se conectar alguma das câmaras intermediárias de compressão a uma câmara de contrapressão (*back pressure*) situada sob a espira orbitante, conforme ilustrado na Fig. 1.11. Assim, a espira orbitante é forçada contra a espira fixa e a folga de topo é minimizada ou eliminada. A força axial resultante deve ser suficiente para garantir a vedação de topo em uma ampla faixa de operação, sem aumentar significativamente a perda por fricção no mancal de escora. Este mecanismo permite um processo de fabricação mais direto, porém, requer tolerâncias mais rígidas e uma vedação especial da cavidade na qual o gás é mantido a uma pressão mais elevada.

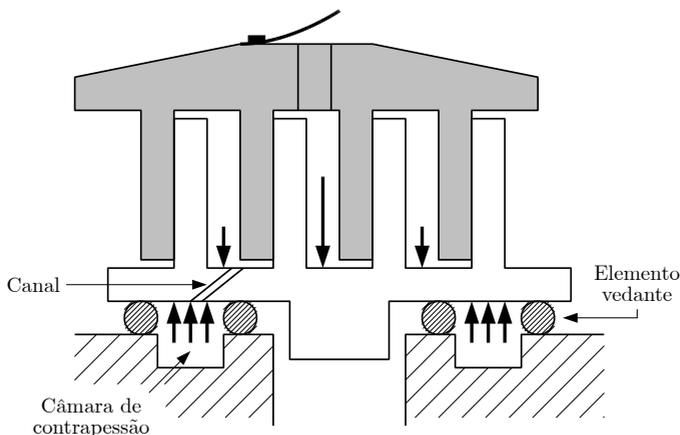


Figura 1.11 – Mecanismo de controle de folga de topo por contrapressão.

Conformidade radial

O controle do vazamento de flanco está diretamente ligado ao mecanismo de acoplamento adotado entre a espira móvel e o eixo do excêntrico, identificado na Fig. 1.3. Nos compressores que possuem conformidade radial, um dispositivo compensador, na forma de uma bucha, é colocado entre a espira móvel e o eixo do excêntrico, alterando a excentricidade e permitindo uma órbita variável. A força centrífuga gerada pelo movimento da espira é usada para contrabalancear a força radial do gás, promovendo a vedação de flanco pelo contato entre as espiras. Assim como o mecanismo de contrapressão axial, além de absorver erros de fabricação ou montagem, este tipo de mecanismo permite que o compressor seja mais tolerante a eventuais contaminações por partículas sólidas ou pequenas porções de refrigerante na fase líquida. Nos compressores que adotam uma órbita fixa (*controlled radial orbit* ou *fixed crank throw*) as espiras fixa e móvel nunca se tocam e a vedação de flanco é feita pelo próprio óleo lubrificante. É uma técnica de difícil implementação, na qual as folgas só podem ser controladas através da combinação de tolerâncias rígidas de fabricação e erros mínimos de alinhamento durante a montagem.

1.4 Objetivo do trabalho

Conforme discutido neste capítulo, dois fatores principais dificultam que a aplicação dos compressores *scroll* possa ser estendida a capacidades de refrigeração menores: i) vazamentos e ii) aquecimento excessivo do gás ao longo do processo de compressão. A grande maioria das pesquisas ligadas a compressores *scroll* trata de aplicações de refrigeração de capacidade elevada, ou aplicações residenciais de condicionamento de ar e aquecimento de água. Desta forma, há uma carência de informações quanto ao desempenho desta tecnologia em aplicações LBP de baixa capacidade.

Uma análise termodinâmica detalhada do compressor *scroll* é necessária para verificar o potencial de aplicação do mecanismo em condições de operação HBP, MBP e, principalmente, LBP, considerando capacidades características de refrigeração residencial e comercial leve. Para isso, modelos de simulação numérica são fundamentais, pois permitem que os fenômenos de interesse sejam analisados e entendidos de maneira detalhada. Entretanto, as análises são limitadas pela própria capacidade dos modelos numéricos em estimar corretamente a eficiência termodinâmica do compressor nas condições citadas acima. É necessário que os modelos sejam particularmente precisos nas condições de menor capacidade e maior razão de pressão, onde teoricamente as perdas de eficiência causadas pelos vazamentos e pela transferência de calor são predominantes sobre a eficiência do compressor.

Assim, é o objetivo principal deste trabalho analisar e desenvolver modelos e correlações para o estudo teórico dos vazamentos e da transferência de calor entre o gás e as espiras ao longo do processo de compressão de compressores *scroll*. Modelos diferenciais específicos são desenvolvidos para o cumprimento do objetivo colocado. Os novos modelos desenvolvidos são incorporados a um modelo integral para a análise termodinâmica do compressor em diferentes condições de operação e capacidades de refrigeração.

Capítulo 2: Revisão Bibliográfica

Devido ao ingresso tardio dos compressores *scroll* no mercado, os trabalhos mais relevantes encontrados na literatura datam a partir de meados da década de 80. A revisão apresentada a seguir tem ênfase em trabalhos ligados à simulação do processo de compressão, aos vazamentos e à transferência de calor. Ao final, apresentam-se uma síntese dos trabalhos revisados e os objetivos específicos do presente trabalho.

2.1 Trabalhos mais relevantes

O trabalho de Morishita *et al.* (1984) foi o primeiro a apresentar uma metodologia para a simulação numérica de compressores *scroll*, servindo como base para diversos outros subsequentes nesta área. Os autores introduziram as equações de movimento para a espira móvel e para o anel de *Oldham*, incluindo efeitos de fricção. Assumiram um processo de compressão politrópico e, a partir dos resultados de pressão do gás nas câmaras, calcularam as forças tangencial, radial e axial sobre a espira móvel.

Tojo *et al.* (1984) apresentam resultados de desempenho de um compressor *scroll* para aplicações de bomba de calor, com capacidade nominal entre 2,2 e 4,4 kW, lançado comercialmente em 1983. Os autores destacam as vantagens inerentes ao

mecanismo *scroll* frente aos compressores alternativos e rotativos de pistão-rolante, tais como a compressão mais suave do gás e os menores torques no motor elétrico. Segundo os autores, em relação a um compressor alternativo de capacidade similar, o compressor *scroll* desenvolvido apresentou as seguintes características:

- Eficiência: 10% maior;
- Dimensões externas: 40% menor;
- Massa: 15% menor;
- Ruído: 5 dB(a) menor.

Tojo *et al.* (1986) desenvolveram um modelo computacional para avaliar o desempenho de compressores *scroll* principalmente em termos de eficiência isentrópica e volumétrica. Através de uma formulação integral, resolveram as equações de conservação da massa e da energia adotando a hipótese de gás ideal. Os vazamentos foram modelados como um escoamento de Fanno (adiabático e viscoso). O vazamento pela folga radial foi simplificado a um escoamento através de um canal de seção transversal constante, no qual o comprimento foi ajustado para representar os vazamentos observados na prática. Não foram fornecidas informações sobre os fatores de atrito utilizados. Os autores concluíram que o vazamento de flanco é dominante na região mais central das espiras e tem influência considerável sobre a eficiência isentrópica, enquanto que na região periférica o vazamento de topo é dominante e influencia a eficiência volumétrica. Isso ocorre basicamente porque a área de vazamento axial é maior na região periférica, sendo reduzida em direção ao centro. Por outro lado, a área de vazamento radial tem um valor constante, proporcional à altura da espira.

Caillat *et al.* (1988) desenvolveram um modelo global transiente para analisar as características geométricas, dinâmicas, termodinâmicas e de transferência de calor em compressores *scroll*. Entre as simplificações adotadas citam-se a consideração de simetria no processo de compressão e a hipótese de processo quase-estático no cálculo dos fluxos de massa. O processo de

compressão foi admitido isentrópico. O vazamento de topo foi modelado como incompressível e viscoso, necessitando de um procedimento iterativo para a determinação do fator de atrito, função do número de Reynolds. Já o vazamento de flanco foi modelado pela equação para escoamento compressível isentrópico em bocais, admitindo a possibilidade de escoamento bloqueado. O fluxo de massa pela descarga foi estimado com base na equação de Bernoulli, assumindo um escoamento incompressível e isentrópico. Um modelo em blocos semi-empírico foi desenvolvido para simular as transferências internas e externas de calor por condução, convecção e radiação. Através desses blocos, um balanço de energia no compressor foi realizado para determinar o superaquecimento do gás de sucção. O modelo foi avaliado em aplicações de condicionamento de ar e bomba de calor para diferentes rotações (30 a 120 Hz), mostrando boa concordância com os resultados experimentais. Entretanto, pequenos desvios foram observados em baixas temperaturas de evaporação e em altas frequências.

DeBlois e Stoeffler (1988) desenvolveram técnicas de instrumentação e aquisição de dados semelhantes às empregadas em compressores alternativos para avaliar o desempenho de compressores *scroll*. A rotação do eixo e a pressão instantânea dentro das câmaras de compressão foram caracterizadas, provendo informações sobre o tipo e a magnitude das perdas energéticas. Um compressor foi instrumentado com alguns transdutores de pressão estrategicamente localizados nas câmaras para que o processo de compressão pudesse ser continuamente monitorado desde a sucção até a descarga. O expoente politrópico ao longo do processo foi obtido a partir dos dados experimentais e utilizado pelos autores como um indicativo das perdas de eficiência devido aos vazamentos internos e à transferência de calor.

Nieter (1988) modelou o processo de sucção em compressores *scroll* usando as equações governantes para escoamentos compressíveis isentrópicos, em regime permanente. O autor mostrou que o gás começa a ser comprimido antes do final

do processo de sucção, que ocorre com a vedação da câmara, permitindo que eficiências volumétricas maiores que 100% sejam alcançadas. Tal observação foi confirmada por dados experimentais. Além disso, constatou que o início do processo de sucção aproxima-se muito de um processo quase-estático, ocorrendo uma discrepância significativa somente próximo do final do processo. Por fim, o autor apresenta curvas de eficiência volumétrica prevista e medida em função da frequência de operação, conforme reproduzido na Fig. 2.1. Fica claro que existe um aumento tanto da eficiência volumétrica como do erro do modelo numérico à medida que a frequência é aumentada.

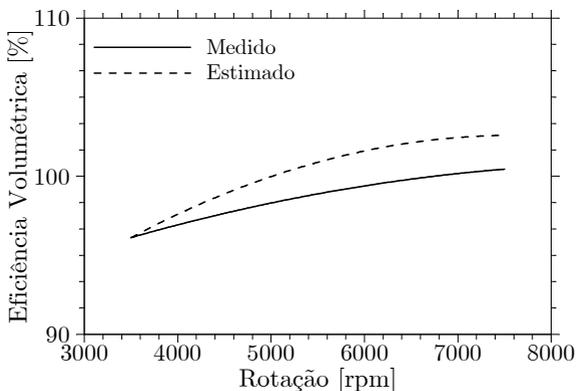


Figura 2.1 – Resultados de eficiência volumétrica em função da frequência de operação (reproduzido de Nieter, 1988).

Hayano *et al.* (1988) desenvolveram modelos para calcular as perdas por fricção entre as partes móveis lubrificadas de um compressor *scroll* com mecanismo de contrapressão, fornecendo resultados em concordância satisfatória com dados experimentais. Uma análise de perdas por atrito indicou que as maiores perdas ocorrem nos mancais primário e secundário e entre as espirais, sendo que as perdas por atrito entre as espirais corresponderam a 15% das perdas totais por fricção. Os autores fizeram também um levantamento experimental das principais perdas no compressor *scroll*, resumido na Tab. 2.1, observando que as perdas por atrito,

vazamento e superaquecimento são importantes neste tipo de compressor.

Tabela 2.1: Inventário de perdas de um compressor *scroll* segundo Hayano *et al.* (1988).

Descrição das Perdas	Potência Consumida [%]
Potência efetiva	63,2
Perdas por sobrecompressão ⁵ na descarga	1,1
Perdas por vazamento e superaquecimento	15,0
Perdas por fricção	7,7
Perdas no motor elétrico	13,0

Rodgers e Wagner (1990) desenvolveram um experimento e um modelo computacional diferencial para o estudo do escoamento que ocorre no orifício de descarga ao final do processo de compressão. Os experimentos e as simulações foram realizados para diferentes ângulos de giro, mantendo as espiras estacionárias, ou seja, desprezando os efeitos transientes. A justificativa dos autores para adoção desta aproximação quase-estática é que a velocidade da parede é pequena se comparada com a velocidade do fluido. A visualização experimental do escoamento foi conseguida através da injeção de corante fluorescente, utilizando água ou ar como fluidos de trabalho. Um feixe de laser foi usado para iluminar o escoamento e permitir sua visualização através de fotografias. Um modelo tridimensional foi desenvolvido utilizando um código comercial de simulação numérica em elementos finitos. A simulação em regime permanente adotou o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ e as condições de contorno do escoamento na

⁵ Perdas por sub-compressão ocorrem quando a pressão do gás no início do processo de descarga é menor que a pressão da linha de descarga. Perdas por sobrecompressão ocorrem quando a pressão do gás no início do processo de descarga é maior que a pressão da linha de descarga.

descarga foram tomadas como as do experimento. Uma boa concordância foi verificada entre os resultados experimentais e numéricos. Entre outros, os autores indicaram a separação do escoamento e a formação de vórtices na região de descarga.

Yanagisawa *et al.* (1990) analisaram teoricamente o desempenho do compressor *scroll* levando em conta as resistências impostas ao escoamento na sucção e na descarga, e os vazamentos em condições de operação diferentes da razão de pressão de projeto. O processo de compressão foi considerado adiabático e os fluxos de massa na sucção, na descarga e os vazamentos foram modelados como escoamentos compressíveis isentrópicos em bocais, incluindo coeficientes de restrição ao escoamento, não informados, para compensar efeitos geométricos e viscosos. Os autores constataram que as resistências impostas pela sucção e pela descarga aumentam a sobrecompressão, e que a razão de pressão ótima de operação seria levemente maior que a razão de projeto. Mostraram ainda que os vazamentos atuariam na redução da sobrecompressão, apesar de aumentarem o torque médio e a pressão do gás durante o processo de compressão. A elevação da frequência do compressor aumentou levemente a eficiência volumétrica e reduziu a sensibilidade da eficiência isentrópica em relação ao ponto de ótimo da razão de compressão. Exceto pelos casos em que os vazamentos não foram considerados, o aumento da rotação elevou a eficiência isentrópica, pela redução dos vazamentos.

Puff e Krueger (1992) desenvolveram um modelo para a simulação de compressores *scroll* e analisaram a influência de parâmetros, tais como número de câmaras de compressão e folgas entre as espirais, sobre a eficiência do compressor. A compressão do gás foi resolvida através de um processo politrópico. Os vazamentos foram modelados como escoamentos através de bocais convergentes corrigidos por um fator não informado. As simulações foram realizadas para a aplicação em condicionamento de ar e os resultados mostraram as seguintes tendências para um compressor com carcaça a alta pressão:

- O aumento do número de volumes de compressão, com o volume deslocado mantido constante, provoca uma queda da eficiência termodinâmica. Isto ocorre porque o gás atinge a pressão de descarga antes de alcançar o orifício de descarga, aumentando a perda por sobrecompressão. Por outro lado, as perdas mecânica e mássica mantiveram-se praticamente constantes;

- O aumento das folgas entre as espirais até 30 μm , mantendo os demais parâmetros fixos, acarreta em maiores níveis de vazamento entre as diversas câmaras, como já era esperado. O maior vazamento reduz tanto a eficiência volumétrica quanto a eficiência isentrópica, esta última devido à energia adicional requerida para comprimir novamente a massa que vazou de uma câmara para outra;

- Através da variação dos principais parâmetros construtivos do compressor, de modo a manter o mesmo volume deslocado, verificou-se que existe uma geometria ótima das espirais que fornece a maior eficiência do compressor. Por exemplo, para pequenos diâmetros das espirais é necessário um aumento considerável da altura das mesmas, resultando em elevadas perdas por vazamento e, assim, reduzindo a eficiência volumétrica. Por outro lado, alturas demasiadamente pequenas geram valores elevados para os diâmetros das espirais e, conseqüentemente, excentricidades altas, que aumentam as perdas mecânicas.

Wagner *et al.* (1992) conduziram um estudo experimental para caracterizar termicamente um compressor *scroll*, operando com R-22, em diferentes condições de operação típicas de aplicações de condicionadores de ar e bombas de calor. A investigação incluiu medições de temperatura, pressão e fluxo de calor. Além de termopares e sensores de fluxo de calor, pirômetros óticos e revestimentos de cristal líquido foram utilizados para observar os gradientes de temperatura. Os autores constataram, entre outros, que para o compressor em análise até 80% do calor perdido era transferido ao gás succionado.

Xiuling *et al.* (1992) desenvolveram um modelo matemático para calcular o vazamento de gás em pequenas folgas, considerando forças viscosas e de inércia. Partindo das equações de Navier-Stokes para formulação bidimensional e aplicando simplificações de camada limite, os autores obtiveram uma equação diferencial para a relação entre a queda de pressão ao longo da folga, o fluxo de massa e parâmetros geométricos. A equação diferencial foi resolvida por um método, não descrito pelos autores, e os resultados foram comparados a dados experimentais obtidos para uma geometria simplificada da folga de flanco. Além disso, incluíram na análise os resultados de outros dois modelos para escoamentos em bocais, um deles assumindo escoamento viscoso, mas ambos sem efeitos de inércia. Foram analisados os fluidos R-12 e R-22, folgas entre 4 e 13 μm , e diferenças de pressão de até 1 MPa. Os resultados do modelo proposto foram satisfatórios em todas as condições de teste. Por outro lado, o modelo para bocais superestimou os vazamentos, mas previu as tendências. O modelo viscoso somente foi satisfatório para folgas ou diferenças de pressão muito pequenas.

Suefuji *et al.* (1992) apresentam um método para o cálculo da eficiência de compressores *scroll*, considerando as perdas mecânicas, as perdas por vazamento e a troca de calor no interior da carcaça. Foram estimadas as perdas por arrasto devido à resistência imposta pelo fluido sobre as partes móveis do compressor, tais como o contrapeso e a espira móvel. Estes efeitos são normalmente desprezados, porém podem ser importantes em compressores operando em altas frequências. A transferência de calor entre o gás e as partes quentes do compressor foi estimada através de um modelo térmico simplificado, no qual a troca de calor nos tubos de sucção e de descarga foi avaliada pela correlação de Colburn, enquanto os demais componentes foram considerados como placas, com a equação de Johnson-Rebesine sendo utilizada. O processo de compressão foi simulado através de um coeficiente politrópico. O escoamento de Fanno foi adotado para estimar os vazamentos de topo e de flanco. Para simular o

vazamento de flanco, o trecho foi dividido em cerca de 100 células, considerando então que a folga muda a cada célula. Os resultados numéricos apresentaram uma boa concordância com os valores medidos. Os resultados foram comparados com dados experimentais, mostrando erros menores que 5% para a eficiência isentrópica e 3°C para a temperatura de descarga, para frequências de operação entre 20 e 150 Hz. Os autores concluíram que as perdas por vazamento são mais importantes em baixas frequências, enquanto que as perdas devido à troca de calor são mais significativas em altas frequências e/ou a razões de pressão mais elevadas.

Huang (1994) analisou o escoamento de gás através de pequenas folgas usando um modelo numérico bidimensional e outro, denominado pelo autor como quase unidimensional (Q-1D), com enfoque nos compressores *scroll*. Na formulação bidimensional as equações de Navier-Stokes para escoamento laminar compressível foram resolvidas. Na formulação Q-1D desprezaram-se a componente de velocidade e as variações de pressão, temperatura e massa específica na seção transversal do escoamento, mas foram incluídos os efeitos viscosos e de inércia. O modelo de Huang (1994) é similar ao proposto por Xiuling *et al.* (1992), porém não despreza o termo de dissipação viscosa presente na equação da energia, que segundo o autor, é significativo em escoamentos a altas velocidades ou viscosidade elevada. Também não são fornecidas informações sobre o método matemático para a solução da equação diferencial resultante. O autor observa que a formulação Q-1D seria adequada para prever os vazamentos em folgas pequenas comparadas ao comprimento ($\delta/L < 0,01$). Concluiu através dos modelos que os efeitos de inércia e viscosos são igualmente importantes para a estimativa dos vazamentos internos em folgas típicas encontradas em compressores *scroll*. O autor também observou a ocorrência de choques no escoamento em condições de diferença de pressão elevadas e folgas na faixa de 20 a 40 μm . Ainda segundo o autor, o modelo Q-1D foi comparado com dados de Suefuji *et al.* (1992),

mostrando uma boa concordância. Entretanto, a comparação não foi disponibilizada.

Leung (1994) fez um estudo sobre o gerenciamento térmico de um compressor *scroll*, operando com R-22, através do desenvolvimento de modelos analíticos baseados nos princípios básicos de conservação. A dinâmica do fluido e a transferência de calor no compartimento do motor elétrico foram modeladas através de sistemas elétricos análogos, com a inclusão de correlações da literatura para estimar perdas de carga e coeficientes de transferência de calor. Entretanto, as frações de massa que escoam diretamente para o motor e para a câmara de sucção foram arbitradas sem rigor físico. Temperaturas em diferentes pontos do compressor foram medidas experimentalmente, em diferentes condições de operação, observando-se diferenças significativas em relação aos resultados previstos pelos modelos analíticos.

Fan e Chen (1994) resolveram o escoamento de gás pela folga radial através de um modelo quase unidimensional (Q-1D). A variação da folga ao longo do escoamento foi considerada, dividindo o canal em seções. Coeficientes de fricção típicos para escoamentos entre placas planas foram utilizados, diferenciando os regimes laminar e turbulento. As equações diferenciais foram solucionadas pelo método de Runge-Kutta. Os resultados numéricos concordaram bem com medições realizadas pelos mesmos autores.

Chen e Qiao (1994) estudaram o efeito do óleo lubrificante sobre os vazamentos em compressores *scroll*. Para isso, modelaram os vazamentos como uma mistura homogênea de óleo-refrigerante. Neste método, o escoamento de óleo é obtido a partir da solução de um escoamento incompressível e viscoso. A vazão de gás é então calculada pela fração mássica de gás teoricamente dissolvida no óleo. Os autores concluíram que o vazamento de topo possui a maior influência sobre a eficiência volumétrica.

Stosic *et al.* (1996) realizaram a primeira simulação numérica do processo de compressão de um compressor *scroll*,

adotando para isto um código comercial de CFD. Os autores analisaram o escoamento transiente, turbulento, tridimensional e compressível do gás aprisionado em uma câmara de compressão, incluindo parte do processo de descarga. Os autores definiram a geometria da câmara para todos os instantes de tempo de simulação, e incluíram os efeitos de translação e rotação no termo fonte da equação da quantidade de movimento. Tal procedimento foi adotado pelos autores pela indisponibilidade de códigos mais avançados de CFD naquele momento. Além das equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia, o modelo $k-\varepsilon$ padrão foi empregado para avaliar os efeitos da turbulência. Os resultados numéricos não foram validados. Entretanto, o mesmo procedimento foi adotado para a simulação de um compressor tipo parafuso, mostrando uma concordância satisfatória com dados experimentais de pressão ao longo do ângulo de giro.

Ishii *et al.* (1996) apresentaram uma avaliação teórica e experimental para o vazamento de gás através das folgas radial e axial entre as espiras fixa e móvel, baseado na teoria de escoamentos incompressíveis viscosos. Dois experimentos foram realizados com o R-22, um para a folga radial e outro para a folga axial. Nesses experimentos, a queda de pressão em um vaso pressurizado, devido ao vazamento de gás através das folgas de topo e de flanco, foi monitorada. Na sequência, a queda de pressão foi simulada através de um modelo para escoamentos incompressíveis, via a equação de Darcy-Weisbach, avaliando o coeficiente de fricção a partir de uma correlação para escoamentos turbulentos ($\lambda=0,35\text{Re}^{-0,25}$). As análises foram realizadas para várias razões de pressão e dois valores nominais de folga, 10 e 20 μm . As folgas foram corrigidas no modelo numérico para cada razão de pressão considerada a fim de obter uma boa concordância com os resultados experimentais. Os autores argumentam que o modelo é válido visto que as folgas corrigidas situaram-se dentro da faixa de erro esperada na montagem do experimento, a qual fica entre 3 e 4 μm , segundo os autores.

Adicionalmente, calcularam os vazamentos através da teoria de escoamentos viscosos compressíveis (escoamento de Fanno) e, utilizando o mesmo procedimento adotado anteriormente, obtiveram as folgas corrigidas. Segundo os autores, as folgas estimadas foram muito altas e por isso o modelo compressível não seria adequado. Assim, concluíram que os vazamentos podem ser bem modelados pela teoria de escoamentos viscosos incompressíveis, assumindo um escoamento totalmente turbulento.

Os estudos de Ishii *et al.* (1996) foram revisitados posteriormente, incluindo resultados experimentais para CO_2 (Oku *et al.*, 2005) e para o efeito da presença de óleo no vazamento de topo de CO_2 (Oku *et al.* 2006). Novas correlações para o fator de atrito foram ajustadas em cada análise, como sintetizado na Fig. 2.2.

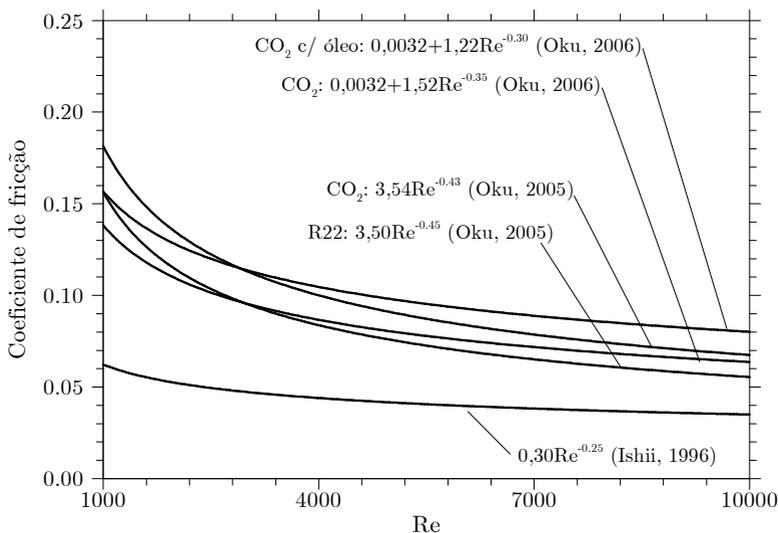


Figura 2.2 - Correlações ajustadas para o coeficiente de fricção em escoamentos pela folga de topo.

Comparando as correlações ajustadas para os fatores de atrito na faixa do número de Reynolds máximo em que os

experimentos foram realizados ($Re=1800$ para R-22; $Re=5800$ para CO_2), observa-se uma variação entre 10% e 25%. Entretanto, os valores são cerca de 2 vezes maiores que a correlação utilizada inicialmente por Ishii *et al.* (1996). Os fatores de atrito para o escoamento de CO_2 com presença de óleo (2,8% de óleo em massa) foram cerca de 20% maiores que no escoamento de CO_2 puro.

Sunder (1997) realizou um estudo dividido em três partes. Na primeira, desenvolveu um modelo integral para a simulação do processo de compressão, incorporando as fontes de irreversibilidades termodinâmicas, tais como transferência de calor e vazamentos. A fricção não foi considerada, pois, segundo o autor, dados experimentais indicam que a fricção não é elevada o suficiente para explicar a maior parte da irreversibilidade do ciclo. O processo de equalização de pressão é admitido instantâneo e adiabático. Os perfis de temperatura das espiras foram integrados e representados por duas temperaturas médias, uma para a região onde o gás perde calor para as espiras, e outra para a região onde o gás recebe calor. Este aspecto será abordado no Cap. 7. Além dos processos de transferência de calor por condução através das espiras e da convecção proveniente da interação com o gás, estudou o mecanismo transiente de transferência de calor devido ao contato entre as espiras nos pontos de contato (*kissing heat transfer*). Segundo o autor, uma análise das condutâncias globais revelou que a transferência de calor por convecção no interior dos volumes de compressão teria um papel pequeno comparado aos outros dois mecanismos, e por isso foi desconsiderado no modelo. Tal resultado é questionável uma vez que a correlação empregada para a estimativa do coeficiente de transferência de calor entre o gás e as espiras foi obtida de correlações clássicas para escoamentos turbulentos em dutos. Além disso, o coeficiente de transferência de calor foi assumido uniforme durante todo o processo de compressão, sendo igual a aproximadamente $500 \text{ W/m}^2\text{-K}$. De acordo com o trabalho de Ooi e Zhu (2004), a ser discutido posteriormente, tais correlações não seriam adequadas

para prever a transferência de calor convectiva dentro dos volumes de compressão.

A segunda parte do trabalho de Sunder (1997) foi dedicada ao entendimento da transferência de calor pelo contato entre as espiras. Um total de 48 termopares foram posicionados na base e em pares na altura média da espira, permitindo que a transferência de calor axial e radial através da espira pudesse ser analisada. As diferenças de temperatura entre a base e a altura média da espira foram pequenas, menores que 3°C , indicando que a condução axial é insignificante. De acordo com o autor, duas constatações evidenciariam a existência da transferência de calor por contato entre as espiras. Primeiro, os gradientes de temperatura observados experimentalmente através da parede da espira não poderiam ser explicados pela convecção. Segundo, os ângulos de contato entre a espira fixa e a espira móvel estimados por técnicas analíticas via tensões de Hertz seriam da mesma ordem de magnitude dos dados obtidos experimentalmente.

A última parte do estudo de Sunder (1997) tratou do desenvolvimento de um método de simulação unidimensional para o perfil de temperatura da espira. A simulação transiente do processo de compressão pelo modelo integral, e a simulação térmica em regime permanente das espiras pelo modelo unidimensional, foram resolvidas separadamente e acopladas via condições de contorno. Os vazamentos foram modelados através de uma correlação para escoamentos compressíveis em orifícios, com uma correção na forma de um fator multiplicativo igual a 0,5. A possibilidade de escoamento bloqueado não foi considerada. As folgas foram estimadas através de tentativa e erro por comparação com os dados experimentais obtidos para uma determinada condição de operação. Assim, as simulações progrediram iterativamente até a convergência local e global da transferência de calor entre o gás e as paredes. Como conclusões, o autor destaca que a transferência de calor e o vazamento são irreversibilidades importantes durante o processo de sucção. Ao mesmo tempo, a transferência de calor teria um papel muito

menor que os vazamentos nas irreversibilidades do processo de compressão, embora importante nos processos de sucção e de descarga. Além disso, a transferência de calor por contato seria fundamental para explicar os perfis de temperatura das espiras. Através de simulações, o autor ainda observou que a transferência de calor torna-se mais importante para razões de pressão maiores, enquanto que os vazamentos durante o processo de sucção são maiores quando a pressão de sucção aumenta. Por fim, diversas simulações para diferentes condições de operação foram realizadas e os resultados utilizados para ajustar curvas de vazamento em função da densidade e da diferença de pressão entre os volumes.

Kim *et al.* (1998) apresentaram um modelo termodinâmico para o estudo de uma bomba de calor com compressor *scroll* em frequências de operação variando de 30 Hz a 120 Hz e empregando o R-22. O processo de compressão foi assumido como adiabático. As equações diferenciais governantes foram resolvidas através do esquema Runge-Kutta de quarta ordem. Os fluxos de massa associados à sucção, à descarga e a vazamentos internos foram avaliados através de um modelo de escoamento compressível isentrópico. A estimativa foi corrigida com o emprego de um fator multiplicativo igual a 0,08, o qual se situa bem abaixo dos valores de fatores encontrados em outros trabalhos na literatura. O superaquecimento do gás na sucção foi estimado a partir de um balanço de energia no compressor. A eficiência mecânica foi estimada com base em dados da literatura para uma rotação de referência, igual a 60 Hz, decaindo não-linearmente de acordo com o aumento da frequência. A eficiência do motor elétrico foi determinada experimentalmente em função da frequência de operação. Através dos resultados numéricos, os autores demonstram que a eficiência isentrópica, para um mesmo compressor, é menor em condições de operação sujeitas a perdas por sub-compressão, comparado àquelas sujeitas a perdas por sobrecompressão. Ressalta-se que o compressor avaliado pelos autores não adotava válvula de descarga, o que explica as elevadas perdas por sub-compressão devido ao refluxo de gás para

a câmara de descarga. Os autores também observaram que o aumento da rotação torna o processo de compressão quase adiabático, devido à redução dos vazamentos. Além disto, identificaram que a temperatura de descarga apresenta um valor mínimo para uma frequência intermediária de operação. Os autores argumentaram que em baixas frequências os vazamentos para a câmara de sucção são maiores, elevando a temperatura inicial de compressão do gás. Já em frequências mais elevadas ocorre uma redução da eficiência e o aumento da potência consumida, elevando a temperatura de sucção do gás. Os resultados numéricos de capacidade de refrigeração e potência consumida foram comparados a dados experimentais, verificando-se erros máximos de 12,5% e -9,15%, respectivamente. Observaram também que os erros nos resultados numéricos aumentam com a frequência de operação.

Prins e Infante-Ferreira (1998a) compararam quatro modelos, segundo uma formulação quase-unidimensional (Q-1D), para a previsão do fluxo de massa através de folgas em regime permanente: (i) modelo analítico para escoamento invíscido compressível; (ii) modelo de Ishii *et al.* (1996) para escoamento viscoso incompressível; (iii) modelo de Xiuling *et al.* (1992) para escoamento viscoso compressível e (iv) modelo de Anderson (1995) para escoamento viscoso compressível. Os autores utilizaram os dados experimentais de Ishii (1996) e Pevelin (1988) para avaliar o desempenho dos modelos, sendo que nenhum deles pôde ser considerado como aplicável em todas as condições testadas. Os modelos viscosos superestimaram os efeitos de atrito, levando a valores de fluxo de massa muito baixos. Entretanto o modelo de Xiuling *et al.* (1992) capturou as tendências observadas em ambos os experimentos. O modelo de Anderson (1995) apresentou os piores resultados. O modelo de Ishii *et al.* (1996) previu bem os resultados de seu próprio experimento, mas falhou no experimento de Pevelin (1988). Isto seria explicado pelas grandes folgas avaliadas no experimento de Pevelin (1988), situadas na faixa de 100 a 500 μm .

Em outro trabalho, Prins e Infante-Ferreira (1998b) estimaram numericamente o vazamento pelas folgas utilizando as equações do escoamento de Fanno. Os autores utilizaram os dados de Peveling (1988) para calibrar uma expressão para o fator de atrito ao invés de empregar correlações da literatura, como costumeiramente feito. Entretanto, observaram apenas uma pequena melhora na comparação com os resultados experimentais de Ishii *et al.* (1996).

Jang e Jeong (1999) descrevem um estudo experimental sobre os modos de transferência de calor interna dentro de compressores *scroll*. O experimento foi realizado com 22 sensores de temperatura e 6 sensores de fluxo de calor instalados na espira fixa, considerando rotações entre 10 e 40 Hz. Os sensores de temperatura foram distribuídos ao longo de toda a espira fixa, enquanto que os sensores de fluxo de calor foram instalados apenas na região mais periférica da espira fixa. As temperaturas e as pressões do gás na sucção e na descarga também foram medidas. Os autores observaram um decaimento praticamente linear da temperatura com o ângulo evolvente do centro até a periferia da espira, bem como um aumento da temperatura com o aumento da rotação. O perfil do fluxo de calor na região medida não foi muito influenciado pela rotação do compressor, mas os autores observaram um fluxo de calor negativo em parte da espira que, segundo eles, deveu-se à troca de calor pelo contato entre as espiras fixa e móvel. Porém, a distribuição de temperatura ao longo da espira não apresentou qualquer distúrbio nessas regiões. Por fim, percebe-se ainda através dos resultados que a temperatura máxima da espira fixa é próxima à temperatura de descarga do gás (cerca de 5°C menor), enquanto que a temperatura mínima é muito maior que a temperatura de sucção do gás (entre 25°C e 35°C).

Cho *et al.* (2000) realizaram um estudo numérico e experimental do vazamento de flanco em compressores *scroll*. Inicialmente, os autores realizaram experimentos sob condições reais de operação e com diferentes folgas, e assim obtiveram o

coeficiente de contração do escoamento necessário para a formulação de escoamento compressível invíscido adotada. Os vazamentos foram medidos indiretamente a partir da eficiência volumétrica do compressor, desconsiderando o aquecimento do gás durante o processo de sucção. Segundo os autores, os vazamentos de topo foram praticamente eliminados pelo contato entre o topo e as bases das espiras, e a folga de flanco controlada pela mudança da excentricidade. Observaram que o valor do coeficiente de contração manteve-se praticamente constante, em torno de 0,11, independente da geometria da folga e das condições de operação.

Dando sequência ao trabalho de Cho *et al.* (2000), Youn *et al.* (2000) realizaram uma análise do vazamento de gás pelas folgas de topo. O vazamento total foi medido indiretamente pela eficiência volumétrica do compressor. O vazamento de topo foi então obtido com a subtração do vazamento de flanco, estimado no estudo anterior de Cho *et al.* (2000). Aparentemente, o mesmo coeficiente de contração do escoamento pela folga radial ($C_c=0,11$) foi utilizado na análise numérica do vazamento de topo. Os autores concluíram que as folgas de contato do selo vedante alojado no topo das espiras são em torno de 2,5 μm e praticamente não variam com a condição de operação ou com a folga de topo. Além disso, afirmaram que o efeito do óleo lubrificante sobre o vazamento é desprezível quando a concentração mássica do mesmo é de 0,5%.

Chen *et al.* (2002a) apresentaram um modelo de simulação para compressores *scroll*, combinando modelos para o processo de compressão, transferência de calor entre o gás refrigerante e partes do compressor, vazamentos internos, e um balanço de energia completo do compressor. Segundo os autores, até então nenhum trabalho incluindo todos estes processos em um único modelo havia sido publicado. As equações de conservação da massa e da energia, em conjunto com uma equação de estado para gases reais, foram empregadas para descrever as variações de temperatura, massa e pressão em qualquer câmara ao longo de

todo ciclo de operação. A massa succionada, o escoamento de gás durante a equalização no processo de descarga, os vazamentos de topo e de flanco e o escoamento pela válvula de descarga foram todos modelados como um escoamento compressível isentrópico em bocais, corrigido por um fator multiplicativo, não divulgado, e admitindo a possibilidade de escoamento bloqueado.

O aquecimento do gás durante o escoamento pelo passador da linha de sucção foi estimado através de uma correlação para escoamentos turbulentos isotérmicos em dutos de seção transversal constante. Uma expressão típica de trocadores de calor tubo/placa espirais foi utilizada para modelar a transferência de calor entre o gás e as espiras durante o processo de compressão. A distribuição de temperatura ao longo das espiras foi considerada linear, onde uma temperatura média, calculada através do balanço de energia global, é atribuída ao centro da espira. O deslocamento da válvula de descarga foi descrito através de um modelo com um grau de liberdade, em analogia a um sistema massa-mola. Expressões para estimativas das folgas de flanco e de topo foram fornecidas pelo fabricante do compressor como uma função da razão de compressão. O método explícito de Euler foi aplicado para a solução das equações diferenciais.

De forma complementar, Chen *et al.* (2002b) validaram o modelo proposto em Chen *et al.* (2002a) através da comparação com dados experimentais de fluxo de massa, potência consumida e temperatura de descarga. Os autores descreveram também o modelo de capacitância global desenvolvido para estimar a temperatura de diversas partes do compressor. Além disto, apresentaram uma expressão para o cálculo das eficiências elétrica e mecânica em função da condição de operação e da potência de compressão, baseada em resultados de teste de desempenho do compressor.

Chen *et al.* (2002b) tentaram modelar as resistências térmicas entre os elementos que compõem o compressor com base nos fenômenos físicos envolvidos, tais como condução e convecção,

mas sem sucesso. Assim, tais resistências foram ajustadas, através da aplicação de um método de mínimos quadrados, a partir de dados de temperaturas obtidos experimentalmente. Entretanto, apenas as temperaturas da carcaça e do gás de descarga eram conhecidas, sendo as restantes escolhidas com base em intuição física. Comparando os resultados numéricos e experimentais, os autores observaram que a acurácia das previsões de temperatura de descarga do modelo depende da precisão dos resultados de fluxo de massa. Em função da boa concordância observada entre as previsões e os dados experimentais, os autores realizaram um estudo do desempenho do compressor, variando diferentes parâmetros. Entre suas constatações, observaram que o fluxo de massa decai linearmente com o aumento das folgas, semelhante ao que ocorre com a eficiência do compressor. A temperatura de descarga, por outro lado, eleva-se conforme as folgas aumentam. Por outro lado, concluíram que a performance do compressor é mais sensível ao vazamento pela folga de topo do que ao vazamento pela folga de flanco, devido à maior área de escoamento. Para o compressor em análise, verificaram que um aumento do coeficiente de transferência de calor, correspondente a três vezes o valor padrão, não produz um impacto significativo sobre a eficiência isentrópica. Analisaram também o impacto do raio do círculo de base sobre o desempenho, mantendo fixos os volumes da câmara de sucção e das câmaras de compressão, através da variação da altura das espiras. Os autores observaram que o aumento do raio de círculo de base causa uma redução do fluxo de massa e da eficiência do compressor, além do aumento da temperatura de descarga, a qual tende assintoticamente a certo valor.

Pietrowicz *et al.* (2002) apresentaram uma abordagem bidimensional transiente para estimar a distribuição das propriedades do fluido no interior da câmara de compressão. A análise numérica é baseada na solução das equações de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia. Os efeitos da turbulência foram estimados pelo modelo $k-\varepsilon$, mas

sem informações sobre o tratamento junto a paredes sólidas. A geometria da câmara de compressão foi transformada em um sistema de coordenadas ortogonal e atualizada a cada instante de tempo. Uma distribuição linear de temperatura com o ângulo evolvente foi assumida para as espiras. Apenas uma câmara foi considerada na análise e efeitos devido aos vazamentos não foram considerados. Os resultados mostram que o campo de pressão é praticamente uniforme, enquanto que gradientes elevados de temperatura e de velocidade são visíveis, com valores máximos nas regiões de contato entre as espiras.

Cui (2003) desenvolveu um modelo de simulação numérica transiente tridimensional para compressores *scroll*, empregando um código comercial. O domínio de solução incluiu o caminho do gás desde sua entrada até a saída do compressor, sendo reconstruído a cada avanço de tempo. Uma malha estruturada com aproximadamente 700.000 elementos hexaédricos foi utilizada. As paredes foram consideradas adiabáticas e o modelo $k-\varepsilon$ foi adotado para modelar a turbulência. O autor observou que as velocidades dos vazamentos são consideravelmente maiores que a velocidade da espira móvel e que o impacto dos vazamentos é consideravelmente maior sobre a temperatura do que sobre a pressão do gás em termos percentuais. Foram observadas distribuições assimétricas de massa, de velocidade, de pressão e de temperatura entre as câmaras simetricamente opostas, o que afetaria o desempenho do compressor *scroll*. Cui (2003) também mostrou que o processo de compressão é bem previsto por um processo de compressão isentrópico, provavelmente devido à hipótese de compressão adiabática adotada na simulação. Resultados foram apresentados apenas para o vazamento de flanco, indicando que o vazamento de topo provavelmente não foi considerado no modelo. O modelo foi validado pelo autor em um trabalho seguinte (Cui, 2006), mostrando boa concordância experimental em termos da variação da pressão durante a compressão. Cui e Sauls (2006) empregaram o modelo para a análise do processo de sucção. Os autores destacam o

aparecimento de vórtices e regiões de separação do escoamento durante o processo, efeitos que deveriam ser reduzidos para aumentar a eficiência volumétrica do compressor. Além disso, observaram que as propriedades do gás não são idênticas nas duas câmaras opostas de sucção ao longo do processo. Entretanto, ao final da sucção as diferenças entre as propriedades médias em cada câmara foram menores que 0,5%. Apesar de poucas informações sobre o modelo de simulação, principalmente quanto à reconstrução da geometria e da malha computacional, o modelo de Cui (2003) pode ser considerado como o estado-da-arte em se tratando da simulação de compressores *scroll* via formulações diferenciais.

Süss *et al.* (2003) destaca as diferenças de compressores *scroll* em aplicações de condicionamento de ar e de refrigeração. Os autores destacam os maiores valores de torque de partida, fluxo de massa succionado, vazamentos e variação do torque nominal devido às diferenças de pressão envolvidas em aplicações de refrigeração. Além disto, descrevem um estudo de viabilidade do desenvolvimento de um perfil de espira com características favoráveis para aplicações de refrigeração. Destacam ainda o uso de válvulas de descarga para evitar problemas na partida, devido a valores de pressão elevados, e para o compressor se adaptar automaticamente às condições de operação. Neste sentido, a descarga poderia iniciar logo após o processo de sucção encerrar, ou seja, poder-se-ia trabalhar com apenas uma câmara de compressão, reduzindo também a dimensão total do compressor para um mesmo volume deslocado. O ciclo completo seria reduzido para duas revoluções do eixo de manivela e, do ponto de vista de manufatura, haveria a possibilidade da redução do tempo requerido para a confecção das espiras. O efeito desta alteração sobre os vazamentos é especialmente complexo, pois, apesar da maior diferença de pressão entre as câmaras elevar os vazamentos, os menores comprimentos da folga e o menor tempo de compressão causam efeito contrário. Süss *et al.* (2003) testaram diferentes protótipos do conceito proposto, com raio de círculo de

base variável e com válvula de descarga com orientação radial ao invés de axial. Segundo os autores, o desempenho dos protótipos ficou abaixo do esperado provavelmente devido aos vazamentos provocados pelo aumento das folgas ao final do processo de compressão e a instabilidades geradas pela altura de espira adotada, a qual aumentou o ruído e o desgaste.

Motivados por seus estudos anteriores (Prins e Infante-Ferreira, 1998), Prins e Infante-Ferreira (2003) apresentam uma discussão teórica interessante sobre alguns aspectos físicos relacionados aos vazamentos internos, problema comum em compressores de maneira geral, especialmente os rotativos. A motivação do estudo surgiu após a observação experimental de Sachs (1999) da ocorrência de ondas de choque em compressores parafuso sob diferenças de pressão relativamente baixas, indicando que a teoria disponível para vazamentos não era bem entendida pela maior parte dos engenheiros da área. Os autores inicialmente questionam a validade da teoria do contínuo em escoamentos por folgas tão pequenas.

Pela relação para o caminho livre médio das moléculas para gases ideais de Alonso e Finn (1980), os autores concluíram que em muitas situações práticas as folgas deveriam ser significativamente maiores que $10\ \mu\text{m}$ para que a teoria do contínuo fosse válida. Outra questão levantada pelos autores refere-se ao regime de escoamento. Supondo um escoamento totalmente desenvolvido em um duto, com número de Mach igual a 1, observaram que o número de Reynolds normalmente situa-se bem abaixo do valor de referência para a transição de laminar para turbulento ($Re = 2300$). Por outro lado, considerando que o escoamento não fosse plenamente desenvolvido e que a transição da camada limite para o regime turbulento ocorresse quando o número de Reynolds excedesse 5×10^5 , os autores calcularam que seria necessário um comprimento equivalente da ordem de 20 cm, novamente assumindo escoamento sônico. Segundo Prins e Infante-Ferreira (2003), se tal comprimento ocorresse, provavelmente o escoamento tornar-se-ia plenamente

desenvolvido. Estas duas estimativas seriam tão conservadoras que garantiriam não haver produção turbulenta na folga. Ainda haveria a opção de um escoamento turbulento escoando em direção à folga. Neste caso a turbulência seria suprimida pela natureza convergente da região de entrada, embora seja difícil precisar em que nível. Naturalmente, estas estimativas são baseadas em premissas de escoamento não observadas perfeitamente na folga.

Os autores também comentam sobre a necessidade de modelos de uma ou mais dimensões para estimativa do fluxo de massa em geometrias convergente-divergente, apesar de modelos integrais serem utilizados com fatores de correção para compensar suas simplificações. Destacam que o maior erro do modelo compressível isentrópico (invíscido) estaria na utilização da área da garganta no cálculo do fluxo de massa, uma vez que a velocidade utilizada na dedução da expressão baseia-se na velocidade na região de saída do bocal.

Ooi e Zhu (2004) desenvolveram um modelo bidimensional (2D) para o estudo do escoamento e da transferência de calor durante o processo de compressão. Com a ajuda de um código CFD, resolveram as equações de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia, em regime transiente. O domínio de solução consistiu no volume de uma câmara de compressão, levando em conta os efeitos de mudança de volume e geometria da câmara ao longo do tempo. Em outras palavras, uma certa massa de gás aprisionada durante o processo de sucção é acompanhada durante todo o processo de compressão. Os processos de sucção e de descarga não foram considerados. O coeficiente de transferência de calor foi calculado usando o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão com uma lei de parede. O gás foi assumido ideal e a presença de óleo lubrificante negligenciada. Nenhum efeito de vazamento foi considerado e a temperatura das espiras foi admitida uniforme e constante ao longo do tempo.

Algumas constantes empíricas foram necessárias no cálculo da taxa de transferência de calor de acordo com o modelo de

turbulência adotado. Por exemplo, o número de Prandtl turbulento Pr_t foi assumido igual a 0,6 baseado no valor empírico usado em um estudo em motores Wankel. As simulações foram realizadas para aplicações de condicionamento de ar com R-134a. Os resultados sugerem que as correlações típicas para motores de combustão interna são inadequadas para estimativas do coeficiente de transferência de calor em compressores *scroll* (Fig. 2.3). As maiores taxas de transferência de calor observadas no modelo 2D foram associadas a regiões de recirculação do escoamento, em particular, durante o final do processo de compressão. Os resultados sugerem ainda que, exceto pela pressão, as demais propriedades do gás variam bastante de ponto a ponto no interior dos volumes. Os autores também destacam a diferença entre os coeficientes de transferência de calor junto às espiras fixa e orbitante, a relação não-linear entre o coeficiente de transferência de calor e a rotação do compressor, e o aumento do coeficiente de transferência de calor com o aumento da pressão do gás na sucção.

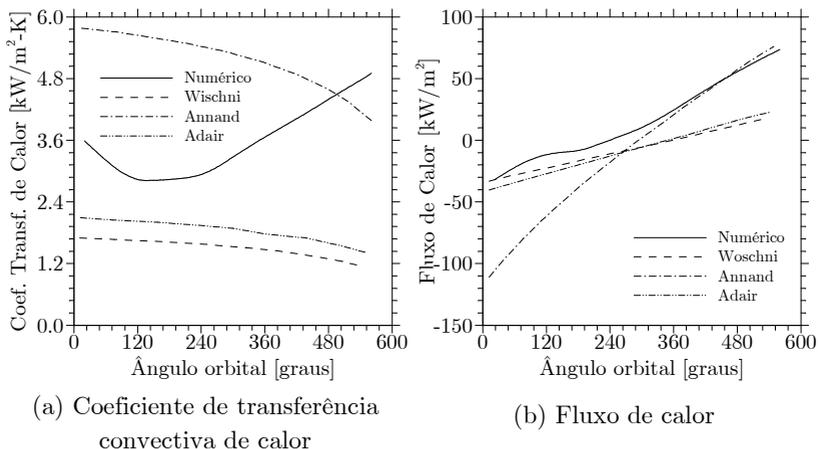


Figura 2.3 – Comparação dos resultados numéricos 2-D com correlações empíricas (reproduzido de Ooi e Zhu, 2004).

Yi *et al.* (2004a) apresentaram um modelo de simulação integral para prever a performance e a temperatura de descarga

de um compressor do tipo *scroll* de condicionamento de ar automotivo sob condições específicas de operação. No modelo, as equações de conservação da massa e da energia, juntamente com uma equação de estado para gases reais, permitem o cálculo das propriedades em cada volume de compressão. A pré-compressão do gás durante a sucção é considerada. O fluxo de massa de sucção é calculado pela equação para escoamentos compressíveis isentrópicos, corrigido por um fator multiplicativo, não apresentado, considerando a possibilidade de escoamento bloqueado. A mesma equação é empregada no cálculo dos vazamentos internos entre as câmaras. O fluxo de massa através do orifício de descarga é modelado por uma equação para escoamentos incompressíveis e invíscidos através de orifícios (equação de Bernoulli). O processo de equalização de pressão que pode ocorrer no início do processo de descarga é levado em conta, assim como a dinâmica da válvula de descarga. No modelo de transferência de calor, as propriedades da mistura óleo-refrigerante são as mesmas do refrigerante puro, exceto pelo valor do calor específico, o qual é avaliado de acordo com as respectivas massas percentuais. Segundo os autores, menos de 4% de óleo está dissolvido no refrigerante. São levadas também em conta as trocas de calor entre o fluido refrigerante e as paredes do passador de sucção, da câmara de sucção, dos volumes de compressão e de descarga, e da câmara de descarga. O coeficiente de transferência de calor no passador de sucção é baseado em modelos para escoamentos em dutos. As taxas de transferência de calor durante a sucção, compressão e a descarga são calculados através de coeficientes de transferência de calor para trocadores de calor espirais (Chen *et al.*, 2002). A distribuição de temperatura com o ângulo evolvente ao longo das espiras foi admitida parabólica. A temperatura da base das evolutas para um determinado volume foi assumida como a média aritmética entre as temperaturas das duas paredes das espiras que definem este volume.

O modelo desenvolvido foi validado pelos autores (Yi *et al.*, 2004b) através de dados experimentais obtidos para um

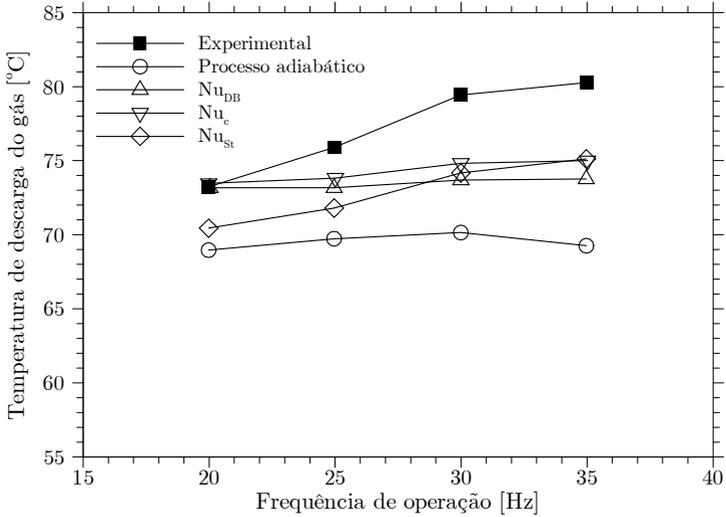
compressor *scroll* aplicado a condicionamento de ar automotivo. Oito termopares foram instalados ao longo da espira fixa para levantar o perfil de temperatura, o qual não foi apresentado, e calcular a transferência de calor. O compressor foi testado em diferentes condições de operação, variando-se a rotação de 1000 a 2000 rpm e as pressões de sucção e descarga. As folgas radial e axial foram estimadas no modelo a partir dos resultados experimentais de fluxo de massa e potência consumida, empregando um processo iterativo. As temperaturas do gás no passador de sucção e na entrada do volume de sucção foram medidas e, assim, a transferência de calor real devido ao superaquecimento foi calculada. Observou-se que a troca de calor medida no pleno de sucção era 50% maior que o valor estimado numericamente através da correlação para escoamentos em dutos. Os autores atribuíram esta diferença ao movimento do *scroll* orbitante, que perturbaria o escoamento, aumentando o coeficiente de transferência de calor. Assim, multiplicaram o coeficiente de transferência de calor por 1,5 para refletir este efeito. A concordância geral entre os resultados foi satisfatória, com diferenças menores que 3% para os fluxos de massa e a potência consumida, e menor que 2,1°C para a temperatura de descarga.

Wang *et al.* (2005) apresentaram novas expressões matemáticas para a descrição geométrica das espiras e o cálculo dos volumes das câmaras, sem restrições quanto ao ângulo evolvente inicial. O novo modelo geométrico foi adotado no estudo do processo de compressão através de uma formulação integral de simulação. Os vazamentos foram estimados pela analogia com escoamentos compressíveis em bocais convergentes, com um fator de correção para efeitos viscosos e geométricos sendo ajustado experimentalmente, porém não informado. As perdas mecânicas e elétricas foram estimadas através de curvas ajustadas de eficiência mecânica e elétrica em função da rotação do compressor. A comparação com resultados experimentais mostrou uma concordância satisfatória.

Gomes (2006) apresenta uma análise numérica comparativa do desempenho termodinâmico de compressores alternativo, de pistão rolante e *scroll* aplicados à refrigeração doméstica, adotando uma abordagem integral na simulação numérica destes dispositivos. Constatou que o compressor alternativo apresenta a melhor eficiência termodinâmica, devido às suas menores perdas nos processos de compressão, sucção e descarga, quando comparado aos demais mecanismos de compressão. Por outro lado, o compressor *scroll* fornece a maior eficiência volumétrica, devido aos pequenos vazamentos e à inexistência de efeito negativo do volume morto. O compressor de pistão rolante se mostrou o de menor atratividade, com seu desempenho comprometido por níveis elevados de vazamentos, reduzindo drasticamente as eficiências volumétrica e isentrópica.

Jang e Jeong (2006) realizaram um estudo experimental sobre o coeficiente de transferência de calor em compressores *scroll* para frequências de operação entre 20 e 50 Hz, em condições típicas de HBP. A temperatura ao longo da espira fixa foi medida através de 13 termopares, assim como a temperatura e a pressão do gás imediatamente antes e após o processo de compressão. Os resultados experimentais mostraram um perfil de temperatura na espira fixa praticamente linear com o ângulo evolvente. Os autores tentaram descrever o efeito do movimento da espira sobre o coeficiente de transferência de calor, desenvolvendo um experimento para o estudo do escoamento em um duto retangular com uma parede oscilante. Através deste experimento os autores observaram que o número de Nusselt aumenta com o número de Strouhal, e que o efeito do número de Reynolds não se altera quando a distância entre as paredes é muito pequena. Desta forma, propuseram uma correlação empírica para o número de Nusselt, na qual a correlação de Dittus-Boelter é corrigida por uma função do número de Strouhal. Através de uma formulação integral para a simulação do processo de compressão, a correlação proposta foi comparada com a correlação de Dittus-Boelter com e sem correção para efeitos de curvatura. O modelo proposto pelos

autores foi capaz de prever melhor as tendências da variação da temperatura de descarga do gás com o aumento da frequência de operação, como ilustrado na Fig. 2.4 para folgas axiais e radiais iguais a (a) $10\ \mu\text{m}$ e (b) $20\ \mu\text{m}$. A discrepância quanto aos valores absolutos de temperatura foi justificada pelos autores como sendo devida a dificuldades de medição da temperatura de sucção do gás.



(a) Folgas axial e radial de $10\ \mu\text{m}$

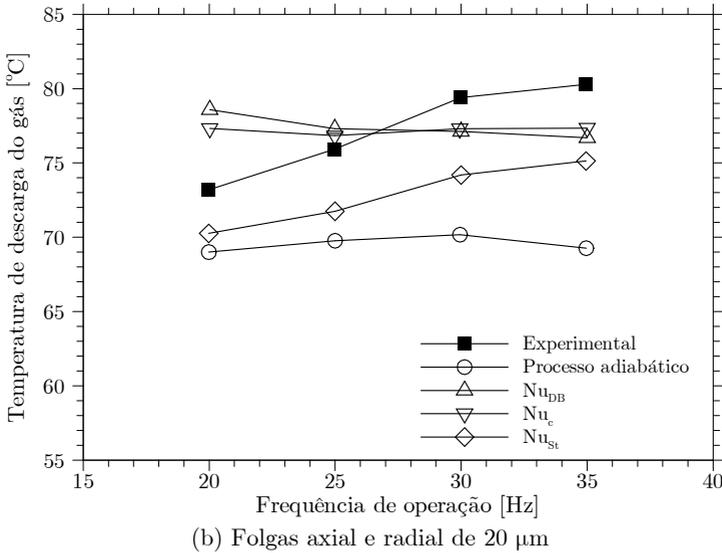


Figura 2.4 – Comparação entre os resultados numéricos e experimentais para a temperatura de descarga (reproduzido de Jang e Jeong, 2006).

2.2 Síntese dos trabalhos revisados

A Tab. 2.2 traz uma síntese dos principais assuntos abordados em cada trabalho revisado neste capítulo. As colunas com os tópicos “Modelos Integrais” e “Modelos Diferenciais” referem-se apenas à formulação adotada no método de solução do processo de compressão, enquanto o tópico “Experimentos” refere-se a qualquer estudo experimental sobre vazamentos, transferência de calor ou do compressor como um todo.

Baseado nos trabalhos descritos anteriormente, alguns pontos importantes podem ser destacados:

- As análises do compressor *scroll* estão concentradas em capacidades de refrigeração maiores que 7000 W, típicas de condicionamento de ar;
- As formulações diferenciais são pouco adotadas na simulação do processo de compressão, dada à complexidade

geométrica do compressor *scroll*. Os modelos integrais são amplamente empregados e costumam gerar resultados de boa concordância com dados experimentais, em muito devido à calibração dos modelos de vazamento e pela utilização de coeficientes politrópicos na modelagem do processo de compressão. Entretanto, muitos modelos apresentaram os maiores erros em frequências de operação mais elevadas, sugerindo que a modelagem dos vazamentos e/ou da transferência de calor talvez deva ser melhorada.

- A maioria dos trabalhos experimentais destina-se a medições de parâmetros globais, como fluxo de massa e potência consumida, e poucos informam dados suficientes para a reprodução dos resultados. Resultados de diagrama $p - V$ são encontrados principalmente em trabalhos referentes à injeção de refrigerante nas câmaras para a redução da temperatura final de compressão do gás, comum em aplicações de alta razão de pressão;

- Medições do perfil de temperatura das espiras são raras e a grande maioria dos trabalhos assume perfis de temperatura praticamente lineares ao longo do ângulo evolvente das espiras. Os poucos dados experimentais disponíveis parecem comprovar isto;

- Diferentes modelos são adotados para o cálculo dos vazamentos, não havendo unanimidade sobre o mais adequado. O modelo para escoamento isentrópico através de bocais parece ser o mais adotado, corrigido por coeficientes que normalmente não são divulgados. Os valores encontrados, definidos a partir da calibração com dados experimentais, indicam coeficientes da ordem de 0,1. As equações para o escoamento de Fanno são também muito utilizadas e os seus resultados parecem concordar bem com os experimentos. Por último, o modelo de Ishii *et al.* (1996) é repetidamente empregado. Porém, deixam dúvidas quanto a sua validade para condições diferentes das utilizadas na calibração dos fatores de fricção do escoamento;

- Alguns trabalhos indicam que as perdas devidas às trocas de calor são pequenas durante o processo de compressão. Ao mesmo tempo, outros trabalhos afirmam que estas perdas aumentam com a frequência de operação. Não foram encontrados estudos sobre o impacto da troca de calor entre o gás e as espiras durante o processo de sucção. As perdas de eficiência volumétrica são sempre atribuídas apenas aos vazamentos;

Tabela 2.2: Síntese dos principais assuntos discutidos em cada trabalho.

