

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

***ESCOAMENTO DE ÓLEO E REFRIGERANTE PELA FOLGA RADIAL
DE COMPRESSORES ROTATIVOS DE PISTÃO ROLANTE***

**TESE SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE
SANTA CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE
DOUTOR EM ENGENHARIA**

José Luiz Gasche

Florianópolis, Dezembro de 1996

BIOGRAFIA

José Luiz Gasche nasceu na cidade de Andradina-SP aos 8 de outubro de 1960. Completou o segundo grau em escola da rede pública estadual no ano de 1978, ingressando no curso de Engenharia Mecânica da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira (FEIS), pertencente à Universidade Estadual Paulista (UNESP), em 1980, onde obteve o grau de Engenheiro Mecânico no ano de 1984. Trabalhou como Engenheiro de Projeto na indústria paulista por um período de um ano e, em maio de 1986, ingressou como Professor Auxiliar de Ensino no Departamento de Engenharia Mecânica (DEM) da mesma

faculdade onde se graduou. Em 1990 se afastou das atividades de Professor para cursar o Mestrado no Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina, onde obteve o grau de Mestre em Engenharia em abril de 1992, com a dissertação intitulada *Escoamento Laminar Através de Válvulas Excêntricas de Compressores de Refrigeração*. Em seu breve retorno à FEIS, continuou atuando no DEM, agora como Professor Assistente, até o início de 1993, ano em que se afastou novamente para cursar o Doutorado. Suas áreas de interesse são a Mecânica dos Fluidos, a Transferência de Calor, a Termodinâmica, a Refrigeração e o Condicionamento de Ar, nas quais atua na modelagem de problemas usando como ferramentas, tanto a técnica numérica de volumes finitos, como a experimental.

**ESCOAMENTO DE ÓLEO E REFRIGERANTE PELA FOLGA RADIAL
DE COMPRESSORES ROTATIVOS DE PISTÃO ROLANTE**

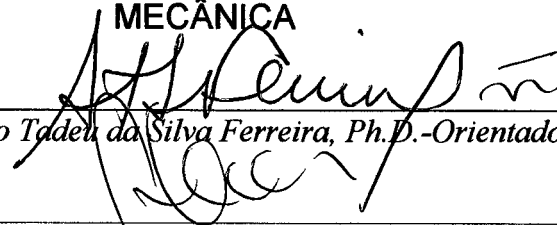
José Luiz Gasche

ESTA TESE FOI JULGADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

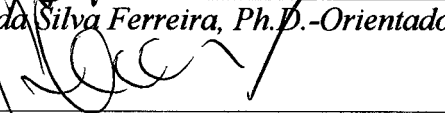
DOUTOR EM ENGENHARIA

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

MECÂNICA

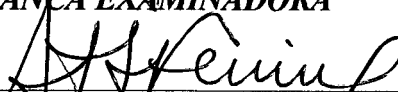


Prof. Rogério Tadeu da Silva Ferreira, Ph.D.-Orientador



Prof. Abelardo Alves de Queiroz, Ph.D.-Coordenador do Curso

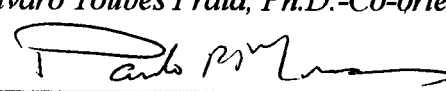
BANCA EXAMINADORA



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



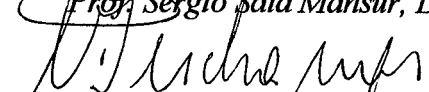
Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D.-Co-orientador



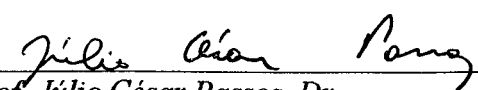
Prof. Paulo Roberto de Souza Mendes, Ph.D.-Relator



Prof. Sérgio Said Mansur, Dr.



Prof. César José Deschamps, Ph.D.



Prof. Júlio César Passos, Dr.

DEDICATÓRIA

*Aos meus queridos filhos
Caroline e Gustavo*

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, pelo esforço empreendido na minha formação moral e profissional e aos meus irmãos, pelo incessante apoio.

Aos meus Professores Rogério e Prata, pela competente orientação e, sobretudo, pela amizade e compreensão dispensadas nos momentos difíceis.

Aos Professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica que contribuíram para a minha formação profissional.

Aos meus amigos do NRVA, pela amizade e companheirismo, especialmente ao André Seixlack, Roberto Santander, Yang, Daniel, Ferreira, Jorge, Boabaid, Moacir, Katia, Catto, Evandro, Sérgio Peters, Jauber, Horácio, Lígia, Negrão, Milton e Edevaldo.

Aos demais Professores do NRVA, pela excelente convivência e à nossa querida Bete, por todo o carinho e atenção.

Aos membros da Banca Examinadora pela apreciação do trabalho.

Ao Departamento de Engenharia Mecânica da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, pela oportunidade oferecida e à CAPES pelo apoio financeiro.

LISTA DE SÍMBOLOS, XI

LISTA DE FIGURAS, XVII

LISTA DE TABELAS, XXI

RESUMO, XXIII

ABSTRACT, XXIV

INTRODUÇÃO, 1

- 1.1 REFRIGERAÇÃO POR COMPRESSÃO DE VAPOR, 1
- 1.2 TIPOS DE COMPRESSORES, 2
- 1.3 O COMPRESSOR ROTATIVO DE PISTÃO ROLANTE, 7
 - 1.3.1 Descrição geral, 7
 - 1.3.2 O ajuste da bomba - *pump setting*, 9
 - 1.3.3 O processo de compressão, 10
 - 1.3.4 Sistema de lubrificação, 12
 - 1.3.5 Vazamentos em um compressor rotativo de pistão rolante, 14
- 1.4 ESCOPO DO TRABALHO, 14
- 1.5 ESTRUTURA DO TRABALHO, 16

VAZAMENTO DE REFRIGERANTE PELA FOLGA RADIAL, 17

- 2.1 INTRODUÇÃO, 17
- 2.2 MODELOS PARA O VAZAMENTO DE REFRIGERANTE PELA FOLGA RADIAL, 17
- 2.3 CONCLUSÃO, 32

PROCESSO DE COMPRESSÃO E DINÂMICA DO PISTÃO ROLANTE, 34

- 3.1 INTRODUÇÃO, 34
- 3.2 RELAÇÕES GEOMÉTRICAS DO CILINDRO, 35
 - 3.2.1 Volume da câmara de compressão, 35
 - 3.2.2 Taxa de variação do volume da câmara de compressão, 36
- 3.3 PRESSÃO NA CÂMARA DE COMPRESSÃO, 37
 - 3.3.1 Determinação da temperatura na câmara de compressão, 38
 - 3.3.2 Dinâmica da válvula de descarga, 42
 - 3.3.3 escoamento pela válvula de descarga, 43
 - 3.3.4 Seqüência de cálculo da pressão de compressão, 45
- 3.4 VELOCIDADE TANGENCIAL ABSOLUTA DO PISTÃO ROLANTE, 48
 - 3.4.1 Dinâmica da palheta, 48
 - 3.4.2 Dinâmica do pistão rolante, 56
 - 3.4.3 Seqüência de cálculo da velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, 59
- 3.5 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE, 61
- 3.6 CONCLUSÃO, 65

ESCOAMENTO ESTACIONÁRIO DE ÓLEO PURO, 66

- 4.1 INTRODUÇÃO, 66
- 4.2 PROCEDIMENTO E DISPOSITIVO EXPERIMENTAL, 67
- 4.3 FORMULAÇÃO DO PROBLEMA, 69
 - 4.3.1 escoamento unidimensional simplificado, 70
 - 4.3.2 Validação dos modelos numéricos, 73
 - 4.3.3 escoamento bidimensional completo, 74
 - 4.3.4 Análise de sensibilidade, 76
- 4.4 INFLUÊNCIA DOS TERMOS DE INÉRCIA, 78
- 4.5 EQUAÇÃO GERAL DO VAZAMENTO, 80
- 4.6 CONCLUSÃO, 84

ESCOAMENTO TRANSIENTE DE ÓLEO PURO, 85

- 5.1 INTRODUÇÃO, 85
- 5.2 INFLUÊNCIA DA VELOCIDADE TANGENCIAL ABSOLUTA DO PISTÃO ROLANTE, 85
 - 5.2.1 Escoamento estacionário de óleo puro incluindo o efeito da velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, 86
 - 5.2.2 Resultados numéricos, 87
- 5.3 ESCOAMENTO TRANSIENTE DE ÓLEO PURO, 92
 - 5.3.1 Formulação do problema, 93
 - 5.3.2 Resultados numéricos, 97
- 5.4 CONCLUSÃO, 103

ESCOAMENTO MONOFÁSICO, HOMOGÊNEO E TRANSIENTE DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE, 104

- 6.1 INTRODUÇÃO, 104
- 6.2 A MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE, 105
 - 6.2.1 Solubilidade mútua, 105
 - 6.2.2 Curvas de solubilidade e diagrama de miscibilidade, 108
 - 6.2.3 Relação pressão-temperatura-solubilidade para uma mistura completamente miscível, 109
 - 6.2.4 Propriedades da mistura óleo-refrigerante, 111
- 6.3 MODELO PARA O CÁLCULO DO VAZAMENTO DE GÁS REFRIGERANTE, 113
- 6.4 ESCOAMENTO DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE, 115
 - 6.4.1 Escoamento da mistura considerando $w_d = w_d(p_d, T)$, 116
 - 6.4.2 Escoamento da mistura considerando \bar{w} , 119
- 6.5 O PROBLEMA DO *SET-POINT*, 121
 - 6.5.1 Escoamento da mistura considerando a folga radial variável, 122
- 6.6 CONCLUSÃO, 128

ESCOAMENTO MONOFÁSICO, HETEROGÊNEO E TRANSIENTE DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE, 130

- 7.1 INTRODUÇÃO, 130
- 7.2 TEMPERATURA DO PISTÃO ROLANTE, 131
- 7.3 ESCOAMENTO MONOFÁSICO HETEROGÊNEO DA MISTURA, 134
 - 7.3.1 Formulação do problema, 134
 - 7.3.2 Resultados, 136
- 7.4 CONCLUSÃO, 145

ESCOAMENTO BIFÁSICO, HOMOGÊNEO E ESTACIONÁRIO DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE, 147

8.1 INTRODUÇÃO, 147

8.2 CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE ESCOAMENTO BIFÁSICO, 148

8.2.1 Padrões de escoamento bifásico, 148

8.2.2 Modelos básicos para o escoamento bifásico unidimensional, 150

8.3 ESCOAMENTO BIFÁSICO, HOMOGÊNEO E UNIDIMENSIONAL DA MISTURA, 151

8.3.1 Modelo usado para o escoamento bifásico unidimensional, 151

8.3.2 Resultados numéricos, 154

8.3.3 Influência dos termos inerciais, 158

8.4 CONCLUSÃO, 161

ESCOAMENTO BIFÁSICO, HOMOGÊNEO E ESTACIONÁRIO DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE COM FORMAÇÃO DE ESPUMA, 163

9.1 INTRODUÇÃO, 163

9.2 CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE ESPUMA E ESCOAMENTO DE ESPUMA, 164

9.3 ESCOAMENTO BIFÁSICO DA MISTURA COM FORMAÇÃO DE ESPUMA, 171

9.3.1 Formulação do modelo, 172

9.3.2 Metodologia de solução, 180

9.3.3 Resultados, 181

9.4 CONCLUSÃO, 197

CONCLUSÕES E SUGESTÕES, 199

10.1 INTRODUÇÃO, 199

10.2 CONCLUSÕES, 200

10.3 SUGESTÕES, 203

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS, 205**APÊNDICE A - VOLUME DA CÂMARA DE COMPRESSÃO, 210**

A.1 INTRODUÇÃO, 210

A.2 VOLUME DA CÂMARA DE COMPRESSÃO, 210

APÊNDICE B - VELOCIDADES TANGENCIAIS RELATIVA E ABSOLUTA DO PISTÃO ROLANTE, 214

B.1 INTRODUÇÃO, 214

B.2 VELOCIDADES TANGENCIAIS RELATIVA E ABSOLUTA DO PISTÃO ROLANTE, 214

APÊNDICE C - PARÂMETROS USADOS NAS SIMULAÇÕES DO PROCESSO DE COMPRESSÃO E DINÂMICA DO PISTÃO ROLANTE, 218

C.1 INTRODUÇÃO, 218

C.2 CARACTERÍSTICAS DO COMPRESSOR, 218

C.3 CARACTERÍSTICAS DE LUBRIFICAÇÃO, 220

C.4 CARACTERÍSTICAS TERMODINÂMICAS DO REFRIGERANTE, 220

APÊNDICE D - ESCOAMENTO MONOFÁSICO HETEROGÊNEO DA MISTURA: OBTENÇÃO E DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES, 221

D.1 INTRODUÇÃO, 221

D.2 EQUAÇÕES GOVERNANTES, 221

D.2.1 Equação da pressão, 221

D.2.2 Equação da conservação da energia, 224

D.2.3 Equação da conservação da espécie química, 230

D.3 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES, 231

D.3.1 Discretização da equação da pressão, 232

D.3.2 Discretização da equação da conservação da energia, 233

D.3.3 Discretização da equação da conservação da espécie química, 236

D.4 METODOLOGIA DE SOLUÇÃO, 237

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos gerais¹

<i>Símbolo e descrição</i>	<i>dimensão</i>	
a	dimensão característica da geometria da folga mínima	[m]
A	área do orifício de descarga	[m ²]
A	coeficiente da equação discretizada da pressão	[s m ⁻¹]
A	coeficiente da equação discretizada da energia	[N m ⁻¹ K ⁻¹]
A	coeficiente da equação discretizada da espécie química	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
A _{ec}	área efetiva de escoamento	[m ²]
A _{ecf}	área efetiva de escoamento da folga	[m ²]
A _{ef}	área efetiva de força	[m ²]
b	termo fonte da equação discretizada da energia	[N s ⁻¹]
b	termo fonte da equação discretizada da espécie química	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
B _b	espessura da palheta	[m]
c	velocidade local do som	[m s ⁻¹]
C	dimensão característica do pistão rolante	[m]
C _p	calor específico a pressão constante	[kJ kg ⁻¹ K ⁻¹]
C _{p,p}	calor específico a pressão constante do pistão rolante	[kJ kg ⁻¹ K ⁻¹]
C _{re}	folga radial entre pistão e excêntrico	[m]
C _{rf}	folga lateral entre pistão rolante e a face do cilindro	[m]
C _v	calor específico a volume constante	[kJ kg ⁻¹ K ⁻¹]
C _{va}	coeficiente de amortecimento da válvula de descarga	[N s m ⁻¹]
D	dimensão característica do pistão rolante	[m]
D	diâmetro	[m]
D	coeficiente de difusão mássica ou difusividade mássica	[m ² s ⁻¹]
D	coeficiente difusivo da equação da energia	[W m ⁻¹ K ⁻¹]
D	coeficiente difusivo da equação da espécie química	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
d _b	diâmetro de bolha	[m]
D _{eq}	diâmetro equivalente	[m]
D _h	diâmetro hidráulico	[m]
e	excentricidade do pistão em relação ao cilindro	[m]
f	deslocamento linear do eixo em relação ao cilindro	[m]
F	coeficiente convectivo da equação discretizada da energia	[W m ⁻¹ K ⁻¹]
F	coeficiente convectivo da equação discretizada da espécie química	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
\bar{f}	força de atrito	[N]
\bar{F}	força	[N]
g	aceleração da gravidade	[m s ⁻²]

¹ Devido à variedade dos assuntos tratados, a repetição de alguns símbolos não pôde ser evitada. No entanto, o contexto de utilização dos símbolos duplicados não deixa qualquer dúvida de interpretação.

G	fluxo de massa	$[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$
G	variável da Equação 2.7	$[\text{m}^3 \text{s}^{-1}]$
G	variável da Equação 2.21a	$[\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}]$
h	entalpia específica	$[\text{J kg}^{-1}]$
h	raiz quadrada da métrica do sistema de coordenadas bicilíndricas	$[\text{m}]$
h	coeficiente de transferência de calor por convecção	$[\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}]$
h	altura local do canal usado no escoamento de espuma	$[\text{m}]$
H_b	altura da palheta	$[\text{m}]$
H_c	altura do cilindro	$[\text{m}]$
H_{ec}	altura do excêntrico	$[\text{m}]$
H_{od}	altura do orifício de descarga	$[\text{m}]$
H_p	altura do pistão	$[\text{m}]$
I	momento de inércia	$[\text{rad kg m}^{-2}]$
J	coeficiente geral de transporte da equação discretizada da energia	$[\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}]$
k	condutividade térmica	$[\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}]$
K_{va}	coeficiente de rigidez da válvula	$[\text{N m}^{-1}]$
L	comprimento	$[\text{m}]$
L_s	comprimento do rasgo da palheta	$[\text{m}]$
m	massa	$[\text{kg}]$
m_b	massa da palheta	$[\text{kg}]$
m_{va}	massa da válvula de descarga	$[\text{kg}]$
\dot{m}	vazão mássica	$[\text{kg s}^{-1}]$
M_{re}	momento de atrito entre o pistão e o excêntrico	$[\text{N m}]$
M_{rf}	momento de atrito lateral entre pistão e face do cilindro	$[\text{N m}]$
N	rotação do motor do compressor	$[\text{rpm}]$
p	pressão	$[\text{Pa}]$
Q	vazão volumétrica	$[\text{m}^3 \text{s}^{-1}]$
\dot{Q}	taxa de transferência de calor	$[\text{W}]$
q	taxa de transferência de calor	$[\text{W}]$
r	eixo de coordenada radial do sistema polar	$[\text{m}]$
\vec{r}	vetor posição das forças	$[\text{m}]$
$\dot{\vec{r}}_{mb}$	velocidade linear da palheta	$[\text{m s}^{-1}]$
$\ddot{\vec{r}}_{mb}$	aceleração linear da palheta	$[\text{m s}^{-2}]$
R	constante do gás	$[\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}]$
R_b	raio da extremidade curva da palheta	$[\text{m}]$
R_c	raio interno do cilindro	$[\text{m}]$
R_{ec}	raio do excêntrico	$[\text{m}]$
R_p	raio externo do pistão	$[\text{m}]$
R_{pi}	raio interno do pistão	$[\text{m}]$
R_t	resistência térmica	$[\text{m K W}^{-1}]$
S	perímetro molhado	$[\text{m}]$
S_c	termo fonte da equação discretizada da pressão	$[\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}]$
S_c	termo fonte da equação discretizada da energia	$[\text{N s}^{-1}]$
S_p	termo fonte da equação discretizada da energia	$[\text{N s}^{-1} \text{K}^{-1}]$
t	tempo	$[\text{s}]$
t, n	eixos de coordenadas do sistema auxiliar	$[\text{m}]$
T	temperatura	$[\text{K}]$

u	componente do vetor velocidade do escoamento na direção x , θ ou ψ	$[m\ s^{-1}]$
u	energia interna específica	$[J\ kg^{-1}\ K^{-1}]$
U	energia interna	$[J\ K^{-1}]$
v	volume específico	$[m^3\ kg^{-1}]$
v	componente do vetor velocidade do escoamento na direção y , r ou η	$[m\ s^{-1}]$
V	volume	$[m^3]$
V	velocidade	$[m\ s^{-1}]$
\dot{V}	taxa de variação de volume	$[m^3\ s^{-1}]$
\dot{W}	potência	$[W]$
x, y	eixos de coordenadas do sistema cartesiano	$[m]$
x_c	altura local experimental da folga radia	$[m]$
x_{va}	deslocamento da válvula de descarga	$[m]$
\dot{x}_{va}	velocidade linear da válvula de descarga	$[m\ s^{-1}]$
\ddot{x}_{va}	aceleração da válvula de descarga	$[m\ s^{-2}]$
x_{pre}	pré-tensão da mola	$[m]$
$x_{v,stop}$	deslocamento máximo da válvula de descarga	$[m]$
Y	altura local de canal	$[m]$

Símbolos gerais adimensionais

A	parâmetro do esquema de interpolação (lei de potência)
a_e	coeficiente da equação de estado
AE	coeficiente de diferença de solubilidade do gás no óleo
b_e	coeficiente da equação de estado
d	densidade relativa
E	razão de expansão da espuma
ER	relação entre a excentricidade e o raio do pistão
E_{term}	equivalente térmico de trabalho
f	fator de atrito
f_D	fator de atrito de Darcy
d	densidade relativa
h_{eq}	coeficiente equivalente de transferência de calor
\hat{i}, \hat{j}	vetores unitários do sistema cartesiano
\mathcal{K}	coeficiente de atrito de contato
L_{rc}	constante de tempo da equação do vazamento proposta por Lee e Min (1988)
M	número de Mach
\dot{m}^*	vazão mássica
n	parâmetro da equação constitutiva da espuma
Nu	número de Nusselt
p^+	pressão
p^*	pressão
P	número de Peclet
R	relação de raios
Re	número de Reynolds
s_e	constante da equação de estado
\hat{t}, \hat{n}	vetores unitários do sistema de coordenadas auxiliar tn
T^*	temperatura

T'	temperatura
w	concentração de refrigerante na mistura (ou solubilidade)
w_e	constante da equação de estado
x	título

Símbolos gregos

α	ângulo de contato entre palheta e pistão	[rad]
α_1	ângulo da curvatura da palheta	[rad]
$\tilde{\alpha}$	velocidade angular do ponto de contato entre palheta e pistão	[rad s ⁻¹]
$\ddot{\alpha}$	aceleração angular do ponto de contato entre palheta e pistão	[rad s ⁻²]
β	ângulo preenchido pelo óleo na folga radial	[rad]
β	coeficiente de expansão térmica	[K ⁻¹]
δ	folga radial	[m]
δ_s	espessura da camada de líquido do escoamento de espuma	[m]
$\delta\theta$	distância entre dois pontos centrais de volumes de controles adjacentes	[rad]
$\Delta\theta$	dimensão do volume de controle	[rad]
ϕ	deslocamento angular do eixo em relação ao cilindro	[rad]
γ	posição angular do ponto de contato entre pistão e cilindro	[rad]
$\dot{\gamma}$	velocidade angular do ponto de contato entre pistão e cilindro	[rad s ⁻¹]
$\ddot{\gamma}$	aceleração angular do ponto de contato entre pistão e cilindro	[rad s ⁻²]
Γ	coeficiente difusivo da equação discretizada da pressão	[s]
Γ	coeficiente difusivo da equação discretizada da energia	[W m ⁻¹ K ⁻¹]
Γ	coeficiente difusivo da equação discretizada da espécie química	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
η	coordenada do sistema bicilíndrico	[rad]
κ	parâmetro da equação constitutiva da espuma	[N s ⁿ m ⁻²]
μ	viscosidade dinâmica	[Pa s]
ν	viscosidade cinemática	[m ² s ⁻¹]
θ	eixo de coordenada circunferencial do sistema polar	[rad]
ρ	massa específica	[kg m ⁻³]
σ	tensão normal	[N m ⁻²]
τ	tensão de cisalhamento	[N m ⁻²]
ω	velocidade angular	[rad s ⁻¹]
ψ	coordenadas do sistema bicilíndrico	[rad]
ζ	coeficiente da equação de estado	[kg m ⁻¹ s ⁻²]

Símbolos gregos adimensionais

α	fração de vazão do escoamento bifásico
α_e	constante da equação de estado
$\chi = 1 - (\delta/e)$	
γ	relação entre os calores específicos a pressão e volume constante
δ^*	folga radial
λ	coeficiente de atrito viscoso de Yanagisawa e Shimizu (1985)
ξ	coeficiente de compressibilidade do gás
Π	parâmetro de ajuste da equação geral do vazamento de óleo

Subíndices mais usados

b	bolha ou palheta
c	compressão ou cilindro
cc	câmara de compressão
cil	cilindro
cond	condução
conv	convecção
cr	crítico
cs	câmara de sucção
d	descarga
e	equação de estado do gás, escoamento ou ponto na face leste do volume de controle
E	ponto central do volume de controle leste
ee	efetiva de escoamento
eef	efetiva de escoamento da folga
ef	efetiva de força
eq	equivalente
g	gás
i	entrada
inic	inicial
l	líquido
lat	lateral
lim	limite
máx	máximo
min	mínimo
mist	mistura
o	saída
od	orifício de descarga
p	pistão
P	ponto central do volume de controle
pi	interno do pistão
pist	pistão
rc	região do cilindro
ref	refrigerante
rr	região do pistão
s	sucção
sw	volume varrido
tip	pistão em relação à palheta
tot	total
tr	tangencial do pistão ou triângulo
va	válvula de descarga
w	parede ou ponto na face oeste do volume de controle
W	ponto central do volume de controle oeste
δ	na posição da folga mínima
0	estagnação

Símbolos especiais

- . variação no tempo ou velocidade
- .. aceleração
- valor médio ou propriedade aparente

CAPÍTULO 1

- Figura 1.1 Componentes essenciais do sistema de refrigeração por compressão de vapor proposto por Perkins em 1834, 2
- Figura 1.2 Principais tipos de compressores de deslocamento positivo, 3
- Figura 1.3 Princípio de operação de um compressor alternativo, 4
- Figura 1.4 Principais tipos de compressores de palheta, 6
- Figura 1.5 Principais componentes de um compressor rotativo de pistão rolante, 8
- Figura 1.6 Ajuste da bomba (*pump setting*), 10
- Figura 1.7 Processo de compressão em um compressor rotativo de pistão rolante, 11
- Figura 1.8 Diagramas indicados dos compressores alternativo e rotativo de pistão rolante, 12
- Figura 1.9 Sistema de lubrificação da bomba de um compressor de pistão rolante, 13
- Figura 1.10 Principais locais de vazamento em um compressor de pistão rolante, 14

CAPÍTULO 2

- Figura 2.1 Geometria do vazamento de gás adotada por Pandeya e Soedel, 17
- Figura 2.2 Geometria usada por Yanagisawa e Shimizu (1985) para modelar o escoamento pela folga radial, 21
- Figura 2.3 Forma do vazamento observada por Costa *et al.* (1990) no ensaio dinâmico, 24
- Figura 2.4 Geometria adotada por Costa *et al.* para o vazamento pela folga radial, 25
- Figura 2.5 Geometria adotada por Xiuling *et al.* (1992) para modelar o vazamento de gás em pequenas folgas, 26
- Figura 2.6 Geometria da folga considerada por Huang (1994), 29
- Figura 2.7 Geometrias usadas por Huang (1994) para o vazamento quase-unidimensional, 30

CAPÍTULO 3

- Figura 3.1 Sistema de válvula usado em compressores de refrigeração, 42
- Figura 3.2 Bocal convergente usado na modelagem do escoamento pela válvula de descarga, 44
- Figura 3.3 Pressão do gás no interior da câmara de compressão, 46
- Figura 3.4 Temperatura do gás no interior da câmara de compressão, 47
- Figura 3.5 Deslocamento da válvula de descarga, 47
- Figura 3.6 Forças atuantes sobre a palheta, 49
- Figura 3.7 Detalhe da extremidade curva da palheta, 51
- Figura 3.8 Momentos atuantes sobre o pistão rolante, 57
- Figura 3.9 Velocidade angular do pistão rolante, 60
- Figura 3.10 Velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, 60
- Figura 3.11 Análise de sensibilidade da pressão de compressão em relação ao coeficiente equivalente de transferência de calor, 61
- Figura 3.12 Análise de sensibilidade da temperatura de compressão em relação ao coeficiente equivalente de transferência de calor, 62

- Figura 3.13 Análise de sensibilidade da velocidade tangencial absoluta em relação ao coeficiente equivalente de transferência de calor, 62
- Figura 3.14 Análise de sensibilidade da velocidade tangencial absoluta em relação ao coeficiente de atrito palheta-pistão, λ , 63
- Figura 3.15 Análise de sensibilidade da velocidade tangencial absoluta em relação ao valor da folga radial, 64
- Figura 3.16 Análise de sensibilidade da velocidade tangencial absoluta em relação à viscosidade do óleo na folga radial, 64

CAPÍTULO 4

- Figura 4.1 Vista esquemática do aparato experimental, 67
- Figura 4.2 Posições de medição da distância x_c , 68
- Figura 4.3 Geometria adotada para o escoamento unidimensional, 70
- Figura 4.4 Validação experimental dos modelos numéricos, 73
- Figura 4.5 Folga radial representada pelo sistema de coordenadas bicilíndricas, 74
- Figura 4.6 Influência da folga radial sobre o escoamento de óleo puro, 77
- Figura 4.7 Influência de uma incerteza de $\pm 5 \mu\text{m}$ na medição da folga radial de $80 \mu\text{m}$ sobre o escoamento de óleo puro, 78
- Figura 4.8 Discrepância entre os modelos 2D completo e 1D de Costa *et al.* (1990), 79
- Figura 4.9 Perfis de pressão relativa obtidos pelos modelos 2D completo, 1D de Costa *et al.* (1990) e 1D simplificado, 79
- Figura 4.10 Análise dimensional do escoamento de óleo lubrificante puro através da folga radial, 81
- Figura 4.11 Valores de Π em função de R_p/R_c para diferentes compressores, 83
- Figura 4.12 Ajuste da equação geral para o vazamento de óleo puro, 83

CAPÍTULO 5

- Figura 5.1 Efeito da velocidade tangencial sobre o perfil de pressão para $\delta=10 \mu\text{m}$ e $\dot{m} = 1 \text{ g/s}$, 88
- Figura 5.2 Efeito da velocidade tangencial sobre o perfil de pressão para $\delta=80 \mu\text{m}$ e $\dot{m} = 1 \text{ g/s}$, 88
- Figura 5.3 Perfis de velocidade para $\delta=80 \mu\text{m}$ e $V_{tr}=1 \text{ m/s}$, 90
- Figura 5.4 Perfis de velocidade para $\delta=80 \mu\text{m}$ e $V_{tr}=-1 \text{ m/s}$, 90
- Figura 5.5 Comportamento da pressão adimensional em função da velocidade tangencial para $\dot{m} = 1 \text{ g/s}$, 91
- Figura 5.6 Comportamento da vazão em função da velocidade tangencial para $\delta=10$ e $80 \mu\text{m}$, 92
- Figura 5.7 Volume de controle adotado para a integração de Equação 5.7a, 95
- Figura 5.8 Pressão de compressão instantânea durante uma revolução completa do pistão rolante, 96
- Figura 5.9 Velocidade tangencial instantânea durante uma revolução completa do pistão rolante, 96
- Figura 5.10 Vazões instantâneas de óleo e R22 para $T=80 \text{ }^\circ\text{C}$, 98
- Figura 5.11 Vazões instantâneas de óleo e R22 em função da temperatura para $\delta=10$ e $100 \mu\text{m}$, 100
- Figura 5.12 Massa total de óleo que vaza pela folga radial durante uma revolução completa do pistão rolante, 102
- Figura 5.13 Massa total de R22 que vaza pela folga radial durante uma revolução completa do pistão rolante, 102

CAPÍTULO 6

- Figura 6.1 Diagrama pressão-temperatura-solubiiidade para misturas óleo-refrigerante parcialmente miscíveis, 107
- Figura 6.2 Relação esquemática pressão-temperatura-solubilidade, 108
- Figura 6.3 Diagrama esquemático de miscibilidade de refrigerantes com óleo naftênico, 109
- Figura 6.4 Diagrama pressão-temperatura-solubilidade para uma mistura completamente miscível, 110
- Figura 6.5 Modelagem do vazamento de gás refrigerante pela folga radial, 113
- Figura 6.6 Vazões instantâneas da mistura e R22 para $\delta=10$ e $100 \mu\text{m}$, 117
- Figura 6.7 Massas de vazamento de mistura e R22 para um ciclo do pistão rolante, 118
- Figura 6.8 Vazões totais da mistura e R22 para mistura com concentração média \bar{w} , 120
- Figura 6.9 Comparação entre os três modelos desenvolvidos para calcular o escoamento transiente pela folga radial, 121
- Figura 6.10 Vazão instantânea do escoamento da mistura a $100 \text{ }^\circ\text{C}$ considerando δ variável, 123
- Figura 6.11 Massa total de vazamento em função de ϕ , 124
- Figura 6.12 Variação da folga radial e vazão instantânea de R22 em função de f , 126