	Geometria das espiras	Modelos Integrais	Modelos Diferenciais	Vazamentos	Transferência de Calor	Experimentos	Frequências de operação	Outros
Morishita <i>et al.</i> (1984)	x	x						
Tojo <i>et al.</i> (1984)								x
Tojo <i>et al.</i> (1986)		x		x				
Caillat <i>et al.</i> (1988)		x		x	x		x	
Nieter (1988)		x				x	x	x
DeBlois e Stoeffler (1988)						x		
Hayano <i>et al.</i> (1988)						x		x
Hirano <i>et al.</i> (1989)	x							
Rodgers e Wagner (1990)						x		x
Yanagisawa <i>et al.</i> (1990)		x		x			x	
Puff e Krueger (1992)		x		x				x
Zhenquan <i>et al.</i> (1992)	x							
Wagner <i>et al.</i> (1992)					x	x		
Xiuling <i>et al.</i> (1992)				x		x		

	Geometria das espiras	Modelos Integrais	Modelos Diferenciais	Vazamentos	Transferência de Calor	Experimentos	Frequências de operação	Outros
Suefuji <i>et al.</i> (1992)		x		x	x	x	x	
Bush e Beagle (1992)	x							
Zhenquan <i>et al.</i> (1994)	x							
Leung (1994)					x			
Huang (1994)				x				
Zhen e Zhiming (1994)				x				
Zhiming e Zongliang (1994)		x		x				x
Lee e Wu (1995)	x							
Ishii <i>et al.</i> (1996)				x		x		
Stosic <i>et al.</i> (1996)			x					
Sunder (1997)		x	x	x	x	x		
Kim <i>et al.</i> (1998)		x		x			x	
Prins e Infante-Ferreira (1998a)				x				
Prins e Infante-Ferreira (1998b)				x				
Jang e Jeong (1999)					x	x	x	
Cho et al. (2000)				x				
Youn et al. (2000)				x				
Gravesen e Henriksen (2001)	x							
Chen <i>et al.</i> (2002a)		x		x	x			
Chen <i>et al.</i> (2002b)				x	x	x		
Pietrowicz et al. (2002)			x		x			
Cui (2003)			x					

	Geometria das espiras	Modelos Integrais	Modelos Diferenciais	Vazamentos	Transferência de Calor	Experimentos	Frequências de operação	Outros
Stüss <i>et al.</i> (2003)								x
Prins e Infante-Ferreira (2003)				x				
Liu e Liu (2004)	x							
Yi <i>et al.</i> (2004a)		x						
Yi <i>et al.</i> (2004b)					x	x	x	
Ooi e Zhu (2004)			x		x		x	
Oku <i>et al.</i> (2005)				x		x		x
Oku <i>et al.</i> (2006)				x		x		x
Cui (2006)		x						
Cui e Sauls (2006)		x						x
Wang <i>et al.</i> (2005)	x	x						
Gomes (2006)		x					x	x
Jang e Jeong (2006)					x	x		
Bell <i>et al.</i> (2010)	x							

2.3 Objetivos específicos.

Com base na revisão apresentada, definiram-se os seguintes objetivos específicos para o presente trabalho:

- i. Desenvolver um modelo de simulação integral para a análise em detalhes do processo de compressão de um compressor *scroll*, permitindo a investigação do desempenho do compressor sob

- diferentes condições de operação e alterações de parâmetros de projeto;
- ii. Desenvolver modelos de simulação para avaliar os modelos de escoamento de gás comumente adotados na modelagem dos vazamentos, em diferentes condições de operação e faixas de capacidade, considerando o efeito da geometria curvilínea das espiras;
 - iii. Desenvolver modelos de simulação para avaliar os coeficientes de troca de calor entre o gás e as espiras e, se necessário, propor novas correlações em função de parâmetros de operação;
 - iv. Levantar dados experimentais de temperaturas, fluxos de calor, pressões e fluxo de massa do compressor, fornecendo condições de contorno e dados para a validação dos modelos numéricos;
 - v. Analisar o impacto dos vazamentos e da transferência de calor sobre o desempenho do compressor *scroll*, através dos modelos de simulação desenvolvidos, em diferentes condições e faixas de capacidade.

Capítulo 3: Modelagem Geométrica das Espiras

As relações matemáticas básicas para a modelagem de compressores *scroll* podem ser encontradas em diversos trabalhos na literatura (Morishita *et al.*, 1984; Chen *et al.*, 2002; Wang *et al.*, 2005). Entretanto, relações importantes são muitas vezes omitidas ou então não são válidas para o perfil central da espira a ser adotado neste trabalho. Desta forma, a seguir são apresentadas as relações matemáticas mais relevantes para a geração do perfil das espiras e também expressões para o cálculo dos volumes das câmaras e das áreas de vazamento e de troca de calor. Tais relações são posteriormente adotadas no desenvolvimento dos modelos de simulação baseados em formulações integral e diferencial.

3.1 Curvas evolventes

A maioria das curvas espirais empregadas em compressores *scroll* são evolventes de um círculo. Pela definição da curva evolvente, a distância L do ponto sobre a evolvente até seu ponto tangente sobre o círculo de base satisfaz a seguinte relação diferencial:

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi} = a \quad (3.1)$$

onde φ é o ângulo evolvente, e a é o raio do círculo de base.

Integrando a Eq. (3.1), assumindo o raio do círculo de base a constante, as equações descrevendo as curvas evolventes interna e externa em coordenadas polares podem ser escritas como:

$$L_i = a(\varphi - \alpha_i) \quad (3.2)$$

$$L_o = a(\varphi - \alpha_o) \quad (3.3)$$

ou em coordenadas cartesianas como:

$$x_i = a(\cos(\varphi_i + \alpha_i) + \varphi_i \operatorname{sen}(\varphi_i + \alpha_i)) \quad (3.4)$$

$$y_i = a(\operatorname{sen}(\varphi_i + \alpha_i) - \varphi_i \cos(\varphi_i + \alpha_i)) \quad (3.5)$$

$$x_o = a(\cos(\varphi_o + \alpha_o) + \varphi_o \operatorname{sen}(\varphi_o + \alpha_o)) \quad (3.6)$$

$$y_o = a(\operatorname{sen}(\varphi_o + \alpha_o) - \varphi_o \cos(\varphi_o + \alpha_o)) \quad (3.7)$$

onde α é o ângulo evolvente inicial e os sub-índices i e o referem-se às curvas evolventes interna e externa, respectivamente, como ilustrado na Fig. 3.1. Apesar da generalidade das Eqs. (3.2)-(3.7), válidas para geometrias com ângulos evolventes iniciais interno e externo independentes (Wang *et al.*, 2005), o presente trabalho adotará a condição de simetria. Assim, $\alpha = \alpha_i = -\alpha_o$, e o equacionamento é simplificado.

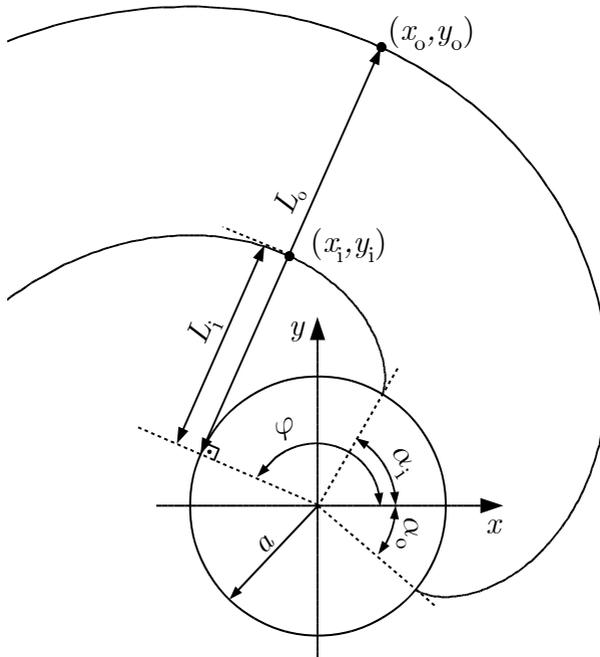


Figura 3.1 – Geração das curvas evolventes interna e externa.

A partir do raio do círculo de base e do ângulo evolvente inicial define-se os demais parâmetros geométricos da espira. A espessura da espira (t), o raio de órbita da espira móvel ou excentricidade (r_o), o passo da espira (p) e o diâmetro da fresa (D_f) podem ser determinados, respectivamente, por:

$$t = L_o - L_i = 2a\alpha \quad (3.8)$$

$$r_o = a\pi - t \quad (3.9)$$

$$p = 2\pi a \quad (3.10)$$

$$D_f = 2\pi a - t \quad (3.11)$$

As curvas evolventes estendem-se de seus respectivos ângulos evolventes iniciais até um ângulo evolvente final φ_e , dado pela expressão:

$$\varphi_e = 2\pi N + \pi/2 \quad (3.12)$$

onde N é o número de voltas da curva evolvente, que define o número de câmaras de compressão simultâneas. A partir do ângulo evolvente final pode-se determinar o diâmetro da circunferência que delimita o espaço ocupado pelo par de espiras durante o movimento orbital, conforme ilustrado na Fig. 3.2.

$$D_s = 2a\sqrt{1 + (\varphi_e + \alpha)^2} + r_o \quad (3.13)$$

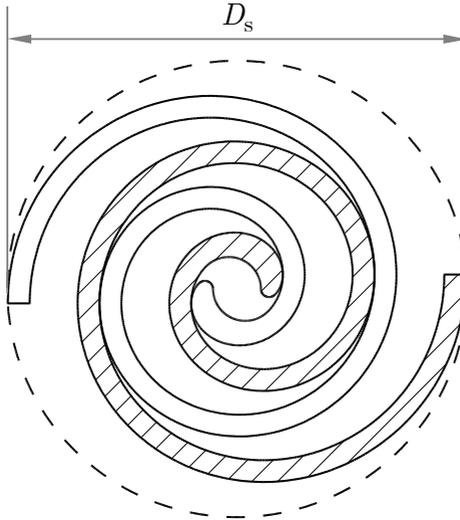


Figura 3.2 - Diâmetro ocupado pelo par de espiras.

O processo de compressão no compressor *scroll* é contínuo, ou seja, os processos de sucção, de compressão e de descarga ocorrem simultaneamente a cada revolução do eixo, em diferentes câmaras. O número de revoluções para que um determinado volume de gás seja succionado, comprimido e descarregado do

compressor é igual a $\theta_e/2\pi$. Por sua vez, o ângulo final de compressão, θ_e , é definido e calculado por:

$$\theta_e = \theta_d + 2\pi \quad (3.14)$$

onde θ_d é o ângulo teórico de descarga, a ser introduzido posteriormente. Em outras palavras, o processo de compressão termina uma revolução após o início teórico do processo de descarga. Ressalta-se aqui que o sistema de coordenadas em θ adotado neste trabalho acompanha todo o processo de compressão do gás, desde o início do processo de sucção ($\theta=0$) até o final do processo de descarga ($\theta=\theta_e$). Desta forma, o entendimento do processo de compressão e também seu equacionamento são facilitados, como será mostrado adiante.

3.2 Perfil central da espira

Como já discutido no Capítulo 1, a região central da espira pode assumir diferentes formas geométricas. Por limitações impostas pela fabricação, a geometria da região central dos primeiros compressores era determinada pelo diâmetro da fresa, resultando em um volume residual ao final do processo de compressão. Baseado em análises dinâmicas ou em considerações de ótimos de projeto, diversas formas geométricas para o perfil central das espiras foram propostas em artigos e patentes. Entre elas, a chamada PMP (*Perfect Meshing Profile*) de Hirano *et al.* (1989) é basicamente formada por um segmento de reta que se conecta ao perfil evolvente da espira suavemente através de dois arcos. Além de reduzir a concentração de tensões na região central das espiras, o perfil PMP elimina o volume residual, permitindo que razões de compressão elevadas sejam alcançadas. Na prática, apesar de se considerar que o volume residual é eliminado neste tipo de construção, o volume do orifício de descarga causa um efeito similar, armazenando uma massa

residual de gás ao final de cada ciclo. Maiores detalhes sobre a geometria do perfil central da espira são encontradas em Bush e Beagle (1992), Lee e Wu (1995), Gravesen e Henriksen (2001), Liu e Liu (2004), e Bell *et al.* (2010).

No presente trabalho, o perfil das espiras na região central é construído a partir da descrição geométrica e matemática apresentada por Zhenquan *et al.* (1992), exemplificada na Fig. 3.3. Este perfil, denominado perfil de arco-duplo, é um caso particular do perfil PMP formado apenas pelos dois arcos, ou seja, com segmento de reta de comprimento zero. Detalhes podem ser encontrados em Bell *et al.* (2010).

De acordo com a proposta de Zhenquan *et al.* (1992), um ângulo γ , dito ângulo modificado pelos autores, é escolhido como um parâmetro de projeto. O ângulo modificado γ define a inclinação de uma reta em relação à abscissa que passa pelo centro do círculo de base O , conforme mostra a Fig. 3.3. Um segmento de reta com dimensão igual à metade da excentricidade r_o define o ponto B sobre esta reta. Através deste ponto B , outra reta com inclinação β em relação ao segmento de reta \overline{OB} é definida. Este ângulo β deve satisfazer a seguinte relação matemática:

$$\cot\beta + 2\beta = \pi + \gamma \quad (3.15)$$

Esta nova reta intercepta as curvas evolventes interna e externa nos pontos A e C , respectivamente. O ponto E é definido pela intersecção da normal bissetora do segmento \overline{BC} com a extensão do segmento \overline{OB} . O ponto E é o centro do arco de círculo de raio r_1 que liga os pontos B e C . O ponto F é definido pela intersecção da normal bissetora do segmento \overline{AB} com a extensão do segmento \overline{OB} . O ponto F é o centro do arco de círculo de raio r_2 que liga os pontos A e B .

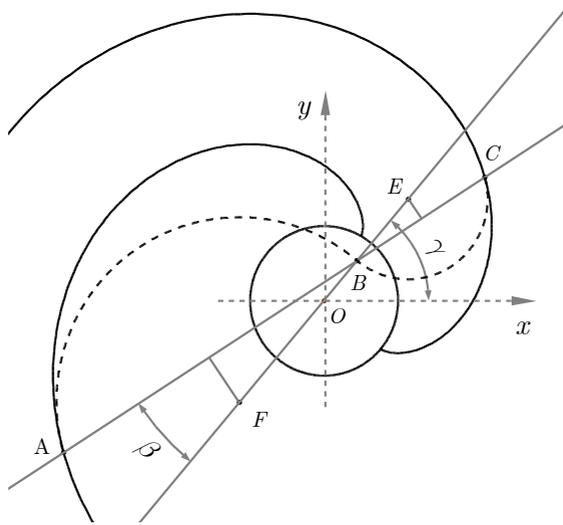


Figura 3.3 – Geração do perfil da espira na região central.

Em adição ao método gráfico descrito acima, o perfil central das espiras pode ser obtido analiticamente a partir das seguintes relações matemáticas:

$$r_1 = \overline{BE} = \frac{a}{\text{sen}(2\beta)} - \frac{r_o}{2} \quad (3.16)$$

$$r_2 = \overline{FB} = \frac{a}{\text{sen}(2\beta)} + \frac{r_o}{2} \quad (3.17)$$

sendo as coordenadas dos centros dos arcos de círculos E e F dadas por:

$$E_x = \frac{a \cos \gamma}{\text{sen}(2\beta)} \quad (3.18)$$

$$E_y = \frac{a \text{sen} \gamma}{\text{sen}(2\beta)} \quad (3.19)$$

$$F_x = -E_x \quad (3.20)$$

$$F_y = -E_y \quad (3.21)$$

e as coordenadas dos demais pontos de intersecção A , B e C definidas por:

$$A_x = -r_2 \cos(\gamma - 2\beta) - E_x \quad (3.22)$$

$$A_y = -r_2 \sen(\gamma - 2\beta) - E_y \quad (3.23)$$

$$B_x = \frac{r_o \cos(\gamma)}{2} \quad (3.24)$$

$$B_y = \frac{r_o \sen(\gamma)}{2} \quad (3.25)$$

$$C_x = r_1 \cos(\gamma - 2\beta) + E_x \quad (3.26)$$

$$C_y = r_1 \sen(\gamma - 2\beta) + E_y \quad (3.27)$$

Nos pontos A e C , as curvas evolventes e os arcos de círculo são tangentes. Estes pontos marcam a mudança do perfil da espira de evolvente para circular. Os respectivos ângulos evolventes, φ_{iA} e φ_{oC} , podem ser calculados por:

$$\varphi_{iA} = \operatorname{acos} \left(\frac{a}{\sqrt{A_x^2 + A_y^2}} \right) + \operatorname{atan} \left(\frac{A_y}{A_x} \right) - \alpha + \pi \quad (3.28)$$

$$\varphi_{oC} = \operatorname{acos} \left(\frac{a}{\sqrt{C_x^2 + C_y^2}} \right) + \operatorname{atan} \left(\frac{C_y}{C_x} \right) + \alpha \quad (3.29)$$

O ângulo de órbita a partir do qual a câmara começa a ser formada pelas curvas circulares, denominado aqui por θ_c , pode ser obtido por:

$$\theta_c = \varphi_e - \alpha - \varphi_{iA} = \varphi_e + \alpha - \pi - \varphi_{oC} \quad (3.30)$$

O aumento do ângulo modificado γ aumenta a espessura e da espira (Fig. 3.4), reduz a razão de compressão teórica do compressor, e permite o aumento do diâmetro teórico do orifício de descarga, como será discutido posteriormente na definição do ângulo teórico de descarga.

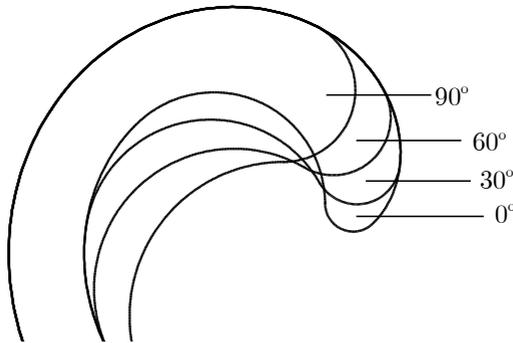


Figura 3.4 - Influência do ângulo modificado γ no perfil central da espira.

3.3 Modelo geométrico do perfil das espiras

A partir das Eqs. (3.4)-(3.7) para a geração das curvas evolventes e do método analítico descrito anteriormente para a geração do perfil central da espira, pode-se escrever as seguintes expressões gerais, em coordenadas cartesianas, para o perfil da espira fixa:

$$x_{f,i} = \begin{cases} r_2 \cos\left(\gamma + \frac{\pi - 2\beta}{\varphi_{iA}}\varphi_i\right) - E_x, & \varphi_i < \varphi_{iA} \\ a[\cos(\varphi_i + \alpha) + \varphi_i \operatorname{sen}(\varphi_i + \alpha)], & \varphi_i \geq \varphi_{iA} \end{cases} \quad (3.31)$$

$$y_{f,i} = \begin{cases} r_2 \operatorname{sen}\left(\gamma + \frac{\pi - 2\beta}{\varphi_{iA}}\varphi_i\right) - E_y, & \varphi_i < \varphi_{iA} \\ a[\operatorname{sen}(\varphi_i + \alpha) - \varphi_i \cos(\varphi_i + \alpha)], & \varphi_i \geq \varphi_{iA} \end{cases} \quad (3.32)$$

$$x_{f,o} = \begin{cases} -r_1 \cos\left(\gamma + \frac{\pi - 2\beta}{\varphi_{oC}}\varphi_o\right) + E_x, & \varphi_o < \varphi_{oC} \\ a[\cos(\varphi_o - \alpha) + \varphi_o \operatorname{sen}(\varphi_o - \alpha)], & \varphi_o \geq \varphi_{oC} \end{cases} \quad (3.33)$$

$$y_{f,o} = \begin{cases} -r_1 \operatorname{sen}\left(\gamma + \frac{\pi - 2\beta}{\varphi_{oC}}\varphi_o\right) + E_y, & \varphi_o < \varphi_{oC} \\ a[\operatorname{sen}(\varphi_o - \alpha) - \varphi_o \cos(\varphi_o - \alpha)], & \varphi_o \geq \varphi_{oC} \end{cases} \quad (3.34)$$

onde os ângulos evolventes interno (φ_i) e externo (φ_o) variam entre $0 \leq \varphi_i \leq (\varphi_e - \alpha)$ e $0 \leq \varphi_o \leq (\varphi_e + \alpha)$, respectivamente.

As equações para determinar a posição da espira móvel em qualquer instante de tempo são similares, uma vez que a espira móvel está sempre defasada 180° e deslocada de uma distância igual ao raio de órbita r_o da espira fixa. Assim, pode-se escrever, em coordenadas cartesianas:

$$x_{m,i} = -x_{f,i} + r_o \cos(\theta + \psi) \quad (3.35)$$

$$y_{m,i} = -y_{f,i} - r_o \operatorname{sen}(\theta + \psi) \quad (3.36)$$

$$x_{m,o} = -x_{f,o} + r_o \cos(\theta + \psi) \quad (3.37)$$

$$y_{m,o} = -y_{f,o} - r_o \operatorname{sen}(\theta + \psi) \quad (3.38)$$

onde θ é o ângulo de órbita da espira móvel (ou ângulo de giro do eixo principal). Além disso, ψ é um ângulo de correção que vincula a origem da coordenada θ ao início do processo de sucção, dado por

$$\psi = 2\pi(\lfloor N \rfloor - N) \quad (3.39)$$

onde $\lfloor N \rfloor$ é o maior inteiro não maior que N . Assim, $\theta = 0$ sempre representará o início do processo de sucção, independente da geometria da espira.

3.4 Ângulo teórico de descarga

O chamado ângulo teórico de descarga, θ_d , é o ângulo de órbita correspondente ao último par de pontos conjugados da câmara de compressão mais interna. De acordo com esta definição, quando o ângulo de órbita θ atinge o ângulo de descarga θ_d , o último par de pontos conjugados da câmara mais interna desconecta-se, formando uma nova câmara composta pelas duas câmaras de compressão simetricamente opostas, como ilustrado pela Fig. 3.5. Este ponto marca, teoricamente, o fim do processo de compressão e o início do processo de descarga. Entretanto, ressalta-se que a compressão do gás pode continuar, uma vez que o volume da nova câmara continua sendo reduzido. Além disso, a geometria e a posição do orifício de descarga afetam diretamente o início real do processo de descarga, o qual pode inclusive ocorrer antes do ângulo teórico de descarga ser atingido.

Para um compressor adotando o perfil de espiras descrito por Zhenquan *et al.* (1992), o ângulo de descarga é definido por:

$$\theta_d = 2\pi N - \gamma \quad (3.40)$$

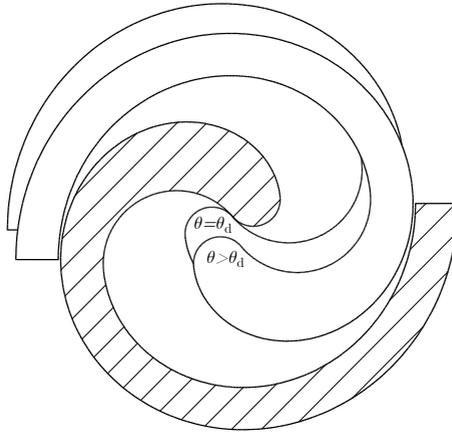


Figura 3.5 - Representação do ângulo teórico de descarga.

A razão entre os volumes das câmaras ao final do processo de sucção ($\theta = 2\pi$) e no início teórico do processo de descarga ($\theta = \theta_d$) define a razão teórica de compressão do compressor, Π_{th} :

$$\Pi_{th} = \frac{V_{sw}}{V(\theta_d)} \approx \frac{2\pi N - \pi}{\gamma + \pi} \quad (3.41)$$

3.5 Pontos de conjugacidade

Os ditos pontos de conjugacidade ou de contato representam matematicamente o contato entre o par de espiras conjugadas que ocorre nas tangências entre as suas curvas internas e externas. Cada ponto sobre as superfícies interna e externa da espira tem um e apenas um ponto de contato sobre a superfície oposta da outra espira. Entre dois pontos de conjugacidade adjacentes forma-se uma câmara de compressão. Na prática, erros de forma no perfil das espiras e a própria dinâmica da espira orbitante podem fazer com que o contato entre o par de espiras não ocorra fisicamente. Assim, é mais

correto descrever os pontos de conjugacidade como pontos que delimitam matematicamente as câmaras de compressão.

Os pontos de conjugacidade ocorrem nos ditos ângulos evolventes de contato ou de conjugacidade. Os ângulos evolventes interno e externo referentes ao k -ésimo ponto de contato entre espiras formadas apenas por curvas evolventes pode ser determinado através de:

$$\varphi_{ik} = \varphi_e - 2\pi(k-1) - \alpha - \theta^* \quad (3.42)$$

$$\varphi_{ok} = \varphi_e - 2\pi(k-1) + \alpha - \theta^* - \pi \quad (3.43)$$

onde $k = 1$ refere-se ao ponto de contato mais periférico, e $\theta^* = \theta - 2\pi \lfloor \theta/2\pi \rfloor$, tal que $0 \leq \theta^* \leq 2\pi$. As Eqs. (3.42) e (3.43) são válidas apenas para os pontos de contato entre as curvas evolventes. À medida que a espira realiza seu movimento orbital, tais pontos de conjugacidade deslocam-se em direção ao centro das espiras. Eventualmente, o contato ocorrerá entre as curvas formadas pelos arcos de círculos, até que o ângulo de descarga seja alcançado e o último par de pontos conjugados desconecte-se. Nos pontos onde o contato ocorre entre os arcos de círculos que formam o perfil central da espira, os ângulos evolventes de contato são determinados por:

$$\varphi_{ik}^* = \frac{2\pi - \gamma - \theta^*}{\pi - 2\beta} \varphi_{iA} \quad (3.44)$$

$$\varphi_{ok}^* = \frac{2\pi - \gamma - \theta^*}{\pi - 2\beta} \varphi_{oC} \quad (3.45)$$

Para acompanhar um volume de gás aprisionado ao final do processo de sucção ao longo do processo de compressão e de descarga, os ângulos conjugados adjacentes que delimitam esta câmara de compressão precisam ser determinados. Assim, fazendo

uso das relações expressas anteriormente, pode-se definir de forma geral que:

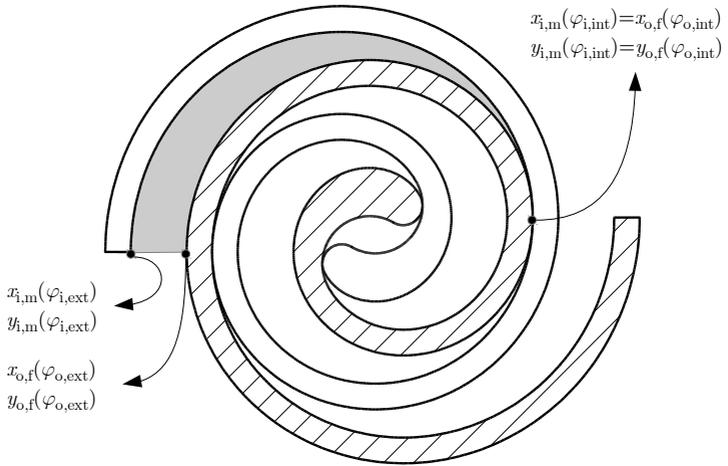
$$\varphi_{i,\text{ext}} = \begin{cases} \varphi_e - \alpha, & 0 \leq \theta \leq 2\pi \\ \varphi_e - \alpha + 2\pi - \theta, & 2\pi < \theta < \theta_c + 2\pi \\ \left[\frac{2\pi(N+1) - \gamma - \theta}{\pi - 2\beta} \right] \varphi_{iA}, & \theta_c + 2\pi < \theta \leq \theta_e \end{cases} \quad (3.46)$$

$$\varphi_{o,\text{ext}} = \begin{cases} \varphi_e + \alpha - \pi, & 0 \leq \theta \leq 2\pi \\ \varphi_e + \alpha + \pi - \theta, & 2\pi < \theta < \theta_c + 2\pi \\ \left[\frac{2\pi(N+1) - \gamma - \theta}{\pi - 2\beta} \right] \varphi_{oC}, & \theta_c + 2\pi < \theta \leq \theta_e \end{cases} \quad (3.47)$$

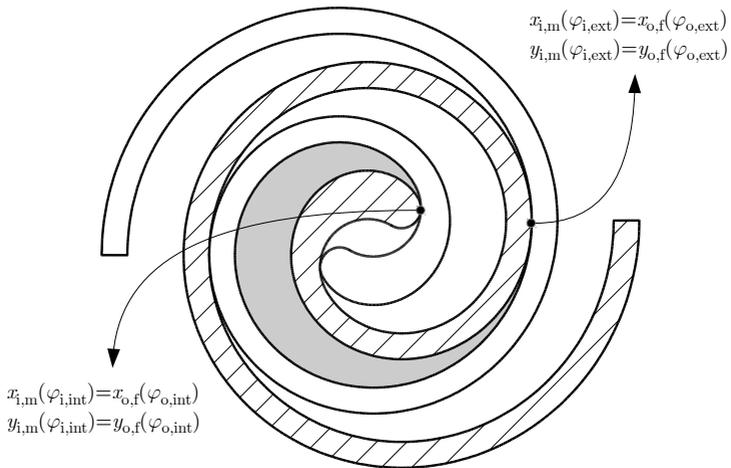
$$\varphi_{i,\text{int}} = \begin{cases} \varphi_e - \alpha - \theta, & 0 \leq \theta \leq \theta_c \\ \left[\frac{2\pi N - \gamma - \theta}{\pi - 2\beta} \right] \varphi_{iA}, & \theta_c < \theta \leq \theta_d \\ 0, & \theta_d < \theta \leq \theta_e \end{cases} \quad (3.48)$$

$$\varphi_{o,\text{int}} = \begin{cases} \varphi_e + \alpha - \pi - \theta, & 0 \leq \theta \leq \theta_c \\ \left[\frac{2\pi N - \gamma - \theta}{\pi - 2\beta} \right] \varphi_{oC}, & \theta_c < \theta \leq \theta_d \\ 0, & \theta_d < \theta \leq \theta_e \end{cases} \quad (3.49)$$

onde os sub-índices “ext” e “int” indicam os pontos de contato externo (mais periférico) e interno (mais central) da câmara sendo acompanhada. Diferente das Eqs. (3.42)-(3.45), nas equações acima, θ é o ângulo de rotação dentro de um ciclo de compressão completo, variando neste caso entre $0 \leq \theta \leq \theta_e$ (início do processo de sucção e final do processo de descarga). A Fig. 3.6 exemplifica a definição dos limites de uma mesma câmara em dois instantes diferentes.



(a) $\theta = 180$



(b) $\theta = 540$

Figura 3.6 – Câmara definida pelos pontos de conjugacidade em dois ângulos orbitais (em cinza).

3.6 Volumes das câmaras

Na maioria dos trabalhos encontrados na literatura, os volumes das câmaras de compressão são calculados através do mesmo princípio matemático (Yanagisawa *et al.*, 1990; Chen *et al.*, 2002; Wang *et al.*, 2005). O volume de um par de câmaras simétricas, com altura h , é obtido a partir de:

$$V = 2 \times h \left(\frac{1}{2} \int_{\varphi_{i,k}}^{\varphi_{i,k+1}} L_i^2 d\varphi - \frac{1}{2} \int_{\varphi_{i,k}}^{\varphi_{i,k+1}} L_o^2 d\varphi \right) \quad (3.50)$$

onde os limites de integração mudam de acordo com a câmara em questão. O resultado da Eq. (3.50) fornece resultados precisos para o cálculo do volume de câmaras de compressão formadas apenas por curvas evolventes. Vários autores propuseram diferentes correções para estender as expressões analíticas obtidas pela Eq. (3.50) aos processos de sucção e de descarga. Uma revisão sobre estes trabalhos pode ser obtida em Bell *et al.* (2010). Por exemplo, Wang *et al.* (2005) obteve as seguintes expressões analíticas para o volume das câmaras durante os processos de sucção (V_s), de compressão (V_c) e de descarga (V_d):

$$V_s = 2 \times h \left[ar_o \left[2\pi N \theta - \theta^2/2 + (1 - \cos \theta) - (2\pi N - \pi/2) \text{sen} \theta - \pi/8 \text{sen}(2\theta) \right] \right] \quad (3.51)$$

$$V_c = 2 \times h \left[2\pi ar_o (2\pi N + \pi - \theta) \right] \quad (3.52)$$

$$V_d = 2 \times h \left[ar_o \left[(2\pi N + 2\pi - \theta)^2 - \gamma^2 \right] \right] \quad (3.53)$$

Assim, através da Eq. (3.52) chega-se à expressão para o cálculo do volume deslocado total do compressor *scroll*, V_{sw} :

$$V_{sw} = 2 \times h \left[2\pi ar_o (2\pi N - \pi) \right] \quad (3.54)$$

Nenhuma expressão analítica encontrada na literatura fornece valores exatos para o cálculo dos volumes quando as câmaras são formadas por curvas do tipo PMP, embora possam fornecer resultados bem próximos. Para um par de espiras de arco-duplo e $N > 3$, por exemplo, o erro médio em relação ao volume deslocado é desprezível se a Eq. (3.53) é utilizada (menor que 1%). Entretanto, para espiras com N próximos a 1 o erro pode chegar a 15%.

Para reduzir os erros no cálculo do volume das câmaras, este trabalho adota um novo método, válido para qualquer perfil de espira. O volume da câmara é calculado por integrais de funções paramétricas, de acordo com a Eq. (3.55):

$$V_{cd} = h \left(\int_{\varphi_{i,int}}^{\varphi_{i,ext}} y_{m,i} \frac{\partial x_{m,i}}{\partial \varphi_i} d\varphi_i - \int_{\varphi_{o,int}}^{\varphi_{o,ext}} y_{f,o} \frac{\partial x_{f,o}}{\partial \varphi_o} d\varphi_o \right) + h \left(\int_{\varphi_{i,int}}^{\varphi_{i,ext}} y_{f,i} \frac{\partial x_{f,i}}{\partial \varphi_i} d\varphi_i - \int_{\varphi_{o,int}}^{\varphi_{o,ext}} y_{m,o} \frac{\partial x_{m,o}}{\partial \varphi_o} d\varphi_o \right) \quad (3.55)$$

onde os limites de integração são dados pelas Eqs. (3.46)-(3.49). A Eq. (3.55) não é válida para a câmara de sucção e, assim, durante esse período adota-se a Eq. (3.51). Devido à forma das funções paramétricas que definem as coordenadas x e y do perfil das espiras, a expressão analítica de V_{cd} torna-se extensa, sendo aqui omitida.

A Fig. 3.7 apresenta a variação de volume de uma câmara durante os processos de sucção, de compressão e de descarga, empregando as equações aproximadas de Wang *et al.* (2005) e a solução exata. A partir de $\theta > \theta_c$ o perfil da câmara seguida começa a ser formada não mais apenas por curvas evolventes. Como pode-se perceber, as diferenças entre as duas metodologias aumenta à medida que o volume é reduzido. É importante notar também que o volume da câmara durante a sucção atinge um valor máximo momentos antes do final do processo. Desta forma, a eficiência volumétrica pode ser maior que 100%, uma vez que o volume deslocado do compressor é definido pelo volume da

câmara ao final da sucção. Embora esta definição pareça inadequada, ela garante que a eficiência volumétrica de um processo de sucção quase-estático seja igual a 100%.

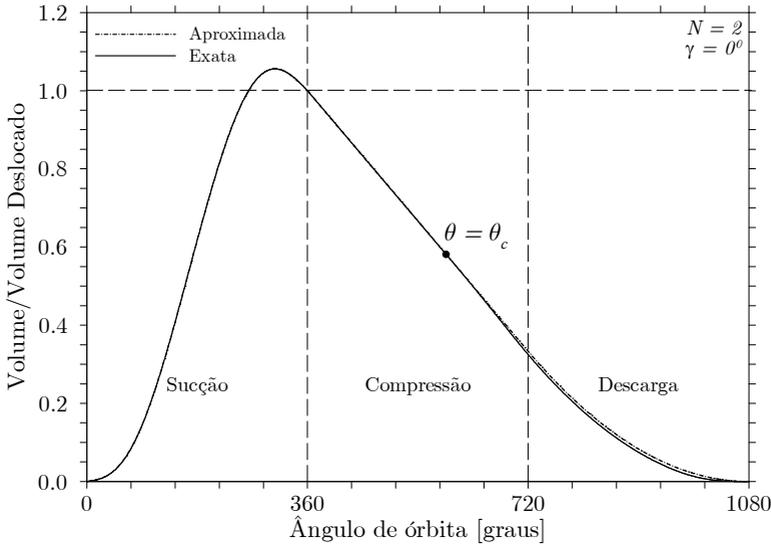


Figura 3.7 – Variação do volume de uma câmara de compressão.

3.7 Áreas de sucção, de descarga e de vazamentos:

Área de Sucção:

O gás escoa para a câmara de sucção através da abertura A_s , definida pelo comprimento da linha conectando as curvas interna e externa e pela altura das espiras, como indicado na Fig. 3.8. A área de sucção pode ser calculada pela seguinte relação:

$$A_s = h [r_o [1 - \cos(\theta)] + \delta_f] \quad (3.56)$$

onde δ_f é a folga de flanco (folga radial).

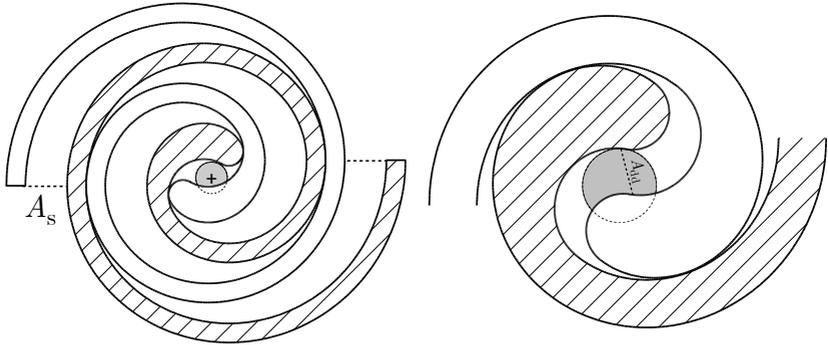


Figura 3.8 – Área de sucção (A_s), área descoberta de descarga (em cinza), e área de flanco na descarga (A_{dd}).

Área de Descarga:

Para um perfil do tipo arco-duplo, a localização do orifício de descarga é idealmente tangente ao ponto de inflexão das curvas circulares que formam o perfil da espira fixa, o qual, por sua vez, é o último ponto de contato das espiras, como ilustrado na Fig. 3.8. A seção transversal do orifício de descarga pode assumir qualquer forma geométrica e posição. Entretanto, costuma-se evitar que o contato do orifício com a última câmara de compressão ocorra antes do ângulo de descarga, reduzindo possíveis perdas por re-expansão do gás. Para tal, o raio máximo do orifício deve ser o próprio raio r_1 do perfil central da espira, Eq. (3.16), com centro em um ponto D de coordenadas dadas por:

$$D_x = r_o \cos \theta_d - \left(\frac{a}{\text{sen}(2\beta)} \right) \cos \gamma \tag{3.57}$$

$$D_y = -r_o \text{sen} \theta_d - \left(\frac{a}{\text{sen}(2\beta)} \right) \text{sen} \gamma \tag{3.58}$$

A área descoberta do orifício (área em cinza na Fig. 3.8) em contato com a câmara de descarga, correspondente à última câmara, varia com o movimento orbital da espira móvel.

Contudo, a obtenção de uma expressão analítica para o seu cálculo é uma tarefa difícil e não é encontrada na literatura. O trabalho de Kim *et al.* (1998), por exemplo, considera a variação da área durante o processo de descarga aplicando métodos gráficos. Neste trabalho utiliza-se uma expressão analítica simplificada, obtida a partir da interação entre arcos de círculos. A relação fornece valores precisos no início do processo de descarga, superestimando a área descoberta do orifício à medida que o processo avança. A Fig. 3.9 exemplifica a variação da área descoberta do orifício para duas geometrias de espira. Na primeira, representada pela linha contínua, a espira descobre por completo o orifício de descarga em um dado momento. Na segunda, como a espessura, t/a , e ângulo modificado da espira, γ , são maiores, a espira permanece constantemente sobrepondo parte do orifício.

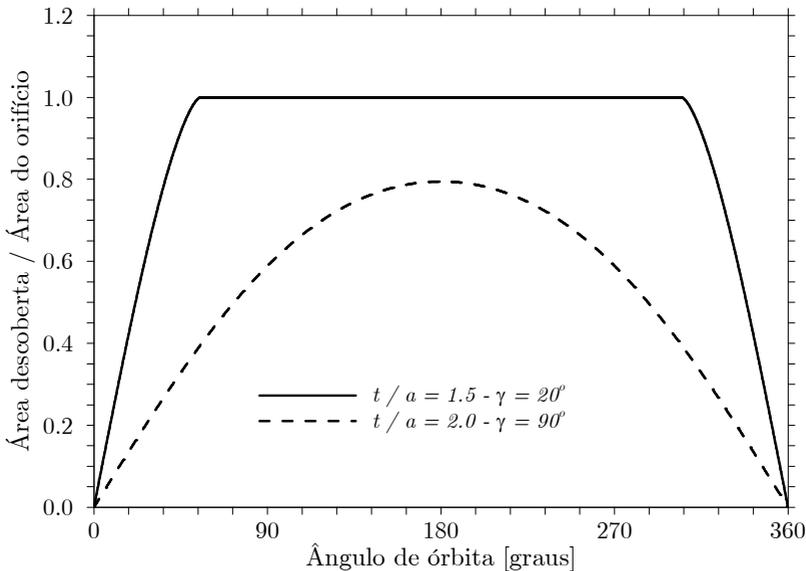


Figura 3.9 – Variação da área descoberta de descarga para duas geometrias de espira.

Área de folga de flanco

Para o vazamento de flanco, as áreas de entrada ou de saída de fluido refrigerante para uma câmara são iguais e constantes ao longo de todo o processo de compressão, dadas simplesmente pelo produto entre a folga de flanco δ_f e a altura da espira h . Assim,

$$A_f = h\delta_f \quad (3.59)$$

Como explicado anteriormente, quando o ângulo de rotação θ é maior que o ângulo de descarga θ_d , o último par de pontos conjugados da câmara mais interna desconecta-se. Se houver diferença entre as pressões do gás nas câmaras simetricamente opostas, ocorrerá um escoamento de gás de uma câmara à outra, até que as pressões se equalizem. A área de flanco que conecta estas duas câmaras (A_{dd}) durante a descarga é determinada pela linha imaginária que conecta os pontos de inflexão das curvas circulares que formam as espira fixa e móvel (Fig. 3.8), sendo obtida a partir de:

$$A_{dd} = h \left[2\sqrt{r_o (r_o + 2r_1) \operatorname{sen} \left(\frac{\gamma + \theta}{2} \right) + r_1^2 - 2r_1 + \delta_f} \right] \quad (3.60)$$

Inicialmente, a área de passagem entre as câmaras é muito pequena, restringindo o escoamento e atrasando a equalização de pressão entre as duas câmaras. Por isto, é comum a adoção de um falso orifício de descarga (*dummy port*) na espira móvel para auxiliar a equalização de pressão entre as duas câmaras. Cui (2005), através de um modelo 3D de simulação, mostra que a adoção de um falso orifício reduz possíveis assimetrias entre as câmaras opostas durante o processo de descarga e aumenta a eficiência do compressor.

Área de folga de topo

Basicamente, o gás aprisionado em uma câmara pode escoar pela folga de topo para a câmara adjacente, para o pleno de sucção, ou mesmo para a câmara simetricamente oposta, caso haja um gradiente de pressão entre elas. A Fig. 3.10 ajuda a entender por onde estes vazamentos ocorrem.

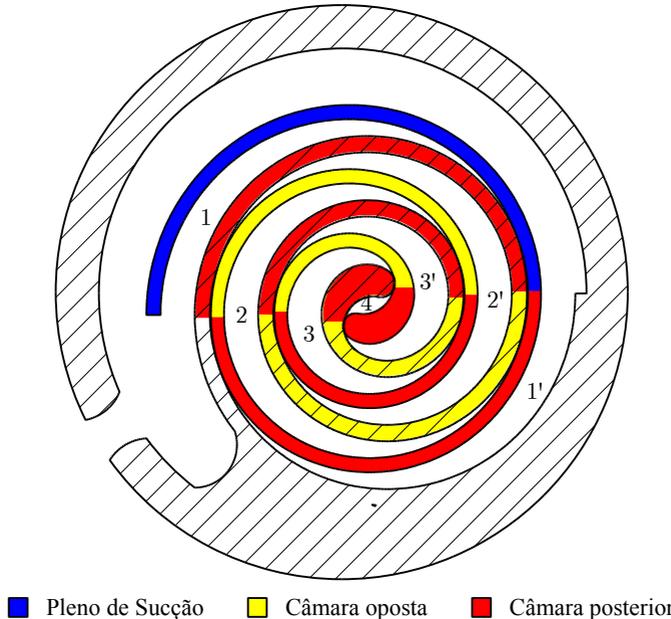


Figura 3.10 – Representação das regiões de vazamento de topo.

A região em azul demarca a folga entre a câmara e o pleno de sucção. Normalmente, a espiral fixa faz parte do próprio bloco do compressor e assim não há contato entre o pleno de sucção e a câmara simetricamente oposta. As regiões em vermelho referem-se às folgas de topo que interligam câmaras adjacentes, ou seja, câmaras com pressões teoricamente distintas. As regiões em amarelo representam a ligação entre câmaras simetricamente opostas, teoricamente a mesma pressão.

As expressões semi-analíticas para o cálculo das áreas de vazamento de topo são mais complexas que as áreas de

vazamento de flanco, especialmente se o perfil central das espiras for considerado. De maneira geral, essas áreas podem ser calculadas pela soma das parcelas referentes às curvas evolventes e às curvas circulares, tal que:

$$A_t = \delta_t \left[\int_{\varphi_{1,e}}^{\varphi_{2,e}} a \varphi d\varphi + \int_{\varphi_{1,c}}^{\varphi_{2,c}} r_2 \left(\frac{\pi - 2\beta}{\varphi_{1A}} \right) d\varphi \right] \quad (3.61)$$

e assim:

$$A_t = \delta_t \left[\frac{1}{2} a \left(\varphi_{2,e}^2 - \varphi_{1,e}^2 \right) + r_2 \left(\frac{\pi - 2\beta}{\varphi_{1A}} \right) \left(\varphi_{2,c} - \varphi_{1,c} \right) \right] \quad (3.62)$$

onde δ_t é a folga de flanco. Aplicando-se os limites de integração apropriados obtêm-se as expressões para as áreas da folga de topo.

A Fig. 3.11 exemplifica a variação dos comprimentos para uma geometria típica de espira. Como se pode observar, o comprimento da folga de topo que interliga uma determinada câmara à câmara vizinha anterior é máximo logo após o início do processo de compressão ($\theta = 3\pi$), reduzindo quase que linearmente até o final do processo. O contato com a câmara simétrica oposta tem o mesmo comportamento, apenas defasado de um ângulo $-\pi$. Embora a área de contato com o pleno de sucção seja elevada, a diferença de pressão é normalmente pequena e, portanto, o mesmo acontecendo com o vazamento por ela. Da mesma forma, pode-se também supor diferenças de pressão e vazamentos de gás pequenos entre pares de câmaras simetricamente opostas.

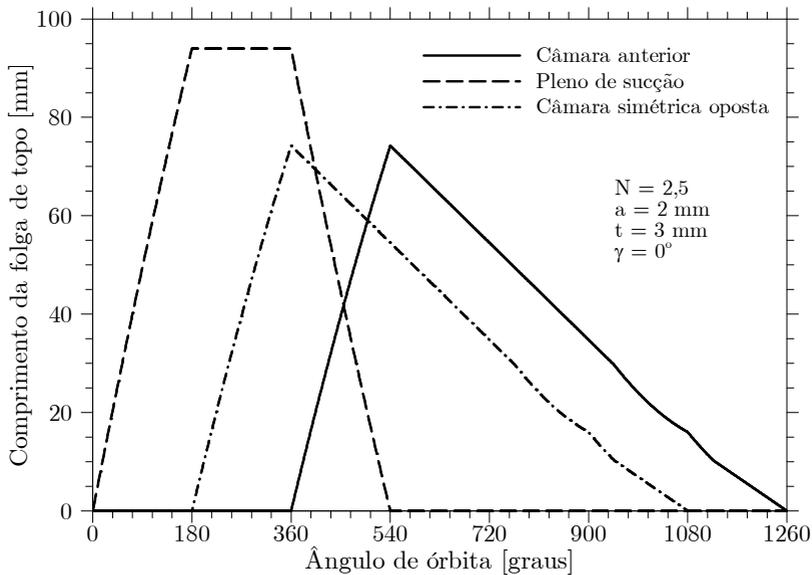


Figura 3.11 – Variação dos comprimentos da folga de topo ao longo do processo de compressão.

3.8 Áreas parietais das câmaras

As áreas parietais das câmaras são utilizadas no cálculo da troca de calor entre o gás refrigerante e as paredes das espiras.

As áreas das bases das espiras móvel e fixa, $A_{w,bas}$, são as próprias áreas das seções transversais dos volumes das câmaras e podem ser calculadas facilmente através das expressões apresentadas na seção 3.6, bastando dividir o volume da câmara pela altura da espira.

As áreas laterais, por sua vez, podem ser obtidas através de expressões semelhantes àquelas apresentadas para o cálculo das áreas de vazamento de topo, diferindo-as basicamente pelos limites de integração. Assim, de forma geral, pode-se escrever que:

$$A_{w,lat} = h \left[\frac{1}{2} a (\varphi_{2,e}^2 - \varphi_{1,e}^2) + r_2 \left(\frac{\pi - 2\beta}{\varphi_{iA}} \right) (\varphi_{2,c} - \varphi_{1,c}) \right] \quad (3.63)$$

A Fig. 3.12 ilustra a variação dos comprimentos das paredes laterais de uma determinada câmara ao longo do processo de compressão. A lateral interna ($L_{w,int}$) representa o perfil côncavo e a lateral externa ($L_{w,ext}$) o convexo⁶.

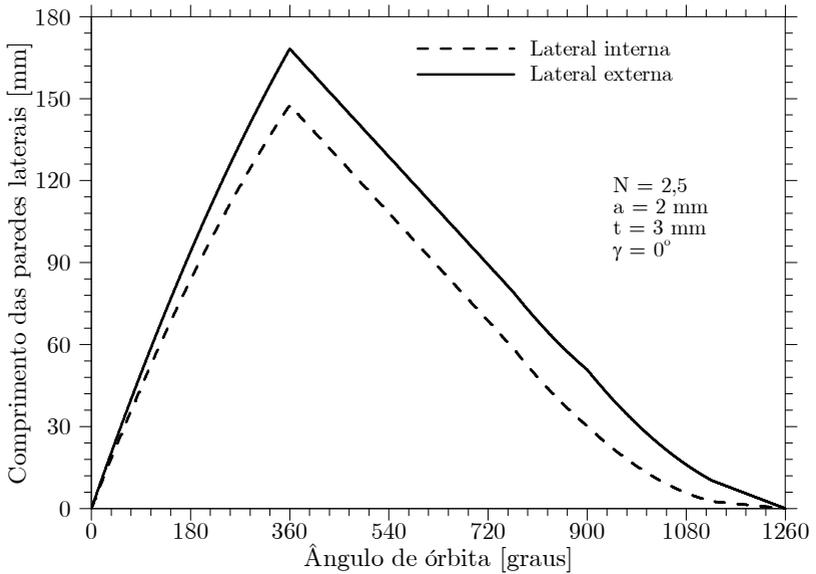


Figura 3.12 – Variação dos comprimentos das paredes laterais da câmara ao longo do processo de compressão.

3.9 Similaridade geométrica

No estudo dos fenômenos que envolvem o escoamento de fluidos, tanto numérica quanto experimentalmente, existem,

⁶ A lateral interna da câmara é formada pelo perfil externo da espira, enquanto a lateral externa é formada pelo perfil interno.

invariavelmente, muitos padrões de escoamentos e parâmetros geométricos envolvidos. A análise dimensional do problema através do Teorema dos Π 's de Buckingham é uma forma de obter grupos adimensionais que garantam a similaridade geométrica, cinemática e dinâmica do problema. Desta forma, correlações podem ser obtidas em função de números adimensionais característicos com um número mínimo de experimentos ou simulações.

As condições de similaridade cinemática e dinâmica, e os grupos adimensionais resultantes, serão discutidos durante as análises dos vazamentos e da transferência de calor.

A similaridade geométrica completa do par de espiras é obtida pelo número de voltas da espira, N , e através das relações adimensionais h/a , t/a e δ/a , onde δ varia de acordo com a folga.

Para as análises simplificadas de vazamento e de transferência de calor, é conveniente estabelecer a similaridade geométrica de uma única câmara. Para tal, a relação t/a é substituída pela curvatura adimensional da câmara, C^* , que é função do diâmetro hidráulico, D_h , e do raio de curvatura médio da câmara, R_c . Assim, tem-se que:

$$C^* = \frac{D_h}{R_c} \quad (3.64)$$

onde,

$$D_h = \frac{4V}{A_w} = \frac{4V}{2A_{w,bas} + A_{w,int} + A_{w,ext}} \quad (3.65)$$

$$R_c = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{L_{w,ext} + L_{w,int}}{2} \right) \quad (3.66)$$

Para perfis formados apenas por curvas evolventes, as equações simplificam-se a:

$$D_h = \frac{2r_o}{1 + r_o/h} \quad (3.67)$$

$$R_c = a(2\pi N + \pi - \theta) \quad (3.68)$$

Se a hipótese de escoamento bidimensional é adota, tem-se que $h \gg a$, e, conseqüentemente, $h \gg r_o$. Assim, o diâmetro hidráulico da câmara reduz-se à $D_h = 2r_o$, ou seja, à distância máxima entre as paredes laterais que formam a câmara de compressão. Este valor é semelhante à definição do comprimento característico para escoamentos entre placas planas, dado pela própria distância entre as placas (ou por duas vezes à distância, dependendo da referência).

A Fig. 3.13 exemplifica a variação da curvatura adimensional da câmara para diferentes relações t/a , incluindo também a variação da curvatura de uma espira do tipo arco-duplo para $t/a = 3/2$. Como esperado, a curvatura aumenta conforme o final do processo de compressão se aproxima.

Em síntese, a similaridade geométrica da câmara pode ser resumida às seguintes relações:

$$\delta_t^* = \frac{\delta_t}{t} \quad (3.69)$$

$$\delta_f^* = \frac{\delta_f}{2(a\pi - t)} \quad (3.70)$$

$$C^* = \frac{2(a\pi - t)}{a(2\pi N + \pi - \theta)} \quad (3.71)$$

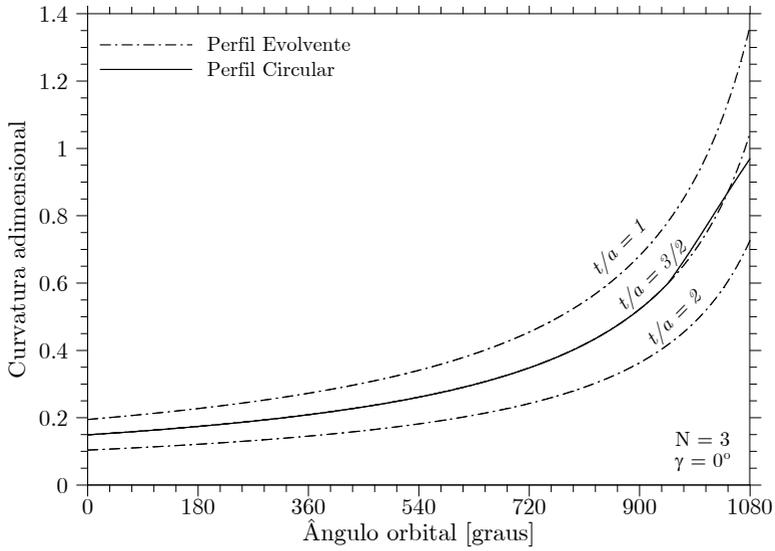


Figura 3.13 - Variação da curvatura adimensional com o ângulo orbital.

Capítulo 4: Modelo Integral de Simulação

Neste capítulo, apresenta-se um modelo de simulação numérica para o compressor *scroll* que adota uma formulação integral. O processo de compressão é modelado através do acompanhamento de um volume de fluido desde o início do processo de sucção até o final do processo de descarga. Esta abordagem difere de outras apresentadas na literatura para modelos integrais, nas quais todas as câmaras são resolvidas simultaneamente (Puff e Krueger, 1992; Chen *et al.*, 2002). As implicações deste tipo de abordagem são discutidas ao longo das próximas seções.

4.1 Processo de compressão

O fluxo de massa e o trabalho de compressão são os dados necessários para que o desempenho termodinâmico do compressor seja avaliado. Além disso, o conhecimento da temperatura de descarga do gás é importante para que a confiabilidade e a segurança do compressor sejam garantidas. Para tal, a temperatura, a massa e a pressão do gás refrigerante ao longo de todo o processo de compressão precisam ser determinadas através de leis de conservação e de uma equação de estado. Além disso, outros modelos precisam ser adotados a fim de representar os

efeitos dos processos de sucção e de descarga, da transferência de calor e dos vazamentos internos sobre o processo de compressão.

4.1.1 Equações governantes

As variações de temperatura, massa e pressão em um determinado volume de gás, ao longo de todo o processo de compressão, podem ser calculadas a partir das equações de conservação da massa e da energia para um volume de controle, combinadas a uma equação de estado que relacione pressão com temperatura e densidade. Conforme mostrado em Chen *et al.* (2002), as taxas de variação da massa m e da temperatura T do gás refrigerante ao longo do tempo t podem ser calculadas por:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \sum \dot{m}_{in} - \sum \dot{m}_{out} \quad (4.1)$$

e

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{mc_v} \left\{ \begin{array}{l} -T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left[\frac{\partial V}{\partial t} - \frac{(\sum \dot{m}_{in} - \sum \dot{m}_{out})}{\rho} \right] \\ - \sum \dot{m}_{in} (h - h_{in}) + \dot{Q}_w \end{array} \right\} \quad (4.2)$$

onde c_v é o calor específico do gás a volume constante e \dot{Q}_w é a taxa de calor trocada entre o fluido e as paredes das espiras.

A terceira equação requerida para determinar as propriedades termodinâmicas do gás é uma equação de estado para a pressão p do tipo:

$$p = p(T, \rho) \quad (4.3)$$

onde a densidade ρ é obtida a partir da massa de gás m na câmara de compressão dividida pelo volume da câmara V em cada instante de tempo.

As Eqs. (4.1) e (4.2) são equações diferenciais de primeira ordem e precisam ser integradas numericamente em relação às variáveis independentes massa m e temperatura T . São necessários também modelos para estimar os fluxos de massa \dot{m}_{in} e \dot{m}_{out} que entram e saem da câmara, respectivamente, e a taxa de transferência de calor \dot{Q}_w junto às suas paredes. Além disso, são necessárias expressões derivadas da equação de estado para a variação de pressão com a temperatura a volume constante $(\partial p / \partial T)_V$, e para a entalpia do gás na câmara, h , e para a entalpia do gás que entra, h_{in} .

Dada a simetria das espiras, matematicamente o par de câmaras simétricas opostas é tratado como um único volume de gás e, assim, com propriedades iguais e uniformes. Além de ser uma hipótese fisicamente adequada, esta simplificação facilita o desenvolvimento do código numérico e reduz o tempo computacional. Lembrando que, para um processo isentrópico a pressão e o volume do gás correlacionam-se por $pV^\gamma = \text{constante}$, o impacto da temperatura do gás dá-se através da dependência da razão entre os calores específicos. Assim, diferenças de temperatura no gás succionado pelas duas câmaras de sucção não impactam significativamente na evolução da pressão ao longo da compressão, como mostrado na Fig. 4.1. Em caso de assimetria térmica, temperaturas médias do gás podem ser adotadas na simulação. Além disto, pequenas diferenças de pressão seriam eliminadas rapidamente pelo vazamento de gás pela folga de topo e por falsos orifícios na região de descarga.

A Fig. 4.2 compara os diagramas p - V obtidos através de dois métodos de cálculo do volume da câmara: (i) pelas relações aproximadas apresentadas por Wang *et al.* (2005), e (ii) pela integração da Eq. (3.55). Percebe-se que, para o caso considerado como exemplo ($N=3$), as relações aproximadas subestimam a potência consumida durante o processo de descarga, resultando em uma diferença de 1,8% na eficiência isentrópica. Deve-se ressaltar que tais erros são fortemente dependentes da geometria das espiras e podem ser desprezíveis em muitos casos. De

qualquer forma, o resultado obtido justifica a adoção da Eq. (3.55) no cálculo do volume da câmara.

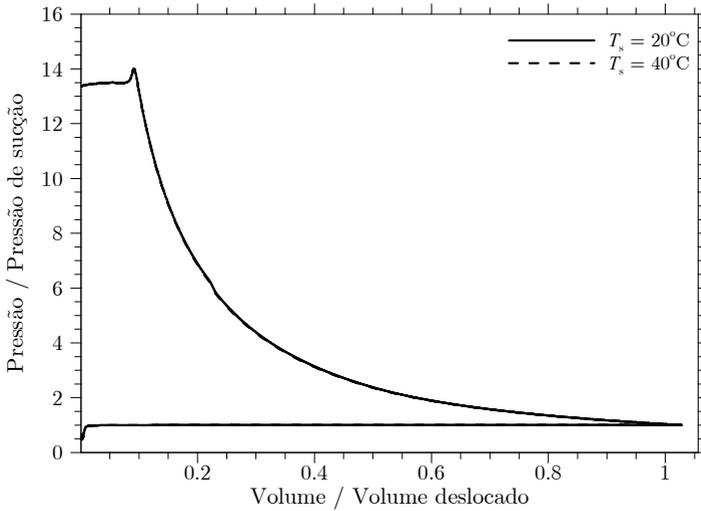


Figura 4.1 – Influência da temperatura do gás succionado na evolução da pressão ao longo da compressão (R-600a).

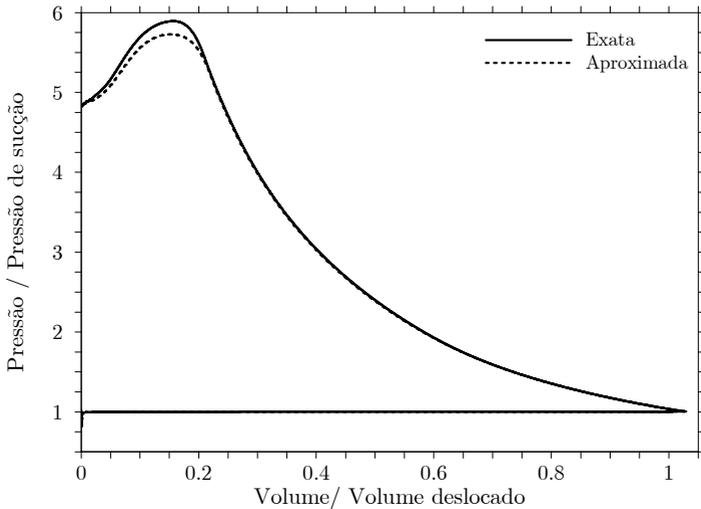


Figura 4.2 – Influência da metodologia de cálculo do volume da câmara no diagrama p - V .

4.1.2 Propriedades termodinâmicas

Diferentes fluidos refrigerantes são avaliados durante o presente estudo. Para a maioria deles, nas condições de operação típicas, a hipótese de gás ideal não é válida. A Fig. 4.3 apresenta resultados de pressão em função do volume da câmara para dois fluidos refrigerantes: R-134a (fluido puro) e R-404a (mistura). Como esperado, a hipótese de gás ideal resulta em pressões mais altas e temperaturas mais baixas para o gás no processo de compressão. Assim, a potência indicada é superestimada e, conseqüentemente, a eficiência do compressor subestimada. Desta forma, modelos para gases reais são necessários.

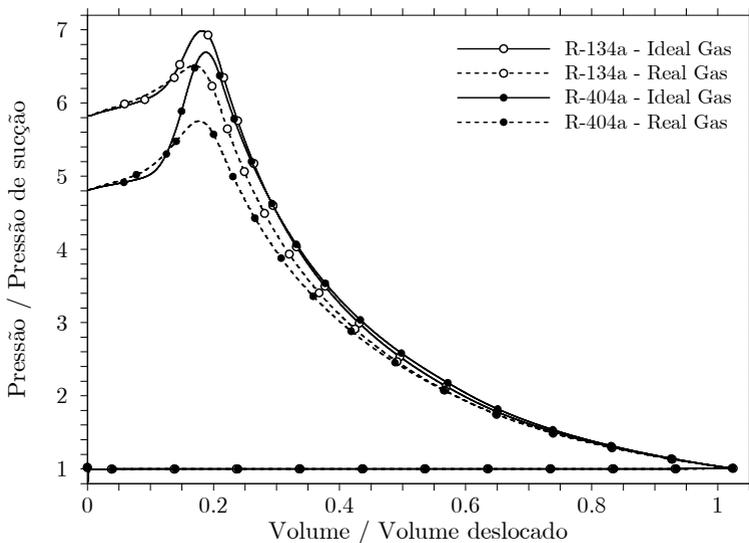


Figura 4.3 – Resultados de diagrama p - V obtidos pelas hipóteses de gás real e ideal.

Neste trabalho, as propriedades e relações termodinâmicas do fluido refrigerante são calculadas a partir das bibliotecas disponíveis no código Refprop (NIST, 2007). Esse programa utiliza modelos da literatura para o cálculo de propriedades termodinâmicas e de transporte de fluidos puros ou de misturas, a

partir de outras duas propriedades (temperatura e pressão ou temperatura e densidade).

4.2 Fluxos de massa

Os fluxos de massa a serem calculados referem-se aos processos de sucção, descarga, e vazamentos internos. Um dos objetivos específicos deste trabalho é analisar e, se necessário, ajustar modelos para que representem satisfatoriamente o escoamento de gás em diferentes geometrias e amplas faixas de condições de operação do compressor.

4.2.1 Processo de sucção

Como discutido no capítulo anterior, o volume da câmara de sucção aumenta com o movimento orbital da espira móvel até alcançar um ponto de máximo, decrescendo em seguida. Durante o aumento do volume a pressão dentro da câmara de sucção diminui devido à expansão do gás, ficando abaixo da pressão do gás na linha de sucção, forçando assim a entrada de gás refrigerante para dentro da câmara. Após o volume da câmara atingir o seu valor máximo e começar então a decrescer, ocorre um aumento da pressão na câmara de sucção e um consequente refluxo de gás na entrada da câmara. No entanto, o efeito da inércia do gás faz com que a massa aprisionada na câmara de sucção seja maior do que aquela que seria obtida se o processo ocorresse de maneira quase-estática, aumentando assim a eficiência volumétrica do compressor.

Como na maioria dos modelos integrais, a vazão mássica através da área de passagem da sucção é estimada com referência a um escoamento isentrópico compressível em bocal convergente, dada por:

$$\dot{m} = C_c A_s \sqrt{2p_h \rho_h} \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p_l}{p_h} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_l}{p_h} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} \quad (4.4)$$

onde C_c é o coeficiente de contração do escoamento, A_s é a área de passagem de sucção, γ é razão entre os calores específicos c_p/c_v , e os sub-índices “h” e “l” referem-se, respectivamente, às propriedades nas câmaras de alta e baixa pressão. O fluxo de massa pode ser limitado caso o escoamento alcance a condição crítica, correspondente a número de Mach igual a 1. Neste caso, a vazão é ainda calculada pela Eq. (4.4), mas com a razão de pressão p_l/p_h dada pela condição crítica:

$$\left(\frac{p_l}{p_h} \right)_{\text{crítico}} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.5)$$

O coeficiente de contração do escoamento, C_c , pode ser entendido como um fator de ajuste do modelo e, via de regra, os trabalhos na literatura não informam os valores utilizados na simulação do processo de sucção. Uma análise preliminar através do modelo integral aqui desenvolvido mostra que o efeito do coeficiente de contração sobre os resultados de eficiência volumétrica e isentrópica do compressor cresce consideravelmente com o aumento da velocidade de operação do compressor, como pode ser observado na Fig. 4.4 para a eficiência volumétrica. A dependência da eficiência volumétrica com o coeficiente de contração em rotações mais elevadas varia também com a capacidade de refrigeração e a pressão de sucção. Por outro lado, observa-se que para a rotação de 3000 rpm, uma condição de referência na maioria dos trabalhos, os resultados são praticamente insensíveis ao coeficiente de contração. Deve ser mencionado que na obtenção dos resultados foram excluídos os efeitos de vazamentos internos e de transferência de calor.

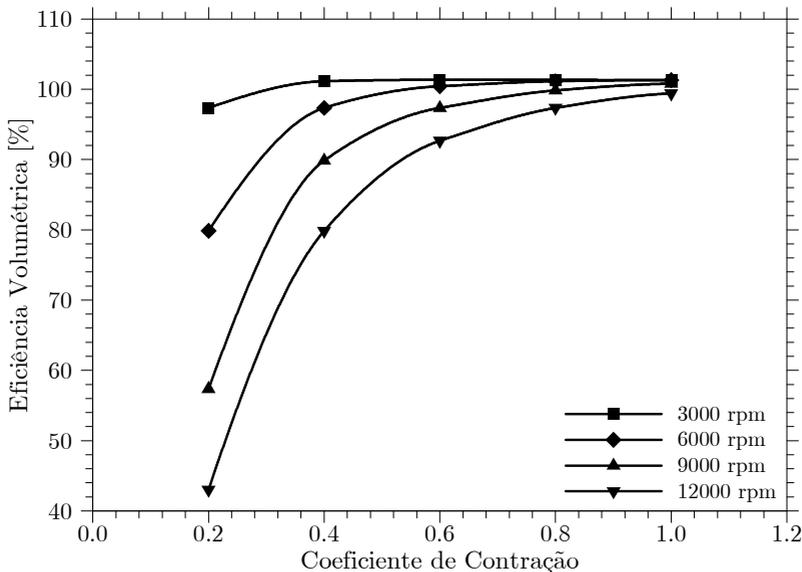


Figura 4.4 – Influência do coeficiente de contração na modelagem do processo de sucção sobre a eficiência volumétrica do compressor.

Dada a influência do coeficiente de contração sobre a previsão numérica do desempenho do compressor, um estudo numérico do processo de sucção foi realizado através do modelo diferencial a ser apresentado no Cap. 6. Observou-se que o coeficiente de contração é quase sempre muito próximo de 1, mesmo em rotações mais elevadas.

4.2.2 Processo de descarga

Além do próprio processo de descarga, no qual o gás comprimido escoava para a linha de descarga pela válvula, outro escoamento interno pode ocorrer entre a câmara de descarga e o orifício de descarga (Fig. 4.5). Em ambos, a vazão mássica é calculada através da Eq. (4.4).

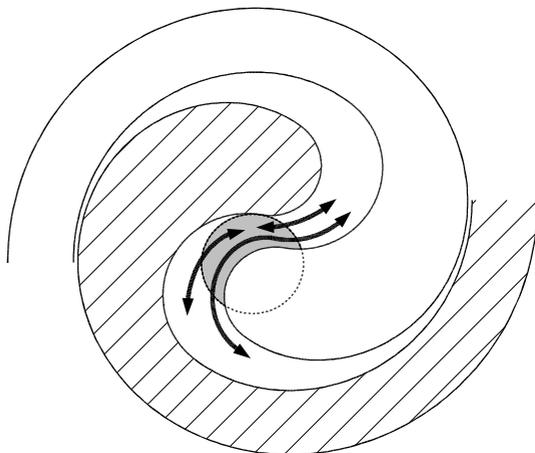


Figura 4.5 – Representação dos escoamentos internos de gás durante o início do processo de descarga.

Conforme discutido no capítulo anterior, o processo de descarga inicia quando se atinge o ângulo de descarga θ_d . A partir desse instante as duas câmaras simetricamente opostas entram em contato direto, conforme ilustrado na Fig. 4.5. Caso haja uma diferença de pressão entre elas, gás refrigerante escoará de uma câmara à outra. Falsos orifícios localizados na espira móvel aceleram o processo de equalização de pressão, reduzindo assimetrias entre as duas câmaras. O tratamento matemático adotado no modelo desenvolvido neste trabalho não diferencia câmaras simétricas opostas e, desta forma, este fluxo de massa não é considerado no modelo de simulação.

Outro fluxo de massa que ocorre durante o processo de descarga surge da diferença de pressão entre as câmaras de descarga e o orifício de descarga. Em compressores que não adotam válvulas de descarga, a pressão no orifício é igual à própria pressão da linha de descarga, sendo uma função da temperatura de condensação, e nenhum procedimento especial é necessário. Quando válvulas são empregadas, o volume do orifício pode afetar a eficiência do compressor. Caso a válvula de descarga

esteja fechada no momento que as câmaras se conectam ao orifício de descarga, a perda por re-expansão de gás é limitada pela massa de refrigerante contida no próprio orifício.

Diferente dos demais trabalhos encontrados na literatura, o modelo aqui proposto resolve as equações de conservação da massa e da energia, Eqs. (4.1) e (4.2), para o volume do orifício de descarga separadamente. Assim, o orifício de descarga troca massa com a câmara de compressão e com o pleno de descarga. Estes fluxos de massa são função da área descoberta do orifício e da dinâmica de válvula, além da diferença de pressão. O escoamento através do orifício é admitido ser adiabático.

Dinâmica da válvula

A dinâmica da válvula de descarga é resolvida através de um modelo simplificado massa-mola-amortecedor com um grau de liberdade, conforme esquematizado na Fig. 4.6. O modelo assume que a palheta é rígida e seu movimento dá-se apenas na direção paralela ao assento da válvula. O movimento de abertura inicia-se quando a pressão na câmara de descarga p torna-se maior que a pressão na linha de descarga p_d . O afastamento entre a válvula e o seu assento, w , é então determinado a cada instante de tempo pela solução da seguinte equação diferencial:

$$m_{\text{eq}} \ddot{w} + c\dot{w} + kw = F_p \quad (4.6)$$

onde m_{eq} , c e k são, respectivamente, a massa equivalente, o coeficiente de amortecimento e a constante elástica da palheta. Nos cálculos da força devido ao carregamento de pressão sobre a palheta, F_p , e do fluxo de massa através da válvula são empregados os conceitos de áreas efetivas de força e de escoamento, obtidas numericamente para diferentes valores de afastamento adimensional w/D_d . Tal abordagem tem sido empregada há muitos anos na solução da dinâmica de válvulas em modelos de simulação integrais de compressores alternativos (Lopes e Prata, 1997; Pereira, 2007), mostrando-se adequada.

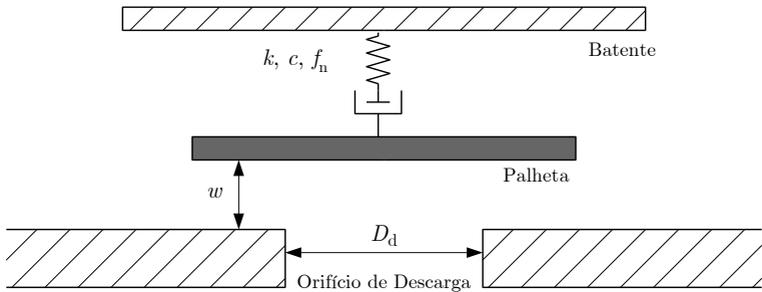
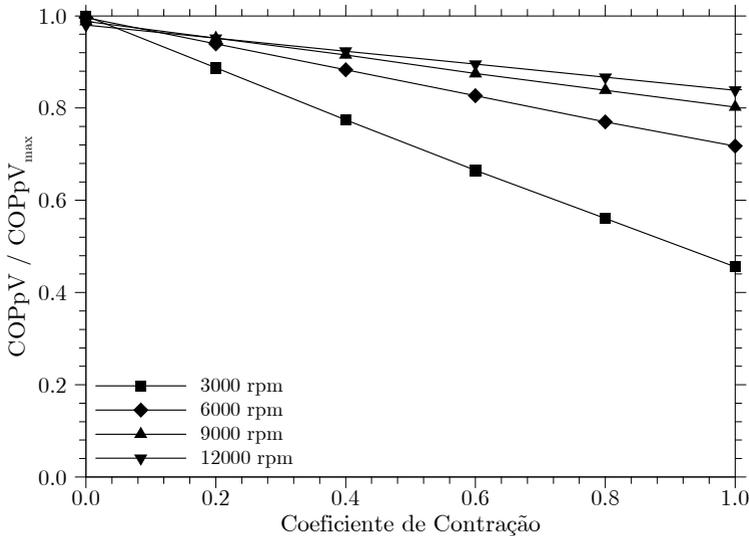


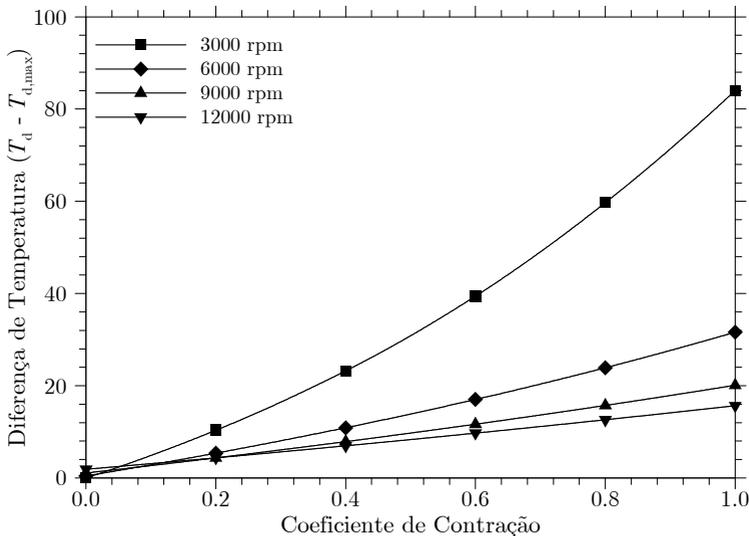
Figura 4.6 – Dinâmica de válvulas: sistema massa-mola-amortecedor.

4.2.3 Vazamentos internos

Um dos modelos mais simples e mais utilizados para estimar vazamentos adota, como referência, o escoamento isentrópico em bocal convergente, na qual efeitos geométricos e viscosos são incorporados via um coeficiente de contração. Desta forma, uma análise preliminar foi inicialmente realizada para avaliar a influência do coeficiente de contração sobre o resultado de desempenho do compressor, como realizado para o processo de sucção. A Fig. 4.7 mostra as variações do Coeficiente de Performance Termodinâmico do compressor (COP_{pV}) e da temperatura de descarga do gás T_d em função do valor do coeficiente de contração. Por simplicidade, os resultados são apresentados são relativos aos valores máximos observados nestas análises. Nesta análise, o processo de sucção foi considerado ideal e o processo de compressão adiabático. Além disto, as folgas de topo e de flanco foram assumidas iguais a $10\mu\text{m}$. Embora a influência do coeficiente de contração seja maior nas menores frequências de operação do compressor, a mesma é também significativa nas maiores frequências. Por exemplo, para a rotação de 12000 rpm a variação do COP_{pV} chega a quase 20% e da temperatura de descarga a quase 14°C .



(a) Coeficiente de Performance Termodinâmico



(b) Temperatura de descarga

Figura 4.7 – Influência do coeficiente de contração na modelagem dos vazamentos através da relação para escoamentos isentrópicos sobre o desempenho do compressor.

Devido à incerteza e a influência dos coeficientes de contração, os vazamentos de topo (\dot{m}_t) e de flanco (\dot{m}_f) foram incorporados ao modelo integral de simulação através de relações na forma:

$$\dot{m}_t = f(p_1, p_h, \mu, \gamma, \delta_t, t) \quad (4.7)$$

$$\dot{m}_f = f(p_1, p_h, \mu, \gamma, \delta_f, R_c, D_h) \quad (4.8)$$

O modelo para o vazamento pela folga de flanco, Eq. (4.8), difere-se pela geometria curva das paredes, representada pela curvatura média R_c e pelo diâmetro hidráulico D_h da câmara de compressão. A análise e o desenvolvimento destas relações funcionais são apresentados no Cap. 6.

4.3 Transferência de calor

Diversos trabalhos na literatura incorporam indiretamente a troca de calor entre o gás e as espiras através do uso de coeficientes politrópicos na modelagem do processo de compressão. Entretanto, quando a primeira lei da termodinâmica é adotada, surge a necessidade de modelar a taxa transferência de calor \dot{Q}_w em cada instante de tempo. Aqui, adota-se a lei de resfriamento de Newton:

$$\dot{Q}_w = h_c (\bar{T}_w - T) A_w \quad (4.9)$$

onde h_c é o coeficiente de troca convectiva de calor, \bar{T}_w é a temperatura média da parede, T é a temperatura do gás na câmara, e A_w representa a área da parede interna da câmara, como descrita no capítulo anterior. A Eq. (4.9) é aplicada para cada uma das paredes internas que formam a câmara de compressão: laterais interna e externa, base da espira fixa e base da espira móvel.

No cálculo da temperatura média da parede, que varia com o ângulo de órbita, assume-se uma variação linear da temperatura da espiral ao longo do seu ângulo evolvente. Além disso, consideram-se idênticos os campos de temperatura nas espiras fixa e móvel. Assim, para um perfil evolvente de espira, pode-se mostrar que:

$$\bar{T}_{w,\text{ext}} = T_{w,\text{max}} - \frac{2}{3} \left(\frac{T_{w,\text{max}} - T_{w,\text{min}}}{\varphi_e - \alpha} \right) \left(\frac{\varphi_{i,\text{ext}}^3 - \varphi_{i,\text{int}}^3}{\varphi_{i,\text{ext}}^2 - \varphi_{i,\text{int}}^2} \right) \quad (4.10)$$

$$\bar{T}_{w,\text{int}} = T_{w,\text{max}} - \frac{2}{3} \left(\frac{T_{w,\text{max}} - T_{w,\text{min}}}{\varphi_e - \alpha} \right) \left(\frac{\varphi_{o,\text{ext}}^3 - \varphi_{o,\text{int}}^3}{\varphi_{o,\text{ext}}^2 - \varphi_{o,\text{int}}^2} \right) \quad (4.11)$$

onde as temperaturas mínima ($T_{w,\text{min}}$) e máxima ($T_{w,\text{max}}$) da espiral são condições de contorno do problema, a serem analisadas no Cap. 7. Embora obtidas para perfis de espira evolventes, as Eqs. (4.10) e (4.11) preveem valores com erros menores que 2% quando aplicadas a geometrias formadas por curvas circulares.

No cálculo da temperatura média da base de uma determinada câmara, assume-se que a mesma é igual à temperatura da espiral, variando linearmente com o raio da base da espira. Assim, obtêm-se a seguinte expressão aproximada:

$$\bar{T}_{w,b} = T_{w,\text{max}} - \left(\frac{T_{w,\text{max}} - T_{w,\text{min}}}{\varphi_e - \alpha} \right) \left(\frac{\varphi_{i,\text{ext}} + \varphi_{i,\text{int}}}{2} \right) \quad (4.12)$$

Por último e mais importante, necessita-se de uma relação funcional entre o coeficiente de troca de calor (h_c) e os parâmetros característicos do escoamento, que dependam do fluido refrigerante, da geometria das espiras e da condição de operação. O objetivo principal do Cap. 7 é justamente analisar e desenvolver uma relação funcional para o número de Nusselt, Nu , na forma:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}, \gamma, R_c, D_h) \quad (4.13)$$

onde Re e Pr são os números de Reynolds e de Prandtl, a serem definidos posteriormente.

4.4 Procedimento de solução numérica

A simulação do processo de compressão consiste basicamente na solução das equações diferenciais governantes de primeira ordem apresentadas na seção 4.1. Para tal, adota-se o método explícito de Euler, de forma que para cada instante de tempo os novos valores da massa e da temperatura são determinados por:

$$m = m^0 + \left(\frac{dm}{dt} \right)^0 \Delta t \quad (4.14)$$

$$T = T^0 + \left(\frac{dT}{dt} \right)^0 \Delta t \quad (4.15)$$

onde o sobre-índice 0 refere-se a valores no instante de tempo anterior, e Δt é o avanço de tempo. As propriedades do gás na câmara podem ser facilmente obtidas em função do ângulo orbital θ através da sua relação com o tempo t e com a frequência de operação do compressor w :

$$\frac{d\theta}{dt} = w \quad (4.16)$$

Cabe aqui um comentário sobre a escolha do método numérico para a solução das equações diferenciais ordinárias (EDOs). Para algumas equações diferenciais, a aplicação de métodos comuns, tais como Euler, Runge-Kutta explícito, ou

métodos de multi-passos (métodos de Adams–Bashforth, por exemplo), origina instabilidades na solução numérica. Equações que exibem este comportamento são descritas como equações rígidas (*stiff equations*). Este comportamento de instabilidade é normalmente associado à presença de diferentes escalas de tempo no problema fundamental, sendo contornado pela redução do avanço de tempo da solução numérica. No problema em questão, observou-se o aparecimento de instabilidades devido aos vazamentos de gás pelas folgas. Quando o avanço no tempo é demasiadamente elevado, a massa de gás que deixa a câmara entre dois instantes de tempo consecutivos pode ser superestimada, causando uma queda de pressão muito elevada. Consequentemente, a pressão do gás na câmara pode cair a um nível abaixo da pressão da câmara para qual o gás vazou, o que é fisicamente incoerente. Por este motivo, a adoção do método Runge-Kutta de quarta-ordem exigiu avanços de tempo da mesma ordem do método de Euler, escolhido devido à sua simplicidade de implementação.

Um artifício aqui utilizado para aumentar a estabilidade do procedimento de solução numérica foi limitar o fluxo de massa deixando a câmara. Dada as pressões entre as duas câmaras interligadas e seus volumes, calcula-se o fluxo de massa máximo teórico para que as pressões nas duas câmaras se equalizem. Assim, o fluxo de massa calculado pelos modelos de vazamento, não pode ser maior que este valor limite. Este artifício permitiu a adoção de avanços de tempo cerca de três vezes maiores, sem comprometer a precisão dos resultados.

Conforme mencionado anteriormente, o método de solução adotado neste trabalho difere daqueles apresentados na literatura. Ao invés de todas as câmaras serem simuladas simultaneamente, acompanha-se uma câmara desde o início do processo de sucção até o final do processo de descarga. Em qualquer ângulo de órbita θ , as propriedades relativas às câmaras posteriores no mesmo ciclo de compressão são desconhecidas. Assim, apenas o vazamento interno de gás que deixa a câmara é calculado. Considera-se que a

massa de gás que entra na câmara devido ao vazamento é igual à massa que vazou da câmara posterior para esta mesma câmara no ciclo de compressão anterior, como esquematizado na Fig. 4.8. Este procedimento facilita a implementação e o entendimento do código computacional e só é possível devido à adoção de um método explícito para a solução das EDOs.

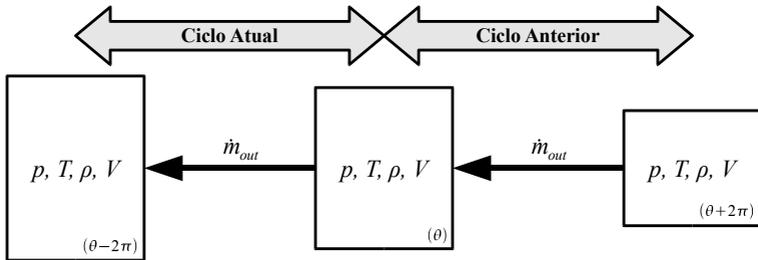


Figura 4.8 – Procedimento de solução: vazamentos internos.

Cabe ressaltar que existem três mecanismos de acoplamento entre as câmaras que tornam o processo de solução iterativo. O primeiro é originado pelos vazamentos internos de gás refrigerante de uma câmara à outra. O segundo surge da condução de calor pela espira, quando o perfil de temperatura das espiras é definido como uma função da temperatura de descarga do gás. O terceiro existe devido aos fluxos de massa entra o orifício de descarga e a câmara de compressão. A solução é considerada convergida quando o resíduo do balanço global de massa e a variação da temperatura de descarga média do gás em relação ao ciclo anterior são ambos menores que 10^{-3} , em termos relativos.

O fluxograma do algoritmo de solução é apresentado na Fig. 4.9. De maneira geral, o procedimento compreende os seguintes passos:

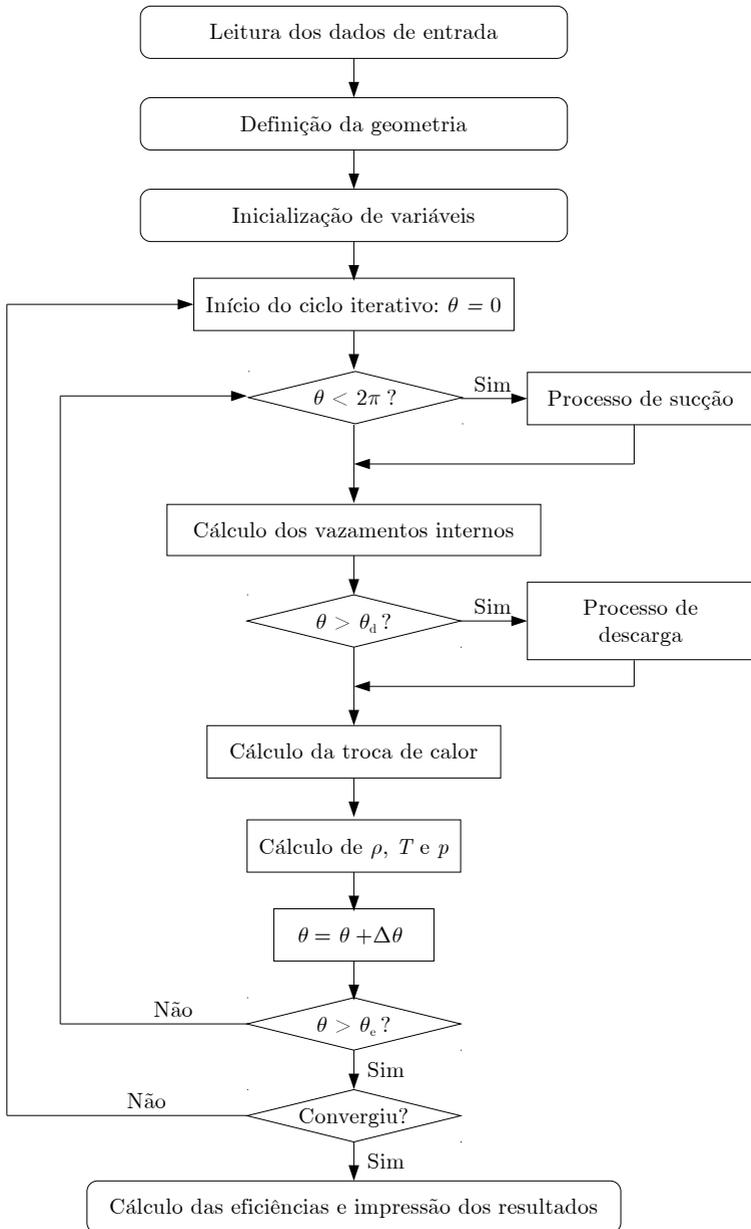


Figura 4.9 – Fluxograma do procedimento de solução do modelo integral.

1. Leitura dos dados de entrada: são lidos e armazenados dados de entrada da geometria, a condição de operação, os coeficientes de contração, os parâmetros da válvula de descarga, etc.;

2. Definição da geometria: a partir dos dados de entrada são calculados todos os demais parâmetros geométricos pertinentes à solução, tais como os ângulos evolventes de contato, as áreas de escoamento, e os volumes das câmaras, para cada instante de tempo da simulação. Os valores são armazenados em vetores, reduzindo o tempo computacional de simulação;

3. Inicialização de variáveis: além da inicialização e da alocação de memória para os vetores e demais variáveis, são estimados valores iniciais para a temperatura e para a densidade do gás na descarga, admitindo um processo isentrópico de compressão. Estes valores são utilizados no cálculo do fluxo de massa pela descarga em caso de refluxo;

4. Início do ciclo iterativo:

4.1. Compressão do gás: dados os fluxos de massa e o calor trocado entre o gás e as espiras no instante de tempo anterior, a massa atual e a temperatura média do gás na câmara são calculadas. A pressão média do gás na câmara é obtida da equação de estado. A partir do ângulo de descarga resolvem-se as equações de conservação de massa e de energia para o volume do orifício de descarga, obtendo-se suas propriedades termodinâmicas;

4.2. Fluxos de massa: o fluxo de massa de sucção é calculado durante o primeiro ciclo de revolução. A partir do ângulo de descarga resolvem-se os fluxos de massa entre a câmara e o orifício, e entre o orifício e o pleno de descarga. A dinâmica da válvula também é resolvida. A massa de gás que deixa a câmara devido aos vazamentos é calculada durante todo o ciclo. O fluxo de massa que entra na câmara por vazamento é o mesmo que saiu da respectiva câmara posterior no ciclo anterior;

4.3. Fluxo de calor: baseado na última temperatura calculada para o gás na câmara e no perfil de temperaturas da espira, a taxa de calor trocado entre o fluido e as paredes das espiras é calculado.

4.4. Incremento do tempo: caso o número total de passos no ciclo não tenha sido alcançado, calcula-se o novo ângulo de órbita e retorna-se ao passo 4.1.

5. Verificação da convergência: a convergência da solução é verificada ao final de cada ciclo através de um balanço de massa global e pela temperatura média do gás de descarga. Caso os resíduos sejam maiores que os critérios estabelecidos, a temperatura média e a densidade do gás na descarga são atualizadas e a solução retorna ao passo 4.

6. Pós-processamento: após a convergência do procedimento iterativo de solução, as eficiências são calculadas e os arquivos de saída são impressos.

Capítulo 5: Modelos Diferenciais

A maioria dos modelos termodinâmicos disponíveis para a simulação de compressores *scroll* empregam a formulação integral das leis de conservação na modelagem do processo de compressão. Entretanto, existe ainda a necessidade de um entendimento mais detalhado sobre alguns aspectos do processo de compressão, tais como vazamentos internos e transferência de calor entre o gás e as paredes das espiras. Os modelos diferenciais descritos neste capítulo foram empregados com o objetivo principal de avaliar tais fenômenos. A seguir, apresentam-se as características gerais destes modelos. Resultados específicos sobre vazamentos e transferência de calor são apresentados nos capítulos subsequentes.

5.1 Equações governantes

Os modelos a serem apresentados nas seções seguintes para quantificar vazamentos e transferência de calor em compressores *scroll* adotam as mesmas equações diferenciais para a conservação de massa, quantidade de movimento e energia.

A equação da conservação da massa pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (5.1)$$

onde ρ é a densidade e u_i é a componente de velocidade na direção i .

Para um referencial inercial, a equação de conservação da quantidade de movimento é expressa por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}) + F_i \quad (5.2)$$

onde p é a pressão, τ_{ij} é o tensor tensão viscosa, e F_i agrupa as forças de corpo atuando sobre o fluido. Para um fluido Newtoniano, τ_{ij} é definido como:

$$\tau_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \quad (5.3)$$

onde μ é a viscosidade dinâmica do fluido. O segundo termo dentro dos colchetes representa o efeito da dilatação volumétrica. A introdução da Eq. (5.3) na Eq. (5.2) origina as equações de Navier-Stokes.

A equação da conservação da energia, aplicando a Lei de Fourier para modelação de fluxo de calor e desconsiderando a geração de energia interna, pode ser escrita em termos da entalpia total do fluido, h , como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \rho h) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \tau_{ji}) \quad (5.4)$$

onde k é a condutividade térmica do fluido.

Por fim, a solução de escoamentos compressíveis necessita ainda de uma equação de estado que relacione a densidade com a pressão e a temperatura. Para um gás ideal, pode-se adotar a relação:

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (5.5)$$

Para gases reais, os modelos desenvolvidos pelo NIST (2007) para diversos fluidos refrigerantes são empregados através das bibliotecas disponibilizadas pelo próprio código Refprop v.8.

5.2 Modelos de turbulência

A solução numérica direta das equações de conservação para escoamentos turbulentos não é viável para problemas práticos de engenharia, devido ao custo computacional excessivo requerido para resolver toda a faixa de escalas de tempo e de comprimento da turbulência. Mesmo que existissem recursos computacionais suficientes para a simulação numérica direta, somente uma parte da solução seria de interesse em situações de engenharia. Desta forma, é comum a adoção do conceito de média temporal de Reynolds, segundo o qual uma propriedade qualquer instantânea, ϕ , pode ser escrita como a soma de uma quantidade média, $\bar{\phi}$, e uma parcela flutuante, ϕ' , associada à turbulência:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (5.6)$$

Todas as propriedades presentes nas equações de conservação apresentadas anteriormente podem apresentar variações decorrentes da turbulência. Contudo, considera-se que as variações da densidade, ρ , da viscosidade, μ , e da condutividade térmica, k , são suficientemente pequenas de tal forma que seus efeitos sobre a turbulência possam ser desprezados. Assim, aplicando o conceito de média de Reynolds, e retirando a barra referente à média sobre as propriedades, as equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia podem ser reescritas como (Versteeg e Malalasekera, 1995):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) + F_i \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \rho h) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i' h'}) \quad (5.9)$$

Estas equações também são conhecidas como equações de Reynolds ou equações RANS (*Reynolds-averaged Navier-Stokes*). Na equação da quantidade de movimento, Eq. (5.8), a média do produto das flutuações de velocidade $\overline{u_i' u_j'}$ é denominada de tensor de Reynolds, e representa a quantidade de movimento adicional transferida pela turbulência. A modelação deste termo, assim como a modelação do fluxo turbulento de energia, $\overline{u_i' h'}$, na equação de conservação de energia, é o objetivo principal dos modelos de turbulência.

Entre os modelos de turbulência do tipo RANS, destacam-se os que empregam o conceito de viscosidade turbulenta de Boussinesq e os modelos que resolvem equações de transporte para o tensor de Reynolds. Neste trabalho, diferentes modelos de viscosidade turbulenta foram empregados nas análises, representados pelos modelos $k\text{-}\varepsilon$ padrão (SKE), RNG $k\text{-}\varepsilon$ (RNG), $k\text{-}\varepsilon$ realizável (RKE) e $k\text{-}\omega$ SST (SST). Entretanto, os modelos RKE e SST merecem destaque, pois suas características favoráveis à solução de escoamentos na presença de taxas de deformação elevadas e regiões de recirculação os tornam, teoricamente, mais adequados para a análise do escoamento em geometrias curvas e em pequenas folgas.

5.2.1 Tratamento de parede

Não menos importante na análise de escoamentos turbulentos é a modelagem das regiões junto a paredes sólidas, devido à forte interação das mesmas com o escoamento médio. Tradicionalmente, duas abordagens são comumente empregadas. Em uma delas, as regiões viscosas junto às paredes, ditas subcamada limite viscosa e camada de amortecimento, não são resolvidas e modelos semi-empíricos, conhecidos por funções-parede (*wall functions*), são usados para avaliar o efeito da parede sobre o escoamento na região completamente turbulenta. Em outra abordagem, os modelos turbulentos são modificados para que a região viscosa possa ser resolvida, mas exigindo malhas computacionais suficientemente refinadas na região da parede.

As funções-parede são comumente adotadas devido ao baixo custo computacional, pela robustez, e por serem razoavelmente precisas, sendo assim adequadas para aplicações industriais. Entretanto, tais funções-parede são inadequadas para a solução de escoamentos com baixo número de Reynolds, nos quais os efeitos viscosos da região da parede são significativos ou até mesmo predominantes. Nestes casos, deve-se adotar algum outro modelo aplicável a toda região viscosa.

5.2.2 Considerações sobre o refino de malha

Dada a importância do refino de malha junto às paredes para a acurácia do cálculo dos transportes de quantidade de movimento e transferência de calor, as malhas de todos os modelos de simulação foram adequadamente refinadas para a solução da camada viscosa.

Para a solução do escoamento na subcamada viscosa ($y^+ < 5$), dois critérios foram observados (ANSYS, 2010):

- (i) O valor de y^+ das células da malha adjacentes às paredes foram mantidos na ordem de 1. Valores de

- y^+ maiores que 1 são aceitáveis desde que estejam dentro da subcamada viscosa ($y^+ < 5$);
- (ii) A região da camada viscosa ($y^+ < 30$; $Re_y < 200$) foi discretizada com pelo menos 10 células para a solução adequada das quantidades turbulentas.

O procedimento matemático utilizado para determinar o refino da malha computacional, em especial o tamanho mínimo da célula junto à parede para atender o critério (i), é apresentado em detalhes no apêndice B.

Nas regiões afastadas da parede foram evitadas células com razões de aspecto maiores que 10:1. Além disso, evitaram-se razões elevadas de crescimento da malha. O valor máximo permitido nas duas direções foi 1,10, assegurando o cumprimento do critério (ii), bem como a estabilidade numérica do processo iterativo de solução.

Além de garantir a solução adequada da subcamada viscosa, os procedimentos de refino de malha descritos acima minimizam os erros de discretização. O índice de convergência da malha (*Grid Convergence Index* – GCI), que estima o impacto que um refino de malha adicional tem sobre a solução, foi mantido abaixo de 1% e 3% nas análises de transferência de calor e vazamentos, respectivamente. O GCI é discutido em detalhes na seção 5.3.2 e no apêndice A.

5.3 Metodologia de solução numérica:

No presente trabalho, optou-se pela utilização do método dos volumes finitos para solução numérica das equações de conservação e, para este fim, empregou-se o código computacional Fluent v.12.1.4 (ANSYS, 2010).

5.3.1 Método dos volumes finitos

No método dos volumes finitos as equações diferenciais governantes são integradas no espaço e no tempo sobre cada volume de controle formado pela malha computacional, gerando um sistema de equações algébricas. De forma geral, o método consiste em integrar as equações de conservação sobre os volumes de controle gerando um sistema de equações lineares na forma $[A]\{\phi\}=[B]$, o qual pode ser resolvido através de um método direto ou iterativo. Quando não-linearidades estão presentes, como nas equações de conservação da quantidade de movimento, um procedimento iterativo para atualizar a matriz de coeficientes $[A]$ é sempre necessário. Funções de aproximação para a determinação dos valores da propriedade ϕ e de suas derivadas nas faces dos volumes de controle devem ser empregadas e são fundamentais para a estabilidade do método, além de definir a esparsidade da matriz de coeficientes $[A]$. Além disso, atenção especial deve ser dada ao acoplamento adequado entre os campos de pressão e velocidade no procedimento de solução, devido à ausência de uma equação explícita para a evolução da pressão. Maiores informações sobre o método dos volume finitos podem ser encontradas em Versteeg e Malalasekera (1995) e Maliska (2004).

O código Fluent permite que os sistemas de equações correspondentes às variáveis do escoamento sejam resolvidos pelos métodos segregado ou acoplado. No primeiro, aqui adotado, a linearização das equações é feita através de uma formulação totalmente implícita, utilizando um arranjo de malha colocalizado. O sistema de equações algébricas é resolvido pelo método de Gauss-Seidel em conjunto com um método *Multigrid* (AMG) que acelera a convergência do procedimento iterativo. Um esquema de interpolação *upwind* de segunda-ordem é utilizado para reduzir a difusão numérica e aumentar a precisão. O acoplamento pressão-velocidade é tratado através do algoritmo SIMPLEC.

5.3.2 Erros na solução numérica

Uma etapa fundamental na solução numérica de escoamentos é a quantificação da incerteza associada aos resultados. Ao estudo sistemático destes erros e incertezas numéricas dá-se o nome de “verificação e validação”. Roache (1998) define que verificação é puramente um exercício matemático que objetiva verificar se as “equações são resolvidas corretamente”, enquanto que validação é uma atividade que verifica se as “equações corretas são resolvidas”.

Ainda segundo Roache (1998), a verificação pode ser separada em duas etapas distintas: i) verificação do código numérico e ii) verificação do cálculo numérico. A primeira consiste em verificar se um determinado código resolve corretamente as equações que compõem o modelo numérico através de avaliação de erros. No caso de códigos comerciais, assume-se que esta etapa foi devidamente realizada pelo desenvolvedor do código. Por outro lado, a verificação do cálculo numérico consiste em estimar os erros de um determinado cálculo para o qual, em geral, não se conhece a solução exata. Em geral, estes erros numéricos são compostos de três parcelas:

- erro de truncamento da máquina;
- erro de discretização;
- erro iterativo de convergência;

Em geral, os erros de truncamento da máquina são negligenciáveis devido à adoção de dupla precisão e sistemas 64-bits.

A representação das equações diferenciais parciais em expressões algébricas em um domínio discreto no espaço e no tempo dá origem aos ditos erros de discretizações espacial e temporal, respectivamente. Em um método numérico consistente, a solução deve tornar-se menos sensível aos refinamentos de malha e de passo de tempo e, eventualmente, aproximar-se de uma solução assintótica. Neste trabalho os erros de discretização foram avaliados através do índice de convergência de malha (*Grid*

Convergence Index – GCI), proposto por Roache (1998). O GCI é baseado na estimativa de erros de discretização proveniente do método de extrapolação de Richardson (Richardson, 1911), sendo assim uma medida percentual do desvio do valor calculado em relação ao valor da solução assintótica. Em outras palavras, o GCI indica quão próximo a solução está do valor numérico assintótico, ou ainda o impacto que um refino de malha adicional teria sobre os resultados.

Por fim, os erros iterativos surgem devido à necessidade de critérios de convergência para os métodos iterativos empregados na simulação numérica. Em problemas transientes, estes erros propagam-se ao longo de toda simulação. Normalmente, os erros iterativos são estimados comparando-se as variações de uma determinada variável de uma iteração a outra, em todos os nós que formam a malha computacional. A seção seguinte trata dos procedimentos e critérios adotados neste trabalho para a verificação da convergência do processo iterativo de solução.

Maiores informações sobre os erros intrínsecos ao procedimento de solução numérica são dadas no apêndice A, incluindo detalhes sobre o cálculo do GCI.

5.3.3 Critério de convergência do procedimento de solução numérica

Através do GCI foi possível verificar que os critérios de convergência normalmente adotados pelo código Fluent, baseados no resíduo das equações linearizadas, não eram adequados aos problemas em análise. Utilizando critérios idênticos de convergência, observou-se uma divergência monotônica dos resultados à medida que a malha foi refinada, indicando alguma inconsistência do modelo numérico. Após uma extensa análise, verificou-se que malhas mais refinadas exigiam resíduos menores. Para generalizar o procedimento de solução, o código Fluent foi ajustado para monitorar as propriedades de interesse, como os fluxos de massa e as taxas de transferência de calor. A convergência do processo iterativo em um dado passo de tempo,

ou da solução em regime permanente, passou a ser determinado em função da variação de uma propriedade de interesse ao longo das iterações. Assim, em todas as análises diferenciais realizadas, assume-se que a convergência é alcançada quando a variação relativa de uma dada propriedade característica do problema é menor que o critério estabelecido. Para garantir que a convergência foi de fato alcançada, o critério deve ser atendido por um determinado número consecutivo de iterações. A consistência deste novo procedimento foi verificada ao se observar que a solução passou a apresentar um comportamento convergente monotônico com o refino de malha.

O procedimento empregado no código Fluent para verificar a convergência não é totalmente descartado. O decaimento contínuo dos resíduos das equações linearizadas indica que a solução caminha para a convergência, sendo assim outra medida da consistência do método numérico.

5.4 Modelo “Uma Câmara de Compressão” (1CC):

A finalidade principal deste modelo é simular o escoamento no interior de uma câmara de compressão e avaliar a transferência de calor entre o gás refrigerante e as paredes das espiras em diferentes condições de operação do compressor *scroll*. O modelo bidimensional desenvolvido (1CC-2D) é similar ao apresentado por Pietrowicz *et al.* (2002) e Ooi e Jhu (2004), porém adota um método diferente para a geração e atualização do domínio de solução a cada instante de tempo. O método foi estendido para a elaboração de um modelo tridimensional, permitindo o estudo da transferência de calor entre o gás e as bases das espiras, não encontrado na literatura. Além disso, o modelo pôde ser aplicado na análise do processo de sucção, incluindo a troca de calor com as espiras e a admissão de gás.

5.4.1 Domínio de solução e malha computacional

O volume de controle de uma câmara de compressão é definido pelos pontos de contato entre as espiras fixa e móvel, variando ao longo do processo de compressão, conforme discutido no Cap. 3. No modelo em questão, o escoamento do gás no interior de uma única câmara é simulado entre o início e o final do processo de compressão, compreendidos entre o início do processo de sucção e o início do processo de descarga. A variação geométrica da câmara ao longo do processo de compressão é considerada através do movimento e da deformação do domínio de solução.

Devido à folga radial, a seção transversal de uma câmara de compressão qualquer pode ser definida por duas retas, interligando os pontos de contato sobre as espiras, e duas curvas representando os perfis evolventes interno e externo das espiras fixa e móvel. Assim, é possível construir uma malha computacional estruturada com elementos quadrangulares para todo o domínio de solução. A Fig. 5.1 é uma representação esquemática do domínio de solução em um ângulo de órbita qualquer, na qual a dimensão da folga radial δ_r foi exagerada para facilitar a visualização. Destaca-se que o número de nós ao longo de toda a simulação precisa ser mantido constante.

Neste trabalho foi desenvolvido um código próprio para a geração da malha computacional bidimensional em função dos parâmetros geométricos do compressor. Duas razões explicam a necessidade desse código ao invés da utilização do gerador de malhas comercial disponível com o código Fluent. A primeira razão é a necessidade de se conhecer a posição de cada nó da malha computacional em cada ângulo orbital de simulação. Devido à geometria diferenciada da câmara de compressão, os modelos para a deformação e o movimento de malhas quadrangulares disponíveis no código Fluent não puderam ser empregados. A alternativa encontrada foi prescrever a posição de cada um dos nós da malha computacional em cada instante de

tempo de simulação. A segunda razão é a possibilidade de um melhor controle sobre a qualidade dos elementos da malha.

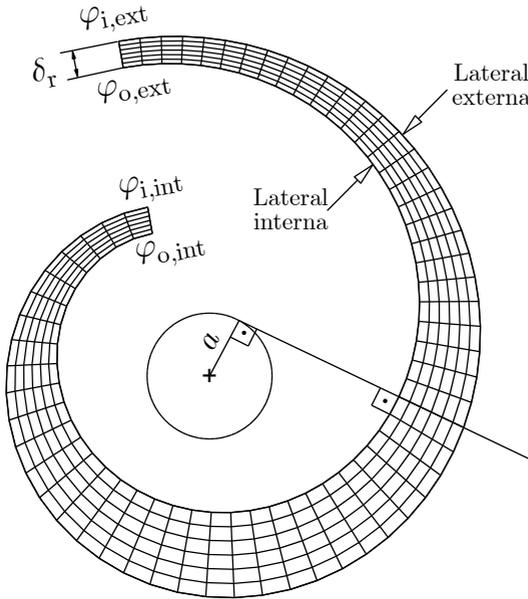


Figura 5.1 – Representação do domínio de solução do modelo ICC.

A Fig. 5.2 compara malhas geradas pelo gerador de malhas comercial e pelo código desenvolvido neste trabalho. As malhas não foram refinadas para facilitar a visualização. O valor do contorno na Fig. 5.2 refere-se ao índice de obliquidade do volume (*Cell Squish Index*), uma medida da qualidade da malha em termos dos ângulos internos do elemento⁷. Em ambos os códigos, a malha foi gerada a partir da divisão da lateral interna da espiral em um determinado número de elementos equidistantes (malha uniforme). Na geração de uma malha quadrangular, o código comercial divide a lateral externa da espiral automaticamente no mesmo número de elementos, também uniformemente

⁷ Para um elemento quadrangular com ângulos internos iguais a 90° , o índice de obliquidade é igual a zero.

distribuídos. Devido à diferença nos comprimentos das curvas, a malha resultante neste caso possui elementos com alta obliquidade, principalmente junto às regiões de contato entre as espiras. Por outro lado, a malha gerada pelo código desenvolvido no presente trabalho determina os nós sobre a lateral externa da câmara a partir da intersecção desta com retas normais à lateral interna em cada nó, conforme mostrado na Fig. 5.1. O resultado é uma malha com elementos de melhor qualidade, ou seja, menor índice de obliquidade e menor razão de aspecto, principalmente junto às folgas. O alinhamento da malha com o escoamento diminui os erros por difusão numérica e aumenta a estabilidade do procedimento iterativo de solução.

Por fim, a Fig. 5.3 exemplifica a malha computacional adotada nos modelos ICC de acordo com os critérios expostos na seção 5.2.2. O refinamento de malha adotado na direção circunferencial é necessário para diminuir a razão de aspecto dos elementos na região das folgas.

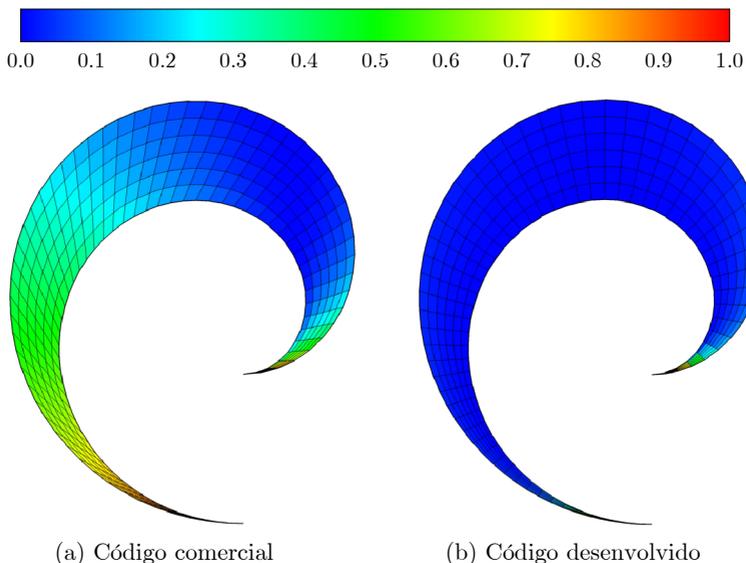


Figura 5.2 – Comparação entre as malhas geradas através do código comercial e do código próprio. Índice de obliquidade (0 melhor; 1 pior).

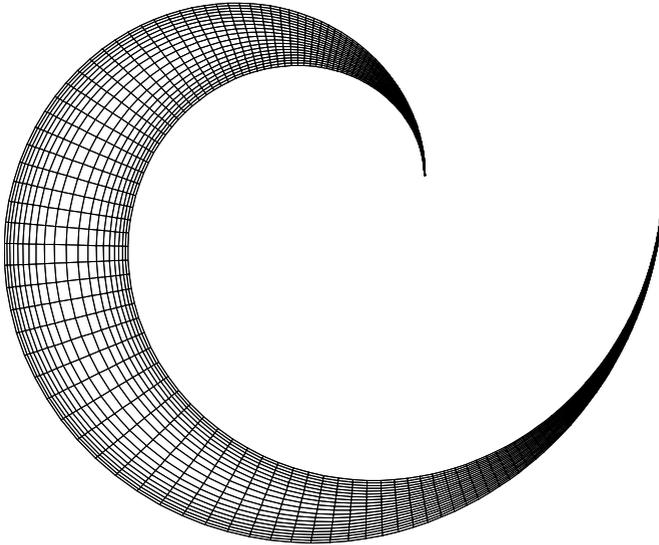


Figura 5.3 – Exemplo de refino de malha adotado no modelo diferencial 1CC.

5.4.2 Modelo 1CC-3D

O modelo tridimensional para 1 câmara de compressão (1CC-3D) é uma extensão do modelo bidimensional. A malha é inicialmente gerada para a situação bidimensional, usando o código desenvolvido neste trabalho. Em seguida a malha é importada pelo gerador de malhas comercial, disponível no código Fluent, e então extrudada na direção normal ao seu plano. Adotaram-se os mesmos critérios de refino de malha aplicados à parede interna da câmara, referentes ao tamanho de célula adjacente à parede e à razão de crescimento da malha. O resultado é uma malha com elementos hexaédricos, como ilustrado na Fig. 5.4. No código Fluent adota-se o mesmo procedimento de reposicionamento dos nós utilizado no modelo 1CC-2D para a superfície que deu origem ao domínio tridimensional, indicada pela superfície cinza na Fig. 5.4. Os demais nós são reposicionados automaticamente pelo código Fluent através de um modelo

denominado 2.5D, adequado para a simulação de domínios deformáveis que possuem malhas tridimensionais geradas a partir da extrusão de malhas bidimensionais. A finalidade principal do modelo 1CC-3D é a avaliação dos coeficientes de transferência de calor nas bases das espiras fixa e móvel.

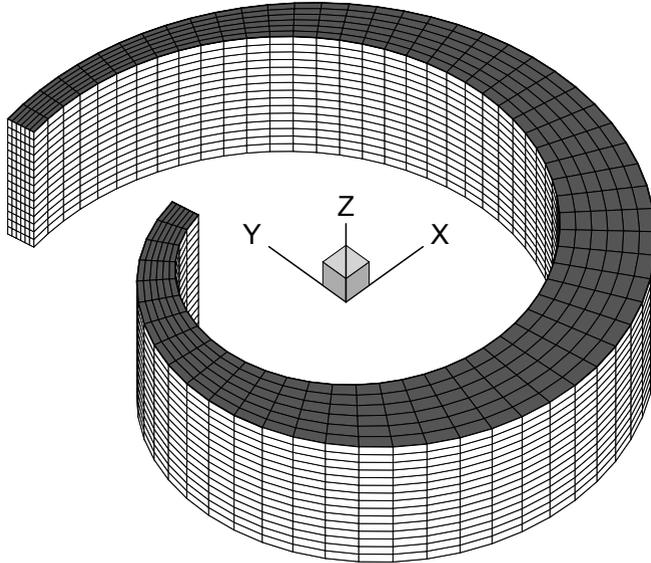


Figura 5.4 – Representação do domínio computacional do modelo 1CC-3D gerado por extrusão.

5.4.3 Condições de contorno:

O domínio de solução é fechado e, desta forma, não há massa entrando ou saindo pelas fronteiras e apenas a condição de parede é empregada. Desta forma, as componentes de velocidade normais às fronteiras são nulas e, pela condição de não escorregamento, as componentes tangenciais são iguais às velocidades das próprias paredes. Enquanto a velocidade da espira fixa é nula, a espira móvel desloca-se com velocidades nas direções x e y dadas por:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{r_o [\cos(wt) - \cos(wt^0)]}{\Delta t} \quad (5.10)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{-r_o [\sin(wt) - \sin(wt^0)]}{\Delta t} \quad (5.11)$$

onde a frequência de operação do compressor w [rad/s] é positiva para um movimento orbital no sentido horário.

Condições de temperatura ou de fluxo de calor devem ser prescritas para as paredes. As condições de contorno para as propriedades turbulentas impostas pelas fronteiras sólidas dependem do modelo utilizado.

Por fim, o modelo ICC-3D adota a condição de simetria para o seu plano de origem (plano em cinza na Fig. 5.4).

5.4.4 Procedimento de solução:

A indexação dos nós criada na geração da malha não é a mesma definida pelo código Fluent após a importação da malha. Como consequência, os nós precisam ser inicialmente mapeados, criando-se assim uma correspondência entre as duas indexações, que se mantém então ao longo de toda a simulação.

O avanço de tempo utilizado é constante e calculado em termos do incremento do ângulo de órbita $\Delta\theta$ [rad] e da frequência de operação do compressor f_c [Hz]:

$$\Delta t = \frac{\Delta\theta}{2\pi f_c} = \frac{1}{2\pi f_c} \left(\frac{\theta_f - \theta_i}{NTS} \right) \quad (5.12)$$

onde NTS é o número de avanços no tempo e θ_i e θ_f os ângulos inicial e final de simulação, respectivamente. Para análises da transferência de calor durante o processo de compressão, $\theta_i = 2\pi$ e $\theta_f = \theta_d$. Assim, o procedimento de solução termina exatamente ao

atingir-se o ângulo de descarga θ_d . Em análises do processo de sucção é preciso que $\theta_i > 0$ para que exista uma geometria inicial.

Assume-se que o campo inicial de velocidade é nulo e que os campos de pressão e de temperatura são uniformes. Considera-se a solução convergida a cada passo de tempo quando a variação relativa da taxa de transferência de calor nas paredes é menor que 10^{-5} ao longo das últimas cinco iterações.

O procedimento iterativo de solução é estável e possui uma boa taxa de convergência. Destaca-se ainda que o algoritmo empregado para o reposicionamento dos nós da malha praticamente não tem impacto sobre o tempo computacional de simulação.

5.5 Modelo “Múltiplas Câmaras de compressão” (MCC):

Este modelo é uma generalização dos modelos anteriormente apresentados, 1CC-2D e 1CC-3D, sendo adotado para a simulação simultânea de um número M de câmaras adjacentes de compressão. Deve ser enfatizado que M refere-se somente ao número de câmaras sendo simuladas e não ao número total de voltas da espira, N , do compressor *scroll*. De fato, M não pode ser maior ou igual a N . O modelo MCC permite avaliar o impacto dos efeitos transientes sobre o vazamento de gás pela folga radial, incluindo a geometria real do perfil das espiras e o movimento relativo entre elas.

A maioria das considerações feitas a respeito dos modelos 1CC é também aplicável ao modelo MCC. A diferença básica está nos cuidados tomados com a geração da malha computacional na região da folga radial. No modelo 1CC o domínio computacional é formado por apenas uma câmara de compressão, e as folgas radiais são consideradas como fronteiras sólidas (paredes) do domínio. No modelo MCC o domínio de solução é composto por duas ou mais câmaras de compressão adjacentes. Entre cada par de câmaras adjacentes existe uma folga radial de dimensão δ_r ,

como ilustrado na Fig. 5.5 para um domínio composto por duas câmaras ($M = 2$). Diferente do modelo ICC, focado na região central da câmara, o modelo MCC necessita de malhas computacionais suficientemente refinadas na região da folga radial ($y^+ = 1$). Maiores detalhes sobre a geração da malha computacional são fornecidos no apêndice B.

Por fim, nas análises transientes do vazamento de flanco com o modelo MCC, considera-se a solução convergida a cada passo de tempo quando a variação relativa do fluxo de massa pela folga radial é menor que 10^{-5} ao longo das últimas cinco iterações.

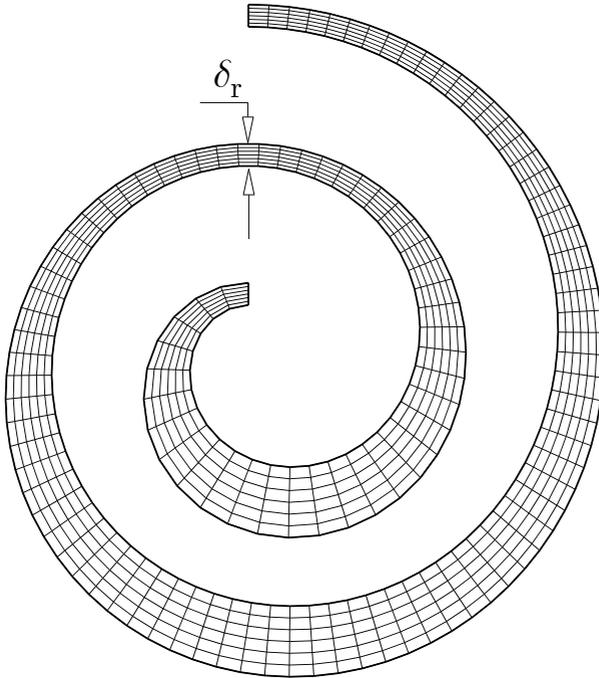


Figura 5.5 – Representação do domínio de solução do modelo MCC. Duas câmaras de compressão ($M = 2$).

5.6 Modelos simplificados para análise dos vazamentos

O modelo transiente para a análise do vazamento de flanco, modelo MCC, não permite a análise do escoamento pela folga de topo. Além disso, uma compreensão melhor do fenômeno é possível se os parâmetros representativos da análise são individualmente controlados, tal como a pressão média da câmara, e os seus efeitos devidamente isolados. Tal análise não é possível no modelo transiente MCC devido à clara interdependência entre as propriedades do gás na câmara e os vazamentos. Por este motivo, modelos diferenciais simplificados foram desenvolvidos para avaliar o vazamento na folga de topo, conforme descrito a seguir.

5.6.1 Modelo simplificado para a folga de topo

O comprimento das curvas evolventes que formam a câmara são normalmente muito maiores que a espessura da espira. Em outras palavras, a curvatura da espiral é pequena, exceto próximo à região central da espira. Isto permite que os efeitos de curvatura possam ser desconsiderados e que a análise possa ser simplificada para um escoamento bidimensional.