CAPÍTULO 7

- Figura 7.1 Representação esquemática do modelo de transferência de calor na bomba, 132
- Figura 7.2 Geometria adotada para o modelo do escoamento monofásico e heterogêneo da mistura, 134
- Figura 7.3 Vazões instantâneas da mistura em função da excentricidade e f , 137
- Figura 7.4 Evolução temporal dos perfis de concentração para $e=2,85 \text{ mm}$ e $f=10 \mu\text{m}$, 138
- Figura 7.5 Evolução temporal dos perfis de temperatura para $e=2,85 \text{ mm}$ e $f=10 \mu\text{m}$, 140
- Figura 7.6 Concentração média global e perfis de concentração para outras configurações do compressor, 141
- Figura 7.7 Temperatura média global e perfis de temperatura para outras configurações do compressor, 142

CAPÍTULO 8

- Figura 8.1 Padrões de escoamento bifásico em tubos horizontais, 149
- Figura 8.2 Distribuições longitudinais das principais variáveis do escoamento bifásico para $\delta=10 \mu\text{m}$ e $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$, 156
- Figura 8.3 Comparação entre os modelos bifásicos com e sem termos inerciais para $\delta=10 \mu\text{m}$ e $\dot{m}=0,2194 \text{ g/s}$, 159
- Figura 8.4 Comparação entre os modelos bifásicos com e sem termos inerciais para $\delta=40 \mu\text{m}$ e $\dot{m}=7,050 \text{ g/s}$, 160
- Figura 8.5 Distribuição longitudinal das velocidades médias obtidas pelos modelos de escoamento bifásico com e sem termos inerciais, 161

CAPÍTULO 9

- Figura 9.1 Relação tensão-taxa de deformação típica de uma espuma, 166
- Figura 9.2 Configuração do escoamento da espuma adotada por Calvert (1990), 169
- Figura 9.3 Modelo adotado por Calvert (1990) quando $\tau_w < \tau_e$ (*plug-flow*), 169
- Figura 9.4 Modelo adotado por Calvert (1990) quando $\tau_w > \tau_e$, 170
- Figura 9.5 Configuração adotada para o escoamento da mistura com formação de espuma, 172

- Figura 9.6 Perfil de velocidade típico para a região de espuma, 176
- Figura 9.7 Algoritmo de solução para o escoamento bifásico com formação de espuma, 180
- Figura 9.8 Distribuição longitudinal de pressão para $T_{mist}=80\text{ °C}$, $\delta=10$ e $80\text{ }\mu\text{m}$, 184
- Figura 9.9 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $T_{mist}=80\text{ °C}$, $\delta=10$ e $80\text{ }\mu\text{m}$, 185
- Figura 9.10 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80\text{ }\mu\text{m}$, $T_{mist}=80$ e 100 °C , 186
- Figura 9.11 Distribuição longitudinal de pressão para $\delta=80\text{ }\mu\text{m}$, $T_{mist}=80$ e 100 °C , 186
- Figura 9.12 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80\text{ }\mu\text{m}$ e $T_{mist}=100\text{ °C}$, 193
- Figura 9.13 Queda de pressão em função da vazão para $\delta=20$ e $80\text{ }\mu\text{m}$, 194
- Figura 9.14 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80\text{ }\mu\text{m}$ e $T_{mist}=100\text{ °C}$, 194
- Figura 9.15 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80\text{ }\mu\text{m}$ e $T_{mist}=100\text{ °C}$, 195
- Figura 9.16 Perfis de velocidade ao longo do escoamento para $\delta=80\text{ }\mu\text{m}$ e $\dot{m}=39\text{ g/s}$, 196
- Figura 9.17 Distribuições longitudinais da velocidade de deslizamento, u_s , e de Y_o , 197

APÊNDICES

- Figura A.1 Geometria usada na determinação do volume da câmara de compressão, 210
- Figura B.1 Velocidades no ponto de contato pistão-palheta, 215
- Figura D.1 Geometria adotada para o escoamento monofásico heterogêneo da mistura, 222
- Figura D.2 Resistências térmicas associadas ao pistão rolante, 225
- Figura D.3 Resistências térmicas associadas ao cilindro, 226
- Figura D.4 Ajuste da curva do número de Nusselt em função da razão b/a , 228
- Figura D.5 Discretização da folga e nomenclatura usada na integração, 232
- Figura D.6 Algoritmo de solução para o escoamento monofásico heterogêneo da mistura, 238

CAPÍTULO 4

Tabela 4.1 Resultados experimentais para a vazão de óleo pela folga radial, 69

Tabela 4.2 Valores de Π para compressores de diferentes dimensões, 82

CAPÍTULO 5

Tabela 5.1 Massa total de óleo em gramas durante uma revolução completa do pistão rolante, 101

Tabela 5.2 Massa total de R22 em gramas durante uma revolução completa do pistão rolante, 101

CAPÍTULO 6

Tabela 6.1 Solubilidade mútua de refrigerantes e óleo mineral, 106

Tabela 6.2 Vazões totais da mistura e R22 em gramas para mistura com concentração w_d , 118

Tabela 6.3 Vazões totais da mistura e R22 em gramas para mistura com concentração \bar{w} , 119

Tabela 6.4 Massas totais de vazamento da mistura e R22 para o valor de ϕ_{\min} , 125

Tabela 6.5 Comparação das massas de R22 obtidas pelos modelos de folga constante e variável, 127

CAPÍTULO 7

Tabela 7.1 Temperatura média do pistão rolante ao longo do ciclo ($^{\circ}\text{C}$), 133

Tabela 7.2 Valores médios globais para temperaturas do pistão rolante de 80 e 90 $^{\circ}\text{C}$, 144

Tabela 7.3 Valores médios globais para folga de comprimento $\pi/2$ e temperatura do pistão de 90 $^{\circ}\text{C}$, 145

CAPÍTULO 8

Tabela 8.1 Constantes do ajuste das propriedades físicas do gás refrigerante R22, 154

Tabela 8.2 Vazões da mistura e refrigerante para outras configurações do escoamento, 157

Tabela 8.3 Influência do comprimento do canal na solução do escoamento bifásico, 158

CAPÍTULO 9

Tabela 9.1 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/5$, 182

Tabela 9.2 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/10$, 182

Tabela 9.3 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/50$, 183

Tabela 9.4 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/100$, 183

Tabela 9.5 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\tau_e=0$, 187

Tabela 9.6 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\tau_e=1$ Pa, 188

Tabela 9.7 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\tau_e=2$ Pa, 188

Tabela 9.8 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\kappa=1,168$ Pa.sⁿ, 189

Tabela 9.9 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\kappa=2,5$ Pa.sⁿ, 189

Tabela 9.10 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\kappa=4,0 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, 190

Tabela 9.11 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $n=0,4$, 191

Tabela 9.12 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $n=0,433$, 191

Tabela 9.13 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $n=0,45$, 192

Tabela 9.14 Influência relativa das variáveis δ_s , τ_e , κ e n sobre o escoamento, 192

APÊNDICES

Tabela D.1 Número de Nusselt para escoamento laminar completamente desenvolvido em dutos de secção retangular (bxa) com temperatura da superfície constante, 227

RESUMO

Neste trabalho, o vazamento de gás refrigerante pela folga radial do compressor rotativo de pistão rolante é modelado, assumindo-se como fluido de vazamento tanto o óleo puro como a mistura óleo-refrigerante. Neste sentido, seis modelos de escoamento considerando ambos os regimes, estacionário e transiente, são desenvolvidos. O modelo mais simples envolve o escoamento estacionário de óleo puro, um dos modelos até então muito usado por outros autores. Este modelo é melhorado incorporando-se a variação temporal da pressão de compressão e da velocidade tangencial do pistão rolante, obtidas através da modelagem do processo de compressão do gás e da dinâmica do pistão rolante, transformando o escoamento em regime transiente. Em seguida, a influência do gás dissolvido no óleo é analisada nos modelos de escoamento monofásico homogêneo e heterogêneo da mistura óleo-refrigerante. Finalmente, a formação de bolhas de gás refrigerante é introduzida nos modelos de escoamento bifásico homogêneo da mistura. Um modelo bifásico contendo a formação de espuma também é apresentado de maneira introdutória. Os modelos propostos são resolvidos numericamente através dos métodos de volumes finitos e Runge-Kutta de quarta ordem. Apenas o modelo de escoamento estacionário de óleo puro é validado experimentalmente. Os resultados mostram a importância dos modelos conterem o efeito do gás refrigerante dissolvido no óleo, no cálculo de suas propriedades físicas, assim como a formação de bolhas de gás ao longo do escoamento. Além disso, mostra-se a necessidade de se incluir os termos inerciais na equação da conservação da quantidade de movimento, para os casos das maiores vazões, assim como a variação da folga radial em função do ajuste da bomba, nos modelos de regime transiente. A formação de espuma na saída da folga, já na câmara de sucção, pode, também, influir significativamente sobre os resultados do escoamento. O modelo de escoamento bifásico homogêneo é recomendado, neste trabalho, para prever o vazamento de gás refrigerante pela folga radial. Entretanto, a importância deste vazamento, no que diz respeito à eficiência volumétrica do compressor, não pôde ser comprovada.

ABSTRACT

In this work, the refrigerant gas leakage through the radial clearance in a rolling piston compressor has been modeled taking into account the pure oil as well as the oil-refrigerant mixture as the leakage fluids. In this way, six flow models considering both steady and unsteady state flows have been developed. Starting with the simplest model involving only the steady state flow of pure oil, which has been frequently used by other authors so far, time changing of both compression pressure and rolling piston tangential velocity has been taken into account. For that, it has been necessary to model the refrigerant gas compression process and rolling piston dynamics, turning the flow unsteady. The influence of the dissolved gas in the oil has been analyzed by means of the single-phase homogenous and heterogeneous flow models of the oil-refrigerant mixture. Finally, the refrigerant gas bubble formation has been introduced into the two-phase homogenous flow model of the mixture. Attempts have also been made to introduce foam generation. The proposed models have been solved by finite-volume and Runge-Kutta numerical methods, although only the steady state flow model of the pure oil could be experimentally validated. Results show the importance of dissolved refrigerant gas in calculating the mixture physical properties as well as gas bubble formation along the flow. Furthermore, the need of including the inertial terms in the momentum transport equation, for high flow rate, has been highlighted. In addition, radial clearance changes due to pump setting must be considered in the unsteady state models and foam formation at the channel exit can significantly influence the flow results. Two-phase homogenous flow model is recommended in this work in order to calculate the refrigerant gas leakage through radial clearance. However, the importance of this leakage in the volumetric efficiency of the compressor has not been confirmed yet.

INTRODUÇÃO

1.1 REFRIGERAÇÃO POR COMPRESSÃO DE VAPOR

A importância dos sistemas de refrigeração na atualidade é inegável. Não se pode pensar em processamento, armazenamento e transporte de alimentos, na precisão de processos industriais, em sistemas de computadores ou no conforto humano sem que os sistemas de refrigeração sejam lembrados. A refrigeração, em suas diversas formas de aplicação, tem-se incorporado ao estilo de vida das pessoas nos países desenvolvidos e seu uso vem crescendo consideravelmente em muitos outros lugares do mundo.

A grande maioria das instalações de refrigeração, desde refrigeradores domésticos até grandes sistemas industriais, usa o princípio da compressão de vapor como método de refrigeração. Nos sistemas de compressão de vapor, o efeito de refrigeração é produzido pela evaporação de um líquido em baixa temperatura, provocada pelo bombeamento do vapor por intermédio de um compressor.

O arranjo de um sistema de refrigeração por compressão mecânica de vapor, proposto por Perkins em 1834, é mostrado esquematicamente na Figura 1.1. O seu princípio de funcionamento é bastante simples, sendo o sistema composto basicamente de 5 componentes principais. Um fluido volátil, também chamado de refrigerante, é forçado a se evaporar numa temperatura baixa no evaporador, devido ao bombeamento do vapor pelo compressor. No evaporador, o refrigerante está em contato térmico com a substância que se deseja resfriar e, por estar a uma temperatura mais baixa, retira calor dela, produzindo o efeito de refrigeração desejado. O vapor retirado do evaporador pelo compressor sofre uma elevação de pressão, com um conseqüente aumento de temperatura. Em seguida, é descarregado no condensador, onde rejeita calor para uma substância mais fria disponível em abundância (geralmente ar ou água) e se liquefaz. O líquido refrigerante do condensador retorna ao evaporador para ser reutilizado. Para manter a diferença de pressão entre o condensador e o evaporador, um dispositivo de expansão (válvula ou tubo capilar) é interposto entre eles.

A descrição anterior mostra que a função do compressor é retirar o vapor produzido no evaporador, mantendo uma pressão baixa no seu interior, e descarregá-lo no condensador numa pressão mais elevada. Desta forma, torna-se possível a evaporação do líquido refrigerante numa temperatura baixa (no evaporador) e a condensação do vapor numa temperatura elevada (no condensador). Pode-se dizer, portanto, que o compressor é o coração de qualquer sistema de refrigeração por compressão de vapor.

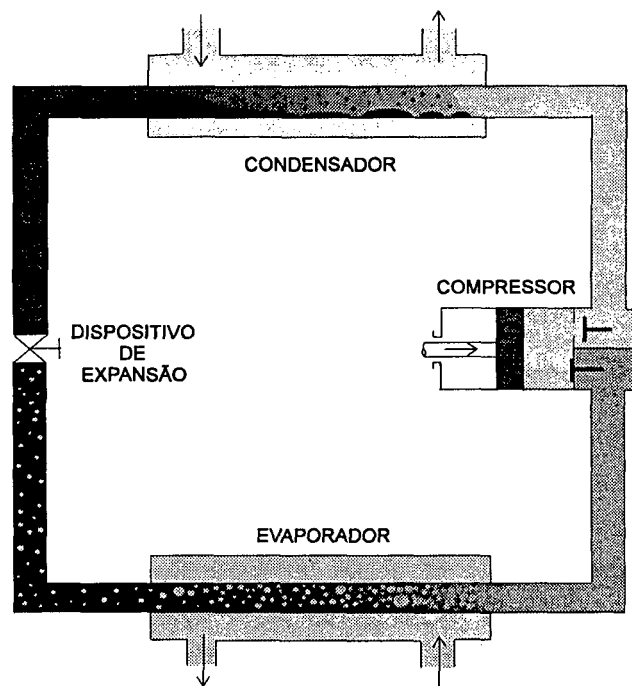


Figura 1.1 Componentes essenciais do sistema de refrigeração por compressão de vapor proposto por Perkins em 1834.

1.2. TIPOS DE COMPRESSORES

De uma forma geral, os compressores podem ser classificados em dois tipos principais:

- (i) máquinas de deslocamento positivo
- (ii) máquinas roto-dinâmicas

As máquinas roto-dinâmicas se caracterizam por fornecerem quantidade de movimento ao fluido, através do movimento rotativo de um rotor provido de várias pás. O

aumento da quantidade de movimento do fluido ocorre durante seu escoamento através dos canais formados pelas pás. A alta velocidade adquirida pelo fluido é convertida em pressão à medida que ele escoar por um difusor. Este efeito pode ser conseguido submetendo-se o fluido a um escoamento radial ou axial. Quase todos os tipos de compressores roto-dinâmicos usados em sistemas de refrigeração são do tipo escoamento radial e são conhecidos como compressores centrífugos ou turbocompressores. Os compressores de escoamento axial são usados somente em circunstâncias especiais, principalmente em instalações de liquefação de gás natural.

Diferentemente, um compressor de deslocamento positivo submete o fluido a uma variação de volume. Durante o seu funcionamento, uma cavidade se abre, possibilitando a entrada do fluido através de um orifício. A cavidade, em seguida, ao ser fechada, aprisiona o fluido que é conduzido até o orifício de saída num processo de redução de volume. Assim, todo compressor de deslocamento positivo produz um escoamento periódico ou pulsante.

A Figura 1.2 apresenta os principais tipos de compressores de deslocamento positivo, classificados segundo o tipo do mecanismo de compressão. Dentre eles, o compressor alternativo é aquele de uso mais difundido nos sistemas de refrigeração. Seu princípio de operação pode ser compreendido com o auxílio da Figura 1.3.