A Fig. 5.6 ilustra a geometria simplificada adotada na modelagem bidimensional do vazamento de gás pela folga de topo. Diferente do trabalho de Huang (1994), as paredes laterais da espira oposta são consideradas, a uma distância igual a r_0 da espira em análise. O domínio computacional é representativo de metade da câmara. Assim, as condições de contorno de pressão e de temperatura, representando os valores médios das propriedades na câmara, são impostas na altura média da espira ($h/2$). Algumas análises foram realizadas e indicaram pouca sensibilidade do vazamento aos valores típicos de r_0 e h . Desta forma, adotaram-se valores médios, de maneira que $t/a = 1,5$ e $h/a = 10$. A dimensão adimensional da folga, δ_t/t , foi o parâmetro geométrico de interesse analisado.

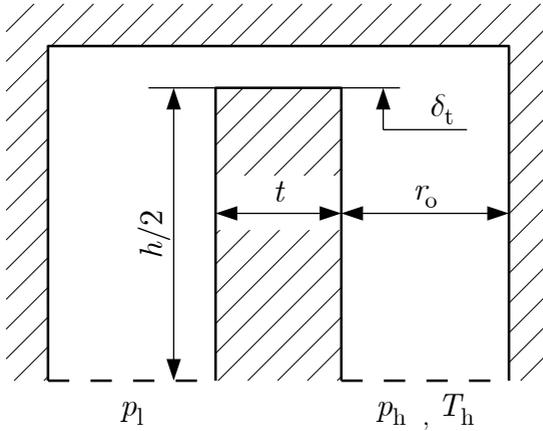


Figura 5.6 – Geometria simplificada adotada na modelagem do escoamento de gás pela folga de topo.

Além das condições de contorno de pressão e de temperatura prescritas na fronteira de entrada do domínio (p_h , T_h), prescreveram-se a intensidade ($I = 3\%$) e a escala de comprimento ($L = 0,07r_o$) do escoamento turbulento. Condições idênticas são impostas na fronteira de saída para o caso da presença de regiões de recirculação. Os efeitos transientes foram analisados no modelo através da imposição de condições de contorno transientes em função da frequência de operação, como será visto no Cap. 6.

O refino de malha seguiu o procedimento descrito na seção 5.2.2, permitindo a solução do escoamento através de toda a camada viscosa até a parede. Um exemplo de malha utilizada é mostrado na Fig. 5.7.

O aparecimento de instabilidades numéricas aumentou conforme o escoamento se aproximou da condição crítica ($M = 1$). Coeficientes de subrelaxação foram adotados e estabilizaram a solução. A convergência numérica foi assegurada monitorando a variação relativa do fluxo de massa ao longo das últimas cinquenta interações, com o critério de ser menor que 10^{-5} .

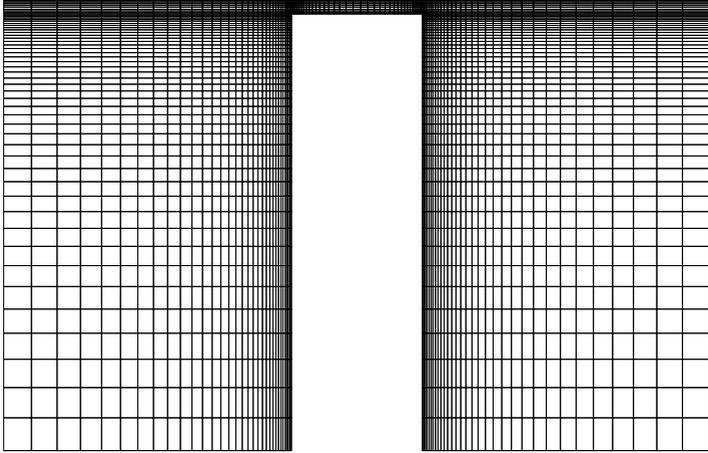


Figura 5.7 – Refino de malha típico empregado na modelagem do escoamento de gás pela folga de topo.

5.6.2 Modelo simplificado para a folga de flanco

Diferentemente de modelos encontrados na literatura que simplificam a geometria da folga de flanco por duas curvas circulares de raios constantes, o presente estudo considera a variação real da curvatura das espiras.

O código desenvolvido para a geração da malha computacional do modelo MCC foi ajustado, restringindo o domínio de solução a duas meias-câmaras adjacentes, conforme ilustrado na Fig. 5.8. Assim, além da relação adimensional δ_t/D_h , incluiu-se D_h/R_c à lista de parâmetros geométricos que definem a geometria a ser analisada. O parâmetro R_c é o raio de curvatura médio da câmara mais central que está em uma pressão maior. Conforme definido no Cap. 3, o diâmetro hidráulico D_h para um escoamento bidimensional ($h = a$) equivale a $D_h = 2r_c$.

Todas as demais considerações feitas ao modelo simplificado para a folga de topo (condições de contorno, refino de malha, critério de convergência, etc.) se aplicam também ao modelo para a folga de flanco.

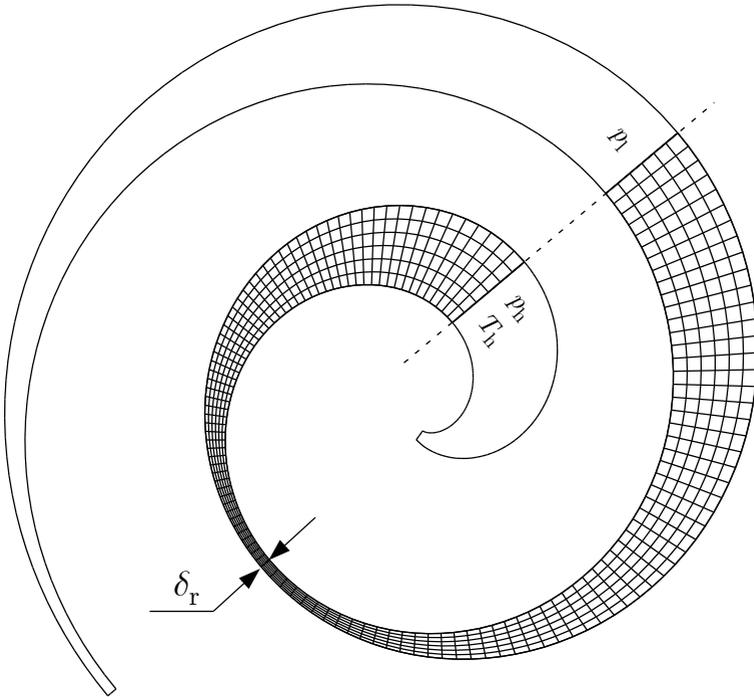


Figura 5.8 – Geometria simplificada adotada na modelagem do escoamento de gás pela folga de flanco.

Capítulo 6: Análise do Escoamento de Gás pelas Folgas

Este capítulo é dedicado ao estudo dos vazamentos de gás pelas folgas de flanco e de topo de compressores scroll. Os modelos diferenciais apresentados no capítulo anterior são utilizados para a solução numérica e análise teórica do problema. Através dos resultados, novas correlações para a previsão de vazamentos são propostas e introduzidas no modelo integral de simulação do compressor. Ao final, apresenta-se uma análise do impacto dos vazamentos sobre a eficiência do compressor *scroll* em diferentes condições de operação.

6.1 Descrição do problema físico

O vazamento de gás pelas folgas de topo e de flanco entre as espiras é a maior irreversibilidade termodinâmica dos compressores *scroll*, sendo ainda um obstáculo ao desenvolvimento de produtos mais eficientes.

O gás refrigerante que vaza de uma câmara à outra é continuamente recomprimido, consumindo uma quantidade extra de energia. Além de reduzir a eficiência isentrópica do compressor, a massa de gás que vaza pela folga carrega uma parcela adicional de energia que refletirá no aumento da temperatura média do gás

na câmara a jusante. Além disso, quando o vazamento de gás ocorre entre a primeira câmara de compressão e a câmara de sucção, a eficiência volumétrica é reduzida.

O fenômeno físico do vazamento pelas folgas pode ser analisado através de uma formulação de escoamento compressível. Ao longo do escoamento de gás pelas folgas ocorre a queda da pressão estática devido aos efeitos viscosos. Esta queda de pressão aumenta o volume específico do fluido e, assim, a velocidade média do gás a fim de manter a mesma vazão mássica em cada seção do escoamento. O aumento de velocidade, por sua vez, aumenta a perda de carga por dissipação viscosa, resulta em um aumento maior ainda do volume específico. Este processo persiste até que o escoamento atinja a saída da folga ou até que a velocidade do gás alcance um valor máximo (condição de escoamento bloqueado), que ocorre quando o número de Mach é igual a um. Nestes casos, o escoamento se ajustará de forma que o número de Mach unitário ocorra na saída da folga, em geometrias com seção transversal constante (escoamento de Fanno), ou na folga mínima, em geometrias com seção transversal variável. Nesta condição o fluxo de massa é máximo para uma dada condição de entrada e área de passagem, e insensível ao abaixamento da pressão na câmara de saída. Na condição de escoamento bloqueado o fluxo de massa só pode ser aumentado através do aumento da pressão de estagnação ou da diminuição da temperatura de estagnação a montante.

A perda de carga localizada na entrada da folga é desprezível em escoamentos viscosos subsônicos se comparada à queda total de pressão do escoamento. No entanto, pode ser considerável em condições de alta velocidade e geometrias com folgas elevadas. Além disso, choques podem ocorrer na entrada do escoamento em certas condições. A formação de uma vena contracta na entrada da folga de topo reduz localmente a área de passagem do gás, podendo levar o escoamento à condição sônica.

6.2 Modelos numéricos tradicionais

Basicamente, quatro tipos de modelos são encontrados na literatura para a estimativa de vazamentos em compressores *scroll*.

i) Modelo de escoamento isentrópico em bocais convergentes

Sem dúvidas, o modelo de escoamento isentrópico em bocais convergentes é o mais simples de todos, incluindo efeitos de compressibilidade e podendo prever a condição crítica ($M = 1$) através da razão de pressão crítica. Os efeitos viscosos e geométricos são incluídos através do coeficiente de contração do escoamento, C_c . Erros consideráveis podem ser esperados em geometrias com pequenas folgas e com perdas localizadas, como na entrada da folga de topo. O coeficiente de contração C_c é normalmente ajustado através de resultados experimentais, com valores da ordem 0,10 sendo propostos na literatura (Kim *et al.*, 1998; Cho *et al.*, 2000).

ii) Modelo de escoamento viscoso incompressível

Desenvolvido por Ishii *et al.* (1996), o modelo de escoamento viscoso incompressível é baseado nas correlações de Darcy-Weisbach, sendo assim relativamente simples. Um processo de solução iterativo é necessário devido à dependência entre o fator de atrito e o fluxo de massa, caracterizado pelo número de Reynolds. Os autores validaram e ajustaram o modelo através de correlações para o fator de atrito para alguns gases e certas condições, indicadas na Fig. 2.2.

iii) Modelo de escoamento viscoso compressível adiabático em dutos de seção transversal constante (escoamento de Fanno)

No modelo para escoamento viscoso compressível adiabático através de dutos de seção transversal constante, os efeitos viscosos são avaliados através do fator de atrito de Moody. Como o

número de Mach na entrada do escoamento pela folga não é conhecido, um procedimento iterativo de solução é necessário. Para o vazamento de topo pode-se obter uma solução analítica. Para a folga de flanco, torna-se necessário discretizar o domínio de solução devido à variação da folga ao longo do escoamento, originando um modelo unidimensional (Suefuji and Shiibayashi, 1992; Zhen e Zhiming, 1994). Uma abordagem alternativa é manter a folga constante e corrigir o comprimento de maneira a se obter a mesma perda viscosa (Yanagisawa and Shimizu, 1985). Os efeitos de entrada não são normalmente incluídos.

iv) Modelo quase-unidimensional

Baseado nas hipóteses simplificativas para escoamentos de camada limite, este modelo apresenta uma relação diferencial para a queda de pressão em função da vazão volumétrica ao longo da folga. Apesar de incorporar os efeitos viscosos e de inércia, é teoricamente aplicável apenas a escoamentos laminares. A solução do modelo necessita da adoção de algum método numérico, mas não é descrito nos trabalhos encontrados na literatura (Xiuling *et al.*, 1992; Huang, 1994).

Além das hipóteses específicas de cada um desses quatro modelos, normalmente assumem-se condições isentrópicas de escoamento até a entrada das folgas. Em outras palavras, desconsideram eventuais efeitos viscosos. É uma hipótese adequada para a análise da folga de flanco, dada a sua geometria suave e contínua ao longo do escoamento. Entretanto, em condições de elevada diferença de pressão, a velocidade na entrada da folga de topo pode ser suficientemente alta e causar perdas de carga significativas ao escoamento de gás. Zuk *et al.* (1972) analisa este efeito e obtém resultados excelentes através das equações para o escoamento de Fanno se as condições de entrada forem corrigidas. Os resultados numéricos e experimentais obtidos por Zuk *et al.* (1972) são apresentados na Seção 6.7.1 e comparados à correlação a ser proposta.

6.3 Parâmetros adimensionais característicos

A determinação de parâmetros ou grupos adimensionais característicos auxilia no entendimento do problema em análise, além de permitir que diferentes condições sejam analisadas com um número mínimo de testes ou simulações.

Na Sec. 3.9 foram definidos os parâmetros adimensionais que garantem a similaridade geométrica das espiras. Nesta seção são definidos os grupos adimensionais para a similaridade cinemática e dinâmica do escoamento.

Através de uma análise adimensional é possível se obterem os seguintes grupos adimensionais característicos do escoamento de gás pelas folgas:

$$M = \frac{\dot{m}'}{\delta \rho_h \sqrt{\gamma R T_h}} \quad (6.1)$$

$$\Pi = \frac{p_l}{p_h} \quad (6.2)$$

$$P = \frac{p_h \rho_h \delta^2}{10^7 \mu^2} \quad (6.3)$$

onde δ é a folga de topo ou de flanco, de acordo com o escoamento em análise, e R é a constante do gás. Na Eq. (6.3), o fator 10^7 é utilizado para restringir os valores máximos usuais de P .

Nas equações acima, M é o número de Mach característico na entrada da folga, função da vazão mássica de gás por unidade de comprimento, \dot{m}' , Π é a razão entre as pressões da câmara a jusante, p_l , e da câmara a montante, p_h , e P é o potencial de vazamento, relacionado a forças de pressão e forças viscosas. Além desses, a razão entre calores específicos γ é necessária na análise de escoamentos compressíveis.

Fisicamente, Π varia entre 0 e 1. Para as condições típicas de interesse, P varia entre 10^{-3} e 10^3 , embora valores entre 1 e 100 sejam mais comuns. Por fim, para os refrigerantes normalmente empregados, γ assume valores entre 1,10 e 1,40, sendo valores em torno de 1,20 típicos de vários gases.

A Fig. 6.1 mostra a variação típica de P e Π ao longo do processo de compressão para dois fluidos, R-134a e R-410a, obtida através do modelo integral de simulação. O comportamento de P segue a própria pressão do gás, crescendo exponencialmente à medida que o processo avança. A razão de pressão Π sofre uma queda brusca logo no início do processo de compressão devido à depressão na câmara de sucção causada pelo rápido crescimento do seu volume. Uma queda quase linear de Π sucede até o início do processo de descarga, quando a pressão na câmara inicialmente se estabiliza e volta então a aumentar exponencialmente. Nota-se assim que o vazamento é máximo próximo ao início do processo de descarga, quando P é máximo e Π é baixa.

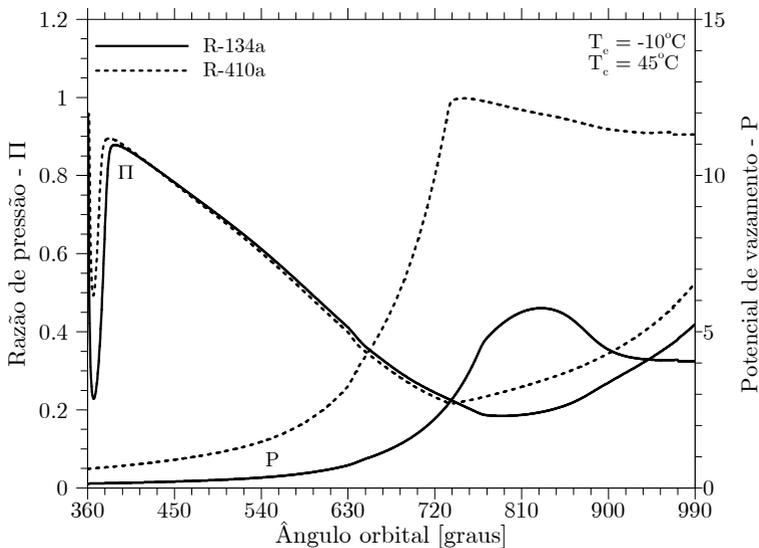


Figura 6.1 – Comportamento típico de P e Π ao longo do processo de compressão.

Como a vazão mássica de gás pelas folgas deve ser determinada, o número de Mach é o parâmetro adimensional de interesse da análise. Assim, de maneira geral pode-se escrever que:

$$M_t = f(\delta_t^*, \Pi, P, \gamma) \quad (6.4)$$

$$M_f = f(\delta_f^*, C^*, \Pi, P, \gamma) \quad (6.5)$$

Estabelecer as relações funcionais (6.4) é o objetivo principal das análises apresentadas nas seções seguintes.

6.4 Importância relativa dos parâmetros adimensionais

Através dos modelos diferenciais apresentados no Cap. 5:, analisa-se a influência de cada um dos parâmetros adimensionais do problema sobre o escoamento de gás pelas folgas de topo e de flanco. Resultados para o número de Mach característico e também para a variação de pressão ao longo das folgas são apresentados. Para melhor analisar o fenômeno físico, as análises estendem-se a condições mais abrangentes do que aquelas esperadas para o escoamento pelas folgas típicas de compressores *scroll*.

6.4.1 Variação do número de Mach na entrada das folgas

As Figs. 6.2 e 6.3 apresentam a variação do número de Mach, M , com a razão de pressão, Π , nas folgas de topo e de flanco, respectivamente. Diferentes potenciais de vazamento, P , são considerados para $\delta_t^* = \delta_f^* = 0,01$, e $\gamma = 1,10$. A linha tracejada representa a solução associada a escoamento isentrópico em bocais convergentes, sem coeficiente de contração. Como esperado, M cresce com a redução de Π até o escoamento alcançar a condição sônica na saída, no caso da folga de topo, ou no afastamento mínimo, no caso da folga de flanco. A partir deste

ponto, M permanece constante com a redução de Π . Comportamento semelhante é observado se a folga adimensional é variada e P é mantido constante (Figs. 6.4 e 6.5).

A relação entre os efeitos viscosos e de inércia pode ser analisada através das variações de M com P e δ^* , apresentadas nas Figs. 6.6 a 6.9, para $\Pi = 0,1$. As variações assintóticas de M com P e δ^* demarcam as regiões controladas pelos efeitos viscosos, caracterizadas pelos menores valores de P e/ou δ^* , ou pelos efeitos de inércia, definidas pelos maiores valores de P e/ou δ^* . Nas regiões centrais M varia consideravelmente com P e δ^* , e os efeitos viscosos e de inércia são igualmente importantes. À medida que os efeitos viscosos diminuem, seja pelo aumento do potencial de escoamento e/ou das folgas adimensionais, o comportamento do escoamento aproxima-se da solução isentrópica para escoamento compressível em bocais convergentes. Para a folga de topo percebe-se que os efeitos viscosos são desprezíveis quando $P > 10^2$ e $\delta_t^* = 0,1$ (Fig. 6.6) e $\delta_t^* > 0,05$ e $P = 10^3$ (Fig. 6.7). Por outro lado, para os valores máximos considerados de P e δ_f^* , o escoamento pela folga de flanco se mantém influenciado pelos efeitos viscosos, embora os efeitos de inércia sejam dominantes (Figs. 6.8 e 6.9).

Especificamente para a folga de flanco, existe ainda a influência da curvatura da câmara sobre M . Indiretamente, a curvatura adimensional da câmara a jusante ao afastamento mínimo, C^* , define o comprimento do canal da folga de flanco L_f . Como se pode constatar através das Figs. 6.10 e 6.11, quanto maior é C^* , menores são os efeitos viscosos, resultado da redução do comprimento L_f . Destaca-se que, devido aos efeitos de curvatura e variação da folga ao longo do escoamento, não há equivalência entre as folgas adimensionais δ_t^* e δ_f^* .

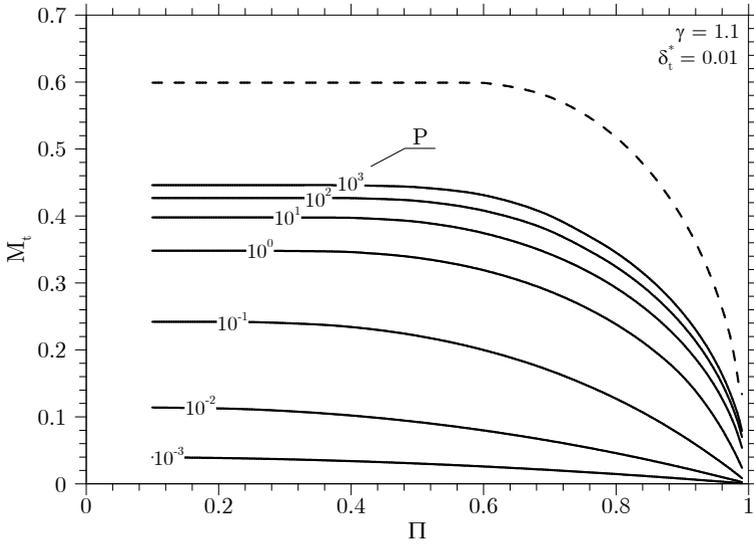


Figura 6.2 – Variação de M_t com Π para diferentes valores de P em folga de topo ($\delta_t^* = 0,01$).

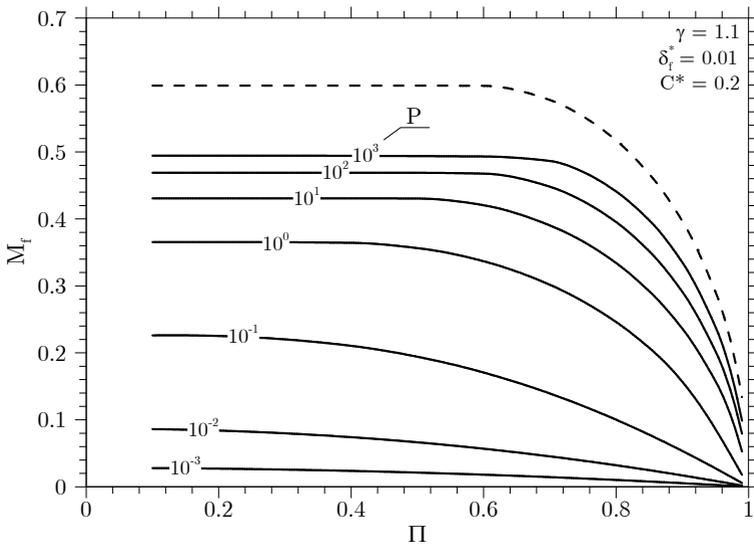


Figura 6.3 – Variação de M_f com Π para diferentes valores de P em folga de flanco ($\delta_f^* = 0,01$ e $C^* = 0,2$).

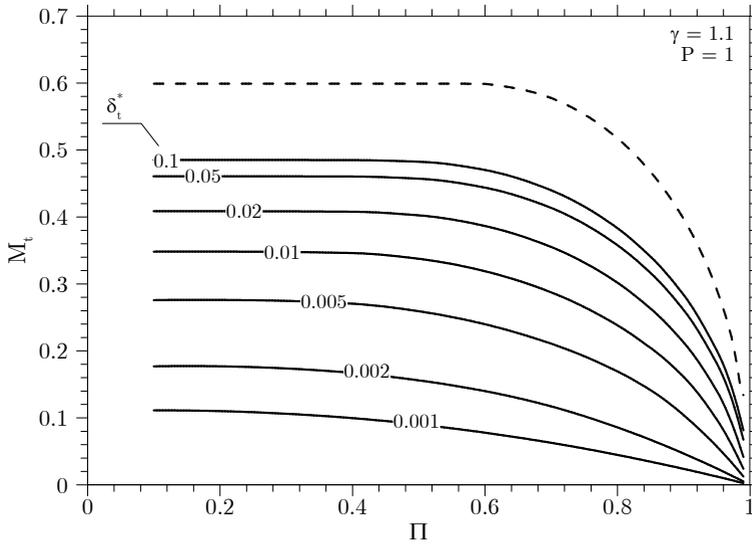


Figura 6.4 – Variação de M_t com Π para diferentes valores de δ_t^* ($P = 1$).

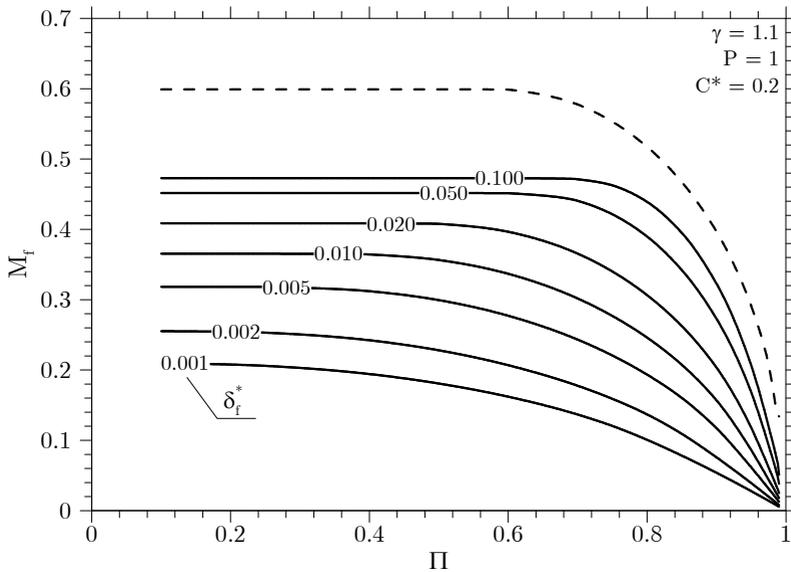


Figura 6.5 – Variação de M_f com Π para diferentes valores de δ_f^* ($P = 1$).

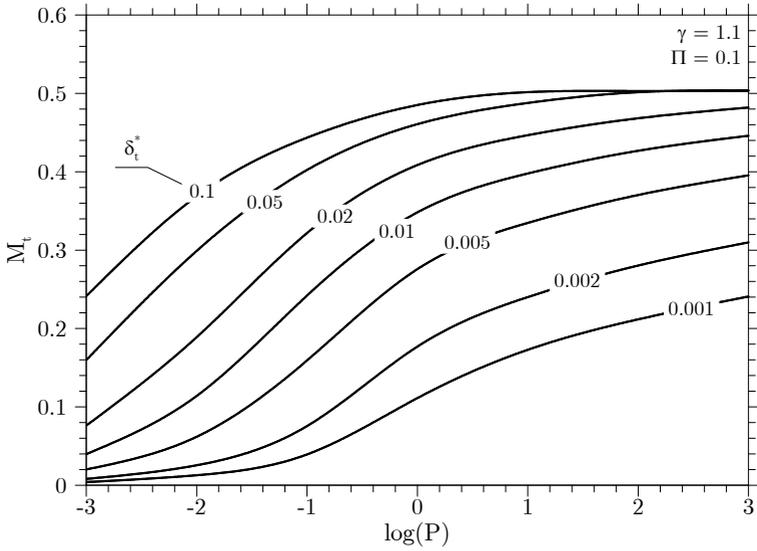


Figura 6.6 – Variação de M_t com P para diferentes valores de δ_t^* ($\Pi = 0,1$).

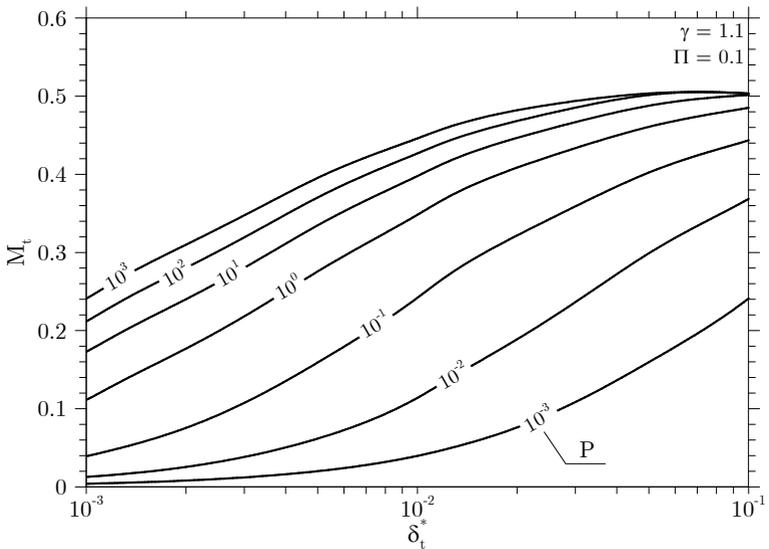


Figura 6.7 - Influência de δ_t^* sobre M_t para diferentes P ($\Pi = 0,1$).

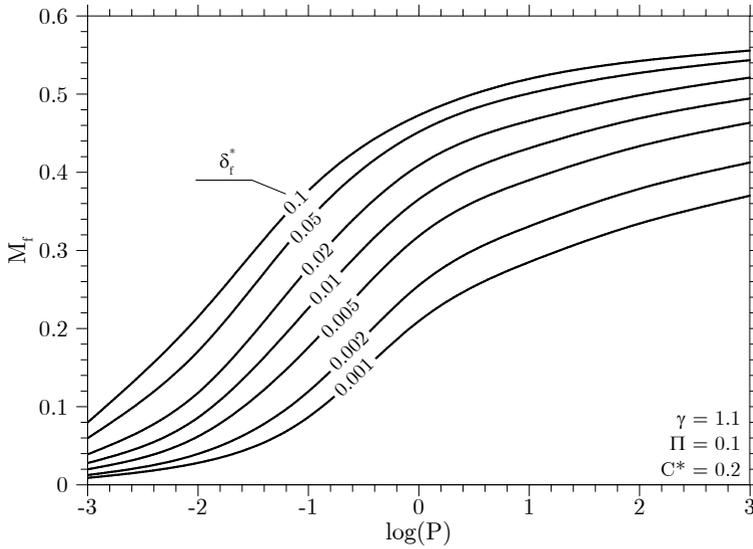


Figura 6.8 – Variação de M_f com P para diferentes valores de δ_f^* ($\Pi = 0,1$; $C^* = 0,2$).

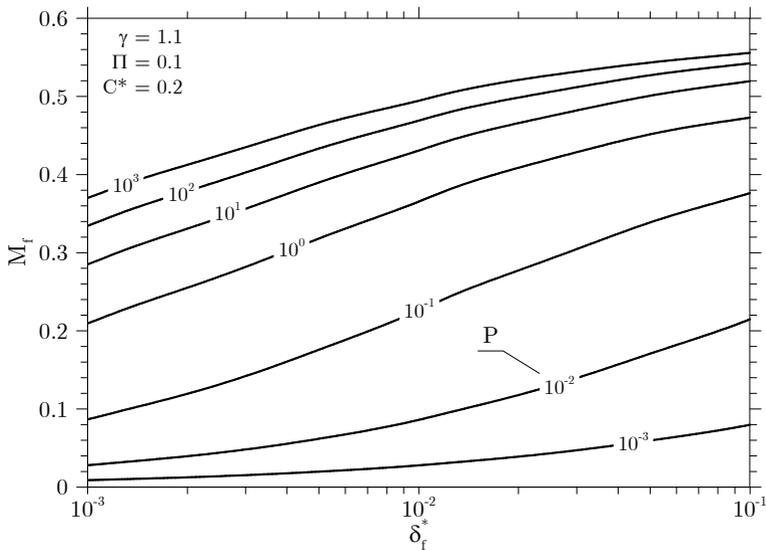


Figura 6.9 – Variação de M_f com δ_f^* para diferentes valores de P ($\Pi = 0,1$; $C^* = 0,2$).

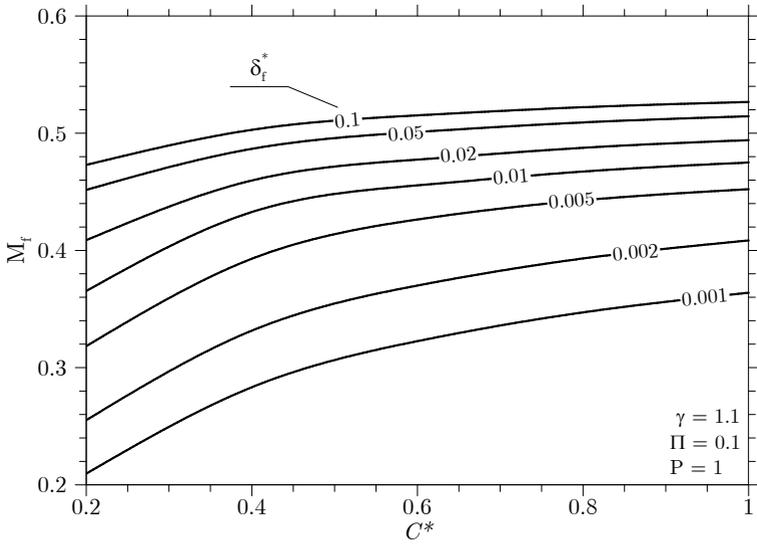


Figura 6.10 - Variação de M_f com C^* para diferentes valores de δ_f^* ($\Pi = 0,1$; $P = 1$).

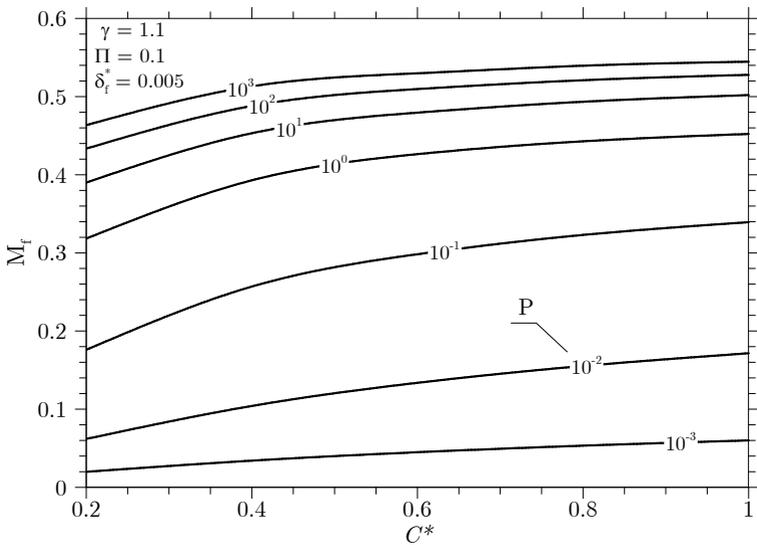


Figura 6.11 - Variação de M_f com C^* para diferentes valores de P ($\Pi = 0,1$; $\delta_f^* = 0,005$).

O efeito da razão entre calores específicos γ é apresentado nas Figs. 6.12 e 6.13 para algumas condições específicas, e representa o comportamento observado para diversas combinações de parâmetros adimensionais.

De maneira geral, observa-se que M decresce quase que linearmente com o aumento de γ . Para γ variando entre 1,10 e 1,40, a redução de M é aproximadamente de 10%. Este comportamento simples permite que as análises sejam realizadas para um único γ , facilitando o entendimento e o desenvolvimento de correlações.

É importante ressaltar que embora M decresça com o aumento de γ , o fluxo de massa aumenta proporcionalmente com a raiz quadrada de γ , conforme indica a Eq. (6.1).

As curvas de M variando com Π apresentadas na Fig. 6.14 são para os valores máximos de P e δ^* considerados neste estudo, onde os efeitos viscosos são desprezíveis e M atinge seus valores máximos. Como se observa, o escoamento pela folga de flanco alcança a condição de escoamento bloqueado relativamente antes que o previsto pela teoria de escoamento compressível isentrópico em bocais convergentes. Isto ocorre porque Π representa a relação entre as pressões a montante e a jusante da folga. A geometria da folga de flanco assemelha-se a um bocal convergente-divergente, onde a pressão na área de passagem mínima é normalmente menor que a pressão de saída (a jusante da folga mínima). Assim, Π não é necessariamente a relação de pressão mínima do escoamento. Por outro lado, a pressão mínima do escoamento pela folga de topo ocorre na saída e, neste caso, Π representa bem a razão de pressão crítica estabelecida para escoamento isentrópico.

Outra observação pertinente é que ambos os escoamentos apresentam valores de M abaixo do valor teórico máximo para bocais convergentes. Apesar das incertezas associadas à modelagem turbulenta do escoamento, é provável que perdas localizadas em condições de alta velocidade impeçam fluxos de massa maiores para uma dada condição.

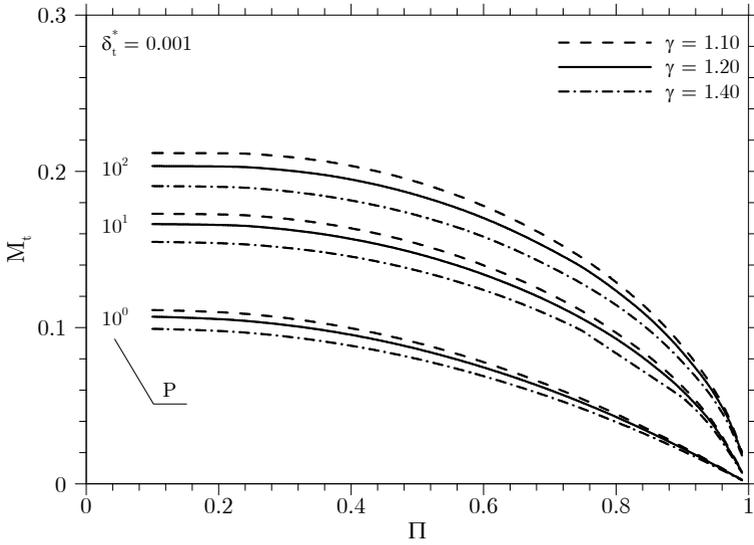


Figura 6.12 – Variação de M_t com Π para diferentes valores de γ e P ($\delta_t^* = 0,001$).

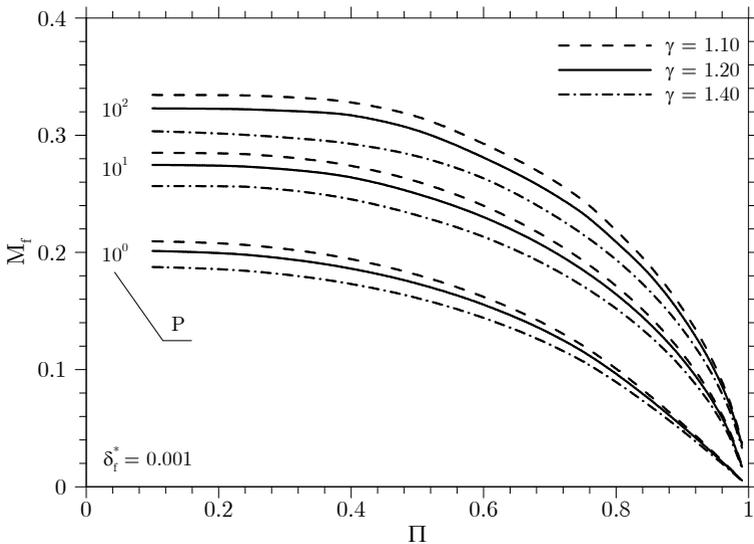


Figura 6.13 - Variação de M_f com Π para diferentes valores de γ e P ($\delta_f^* = 0,001$; $C^* = 0,2$).

Na entrada da folga de topo o escoamento precisa mudar sua direção. Assim, escoamentos de alta velocidade levam ao surgimento de regiões de recirculação e, conseqüentemente, causam uma queda de pressão na entrada da folga. Da mesma maneira, o escoamento pela folga de flanco sofre a influência da curvatura do canal, que pode levar à separação do escoamento e à formação de regiões de recirculação. Estes efeitos podem ser confirmados pela análise da variação de pressão ao longo da folga.

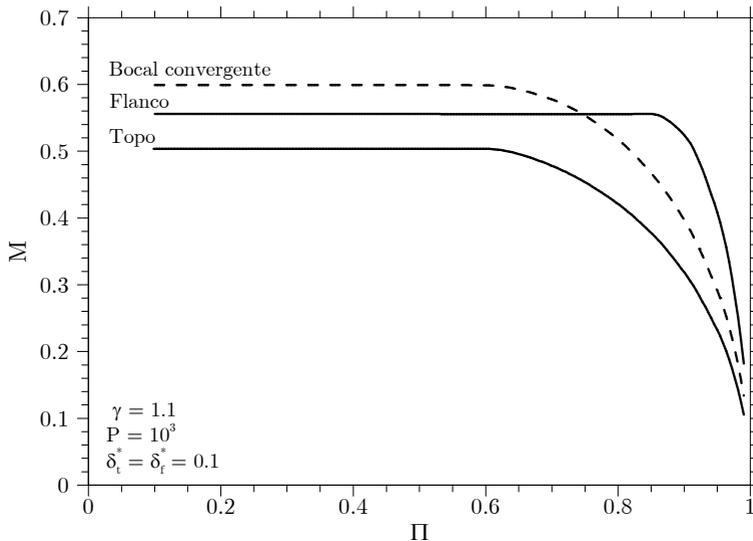


Figura 6.14 – Variação de M com Π para as folgas de topo e de flanco ($P = 10^3$ e $\delta_t^* = \delta_t^* = 0,1$).

6.4.2 Variação de pressão ao longo das folgas

A variação de pressão ao longo da folga de topo é mostrada na Fig. 6.15 para diferentes valores de potencial de vazamento, P , e razão de pressão, Π , e folga adimensional, δ_t^* , mínimas. Para auxiliar o entendimento, a pressão e a posição ao longo do canal são adimensionalizadas pela pressão do gás na câmara a jusante, p_1 , e pelo comprimento do canal, t , respectivamente.

Nota-se que nestas condições as forças viscosas predominam, e a variação de pressão ao longo do canal segue o comportamento previsto pela solução analítica para escoamentos viscosos compressíveis (Zuk e Smith, 1969):

$$p(x) = p_h \sqrt{1 - \left(1 - \Pi^2\right) \frac{x}{t}} \tag{6.6}$$

Observa-se ainda que a pressão na saída do canal é maior que a pressão na câmara a jusante para valores mais elevados de P, indicando que o escoamento está bloqueado.

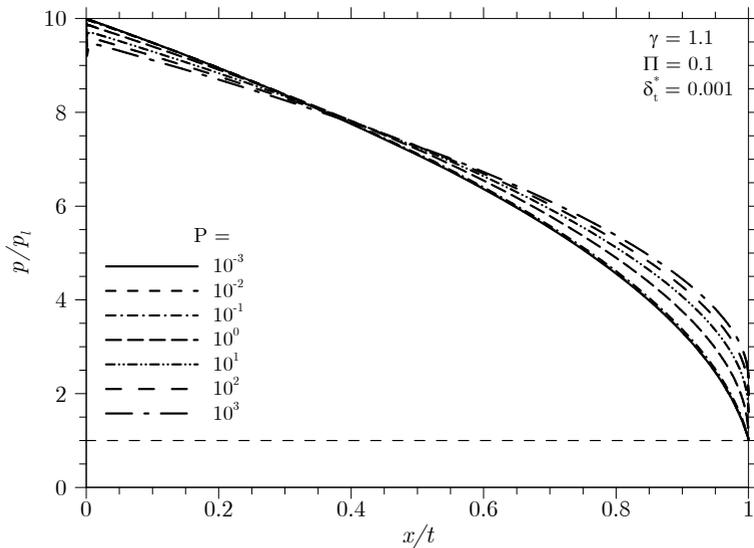


Figura 6.15 – Variação de pressão ao longo da folga de topo para diferentes valores de P ($\delta_t^* = 0,001$; $\Pi = 0,1$).

Para δ_t^* maiores, a velocidade do escoamento aumenta e quedas de pressão significativas surgem na entrada do canal, como ilustrado na Fig. 6.16 para $P = 100$ e $\Pi = 0,1$. Para a folga máxima analisada ($\delta_t^* = 0,1$), a redução da área de passagem mínima do escoamento é suficiente para levar o escoamento à

condição supersônica, evidenciada pelo aumento de pressão ao longo do canal.

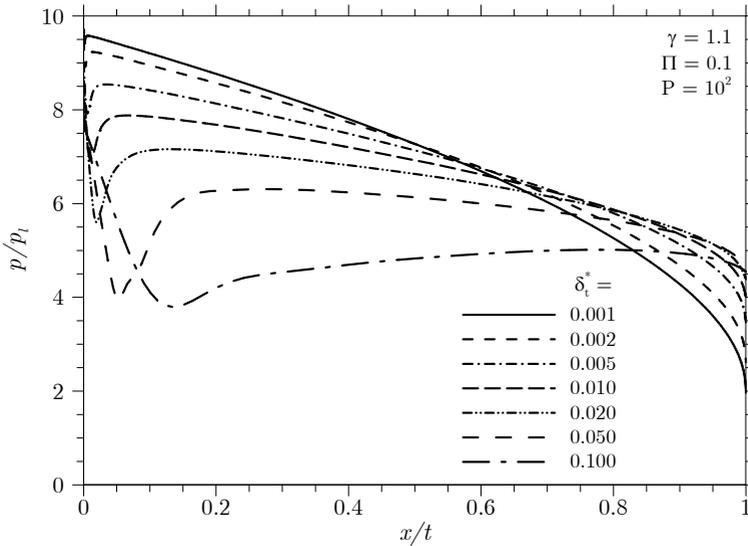


Figura 6.16 – Variação da pressão ao longo da folga de topo para diferentes valores de δ_t^* ($P = 100$; $\Pi = 0,1$).

As Figs. 6.17 a 6.19 apresentam a variação da pressão ao longo do canal da folga de flanco. A pressão e a posição são adimensionalizadas pela pressão da câmara a jusante, p_1 , e pelo comprimento total do canal, L_f , respectivamente. A posição $x/L_f = 0$ representa o afastamento mínimo do canal. Diferente do previsto pela teoria do escoamento compressível isentrópico, os efeitos viscosos e de curvatura fazem com que a pressão mínima seja alcançada em uma posição a jusante da folga mínima. Quando as forças viscosas são predominantes, a pressão mínima no canal resulta igual à pressão da câmara a jusante (Fig. 6.17). Conforme as folgas aumentam, a pressão do gás atinge valores menores que a pressão da câmara a jusante (Fig. 6.18). Além disso, o ponto de mínima pressão desloca-se em direção à saída do canal. Efeito semelhante é causado pela redução da curvatura da câmara, C^* , embora em uma escala menor (Figs. 6.19).

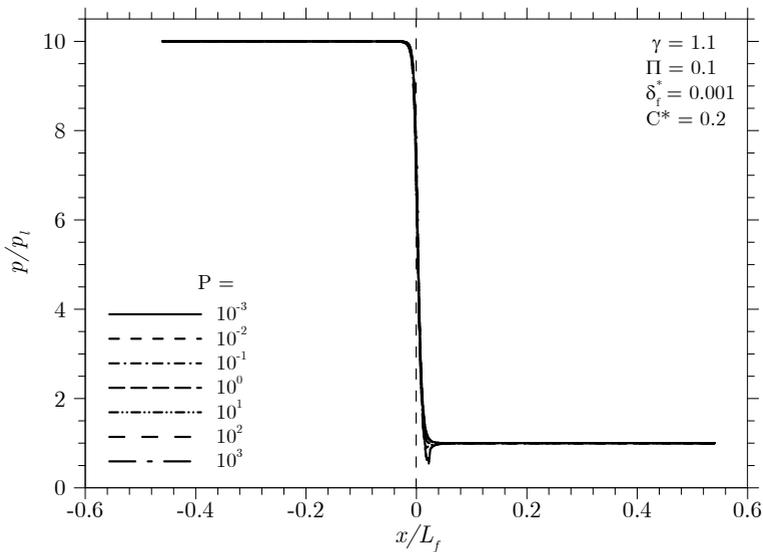


Figura 6.17 – Variação de pressão ao longo da folga de flanco para diferentes valores de P ($\delta_f^* = 0,001$; $\Pi = 0,1$; $C^* = 0,2$).

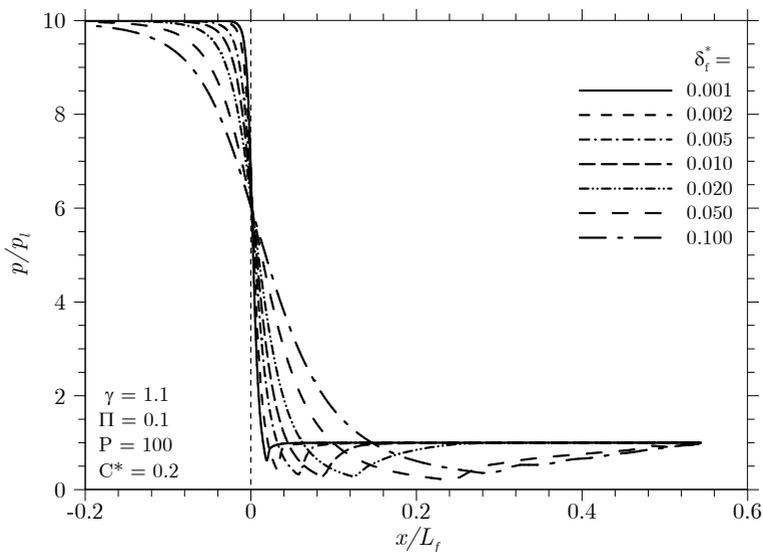


Figura 6.18 – Variação de pressão ao longo da folga de flanco para diferentes valores de δ_f^* ($P = 100$; $\Pi = 0,1$; $C^* = 0,2$).

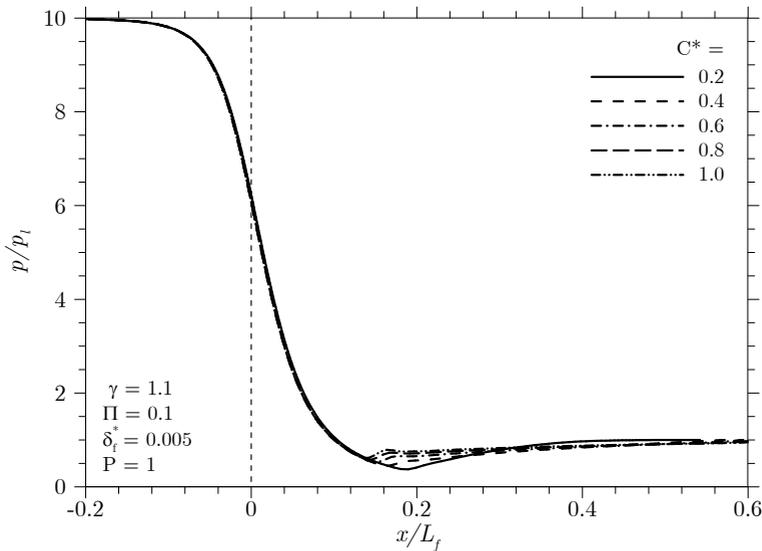


Figura 6.19 – Variação de pressão ao longo da folga de flanco para diferentes valores de C^* ($\Pi = 0,1$; $P = 1$; $\delta_i^* = 0,005$).

6.5 Análise do regime de escoamento

Os resultados apresentados até o momento são teoricamente válidos para escoamentos em regime turbulento. Entretanto, em diversas condições de interesse os efeitos viscosos são predominantes, podendo levar o escoamento ao regime laminar. Assim, algumas análises foram realizadas para avaliar a hipótese de regime turbulento e também o próprio modelo de turbulência utilizado.

Alguns estudos experimentais encontrados na literatura para escoamentos em dutos de seção transversal retangular fornecem estimativas para o número de Reynolds mínimo de transição entre os regimes laminar e turbulento, Re_c . Nessas geometrias de escoamento, o número de Reynolds é definido como $Re = \rho U 2d / \mu$, onde d é a distância entre as placas.

Daves e White (1928) observaram experimentalmente que $Re_c \approx 2880$ em canais com razão de aspecto (w/d) variando entre 37 a 165. Patel e Head (1969) obtiveram $Re_c \approx 2600$ também para o escoamento plenamente desenvolvido em um canal com razão de aspecto igual a 48. Prandtl e Tiejens (1957) afirmam que Re_c é maior em canais com entradas arredondadas. Para entradas retas (flangeadas) observaram que a transição ocorre para $Re_c \approx 4000$. Pelos dados encontrados, parece correto afirmar que o início da transição do escoamento entre duas placas planas paralelas é algo em torno de $Re_c \approx 3000$.

Para avaliar a hipótese de escoamento turbulento na análise dos vazamentos, comparam-se os resultados dos modelos SST e *Realizable k-ε* (RKE) com a solução laminar do escoamento de topo. Duas folgas são analisadas: $\delta_t^* = 0,001$ (Fig. 6.20) e $\delta_t^* = 0,01$ (Fig. 6.21). Os números de Re apresentados referem-se aos valores máximos observados em cada um dos três valores de P considerados (0,1, 1 e 10), ou seja, para Π mínima (0,1). De maneira geral, verifica-se que os dois modelos de turbulência fornecem resultados apropriados em casos onde o regime do escoamento é claramente laminar. À medida que o Re aumenta as soluções laminar e turbulentas se afastam, como esperado. Porém, as diferenças diminuem com o aumento da folga, uma consequência da redução dos efeitos de parede sobre o escoamento médio. Embora resultados não sejam apresentados aqui, a diferença entre as abordagens foi desprezível para $\delta_t^* > 0,05$.

Apesar da pequena diferença observada entre os modelos SST e RKE, optou-se pelo primeiro por incorporar as melhores características dos modelos $k-\omega$ e $k-\varepsilon$, havendo vários relatos na literatura sobre sua aplicação com sucesso em diversos problemas, principalmente na presença de transferência de calor.

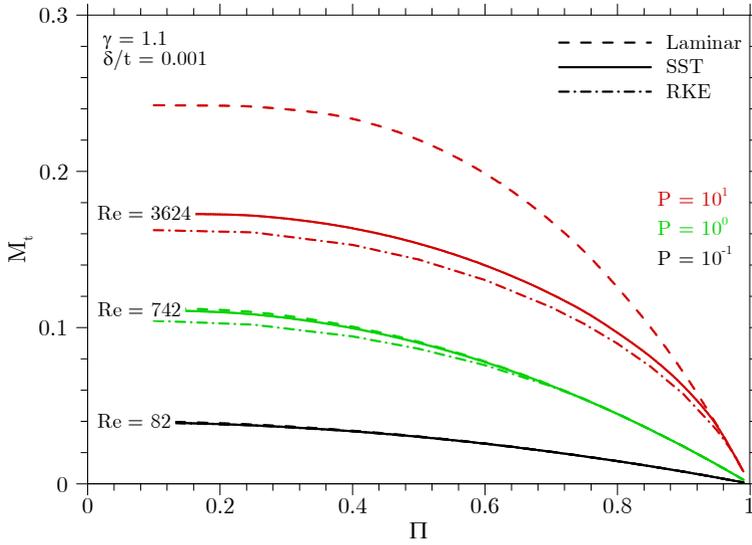


Figura 6.20 – Análise do regime de escoamento na folga de topo $\delta/t=0,001$.

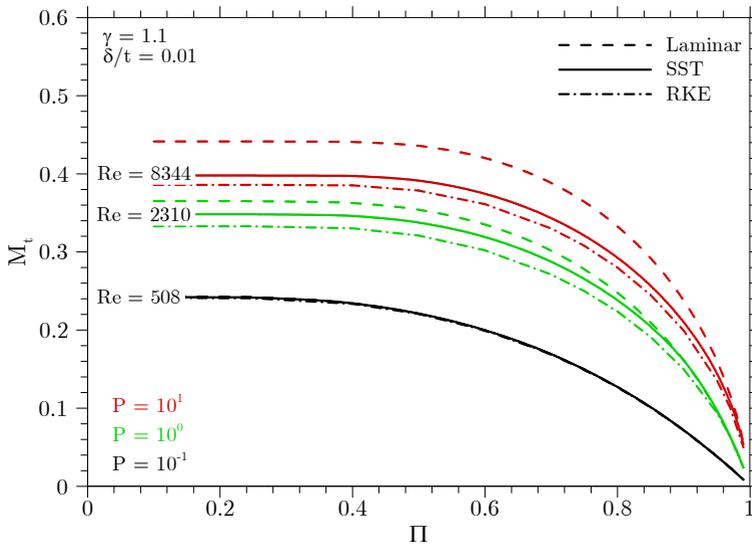


Figura 6.21 – Análise do regime de escoamento na folga de topo: $\delta/t=0,01$.

6.6 Propostas de correlações para vazamentos

O comportamento crescente e assintótico de M com o decréscimo de Π pode ser bem representado pela função de crescimento de Richards (Richards, 1959). Assim, após o ajuste de alguns coeficientes, obtém-se a seguinte função generalizada para o cálculo de M :

$$M = \left(\frac{f_1}{q} \times \frac{1 + q}{1 + q \exp(-f_2 \times (1 - \Pi))} - 1 \right) \times f_\gamma \quad (6.7)$$

onde $q = 0,01$.

A função f_γ corrige o valor de M de acordo com a razão de calores específicos γ e é dada por:

$$f_\gamma = 0,4\gamma + 0,56 \quad (6.8)$$

Por outro lado, as relações f_1 e f_2 são funções dos parâmetros adimensionais apresentados na seção 6.3, de acordo com a folga de interesse. Tais relações são detalhadas a seguir.

a) Funções f_1 e f_2 para a folga de topo:

Para o escoamento de gás pela folga de topo, as funções f_1 e f_2 presentes na Eq. (6.7) tomam a seguinte forma:

$$f_1(P, \delta_t^*) = \frac{0,53}{1 + g_1 \times (\delta_t^*)^{-0,80}} \quad (6.9)$$

$$f_2(P, \delta_t^*) = \frac{10}{1 + g_2 \times (\delta_t^*)^{-0,56}} \quad (6.10)$$

nas quais as funções g_1 e g_2 são obtidas a partir de

$$g_i(P) = c_{1,i} + \frac{c_{2,i} - c_{1,i}}{1 + qP^{c_{3,i}}} \quad (6.11)$$

As constantes da Eq. (6.11) são dadas na Tab. 6.1, onde dois intervalos de P são considerados para melhor ajustar da correlação aos dados numéricos.

b) Funções f_1 e f_2 para a folga de flanco:

Para o escoamento de gás pela folga de flanco, as funções f_1 e f_2 presentes na Eq. (6.7) são dadas por:

$$f_1(C^*, P, \delta_f^*) = \frac{0,59}{1 + g_1 \times (\delta_f^*)^{-0,469}} \quad (6.12)$$

$$f_2(C^*, P, \delta_f^*) = g_2 \times (\delta_f^*)^{-0,413} + 1,9 \quad (6.13)$$

sendo as funções g_1 e g_2 obtidas de

$$g_1(C^*, P) = h_{1,1} \times P^{h_{1,2}} + h_{1,3} \quad (6.14)$$

$$g_2(C^*, P) = \frac{h_{2,1}}{1 + h_{2,2} \times P^{-h_{2,3}}} \quad (6.15)$$

onde, de forma geral, define-se que

$$h_{i,j}(C^*) = c_{1,i,j} \ln(C^* + c_{2,i,j}) + c_{3,i,j} \quad (6.16)$$

As constantes da Eq. (6.16) são dadas pela Tab. 6.2, divididas novamente em dois intervalos de P para melhor ajustar a correlação aos dados numéricos.

Tabela 6.1: Constantes da correlação para a previsão do vazamento pela folga de topo.

P	i	$c_{1,i}$	$c_{2,i}$	$c_{3,i}$
< 1	1	0,593	$6,83 \times 10^{-3}$	0,538
	2	6,223	$1,89 \times 10^{-3}$	0,296
> 1	1	0,876	$3,59 \times 10^{-3}$	0,299
	2	4,178	$2,20 \times 10^{-2}$	0,401

Tabela 6.2: Constantes da correlação para a previsão do vazamento pela folga de flanco.

P	i	j	$c_{1,i,j}$	$c_{2,i,j}$	$c_{3,i,j}$
< 1	1	1	$-6,5413 \times 10^{-3}$	$-1,6255 \times 10^{-1}$	$1,2519 \times 10^{-2}$
		2	$2,4500 \times 10^{-2}$	$3,3434 \times 10^{-2}$	$-5,0886 \times 10^{-1}$
		3	$-6,9910 \times 10^{-3}$	$-1,6456 \times 10^{-1}$	$8,6602 \times 10^{-3}$
	2	1	$2,0122 \times 10^{+1}$	$-1,2248 \times 10^{-1}$	$8,0950 \times 10^{+1}$
		2	$1,4157 \times 10^{-1}$	$-1,4801 \times 10^{-1}$	$6,0047 \times 10^{-1}$
		3	$-1,6422 \times 10^{-1}$	$-7,6579 \times 10^{-2}$	$5,8955 \times 10^{-1}$
> 1	1	1	$-9,4039 \times 10^{-3}$	$-1,6734 \times 10^{-1}$	$1,6841 \times 10^{-2}$
		2	$-8,8514 \times 10^{-3}$	$-5,4487 \times 10^{-2}$	$-3,0428 \times 10^{-3}$
		3	$-3,5852 \times 10^{-3}$	$-1,6996 \times 10^{-1}$	$4,4348 \times 10^{-3}$
	2	1	$1,9877 \times 10^{+1}$	$-1,7071 \times 10^{-1}$	$1,6063 \times 10^{+2}$
		2	$-2,2861 \times 10^{-1}$	$-1,0649 \times 10^{-1}$	2,0050
		3	$3,2934 \times 10^{-2}$	$-2,0143 \times 10^{-2}$	$4,0344 \times 10^{-1}$

6.7 Validação das novas correlações de vazamentos

Nesta seção, as correlações propostas para a estimativa dos vazamentos de topo e de flanco são validadas através de alguns dados experimentais encontrados na literatura. Devido à escassez de resultados especificamente para a geometria das espiras do compressor *scroll*, utilizam-se também dados obtidos em estudos genéricos de escoamento de gases através de passagens estreitas.

6.7.1 Escoamento pela folga de topo

Zuk *et al.* (1972) apresentam resultados numéricos e experimentais para o escoamento de ar através de fendas estreitas. Os resultados experimentais são obtidos para a geometria de um difusor radial e a modelagem numérica é simplificada para o caso de um escoamento entre duas placas planas paralelas, uma simplificação muito similar à adotada no estudo do vazamento através da folga de topo. As condições de teste são resumidas na Tab. 6.3 de acordo com a nomenclatura utilizada neste trabalho. A pressão de saída foi variada nos testes. Os resultados numéricos de Zuk *et al.* (1972) foram obtidos através das equações para o escoamento de Fanno, com e sem perdas localizadas na entrada.