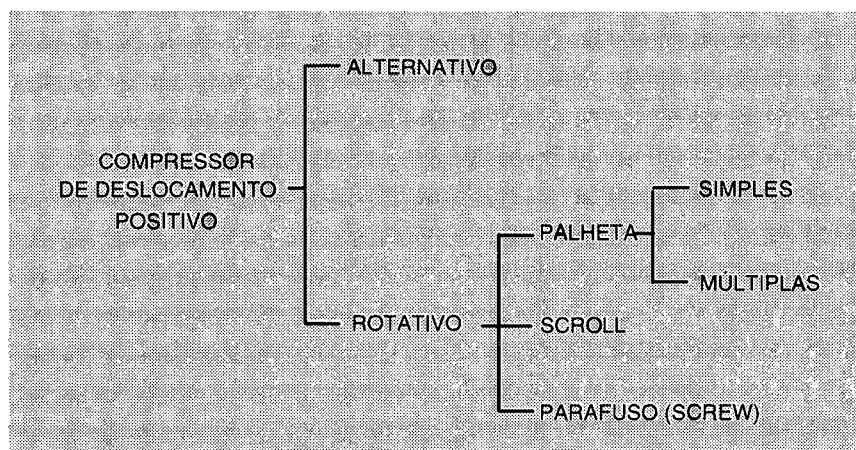


Figura 1.2 Principais tipos de compressores de deslocamento positivo

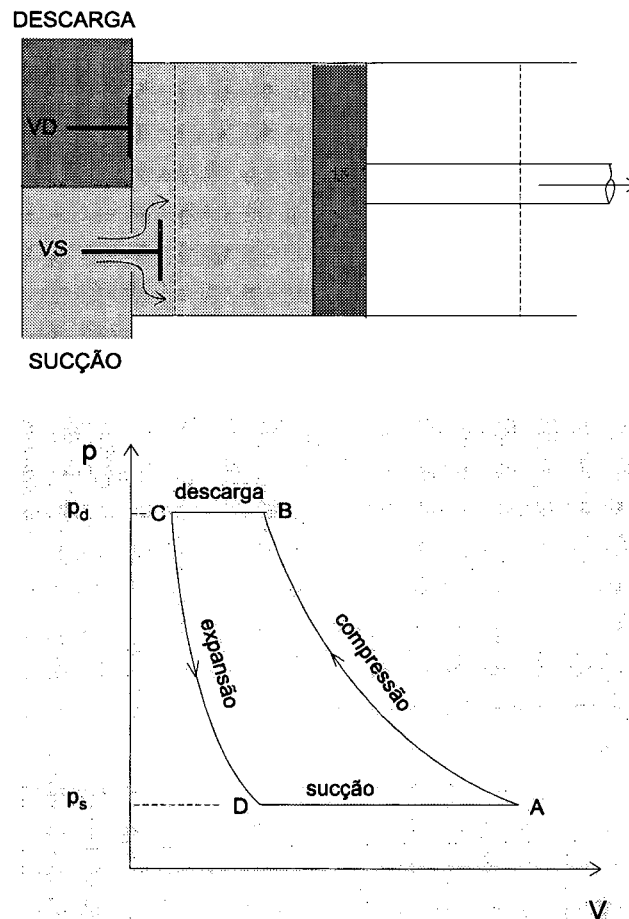


Figura 1.3 Princípio de operação de um compressor alternativo

Devido ao movimento para a direita do pistão no interior do cilindro, o vapor é aspirado através da válvula de sucção, VS, que se abre automaticamente devido à diferença de pressão atuando em ambos os lados da válvula. O escoamento do vapor para o interior do cilindro continua até que o pistão atinja o ponto morto inferior, ponto A, enchendo o cilindro com vapor na pressão de sucção, aproximadamente à mesma pressão do evaporador. O processo de sucção está representado no diagrama p-V da Figura 1.3 pela linha DA. O pistão começa a se mover no sentido oposto, enquanto a válvula de sucção é fechada devido à atuação da pressão e ao efeito mola da válvula, aprisionando o vapor. A partir deste ponto, a pressão aumenta continuamente até atingir a pressão da câmara de descarga, aproximadamente a mesma pressão do condensador, ponto B, quando, então, a válvula de descarga, VD, é aberta, também devido à força provocada pela diferença de pressão atuando sobre ela. A abertura da válvula dá início ao processo de descarga do vapor para a tubulação de saída e continua até o pistão alcançar o ponto morto superior, ponto C. Neste ponto, o descarregamento do vapor deveria ser completo. No entanto, sempre existirá uma quantidade de vapor remanescente dentro do cilindro, pois é

impossível fazer o pistão varrer todo o volume do cilindro. Algum espaço é sempre necessário para acomodar as válvulas e permitir um ajuste das peças na montagem. Este volume, usualmente expresso como uma fração do volume varrido pelo pistão (fração de vazio) e denominado volume morto, é da ordem de 3 a 4% nos compressores modernos de alta velocidade. Devido ao vapor remanescente no volume morto, a pressão no interior do cilindro não cai imediatamente à pressão de sucção quando o pistão começa a se mover. O vapor segue um processo de expansão, no qual a pressão de sucção é alcançada somente no ponto D. Neste ínterim, a válvula de sucção permanece fechada. O efeito resultante é que, ao invés do pistão succionar um volume de vapor igual a $(V_A - V_C)$, um volume menor $(V_A - V_D)$ é succionado, diminuindo a eficiência volumétrica do compressor.

Até a metade dos anos 70 a indústria da refrigeração geralmente utilizava os compressores alternativos. A durabilidade era o maior fator de interesse e parâmetros como eficiência, peso e tamanho possuíam importância secundária. O rápido aumento do preço do combustível convencional em 1974 e a necessidade da sociedade de preservar energia, estimularam a procura por compressores de maior eficiência. Como resultado disso, o compressor alternativo convencional sofreu mudanças substanciais de projeto, e novas tecnologias de compressor foram desenvolvidas. Parâmetros como eficiência, durabilidade, tamanho, número de componentes e produtividade tornaram-se importantes. Estas tendências levaram ao desenvolvimento de compressores rotativos tais como os de palheta, "parafuso" e "scroll".

A Figura 1.4 apresenta os dois principais tipos de compressores rotativos de palheta em uso atualmente. O compressor de múltiplas palhetas, Figura 1.4b, não requer válvulas de sucção nem de descarga. A entrada e saída do gás são controladas inteiramente pelo arranjo geométrico. A compressão do gás é realizada segundo uma razão fixa de volume, que resulta diretamente da geometria da máquina. A razão de pressão correspondente depende do índice de compressão do gás utilizado. A eficiência volumétrica pode ser melhorada com a introdução de uma válvula de descarga. Quando o rotor começa a girar, a força centrífuga arremessa as palhetas contra a parede interna do cilindro, aprisionando o gás succionado. A partir daí o volume do gás contido nas diversas câmaras é reduzido, enquanto ocorre um aumento gradativo da pressão. Ao chegar no orifício de saída o gás é forçado a sair para a tubulação de descarga. A selagem entre os lados de alta e baixa pressão ocorre nas linhas de contato entre as palhetas e o cilindro, entre as palhetas e seus rasgos e nas laterais do rotor como um todo. Não há necessidade de mola para comprimir as palhetas contra a superfície interna do cilindro.

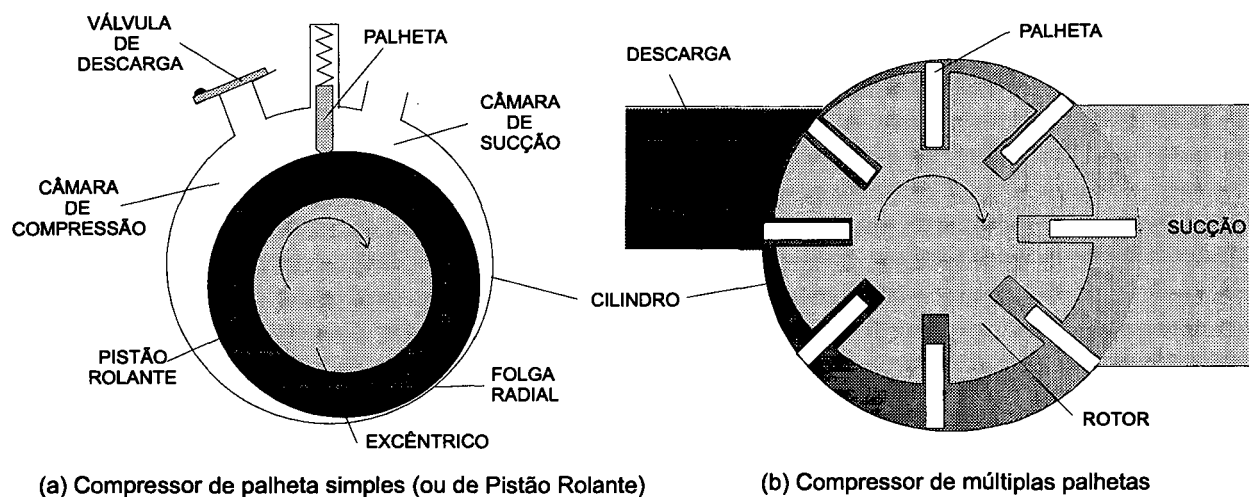


Figura 1.4 Principais tipos de compressores de palheta

A forma usual de construção dos compressores de palheta simples é mostrada na Figura 1.4a. Esses compressores são similares aos compressores rotativos de múltiplas palhetas em muitos aspectos; por exemplo, o processo de compressão em ambos é realizado pelo conjunto cilindro e rotor (ou pistão), o qual emprega um movimento rotativo, ao invés do usual movimento alternativo. Porém, a diferença fundamental entre os dois projetos situa-se na cinemática do mecanismo de operação. Enquanto no compressor de múltiplas palhetas o rotor, montado excêntricamente, gira no interior do cilindro, no compressor de palheta simples o rotor rola sobre a superfície interna do cilindro, e por esse motivo, é denominado também de compressor rotativo de pistão rolante. Por se tratar do equipamento envolvido neste trabalho, a seção seguinte apresenta o compressor rotativo de pistão rolante com mais detalhes.

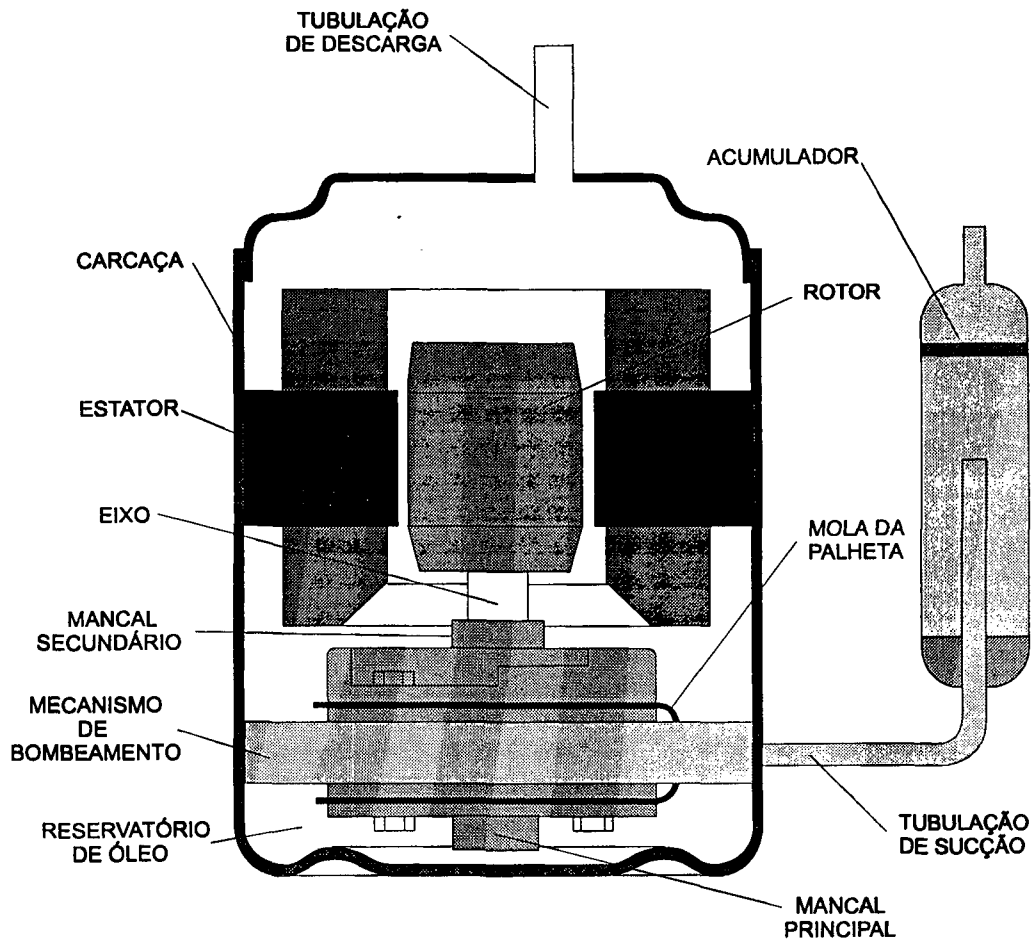
Os compressores rotativos, embora existissem de longa data, apresentavam problemas tecnológicos de fabricação e montagem que precisavam ser resolvidos, principalmente com respeito à selagem de vazamento entre as partes móveis. Tais problemas deviam ser resolvidos no sentido de minimizar os vazamentos de gás através das folgas. Com o rápido aperfeiçoamento das técnicas de fabricação de partes eletrônicas, tais como os CIs, após 1965, novos padrões de tolerâncias mínimas foram alcançados. Tolerâncias de forma e montagem passaram a ser medidas em micrometros, conduzindo os valores de folga também para a ordem de micrometros. Isto possibilitou a produção em massa de compressores rotativos a partir de 1965 para aplicações em condicionadores de ar domésticos e, na década de 80, para refrigeradores domésticos. Nesta mesma década, os compressores rotativos tiveram um rápido desenvolvimento, principalmente no Japão, onde sua produção alcançou cerca de 27% do total de compressores produzidos no ano de 1982, JARN (1983).

1.3 O COMPRESSOR ROTATIVO DE PISTÃO ROLANTE

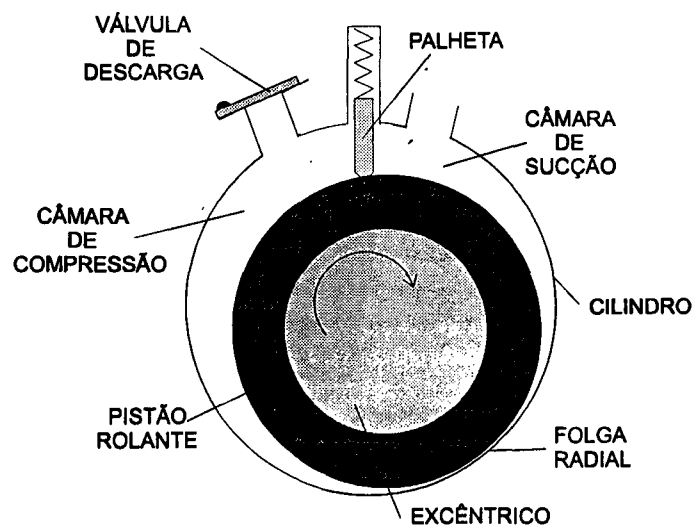
Os compressores rotativos de pistão rolante têm sido utilizados em sistemas de condicionamento de ar em faixas de capacidade que vão desde 5000 Btu/h até capacidades maiores do que 30000 Btu/h, devido a algumas vantagens sobre os compressores alternativos, tais como: maior eficiência, são mais compactos e mais leves. Recentemente, têm sido aplicados também em sistemas de refrigeração doméstica com baixas pressões de retorno, numa faixa de capacidade compreendida entre 600 e 1200 Btu/h. No entanto, o mercado de compressores rotativos para refrigeração doméstica sofreu uma retração, principalmente no início da década de 90, devido ao desenvolvimento de compressores alternativos de alta eficiência, superando os níveis do rotativo. Atualmente, o compressor rotativo está direcionado principalmente ao mercado de condicionadores de ar para pequeno e médio porte, onde sua aplicação permanece competitiva, segundo Puff (1992).

1.3.1 Descrição geral

Dentre os compressores rotativos, o de pistão rolante apresenta uma concepção inovadora, cujas características de construção e funcionamento são bastante distintas das do compressor alternativo convencional. A Figura 1.5 mostra o esquema típico de um compressor rotativo de pistão rolante com seus principais componentes. Diferentemente de um compressor alternativo, o compressor de pistão rolante não requer válvula de sucção, realizando os processos de sucção e descarga simultaneamente. Isto permite variações mais suaves na pressão dentro do cilindro e minimiza variações de torque. Uma mola pressionava a palheta contra o pistão rolante; a função da palheta é separar as câmaras de sucção e compressão. A válvula de descarga geralmente é semelhante àquela usada nos compressores alternativos. Alguns compressores usam uma válvula de descarga circular com o objetivo de reduzir o volume morto, resultando em um escoamento de gás mais uniforme e melhorando as eficiências volumétrica e de compressão. Antes de ser comprimido, o gás proveniente do evaporador passa por um acumulador com o objetivo de eliminar alguma quantidade de líquido refrigerante que, porventura, não tenha sido evaporado e para filtrar o fluido, diminuindo a contaminação do compressor.



(a) Vista geral do compressor



(b) Detalhe do mecanismo de bombeamento

Figura 1.5 Principais componentes de um compressor rotativo de pistão rolante

O conjunto formado pelo mecanismo de bombeamento, mancais principal e secundário e mola da palheta é denominado de bomba. Observe-se que o mecanismo de bombeamento e o estator são montados diretamente na carcaça do compressor que, aliás, está submetida à pressão de descarga, diferentemente do compressor alternativo. Na parte (b) da figura o mecanismo de bombeamento é apresentado com mais detalhes. O pistão rolante é montado no excêntrico do eixo de acionamento que, por sua vez, gira em torno do centro do cilindro. Por outro lado, o pistão rola sobre a superfície interna do cilindro ao mesmo tempo em que gira, relativamente ao excêntrico. Se as tolerâncias fossem perfeitas, o pistão rolaria perfeitamente sobre o cilindro (rolamento puro). Contudo, numa situação prática o pistão adquire um movimento complicado, consistindo de um rolamento acoplado a um deslizamento em relação à superfície do cilindro. O Capítulo 3 apresenta a modelagem do movimento do pistão rolante em relação ao cilindro.

1.3.2 O ajuste da bomba - *pump setting*

O compressor de pistão rolante é montado através de uma metodologia que tenta manter uma folga radial mínima na região de máxima pressão de compressão durante a sua operação. Este procedimento tem como objetivo reduzir o vazamento de gás refrigerante pela folga.

Fundamentalmente, a magnitude da folga é decidida pelo projeto e, praticamente, mantida dentro da tolerância pelo “casamento” seletivo das partes elementares, quando o compressor é montado. Desta forma, a folga radial mínima é determinada pela escolha adequada das diversas peças da bomba. Para que isto ocorra, é necessária a escolha de um conjunto cilindro-pistão-eixo de acionamento tal que exista um desalinhamento entre as linhas de centro do cilindro, ponto A, e do eixo, ponto B, ambos mostrados no esquema da Figura 1.6, onde este desalinhamento é caracterizado pela distância f e pelo ângulo ϕ , em relação à linha de centro do cilindro, A. Segundo Leyderman e Lisle (1995), este procedimento de desalinhamento é denominado de ajuste da bomba (*pump setting*), enquanto que o ponto de mínima folga radial é chamado de ponto de ajuste (*set point*).

Portanto, a folga radial, δ , torna-se uma função da posição angular do pistão rolante, γ , ou seja:

$$\delta(\gamma) = R_c - R_p - \sqrt{f^2 + e^2 + 2ef \cos(\phi - \theta)} \quad (1.1)$$

permitindo a sua abertura e, conseqüentemente, a descarga do gás. Numa mesma revolução, é óbvio que ambos os processos de sucção e compressão ocorrem simultaneamente. Enquanto a câmara de sucção está sendo preenchida numa determinada revolução, o gás contido na câmara de compressão, succionado na revolução anterior, está sendo comprimido e descarregado. No Capítulo 3 é apresentado um modelo para os processos de compressão e descarga.

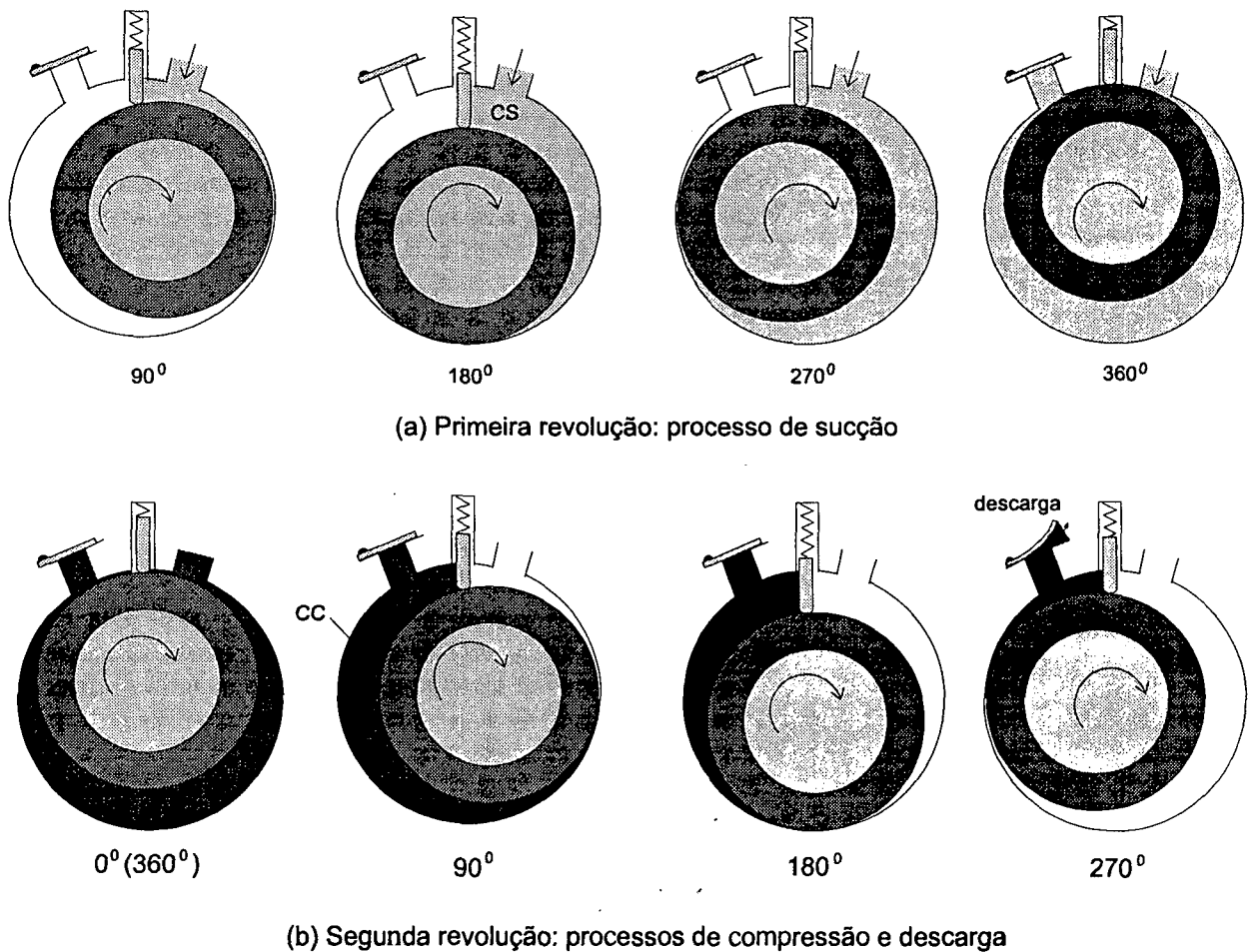
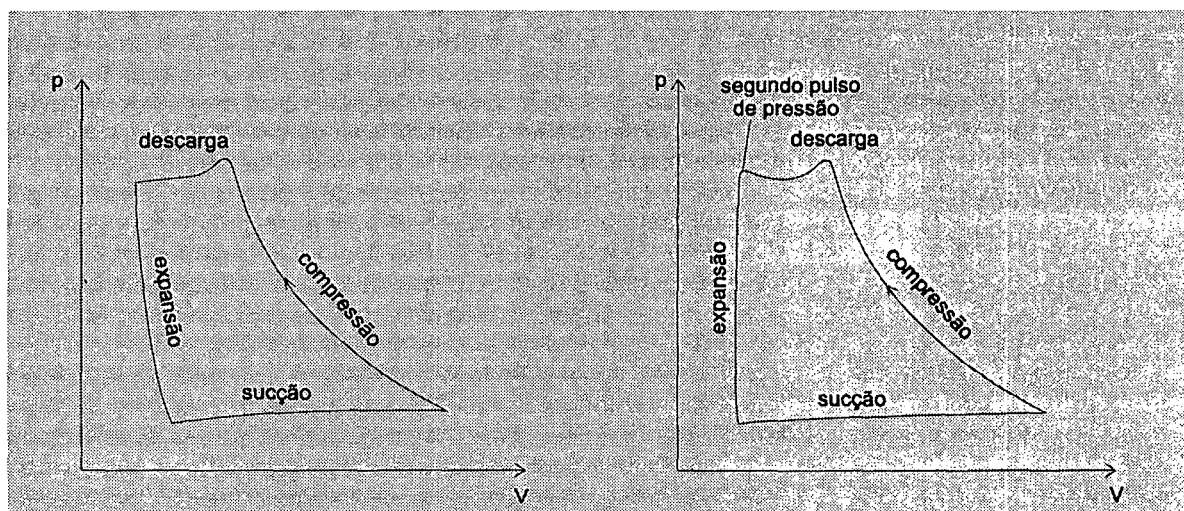


Figura 1.7 Processo de compressão em um compressor rotativo de pistão rolante.

Uma característica interessante do compressor rotativo de pistão rolante é seu diagrama indicado ou diagrama p-V. A Figura 1.8 apresenta os diagramas p-V para os compressores alternativo e rotativo de pistão rolante. Observe-se que a expansão do gás do volume morto no compressor de pistão rolante não ocorre da mesma forma que no compressor alternativo. Na realidade, a expansão existe, mas não restringe a admissão de gás pelo orifício de sucção. No momento em que a folga radial ultrapassa o orifício da válvula de descarga, o gás

remanescente no cilindro se expande para todo o volume gerado, misturando-se com o gás recém-admitido. Isto constitui uma vantagem sobre o compressor alternativo, devido à melhoria da eficiência volumétrica.



(a) Compressor alternativo

(b) Compressor rotativo de pistão rolante

Figura 1.8 Diagramas indicados dos compressores alternativo e rotativo de pistão rolante

Wakabayashi *et al.* (1982) mostram o diagrama indicado real e uma análise do fluxo de energia de um compressor rotativo de pistão rolante, enquanto Nieter *et al.* (1994) analisam o processo de equalização de pressão na câmara de sucção devida à re-expansão do gás no volume morto, fornecendo uma explicação para o segundo pulso de pressão que aparece no final do processo de descarga. Algumas características relacionadas à fabricação deste compressor são apresentadas por Puff (1992).

1.3.4 Sistema de lubrificação

O sistema de lubrificação é um componente vital no projeto de um compressor rotativo durável. O lubrificante reduz o atrito entre as partes móveis, aumentando a vida útil do compressor e reduzindo as perdas de energia. A Figura 1.9 apresenta um esquema básico do sistema de lubrificação de um compressor rotativo de pistão rolante.

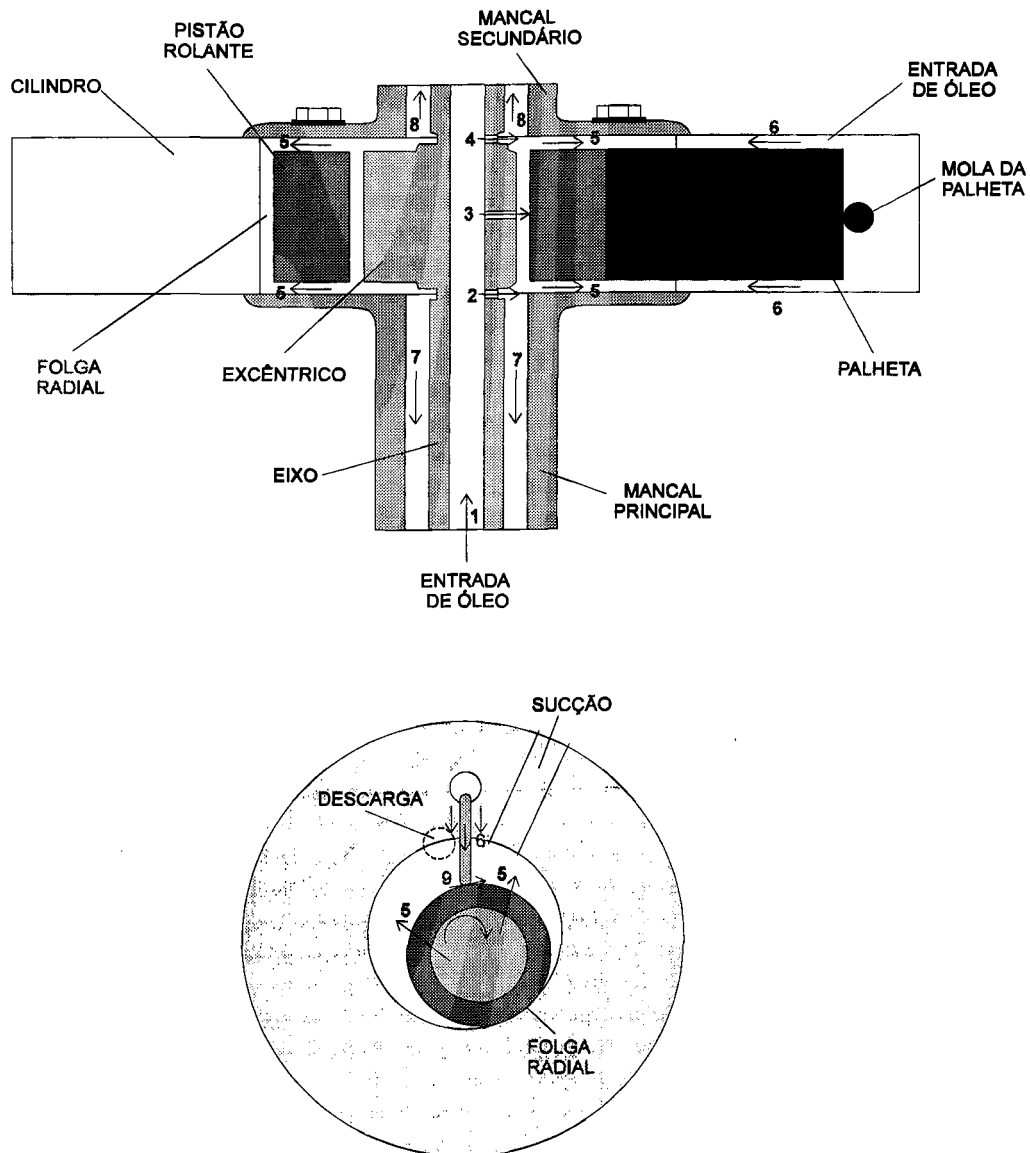


Figura 1.9 Sistema de lubrificação da bomba de um compressor de pistão rolante

A rotação do eixo de acionamento produz o escoamento do óleo através do furo longitudinal (1) e dos furos transversais (2), (3) e (4), os quais permitem a distribuição do lubrificante para as demais áreas da bomba. As laterais do pistão rolante são lubrificadas pelo escoamento (5), enquanto que os mancais principal e secundário pelos escoamentos (7) e (8), respectivamente. A lubrificação entre excêntrico e pistão rolante é feita diretamente pelo escoamento (3). As laterais da palheta são lubrificadas pelo lubrificante proveniente diretamente da carcaça, escoamento (6), onde se verifica o segundo local de entrada de óleo.

Durante a operação do compressor, as câmaras de sucção e compressão recebem uma quantidade razoável de lubrificante, que vem acompanhado de uma quantidade significativa de

refrigerante dissolvido. Este lubrificante tem como função lubrificar o contato entre a extremidade da palheta e o pistão rolante (9) e selar o vazamento de gás refrigerante pela folga radial. A próxima seção mostra os principais vazamentos de gás refrigerante na bomba de um compressor de pistão rolante, principais responsáveis pela redução de sua eficiência volumétrica.