Tabela 6.3: Condições de teste experimentais adotadas no trabalho de Zuk *et al.* (1972).

	Teste 1	Teste 2	Teste 3
Fluido	ar	ar	ar
Pressão na entrada – p_h [kPa]	276	418	671
Temp. na entrada – T_h [K]	296	300	295
Folga – δ [μm]	38	38	39
Espessura – t [mm]	6,4	6,4	6,4
Comprimento – L [mm]	9,55	9,55	9,55

Os resultados apresentados na Fig. 6.22 demonstram excelente concordância entre os dados experimentais e os resultados fornecidos pela correlação proposta neste trabalho, nas três condições de teste. Assim, fica evidenciado que a correlação é capaz de prever a vazão mássica adequadamente mesmo em condições em que a perda de carga localizada na entrada da folga é considerável. Destaca-se também que o resultado obtido por Zuk *et al.* (1972), através do modelo para o escoamento de Fanno, apresenta excelente concordância com os resultados experimentais quando um coeficiente de perda de contração igual a 0,6 é utilizado para corrigir as propriedades de estagnação na entrada da folga.

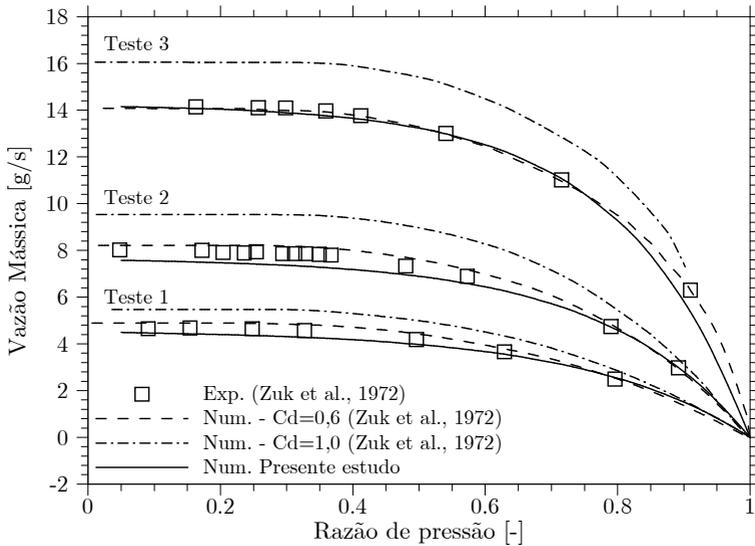


Figura 6.22 – Validação numérica do modelo para a folga de topo. Resultados experimentais de Zuk *et al.* (1972).

Suefuji *et al.* (1992) analisaram experimentalmente o escoamento de R22 através de folgas de topo típicas de compressores *scroll*. A pressão de entrada foi variada ao longo dos testes, assim como a dimensão da folga. As demais condições são resumidas na Tab. 6.4.

Tabela 6.4: Condições de teste experimentais adotadas no trabalho de Suefuji *et al.* (1992).

	Teste 1	Teste 2	Teste 3
Fluido	R-22	R-22	R-22
Pressão na saída - p_1 [kPa]	100	100	100
Folga - δ [μm]	3,6	9,0	21,0
Espessura - t [mm]	4,5	4,5	4,5
Comprimento - L [mm]	126	126	126

Suefuji *et al.* (1992) não indicaram a temperatura do gás na entrada da folga. Assim, assumiu-se que o gás estaria a uma temperatura ambiente ($T_h \approx 300$ K). A concordância entre os resultados experimentais e numéricos foi satisfatória para as três folgas de topo avaliadas, como pode ser visto na Fig. 6.23.

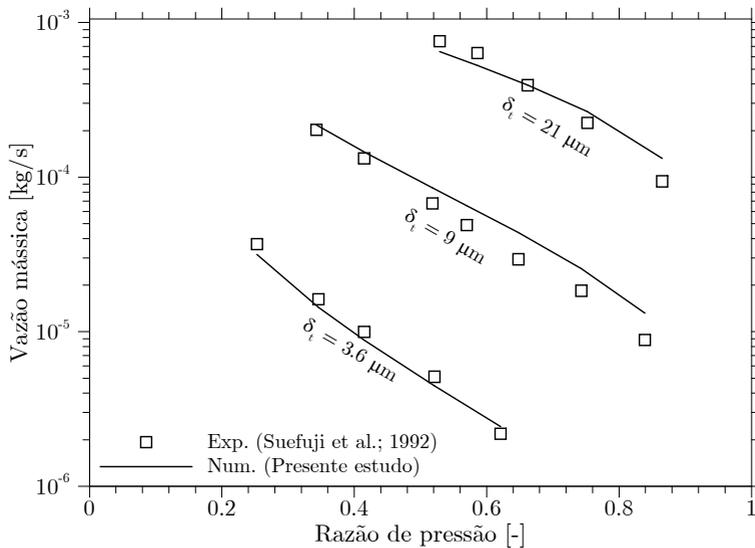


Figura 6.23 – Validação numérica do modelo para a folga de topo. Dados experimentais de Suefuji *et al.* (1972).

Shi *et al.* (2001) estudaram numérica e experimentalmente o escoamento bloqueado e adiabático de gases de baixa densidade em canais estreitos formados por placas planas paralelas. Resultados experimentais para o ar foram obtidos em uma geometria de dimensões bem maiores que as encontradas em compressores *scroll*, como pode ser visto na Tab. 6.5. De qualquer forma, a relação δ/t é da ordem daquela encontrada na folga de topo.

Tabela 6.5: Condições de teste experimentais adotadas no trabalho de Shi *et al.* (2001).

	Teste A	Teste B	Teste C	Teste D
Fluido	ar	ar	ar	ar
Pressão na entrada - p_h [kPa]	40	13,35	6,65	1,32
Temp. na entrada - T_h [K]	288	288	288	288
Folga - δ [mm]	1	1	1	1
Espessura - t [mm]	120	120	120	120
Comprimento - L [mm]	50,5	50,5	50,5	50,5

A concordância entre os resultados experimentais e numéricos foi novamente satisfatória (Fig. 6.24). Na condição de teste A, onde as maiores diferenças são observadas, o escoamento atinge valores de Re da ordem de 7000, podendo estar na região de transição laminar-turbulento. Esta hipótese é reforçada pelos resultados da solução laminar do escoamento.

6.7.2 Escoamento pela folga de flanco

Os aparatos experimentais utilizados para a análise dos vazamentos de flanco encontrados na literatura são simplificados à geometria de dois cilindros não concêntricos, similar à geometria da folga de flanco em compressores rotativos. Em outras palavras, diferentemente da geometria formada pelas espiras, nesses experimentos as câmaras a montante e a jusante possuem

geometrias idênticas, com curvatura constante. Desta forma, é esperado que haja uma maior discrepância entre a correlação proposta e os resultados experimentais. Esta é uma dificuldade devido à escassez de resultados experimentais.

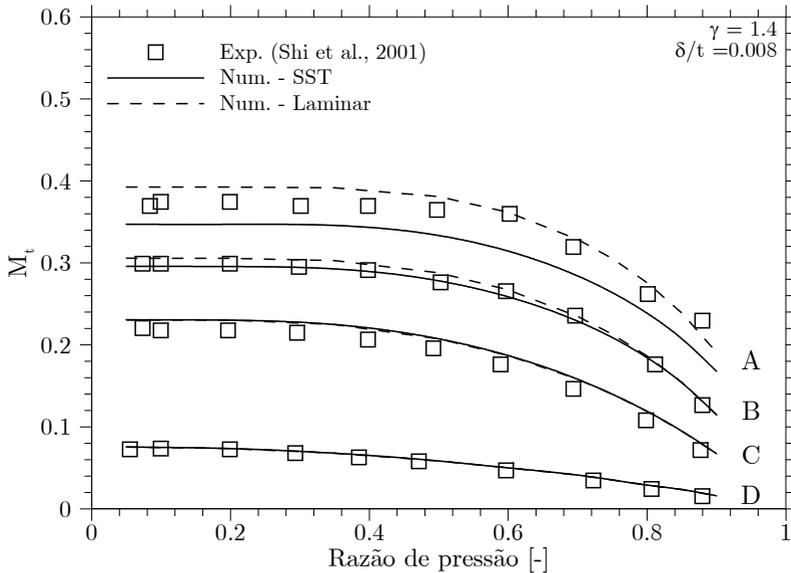


Figura 6.24 – Validação numérica do modelo para a folga de topo. Dados experimentais de Shi *et al.* (2001).

Xiuling *et al.* (1992) estudaram numericamente e experimentalmente o escoamento de R-12 e R-22 através da folga simplificada de flanco. Além do fluido refrigerante, a razão de pressão e a dimensão da folga foram variadas nos testes, de acordo com os dados da Tab. 6.6. Posteriormente, os experimentos de Xiuling *et al.* (1992) foram revisitados por Zhen e Zhiming (1994), incluindo N_2 às análises.

Tabela 6.6: Condições de teste experimentais adotadas no trabalho de Xiuling *et al.* (1992) e Zhen e Zhiming *et al.* (1994).

	Teste 1	Teste 2	Teste 3
Fluido	R-12	R-22	N ₂
Pressão na saída – p_1 [kPa]	98	98	98
Pressão na entrada – p_h [MPa]	0,4-1,2	0,4-1,2	0,4-1,0
Temp. na entrada – T_h [K]	323	323	280-323
Folga – δ [μm]	4-13	4-13	4-10
Curvatura – C^*	0,5	0,5	0,5
Altura – h [mm]	21,4	21,4	21,4

Como se verifica nos resultados apresentados nas Figs. 6.25 e 6.26, a concordância entre os resultados numéricos e experimentais é satisfatória, exceto pelos resultados para N₂ quando a pressão a montante é variada (Fig. 6.25).

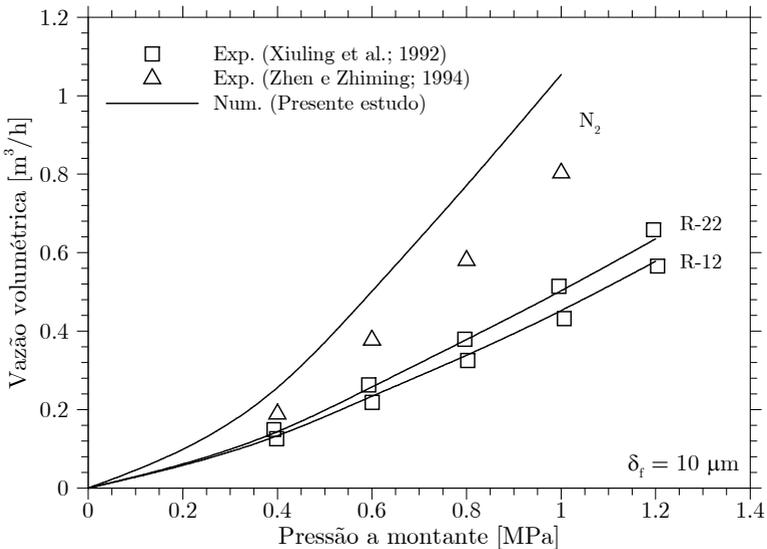


Figura 6.25 – Validação numérica do modelo para a folga de flanco. Dados experimentais de Xiuling *et al.* (1972) e Zhen e Zhiming (1994).

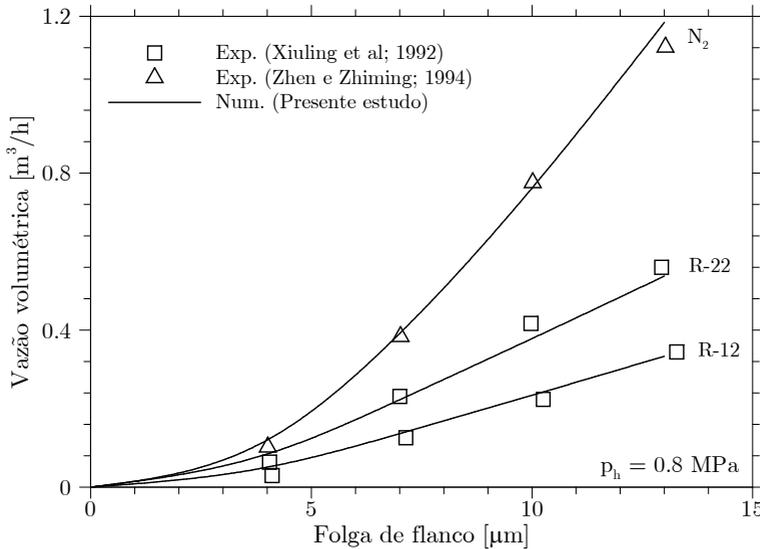


Figura 6.26 – Validação numérica do modelo para a folga de flanco. Dados experimentais de Xiuling *et al.* (1972) e Zhen e Zhiming (1994).

No caso específico dos dados de Zhen e Zhiming (1994), observa-se ainda uma incoerência entre as vazões volumétricas apresentadas nas Figs. 6.25 e 6.26 para $p_h = 0,8 \text{ MPa}$ e $\delta_f = 10 \mu\text{m}$, indicando um possível erro na divulgação das condições de teste.

Existem muitas razões que podem justificar as discordâncias verificadas entre os resultados numéricos e experimentais. Além das próprias incertezas numéricas, a realização de experimentos com dimensões tão pequenas é um desafio à parte, devido grande dificuldade em se controlar o valor da folga. Problemas de montagem, tolerâncias de fabricação, e deformações devido à diferença de pressão elevada são possíveis fontes de erros experimentais. Desta forma, considera-se satisfatória a concordância verificada entre os resultados numéricos e experimentais.

6.8 Análise de efeitos transientes sobre o vazamento

Os modelos diferenciais apresentados no Cap. 5: são empregados novamente para a análise dos efeitos transientes sobre os vazamentos, a partir de comparações com os valores obtidos das correlações desenvolvidas na seção 6.6.

Na análise do escoamento pela folga de topo aplicam-se condições de contorno transientes à fronteira de saída. Assim, a pressão e a temperatura na região a jusante da folga são mantidas constantes, definindo o valor de P . Por outro lado, a pressão na câmara a montante é variada ao longo do tempo, de maneira a reduzir o valor de Π linearmente de 1 a 0,1 ao longo de uma revolução, ou seja, no intervalo de $1/f_c$ segundos, em que f_c é a frequência de operação do compressor. Este é o comportamento típico de Π observado em condições de elevada razão de pressão em compressores com baixo número de voltas da espira ($N \lesssim 2$), como ilustrado anteriormente pela Fig. 6.1. A velocidade das paredes é negligenciada, uma vez que são muito menores que a velocidade média do gás na folga.

Os resultados transientes e permanentes foram comparados em diversas condições. A Fig. 6.27 apresenta a variação de M_t com Π , para o valor típico de $P = 10$, nas folgas adimensionais mínima e máxima consideradas ao longo deste estudo. As análises transientes foram realizadas para duas frequências características de operação: $f_c = 60$ e 120 Hz.

Pode-se observar que para a condição de folga mínima, $\delta_t = 0,001$, onde os efeitos viscosos são importantes, o efeito da inércia do escoamento é menor, podendo ser desprezada para $\Pi < 0,9$, mesmo na frequência mais elevada ($f_c = 120$ Hz). À medida que a folga aumenta os efeitos transientes ganham importância. Para $\delta_t = 0,1$, o escoamento só alcança à condição de escoamento estacionário próximo à condição sônica, a qual ocorre em $\Pi \cong 0,6$. O aumento da frequência claramente amplifica os efeitos da inércia no escoamento em ambas as folgas.

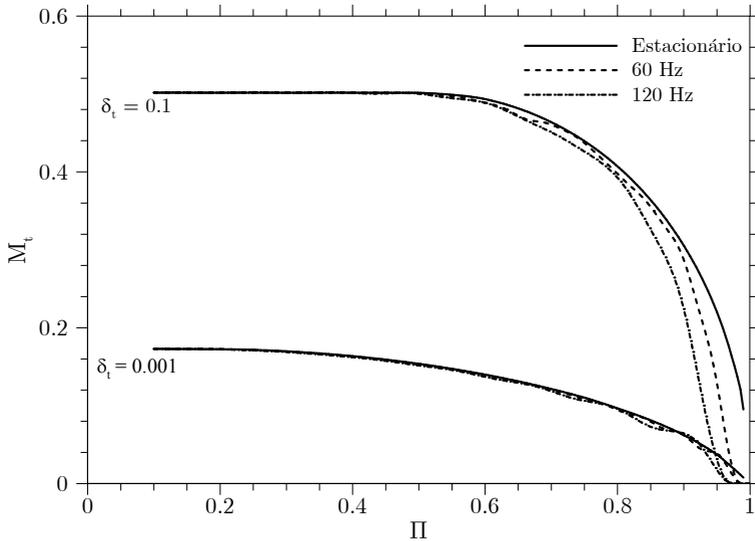


Figura 6.27 – Impacto dos efeitos transientes sobre o vazamento pela folga de topo.

Estes resultados indicam que os efeitos transientes podem ser importantes em algumas condições de operação. A correlação ajustada no presente trabalho ignora tais efeitos e, assim, pode superestimar os vazamentos. Entretanto, torna-se necessário refinar a análise para condições mais reais de operação, uma vez que a pressão a montante da folga foi mantida constante na análise. Assim, deve-se avaliar o efeito transiente dado pelo aumento de p_h , e não pelo decréscimo de p_l , visto que o aumento de p_h fará com que a vazão mássica continue aumentando mesmo quando a condição de escoamento bloqueado for alcançada.

Para tanto, os efeitos transientes sobre o vazamento de gás pela folga de flanco foram analisados com o modelo 2CC, incluindo desta forma a variação geométrica e a velocidade das fronteiras. A simulação parte de uma condição inicial homogênea de pressão e temperatura entre as duas câmaras. Na primeira revolução, a região a jusante da folga representa a câmara de sucção. Assim, pela fronteira oposta à folga de flanco ocorre a

admissão de gás a uma pressão fixa igual a pressão de evaporação. Na câmara a jusante adota-se uma condição de fluxo de massa prescrito, dado pelo próprio fluxo que deixa a câmara através da folga de flanco. Desta forma a massa de gás na câmara a jusante é mantida constante ao longo do processo de compressão. Para evitar oscilações de pressão no interior da câmara no início da simulação, a frequência de operação é elevada gradativamente de 1 Hz até a frequência nominal f_c ao longo da primeira revolução.

Através do modelo diferencial pode-se também analisar a massa de gás adicional que é perdida devido ao movimento orbital da espira, que faz com que uma parede role em relação à outra. A folga de flanco é uma fronteira entre duas câmaras consecutivas. Durante o movimento orbital da espira, ela desloca-se em direção ao centro da espira, em um movimento combinado de rotação e translação, a certa velocidade oposta ao escoamento de gás gerado pelo diferencial de pressão, como representado na Fig. 6.28. A velocidade é maior nas espiras da periferia, decrescendo à medida que a folga aproxima-se das espiras do centro.

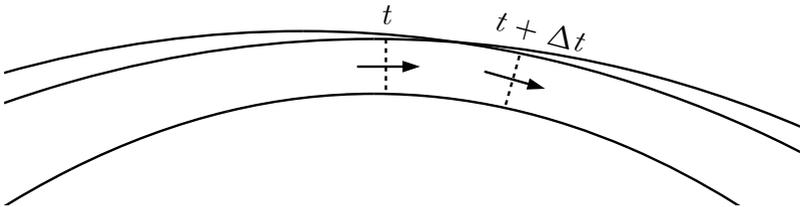


Figura 6.28 – Representação do movimento translacional da folga de flanco.

É importante entender que este efeito não está relacionado com a velocidade das paredes, mas ao movimento dos pontos de conjugacidade que demarcam as câmaras e definem a folga. Considerando apenas o perfil evolvente das espiras, a velocidade dos pontos de conjugacidade e, conseqüentemente da folga, U_t , pode ser calculada por

$$U_f = 2\pi a(2\pi N - \alpha - \theta)f_c \quad (6.17)$$

Assim, o fluxo de massa adicional pela folga de flanco, \dot{m}_{f+} , é dado pelo produto entre U_f e a densidade do gás na folga, que pode ser aproximada pela média aritmética entre ρ_l e ρ_h :

$$\dot{m}_{f+} = U_f (h\delta_f) \left(\frac{\rho_h + \rho_l}{2} \right) \quad (6.18)$$

Aparentemente, esta parcela adicional de massa não é considerada nos demais modelos encontrados na literatura.

A comparação entre os resultados previstos pelo modelo CFD transiente e o modelo analítico proposto foi realizada para um compressor de dimensões típicas operando com R-134a em duas frequências de operação. As variações de P e Π resultantes ao longo do processo de compressão podem ser vistas na Fig. 6.29.

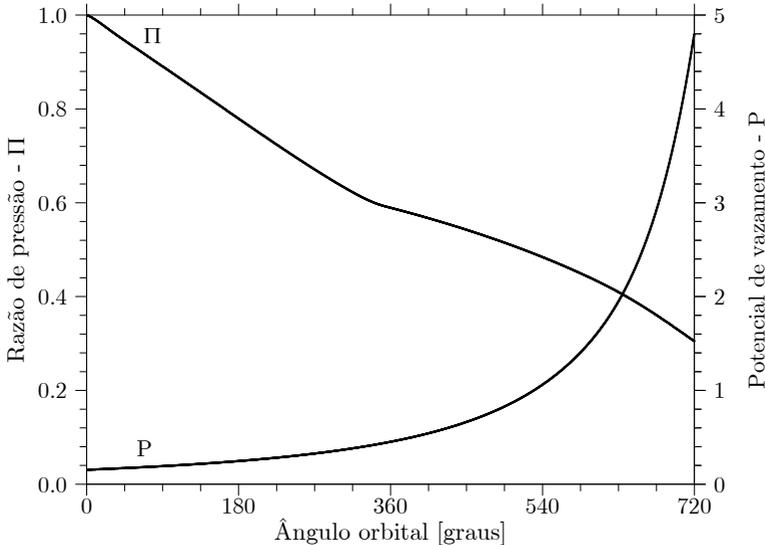


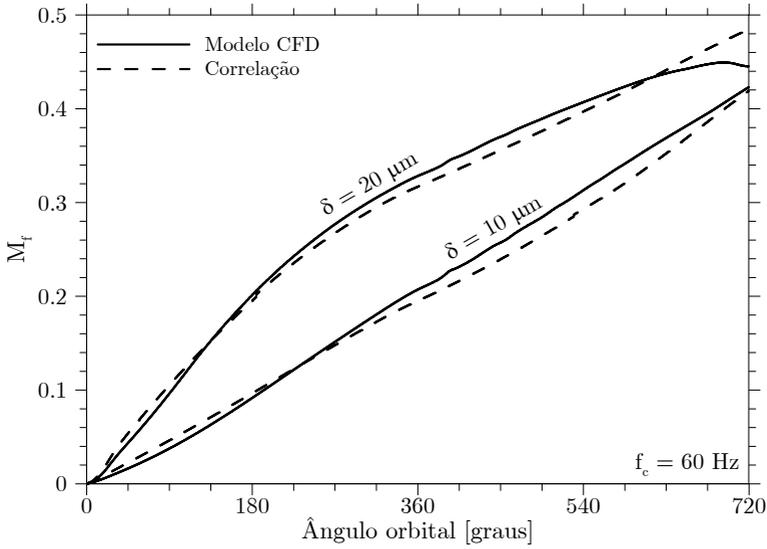
Figura 6.29 – Variação de Π e P ao longo de θ nas análises transientes do vazamento pela folga de flanco.

A Fig. 6.30 apresenta a variação de M_f ao longo do processo de compressão obtido pelo modelo CFD transiente e da correlação desenvolvida neste trabalho. O valor de M_f é calculado através da correlação proposta com base no fluxo de massa oriundo apenas do diferencial de pressão entre as câmaras. Nota-se uma boa concordância entre os resultados nas duas frequências de operação e folgas analisadas, exceto por um pequeno desvio ao final do processo para $\delta_f = 20 \mu\text{m}$.

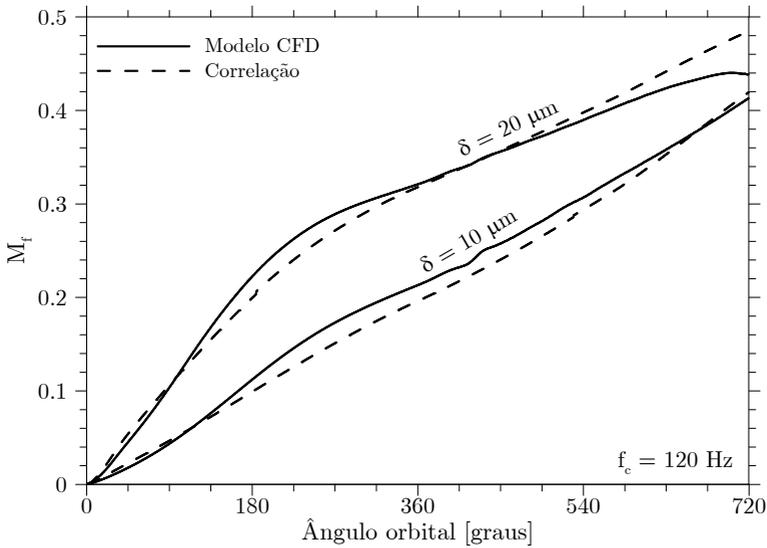
Os fluxos de massa total previstos pelo modelo CFD transiente e pela correlação são comparados na Fig. 6.31 e 6.32 para $\delta_f = 10 \mu\text{m}$ e $\delta_f = 20 \mu\text{m}$, respectivamente. Apresenta-se também a parcela do vazamento causado apenas pelo efeito da diferença de pressão, não incluindo, portanto, o efeito do movimento da folga.

A parcela \dot{m}_{f+} é relativamente maior ao início do processo de compressão, quando a velocidade da folga é alta e a diferença de pressão entre as câmaras é baixa, e cresce com a frequência de operação. Assim, a contribuição de \dot{m}_{f+} é especialmente importante para a estimativa da eficiência volumétrica do compressor.

Percebe-se ainda que a correlação proposta, incorporando \dot{m}_{f+} , é capaz de fornecer resultados razoavelmente precisos, mesmo em frequências de operação mais elevadas. Desta forma, conclui-se que os efeitos transientes têm pouco impacto sobre a parcela do vazamento oriunda da diferença de pressão, e a correlação desenvolvida pode ser aplicada com segurança na estimativa de vazamentos de flanco em diferentes velocidades (frequências) de operação.

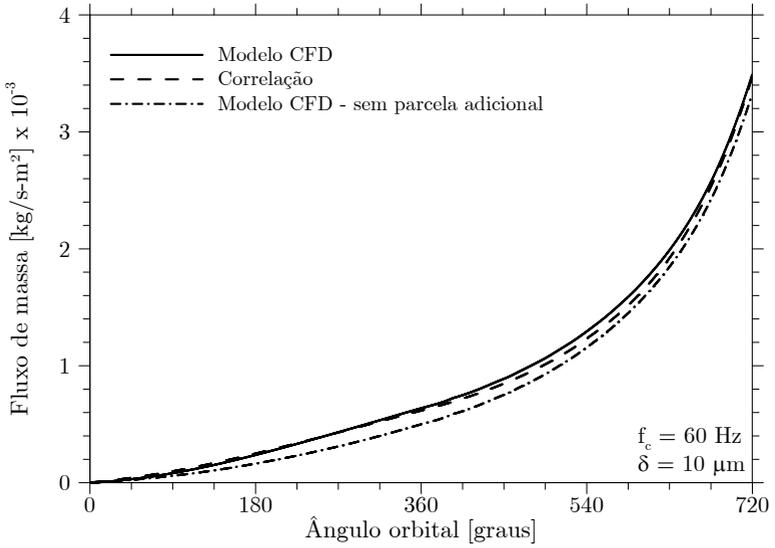


(a) 60 Hz

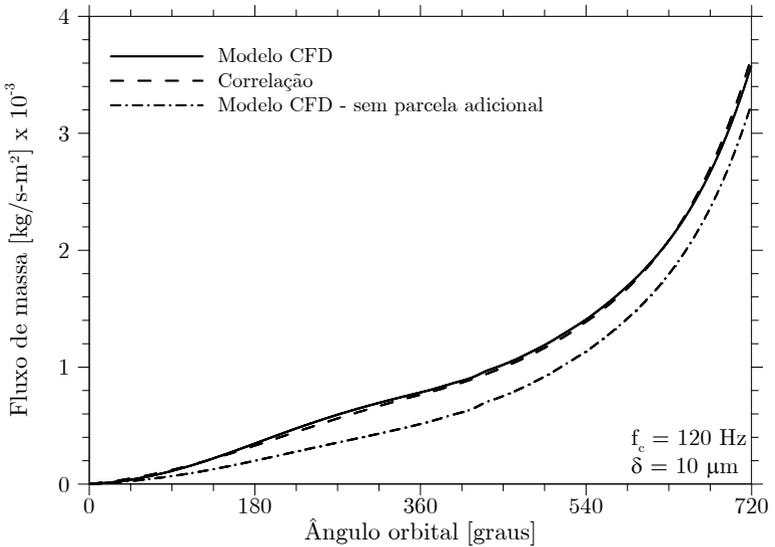


(b) 120 Hz

Figura 6.30 – Variação de M_r ao longo de θ prevista pelos modelos CFD transiente e analítico proposto.

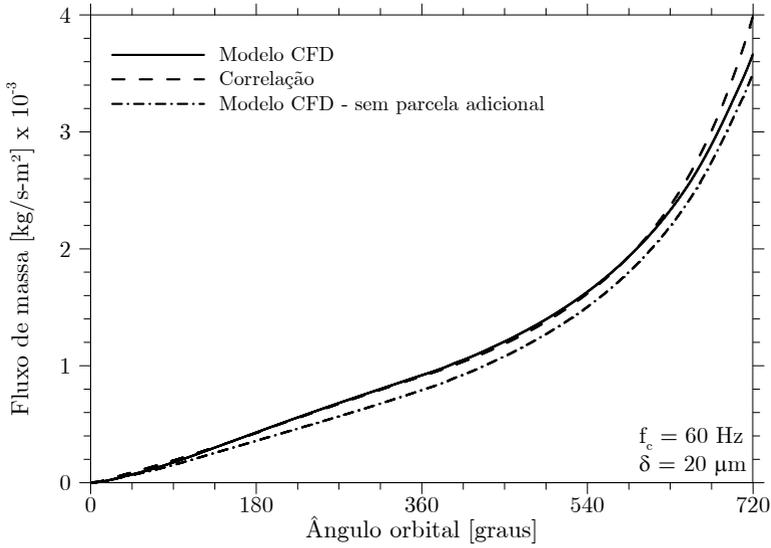


(a) 60 Hz

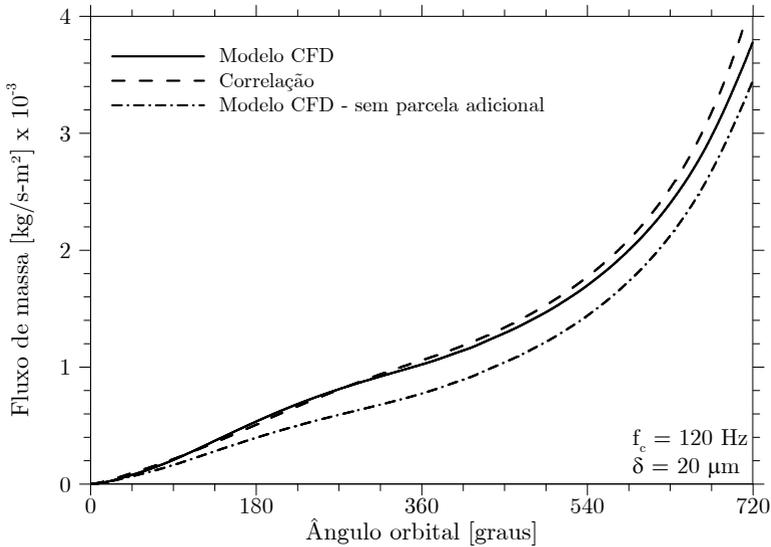


(b) 120 Hz

Figura 6.31 – Variação do fluxo de massa ao longo de θ prevista pelos modelos CFD transiente e analítico proposto: $\delta_f = 10 \mu\text{m}$.



(a) 60 Hz



(b) 120 Hz

Figura 6.32 – Variação do fluxo de massa ao longo de θ prevista pelos modelos CFD transiente e analítico proposto: $\delta_f = 20 \mu\text{m}$.

6.9 Impacto de vazamentos no desempenho do compressor

Esta seção apresenta uma análise sucinta do efeito de vazamentos sobre o desempenho de compressores *scroll* para dois fluidos refrigerantes: R-134a e R-410a. O primeiro é uma substância pura, amplamente empregada em aplicações domésticas e comerciais leves (LBP e MBP), e condicionamento de ar automotivo (HBP). O segundo fluido é uma mistura quase-azeotrópica⁸, composta por R-125 (50%) e R-32 (50%), utilizado recentemente como um substituto ao R-22 em sistemas de condicionamento de ar (HBP) doméstico e comercial. Comparativamente, o R-134a possui efeito refrigerante volúmico menor (2 a 3 vezes), necessitando assim de um volume deslocado maior para uma mesma capacidade de refrigeração. Além disso, o R-134a possui pressões de vapor consideravelmente mais baixas que o R-410a.

As análises a seguir são realizadas através do modelo integral apresentado no Cap. 4; utilizando as correlações propostas neste trabalho para a estimativa de vazamentos de gás pelas folgas de flanco e de topo. O objetivo principal é avaliar o efeito das folgas sobre as eficiências volumétrica e isentrópica do compressor, e também o impacto sobre a temperatura de descarga do gás refrigerante. Dois cenários são avaliados. Em um deles o volume deslocado é ajustado de forma a manter a capacidade nominal de interesse constante com a variação da temperatura de evaporação. Assim, avalia-se isoladamente o impacto dos vazamentos em diferentes capacidades de refrigeração nas condições características de aplicações LBP, MBP e HBP. No outro cenário o volume deslocado de referência é mantido fixo enquanto as temperaturas de evaporação e de condensação são

⁸ Uma mistura azeotrópica de duas ou mais substâncias a certa composição possui um ponto de ebulição constante e fixo, como uma substância pura. Diz-se que o R-410a é uma mistura quase-azeotrópica devido à baixa variação de temperatura (glide) durante o processo de mudança de fase a pressão constante.

alteradas independentemente. Esta análise demonstra o efeito dos vazamentos para um determinado compressor em condições de operação diferentes daquelas de projeto. Salienta-se que os resultados apresentados demonstram tendências. A fronteira real de máxima eficiência do compressor seria obtida se a geometria da espira fosse otimizada para cada condição de operação e/ou capacidade avaliada. Além disso, as análises limitam-se ao processo termodinâmico de compressão. Não são incluídas nestas análises as perdas mecânicas e elétricas, responsáveis pelo superaquecimento do gás no interior da carcaça do compressor e pela consequente redução de eficiência volumétrica.

Nas análises a seguir, a temperatura de condensação (45°C) e a rotação do compressor (3600 rpm) foram mantidas fixas. Admite-se um superaquecimento de $\Delta T_{\text{sup}} = 10^{\circ}\text{C}$. São consideradas três temperaturas de evaporação, representativas de cada aplicação: -30°C (LBP), -10°C (MBP) e 10°C (HBP). O superaquecimento de gás ao longo da linha a baixa pressão e no interior da carcaça é desconsiderado. Assim, a temperatura de sucção do gás é igual à temperatura de saída do evaporador ($T_{\text{suc}} = T_e + \Delta T_{\text{sup}}$). Finalmente, o processo de compressão é considerado adiabático.

O volume deslocado pelo compressor foi ajustado pela variação da altura (h) e do raio do círculo de base (a) da espira para cada uma das três capacidades de interesse ($\dot{Q} = 2,6$ e 10 kW), mantendo a espessura da espira (t) fixa em $3,5\text{mm}$. Além disto, a relação entre a sua altura e o diâmetro da fresa também foi mantida constante, tal que $h/D_f = 2,5$. De maneira geral, esta relação proporciona a melhor relação entre as perdas termodinâmicas e as perdas mecânicas, sendo assim um valor típico de compressores comercialmente disponíveis. Por fim, foi adotado um orifício de descarga de diâmetro igual ao máximo teórico, dado pela Eq. (3.16), com $\gamma = 90^{\circ}$.

6.9.1 Impacto sobre a eficiência volumétrica

A Fig. 6.33 ilustra a variação da eficiência volumétrica em relação às folgas de flanco e de topo. A capacidade de refrigeração nominal é de 6 kW para cada uma das três temperaturas de evaporação consideradas. Como esperado, as eficiências diminuem com o aumento das folgas de topo e de flanco, consideradas iguais. Para uma mesma capacidade, os vazamentos são menos prejudiciais ao desempenho do compressor nas aplicações de menor temperatura de evaporação, apesar das maiores razões e diferenças de pressão envolvidas. Isto se deve ao aumento do volume deslocado, e conseqüentemente da vazão volumétrica, necessário para manter a mesma capacidade de refrigeração devido à redução do efeito refrigerante volúmico, à medida que a temperatura de evaporação diminui. Assim, para uma mesma capacidade, a massa de gás que vaza para a câmara de sucção em relação à massa total bombeada pelo compressor é proporcionalmente menor em condições LBP.

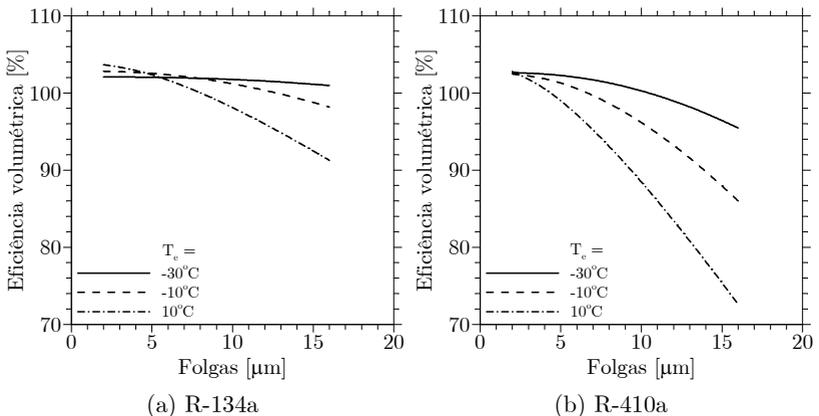


Figura 6.33 – Variação da eficiência volumétrica com as folgas para diferentes temperaturas de evaporação e capacidade fixa.

Também devido ao menor volume deslocado, devido ao maior efeito refrigerante volúmico, a eficiência volumétrica de um compressor com refrigerante R-410a é consideravelmente mais

sensível às folgas se comparado a outro operando com R-134a, como exemplificado na Fig. 6.34 para uma temperatura de evaporação de $T_e = -10^\circ\text{C}$.

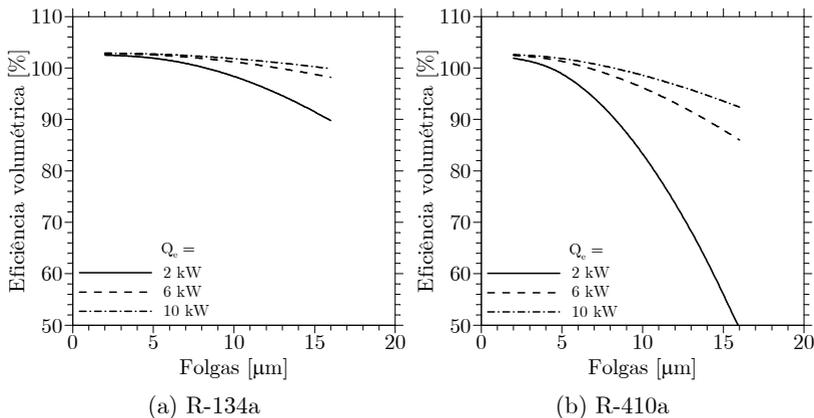


Figura 6.34 – Variação da eficiência volumétrica com as folgas para diferentes capacidades e temperatura de evaporação fixa.

Na Fig. 6.35 analisa-se a variação da eficiência volumétrica com a temperatura de evaporação para um compressor com capacidade nominal de 10 kW quando $T_e = 10^\circ\text{C}$. Caso não houvesse vazamento, a eficiência volumétrica permaneceria praticamente constante com a variação da temperatura de evaporação. Aumentos muito pequenos seriam observados para as evaporações mais elevadas pela redução do refluxo de gás ao final do processo de sucção, talvez devido ao aumento da densidade e, por consequência, da inércia do escoamento.

Quando há vazamento para a câmara de sucção, a influência da temperatura de evaporação sobre a eficiência volumétrica aumenta para as maiores folgas e depende do balanço entre o potencial de vazamento P e da razão de pressões Π . Para uma temperatura de condensação fixa, o aumento de T_e provoca o aumento de P e Π . Enquanto o aumento de P tende a aumentar M , o aumento de Π tende a reduzi-lo. Novamente, a relação entre a massa de gás que vaza para a câmara de sucção e a massa total

de gás bombeada pelo compressor define o comportamento da eficiência volumétrica com a variação da temperatura de evaporação. Diferente do cenário em que a capacidade é mantida fixa, o aumento de T_e pode ou não ser prejudicial à eficiência volumétrica de um mesmo compressor. Como visto na Fig. 6.35, a eficiência do compressor com R-134a decaiu ligeiramente com o aumento da evaporação. Por outro lado, o compressor equivalente operando com R-410a apresentou uma tendência oposta, em especial para a maior folga simulada. De qualquer forma, a Fig. 6.35 mostra que o efeito da variação de T_e é relativamente pequeno.

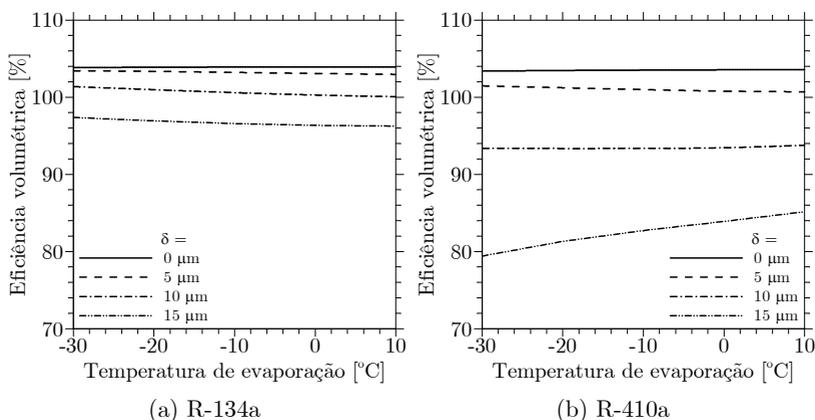


Figura 6.35 – Variação da eficiência volumétrica com a temperatura de evaporação para diferentes folgas e volume deslocado fixo.

A Fig. 6.36 exemplifica a variação da eficiência volumétrica com a temperatura de condensação para uma temperatura de evaporação fixa ($T_e = -10^\circ\text{C}$). Diferentemente da temperatura evaporação, o aumento da temperatura de condensação resulta na queda da eficiência volumétrica devido ao aumento de P e a redução de Π . Novamente, compressores de menor vazão volumétrica e menor capacidade são mais prejudicados.

Por fim, a Fig. 6.37 compara as reduções de eficiência volumétrica em função da variação das folgas de topo e de flanco

isoladamente. O comportamento aqui demonstrado para $\dot{Q}_e = 6 \text{ kW}$ e $T_c = -10^\circ\text{C}$ repete-se para as demais capacidades e temperaturas de evaporação analisadas. Nota-se que o vazamento de gás pela folga de topo foi o principal responsável pela redução da eficiência volumétrica para os dois fluidos analisados. Isto resulta das maiores áreas de vazamento de topo na periferia das espiras.

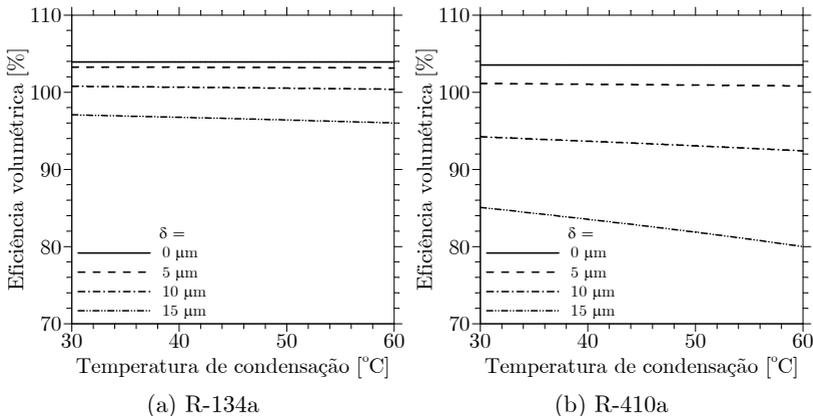


Figura 6.36 – Variação da eficiência volumétrica com a temperatura de condensação para diferentes folgas e volume deslocado fixo.

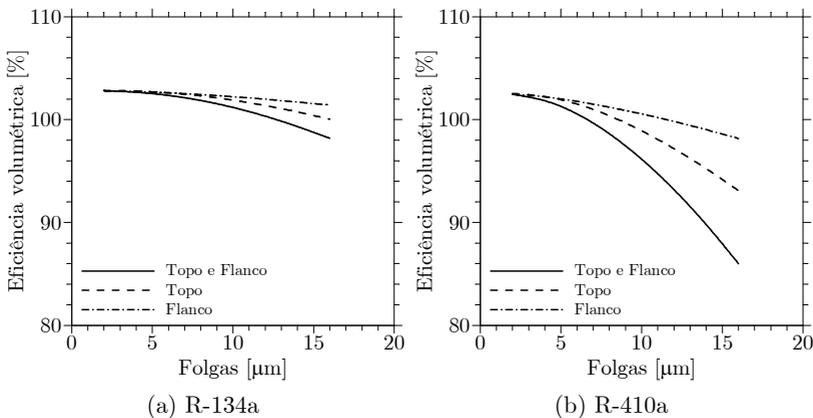


Figura 6.37 – Comparação da queda da eficiência volumétrica com a variação das folgas de topo e de flanco isoladamente.

6.9.2 Impacto sobre a eficiência isentrópica

A eficiência isentrópica é função das perdas por vazamento e no escoamento através da válvula durante o processo de descarga. A potência adicional consumida para a descarga do gás é proporcional à densidade e ao quadrado da vazão volumétrica. Assim, a perda em válvula será normalmente maior em compressores de maior volume deslocado e/ou maior frequência de operação.

Para uma mesma capacidade, a eficiência isentrópica diminui quase que linearmente com o aumento das folgas (Fig. 6.38), com decréscimos um pouco menores para as condições LBP ($T_e = -30^\circ\text{C}$). O decaimento é maior para as menores capacidades (Fig. 6.39), como também observado para a eficiência volumétrica. Por outro lado, a perda em válvula é proporcional ao volume deslocado. Quando as folgas são relativamente pequenas, o R-410a apresenta eficiência maior que o R134a nas maiores capacidades, devido às menores perdas em válvula, consequência do maior efeito refrigerante volúmico. O cenário se inverte para folgas elevadas.

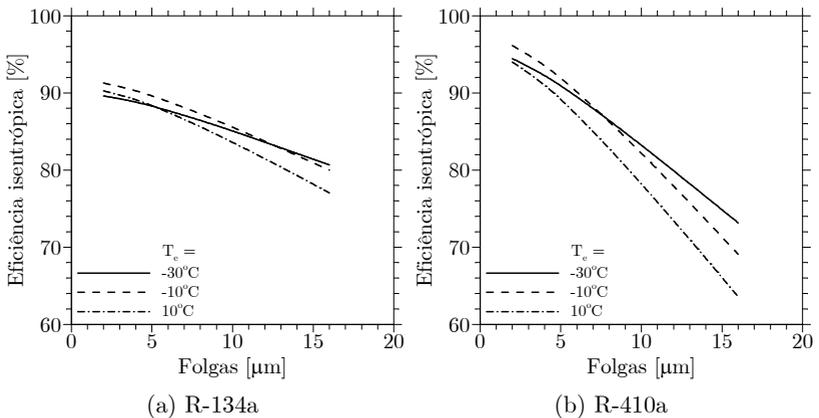


Figura 6.38 – Variação da eficiência isentrópica com as folgas para diferentes temperaturas de evaporação e capacidade fixa.

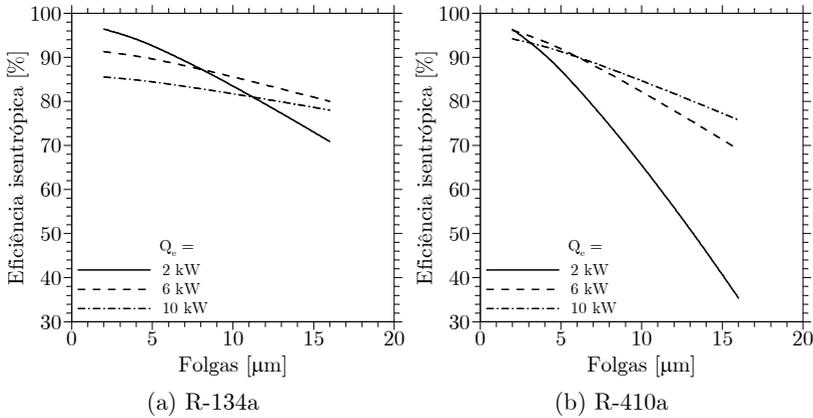


Figura 6.39 – Variação da eficiência isentrópica com as folgas para diferentes capacidades e temperatura de evaporação fixa.

Para um mesmo compressor, a relação entre a perda por vazamento, W_{leak} , e o trabalho isentrópico de compressão, W_s , diminui com o aumento da temperatura de evaporação e aumenta com a temperatura de condensação, como exemplificado na Fig. 6.40. O aumento da temperatura de evaporação eleva a potência isentrópica devido ao aumento da vazão mássica. A perda por vazamento não aumenta na mesma taxa, e assim W_{leak}/W_s decresce. O aumento da temperatura de condensação, por outro lado, praticamente não afeta a vazão mássica do compressor se a evaporação é mantida constante. Assim, o trabalho isentrópico é função apenas do trabalho específico de compressão, w_s , que cresce com o aumento da razão de pressão. Neste caso, a relação W_{leak}/W_s cresce. Para o fluido R-410a o comportamento é idêntico, porém com variações mais elevadas.

A eficiência isentrópica, apresentada na Fig. 6.41, apresenta valores máximos que variam de acordo com a folga. Para o caso especial sem vazamento, observa-se um leve decaimento da eficiência isentrópica para temperaturas de evaporação inferiores a $T_e = -20^\circ\text{C}$. Isto é resultado do aumento da perda por re-expansão do gás residual no orifício de descarga devido à elevada

razão de pressão se comparada à razão de compressão teórica do compressor. Para evaporações mais elevadas, a eficiência decresce devido ao aumento da perda em válvula. O aumento da temperatura de condensação, por outro lado, diminui a perda em válvula devido ao aumento da densidade do gás na descarga. Deve-se lembrar que não há contato entre a sucção e as demais câmaras na ausência de vazamentos. Assim, se a evaporação é mantida fixa, o fluxo de massa é constante e insensível à temperatura de condensação. O aumento da pressão de condensação reflete no aumento da densidade do gás comprimido, reduzindo a velocidade do escoamento pelo orifício e, desta forma, a perda de carga na válvula. Assim, para o caso idealizado sem vazamentos, a eficiência isentrópica aumenta com a temperatura de condensação. Na existência de folgas, o ponto de máxima eficiência isentrópica ocorre em uma condensação intermediária.

É importante salientar que a perda em válvula depende da disposição e da dimensão do orifício de descarga. Na prática, o projeto do orifício deve minimizar a soma das perdas em válvula e por re-expansão do gás para dados fluido refrigerante e condição de operação. Além disso, embora a eficiência isentrópica possa aumentar com o aumento da razão de pressão, o desempenho do compressor (COP) diminui. A redução da evaporação diminui a capacidade de refrigeração, e o aumento da condensação aumenta a potência consumida pelo compressor.

Por fim, observa-se no geral que a queda da eficiência isentrópica é mais influenciada pelo vazamento de flanco, como ilustrado na Fig. 6.42. Entretanto, a perda de eficiência provocada pelo vazamento de topo cresce a uma taxa maior à medida que as folgas aumentam. A redução de eficiência devido à folga de topo torna-se predominante a partir de determinado valor de folga, que depende do fluido, da geometria da espira e da condição de operação.

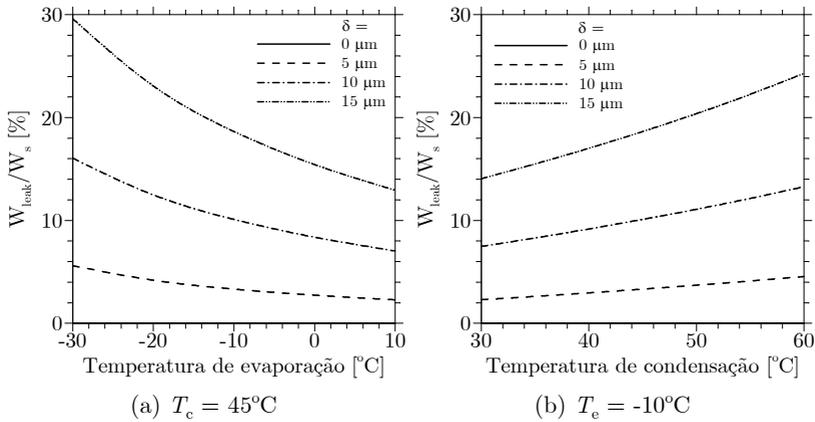


Figura 6.40 – Variação da relação entre a perda por vazamento e a potência isentrópica em função da condição de operação.

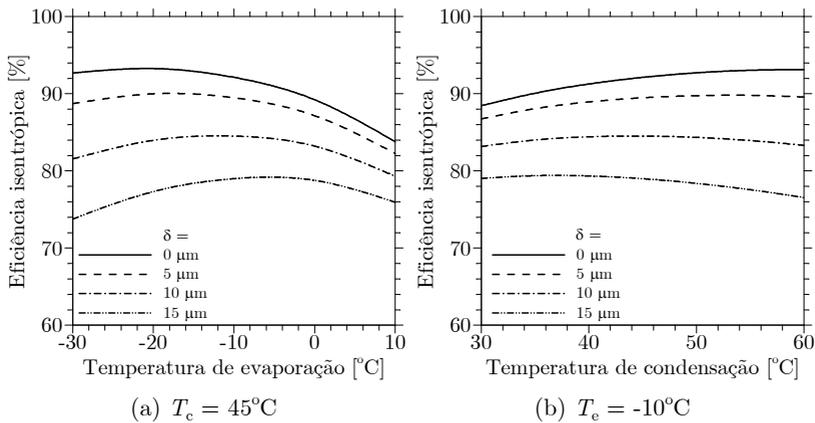


Figura 6.41 – Variação da eficiência isentrópica em função da condição de operação para R-134a e volume deslocado constante.

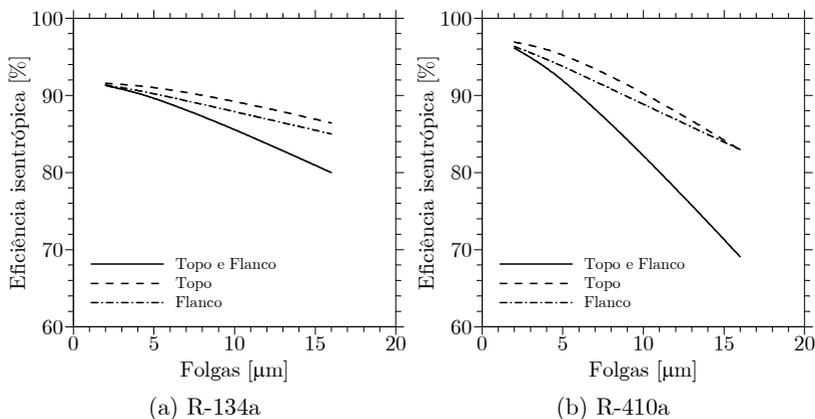


Figura 6.42 – Influência individual dos vazamentos sobre a eficiência isentrópica.

6.9.3 Impacto sobre a temperatura de descarga do gás

Além das eficiências volumétrica e isentrópica, a temperatura de descarga do gás também é influenciada pelos vazamentos. Como mostrado na Fig. 6.43, a temperatura de descarga varia de forma quadrática com a folga, sendo maior para menores temperaturas de evaporação, devido à maior razão de pressão. Assim como ocorre para a eficiência, a temperatura é mais afetada pelos vazamentos nas menores capacidades (Fig. 6.44). Entretanto, quando os vazamentos são baixos, a temperatura de descarga é maior para condições de alto fluxo de massa, em função do aumento da perda em válvula. Isto pode ser observado claramente na Fig. 6.44(a), e em menor grau na Fig. 6.44(b). Nota-se também que as temperaturas de descarga são consideravelmente maiores para o R-410a devido à sua maior razão entre calores específicos.

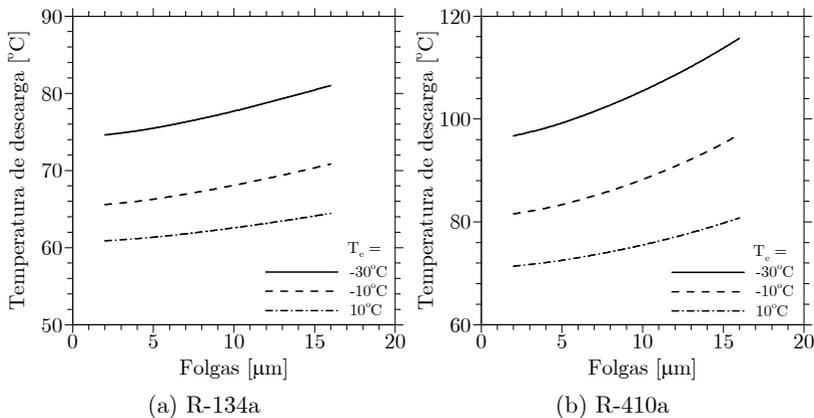


Figura 6.43 – Variação da temperatura de descarga com as folgas para diferentes temperaturas de evaporação e capacidade fixa de $\dot{Q}_e = 6$ kW.

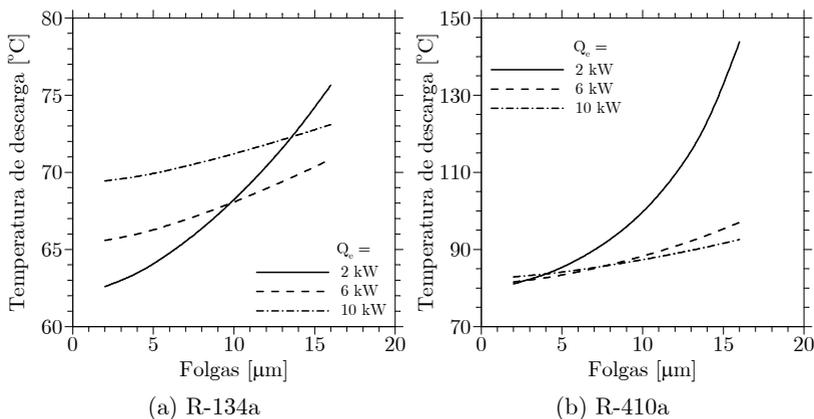


Figura 6.44 – Variação da temperatura de descarga com as folgas para diferentes capacidades e evaporação fica de $T_e = -10^\circ\text{C}$.

A Fig. 6.45 apresenta o comportamento da temperatura de descarga com a variação da condição de operação. Como esperado, a temperatura de descarga aumenta com a redução da evaporação e com o aumento da condensação, devido à razão de pressão mais elevada. A temperatura de descarga diminui exponencialmente com o aumento da evaporação e cresce quase

que linearmente com o aumento da condensação. Embora tenham sido obtidos para o R-134a, os resultados são semelhantes para o R-410a, porém com variações maiores devido à sua maior relação entre os calores específicos.

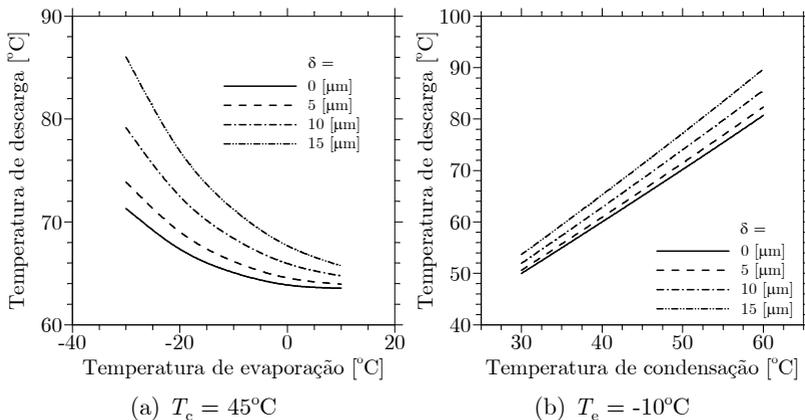


Figura 6.45 – Variação da temperatura de descarga com a condição de operação para R-134a e volume deslocado constante.

A análise individual dos vazamentos revela que a folga de flanco tende a ser um pouco mais influente sobre a temperatura de descarga do gás, como visto na Fig. 6.46. Entretanto, dependendo do fluido, da capacidade e da condição de operação, o vazamento pela folga de topo pode ser predominante, assim como observado com a eficiência isentrópica.

Em síntese, quanto menor é a vazão volumétrica do compressor (menor volume deslocado e/ou menor frequência de operação), maior será sua sensibilidade ao vazamento por folgas. Na presença de vazamentos, o efeito refrigerante volúmico define a faixa de capacidade na qual o compressor possui eficiência mais elevada. Em capacidades baixas, a perda por vazamento é predominante e causa uma queda acentuada do desempenho. Com o aumento da capacidade, o compressor atinge um patamar máximo de eficiência, desde que as folgas sejam mantidas em valores aceitáveis. A partir de certa capacidade, as perdas em

válvula predominam e a eficiência começa a diminuir gradativamente. Em condições LBP, os vazamentos têm impacto maior sobre a temperatura de descarga do gás.