1.3.5 Vazamentos em um compressor rotativo de pistão rolante

A eficiência volumétrica de um compressor de pistão rolante está relacionada com as perdas de massa causadas por vazamentos de gás, volume morto, retorno do escoamento de gás na válvula de descarga, aquecimento do gás de sucção e escoamento do óleo lubrificante. Os vazamentos de gás refrigerante são as perdas de massa mais importantes para este tipo de compressor. A Figura 1.10 mostra os principais locais de vazamento de gás, quais sejam: vazamento através do ponto de contato entre pistão e cilindro (1), através das laterais da palheta (2), através das laterais do pistão (4) e através do ponto de contato do topo da palheta e pistão (3). Tolerâncias apertadas são requeridas para garantir pequenas folgas nestes locais e, conseqüentemente, altas eficiências volumétricas.

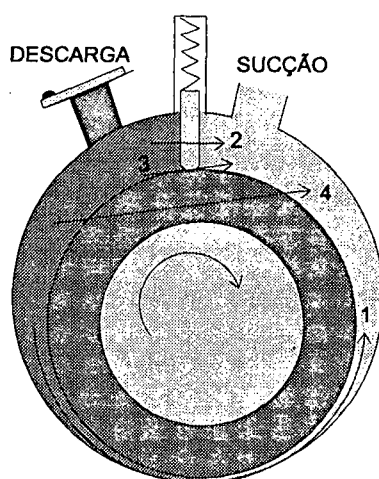


Figura 1.10 Principais locais de vazamento em um compressor de pistão rolante

1.4 ESCOPO DO TRABALHO

A folga entre a superfície externa do pistão e a superfície interna do cilindro, que interliga as câmaras de sucção e descarga, é de particular importância para o bom desempenho do compressor de pistão rolante. A eficiência volumétrica do compressor é grandemente afetada

pelo vazamento de gás através dessa pequena folga, doravante chamada de folga radial. Estima-se que cerca de 30% das perdas internas totais de gás refrigerante são devidas a este vazamento, Krueger (1988). Portanto, um melhor entendimento de seu mecanismo torna-se importante no sentido de aumentar a eficiência do compressor.

Apesar de sua importância, poucos trabalhos tratam do problema do vazamento pela folga radial. A maioria dos autores modelam-no como um escoamento compressível de gás puro em regime permanente. Apenas Yanagisawa e Shimizu (1985) consideram o escoamento compressível de gás em regime transiente modelando, inclusive, o movimento do pistão rolante. Outros autores, contudo, consideram a existência de um filme de óleo ao longo da folga radial e modelam o vazamento como um escoamento incompressível de óleo puro. Estes autores calculam a quantidade de gás perdida durante o processo de compressão usando a diferença de concentração de gás no óleo entre as câmaras de compressão e sucção. Nenhum destes modelos leva em consideração a influência da velocidade tangencial do pistão rolante na modelagem do escoamento do óleo.

Leyderman e Lisle (1995) já introduzem uma evolução na modelagem do escoamento pela folga radial, assumindo o escoamento transiente de óleo com refrigerante dissolvido. Contudo, não consideram a influência deste refrigerante nas propriedades físicas da mistura. Os autores assumem, simplificaradamente, a variação da pressão na câmara de compressão, o efeito da velocidade tangencial do pistão rolante, apesar de considerá-la constante, e a variação da folga radial em função do ajuste da bomba (*pump setting*). De acordo com a dimensão da folga, calculam a vazão de refrigerante considerando escoamento incompressível de óleo com refrigerante dissolvido ou escoamento compressível de gás refrigerante puro entre duas camadas de óleo aderidas em ambas as superfícies, do pistão e do cilindro.

Entretanto, Costa *et al.* (1990), em seu experimento de visualização deste vazamento, além de observarem a existência de um filme de óleo preenchendo a folga radial, notam o surgimento de bolhas de gás a jusante da folga mínima, δ . O gás refrigerante dissolvido no óleo é liberado da mistura, devido à queda brusca de pressão sofrida pelo fluido ao passar pela folga. Concluem, portanto, que um modelo de escoamento bifásico seria mais apropriado para calcular o vazamento. No entanto, em seu modelo, Costa *et al.* (1990) consideram apenas o escoamento incompressível de óleo puro sem a formação de bolhas.

Na literatura pesquisada, nenhum trabalho considera o vazamento pela folga radial como constituído do escoamento da mistura óleo-refrigerante em regime transiente, assumindo o efeito do gás dissolvido nas propriedades físicas da mistura e contendo as variações temporais de ambas, pressão de compressão e velocidade tangencial do pistão rolante. Além disso, nenhum

modelo leva em conta a formação de bolhas de gás ao longo do escoamento, como visualizado por Costa *et al.* (1990).

Neste contexto, este trabalho tem como principal objetivo analisar o escoamento estacionário e transiente de óleo e da mistura óleo-refrigerante através da folga radial de compressores rotativos do tipo pistão rolante. No caso do escoamento da mistura, tanto o escoamento monofásico como o bifásico são tratados. O refrigerante R22 é usado para este estudo, embora deva ser substituído, provavelmente, pelo refrigerante R407C.

1.5 ESTRUTURA DO TRABALHO

O trabalho está estruturado em dez capítulos e quatro apêndices. No primeiro capítulo, como pôde ser visto, são apresentadas as características gerais dos compressores rotativos de pistão rolante com o objetivo de introduzir o leitor no assunto. Este mesmo capítulo expõe, ainda, o escopo do trabalho, onde o problema a ser atacado e a importância do estudo são colocados. O Capítulo 2 contém uma ampla revisão bibliográfica do tema principal, o vazamento de gás refrigerante pela folga radial, apresentando os principais modelos desenvolvidos por outros autores e ressaltando a necessidade de estudos mais aprofundados sobre o assunto. O processo de compressão do gás e a dinâmica do pistão rolante, etapas essenciais para a simulação do escoamento em regime transiente, são modelados no Capítulo 3. Do quarto ao nono capítulo são apresentados os modelos de escoamento desenvolvidos aqui, partindo-se do mais simples, o escoamento de óleo puro, passando pelo escoamento monofásico da mistura óleo-refrigerante, até atingir o modelo mais complexo, envolvendo o escoamento bifásico da mistura com a formação de espuma. O primeiro modelo desenvolvido, o escoamento de óleo puro em regime permanente, é apresentado no Capítulo 4, enquanto que o Capítulo 5 trata o mesmo tipo de escoamento em regime transiente. A partir deste capítulo inicia-se o estudo do escoamento da mistura. Inicialmente, no Capítulo 6, desenvolve-se um modelo para o escoamento monofásico, homogêneo e transiente da mistura. Uma evolução deste modelo, o escoamento monofásico, heterogêneo e transiente da mistura, é analisado no Capítulo 7. Dois capítulos são dedicados ao escoamento bifásico da mistura. O Capítulo 8 trata do escoamento bifásico, homogêneo e estacionário, enquanto o Capítulo 9 analisa o mesmo escoamento incluindo a formação de espuma. O Capítulo 10 finaliza o trabalho expondo as principais conclusões e apresentando sugestões para o desenvolvimento de futuros trabalhos. Os Apêndices A-D apresentam informações adicionais diretamente ligadas a alguns tópicos mostrados nos capítulos precedentes, com o objetivo de esclarecer melhor o leitor.

VAZAMENTO DE REFRIGERANTE PELA FOLGA RADIAL

2.1 INTRODUÇÃO

Os vazamentos de gás refrigerante da câmara de compressão para a de sucção através das várias folgas do compressor de pistão rolante são os principais responsáveis pela redução de sua eficiência volumétrica. Dentre eles, o vazamento pela folga radial constitui-se em um dos mais importantes para o bom desempenho deste tipo de compressor. Segundo Krueger (1988), 30% das perdas internas totais de gás refrigerante são devidos a este vazamento. Este capítulo tem como objetivo fundamental apresentar os principais trabalhos dedicados à modelagem do vazamento de gás refrigerante pela folga radial.

2.2 MODELOS PARA O VAZAMENTO DE REFRIGERANTE PELA FOLGA RADIAL

Pandeya e Soedel (1978) modelam o vazamento de gás através da folga radial como um escoamento compressível sem atrito em um bocal convergente-divergente, como o ilustrado na Figura 2.1. Os autores assumem comportamento de gás ideal para o refrigerante e escoamento crítico na secção transversal mínima do bocal (garganta), isto é, $M=1$. Além disso, desprezam o efeito de Couette devido à rotação do pistão, ou seja, assumem que o vazamento é devido apenas ao diferencial de pressão entre as câmaras de compressão e sucção.

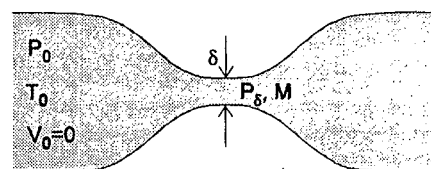


Figura 2.1 Geometria do vazamento de gás adotada por Pandeya e Soedel

Sendo assim, a equação clássica para a vazão máxima através de um bocal convergente-divergente, dada por:

$$\dot{m} = \delta H_p p_0 M \sqrt{\frac{\gamma}{R T_0} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (2.1)$$

onde: δ =valor da folga radial
 H_p =largura do pistão rolante
 R =constante do gás
 p_0 =pressão de estagnação do gás a montante da folga radial
 T_0 =temperatura de estagnação do gás a montante da folga radial
 M =número de Mach na garganta ($M=1$)
 $\gamma=C_p/C_v$

Esta equação pode ser utilizada, neste caso, como um limite superior para o vazamento de gás pela folga radial. Como a pressão e temperatura total a montante da folga radial variam continuamente durante um ciclo de operação, Pandeya e Soedel usam valores médios para ambas as variáveis, definidos por:

$$p_0=(p_s+p_c)/2 \quad e \quad T_0=(T_s+T_c)/2 \quad (2.2)$$

onde: p_s, p_c =pressões de sucção e compressão
 T_s, T_c =temperaturas de sucção e compressão

Reed e Hamilton (1980), estudando os vazamentos de gás em compressores de múltiplas palhetas, reconhecem que o fluido de vazamento através da folga radial é formado por uma mistura de óleo lubrificante e gás refrigerante. Neste trabalho, dois casos extremos para estabelecer os limites inferior e superior do vazamento são analisados. Como limite superior, os autores consideram o escoamento compressível sem atrito de gás através de um bocal convergente-divergente, da mesma forma que Pandeya e Soedel (1978), sem considerar, entretanto, escoamento crítico na garganta. A equação resultante para o limite superior da vazão é dada pela Equação 2.3, baseada no esquema da Figura 2.1.

$$\dot{m}_{sup} = \delta H_p p_0 \left(\frac{\gamma-1}{2} M^2 + 1\right)^{\frac{1}{1-\gamma}} M \sqrt{\frac{\gamma}{R T_0 \left(\frac{\gamma-1}{2} M + 1\right)}} \quad (2.3)$$

O limite inferior do vazamento é estabelecido pelo escoamento incompressível de uma mistura de óleo lubrificante e gás refrigerante. Assumindo que a velocidade do escoamento a montante da folga é desprezível, $V_0 \cong 0$, a aplicação da equação de Bernoulli na parte convergente da Figura 2.1 conduz à seguinte equação para a vazão de óleo:

$$\dot{m} = \delta H_p \sqrt{2 \rho (p_0 - p_\delta)} \quad (2.4)$$

onde: ρ =massa específica da mistura
 p_δ =pressão estática na folga radial

Introduzindo a diferença de concentração de refrigerante no óleo através da folga radial, Δw , a Equação 2.4 torna-se:

$$\dot{m}_{inf} = \delta H_p \Delta w \sqrt{2 \rho (p_0 - p_\delta)} \quad (2.5)$$

que é a equação para o limite inferior do vazamento de gás refrigerante proposta por Reed e Hamilton (1980). O vazamento real, obviamente, situa-se entre os limites superior e inferior, dados pelas Equações 2.3 e 2.5, respectivamente.

Conforme descrito por Nomura *et al.* (1984), a bomba do compressor rotativo de pistão rolante opera imersa no óleo lubrificante, o qual fica sujeito à pressão de descarga da carcaça. Isto faz com que as folgas do compressor usualmente sejam preenchidas com o óleo lubrificante. Entretanto, Nomura afirma que existe alguma possibilidade de que apenas o gás escoe pelas folgas. Portanto, os autores assumem a possibilidade de ocorrer os dois tipos de escoamento: de gás puro ou de uma mistura de óleo e gás refrigerante dissolvido. No caso do escoamento da mistura, é considerado que o refrigerante dissolvido no óleo evapora durante o processo devido à variação de sua solubilidade com a pressão e temperatura. Portanto, são propostas duas equações para o vazamento de gás refrigerante, de acordo com o tipo de fluido escoando pela folga. No caso do escoamento de gás refrigerante puro, a seguinte equação para o vazamento do refrigerante por unidade do ângulo de rotação é proposta:

$$\frac{dG}{d\gamma} = \frac{A_{ef}}{\omega v} \sqrt{\frac{2 g \Delta h}{E_{term}}} \quad (2.6)$$

onde: A_{ef} =área efetiva de escoamento da folga
 v =volume específico do gás na folga
 Δh =variação de entalpia através da folga

g =aceleração da gravidade

E_{term} =equivalente térmico de trabalho

ω =velocidade angular do eixo

Para o vazamento da mistura óleo-refrigerante, por sua vez, os autores recomendam a seguinte equação:

$$\frac{dG}{d\gamma} = \frac{\Delta w d H \delta^3 \Delta p(\gamma)}{12 \omega \mu L(\gamma)} \quad (2.7)$$

onde: $d = \rho_{\text{solução}} / \rho_{\text{água}}$ = densidade relativa da solução

H = largura da folga

δ = magnitude da folga

$L(\gamma)$ = comprimento da folga

μ = viscosidade absoluta da solução

$\Delta p(\gamma)$ = diferença de pressão através da folga

Δw = diferença de solubilidade do gás no óleo através da folga

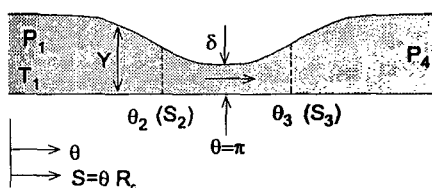
É importante ressaltar que estas equações são apresentadas no artigo de Nomura *et al.* (1984) sem maiores elaborações e suscitam dúvidas. A variável g , por exemplo, que aparece na Equação 2.6, aparentemente não pode ser justificada com argumentos físicos. Além disso, o artigo não deixa claro o critério a ser seguido para a escolha entre os dois modelos. Com esta mesma falta de detalhes suficientes para uma análise criteriosa, os autores descrevem um experimento para o estudo do escoamento bifásico em pequenas folgas de uma mistura óleo-ar com o objetivo de validar o modelo desenvolvido. Os dados experimentais apresentados concordam razoavelmente bem com os resultados fornecidos pelo modelo proposto. Entretanto, devido à falta de clareza, tanto do procedimento experimental quanto dos modelos propostos, não é possível analisar-se com profundidade o conteúdo do trabalho e, conseqüentemente, usar-se os dados apresentados.