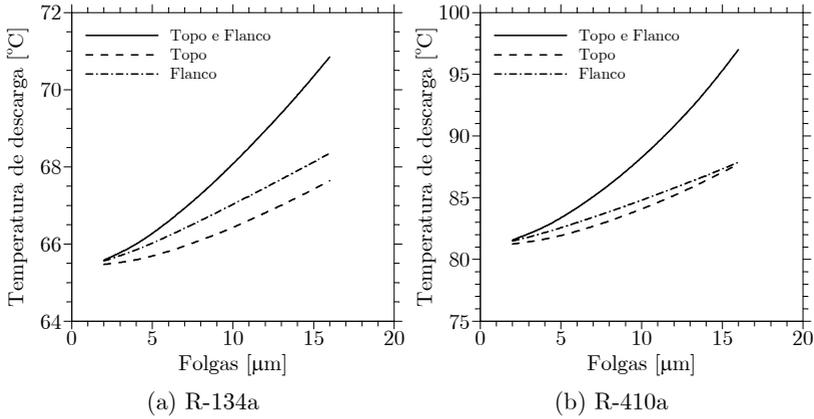


Figura 6.46 – Influência individual dos vazamentos sobre a temperatura de descarga.

Capítulo 7: Análise da Transferência de Calor na Câmara

Ao longo deste capítulo discute-se o problema da transferência de calor entre o gás refrigerante e as paredes das espiras de compressores *scroll* durante o processo de compressão. Através da análise do fenômeno físico, uma nova correlação é proposta para o número de Nusselt no interior da câmara de compressão em função de parâmetros adimensionais. Ao final do capítulo realiza-se uma análise do efeito da transferência de calor sobre o desempenho do compressor *scroll*.

7.1 Descrição do problema físico

Uma das perdas mais indesejáveis em qualquer mecanismo que opera por compressão mecânica de vapor é causada pelo aquecimento do gás refrigerante antes e durante o processo de compressão. Durante todo o seu processo de admissão o fluido refrigerante é aquecido pelo contato com partes mais quentes do compressor, como o motor elétrico, o bloco, e a própria carcaça.

As dissipações de calor no motor elétrico e nos mancais são as principais fontes de calor no interior do compressor. Somam-se a elas o calor perdido pelo gás ao longo do processo de compressão e na região da tampa de descarga. Parte do calor é rejeitada para

o ambiente externo, através da carcaça, e o restante aquece o gás succionado. A Fig. 7.1 esboça as interações entre as fontes e os caminhos do calor em uma configuração geométrica típica de compressores *scroll*.

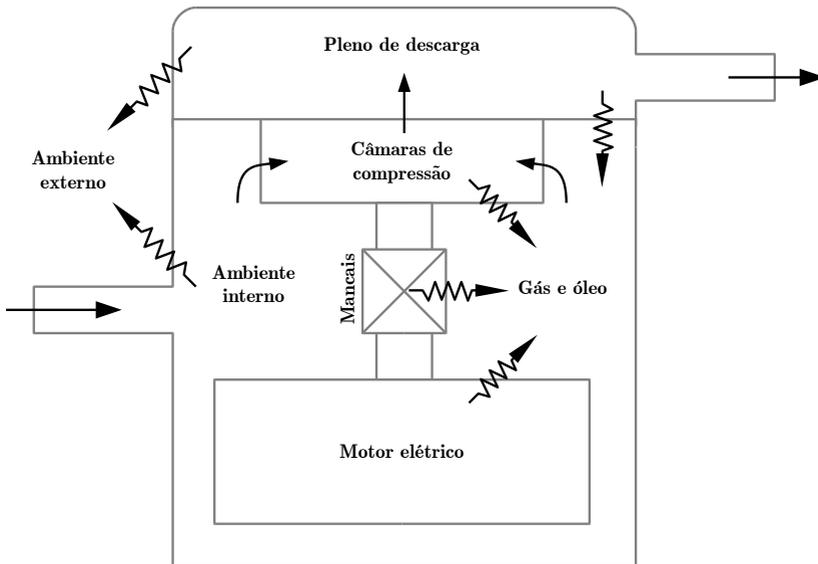


Figura 7.1 – Fontes e caminhos do calor em compressores *scroll*.

Por vezes o aquecimento do gás é necessário, seja para evitar a presença de líquido nas câmaras de compressão ou, principalmente, para resfriar o motor elétrico. Embora de auxílio no bom funcionamento do compressor, o aquecimento traz consequências malélicas à sua eficiência termodinâmica. O primeiro efeito indesejável é a redução de eficiência volumétrica pelo aumento do volume específico do gás, reduzindo a capacidade de refrigeração do sistema. A segunda implicação é a redução da eficiência isentrópica pelo aumento do trabalho específico de compressão, uma vez que o mesmo aumenta com a temperatura do gás. Este efeito ocorre para qualquer fluido refrigerante, embora seja mais pronunciado em alguns deles, como a amônia, por exemplo. Quando somadas, as reduções de eficiência volumétrica e isentrópica podem reduzir de forma significativa a

capacidade de refrigeração e o coeficiente de performance do compressor (COP).

Por outro lado, o resfriamento do gás durante o processo de compressão reduz o trabalho específico de compressão. De fato, o trabalho específico de compressão isotérmico é sempre menor que o isentrópico. Assumindo comportamento de gás ideal para o fluido refrigerante R-134a, pode-se mostrar que o processo isotérmico é aproximadamente 13% mais eficiente que o isentrópico em condições típicas de refrigeração doméstica (Kremer, 2006). Infelizmente, não existe nenhum fluido que apresente tal comportamento quando comprimido. Assim, teoricamente a compressão isotérmica só pode ocorrer se calor for retirado do gás ao longo do processo. Se este calor é retirado diretamente do compressor, sem a adição de trabalho, há um ganho de eficiência. Entretanto, se o calor retorna ao gás succionado, a capacidade é reduzida devido ao aumento do volume específico do gás. O resultado é a diminuição do COP, uma vez que a redução de capacidade é superior ao decréscimo da potência efetiva de compressão. Para exemplificar a afirmação anterior, toma-se como referência um compressor com capacidade nominal de 7 kW na condição ARI-A⁹, operando com R-410a. Resfria-se o gás a uma taxa constante de 200 W durante todo o processo de compressão e assume-se que todo calor retirado do gás é transferido ao gás succionado pelo compressor. Ao final, verifica-se uma redução de apenas 1% na potência efetiva de compressão em relação a um processo de compressão isentrópico. Entretanto, a capacidade de refrigeração é reduzida em quase 7%, reduzindo a eficiência do compressor em aproximadamente 6%.

Como mencionado anteriormente, a maioria dos modelos de simulação numérica para análises termodinâmicas de compressores *scroll* adotam formulações integrais. A precisão desses modelos depende da descrição adequada dos fenômenos físicos envolvidos. No caso específico da transferência de calor convectiva entre gás e

⁹ $T_c = 7,2^\circ\text{C}$; $T_c = 54,4^\circ\text{C}$; $T_{\text{sup}} = 18,3^\circ\text{C}$; $T_{\text{sub}} = 46,1^\circ\text{C}$

espiras, dois aspectos são importantes: o coeficiente de transferência convectiva de calor e o perfil de temperatura das espiras. Entretanto, são escassos os trabalhos na literatura dedicados ao estudo compreensivo do processo de transferência de calor convectiva em compressores *scroll*, em muito devido ao nível de complexidade imposta pelos espaços restritos para medição e pelas altas velocidades envolvidas. Entre os poucos trabalhos, destacam-se as investigações de Sunder (1997), Ooi e Zhu (2004), e Jang e Jeong (2006). Embora esses trabalhos tenham sido detalhados na revisão bibliográfica (Cap. 2), por conveniência, apresentam-se a seguir os aspectos associados à transferência de calor.

Sunder (1997), baseado em correlações para a transferência de calor em escoamentos turbulentos no interior de dutos, concluiu através de resultados experimentais que o contato físico entre as espiras fixa e móvel seria o principal mecanismo de transferência de calor durante o processo de compressão. Esta conclusão é questionável devido às incertezas nas medições experimentais, as quais não foram consideradas pelo autor. Além disso, o perfil de temperatura da espira fixa medido experimentalmente difere dos perfis medidos nos demais trabalhos da literatura, indicando que este mecanismo de troca de calor não é regra, embora de fato exista.

Ooi e Zhu (2004), por sua vez, desenvolveram um modelo de simulação numérica para o estudo do escoamento e da transferência de calor entre o gás e as espiras dentro de uma câmara de compressão de um compressor *scroll*. Para determinadas condições de operação, os resultados obtidos pelos autores para o coeficiente de transferência de calor foram bem superiores ao valor utilizado por Sunder (1997). Entretanto, algumas deficiências podem ser apontadas no trabalho de Ooi e Zhu (2004). As mais importantes são a utilização do modelo de turbulência $k-\varepsilon$ e funções-parede, além da adoção de um número de Prandtl turbulento igual a 0,6, oriundo de um resultado empírico para motores Wankel. O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ é

sabidamente falho para a previsão de escoamentos com curvaturas. O uso de funções-parede não é recomendado na solução de problemas em que os efeitos da transferência de calor são importantes, sendo aconselhável a solução da camada limite viscosa através de modelos de turbulência para baixos números de Reynolds. Por fim, embora o valor de Prandtl turbulento seja incerto, principalmente na região próxima à parede, valores maiores que 0,7 são reportados pela maioria dos estudos encontrados.

Mais recentemente, Jang e Jeong (2006) mediram a distribuição de temperatura na espira fixa e estudaram a transferência de calor em condições físicas específicas, utilizando uma parede oscilante para simular o movimento das espiras. Ao final, propuseram um fator de correção para o número de Nusselt baseado no número de Strouhal. Segundo os autores, a correlação obtida foi capaz de prever as temperaturas de descarga melhor que os demais modelos avaliados, incluindo o modelo para trocadores de calor espirais adotado por Chen *et al.* (2002).

Para mecanismos recíprocos, como compressores e motores de combustão interna, diversas correlações empíricas têm sido desenvolvidas, ainda que se observe uma grande discrepância entre elas. Por outro lado, a determinação experimental dos coeficientes de transferência de calor para o compressor *scroll* se apresenta como um grande desafio, refletido na carência de trabalhos específicos sobre o assunto. Assim, este capítulo busca fornecer um melhor entendimento do fenômeno de transferência de calor no interior das câmaras de compressão de compressores *scroll*. Para tanto, faz-se uso do modelo numérico diferencial apresentado no Cap. 5, o qual considera as características geométricas e transientes da câmara de compressão. Os efeitos de vazamento são desprezados, e as análises limitam-se aos processos de sucção e compressão, não contemplando o processo de descarga. Apesar das simplificações adotadas, o modelo numérico diferencial desenvolvido é capaz de fornecer informações valiosas sobre a troca de calor convectiva durante a compressão e também

durante o processo de sucção do gás refrigerante para o interior das espiras, não considerado no trabalho de Ooi e Zhu (2004), por exemplo.

Antes da análise numérica propriamente dita, medições de temperatura são realizadas em alguns pontos importantes ao longo das paredes das espiras, as quais são usadas como condição de contorno do modelo diferencial.

7.2 Perfil de temperatura das espiras

São poucos os trabalhos na literatura que apresentam medições experimentais do perfil de temperatura das espiras, podendo-se destacar Sunder (1997), Jang e Jeong (1999) e Jang e Jeong (2006). Em geral, verifica-se uma variação praticamente linear da temperatura da espira fixa (medida na altura média da espira) ao longo do ângulo evolvente. Nas medições apresentadas por Sunder (1997), entretanto, o contato metálico entre as espiras causou uma perturbação da temperatura na região periférica da espira fixa. Embora este fenômeno seja possível de ocorrer, o mesmo não pode ser tomado como regra. Por exemplo, nos resultados obtidos por Jang e Jeong (2006), reproduzidos nas Figs. 7.2 e 7.3, não há evidência clara da ação do mecanismo de troca de calor por contato metálico entre as espiras. Os perfis de temperatura são todos praticamente lineares, não ocorrendo variações bruscas de temperatura, como observado por Sunder (1997).

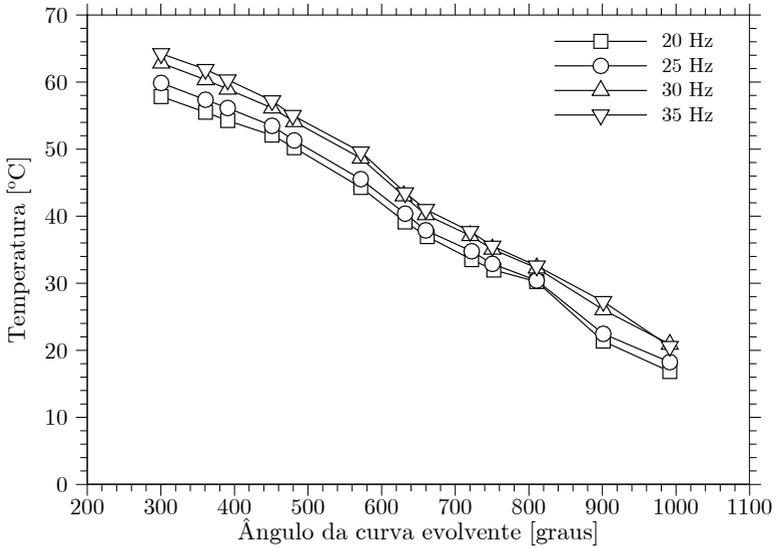


Figura 7.2 – Perfis de temperatura na espira fixa obtidos por Jang e Jeong (2006) – condição controlada.

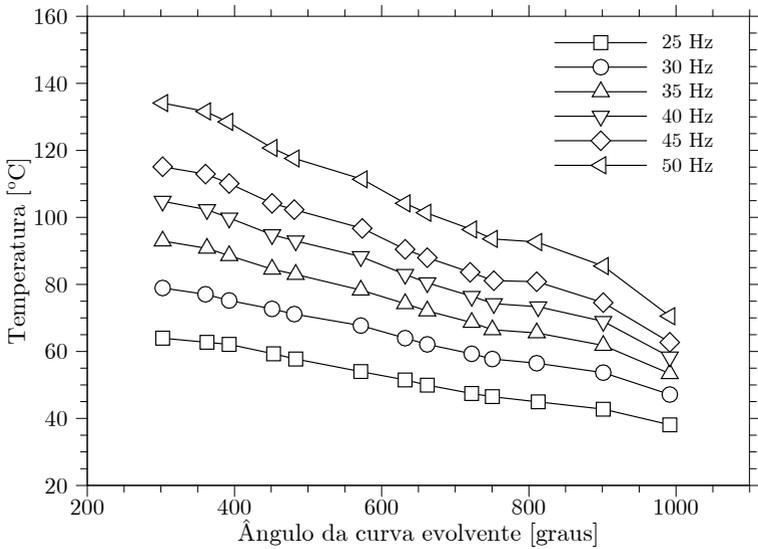


Figura 7.3 – Perfis de temperatura na espira fixa obtidos por Jang e Jeong (2006) – condição não-controlada.

Medições de temperatura obtidas no presente estudo em um compressor protótipo¹⁰, apresentadas na Fig. 7.4, também mostram uma variação quase linear de temperatura, sem perturbações no perfil. Isto não significa que o mecanismo de troca por contato metálico não esteja presente, mas apenas indica que variações abruptas no perfil de temperatura das espiras não são comuns.

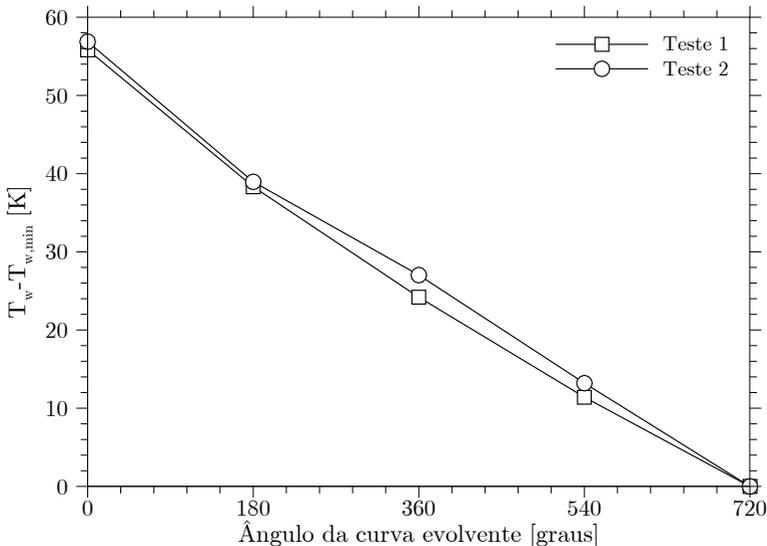


Figura 7.4 – Perfis de temperatura na espira fixa obtidos para um compressor protótipo.

Os resultados de Jang e Jeong (2006) são utilizados novamente na Tab. 7.1 para mostrar as diferenças de temperatura entre o gás refrigerante e a espira fixa ao início e ao final do processo de compressão. Pode-se observar que a temperatura mínima na periferia da espira, $T_{w,min}$, é maior que a temperatura de sucção do gás, enquanto que a temperatura máxima na região

¹⁰ Informações sobre o compressor e as condições de teste são omitidas para a proteção da propriedade intelectual pedida pelo fornecedor do compressor protótipo.

central da espira, $T_{w,max}$, é menor que a temperatura do gás de descarga, embora a medição não esteja localizada exatamente no ponto mais central da espira. Esta característica do perfil de temperatura é de certa forma esperada. A menos que ocorra geração de calor excessiva por atrito metálico entre as espiras, o fluido com elevada temperatura próximo à descarga deve ser a maior fonte de calor para a espira fixa. Logo, a máxima temperatura esperada para a espira é a própria temperatura do gás ao final do processo de compressão. Por outro lado, devido à condução de calor através da espira, é esperado que a temperatura mínima seja maior que a temperatura de sucção do gás. Assim, em condições normais de operação, o gás é aquecido durante todo o processo de sucção e parte do processo de compressão, e resfriado no restante.

Tabela 7.1: Diferenças entre as temperaturas do gás e da espira fixa medidos por Jang e Jeong (2006).

	Frequências de operação [Hz]									
	Testes controlados				Testes não-controlados					
	20	25	30	35	25	30	35	40	45	50
$T_{w,min} - T_{suc}$ [K]	7	8	11	11	11	12	15	17	19	22
$T_{des} - T_{w,max}$ [K]	15	16	16	16	4	9	9	10	12	13

Dada a complexidade de medições de temperatura em superfícies em movimento, tal como a espira orbitante, não são encontradas na literatura informações sobre o perfil de temperatura da espira móvel. Nos modelos numéricos, assume-se comumente perfis idênticos de temperatura. A dissipação de calor considerável que pode ocorrer no mancal de escora formado pela espira móvel, e o calor oriundo da câmara de descarga para a espira fixa, são os fatores que mais impactam na provável diferença entre os perfis de temperatura. Também são poucas as informações sobre a distribuição de temperatura na base das espiras. Sunder (1997) e Lin et al. (2005) indicam que a diferença de temperatura entre a base e o centro da espira é pequena, especialmente em regiões mais próximas do centro da espira.

Na carência de maiores informações, assume-se neste estudo que os perfis de temperatura nas espiras fixa e móvel são idênticos e variam linearmente com o ângulo evolvente. Além disso, admite-se que o perfil de temperaturas da base é igual àquele das espirais.

7.3 Parâmetros adimensionais do problema

No estudo dos fenômenos que envolvem o escoamento de fluidos, numérica e experimentalmente, existem, invariavelmente, muitos padrões de escoamentos e parâmetros geométricos envolvidos. A análise dimensional do problema através do Teorema dos Π 's de Buckingham é uma forma de se obterem grupos adimensionais que garantam a similaridade dinâmica e térmica do problema. Desta forma, correlações podem ser obtidas em função dos números adimensionais característicos com um número mínimo de experimentos ou simulações.

Em problemas envolvendo transferência de calor, o número de Nusselt, Nu , representa o fluxo de calor adimensional na interface sólido-fluido, e pode ser escrito na seguinte forma:

$$Nu = \frac{hD_h}{k_f} = \frac{D_h}{k_f} \frac{q_w}{(\bar{T}_w - \bar{T}_g)} \quad (7.1)$$

onde,

h = coeficiente de transferência de calor convectivo

q_w = fluxo de calor nas paredes

D_h = diâmetro hidráulico

k_f = condutividade térmica do fluido

\bar{T}_w = temperatura média da parede

\bar{T}_g = temperatura média do gás na câmara de compressão

Para o problema específico em análise, pode-se mostrar que a troca de calor entre o gás e as paredes da espira durante o processo de compressão, representada pelo número de Nusselt, é função das seguintes relações adimensionais:

$$\text{Nu} = f \left(\text{Re}, \text{Pr}, C^*, \frac{h}{a}, \frac{\bar{T}_w}{\bar{T}_g}, \frac{c_p}{c_v} \right) \quad (7.2)$$

Na relação funcional para Nu , Re é o número de Reynolds característico do escoamento no interior da câmara de compressão, e Pr é o número de Prandtl molecular, definidos respectivamente por:

$$\text{Re} = \frac{\rho U_s D_h}{\mu} \quad (7.3)$$

$$\text{Pr} = \frac{c_p \mu}{k_f} \quad (7.4)$$

sendo,

ρ = massa específica do gás

U_s = velocidade característica do gás

μ = viscosidade dinâmica do gás

c_p = calor específico do gás à pressão constante

Para o cálculo do número de Reynolds é necessário definir a velocidade característica do gás no interior da câmara. Analisando o mecanismo, fica claro que o deslocamento do gás origina-se do movimento das espiras. É o próprio movimento da espira móvel que “empurra” o gás refrigerante em direção ao centro da espira. Portanto, durante o processo de compressão, o gás percorre uma distância similar à percorrida pelos pontos de conjugacidade que formam uma dada câmara de compressão. Desta forma, pode-se definir a velocidade característica média do gás como

$$U_s = \left(\frac{L_{w:int} + L_{w:ext}}{2} \right) f_c \quad (7.5)$$

onde $L_{w:int}$ e $L_{w:ext}$ são, respectivamente, os comprimentos das laterais interna e externa que formam a câmara em um dado instante, e f_c é a frequência de operação do compressor. Considerando apenas o perfil evolvente das espiras, pode-se mostrar ainda que

$$U_s = 2\pi a (2\pi N + \pi - \theta^*) f_c \quad (7.6)$$

onde

$$\theta^* = \begin{cases} 2\pi, & \theta < 2\pi \\ \theta, & \theta \geq 2\pi \end{cases}$$

Na definição aqui proposta, atribui-se um valor constante à velocidade característica do gás durante o processo de sucção. Esta hipótese origina-se de observações numéricas através do modelo de simulação diferencial ICC. Como se verifica na Fig. 7.5, o valor fornecido pela Eq. (7.6) concorda de maneira satisfatória com a velocidade média do gás no interior da câmara durante todo o processo de sucção e compressão. Assim, conclui-se que a expressão proposta para a estimativa da velocidade característica do gás na câmara é adequada para o cálculo do número de Reynolds.

A similaridade geométrica do problema é garantida pelas relações apresentadas na seção 3.9. A simplificação do problema a um escoamento bidimensional implica que $h \gg a$, tornando a relação $h/a = \infty$. Por conveniência, as soluções em diferentes instantes de tempo serão por vezes referenciadas pelo respectivo ângulo orbital para facilitar o entendimento dos resultados.

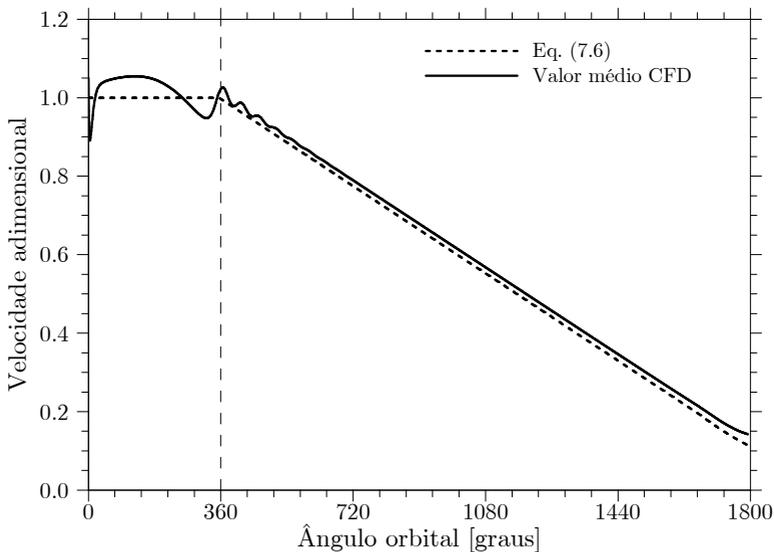


Figura 7.5 – Velocidade característica média do gás no interior da câmara ao longo do processo de compressão.

A razão entre a temperatura média das paredes da câmara e temperatura média do gás ($T_w^* = \bar{T}_w / \bar{T}_g$) define uma condição de contorno adimensional, compreendendo os efeitos de resfriamento ($T_w^* < 1$) ou aquecimento ($T_w^* > 1$) do gás. De maneira geral, o gás está a uma temperatura menor que a temperatura média das superfícies da câmara ($T_w^* > 1$) ao longo de todo o processo de sucção e parte da compressão, invertendo próximo ao início do processo de descarga. Para valores típicos de temperatura de sucção do gás ($T_{\text{suc}} \approx 300$ K) e da espira ($T_{w,\text{min}} - T_{\text{suc}} \approx 10\text{-}20$ K; $T_{w,\text{max}} \approx T_{\text{des}}$), T^* alcança valores máximos em torno de 1,05 durante o processo de sucção, e valores mínimos de 0,95 durante o processo de descarga.

Por fim, a razão entre os calores específicos ($\gamma = c_p / c_v$) incorpora os efeitos de compressibilidade do gás. Para a maioria dos fluidos refrigerantes γ situa-se entre 1,10 e 1,40, sendo valores próximos a 1,20 mais comuns.

Nas seções seguintes, analisa-se o processo de transferência de calor convectivo durante o processo de compressão através da variação dos parâmetros adimensionais definidos anteriormente, buscando contemplar amplos regimes de operação e variadas características geométricas das espiras. Antes, porém, apresenta-se um estudo quanto à modelagem numérica dos efeitos turbulentos sobre o processo de transferência de calor.

7.4 Modelagem turbulenta

Um aspecto importante em análises numéricas de transferência de calor refere-se aos modelos de turbulência adotados, uma vez que a turbulência é um agente eficaz de troca de calor. Na ausência de um modelo de turbulência reconhecidamente válido para a solução de qualquer tipo de escoamento, buscam-se modelos cujas formulações possuam características favoráveis à solução do problema de interesse.

Aplicando o conceito da média de Reynolds à equação de conservação de energia, obtém-se um termo que representa a média temporal do produto das flutuações turbulentas de velocidade e temperatura, denominado fluxo turbulento de calor. Uma das formas mais simples e comuns de modelar este termo adota a aproximação de Boussinesq, relacionando-o ao gradiente de temperatura média e uma difusividade térmica turbulenta, α_t , ou seja,

$$\overline{u_j' T'} = -\alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (7.7)$$

Assim como a viscosidade cinemática turbulenta, ν_t , α_t é uma propriedade do escoamento, e não uma propriedade molecular do fluido. A relação entre estas duas propriedades turbulentas origina o número de Prandtl turbulento, Pr_t :

$$\text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t} = \frac{c_p \mu_t}{k_t} \quad (7.8)$$

Assim, quando $\text{Pr}_t < 1$, o calor se difunde mais rapidamente do que a quantidade de movimento, e vice-versa.

O modelo mais simples possível para Pr_t é dado pela analogia de Reynolds, na qual $\text{Pr}_t = 1$, e assim $\alpha_t = \nu_t$. A analogia de Reynolds mostra-se satisfatória para muitos escoamentos de camada limite, mas pode haver importantes desvios em outros tipos de escoamentos. A dificuldade em se medirem os gradientes de velocidade e de temperatura, os fluxos de calor e as tensões cisalhantes em um único ponto dentro da camada limite, explica a escassez de dados experimentais para Pr_t e a disparidade verificada entre os mesmos.

É costumeiramente assumido que Pr_t é constante ao longo de todo o escoamento e independente do número de Prandtl molecular. O valor médio obtido em experimentos e mais utilizado assume $\text{Pr}_t = 0,85$. Porém, este valor pode variar dependendo do valor do número de Prandtl molecular Pr .

Kays (1994) realizou uma análise crítica dos dados experimentais obtidos por Simulação Numérica Direta (SND). O estudo refere-se ao número de Prandtl turbulento em escoamentos de camada limite bidimensionais e escoamentos plenamente desenvolvidos em tubos circulares ou dutos planos. Entre suas conclusões, destacam-se:

- Na região logarítmica, Pr_t seria basicamente função do número de Peclet turbulento, Pe_t . Para Pe_t elevados, caso de gases, Pr_t aproxima-se de um valor constante em torno de 0,85.
- Nas regiões mais centrais do escoamento, Pr_t aparentemente tende a decrescer para valores em torno de 0,5 a 0,7 no caso de Pr moderados e elevados. Entretanto, seu comportamento não é de

grande importância no cálculo da transferência de calor nas paredes. O uso do valor de Pr_t da região logarítmica seria na maioria dos casos suficientemente preciso.

- Existe uma forte evidência que, para ar e água, na subcamada viscosa ($y^+ < 30$), Pr_t tende a valores maiores que na região logarítmica. Entretanto, há uma discrepância entre os valores obtidos por SND e experimentos. Os resultados de SND mostram um pico no valor de Pr_t em torno de 1,10 para o ar, enquanto que os dados experimentais apresentam um aumento acentuado na região entre $5 < y^+ < 15$. Kays (1994) argumenta que essa discrepância pode ser devido à diferença entre os números de Reynolds considerados, muito baixos no caso da SND.
- Superfícies rugosas têm pouco ou nenhum efeito sobre o valor de Pr_t .

Kays (1994) ainda apresenta uma relação para Pr_t , baseada em resultados experimentais, sugerida por Kays e Crawford (1993) para escoamento de gases ($Pr \approx 0,7$):

$$\frac{1}{Pr_t} = \left\{ 0,5882 + 0,228 \left(\frac{\mu_t}{\mu} \right) - 0,0441 \left(\frac{\mu_t}{\mu} \right)^2 \left[1 - \exp \left(\frac{-5,165}{\mu_t/\mu} \right) \right] \right\} \quad (7.9)$$

Tal relação prevê valores relativamente altos para Pr_t próximo à parede, mas aproxima-se de 0,85 conforme μ_t/μ aumenta (regiões centrais do escoamento).

Kawamura *et al.* (1998) resolveram através de SND o escoamento plenamente desenvolvido dentro de um canal com um fluxo de calor uniforme nas paredes para números de Pr variando entre 0,025 e 5,0. Os autores observaram que o número de Pr_t é independente de Pr , exceto para $Pr < 0,1$. Esta conclusão fornece a base teórica para a prática amplamente empregada no cálculo da transferência de calor de adotar um valor constante para Pr_t no caso de números de Pr moderados e elevados.

Recentemente, Redjem-Saad *et al.* (2007) analisaram o impacto do número de Prandtl sobre a transferência de calor em escoamentos turbulentos dentro de dutos. Através de SND, os autores também verificaram a independência do Prandtl turbulento em relação ao Prandtl molecular, desta vez para $Pr > 0,2$.

Yahkot *et al.* (1987) apresentam uma relação analítica para Pr_{eff} ($= Pr_t + Pr$) baseada na teoria de grupos de renormalização (RNG – *Renormalization Group*). Segundo Kays (1994), esta relação é aparentemente desprovida de qualquer dado empírico:

$$\left(\frac{1/Pr_{\text{eff}} - \alpha}{1/Pr_{\text{eff}}} \right)^{(1+\alpha)/\alpha} \left(\frac{1/Pr_{\text{eff}} + 1 + \alpha}{1/Pr_{\text{eff}} + 1} \right)^{\alpha/(1+2\alpha)} = \frac{\mu}{\mu + \mu_t} \quad (7.10)$$

onde

$$\alpha = \left(\sqrt{1 + 8 \left(1 + \frac{2}{d} \right)} - 1 \right) / 2 \quad (7.11)$$

Os autores propuseram inicialmente um valor de 7 para a distância d , corrigindo-o posteriormente para 3 de forma a fornecer melhores resultados. Entretanto, as idealizações adotadas na obtenção da expressão anterior, principalmente a hipótese de turbulência homogênea, fazem com que alguns autores (Kays, 1994; Churchill, 2002) acreditem que não seja aplicável na região da parede.

Abbrecht e Churchill (1960) avaliaram Pr_t ao longo do escoamento de ar plenamente desenvolvido em um duto circular, no qual a temperatura da parede do duto variava na direção longitudinal. A invariância dos resultados obtidos para k_t e Pr_t ao longo do escoamento seria a evidência da sua independência com a condição de contorno. A concordância com os resultados obtidos por Page *et al.* (1982) para escoamentos plenamente desenvolvidos entre placas planas mantidas a temperaturas uniformes é outra

evidência citada por Churchill (2002) da independência de Pr_t com a condição de contorno, além de indicar uma independência geométrica.

Apesar dos vários estudos encontrados em torno do tema, não há um consenso sobre o comportamento de Pr_t nas regiões parietais. No presente estudo, simulações foram realizadas para avaliar a influência de Pr_t na estimativa da transferência de calor entre o gás e as espiras. Além disso, compararam-se os modelos de turbulência RNG $k-\varepsilon$ (RNG), *Realizable k- ε* (RKE), e *Shear-Stress Transport k- ω* (SST), todos amplamente adotados na literatura para a solução de diversos tipos de escoamentos turbulentos.

Na implementação numérica adotada pelo código Fluent, o modelo RNG emprega a solução proposta por Yahkot *et al.* (1987) para a modelagem do número de Prandtl turbulento. Assim, Pr_t varia ao longo da camada limite em função da viscosidade turbulenta. Os modelos SST e RKE foram analisados com três valores uniformes e constantes para Pr_t : 0,60, 0,85 e 1,10. O valor 0,6 foi adotado no trabalho de Ooi e Zhu (2004) e é utilizado aqui para o objetivo de comparação. Entretanto, não há evidência na literatura que aponte para $Pr_t < 0,7$ próximo às paredes no caso de gases. Por fim, a correlação proposta por Kays e Crawford (1993), na qual Pr_t aumenta próximo às regiões parietais em função da viscosidade turbulenta, foi avaliada através do modelo *Realizable k- ε* (RKE-KC). Os resultados foram obtidos para $Re = 4000$ e 120000 e $Pr = 0,75$.

A Fig. 7.6 apresenta a variação de Pr_t entre as laterais interna ($n/2r_o = 0$) e externa ($n/2r_o = 1$) da câmara na sua região central ($s/L_w = 0,5$) ao final do processo de compressão, de acordo com os modelos RKE-KC e RNG. Evidenciam-se os valores mais elevados de Pr_t fornecidos pela correlação de Kays e Crawford (1993) no modelo RKE-KC, que alcançam valores próximos a 1,7 juntos às paredes. Nota-se ainda que a variação acentua-se à medida que Re aumenta.

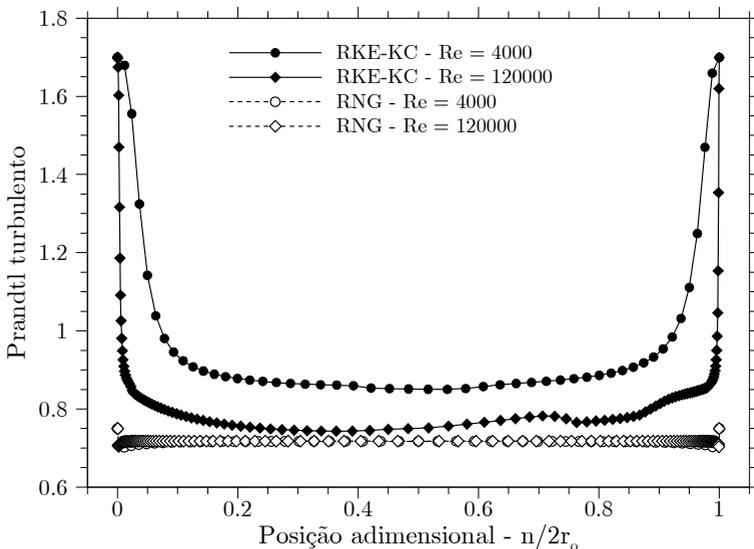
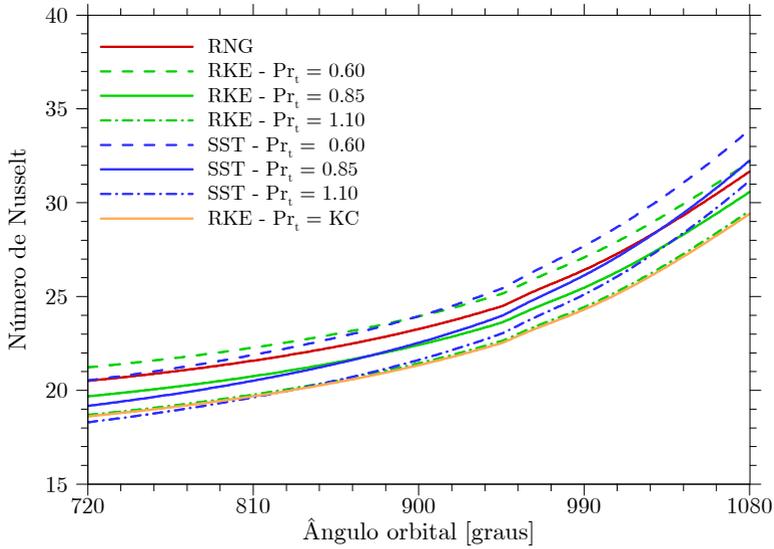
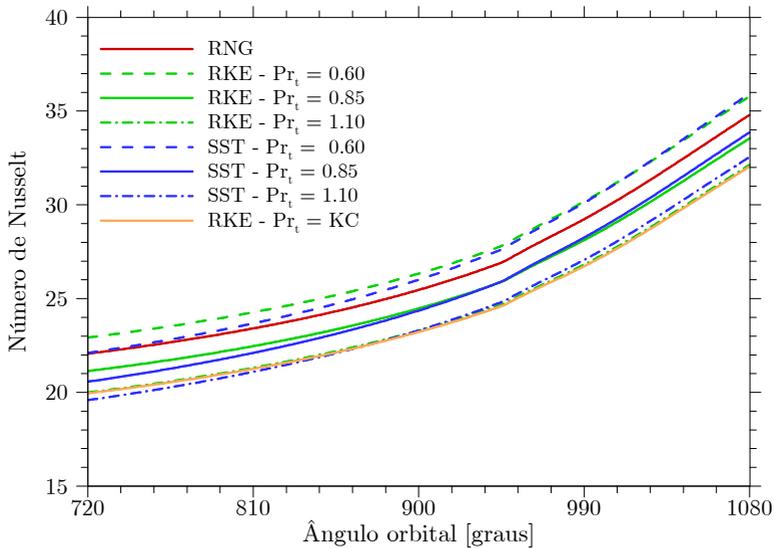


Figura 7.6 – Variação do Prandtl turbulento entre as laterais interna e externa da câmara de compressão.

O modelo RNG prevê valores de Pr_t praticamente uniformes e próximos a 0,7 ao longo de todo o escoamento para os dois números de Re considerados. Como pode ser constatado nas Figs. 7.7 e 7.8, isto resulta nas maiores taxas de transferência de calor (maiores Nu) previstas pelo modelo RNG, menores apenas que os valores previstos pelos modelos SST e RKE com $Pr_t = 0,6$. De fato, o aumento do Pr_t implica na redução de Nu devido à redução da difusividade térmica em relação à difusividade da quantidade de movimento na direção normal ao escoamento. Em outras palavras, para a mesma viscosidade turbulenta μ_t , o aumento de Pr_t implica no decréscimo da condutividade térmica turbulenta k_t , resultando em uma menor taxa de transferência de calor entre o fluido e a parede, e, conseqüentemente, na redução do número de Nusselt.



(a) Lateral interna

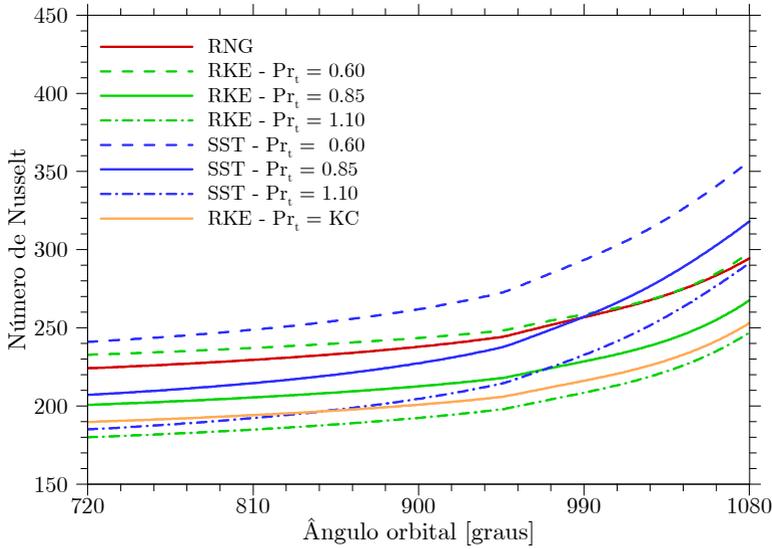


(b) Lateral externa

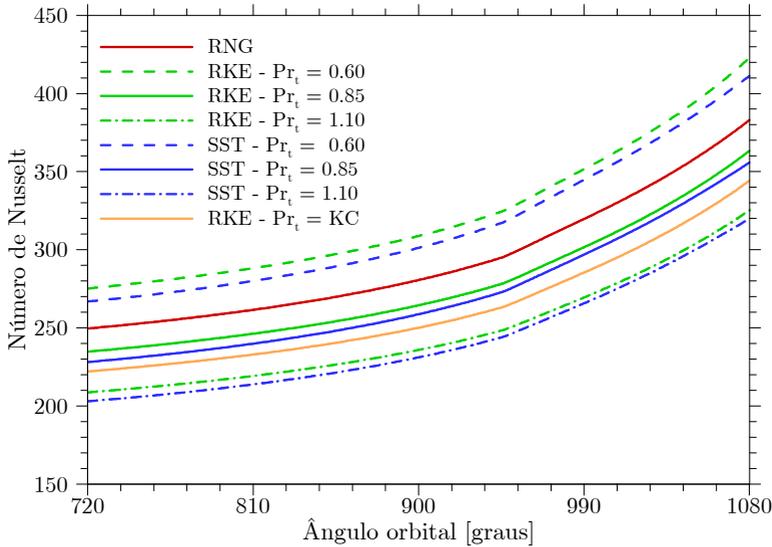
Figura 7.7 – Influência de Pr_t sobre Nu para $Re = 4000$.

A troca de calor é intensificada à medida que o processo de compressão avança devido ao aumento da curvatura da câmara e, conseqüentemente, dos fluxos turbulentos. A Fig. 7.8(a) mostra que o modelo SST apresenta uma variação mais acentuada da transferência de calor com o aumento da curvatura e de Re , especialmente na lateral interna, quando regiões de recirculação começam a se formar junto às paredes. Uma das principais diferenças entre os modelos de turbulência é justamente a capacidade de preverem pontos de separação e de reatamento com acurácia, impactando no tamanho e na posição das zonas recirculantes de gás.

Embora não seja possível afirmar qual modelo fornece as melhores estimativas, desconsiderando os resultados para $Pr_t = 0,6$, a variação máxima de Nu com o modelo de turbulência é menor que 25%, incerteza que pode ser considerada baixa em estimativas de transferência de calor. Além disto, entende-se que os modelos RKE e SST são adequados para a modelagem do problema em estudo por serem amplamente utilizados e validados para a solução de escoamentos na presença de curvaturas e recirculações. Devido à limitação imposta pelo código numérico Fluent v.12.1.4 (ANSYS, 2010) em não permitir o emprego de funções próprias para o cálculo de Pr_t no modelo SST, o modelo RKE-KC foi adotado para o restante do presente estudo.



(a) Lateral interna



(b) Lateral externa

Figura 7.8 – Influência de Pr_t sobre Nu para $Re = 120000$.

7.5 Análise do processo de compressão

Nas seções seguintes o processo de transferência de calor durante a compressão do gás é analisado em detalhes. Inicialmente, avalia-se a influência de alguns parâmetros sobre a transferência de calor com o intuito de simplificar a análise e o desenvolvimento das correlações. Quando não informado, os resultados são associados a $Pr = 0,90$ e $\gamma = 1,20$, valores típicos para fluidos refrigerantes.

7.5.1 Influência da temperatura de parede

Ao longo das análises assume-se que a temperatura das espiras, T_w , é uniforme e varia de acordo com a temperatura média do gás, \bar{T}_g , tal que $T_w^* (= \bar{T}_w / \bar{T}_g)$ é mantido fixo ao longo do processo de compressão. Assim, para $T_w^* > 1$ a temperatura média do gás é menor que a temperatura das paredes e o gás é aquecido. Em condições reais de operação isto ocorre durante o processo de sucção e parte do processo de compressão. Ao final da compressão, T_w^* é normalmente menor que 1 e o gás é resfriado. Para a maioria das aplicações, verifica-se que $0,95 < T_w^* < 1,05$.

Como também previsto pela correlação de Dittus-Boelter, verifica-se que a taxa de transferência de calor entre o gás e as espiras é maior para condições de resfriamento, como mostrado na Fig. 7.9 para diversos valores de Re . Entretanto, o impacto de T_w^* sobre Nu é pequeno, com as diferenças sendo menores que 5% na maioria das condições.

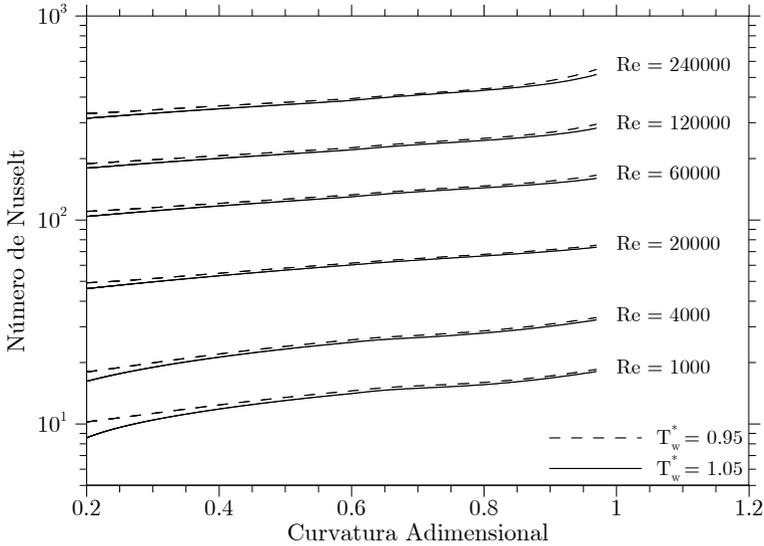


Figura 7.9 – Influência do regime de troca de calor (aquecimento ou resfriamento do gás) sobre o Nusselt.

7.5.2 Influência da razão entre calores específicos

A Fig. 7.10 apresenta os resultados de variação de Nu com a curvatura média da câmara, C^* , para valores de Re entre 1000 e 240000, e valores de γ iguais a 1,1, 1,2 e 1,4. A insensibilidade de Nu a γ demonstra que a transferência convectiva de calor é pouco influenciada pelos efeitos de compressibilidade. De fato, o número de Mach médio do escoamento no interior da câmara é menor que 0,3. Assim, os efeitos compressíveis são desprezíveis e, não fosse pela compressão do gás devido à redução do volume da câmara, o escoamento poderia ser tratado como incompressível.

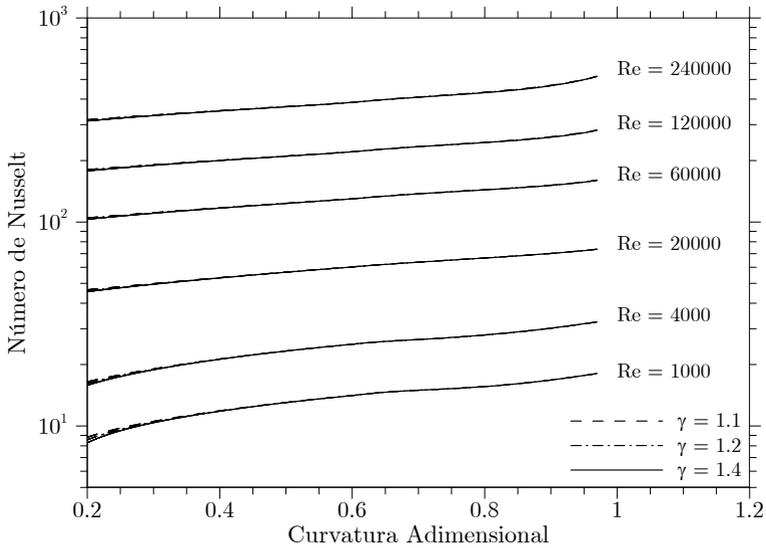


Figura 7.10 – Influência da razão entre calores específicos sobre o Nusselt.

7.5.3 Influência do perfil geométrico central da espira

A transferência de calor ao longo do processo de compressão pode ser analisada pela variação da curvatura das paredes laterais que formam a câmara de compressão. Se a massa e as propriedades do gás no interior da câmara, além da temperatura adimensional das paredes, são mantidas constantes, a variação da curvatura é a única responsável pela variação do número de Nusselt ao longo do processo de compressão.

A curvatura adimensional da câmara, C^* , é um parâmetro que busca garantir a similaridade geométrica do problema. Entretanto, a geometria da região central das espiras pode ser formada por diferentes perfis, como discutido no Cap. 3. Como a curvatura adimensional C^* é uma representação média do perfil, câmaras com diferentes geometrias na região central podem apresentar valores idênticos de C^* . Para avaliar um possível impacto sobre a transferência de calor, analisa-se a geometria da

câmara formada apenas por curvas evolventes ao longo de todo o processo de compressão.

As Figs. 7.11 e 7.12 apresentam a variação de Nusselt em função da curvatura e do ângulo orbital para Reynolds iguais a 4000 e 120000, respectivamente. Enquanto são formadas apenas por curvas evolventes, as câmaras são idênticas e obviamente não há diferença entre os valores de número de Nusselt calculados. O perfil da espira de arco-duplo começa a ser formado por curvas circulares a partir do ponto indicado pelas flechas. As câmaras são formadas apenas por curvas evolventes na maior parte do tempo. Assim, embora haja certa diferença entre os valores de Nu ao final da compressão, em termos práticos, a diferença entre os resultados das duas geometrias é pequena.

7.5.4 Variação das propriedades no interior da câmara

Os resultados numéricos obtidos pelo modelo diferencial 1CC incluem propriedades locais instantâneas, tais como pressão, temperatura, densidade, velocidade e grandezas turbulentas. No geral, os resultados demonstram que todas as propriedades não são uniformes no interior da câmara, exceto pela pressão. Na ausência de vazamentos, o campo de pressão na câmara é bastante homogêneo, com variações inferiores a 1% em relação à pressão absoluta média do gás, e por isso não são apresentados. Assim, a densidade no interior da câmara varia apenas com a temperatura, de acordo com a relação para gases ideais, ou seja, a densidade é baixa em regiões de temperatura elevada, e vice-versa. Se o vazamento de flanco é considerado, a pressão local na região da folga de flanco pode cair significativamente à medida que a velocidade do gás aumenta, como discutido no Cap. 6 nas análises de variação de pressão ao longo do escoamento de gás pelas folgas.

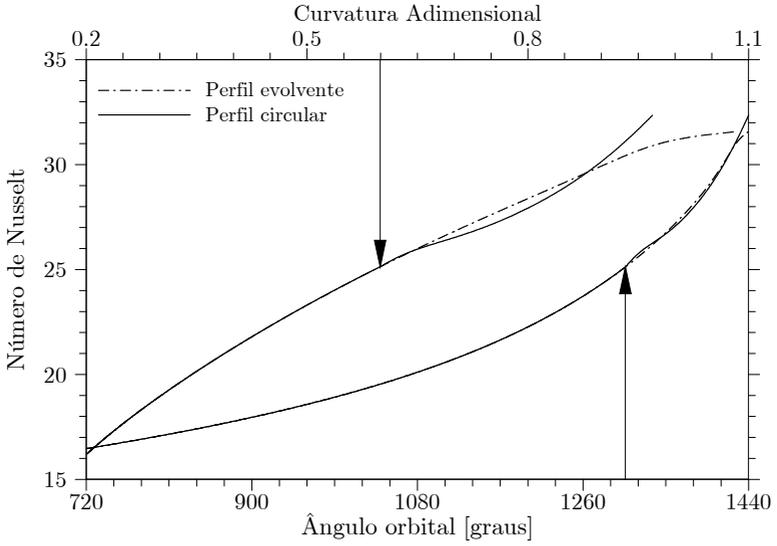


Figura 7.11 – Influência do perfil central da espira sobre Nu para $Re = 4000$.

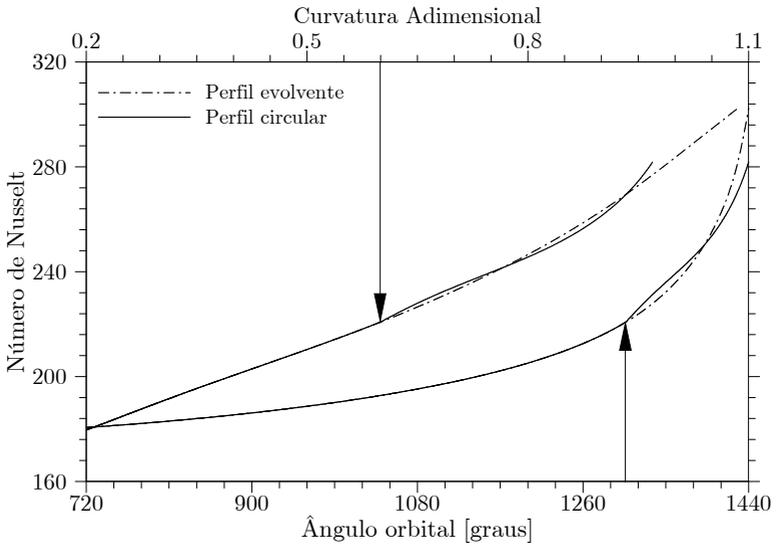


Figura 7.12 – Influência do perfil central da espira sobre Nu para $Re = 120000$.

As Figs. 7.13 e 7.14 apresentam os campos de temperatura para condições de aquecimento ($T_w/T_g = 1,05$ K/K) e resfriamento ($T_w/T_g = 0,95$ K/K) do gás, respectivamente, e diferentes valores de Reynolds. Os valores de temperatura são adimensionalizados pela própria temperatura média do gás na câmara no determinado instante de tempo. Por simplicidade, os resultados para dois ângulos orbitais defasados por 2π são apresentados simultaneamente. Deve ser lembrado de que não se considera vazamento de gás pela pelo flanco da câmara.

Verifica-se que a variação da temperatura do gás no interior da câmara é apreciável. Não há diferença qualitativa entre as condições de aquecimento e de resfriamento do gás. A variação da temperatura do gás é causada não apenas pelo efeito de compressão, mas também pela transferência de calor convectiva entre o gás e as paredes das espiras, responsável pela rápida variação da temperatura junto às paredes. Na periferia da câmara a temperatura do gás é praticamente igual à temperatura da espira, resultado das elevadas taxas de transferência de calor que surgem devido às altas velocidades do gás junto à parede. Na região mais central, por outro lado, há uma diferença de temperatura razoável entre o gás e as paredes. A influência das paredes sobre a temperatura do gás na região central é reduzida devido ao maior afastamento. O campo de temperaturas torna-se mais homogêneo à medida que o número de Reynolds aumenta, devido ao aumento da difusividade turbulenta de calor. Porém, a partir de $Re = 60000$ o campo de temperatura adimensional varia muito pouco com o aumento de Re .

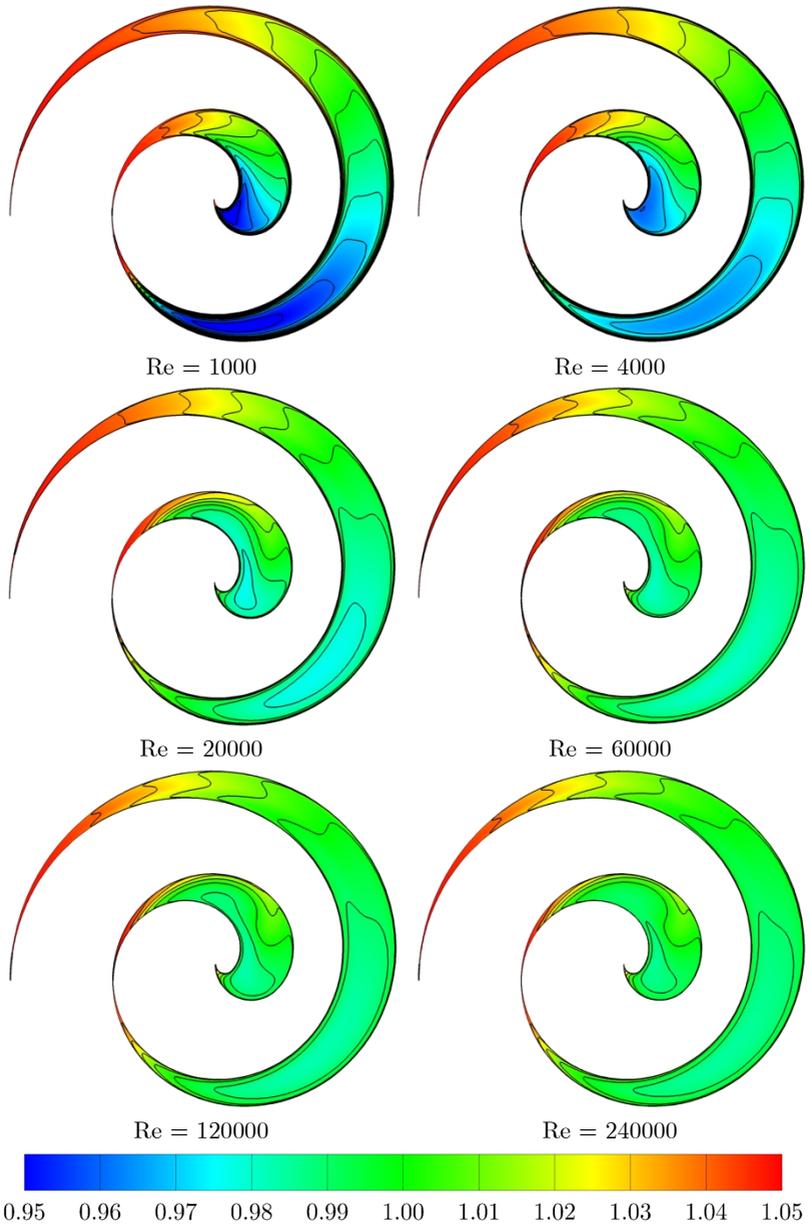


Figura 7.13 – Contorno adimensional de temperatura – $T_w/T_g = 1,05$.

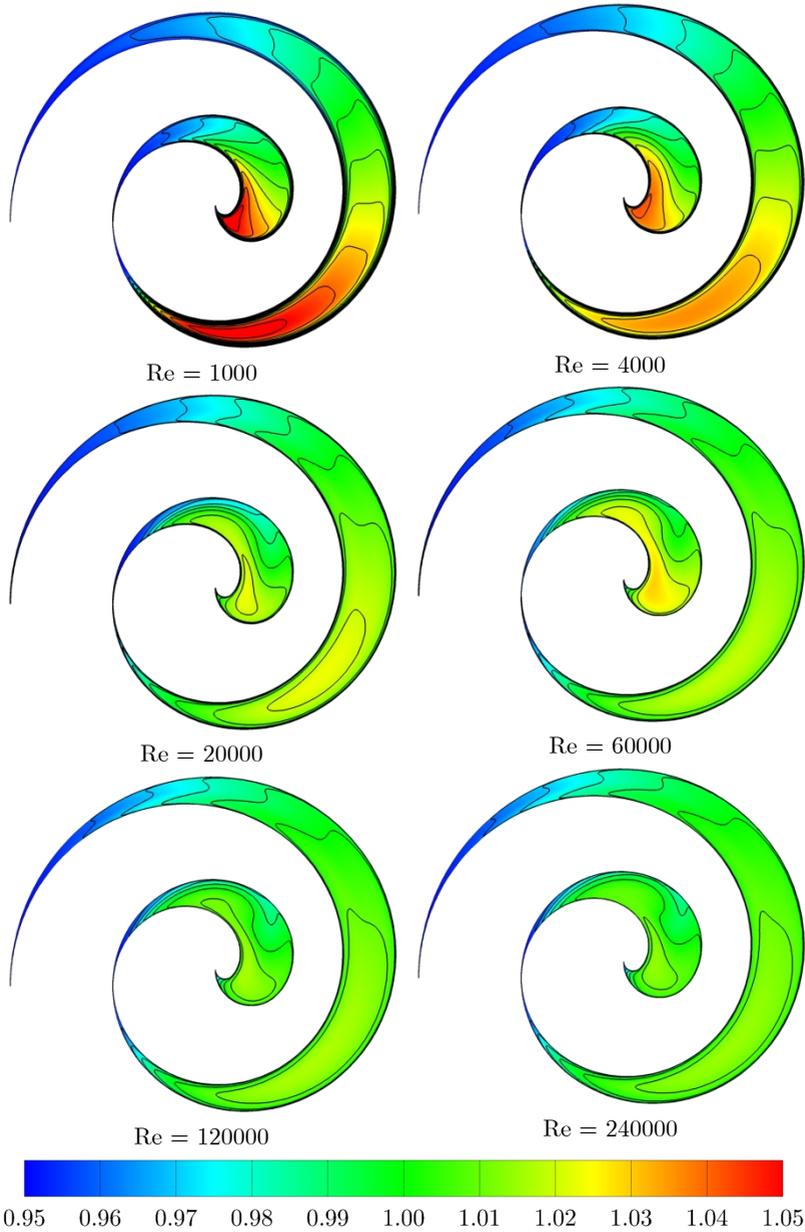


Figura 7.14 – Contorno adimensional de temperatura – $T_w/T_g = 0,95$.

Campos de razão de viscosidade turbulenta, μ_t/μ , para diferentes Re são apresentados na Fig. 7.15. Como a viscosidade molecular é constante, μ_t/μ representa diretamente a variação da própria viscosidade turbulenta. Nota-se que μ_t/μ aumenta consideravelmente com o aumento de Re e da curvatura das paredes, consequência do aumento da energia cinética turbulenta pela deformação do escoamento.