Yanagisawa e Shimizu (1985) também consideram o vazamento como sendo o escoamento compressível de gás refrigerante, mas incluem artificialmente a influência dos efeitos viscosos. A geometria real da folga e o modelo adotado são apresentados nas Figuras 2.2(a) e (b), respectivamente. O modelo da folga é constituído de uma câmara de compressão, um bocal convergente, no qual o escoamento é modelado como isentrópico, um canal reto onde o modelo do escoamento inclui os efeitos viscosos e uma câmara de sucção. O canal possui uma secção transversal retangular constante, de altura δ e largura H . O comprimento L_{can} do canal

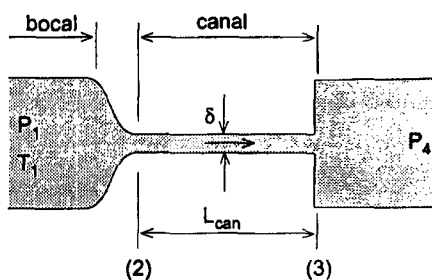
deve satisfazer à Equação 2.8, para que o atrito no escoamento do modelo seja equivalente àquele do escoamento real.

$$\bar{\lambda} \frac{L_{can}}{2\delta} = \int_{\theta_2}^{\theta_3} \lambda \frac{dS}{2y} \quad (2.8)$$

onde: λ =fator de atrito do escoamento real
 $\bar{\lambda}$ =fator de atrito médio do escoamento do modelo
 S =distância ao longo do escoamento na geometria real
 Y =altura do canal real



(a) folga real



(b) Modelo da folga

Figura 2.2 Geometria usada por Yanagisawa e Shimizu (1985) para modelar o escoamento pela folga radial

Considerando λ constante ao longo do escoamento e $\theta_3 - \theta_2 = 2\pi$, tem-se:

$$L_{can} = \frac{2 \pi \delta R_c}{e (1 - \chi^2)^{1/2}} \quad (2.9)$$

onde: R_c =raio interno do cilindro
 e =excentricidade do excêntrico
 $\chi = 1 - (\delta / e)$

A vazão no canal é calculada considerando-se o vazamento como sendo compressível, adiabático e com atrito de gás refrigerante (escoamento de Fanno). Se a velocidade na saída do canal, V_3 , é igual à velocidade do som, o número de Mach, M_2 , na entrada do canal é calculado pela Equação 2.10. Note-se, neste caso, que γ refere-se à relação entre os calores específicos.

$$\bar{\lambda} \frac{L_{\text{can}}}{2\delta} = \frac{1 - M_2^2}{\gamma M_2^2} + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \log \left[\frac{(\gamma + 1) M_2^2}{2 + (\gamma - 1) M_2^2} \right] \quad (2.10)$$

e a vazão na saída por:

$$\dot{m}_3 = \rho_3 V_3 A_3 = \frac{P_3}{RT_3} M_3 \sqrt{\gamma R T_3} \delta H \quad (2.11a)$$

onde:

$$P_3 = P_2 M_2 \left[\frac{\gamma + 1}{2 + (\gamma - 1) M_2^2} \right]^{-1/2} \quad (2.11b)$$

$$P_2 = P_1 \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2 \right]^{\frac{\gamma}{1 - \gamma}} \quad (2.11c)$$

$$T_3 = T_1 \left[1 + \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right) M_3^2 \right]^{-1} \quad (2.11d)$$

e $M_3 = 1$ (escoamento bloqueado na saída do canal).

No entanto, quando o escoamento não está bloqueado, deve-se usar um procedimento iterativo para obter as propriedades na saída do escoamento.

Os resultados obtidos através do modelo proposto por Yanagisawa e Shimizu (1985) concordam muito bem com os dados experimentais, embora o experimento também seja realizado com escoamento de gás puro, ou seja, na ausência de qualquer quantidade de óleo e, conseqüentemente, distante da situação real. Seus resultados comprovam a grande influência do atrito no vazamento do gás. Para $\delta = 23 \mu\text{m}$ e escoamento de ar, a vazão fornecida pelo modelo não viscoso é cerca de três vezes maior que a vazão fornecida pelo modelo viscoso. Além disso, o modelo proposto por Yanagisawa e Shimizu (1985) incorpora o comportamento dinâmico do pistão rolante, levando em conta, inclusive, a variação temporal do valor da folga radial, δ . Isto permite prever o comportamento transiente do escoamento. Por ser um escoamento de gás

comandado pela diferença de pressão, os autores não levam em conta a influência da velocidade tangencial do pistão rolante. Este modelo mostra que o vazamento de gás refrigerante aumenta no final de cada revolução do pistão rolante, devido ao comportamento dos mancais, os quais provocam um crescimento no valor da folga.

Lee e Min (1988) concordam com Reed e Hamilton (1980) quanto à natureza do fluido de vazamento, ou seja, também consideram-no como sendo uma mistura de óleo lubrificante e gás refrigerante. Entretanto, modelam o vazamento como um escoamento laminar puramente viscoso de óleo e usam a equação de Reynolds para mancal radial longo, muito utilizada na teoria da lubrificação hidrodinâmica. Sobre o resultado, aplicam dois coeficientes multiplicativos: um deles, AE , que leva em consideração a diferença de solubilidade do gás no óleo entre os lados de alta e baixa pressão; o outro, L_{rc} , para levar em conta a falta de tempo para que o refrigerante se dissolva e se separe completamente do óleo. A equação obtida para a vazão de gás refrigerante é dada por:

$$\dot{m} = L_{rc} AE [p(\gamma) - p_s] \frac{\rho_{\text{óleo}} H \delta}{2} \left(\frac{4 V_{tr} + p^+}{3} \right) \quad (2.12a)$$

onde:

$$p^+ = \frac{\delta^2 [p(\gamma) - p_s]}{6 \mu_{\text{óleo}} V_{tr} \sqrt{2 \varrho \delta}} \quad (2.12b)$$

$$\varrho = \frac{R_p R_c}{R_p + R_c} \quad (2.12c)$$

- e,
- $L_{rc}=0,22$
 - $p(\gamma)$ =pressão instantânea da câmara de compressão
 - p_s =pressão de sucção
 - $\rho_{\text{óleo}}$ =massa específica do óleo lubrificante
 - V_{tr} =velocidade tangencial absoluta do pistão rolante (constante)
 - R_p = raio externo do pistão rolante
 - R_c =raio interno do cilindro
 - $\mu_{\text{óleo}}$ =viscosidade dinâmica do óleo lubrificante

Este modelo de escoamento transiente também inclui a modelagem do processo de compressão do gás e da dinâmica do pistão rolante, entretanto, não inclui a variação de sua velocidade tangencial. Além disso, os autores não apresentam nenhum resultado específico com

respeito ao escoamento pela folga radial, concentrando sua análise nas características de performance do compressor como um todo.

Com o objetivo de investigar o fenômeno do vazamento de gás pela folga radial de compressores rotativos de pistão rolante da maneira que realmente ocorre, Costa *et al.* (1990) realizam experimentos de visualização do escoamento através da folga com o compressor em funcionamento normal, usando bancadas de ensaio dinâmico e estático. Através do ensaio dinâmico pode-se observar a formação de um filme de fluido nas proximidades da folga radial e uma forte formação de bolhas de refrigerante logo após a passagem do fluido pela folga, como mostra o esquema da Figura 2.3. Ao passar pela folga radial, o escoamento sofre uma queda abrupta de pressão, o que provoca a liberação do refrigerante absorvido na forma de bolhas.

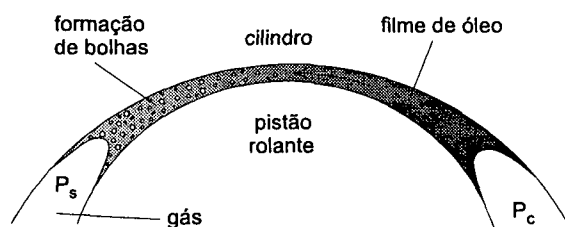


Figura 2.3 Forma do vazamento observada por Costa *et al.* (1990) no ensaio dinâmico

Os autores comentam que um modelo apropriado para o vazamento através da folga radial deve ser o escoamento de óleo através de um canal convergente-divergente com formação de bolhas. Entretanto, propõem um modelo de escoamento viscoso de óleo lubrificante puro através do canal convergente-divergente mostrado na Figura 2.4.

Para calcular a vazão através da folga radial, os autores estabelecem um balanço entre forças de pressão e viscosas em um escoamento incompressível, bidimensional, em regime permanente de óleo com propriedades constantes. Os efeitos de inércia são desprezados, embora a curvatura do canal seja considerada. A equação diferencial resultante do balanço de forças é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{\partial p}{\partial \theta} = f(\theta) \quad (2.13)$$

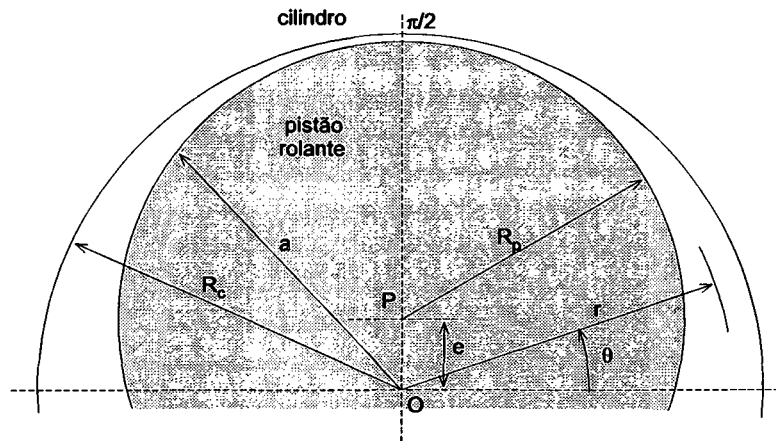


Figura 2.4 Geometria adotada por Costa *et al* para o vazamento pela folga radial.

A solução da Equação 2.13 fornece o perfil de velocidade, a distribuição de pressão e a vazão volumétrica do escoamento, dadas pelas Equações 2.14.

$$u = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) R_c \left[1 - \frac{r}{R_c} - \left(\frac{1 - a/R_c}{\ln(a/R_c)} \right) \ln \left(\frac{r}{R_c} \right) \right] \quad (2.14a)$$

$$Q = \int_a^{R_c} u H_p dr \quad (2.14b)$$

$$\frac{dp}{d\theta} = -\frac{2\mu Q}{H_p R_c^2} \left[1 - \left(\frac{a}{R_c} \right)^2 + \frac{2(1 - a/R_c)^2}{\ln(a/R_c)} \right]^{-1} \quad (2.14c)$$

onde,

$$a = e \sin \theta + \sqrt{R_p^2 - e^2 \cos^2 \theta} \quad (2.14d)$$

Seus resultados numéricos concordam bem com os dados experimentais obtidos do ensaio estático com escoamento de óleo lubrificante puro.

Xiuling *et al.* (1992) propõem um outro modelo matemático para calcular o vazamento de gás em pequenas folgas. O escoamento do gás, considerado compressível, é resolvido levando-se em consideração tanto as forças de inércia quanto as forças viscosas. A geometria adotada é mostrada na Figura 2.5.

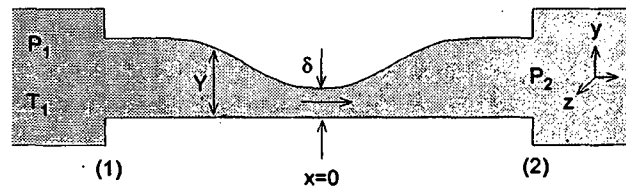


Figura 2.5 Geometria adotada por Xiuling *et al.* (1992) para modelar o vazamento de gás em pequenas folgas

Os autores assumem escoamento bidimensional, ou seja, que a largura do canal é muito grande comparada a sua altura e que $Y(x)$ varia suavemente na direção do escoamento, isto é, $\partial p / \partial x \gg \partial p / \partial z$. Além disso, devido à pequena dimensão da folga, as variações da velocidade u (direção x) ao longo de y são consideradas muito maiores do que em outras direções. Admitindo escoamento adiabático e comportamento de gás ideal, as seguintes equações fundamentais são obtidas:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.15a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) = 0 \quad (2.15b)$$

$$p = \xi \rho R T \quad (2.15c)$$

$$p / \rho^\gamma = \text{cte} \quad (2.15d)$$

onde: ξ = coeficiente de compressibilidade

Os termos de inércia da Equação 2.15a são aproximados por uma média na secção transversal do canal, conforme a Equação 2.16:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\rho}{Y} \int_0^Y \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) dy \quad (2.16)$$

A solução do sistema de Equações 2.15, considerando condições de contorno de não deslizamento nas paredes sólidas, fornece o gradiente de pressão na direção do escoamento:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\frac{12\mu\xi Q}{Y^3} - \frac{6\xi p Q^2}{5RTY^3} \frac{dY}{dx}}{\frac{6\xi Q^2}{5\gamma RTY^2} - 1} \quad (2.17a)$$

onde:

$$Q = -\frac{Y^3 f(x)}{12} \quad (2.17b)$$

$$f(x) = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2.17c)$$

Seguindo o procedimento descrito por Xiuling *et al.* (1992) para a dedução da Equação 2.17a, obtém-se, neste trabalho, uma equação ligeiramente diferente, dada por:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\frac{12\mu Q}{Y^3} - \frac{6p Q^2}{5\xi RTY^3} \frac{dY}{dx}}{\frac{6Q^2}{5\gamma\xi RTY^2} - 1} \quad (2.17d)$$

O modelo proposto por Xiuling *et al.* (1992) fornece resultados que se ajustam melhor aos resultados experimentais, quando comparados àqueles obtidos com modelos isentrópico e puramente viscoso. São apresentados resultados experimentais para a vazão volumétrica contra a pressão, ambos medidos na entrada do escoamento, para o escoamento de R-12 e R-22 e diferentes folgas, δ . Para a comparação com os resultados obtidos a partir do modelo proposto, Equação 2.17a, os autores aparentemente assumem as grandezas Q e T constantes, apesar do modelo considerá-las variáveis, e integram a equação entre as pressões de entrada e saída do escoamento. Os resultados apresentados não podem ser checados, pois os autores não apresentam os dados da geometria do escoamento. Além disso, os experimentos são realizados somente com gás, na ausência de óleo lubrificante, o que está bastante distante da situação real de vazamento. Os resultados mostram que, quando o valor da folga e diferença de pressão através do canal são pequenos, os efeitos viscosos são mais importantes que os efeitos de inércia. Neste caso, os resultados do modelo puramente viscoso e aqueles obtidos pelo modelo de Xiuling *et al.* são semelhantes. Caso contrário, os efeitos de inércia se tornam mais importantes e os resultados dos modelos se distanciam substancialmente.

Zhen e Zhiming (1994) apresentam um modelo para o vazamento de gás através de folgas de compressores, caracterizadas pela geometria mostrada na Figura 2.5, e aplicam-no, como exemplo, ao vazamento de gás pela folga radial de compressores rotativos de pistão rolante, Figura 2.4. O trabalho considera as hipóteses de escoamento compressível, unidimensional, em regime permanente, com atrito e adiabático. Nestas condições e utilizando comportamento de gás perfeito, o escoamento no canal convergente-divergente é descrito pelas Equações 2.18.

$$\frac{dp}{p} = \frac{1}{1-M^2} \left[(\gamma M^2 - 1) \frac{dA}{A} - \gamma M^2 \frac{f S dx}{2A} \right] \quad (2.18a)$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{\gamma-1}{\gamma(1-M^2)} \left[(\gamma M^2 - 1) \frac{dA}{A} - \gamma M^2 \frac{f S dx}{2A} \right] \quad (2.18b)$$

$$\frac{dV}{V} = -\frac{1}{1-M^2} \left[\left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \frac{dA}{A} - M^2 \frac{f S dx}{2A} \right] \quad (2.18c)$$

$$\frac{dM}{M} = -\frac{1}{2(1-M^2)} \left[\left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) (\gamma M^2 + 1) \frac{dA}{A} + (\gamma+1) M^2 \frac{f S dx}{2A} \right] \quad (2.18d)$$

onde: S=perímetro molhado
A=área de secção transversal
M=número de Mach
V=velocidade
p=pressão estática
T=temperatura

O fator de atrito, f, é dado pelas seguintes equações:

$$f=96/Re \quad \text{para } Re \leq 3560 \quad (2.19a)$$

$$f=0,3164/Re^{0,25} \quad \text{para } Re > 3560 \quad (2.19b)$$

onde: $Re=\rho V D_{eq}/\mu$
 D_{eq} =diâmetro equivalente (o artigo não define)
 ρ =massa específica do fluido
 μ =viscosidade dinâmica do fluido

A partir de condições de entrada para p , T , e V , as variáveis do problema são determinadas ao longo da direção x usando o método de Runge-Kutta. Os resultados numéricos obtidos para o vazamento pela folga radial concordam bem com os dados experimentais de Xiuling *et al.* (1992). Apesar disso, os autores reconhecem que o fluido de vazamento, na realidade, é uma mistura de óleo lubrificante e gás refrigerante e, conseqüentemente, a vazão real é menor do que aquela resultante de sua formulação.

Huang (1994), como a maioria dos demais pesquisadores, também considera o vazamento através de pequenas folgas como sendo um escoamento laminar e compressível de gás refrigerante puro. O escoamento é modelado usando uma análise bidimensional e outra quase-unidimensional.