Apesar do aumento considerável da viscosidade turbulenta com o número de Reynolds, os pontos de máximo e mínimo μ_t/μ permanecem praticamente inalterados para Re maiores que 16000. A mudança no padrão dos campos de viscosidade turbulenta para $Re < 16000$ pode indicar uma transição do escoamento entre os regimes laminar e turbulento. Esta suposição é reforçada pelo cálculo dos fatores de atrito ($\lambda=4f$) médios na câmara para diferentes valores de Re e $C^* = 0,2$. Comparando os valores de λ no interior da câmara com o fator de atrito em tubos circulares lisos (diagrama de Moody), verifica-se uma concordância satisfatória se o número de Reynolds do escoamento na câmara é dividido por um fator igual a 8, como mostrado na Fig. 7.16. Isto indica que o regime de escoamento seria laminar para $Re < 18400$ (8×2300). Por outro lado, fazendo uma analogia com o escoamento entre placas planas paralelas, observa-se pela Fig. 7.17 uma boa concordância entre os resultados se Re é dividido por um fator em torno de 4. Assim, seria esperado que a transição do escoamento no interior da câmara inicia-se após $Re = 12000$ (4×3000), embora haja uma incerteza maior quanto ao valor do Re de transição para placas planas paralelas (vide seção 6.5). De qualquer maneira, os resultados indicam com certa segurança que o escoamento é turbulento para $Re > 20000$. Um número maior de simulações é necessário para uma análise mais precisa sobre o regime de escoamento, incluindo outros modelos de turbulência e mesmo a solução laminar.

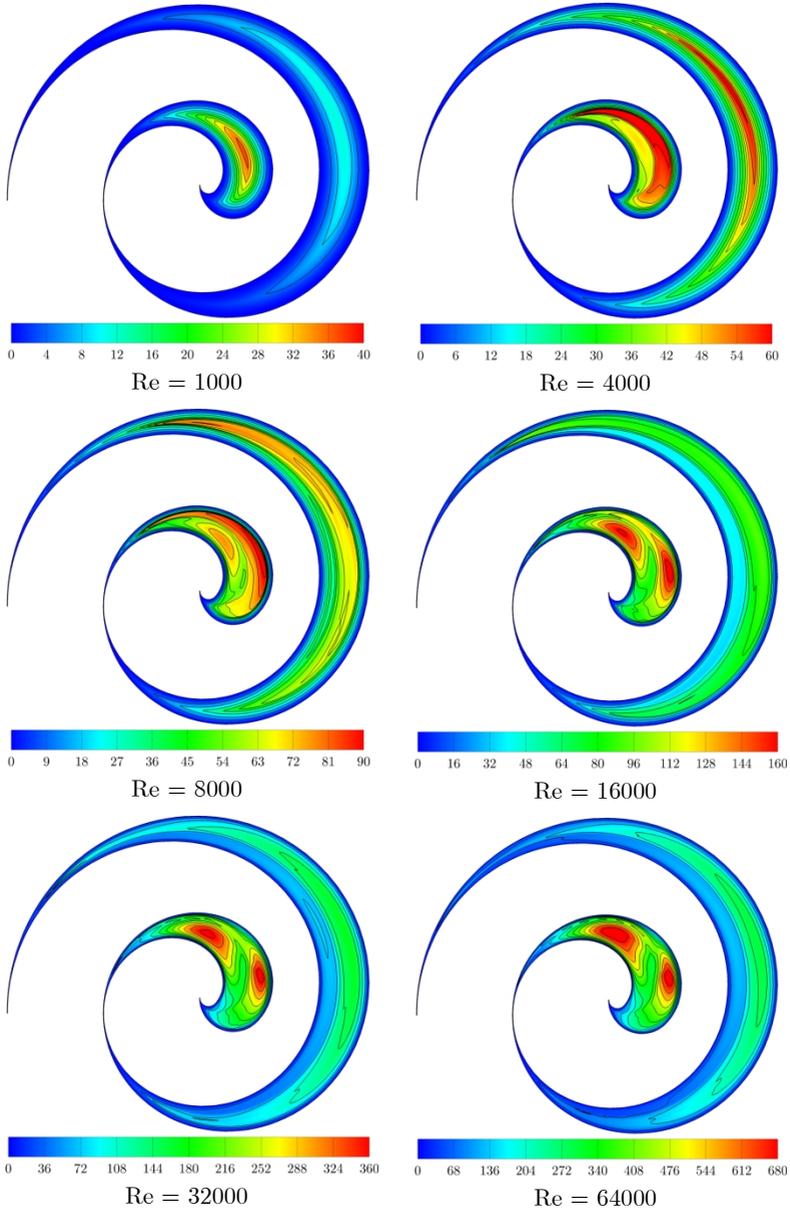


Figura 7.15 – Contornos de razão de viscosidade turbulenta.

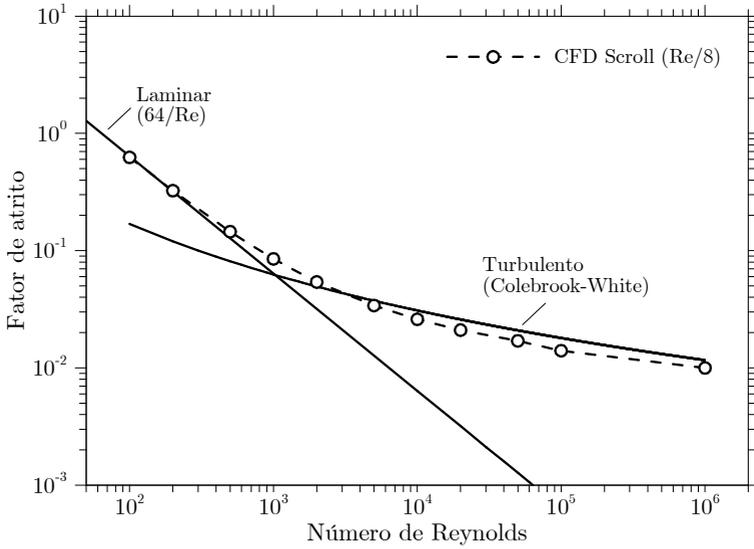


Figura 7.16 – Comparação entre os fatores de atrito para tubos circulares lisos e para as paredes laterais da câmara.

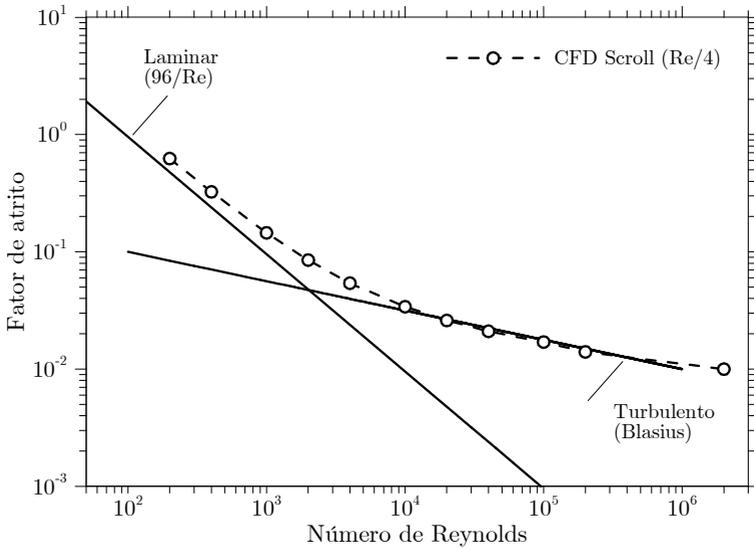


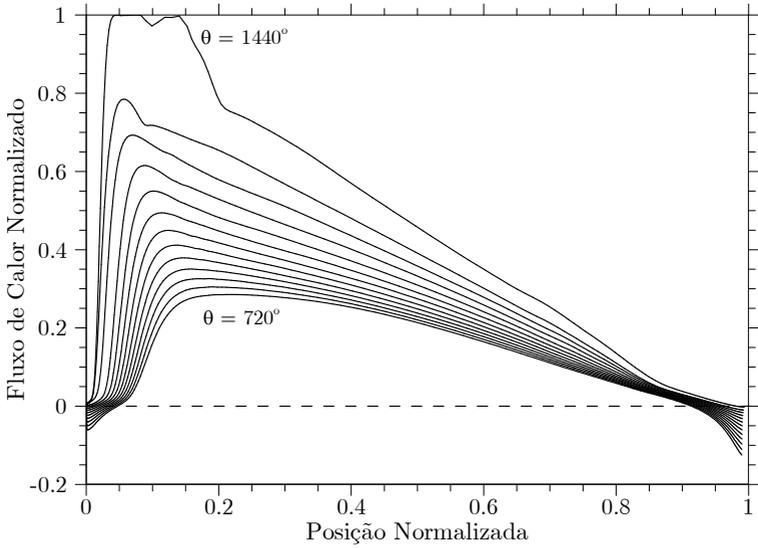
Figura 7.17 – Comparação entre os fatores de atrito para placas planas paralelas e para as paredes laterais da câmara.

7.5.5 Fluxo de calor nas laterais da espira

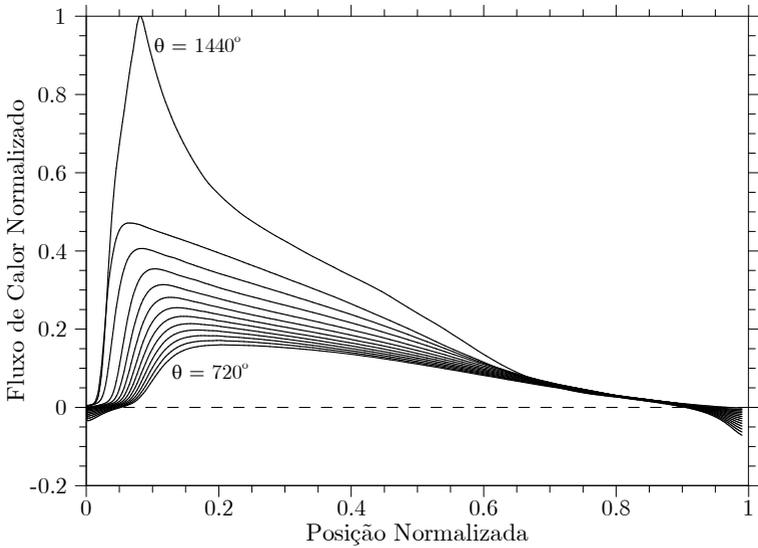
As Figs. 7.18 e 7.19 apresentam o perfil do fluxo de calor normalizado pelo fluxo máximo nas laterais interna e externa da câmara ao longo do processo de compressão para diferentes Reynolds e $T_w/T_g = 1,05$. A posição adimensional $s/L_w = 0$ refere-se ao ponto de conjugacidade mais central da câmara, enquanto $s/L_w = 1$ ao ponto mais periférico. Os contornos de temperatura apresentados anteriormente (Figs. 7.13 e 7.14) auxiliam no entendimento do perfil do fluxo de calor.

Para baixos Reynolds (Fig. 7.18), os maiores fluxos de calor ocorrem na região mais central, onde o afastamento contínuo das espiras causa uma expansão localizada e, conseqüentemente, a redução local da temperatura do gás. O efeito é acentuado conforme a curvatura das superfícies aumenta. Para Reynolds mais elevados (Fig. 7.19) ocorre uma homogeneização do campo de temperatura, refletindo em um perfil mais simétrico do fluxo de calor. Ao final do processo de compressão, os elevados fluxos turbulentos causam um aumento expressivo da troca de calor convectiva entre o gás e as paredes laterais da câmara. Nota-se também o aparecimento de perturbações no perfil do fluxo de calor devido à formação de vórtices e zonas de recirculação.

Nas regiões próximas aos pontos de conjugacidade ocorre muitas vezes a inversão no fluxo de calor, especialmente para baixos Reynolds (Fig. 7.18). O confinamento do gás nestas regiões, onde o afastamento entre as laterais externa e interna da câmara é muito pequeno, mantém a temperatura do gás muito próxima à temperatura das paredes.

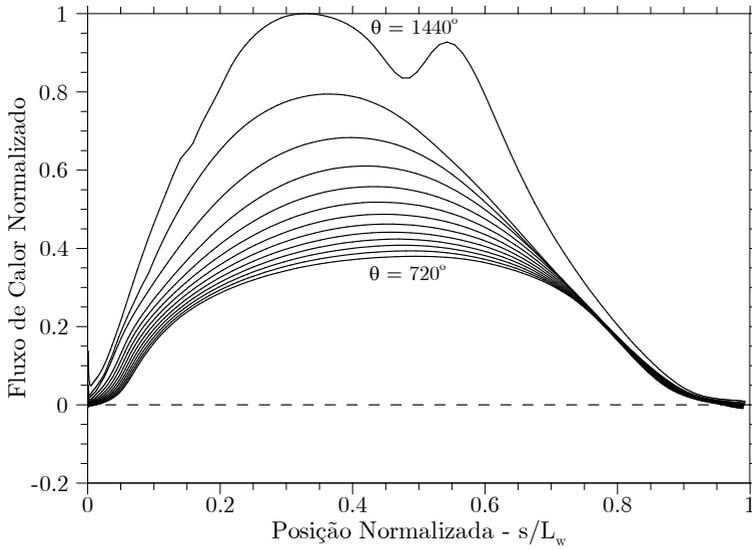


(a) lateral externa

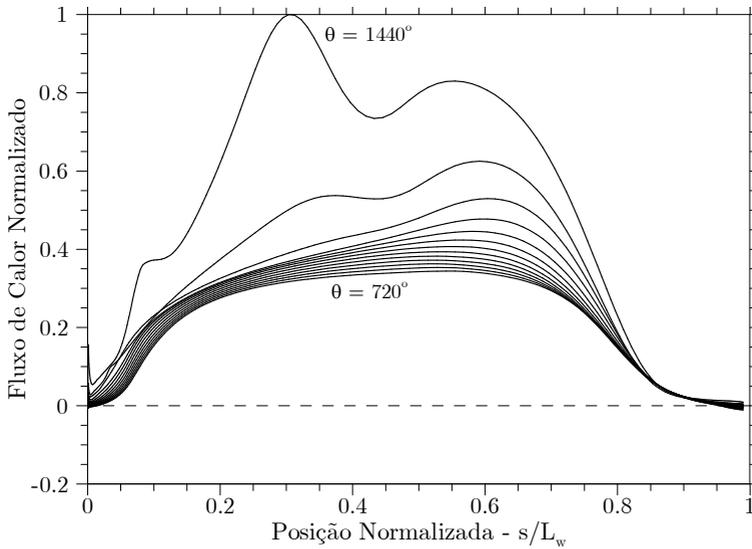


(b) lateral interna

Figura 7.18 – Fluxo de calor normalizado nas laterais da câmara para $Re = 1000$.



(a) lateral externa



(b) lateral interna

Figura 7.19 – Fluxo de calor normalizado nas laterais da câmara para $Re = 240000$.

7.5.6 Efeitos tridimensionais

Através do modelo diferencial ICC-3D buscou-se avaliar os efeitos tridimensionais sobre a transferência de calor na câmara de compressão, incluindo a troca de calor entre o gás e base da espira. Entretanto, os resultados obtidos foram inconclusivos.

Exceto para os menores valores de Re , a taxa de transferência de calor na base da espira apresentou um comportamento oscilatório, diferente do padrão observado nas paredes laterais das espiras. Além disso, os resultados foram mais sensíveis ao refino de malha e as condições de contorno. Dependendo da altura da espira, estas oscilações na taxa de transferência de calor passavam a ser visíveis inclusive nas paredes laterais das espiras. Atribui-se o surgimento dessas oscilações à complexidade do problema e aos elevados números de Re .

Entretanto, este tipo de oscilação pode estar relacionada a instabilidades no escoamento como aquela que ocorre no escoamento viscoso entre a folga de dois cilindros em rotação. Quando a velocidade angular do cilindro interno é maior que certo limiar, o escoamento de Couette torna-se instável e surgem vórtices axissimétricos, conhecidos por vórtices de Taylor. O aumento sucessivo da velocidade angular do cilindro submete o sistema a uma progressão de instabilidades, até um ponto que o escoamento alcança o regime turbulento. Dada a certa similaridade entre a geometria da câmara com a geometria do escoamento de Couette, existe a possibilidade que o aparecimento dos vórtices de Taylor sejam os responsáveis pelas oscilações observadas na taxa de transferência de calor ao longo do processo de compressão. Naturalmente, este é um aspecto que deve ser melhor investigado. Além disto, a maior complexidade deste escoamento tridimensional requer um estudo de refino de malha mais apurado.

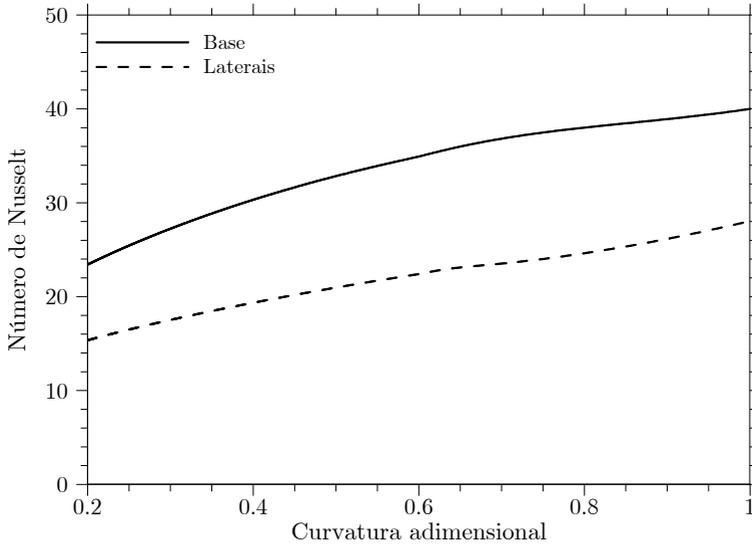


Figura 7.20 – Comparação entre o valores de Nu para as superfícies da base e das paredes laterais das espiras- $Re = 4000$.

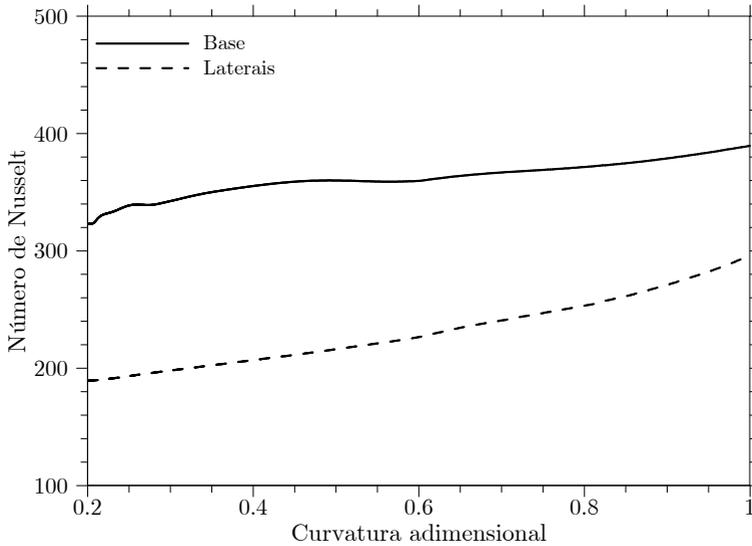


Figura 7.21 – Comparação entre o valores de Nu para as superfícies da base e das paredes laterais das espiras- $Re = 120000$.

Apesar das oscilações encontradas na solução, os resultados indicam claramente que a taxa de transferência de calor nas bases das espiras é sempre maior que nas paredes laterais. Pelos resultados apresentados nas Figs. 7.20 e 7.21, verifica-se que o número de Nusselt na base é, em geral, 50% maior que nas paredes laterais da câmara.

7.6 Correlação para o número de Nusselt no interior da câmara

O fenômeno de transferência de calor entre o gás e as espiras foi analisado em faixas de Re (1000 a 240000) e Pr (0,7 a 1,1) típicas da maioria das condições de operação e fluidos refrigerantes de interesse. Os resultados são resumidos na Fig. 7.22 pelas variações de Nu com C^* para diferentes valores de Re e Pr .

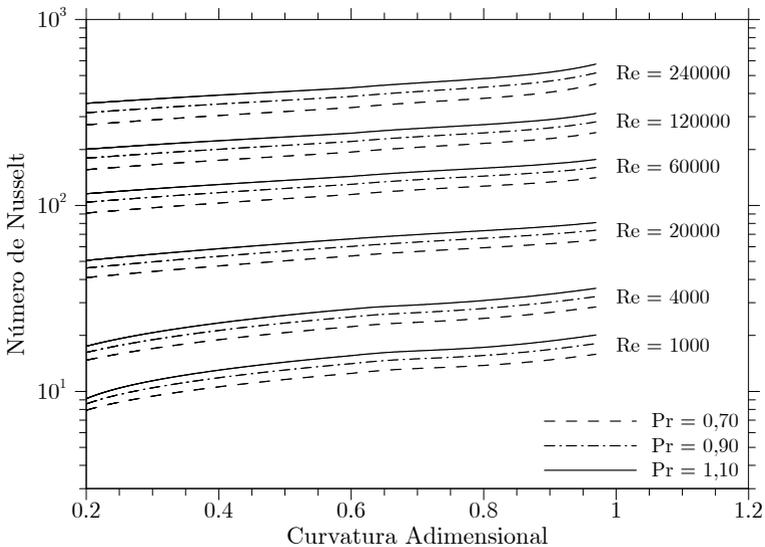


Figura 7.22 – Variação de Nu com C^* para diferentes Re e Pr .

Deve ser mencionado que o número de Nusselt varia quase que linearmente com a curvatura das espiras, exceto para valores C^{*} muito próximos a 1. Embora a escala logarítmica da Fig. 7.22 não favoreça esta observação, isto pode ser visto na Fig. 7.12. A influência da curvatura é maior para números de Reynolds mais elevados. Da mesma forma, Nu varia proporcionalmente a Pr . Como esperado, o número de Reynolds é o parâmetro adimensional que domina a taxa de transferência de calor nas faixas de interesse.

7.6.1 Avaliação de correlações típicas para Nu

Os resultados numéricos obtidos através do modelo ICC foram comparados a correlações típicas para Nu em escoamentos internos. As correlações de Dittus-Boelter, para trocadores de calor espirais (Burmeister, 1983), e a proposta por Jang e Jeong (2006) são comumente adotadas na modelagem de compressores *scroll*. Além destas, avalia-se os valores de Nu fornecidos por uma correlação típica para escoamentos turbulentos entre placas planas paralelas. Por conveniência, os resultados são apresentados em termos do coeficiente de transferência de calor h . Ressalta-se ainda que o número de Reynolds na correlação para escoamentos turbulentos entre placas planas é calculado com base no comprimento médio da câmara, L_w . Por fim, a correlação de Jang e Jeong (2006) aplica um fator de correção à correlação para trocadores de calor espirais em função do número de Strouhal.

Os resultados da Fig. 7.23 demonstram que a correlação para trocadores de calor espirais fornece valores de h próximos ao modelo CFD para Re baixos. Entretanto, para Reynolds elevados têm-se resultados distintos (Figs. 7.24 e 7.25), e apenas a correlação para escoamentos turbulentos entre placas planas fornece resultados similares ao modelo CFD. Nota-se ainda que o modelo de Jang e Jeong (2006) estima valores de h consideravelmente maiores que as demais correlações em todas as condições de análise.

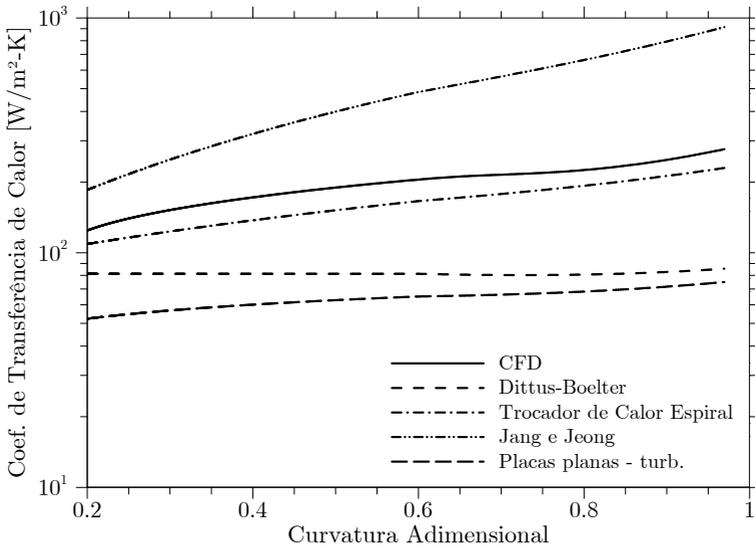


Figura 7.23 – Coeficientes de transferência de calor estimados por diferentes correlações – $Re = 1000$.

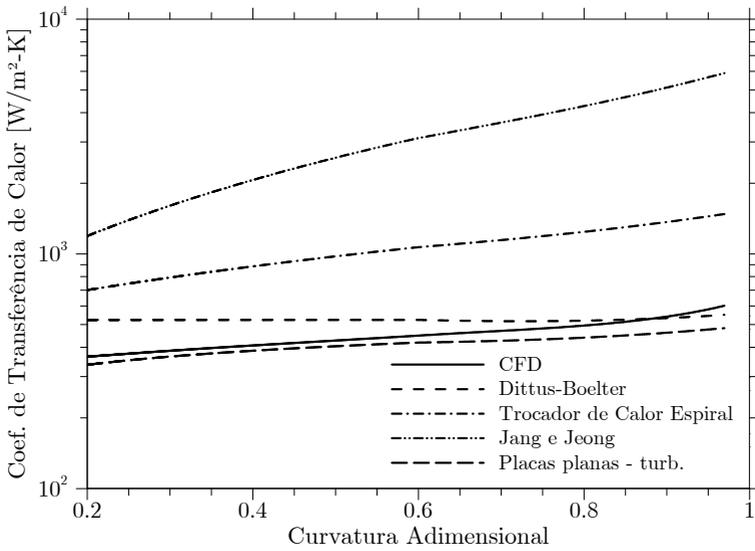


Figura 7.24 – Coeficientes de transferência de calor estimados por diferentes correlações – $Re = 120000$.

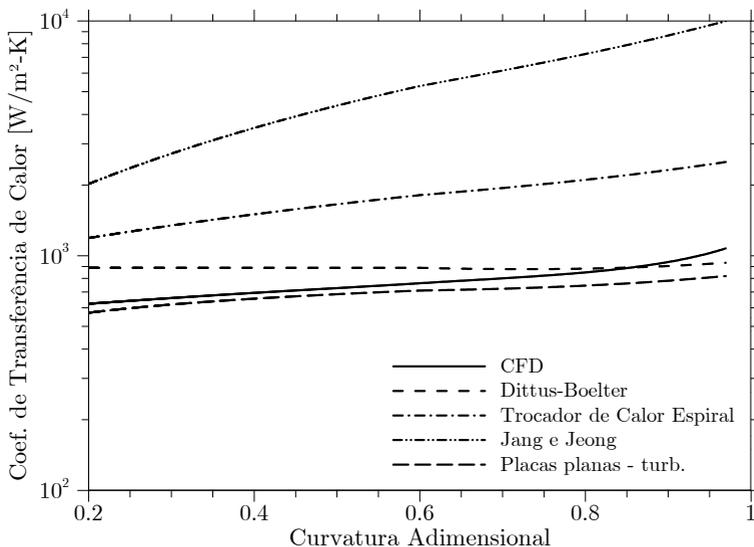


Figura 7.25 – Coeficientes de transferência de calor estimados por diferentes correlações – Re = 240000.

7.6.2 Correlação proposta para Nu

Dada as diferenças entre os coeficientes de transferência de calor estimados pelo modelo CFD e pelas correlações avaliadas, optou-se por desenvolver uma nova correlação específica para análises de transferência de calor no interior da câmara de compressão de compressores *scroll*.

Entre as diferentes funções avaliadas para correlacionar os resultados numéricos de Nusselt em função de Re, Pr e C^* , a seguinte correlação apresentou os menores desvios:

$$\text{Nu} = \text{Nu}_{\text{Dittus-Boelter}} (c_0 + c_1 C^* + c_2 \text{Pr} + c_3 C^*/\text{Re}) \quad (7.12)$$

onde,

$$c_0 = 0,4956; \quad c_1 = 0,406; \quad c_2 = 0,1361; \quad c_3 = 3394;$$

Os desvios médio e máximo entre os valores de Nu simulados e previstos pela correlação proposta são menores que 10%. Os maiores desvios ocorrem ao final do processo de compressão, período em que a curvatura das espiras e a taxa de transferência de calor entre o gás e as superfícies aumentam consideravelmente.

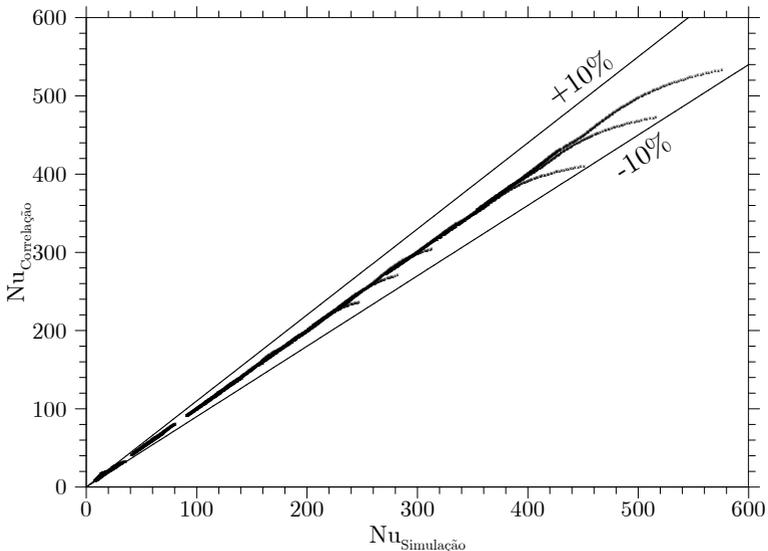


Figura 7.26 – Desvios entre os valores de Nu previstos pela correlação proposta e os valores simulados pelo modelo 1CC.

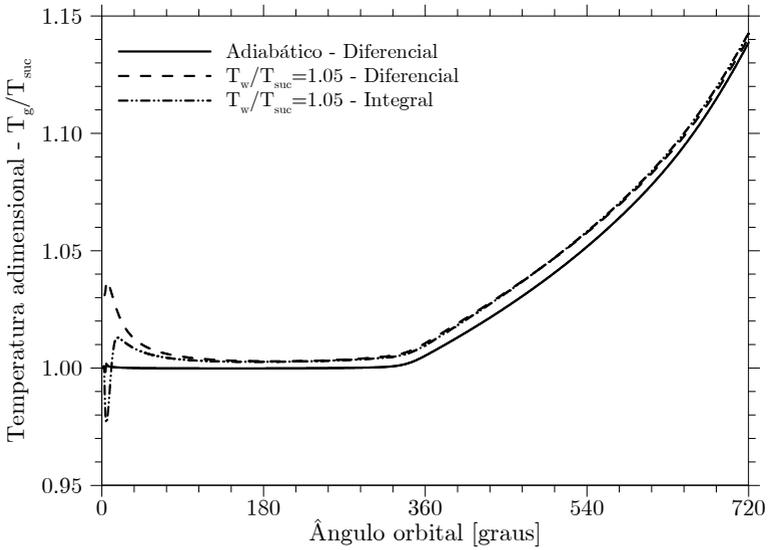
Como discutido anteriormente, a influência da temperatura da parede sobre o número de Nusselt é relativamente pequena, embora exista. Por simplicidade, a correlação aqui proposta não faz distinção entre aquecimento ou resfriamento do gás. Na média, em condições de resfriamento do gás a Eq. (7.12) prevê valores em torno de 2% menores, ao passo que em condições de aquecimento os valores previstos são 2% maiores que os valores simulados.

A correlação proposta fornece o valor médio de Nu para as paredes laterais da câmara. Com base nas análises tridimensionais realizadas anteriormente, estima-se que o coeficiente de

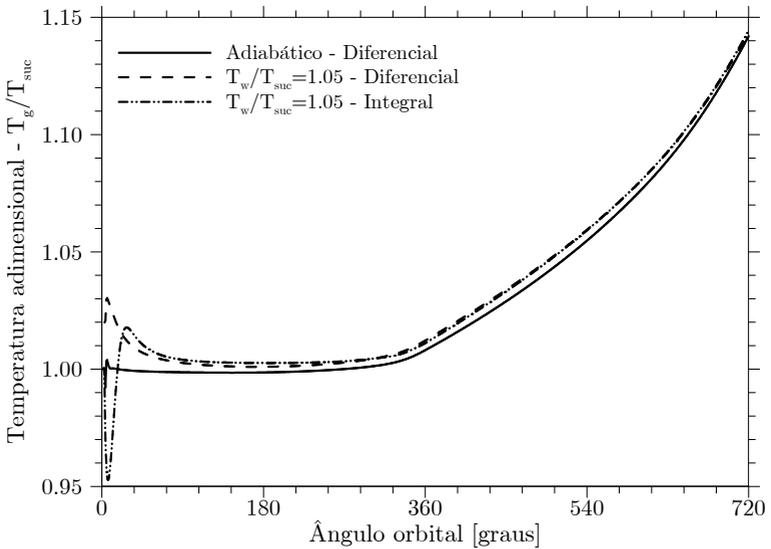
transferência de calor entre o gás e as bases das espiras seja 50% maior que nas paredes laterais. Como dito na seção 7.5.6, uma análise mais profunda do tema é necessária para a obtenção de valores mais precisos. Para fins práticos de engenharia, acredita-se que esta estimativa é capaz de fornecer resultados adequados.

Na ausência de dados experimentais, a correlação proposta é verificada contra o modelo diferencial ICC. Através do modelo integral apresentado no Cap. 4, desconsiderando os vazamentos, compara-se a evolução da temperatura média do gás ao longo dos processos de sucção e de compressão previstas pelas duas formulações. Duas frequências de operação são consideradas: 60 e 180 Hz. O fluido refrigerante R-134a é tratado com um gás real em ambos os métodos de simulação. Admite-se que ao longo de todo o processo de sucção e de compressão as espiras permanecem a uma temperatura constante, tal que $T_w/T_{\text{suc}} = 1,05$. Desta forma, o gás é aquecido durante o processo de sucção e resfriado ao final da compressão, como ocorre no compressor em condições normais de funcionamento.

Os resultados de temperatura apresentados na Fig. 7.27 são adimensionalizados pela temperatura de sucção do gás, T_{suc} . Para comparação, apresenta-se também a evolução da temperatura para um processo de compressão adiabático. Verifica-se que o modelo integral, em conjunto com a correlação proposta para Nu, foi capaz de prever com precisão a temperatura média do gás ao final do processo de sucção e ao longo do processo de compressão nas duas frequências de operação analisadas. Assim, acredita-se que o modelo desenvolvido é capaz de estimar com uma precisão satisfatória a eficiência isentrópica e a temperatura de descarga do gás.



(a) 60 Hz



(b) 180 Hz

Figura 7.27 – Evolução da temperatura do gás prevista pela correlação proposta e pelo modelo diferencial ICC para um caso referência.

7.7 Impacto da transferência de calor no desempenho do compressor

Esta seção considera uma análise do efeito da transferência de calor no interior da câmara sobre o desempenho de compressores *scroll*. As análises são realizadas através do modelo integral apresentado no Cap. 4, utilizando a correlação proposta anteriormente para Nu na câmara. O estudo concentra-se em dois fluidos refrigerantes, o R-134a e o R-410a. Os efeitos dos vazamentos não são incluídos. O objetivo principal é avaliar o efeito da troca de calor entre gás e espiras sobre as eficiências do compressor, e também o impacto na temperatura de descarga do gás refrigerante.

Nos estudos realizados, a rotação do compressor foi mantida constante em 3600 rpm. As espiras possuem um espessura $t = 3,5\text{mm}$ e relação entre altura e diâmetro da fresa $h/D_f = 2,5$. Os demais parâmetros foram ajustados para a obtenção do volume deslocado necessário para uma dada capacidade e condição de operação de interesse. São consideradas três temperaturas de evaporação, representativas de aplicações de refrigeração: $T_c = -30^\circ\text{C}$ (LBP), -10°C (MBP) e 10°C (HBP).

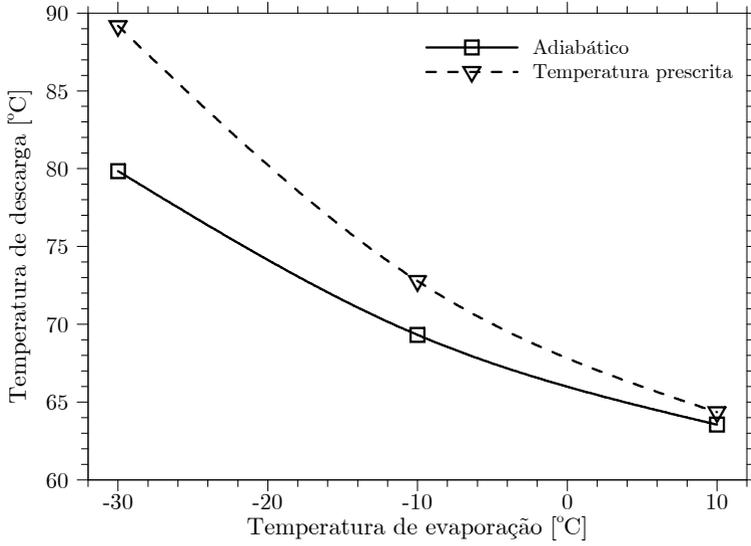
Admite-se um superaquecimento de $\Delta T_{\text{sup}} = 10^\circ\text{C}$ no evaporador. O aquecimento do gás ao longo da linha de baixa pressão e no interior da carcaça é desconsiderado. Assim, a temperatura de sucção do gás é igual à temperatura na saída do evaporador ($T_{\text{suc}} = T_c + \Delta T_{\text{sup}}$). Três temperaturas de condensação foram analisadas: $T_c = 30^\circ\text{C}$, 45°C e 60°C . Entretanto, exceto pelos valores absolutos, os comportamentos observados foram bastante similares. Assim, a apresentação dos resultados se restringe à condição $T_c = 45^\circ\text{C}$.

A primeira análise demonstra o efeito da transferência de calor durante o processo de compressão para diferentes temperaturas de evaporação. A condensação foi mantida em 45°C e a geometria da espira foi ajustada para cada evaporação

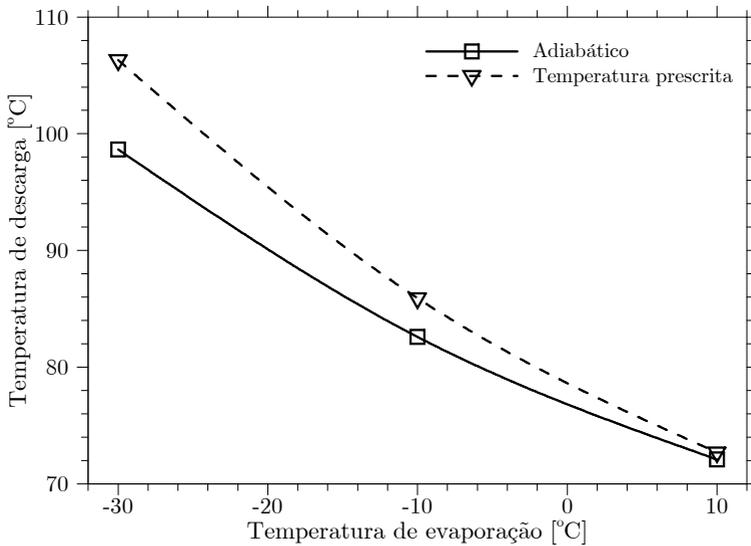
analisada de modo a fornecer uma capacidade nominal de 10 kW. As temperaturas mínimas e máximas da espira foram assumidas iguais às temperaturas de sucção e de descarga do gás em cada condição, respectivamente.

As Figs. 7.28-7.30 apresentam os resultados de temperatura de descarga, de eficiência volumétrica e de eficiência isentrópica para os dois fluidos avaliados. Nota-se que a transferência de calor entre o gás e as espiras é bastante influente na temperatura de descarga e na eficiência isentrópica para evaporações mais baixas, com uma influência relativamente menor sobre a eficiência volumétrica. No geral, os dois fluidos são afetados igualmente. Para a menor evaporação, a temperatura de descarga aumentou cerca de 10°C. Além disso, a redução da eficiência volumétrica foi de quase 1%, e a isentrópica caiu quase 3%. Para a temperatura de evaporação $T_e = 10^\circ\text{C}$, o efeito da transferência de calor foi praticamente desprezível.

As Figs. 7.31 a 7.33 apresentam os resultados obtidos mantendo o volume deslocado do compressor fixo e variando apenas a temperatura de evaporação. Assim, $\dot{Q}_e = 2 \text{ kW}$ na condição ($T_e = 10^\circ\text{C}$, $T_c = 45^\circ\text{C}$), e diminui para evaporações menores. Verifica-se que o impacto da condição de operação é semelhante ao observado para a capacidade fixa de 10 kW, embora comparativamente os casos de menor capacidade sejam mais sensíveis à troca de calor, apresentando maiores variações de temperatura e de eficiência. A temperatura de descarga para o R-410a na $T_e = -30^\circ\text{C}$, por exemplo, aumentou cerca de 16°C, enquanto que a eficiência volumétrica caiu mais de 2% e a redução da eficiência isentrópica foi próxima a 7%. Em $T_e = 10^\circ\text{C}$, o impacto da troca de calor entre gás e espiras foi novamente pequeno.

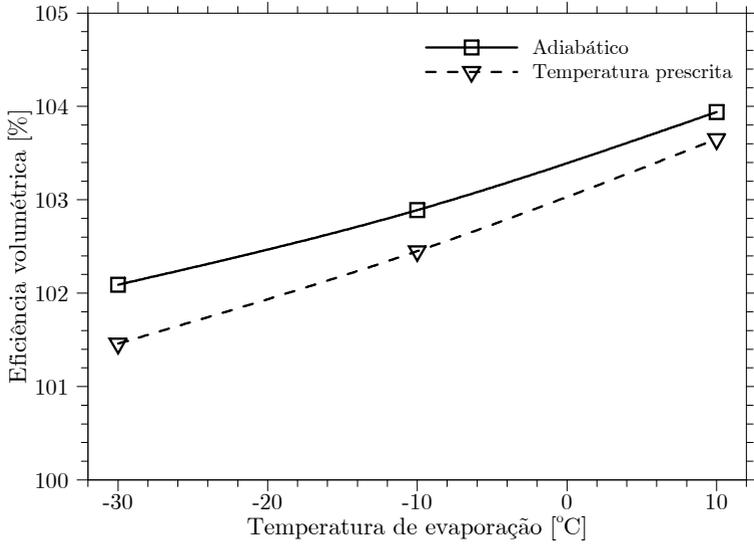


(a) R-134a

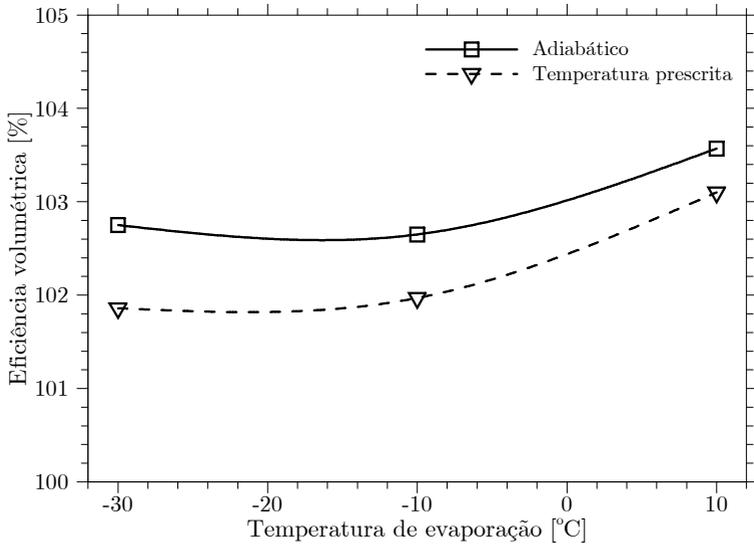


(b) R-410a

Figura 7.28 – Impacto da transferência de calor sobre a temperatura de descarga – $Q_e = 10$ kW.

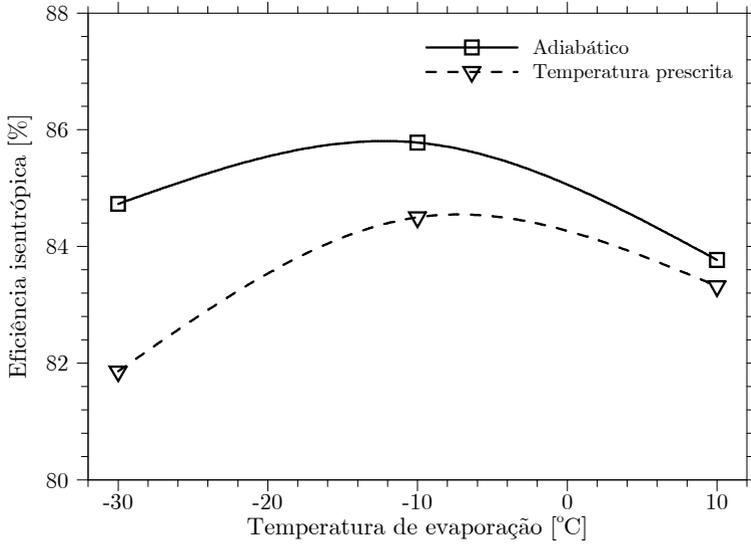


(a) R-134a

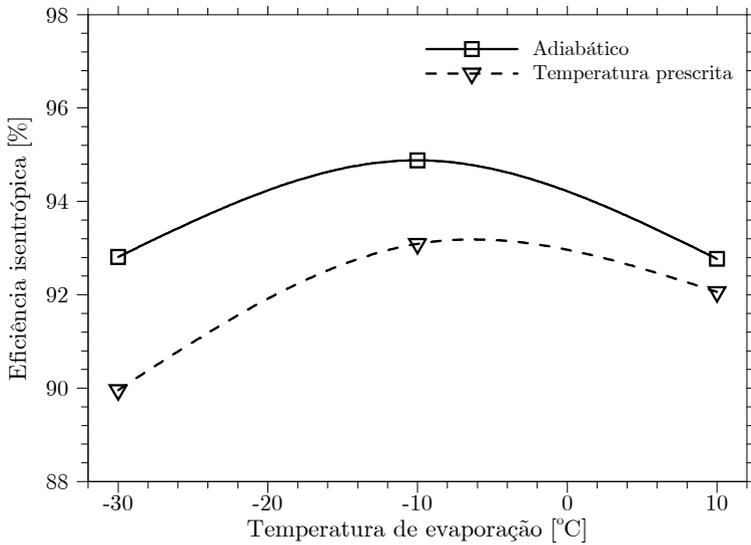


(b) R-410a

Figura 7.29 – Impacto da transferência de calor sobre a eficiência volumétrica – $Q_e = 10$ kW.

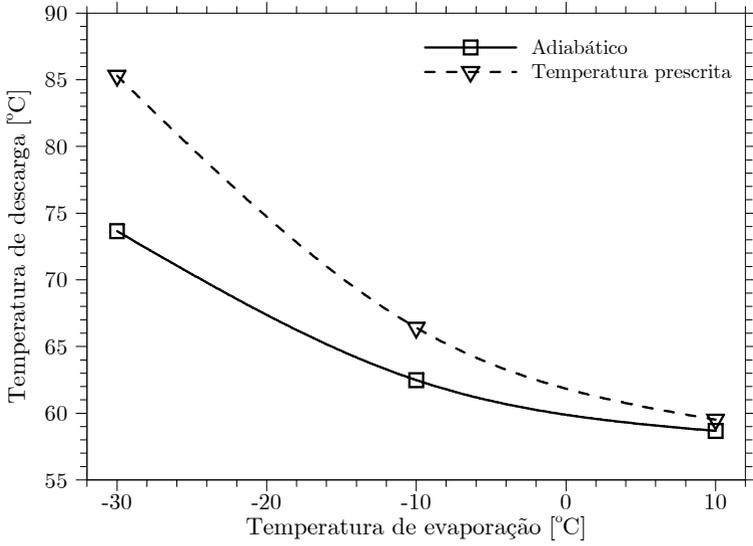


(a) R-134a

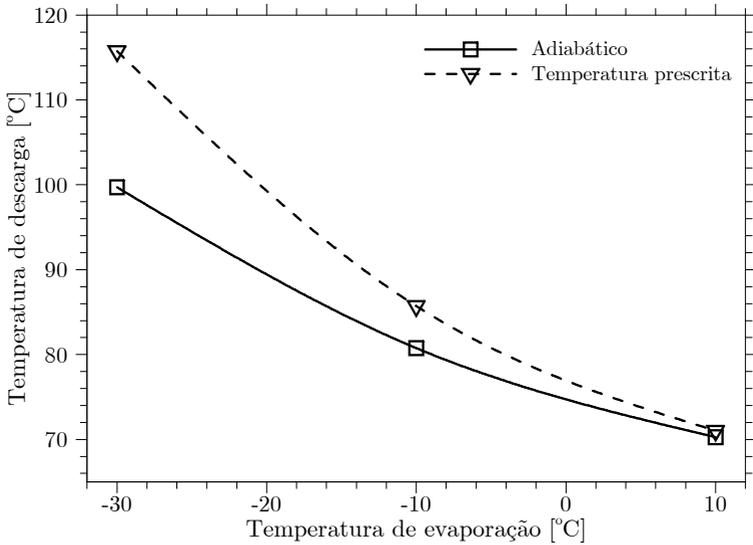


(b) R-410a

Figura 7.30 – Impacto da transferência de calor sobre a eficiência isentrópica – $Q_e = 10$ kW.

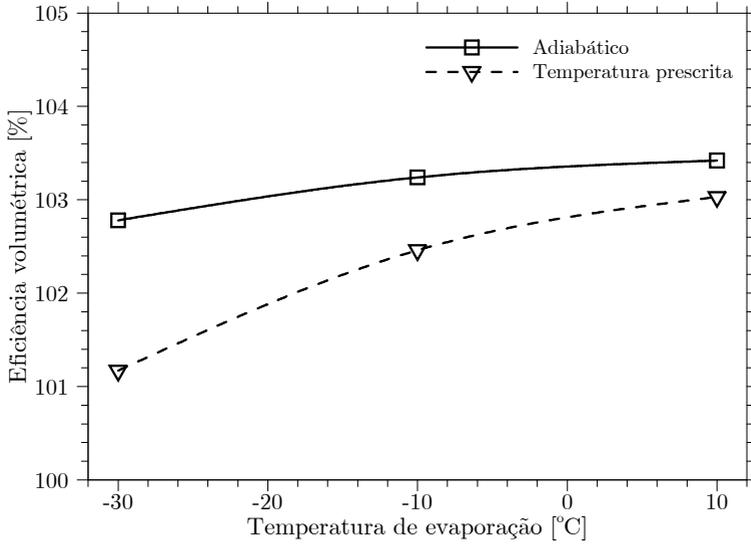


(a) R-134a

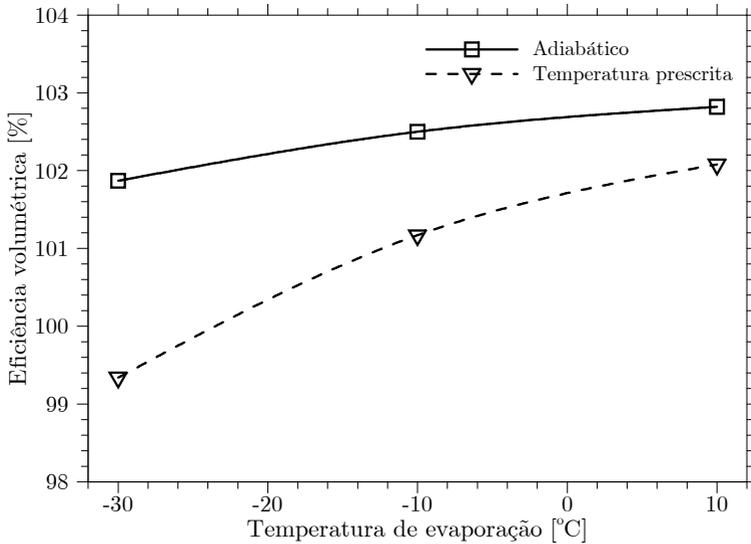


(b) R-410a

Figura 7.31 – Impacto da transferência de calor sobre a temperatura de descarga – $V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.

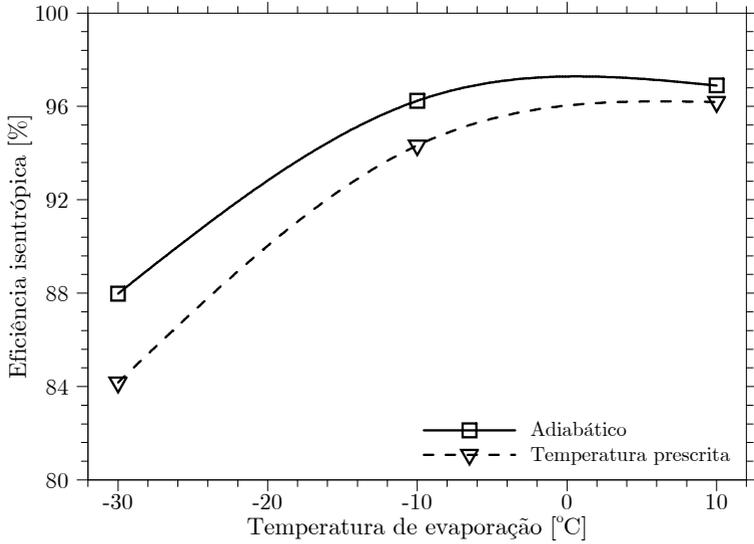


(a) R-134a

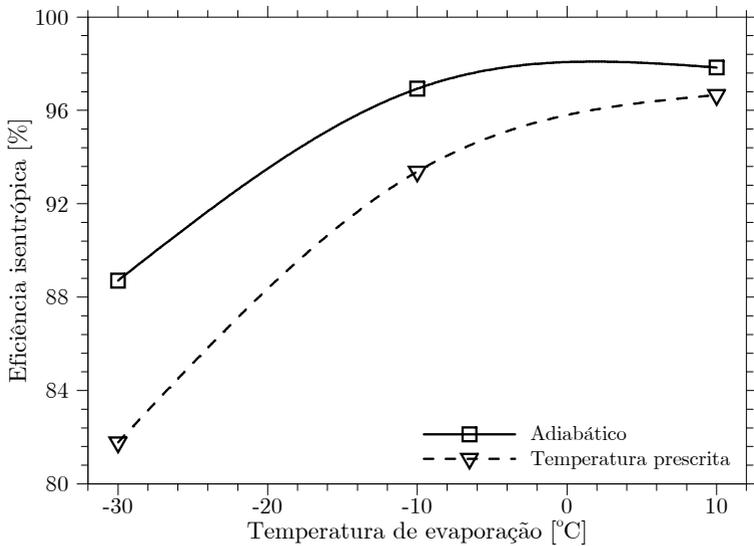


(b) R-410a

Figura 7.32 – Impacto da transferência de calor sobre a eficiência volumétrica - $V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.



(a) R-134a

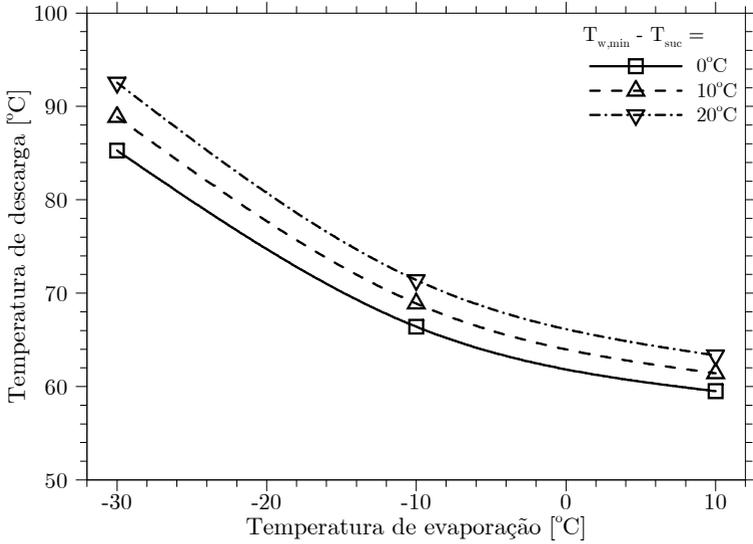


(b) R-410a

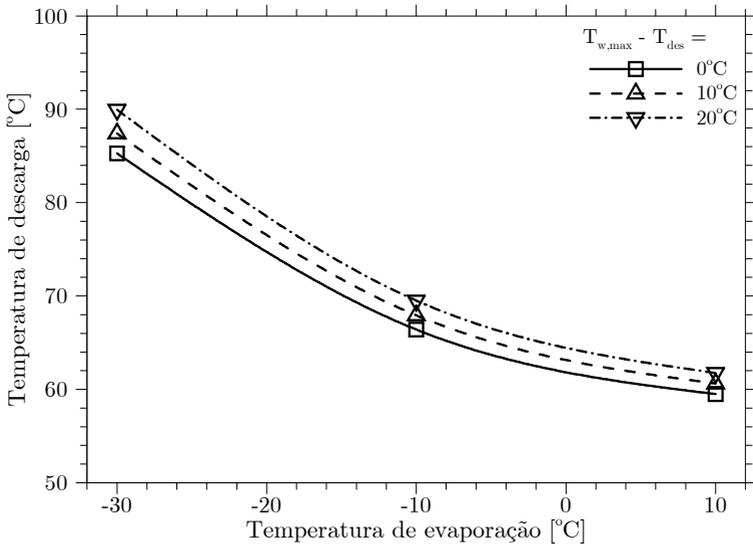
Figura 7.33 – Impacto da transferência de calor sobre a eficiência isentrópica - $V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.

Nas análises anteriores as temperaturas mínima e máxima do perfil da espira foram mantidas iguais às temperaturas de sucção e de descarga do gás em cada condição. Uma análise adicional foi realizada como modificação das temperaturas da espira de forma independente às temperaturas de sucção e de descarga. Os resultados nas Figs. 7.34-7.36 referem-se a um compressor de 2 kW na condição ($T_e = 10^\circ\text{C}$, $T_c = 45^\circ\text{C}$) para R-134a. Tendências similares são verificadas para o R-410a.

Percebe-se que os resultados são relativamente sensíveis à temperatura da espira em todas as condições de teste, embora a variação da temperatura mínima seja um pouco mais influente. A exceção é a eficiência volumétrica, praticamente insensível à $T_{w,\max}$. O aumento da troca de calor durante o processo de sucção reflete-se no aumento da temperatura inicial de compressão, reduzindo a densidade do gás e a eficiência volumétrica. Consequentemente, a temperatura de descarga eleva-se, principalmente em evaporações mais baixas. O impacto da temperatura máxima da espira ocorre em uma escala menor por não haver contato direto do gás na sucção com a região de descarga, exceto pela influência do perfil de temperatura da espira.



(a) Variação da temperatura mínima: $T_{w,min} - T_{suc}$



(b) Variação da temperatura máxima: $T_{w,max} - T_{des}$

Figura 7.34 – Impacto da temperatura da espira sobre a temperatura de descarga - $V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.

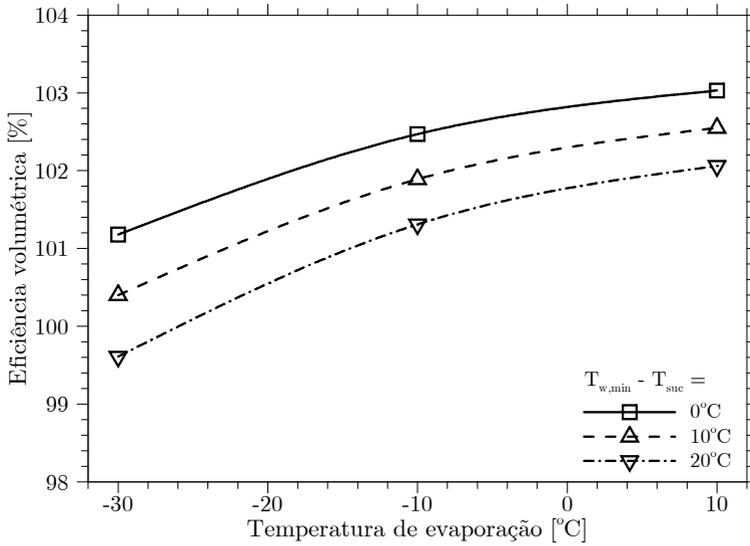
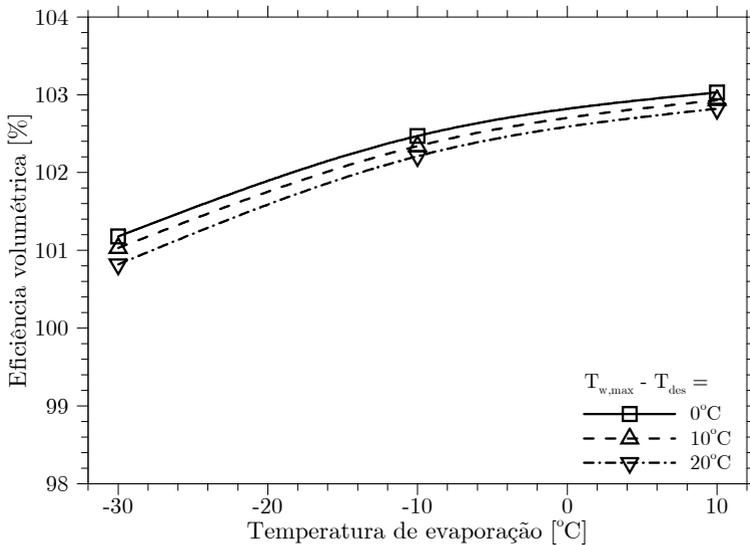
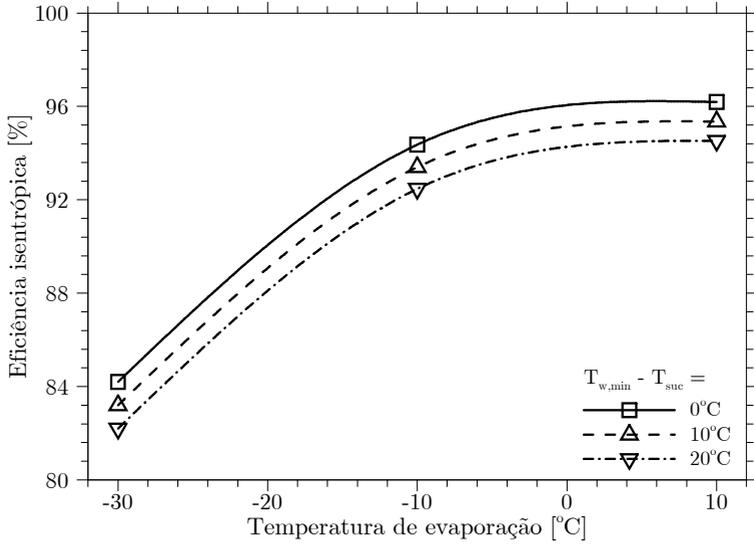
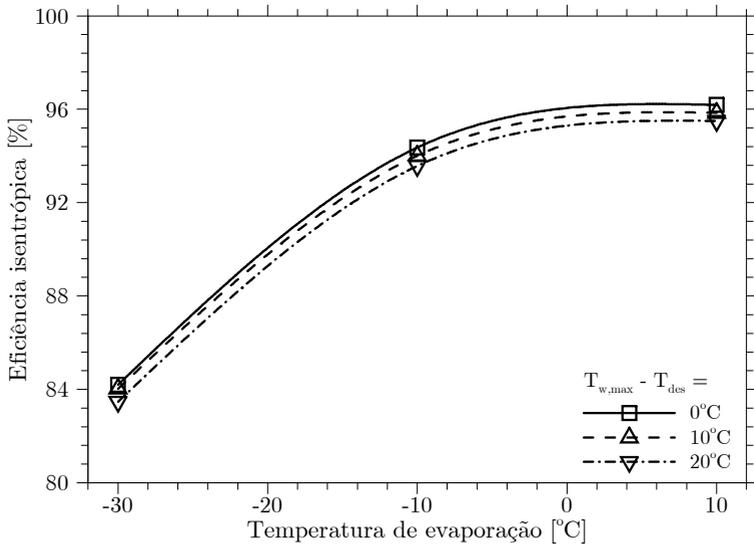
(a) Variação da temperatura mínima: $T_{w,min} - T_{suc}$ (b) Variação da temperatura máxima: $T_{w,max} - T_{des}$

Figura 7.35 – Impacto da temperatura da espira sobre a eficiência volumétrica - $V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.



(a) Variação da temperatura mínima: $T_{w,min} - T_{suc}$



(b) Variação da temperatura máxima: $T_{w,max} - T_{des}$

Figura 7.36 – Impacto da temperatura da espira sobre a eficiência isentrópica - $V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.

Para o compressor utilizado nas análises anteriores, são mostradas as variações de Re e Nu ao longo do processo de compressão (Figs. 7.37 e 7.38) nas diferentes temperaturas de evaporação consideradas. Os números de Reynolds e, conseqüentemente, de Nusselt, são maiores para evaporações mais elevadas devido ao aumento da densidade do gás. Observa-se que Re é máximo quando o volume da câmara de sucção também é máximo, pouco antes do final do processo de sucção. Como os vazamentos não são considerados, a massa no interior da câmara permanece constante durante o processo de compressão, e assim também o número de Reynolds. Isto decorre do fato que a redução de velocidade média do gás é compensada pelo aumento da sua densidade. O número de Nusselt, por outro lado, cresce devido ao aumento da curvatura da câmara, atingindo um pico pouco antes do início do processo de descarga, quando Re começa a diminuir.

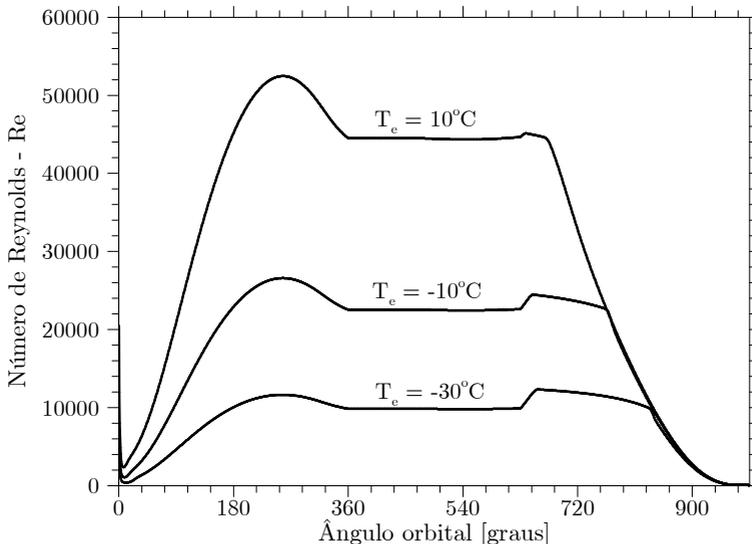


Figura 7.37 – Evolução de Re ao longo do processo de compressão para diferentes evaporações - $V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.

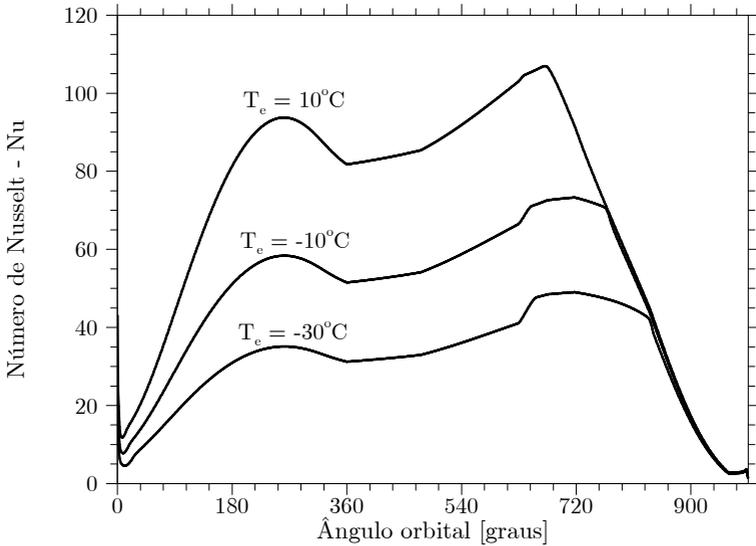


Figura 7.38 – Evolução de Nu ao longo do processo de compressão para diferentes evaporações - $V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.

As Figs. 7.39 e 7.40 apresentam a taxa de transferência de calor total entre o gás e as espiras ao longo do processo de compressão para diferentes valores de $T_{w,\min}$ e $T_{w,\max}$, na condição ($T_e = 10^\circ\text{C}$, $T_c = 45^\circ\text{C}$). Verifica-se que a troca de calor é máxima ao final do processo de sucção, quando a diferença de temperaturas é alta e a área de troca é máxima. O gás é aquecido até próximo o início do processo de descarga, quando então sua temperatura torna-se maior que a temperatura média das paredes. O resfriamento do gás atinge um valor mínimo quando a pressão na câmara é máxima, que por sua vez depende da perda de carga na válvula de descarga. Se a temperatura máxima da espira for relativamente maior que a temperatura de descarga, o gás pode voltar a ser aquecido ao final do processo de descarga, porém a taxas muito menores. Por fim, embora não mostrado, destaca-se que para as geometrias e condições analisadas, a troca de calor pelas bases foi seis vezes menor que pelas paredes laterais da câmara.

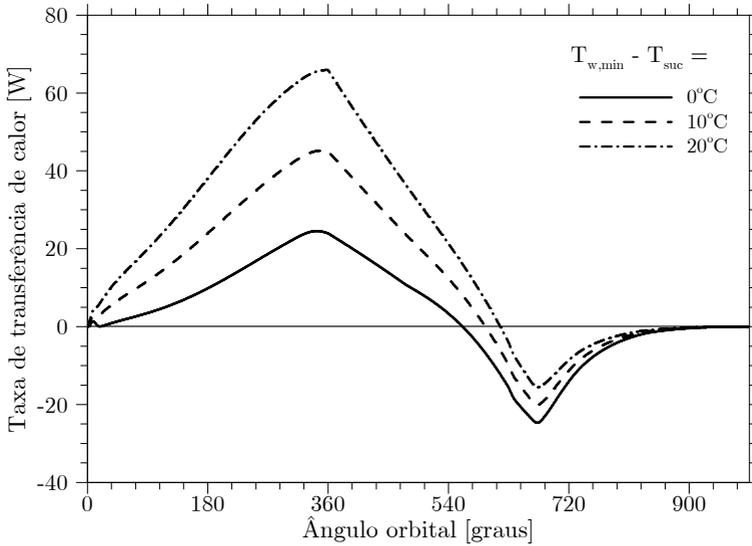


Figura 7.39 – Variação da taxa de transferência de calor ao longo do processo de compressão com o aumento de $T_{w,\min} - V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.

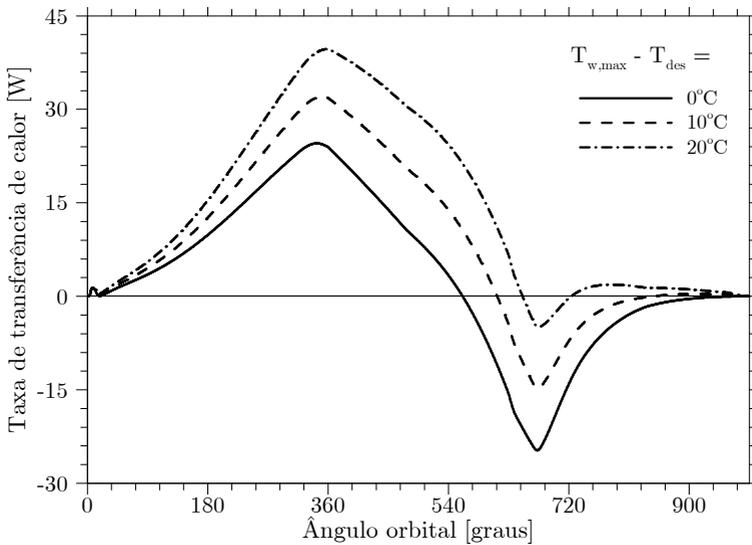


Figura 7.40 – Variação da taxa de transferência de calor ao longo do processo de compressão com o aumento de $T_{w,\max} - V_{sw} = 10,5 \text{ cm}^3$.

Em síntese, as análises indicam que a influência da transferência de calor nas câmaras do compressor *scroll* é maior em temperaturas de evaporação menores, sendo mais prejudicial nas baixas capacidades (menores volumes deslocados). Nas análises envolvendo transferência de calor, o perfil de temperatura das espiras passa a ser outro parâmetro importante. Verificou-se uma sensibilidade significativa dos resultados aos valores prescritos de temperatura mínima e máxima da espira, principalmente nas menores temperaturas de evaporação. Assim, estudos mais detalhados são ainda necessários a fim de determinar o perfil de temperatura real das espiras, principalmente o da espira móvel.

7.8 Validação numérica do modelo integral

Ao modelo integral desenvolvido e apresentado no Cap. 4 são incorporados os modelos analíticos propostos para a estimativa dos vazamentos e da transferência de calor entre gás e espiras. Na indisponibilidade de resultados experimentais próprios para a validação do modelo integral, utilizam-se os dados disponibilizados por Cuevas e Lebrun (2009) em suas análises experimentais e numéricas de um compressor *scroll* em diversas condições de aplicação, listadas na Tab. 7.2. Os autores fornecem duas condições de contorno importantes para a comparação numérico-experimental: i) a temperatura de entrada do gás no compressor, T_{in} , e ii) o coeficiente de escorregamento do motor¹¹. Entretanto, assim como em outros trabalhos, os autores não disponibilizam informações específicas sobre a geometria das espiras, apenas o volume deslocado do compressor, igual a 54,4 cm³. Desta forma, os dados geométricos foram definidos com base em valores típicos de espessura e relação entre altura da espira e

¹¹ Através do coeficiente de deslizamento do motor elétrico pode-se calcular a frequência real de rotação do mecanismo para uma dada potência de eixo.

diâmetro da fresa para compressores deste porte, sumarizados na Tab. 7.3.

Tabela 7.2: Condições de teste e resultados obtidos por Cuevas e Lebrun (2009) em suas análises experimentais.

Caso	Rotação [rpm]	T_e [°C]	T_c [°C]	T_{in} [°C]	T_{des} [°C]	\dot{W}_e [kW]	\dot{m} [kg/h]
1	2974	31,8	56,9	37,5	70,8	2,180	345,6
2	2968	31,3	65,9	37,8	81,8	2,684	334,8
3	2958	32,6	78,1	38,5	96,6	3,516	338,4
4	2971	47,6	63,8	55,3	77,8	2,391	540,0
5	2940	47,0	94,6	54,1	114,8	5,011	493,2
6	2961	44,7	76,1	50,9	90,0	3,227	489,6
7	2950	46,3	86,8	51,9	102,4	4,137	511,2
8	2983	16,4	39,4	26,0	58,8	1,449	216,0
9	2978	18,2	49,5	24,3	66,3	1,848	226,8
10	2973	18,2	57,9	26,4	78,6	2,260	219,6
11	2964	18,2	69,2	25,2	94,6	2,982	216,0
12	2947	17,6	85,9	21,6	124,5	4,406	198,0
13	2946	33,5	90,1	40,5	114,2	4,514	334,8
14	2935	46,0	99,2	54,4	121,7	5,424	486,0
15	2964	56,0	76,6	64,3	90,2	2,979	676,8
16	2951	56,9	89,5	61,7	102,2	4,074	687,6
17	2940	57,1	98,2	62,8	114,0	5,020	676,8
18	2948	68,4	94,8	77,0	110,1	4,351	903,6

Tabela 7.3: Dados geométricos ajustados para o compressor de teste.

N	a	t	h	γ	V_{sw}	h/D_f
[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[°]	[cm ³]	[-]
2,6	2,44	3,2	30,0	60	54,4	2,5

Além da própria espira, é necessário definir as dimensões das folgas e do orifício de descarga, o perfil de temperatura das espiras e o calor transferido ao gás succionado no interior da carcaça do compressor. No presente estudo tais dados foram calibrados para um caso dentre aqueles reportados por Cuevas e Lebrun (2009). Depois de calibradas, as mesmas folgas são utilizadas na simulação de todos os demais casos. Os perfis de temperatura das espiras fixa e móvel são considerados idênticos, variando linearmente com o ângulo evolvente da espira. Assume-se que a máxima temperatura de parede na região central da espira é igual à temperatura de descarga do gás, T_{des} , e a temperatura mínima é 10 K maior que a temperatura de sucção do gás, T_{suc} . Por sua vez, T_{suc} é estimada a partir das eficiências mecânica, η_m , e elétrica, η_e , do compressor. Assume-se que uma parcela fixa das perdas mecânicas e elétricas, C_{suc} , aquece o gás refrigerante que escoar para o interior da carcaça, antes de ser succionado para a câmara de compressão. Assim, a taxa de calor transferido ao gás, \dot{Q}_{suc} , é definida como

$$\dot{Q}_{suc} = C_{suc} \times \frac{W_i}{\eta_i} \left(\frac{1}{\eta_m \eta_e} - 1 \right) f_c \quad (7.13)$$

onde W_i é o trabalho isentrópico de compressão e η_i é a eficiência isentrópica. A temperatura de sucção do gás é então estimada por um simples balanço de energia no compressor.

$$T_{suc} = T_{in} + \frac{\dot{Q}_{suc}}{\dot{m}c_p} \quad (7.14)$$

Através da eficiência isentrópica, η_i , estimada pelo modelo numérico integral, e da potência elétrica do compressor, \dot{W}_e , medida por Cuevas e Lebrun (2009), estima-se $\eta_m \eta_e$ para cada caso por:

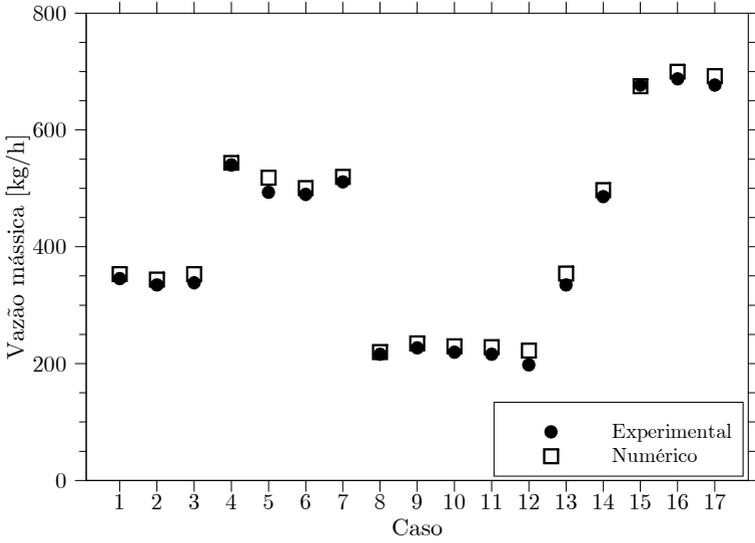
$$\eta_{\text{im}}\eta_{\text{e}} = \frac{1}{\eta_{\text{i}}} \frac{\dot{W}_{\text{i}}}{\dot{W}_{\text{e}}} \quad (7.15)$$

Pela calibração do modelo para um caso referência, obtém-se $C_{\text{suc}} = 0,65$. Este valor é usado nas demais simulações. Um valor médio de 77% foi utilizado para $\eta_{\text{im}}\eta_{\text{e}}$, lembrando que a eficiência isentrópica varia de acordo com a condição de teste. Os parâmetros calibrados são resumidos na Tab. 7.4.

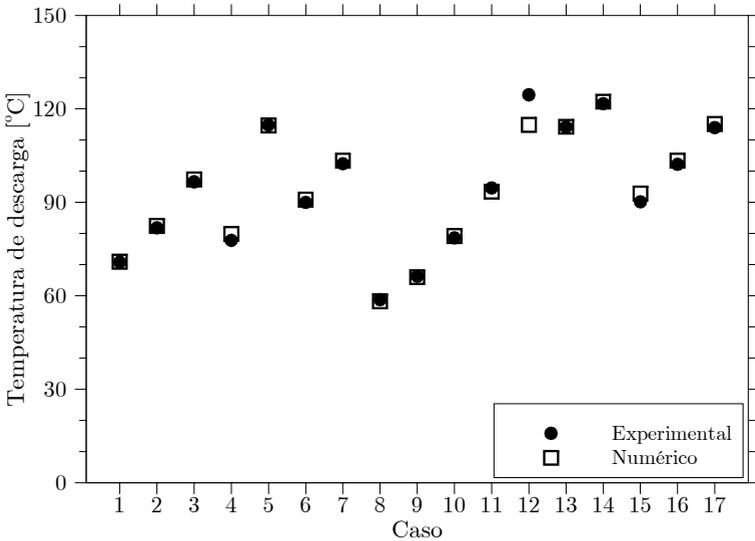
Tabela 7.4: Parâmetros calibrados para o compressor de teste.

δ_{t}	δ_{f}	C_{suc}	$\eta_{\text{im}}\eta_{\text{e}}$	$T_{\text{w,min}}$	$T_{\text{w,max}}$
[mm]	[mm]	[-]	[-]	[°C]	[°C]
12	10	0,65	0,77	$T_{\text{suc}}+10$	T_{des}

Os resultados numéricos nas condições de teste listadas na Tab. 7.2 são comparados aos dados experimentais de vazão mássica e temperatura de descarga do gás reportados por Cuevas e Lebrun (2009). O modelo de simulação apresentou problemas na condição de teste 18 e, por esta razão, tal caso é excluído das comparações. Verifica-se na Fig. 7.41 uma concordância satisfatória entre as estimativas numéricas e os dados experimentais em todos os casos simulados. O desvio médio da vazão mássica foi de 3,4%, e o máximo de 12,3% no caso 12. Para a temperatura de descarga, o desvio médio foi de 1,3°C, e o máximo 9,7°C, também no caso 12. Apesar das calibrações e dos ajustes feitos ao modelo, a concordância observada entres os resultados numéricos e experimentais indica que o modelo integral desenvolvido neste trabalho é válido, principalmente quando considerada a diversidade das condições de teste.



(a) Vazão mássica



(b) Temperatura de descarga

Figura 7.41 – Comparação entre os resultados numéricos e os dados experimentais de Cuevas e Lebrun (2009).

Capítulo 8: Conclusões

8.1 Considerações finais

Considerando as principais características do compressor *scroll*, fica claro que o mesmo é conceitualmente muito diferente de qualquer outro mecanismo de compressão de vapor. Por exemplo, as tolerâncias apertadas exigidas para a manufatura da geometria peculiar das espiras foi durante muitos anos o maior desafio para que o compressor *scroll* se tornasse um produto comercialmente viável.

A revisão da literatura mostrou que os vazamentos são a maior ineficiência termodinâmica do compressor *scroll*. Por esta razão, muitos trabalhos dedicaram-se ao estudo de vazamentos pelas folgas das câmaras de compressão, através de uma grande variedade de abordagens de modelagem numérica do fenômeno. Muitos dos modelos propostos são baseados em calibração empírica pouco detalhada. Finalmente, destaca-se também a carência de investigações e dados experimentais para validação desses modelos, merecendo destaque os trabalhos de Suefujii e Shiibayashi (1992) e Ishii (1996).

A transferência de calor convectiva entre o gás e as paredes das espiras durante o processo de compressão é outra irreversibilidade importante, mas muito pouco abordado na literatura. A maioria dos modelos numéricos para a simulação do compressor *scroll* adota correlações típicas de escoamentos em dutos, trocadores de calor espirais ou até mesmo correlações historicamente empregadas no estudo de compressores

alternativos. Nesta área, destacam-se os trabalhos de Sunder (1997), Ooi e Zhu (2004) e Jang e Jeong (2006), este último sendo talvez o único estudo compreensivo da transferência de calor no interior da câmara de compressão do compressor *scroll*.

O presente trabalho foi direcionado ao aprofundamento do estudo de vazamentos e transferência de calor convectiva nas câmaras de compressão de compressores *scroll*. Optou-se por uma abordagem numérica, de forma que os fenômenos pudessem ser analisados em detalhes em uma ampla faixa de condições de operação do compressor. Para alcançar este objetivo, foram desenvolvidos modelos numéricos baseados em formulações diferenciais para incluir o efeito da geometria característica das espiras no estudo de tais fenômenos e permitir a obtenção de novas correlações de vazamentos e transferência de calor. Além disto, um modelo integral também foi desenvolvido para analisar os efeitos de vazamento e transferência de calor sobre o desempenho do compressor a partir das correlações propostas.

As maiores contribuições deste trabalho são o estudo em detalhes dos fenômenos de vazamentos e transferência de calor em compressores *scroll* e o desenvolvimento de correlações para a quantificação dos mesmos. A relativa simplicidade e acurácia, demonstrada em comparações com dados disponíveis na literatura, sugerem que essas correlações serão de grande auxílio no estudo de compressores *scroll*, principalmente em condições de aplicação não usuais.

8.2 Conclusões

Nesta seção, apresenta-se uma síntese das principais contribuições e conclusões do presente trabalho, separadas de acordo com o aspecto sob análise.

8.2.1 Modelagem Geométrica das Espiras

- Volume da câmara de compressão.

Um método foi apresentado para o cálculo exato da variação do volume da câmara de compressão ao longo de todo o processo. Para um caso exemplo, as relações aproximadas comumente utilizadas para o volume da câmara subestimaram a potência consumida durante o processo de descarga, resultando em uma diferença de 1,8% na eficiência isentrópica.

- Orifício de descarga.

Demonstrou-se que a variação da área descoberta do orifício de descarga deve ser adequadamente descrita para que as restrições ao escoamento no início do processo de descarga sejam corretamente estimadas.

8.2.2 Modelo Integral de Simulação

- Temperatura de sucção do gás.

Eventuais diferenças entre as temperaturas de sucção do gás nas câmaras opostas de sucção têm efeito desprezível sobre a potência indicada do compressor. Assim, uma temperatura média pode ser utilizada como condição de contorno para a câmara de sucção.

- Hipótese de gás ideal.

Como esperado, a hipótese de gás ideal resulta em pressões mais altas e temperaturas mais baixas para o gás no processo de compressão. Assim, a potência indicada é superestimada e, conseqüentemente, a eficiência do compressor subestimada. Desta forma, modelos para gases reais devem ser utilizados.

- Coeficiente de contração do escoamento, C_c , na sucção.

O coeficiente de contração do escoamento, C_c , utilizado na modelagem do processo de sucção através da equação para escoamentos isentrópicos em bocais convergentes, tem pouca influência sobre o cálculo do fluxo de massa em baixas rotações (3000 rpm). Em rotações muito elevadas (12000 rpm) a sua influência aumenta significativamente, porém, análises através do modelo diferencial ICC mostraram que C_c é maior que 0,9 em uma ampla faixa de frequências de operação do compressor.

- Validação do modelo integral.

O modelo integral de simulação, em conjunto com as correlações desenvolvidas para vazamento e transferência de calor, foi validado através de dados experimentais da literatura para fluxo de massa e de temperatura de descarga do gás. O modelo foi calibrado para uma condição de teste e aplicado em diversas outras, mostrando concordância satisfatória com os experimentos. A validação qualifica assim o modelo integral e as correlações desenvolvidas para a análise termodinâmica de compressores *scroll*.

8.2.3 Análise de vazamentos de gás pelas folgas

- Efeito de perda de carga na entrada da folga de topo.

O estudo do escoamento pela folga de topo demonstra que os efeitos de perda de carga localizada na entrada do canal podem ser significativos. Assim, modelos que resolvem o escoamento no canal da folga de topo devem corrigir as propriedades de estagnação do fluido na entrada, através do procedimento iterativo sugerido por Zuk *et al.* (1972). A correlação proposta neste trabalho para a estimativa do vazamento de topo já inclui estes efeitos.

- Efeito da curvatura das espiras.

A análise do escoamento pela geometria real da folga de flanco demonstra que a curvatura das espiras influencia consideravelmente no vazamento de gás pela folga e, portanto, não deve ser simplificada. A correlação desenvolvida no presente estudo para a estimativa do vazamento de gás pela folga de flanco incorpora os efeitos de curvatura através de um parâmetro adimensional apropriado.

- Efeitos transientes.

Os efeitos transientes sobre os vazamentos são pequenos para as menores folgas, mas crescem à medida que as folgas aumentam.

- Efeito do movimento orbital da espira.

Para o caso particular da folga de flanco, uma parcela adicional de massa escoava pela folga devido ao movimento orbital da espira. Este efeito é modelado através do produto entre a velocidade característica da folga e a densidade média do gás entre as duas câmaras adjacentes, fornecendo resultados satisfatórios. Aparentemente, esta parcela adicional de massa não é considerada nos demais modelos encontrados na literatura.

- Proposta de correlações de vazamentos de topo e de flanco.

As correlações propostas para a estimativa dos vazamentos de topo e de flanco foram validadas através de dados disponíveis na literatura. A concordância entre os resultados numéricos e experimentais foi satisfatória, principalmente se considerada as incertezas de medição em dimensões tão pequenas.

- Efeito do vazamento sobre o desempenho do compressor.

As correlações de vazamento foram incorporadas ao modelo integral para algumas análises da influência do vazamento sobre o desempenho do compressor. Verificou-se que compressores

menores, com menor vazão volumétrica, são mais sensíveis ao o vazamento, devido ao aumento relativo das folgas em relação ao volume deslocado do compressor, independentemente da condição de operação. O vazamento pela folga de topo tem o maior impacto sobre a eficiência volumétrica, enquanto que o vazamento de flanco reflete-se principalmente na redução da eficiência isentrópica e no aumento da temperatura de descarga do gás.

8.2.4 Análise da transferência de calor nas câmaras

- Perfil de temperatura na parede da espira fixa.

A medição de um perfil linear de temperatura na parede lateral da espira fixa em um compressor protótipo corroborou os dados encontrados na literatura.

- Regimes de escoamento laminar e turbulento.

A análise dos campos de viscosidade turbulenta e do fator de atrito médio na câmara indica que o escoamento na câmara de compressão é turbulento para $Re > 20000$.

- Efeitos tridimensionais do escoamento.

As simulações tridimensionais transientes do escoamento no interior da câmara de compressão apresentaram oscilações na taxa de transferência de calor convectivo na base da espira para escoamentos com números de Reynolds elevados. Apesar dessas oscilações, os resultados indicam que a taxa de transferência de calor nas bases das espiras é, em geral, 50% maior que nas paredes laterais da câmara.

- Proposta de correlação de transferência de calor.

Uma nova correlação foi proposta para a estimativa do número de Nusselt na câmara de compressão do compressor *scroll* em função do número de Reynolds, do número de Prandtl e da curvatura adimensional da câmara. Na ausência de dados

experimentais, as estimativas da correlação foram comparadas aos resultados do próprio modelo diferencial, mas incluindo o processo de sucção e hipótese de gás real às análises. A concordância entre os resultados foi satisfatória. Nenhuma das correlações típicas para o número de Nu encontradas na literatura foi capaz de prever resultados satisfatórios em todas as condições avaliadas, embora as correlações para trocadores de calor espirais e para placas planas tenham apresentado boa concordância em certas condições. Destacam-se os valores muito elevados de Nu previstos pela correlação de Jang e Jeong (2006).

- Caracterização do número de Reynolds do escoamento.

A velocidade média característica do gás na câmara ao longo dos processos de sucção e compressão pode ser bem representada pelo deslocamento dos pontos de conjugacidade que formam a câmara, sendo assim adequada à caracterização do número de Reynolds do escoamento interno à câmara.

- Sensibilidade do número de Nusselt à temperatura de parede.

O número de Nusselt apresentou pouca sensibilidade ao valor da temperatura de parede e à razão entre calores específicos para valores típicos de \bar{T}_w/\bar{T}_g observados em compressores *scroll*. Assim, a correlação proposta não depende de tais parâmetros.

- Efeito da transferência de calor sobre o desempenho do compressor.

Utilizando o modelo integral de simulação, avaliou-se o impacto da transferência de calor convectiva sobre o desempenho do compressor *scroll* em diferentes condições. Verificou-se que a transferência de calor convectiva afeta em maior grau o desempenho do compressor *scroll* em baixas temperaturas de evaporação e/ ou menores capacidades. Nessas condições, os resultados são mais dependentes do perfil de temperatura da espira.

8.3 Sugestões para trabalhos futuros

A partir do entendimento propiciado da revisão da literatura e das análises realizadas no presente trabalho, sugerem-se as seguintes atividades para o prosseguimento da pesquisa:

- i. Analisar o efeito da hipótese de gás ideal e da não-uniformidade das propriedades no interior da câmara sobre o vazamento e a transferência de calor.

As análises realizadas ao longo deste trabalho e as correlações propostas foram desenvolvidas com base na equação de estado para gás ideal, considerando propriedades constantes e uniformes ao longo de todo o domínio espacial. É sabido que, em especial para problemas de transferência de calor convectiva, a variação das propriedades do fluido, como viscosidade e condutividade térmica, devido à variação da pressão e principalmente da temperatura, pode influenciar o fenômeno em análise. Em problemas de transferência de calor, por exemplo, é comumente adotada uma temperatura de filme, dada pela média entre a temperatura da parede e de corrente livre do gás, para o cálculo das propriedades termofísicas. Outras vezes, adota-se uma correção em função da razão entre as viscosidades calculadas nas temperaturas de parede e de corrente livre do gás elevadas a um expoente.

- ii. Estudar o efeito do óleo lubrificante sobre o vazamento.

Não há dúvidas de que a presença de óleo lubrificante no compressor afeta o vazamento de gás pelas folgas. De fato, a existência de uma quantidade de óleo controlada na região das espiras é normalmente requerida para melhorar a vedação das folgas de topo e de flanco. Entretanto, é difícil avaliar de que forma e em que quantidade o óleo interage com o escoamento de gás. No mínimo, pode-se supor que a película de óleo na parede das espiras reduz a folga mínima de escoamento, reduzindo os

vazamentos. O efeito do óleo também pode manifestar-se na alteração das propriedades do gás, como na viscosidade e na condutividade térmica. Ainda existe a possibilidade menos provável de haver uma quantidade de óleo suficiente para alterar o padrão de escoamento. Por exemplo, no compressor rotativo de pistão rolante a presença de óleo lubrificante é abundante e os vazamentos são estimados pela solução do escoamento incompressível de óleo lubrificante que vaza pela folga. Assim, o vazamento de gás é obtido pela fração de gás dissolvido na mistura homogênea óleo-refrigerante em uma dada pressão e temperatura de equilíbrio. Dada a complexidade do tema, são raros os trabalhos encontrados na literatura que consideram o efeito do óleo no vazamento de gás do compressor *scroll*.

- iii. Analisar o efeito da rugosidade das paredes sobre o vazamento e a transferência de calor na câmara.

A rugosidade das paredes afeta os gradientes de velocidade junto a paredes sólidas. O fator de atrito aumenta com a rugosidade relativa, como indicado pelo digrama de Moody. Conseqüentemente, o vazamento deve diminuir com o aumento da rugosidade da parede. Da mesma forma, de acordo com a analogia de Chilton-Colburn, que relaciona diretamente a transferência de calor, massa e o fator de atrito, o coeficiente de transferência de calor convectivo deve aumentar com a rugosidade relativa. É esperado que o efeito da rugosidade seja mais pronunciado sobre o vazamento devido às menores dimensões da folga em relação à dimensão característica da câmara. Em outras palavras, para uma mesma rugosidade absoluta, a rugosidade relativa na região da folga é consideravelmente maior que na câmara.

- iv. Analisar os efeitos transientes sobre o processo de sucção do gás.

A característica única das espiras faz com que o processo de compressão do gás inicie-se pouco antes do final do processo de

sucção. Assim, devido aos efeitos de inércia do gás, pode haver um aumento da eficiência volumétrica. Análises preliminares através do modelo 1CC mostraram que o aumento da frequência de operação do compressor pode elevar a eficiência volumétrica em até 2,5%. Um estudo mais detalhado sobre este fenômeno poderia prover um modelo que incluísse os efeitos transientes no cálculo do fluxo de massa de sucção.

- v. Desenvolver um modelo fluido-sólido acoplado para determinar a distribuição de temperatura nas espiras.

Como verificado nas análises do efeito da transferência de calor convectiva sobre o desempenho do compressor, o perfil de temperatura assumido para a parede da espira tem efeito significativo sobre os resultados. Além disso, a determinação experimental do perfil completo de temperatura da espira, incluindo a sua base, é uma tarefa dispendiosa e difícil, principalmente para a espira móvel. Assim, uma análise numérica é, em princípio, a solução mais viável. As estimativas de transferência de calor fornecidas por um modelo para a região fluida na solução do processo de compressão poderiam ser utilizadas como condição de contorno de um modelo diferencial para o domínio sólido das espiras. O novo campo de temperaturas seria, por sua vez, a nova condição de contorno para o modelo fluido. O processo se repetiria até a convergência global da solução.

- vi. Desenvolver um modelo para a análise térmica do compressor scroll.

A eficiência termodinâmica do compressor depende também da temperatura de sucção do gás, que neste trabalho foi assumida como um dado de entrada do problema, ou obtida pelo balanço simples de energia para determinados valores de eficiências mecânica e elétrica do compressor. Entretanto, outras informações, como as temperaturas do óleo, do motor elétrico e da

carcaça, são importantes para o projeto. Na literatura são encontrados diversos modelos de rede térmica ajustados para dadas geometrias e condições de operação específicas. Experimentos e análises em CFD poderiam ajudar na compreensão do fenômeno e na elaboração de correlações generalizadas para a estimativa do perfil térmico do compressor, de maneira similar aos trabalhos desenvolvidos nos últimos anos para compressores alternativos, por exemplo.

- vii. Aprofundar as análises tridimensionais da transferência de calor convectiva na câmara.

Como discutido no Cap. 7, as simulações tridimensionais do processo de compressão apresentaram resultados oscilatórios, não esperados, para o fluxo de calor médio nas paredes da câmara em escoamentos com números de Reynolds mais elevados. Além de confirmar os resultados obtidos para o número de Nusselt na base da espira, é preciso avaliar o impacto dos efeitos tridimensionais sobre a taxa de transferência de calor nas paredes laterais da câmara. Resultados preliminares indicaram que os efeitos são pequenos para relações entre altura da espira e raio de círculo de base, h/a , maiores que 20.

Referências

ABBRECHT, P.H., CHURCHILL, S.W., **The thermal entrance region in fully developed turbulent flow**, AICHe J., 6, 268, 1960.

ALONSO, M.; FINN, E.J., **Fundamental university physics**, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, Vol. I, sec. 15.6, 1980.

ANDERSON, J.D. JR., **Computational fluid dynamics - the basics with applications**, McGraw-Hill, Ch. 7, Sinpore, 1995.

ANSYS, **Fluent**, version 12.1.4, USA, 2010.

ASHRAE, American Society of Heating, Refrigeration and Air-Conditioning Engineers Inc., **Handbook - heating, ventilating and air-conditioning systems and equipment**, ASHRAE Inc., Atlanta, GA, 2004.

BELL, I.H., GROLL, E.A., BRAUN, J.E., KING, G.B., **Update on scroll compressor chamber geometry**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, 1489, 2010.

BURMEISTER, L.C., **Convective heat transfer**, Wiley, New York, 1983.

BUSH, J. W., BEAGLE, W. P., **Derivation of a general relation governing the conjugacy of scroll profiles**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 1079-1087, 1992

CAILLAT, J.L., NI, S., DANIELS, M., **A computer model for scroll compressors**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 47-553, 1988.

CARRIER CORPORATION, **Scroll compressors: high efficiency compression for commercial and industrial applications**, New York, USA, 2004. Disponível em:
<<http://www.xpedio.carrier.com/idc/groups/public/documents/marketing/811-20065.pdf>>. Acesso em: 15 novembro 2008.

CHEN, Y., HALM, N.P., GROLL, E.A., BRAUN, J.E., **Mathematical modeling of scroll compressors – part I: overall scroll compressor modeling**, Int. Journal of Refrigeration 25, p. 731-750, 2002(a).

CHEN, Y., HALM, N.P., GROLL, E.A., BRAUN, J.E., **Mathematical modeling of scroll compressors – part II: compression process modeling**, Int. Journal of Refrigeration 25, p. 751-764, 2002(b).

CHEN, Z., QIAO, Z., **The influence of leakage on the performance of scroll compressor with self-adjusting back-pressure mechanism**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 211-216, 1994.

CHO, N., YOUN, Y., LEE, B., MIN, M., **The characteristics of tangential leakage in scroll compressors for air conditioners**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 807-814, 2000.

CHURCHILL, S.W., **A reinterpretation of the turbulent Prandtl number**, Ind. Eng. Chem., 41, p. 6393-6401, 2002.

CREUX, L, **Rotary Engine**, US Patent 801,182, 1905.

CUI, M.M., **Numerical study of unsteady flows in a scroll compressor**, IMechE Conference on Compressors and their Systems, C615/001/2003, London, 2003.

DANFOSS CORPORATION., **Danfoss scroll compressors**, Disponível em: <<http://www.danfoss.com/>>. Acesso em: 19 julho 2008.

DAVIES, S.J.,WHITE, C.M., **An experimental study of the flow of water in pipes of rectangular section**, Proc. of Royal Society, A119, 92-107, 1928.

DEBLOIS, R.L., STOEFFLER, R.C., **Instrumentation and data analysis techniques for scroll compressors**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 182-188, 1988.

EÇA, L., HOEKSTRA, M., **Evaluation of numerical error estimation based on grid refinement studies with the method of the manufactured solutions**, Computers & Fluids, p. 1580-1591, 2009.

EKELÖF, J., **Rotary pump or compressor**, US Patent 1,906,142, 1933.

ELETRÓBRÁS, Empresa Brasileira de Energia Elétrica S.A., **PROCEL: Programa nacional de conservação de energia elétrica**, Brasil, 2004. Disponível em: <<http://www.eletrabras.gov.br/procel>>. Acesso em: 01 julho 2004.

- FAN, Z., CHEN, Z., **A calculating method for gas leakage in compressor**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, p. 47-53, 1994.
- GOMES, A.R., **Análise comparativa de mecanismos de compressão para aplicação em refrigeração doméstica**, Dissertação de Mestrado - Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Engenharia Mecânica, 2006.
- GRAVESEN, J., HENRIKSEN, C., **The geometry of the scroll compressor**, Society for Industrial and Applied Mathematics, Vol. 43, pp. 113-126, 2001.
- HAYANO, M., SAKATA, H., NAGATOMO, S., MURASAKI, H., **An analysis of losses in scroll compressor**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, p. 189-197, 1988.
- HIRANO, T., HAGIMOTO, K., TAKEDA, K., **Scroll-type fluid machine with specific inner curve segments**, US Patent 4,856,973, 1989.
- HUANG, Y., **Leakage calculation through clearances**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 35-40, 1994.
- INCROPERA, F.P., DEWITT, D.P., **Fundamentals of heat and mass transfer**, Wiley, New York, 1996.
- ISHII, N., BIRD, K., SANO, K., OONO, M., IWAMURA, S., OTOKURA, T., **Refrigerant leakage flow evaluation for scroll compressors**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 633-638, 1996.

JANG, K., JEONG, S, **Temperature and heat flux measurement inside variable-speed scroll compressor**, 20th International Congress of Refrigeration, IIR/IIF, Sydney, 1999.

JANG, K., JEONG, S., **Experimental investigation on convective heat transfer mechanism in a scroll compressor**, Int. Journal of Refrigeration 29, p. 744-753, 2006.

KAWAMURA, H., OHSAKA, K.; ABE, H., YAMAMOTO, K., **DNS of turbulent heat transfer in channel flow with low to medium-high Prandtl number fluid**, Int. J. Heat and Mass Flow, 19, pp. 482-491, 1998.

KAYS, W.M., CRAWFORD, M.E., **Convective heat and mass transfer**, Third Edition, McGraw-Hill, New York, 1993.

KAYS, W.M., **Turbulent Prandtl number—where are we?**, Journal of Heat Transfer 116 (2), pp. 284-212, 1994.

KIM, Y., SEO, K., PARK, H., **Modeling on the performance of an inverter driven scroll compressor**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 755-760, 1998.

KREMER, R., **Análise teórica e experimental da influência da atomização de óleo em processos de compressão**, Dissertação de Mestrado - Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Engenharia Mecânica, 2006.

LEE, Y.R., WU, W.F., **On the profile design of a scroll compressor**, Int. Journal of Refrigeration, Vol. 18. No. 5, pp 308-317, (1995)

LEUNG, P.C.Y., **Thermal analysis of an oil and R-22 cooled**, 1994. 98 f. M.Sc. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, USA, 1994.

- LIU, T., LIU, Z.Q., **Study on geometry theory of trigonometric-curve modification of scroll profile for scroll compressor**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, C043, 2004
- LOPES, M.N., PRATA, A.T., **Comportamento dinâmico de válvulas tipo palheta em escoamentos periódicos**, COB 1138, Anais do XIV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Bauru, SP, 1997.
- MALISKA, C.R., **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**, LTC, 2. ed., Rio de Janeiro, 2004.
- MORISHITA, E., SUGIHARA, M., INABA, T., NAKAMURA, T., WORKS, W., **Scroll compressor analytical model**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 487-495, 1984.
- NIETER, J.J., BARITO, T., **Dynamics of compliance mechanism scroll compressors, Part I: axial compliance**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 308-316, 1990.
- NIETER, J.J., **Dynamics of compliance mechanism scroll compressors, Part II: radial compliance**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 308-316, 1990.
- NIETER, J.J., **Dynamics of scroll suction process**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 165-174, 1988.
- NIETER, J.J., MARCHESE, A.J., DEBLOIS, R.B.L., **Dynamic axial compliance to reduce friction between scroll elements**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 1107-1116, 1992.

NIST, National Institute of Standards and Technology. **Refprop - Reference fluid thermodynamic and transport properties**, version 8, USA, 2007.

OKU, T., ANAMI, K., ISHII, N., KNISELY, C.W., SAWAI, K., AYA, T., IDA, N., **Leakage testes of wet co2 gas with oil-mixture in scroll compressors and its use in simulations of optimal performance**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, C127, 2006.

OKU, T., ANAMI, K., ISHII, N., KNISELY, C.W., YASUDA, K., SAWAI, K., SANO, K., MORIMOTO, T., **Gas leakage in CO2 and R22 compressors and its use in simulations of optimal performance**, IMechE Conference on Compressors and their Systems, London, P. 403-412, 2005.

OOI, K.T., ZHU, J., **Convective heat transfer in a scroll compressor chamber: a 2-D simulation**, Int. Journal of Thermal Science 43, p. 677-688, 2004.

PAGE, F.JR., SCHLINGER, W.G., BEAUX, D.K., SAGE, B.W., **Point values of eddy conductivity and viscosity in uniform flow between parallel plates**, Ind. Eng. Chem., 44, p. 424, 1982.

PATEL, V.C., HEAD, M.R., **Some observations on skin friction and velocity profiles in fully developed pipe and channel flows**, J. Fluid Mech., 38, pp. 181-201, 1969.

PEVELING, F.J., **Ein beitrag zur optimierung adiabater schraubenmaschinen in simulationsrechnungen**, Ph.D. Thesis, VDI, Düsseldorf, Ch. 7, 1988.

PEREIRA, E.L.L., **Análise de sistemas de válvulas automáticas de compressores alternativos**, Dissertação de Mestrado - Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Engenharia Mecânica, 2006.

- PIETROWICZ, S., YANAGISAWA, T., FUKUTA, M., GNUTEK, Z., **Mathematical modeling of physical processes in the scroll compressor chamber**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, C20-6, 2002.
- PRANDTL, L., TIETJENS, O.G., **Applied Hydro and Aeromechanics**, Dover, 35, 1957.
- PRINS, J., INFANTE-FERREIRA, C.A., **Quasi one-dimensional steady-state models for gas leakage - part I: comparison and validation**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, p. 571-576, 1998(a).
- PRINS, J., INFANTE-FERREIRA, C.A., **Quasi one-dimensional steady-state models for gas leakage - part II: improvement of the viscous modeling**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, p. 577-582, 1998(b).
- PRINS, J., INFANTE-FERREIRA, C.A., **Selected basic theory of gas leakage**, IMechE Conference on Compressors and their Systems, London, C615/018/2003, 2003.
- PUFF, R., KRUEGER, M., **Influence of the main constructive parameters of a scroll compressor on its efficiency**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, p. 107-117, 1992.
- REDJEM-SAAD, L., OULD-ROUISS, M., LAURIAT, G., **Direct Numerical simulation of turbulent heat transfer in pipe flows: Effect of Prandtl Number**, Int. J. Heat and Fluid Flow, 28, pp. 847-861, 2007.
- RICHARDS, F.J., **A flexible growth function for empirical use**, J. Exp. Bot., 10: 290-300, 1959.

RICHARDSON, L.F., **The approximate arithmetical solution by finite differences of physical problems including differential equations, with an application to the stresses in a masonry dam**, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A 210 (459-470): 307–357, 1911.

ROACHE, P.J., **Verification and validation in computational science and engineering**, Hermosa Publishers, Albuquerque, New Mexico, 1998.

RODGERS, R.J., WAGNER, T.C., **Scroll compressor flow modeling: experimental and computational investigation**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 206-215, 1990.

SACHS, R., KAUDER, K., **Gas flow research at a plane screw-type machine model**, IMechE Conference on Compressors and their Systems, London, p. 717-726, 1999.

SALARI, K., KNUPP, P., **Code verification by the method of manufactured solutions**, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 2000.

SHI, W., MIYAMOTO, M., KATOH, T., KURIMA, J., **Chocked flow of low density gas in a narrow parallel-plate channel with adiabatic walls**, Int. J. of Heat and Mass Transfer, 44, pp. 2555-2565, 2001.

STOSIC, N.J., SMITH, I.K., ZAGORAC, S., **CFD studies of flow in screw and scroll compressors**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 181-186, 1996.

- SUEFUJI, K., SHIIBAYASHI, M., TOJO, K., **Performance analysis of hermetic scroll compressor**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 75-84, 1992.
- SUNDER, S., **Thermodynamic and heat transfer modeling of a scroll pump**, 1997. 154 f. Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, USA, 1997.
- SÜSS, J., GINIÈS, P., GENEVOIS, D., **Scroll compressors in A/C and refrigeration applications**, IMechE Conference on Compressors and their Systems, London, C615/020/2003, 2003.
- TOJO, K., IKEGAWA, M., MAEDA, N., MACHIDA, S., SHIIBAYASHI, M., UCHIKAWA, N., **Computer modeling of scroll compressor with self adjusting back-pressure mechanism**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 872-886, 1986.
- TOJO, K., IKEGAWA, M., SHIIBAYASHI, M., ARAI, N., ARAI, A., UCHIKAWA, N., **A scroll compressor for ais conditioners**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 496-503, 1984.
- VERSTEEG, H.K., MALALASEKERA, W., **An introduction to computational fluid dynamics**, Longman Scientific & Technical, New York, 1995.
- WAGNER, T.C., MARCHESE, A.J., MCFARLIN, D.J., **Characterization of thermal processes in scroll compressors**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 97-106, 1992.
- WANG, B., LI, X., SHI, W., **A general model of scroll compressors based on discretional initial angles of involute**, Int. Journal of Refrigeration, Vol. 28, p. 958-966, 2005.

- XIULING, Y., ZHIMING, C., ZHEN, F., **Calculating model and experimental investigation of gas leakage**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 1249-1255, 1992.
- YAHKOT, V., ORSZAG, S.A., YAHKOT, A., **Heat transfer in turbulent fields. 1. pipe flow**, Int. J. Heat and Mass Transfer, 30, 15, 1987.
- YANAGISAWA, T., CHENG, M.C., FUKUTA, M., SHIMIZU, T., **Optimum operating pressure ratio for scroll compressor**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, p. 425-433, 1990.
- YANAGISAWA, T., SHIMIZU, T., **Leakage losses with a rolling piston type rotary compressor. I. Radial clearance on the rolling piston**, International Journal of Refrigeration, Volume 8, Issue 3, May 1985, pp. 152-158, 1985.
- YI, F., GROLL, E.A., BRAUN, J.E., **Modeling and testing of an automobile AC scroll compressor – part I: model development**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, C082, 2004(a).
- YI, F., GROLL, E.A., BRAUN, J.E., **Modeling and testing of an automobile AC scroll compressor – part II: model validation**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, C083, 2004(b).
- YOUN, Y., CHO, N., LEE, B., MIN, M., **The characteristics of tip leakage in scroll compressors for air conditioners**, Proceedings of International Compressor Engineering Conference at Purdue University, P. 797-805, 2000.

ZHENQUAN, L., GUIRONG, D., SHICAI, Y., MINGZHI, W.,
The graphic method of modified wrap of scroll compressor,
Proceedings of International Compressor Engineering Conference
at Purdue University, p. 1099-1106, 1992.

ZHENQUAN, L., GUIRONG, D., ZHIYONG, Q., JIANFENG,
G., **The conjugacy analysis of modified part of scroll profiles,**
Proceedings of International Compressor Engineering Conference
at Purdue University, p. 479-484, 1994.

ZUK, J., LUDWIG, L.P., JOHNSON, R.L., **Quasi-one-
dimensional compressible flow across face seals and narrow slots,**
NASA Technical Note, D-6668, Washington, D.C., 1972.

ZUK, J., SMITH, P., **Computer program for viscous, isothermal
compressible flow across a sealing dam with small tilt angle,**
NASA Technical Note, D-5373, Washington, D.C., 1969.

Apêndice A: Erros de Discretização

A credibilidade das modelos de simulação numérica depende da quantificação dos erros e incertezas de seus resultados. Ao estudo destes erros e incertezas numéricas dá-se o nome de “verificação e validação”. Roache (1998) define que verificação é puramente um exercício matemático que objetiva verificar se as “equações são resolvidas corretamente”, enquanto que validação é uma atividade que verifica se as “equações corretas são resolvidas”.

Ainda segundo Roache (1998), a verificação pode ser separada em duas etapas distintas: i) verificação do código numérico e ii) verificação do cálculo numérico. A primeira consiste em verificar se um determinado código resolve corretamente as equações que compõem o modelo numérico através de avaliação de erros. O “método das soluções manufaturadas” (MMS – *Method of Manufactured Solutions*), por exemplo, é uma das técnicas que pode ser usada para verificar se um código foi implementado corretamente. Maiores detalhes sobre o MMS podem ser encontrados em Slari e Knupp (2000). No caso de códigos comerciais, assume-se que esta etapa foi devidamente realizada pelo desenvolvedor do código. Por outro lado, a verificação do cálculo numérico consiste em estimar os erros de um determinado cálculo para o qual, em geral, não se conhece a solução exata. Em geral, como descrito por Eça e Hoekstra (2009), estes erros numéricos são compostos por três componentes:

- Erro de truncamento da máquina (*round-off error*): este erro é uma consequência da precisão finita dos computadores e tende a aumentar de importância com o aumento do refino de malha. Entretanto, a sua influência pode ser praticamente negligenciada pela adoção de dupla precisão e computadores com sistemas de armazenamento de 64-bits (15 dígitos de precisão).
- Erro iterativo de convergência: origina-se das não linearidades dos modelos matemáticos. Em outras palavras, está associado ao processo iterativo necessário na solução das equações diferenciais não-lineares através de um método de solução de sistemas lineares. Adicionalmente, se este sistema não é resolvido por algum método direto, o processo de solução incluiu um ciclo iterativo extra para a solução do sistema de equações lineares. Em princípio, o erro iterativo poderia ser reduzido ao nível da precisão da máquina, entretanto não é geralmente viável em escoamentos complexos.
- Erro de discretização: é uma consequência das aproximações realizadas pelo método de solução (diferenças finitas, volumes finitos, elementos finitos, etc.) para transformar as equações diferenciais parciais em um sistema de equações algébricas. Ao contrário das duas fontes de erros anteriores, o erro de discretização decai com o refino da malha computacional.

Neste trabalho assume-se que os erros de truncamento da máquina são negligenciáveis devido à adoção de dupla precisão e computadores com 64-bits.

Os erros numéricos podem ser avaliados pelos resultados obtidos em cada de nó de cálculo ou através de soluções funcionais, como, por exemplo, a taxa de transferência de calor nas fronteiras do domínio de solução ou o fluxo de massa.

Como explicado anteriormente, os erros iterativos surgem devido à necessidade de critérios de convergência para os métodos

iterativos empregados na simulação numérica. Em problemas transientes, estes erros propagam-se ao longo de toda simulação.

Normalmente, os erros iterativos são estimados comparando-se as variações de uma determinada variável de uma iteração a outra, em todos os nós que formam a malha computacional. Outra opção é comparar diretamente a variação de um determinada quantidade de interesse, como o fluxo de massa em uma fronteira de interesse, por exemplo.

Erros de discretização ocorrem pela representação das equações diferenciais parciais em expressões algébricas em um domínio discreto no espaço e no tempo. Em um método numérico consistente, a solução deve tornar-se menos sensível ao refino de malha e de tempo e aproximar-se de uma solução assintótica conforme o espaçamento da malha e o avanço no tempo são reduzidos. Resolução, densidade, razão de aspecto, ortogonalidade, etc., são aspectos da malha que afetam os erros de discretização. Além disso, os erros iterativos de convergência estão incluídos nos erros de discretização.

É comum na literatura erros ou variações serem expressos em termos do desvio médio quadrático normalizado NRMSD (normalized root mean squared deviation), dado por

$$NRMSD_{i,i+1} = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{j=1}^n (\phi_{i+1} - \phi_i)^2}{n}}}{\phi_{\max} - \phi_{\min}} \quad (\text{A-1})$$

ou ainda simplesmente pela máxima diferença entre os valores observados:

$$\Delta\phi_{\max;i,i+1} = \left| \max(\phi_{i+1} - \phi_i) \right| \quad (\text{A-2})$$

Entretanto, Roache (1998) sugere um índice de convergência de malha (*Grid Convergence Index* – GCI) a fim de prover uma maneira consistente para a divulgação de resultados

de estudos de refino de malha. O GCI é baseado na estimativa de erros de discretização proveniente do método de extrapolação de Richardson, sendo assim uma medida percentual do desvio do valor calculado em relação ao valor da solução assintótica. Em outras palavras, o GCI indica quão próximo a solução está do valor numérico assintótico, ou ainda quanto a solução mudaria no caso de um refino de malha adicional.

O GCI da solução numérica para uma malha refinada i pode ser calculado por:

$$GCI_{i+1,i} = F_s \left| \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\phi_i (1 - r^p)} \right| \quad (\text{A-3})$$

onde ϕ representa a solução numérica de qualquer escalar local ou integral obtida nas malhas grosseira e refinada (identificadas pelos sub-índices $i+1$ e i , respectivamente), r é a razão entre os refinamentos das malhas, p é a ordem de convergência observada da solução e F_s o fator de segurança. Para estudos que envolvam três ou mais refinamentos de malha, um valor de $F_s = 1,25$ é adequadamente conservativo (Roache, 1998). Além disso, p pode ser estimado por:

$$p = \frac{\ln \left(\frac{\phi_{i+2} - \phi_{i+1}}{\phi_{i+1} - \phi_i} \right)}{\ln(r)} \quad (\text{A-4})$$

Por exemplo, a ordem de convergência esperada para uma solução de segunda-ordem seria $p = 2$. No entanto, devido à fatores como qualidade da malha, não-linearidades da solução, presença de choques e modelos de turbulência, o valor observado de p é normalmente diferente do teórico.

No cálculo do GCI, é importante que cada malha computacional forneça soluções que estejam na região assintótica

da solução. Isto pode ser observado através da análise de três malhas, de maneira que

$$\frac{GCI_{i+2,i+1}}{r^p GCI_{i+1,i}} \cong 1 \quad (\text{A-5})$$

Além disto, a metodologia exposta acima para o cálculo do GCI só é válida no caso de convergência monotônica, que ocorre quando a taxa de convergência R encontra-se entre 0 e 1:

$$R = \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\phi_{i+2} - \phi_{i+1}} \quad (\text{A-6})$$

No caso de convergência oscilatória ($-1 < R < 0$), Eça e Hoekstra (2009) sugerem uma estimativa mais conservadora, baseada na diferença máxima entre os valores observados e com fator de segurança $F_s = 3,0$:

$$GCI_{i+1,i} = F_s \left| \max(\phi_{i+1} - \phi_i) \right| \quad (\text{A-7})$$

É importante compreender a distinção entre um resultado numérico que se aproxima de um valor assintótico e outro que se aproxima da solução real do problema. É esperado que conforme a malha computacional é refinada a solução numérica se aproxime de um valor assintótico, no caso, da solução numérica real. Entretanto, ainda pode haver um erro entre a solução numérica assintótica e a real solução física do problema, dependendo dos modelos físicos utilizados.

Apêndice B: Refino de Malha

O refino de malha utilizado nos modelos diferenciais apresentados no Cap. 6 é realizado seguindo o procedimento descrito a seguir, de acordo com o modelo de interesse.

Modelo “Uma Câmara de Compressão” – 1CC:

A lei de parede, válida para escoamentos plenamente desenvolvidos e camada limite em equilíbrio, estabelece limites aceitáveis para a distância entre a superfície paralela à direção principal do escoamento e o centro do volume de controle mais próximo y_p . Pela definição da distância de parede adimensional y^+ , pode-se estimar y_p por:

$$y_p = \frac{y^+ \mu}{\rho u_\tau} \quad (\text{B-1})$$

onde a velocidade de fricção u_τ é dada por

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = U \sqrt{\frac{\bar{C}_f}{2}} \quad (\text{B-2})$$

O coeficiente de fricção médio, \bar{C}_f , é estimado por meio de correlações empíricas para escoamentos turbulentos plenamente desenvolvidos sobre placas planas:

$$\frac{\bar{C}_f}{2} \approx \frac{0,037}{\text{Re}_L^{1/5}} \quad (\text{B-3})$$

sendo o número de Reynolds dado por:

$$\text{Re}_L = \frac{\rho UL}{\mu} \quad (\text{B-4})$$

Tomando U como a velocidade característica do gás na câmara ao final do processo de sucção:

$$U = U_s(\theta = 2\pi) = 2\pi a(2\pi N - \pi)f_c \quad (\text{B-5})$$

e L como o comprimento médio da câmara no mesmo instante

$$L = 2\pi a(2\pi N - \pi) \quad (\text{B-6})$$

pode-se definir uma altura máxima para os volumes de controle adjacentes à paredes laterais da câmara para um determinado valor de y^+ :

$$\Delta n_{w,\max} = 2y_p = 2 \frac{y^+ \mu}{\rho u_\tau} \quad (\text{B-7})$$

Destaca-se que o valor real de y^+ do escoamento será diferente do valor inicialmente estipulado devido às hipóteses e simplificações adotadas no cálculo do coeficiente de fricção médio \bar{C}_f e do número de Re_L . Desta forma, deve-se verificar os valores de y^+ ao final da simulação.

A malha computacional gerada é simétrica nas duas direções. Para o cálculo do número de volumes na direção normal \hat{n} à parede lateral interna ($N_{\text{cells},\hat{n}}$) define-se uma razão de crescimento máxima $q_{\hat{n}}$ para os volumes de controle. Assim,

através da fórmula para o cálculo da soma dos termos de uma progressão geométrica, chega-se a seguinte expressão

$$N_{\text{cells},\hat{n}} = 2 \text{int} \left[\log \left(\frac{r_o (q_{\hat{n}} - 1)}{\Delta n_{w,\text{max}}} \right) / \log q_{\hat{n}} \right] \quad (\text{B-8})$$

na qual “int” é uma função que retorna o valor inteiro mais próximo. Além disto, é fixado um número de volumes mínimo igual a 20, garantindo um refino de malha adequado na camada limite para os casos com número de Reynolds baixo. Na direção longitudinal \hat{s} o número de volumes $N_{\text{cells},\hat{s}}$ é o mesmo em todas as simulações, definido de modo a garantir a circularidade da geometria na sua região mais central, mantendo o tamanho do domínio computacional em níveis aceitáveis.

Além do número de volumes, define-se também o fator de crescimento da malha $q_{\hat{s}}$ nesta direção. Assim, fazendo uso novamente de relações para progressões geométricas, obtém-se o comprimento mínimo dos volumes de controle na direção longitudinal

$$\Delta s_{w,\text{min}} = \frac{L_{w,\text{int}} (q_{\hat{s}} - 1)}{2q_{\hat{s}}^{N_{\text{cells},\hat{s}}/2}} \quad (\text{B-9})$$

Modelos simplificados para a análise dos vazamentos:

Nas simulações que buscam estimar o fluxo de gás pelas folgas de topo e de flanco aplica-se um procedimento semelhante ao descrito acima. Os refinamentos de malha devem se concentrar nas regiões das folgas. Assim, a velocidade característica do gás é calculada através da seguinte expressão

$$U = \frac{\dot{m}_{\text{th}}}{\rho \delta w} \quad (\text{B-10})$$

na qual fluxo de massa teórico \dot{m}_{th} é obtido a partir da analogia com um escoamento isentrópico em bocais convergentes. Além disto, ρ é massa específica do gás na região de alta pressão, enquanto que δ e w são a altura e a largura da folga mínima, respectivamente. Com a velocidade característica do gás e fazendo uso novamente da Eq. (B-1) e das relações para escoamentos turbulentos sobre placas planas, calcula-se pela Eq. (B-7) a altura dos volumes de controle adjacentes às paredes na folga mínima.