Para a aproximação bidimensional, as equações de Navier-Stokes, na forma adimensional, para o escoamento laminar, viscoso e compressível são empregadas para computar, utilizando o método dos volumes finitos, o campo detalhado do escoamento através da folga, cuja geometria é mostrada na Figura 2.6.

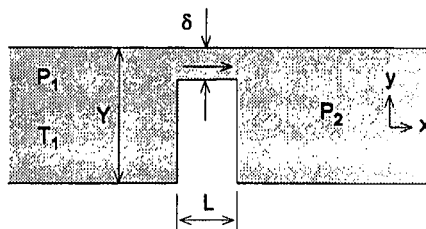


Figura 2.6 Geometria da folga considerada por Huang (1994)

A comparação dos resultados obtidos pelos dois modelos estabelece que quando a folga, δ , é pequena, comparada ao comprimento L ($\delta/L < 0,01$), o modelo quase-unidimensional é adequado para prever o vazamento.

As equações governantes para o modelo quase-unidimensional, aplicado à geometria mostrada na Figura 2.7, considerando $\delta/L \ll 1$, resultam nas Equações 2.20.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (2.20a)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \tag{2.20b}$$

$$\rho C_p \left(u \frac{dT}{dx} \right) = u \frac{dp}{dx} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \tag{2.20c}$$

$$p = \rho R T \tag{2.20d}$$

A solução das Equações 2.20, via método integral, fornece a seguinte equação:

$$\frac{\delta_x^4 (\gamma - 1) \mu}{80 \gamma p} G^3 + \frac{1}{120} \left(\delta_x^3 \frac{d\delta_x}{dx} + \frac{\delta_x^4}{\gamma p} \frac{dp}{dx} \right) G^2 + \frac{\mu}{\rho} G - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = 0 \tag{2.21a}$$

onde a vazão por unidade de largura do canal é dada por:

$$\dot{m} = \int_0^{\delta_x} \rho u dy = - \frac{\rho \delta_x^3}{12} G \tag{2.21b}$$

A Equação 2.21a é aplicável para ambas as geometrias mostradas na Figura 2.7, desde que $\delta_x/L \ll 1$ ou $L/R \ll 1$.

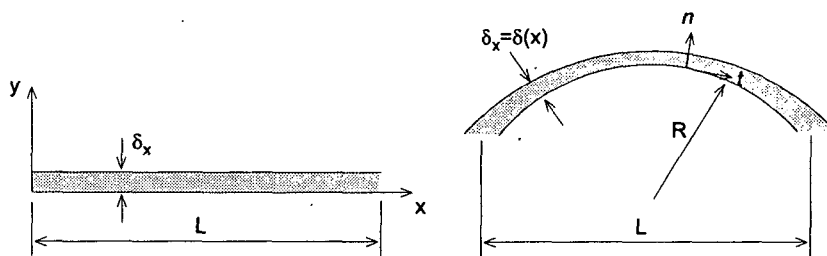


Figura 2.7 Geometrias usadas por Huang (1994) para o vazamento quase-unidimensional

Huang (1994) comenta que, para pequenas folgas, a análise bidimensional do escoamento usando as equações de Navier-Stokes são mais gerais e, portanto, aplicáveis, também, a folgas maiores. Para uma folga de 10 μm e comprimento de 3 mm, o autor mostra que nenhum dos efeitos pode ser desprezado no modelo quase-unidimensional, isto é, a Equação 2.21

deve estar completa. Huang (1994) observa, além disso, que o escoamento torna-se bloqueado quando a diferença de pressão aumenta, para folgas entre 20 e 40 μm . Os resultados numéricos do modelo quase-unidimensional concordam bem com os resultados experimentais de Suefuji *et al.* (1992).

Leyderman e Lisle (1995) modelam o vazamento pela folga radial assumindo escoamento de óleo com refrigerante dissolvido e de gás refrigerante puro, dependendo da dimensão da folga.

Quando a folga é menor do que um valor crítico, $\delta_{cr}=25 \mu\text{m}$, o vazamento de refrigerante é determinado por um modelo de escoamento de óleo com gás dissolvido, usando a seguinte relação termodinâmica da solubilidade do refrigerante no óleo:

$$\dot{m}_{ref} = \dot{m}_{\text{óleo}} (w_c - w_s) \quad (2.22)$$

Na equação acima, w_c e w_s são as concentrações de refrigerante no óleo nas condições das câmaras de compressão e sucção, respectivamente. Neste caso, os autores consideram escoamento incompressível de óleo, assumindo que o vazamento é governado tanto pela diferença de pressão como pela velocidade tangencial do pistão. No cálculo da diferença de pressão, eles desenvolvem um modelo para a determinação da pressão na câmara de compressão, embora não o apresentem. Além disso, aparentemente assumem um valor constante para a velocidade tangencial. Os autores comentam, também, que o uso das relações termodinâmicas de solubilidade podem superestimar o vazamento, pois o processo no compressor ocorre rapidamente, não permitindo que a estabilidade termodinâmica seja alcançada. Embora tenham suposto que o líquido em escoamento é a mistura óleo-refrigerante, não deixam claro a maneira de cálculo das propriedades físicas desta mistura. Aparentemente, calculam-nas para o óleo puro, desconsiderando o efeito do refrigerante dissolvido.

Acima do valor crítico, os autores assumem o escoamento compressível de gás puro entre duas camadas de líquido, formadas pela mistura óleo-refrigerante, as quais permanecem em contato com as superfícies do pistão e cilindro. A vazão de refrigerante é calculada pela seguinte equação:

$$\dot{m}_{ref}(\gamma) = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2)(w_c - w_s) + \dot{m}_3 \quad (2.23)$$

onde: \dot{m}_1 =vazão de óleo devida à interação com o escoamento do gás;
 \dot{m}_2 =vazão de óleo devida ao movimento do pistão;
 \dot{m}_3 =vazão de gás puro.

O cálculo da dimensão da folga radial é efetuado considerando o ajuste da bomba (*pump setting*), o que resulta numa folga variável ao longo do ciclo do pistão rolante. A determinação simplificada do valor crítico da folga é efetuada, considerando o momento do rompimento do filme devido ao aumento da pressão de compressão. A força de pressão torna-se maior do que a força de atrito viscoso, rompendo o filme de óleo numa determinada dimensão da folga. O comprimento da folga também é determinado, simplificada, através deste valor crítico da folga. Os resultados numéricos são comparados aos experimentais com base em dados da eficiência global do compressor. Embora os autores tenham conseguido boas concordâncias, este método não garante a validade do modelo, pois o cálculo da eficiência global envolve todos os demais vazamentos da bomba. Portanto, não é possível isolar somente o vazamento pela folga radial. Entretanto, algumas conclusões importantes são fornecidas por este trabalho:

- o fluido do vazamento também é tratado como uma mistura óleo-refrigerante;
- a influência da velocidade tangencial é importante. Esta informação, entretanto, já era conhecida de resultados do presente trabalho, já publicados em Gasche *et al.* (1994);
- a liberação do refrigerante dissolvido ocorre somente quando a mistura alcança a câmara de sucção;
- os autores acreditam, apesar de não apresentarem nenhuma comprovação experimental, na impossibilidade da ocorrência do escoamento bifásico, devido à rapidez do processo;
- é necessário um maior número de pesquisas para melhor qualificar o comportamento do escoamento da mistura óleo-refrigerante em pequenas folgas.

2.3 CONCLUSÃO

Neste capítulo são apresentados os principais trabalhos efetuados nos últimos 20 anos, com relação ao vazamento pela folga radial de compressores de pistão rolante. Esta revisão mostra que muitos pesquisadores tratam este problema assumindo o escoamento compressível de gás refrigerante puro, sem levar em conta a presença do lubrificante. Outros, entretanto,

consideram sua presença, mas desenvolvem modelos simplificados e não incluem a influência do refrigerante dissolvido nas propriedades físicas do fluido resultante. Nenhum trabalho considera a hipótese de escoamento bifásico visualizado por Costa *et al.* (1990). Portanto, muito ainda deve ser feito no sentido de melhor compreender este fenômeno, tão importante na maximização da eficiência do compressor, mesmo porque pode ser aplicado em outras folgas e outros compressores. Isto mostra uma lacuna que pode ser preenchida por este trabalho, que tem como principal objetivo estudar o escoamento estacionário e transiente de óleo e da mistura óleo-refrigerante pela folga radial.

PROCESSO DE COMPRESSÃO E DINÂMICA DO PISTÃO ROLANTE

3.1 INTRODUÇÃO

O escoamento pela folga radial do compressor de pistão rolante resulta da diferença entre as pressões nas câmaras de compressão e sucção e da velocidade tangencial do pistão rolante, que são parâmetros variáveis ao longo de uma revolução completa do pistão. Como um dos objetivos do presente trabalho é estudar esse escoamento em regime transiente, a determinação desses parâmetros é essencial, visto que são usados como condições de contorno para o problema do escoamento.

A determinação desses parâmetros é realizada através da análise do processo de compressão do gás e da dinâmica das partes móveis do compressor, ou seja, palheta, pistão rolante e excêntrico. Essa análise é bastante complexa devido ao acoplamento existente entre essas três peças. A variação de pressão e a presença de óleo na câmara de compressão, a condição de lubrificação e a temperatura na interface entre palheta e pistão, o efeito da rugosidade superficial e as vibrações tornam a análise da dinâmica do compressor ainda mais difícil.

Este capítulo apresenta a modelagem do processo de compressão do gás e da dinâmica do pistão rolante, cujo objetivo é obter a pressão no interior da câmara de compressão (pressão de compressão) e a velocidade tangencial absoluta para uma revolução completa do pistão. O assunto é dividido em três tópicos principais: a determinação do volume e taxa de variação do volume da câmara de compressão, da pressão de compressão e da velocidade tangencial do pistão. Toda modelagem é baseada no trabalho desenvolvido por Krueger (1988).

No final do capítulo é apresentada uma análise de sensibilidade do processo de compressão e da dinâmica do pistão em relação às variáveis críticas do problema.

3.2 RELAÇÕES GEOMÉTRICAS DO CILINDRO

O volume e a taxa de variação do volume da câmara de compressão são duas variáveis importantes na modelagem da dinâmica do pistão rolante e constituem simples relações geométricas entre as partes do compressor. Nesta seção são apresentados somente os resultados finais da análise, sendo que os detalhes da dedução estão contidos no Apêndice A.

3.2.1 Volume da câmara de compressão

A modelagem do volume da câmara de compressão aqui realizada considera apenas as principais contribuições, desprezando alguns pequenos volumes de menor influência para os objetivos deste trabalho. Sendo assim, o volume da câmara de compressão, $V_{cc}(\gamma)$, pode ser escrito como:

$$V_{cc}(\gamma) = V_t - V_{cs}(\lambda) - V_b(\gamma) \quad (3.1)$$

onde,

$$V_{cs}(\gamma) = V_{rc}(\gamma) - V_{rr}(\gamma) - V_{tr}(\gamma) - \frac{V_b(\gamma)}{2} \quad (3.2a)$$

é o volume da câmara de sucção e,

$$V_t = V_{sw} + V_{od} \quad (3.2b)$$

$$V_{sw} = \pi (R_c^2 - R_p^2) H_c \quad (3.2c)$$

$$V_{od} = \frac{\pi D_{od}^2}{4} H_{od} \quad (3.2d)$$

$$V_{rc} = \frac{1}{2} R_c^2 H_c \gamma \quad (3.2e)$$

$$V_{tr} = \frac{1}{2} e \operatorname{sen} \gamma H_c C \quad (3.2f)$$

$$V_{rr} = \frac{1}{2} R_p^2 H_c [\gamma + \operatorname{arcsen}(ER \operatorname{sen} \gamma)] \quad (3.2g)$$

$$V_b = H_c B_b D - 2V_4 \quad (3.2h)$$

$$V_4 = A_4 H_c \quad (3.2i)$$

$$A_4 = \frac{R_b B_b}{2} - \frac{B_t R_b \cos \alpha_1}{4} - \frac{R_b^2 \alpha_1}{2} \quad (3.2j)$$

$$C = e \cos \gamma + R_p \sqrt{1 - ER^2 \sin^2 \gamma} \quad (3.2k)$$

$$ER = e / R_p \quad (3.2l)$$

$$D = R_c - C \quad (3.2m)$$

$$\alpha_1 = \arcsen \left(\frac{B_b}{2R_b} \right) \quad (3.2n)$$

3.2.2 Taxa de variação do volume da câmara de compressão

A taxa de variação do volume da câmara de compressão é dada pela Equação 3.3.

$$\dot{V}_{cc}(\gamma) = \frac{dV_{cc}}{dt} = \frac{\partial V_{cc}}{\partial \gamma} \frac{d\gamma}{dt} \quad (3.3)$$

Assumindo que a velocidade de rotação do eixo de acionamento é constante e sabendo que,

$$\gamma(t) = \omega t \quad (3.4)$$

onde $\omega = 2\pi N/60$ é a velocidade angular e N é a velocidade de rotação do eixo de acionamento em rpm, obtém-se:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \dot{\gamma}(t) = \omega \quad (3.5)$$

Assim,

$$\dot{V}_{cc}(\gamma) = - \left(\frac{\partial V_{cs}}{\partial \gamma} + \frac{\partial V_b}{\partial \gamma} \right) \dot{\gamma} \quad (3.6a)$$

onde,

$$\frac{\partial V_{cs}}{\partial \gamma} = \frac{\partial V_{rc}}{\partial \gamma} - \frac{\partial V_{\pi}}{\partial \gamma} - \frac{\partial V_{tr}}{\partial \gamma} - \frac{1}{2} \frac{\partial V_b}{\partial \gamma} \quad (3.6b)$$

$$\frac{\partial V_{rc}}{\partial \gamma} = \frac{1}{2} H_c R_c^2 \quad (3.6c)$$

$$\frac{\partial V_{\pi}}{\partial \gamma} = \frac{1}{2} R_p^2 H_c \left(1 + \frac{ER \cos \gamma}{\sqrt{1 - ER^2 \sin^2 \gamma}} \right) \quad (3.6d)$$

$$\frac{\partial V_{tr}}{\partial \gamma} = \frac{\partial V_{tr1}}{\partial \gamma} + \frac{\partial V_{tr2}}{\partial \gamma} + \frac{\partial V_{tr3}}{\partial \gamma} \quad (3.6e)$$

$$\frac{\partial V_{tr1}}{\partial \gamma} = H_c e^2 \cos^2 \lambda - \frac{1}{2} H_c e^2 \quad (3.6f)$$

$$\frac{\partial V_{tr2}}{\partial \gamma} = - \frac{1}{2} \frac{H_c e R_p ER^2 \sin^2 \gamma \cos \gamma}{\sqrt{1 - ER^2 \sin^2 \gamma}} \quad (3.6g)$$

$$\frac{\partial V_{tr3}}{\partial \gamma} = \frac{1}{2} R_p H_c e \cos \gamma \sqrt{1 - ER^2 \sin^2 \gamma} \quad (3.6h)$$

$$\frac{\partial V_b}{\partial \gamma} = H_c B_b e \sin \gamma + \frac{H_c B_b R_p ER^2 \sin \gamma \cos \gamma}{\sqrt{1 - ER^2 \sin^2 \gamma}} \quad (3.6i)$$

Os dados necessários para a determinação de $V_{cc}(\gamma)$ e $\dot{V}_{cc}(\gamma)$ são: R_c , R_p , H_c , e , B_b , D_{od} , H_{od} , R_b e ω .

3.3 PRESSÃO NA CÂMARA DE COMPRESSÃO

A determinação da pressão de compressão é realizada através da modelagem do processo de compressão do refrigerante no interior da câmara de compressão. O processo politrópico e o princípio da conservação da energia são usados na análise dos processos de expansão e compressão de refrigerante em compressores de refrigeração. O processo politrópico

é adequado para expressar o estado do gás dentro do cilindro, apenas quando a válvula de descarga está fechada. O princípio da conservação da energia, entretanto, é aplicável também quando a válvula está aberta.

A utilização do processo politrópico tem mostrado que um índice politrópico médio pode ser selecionado para prever, com boa precisão, a pressão dentro de um volume de controle, o mesmo não ocorrendo com a previsão da temperatura. O uso do princípio da conservação da energia, no qual a pressão e a temperatura são avaliadas através de uma equação de estado considerando a energia contida no volume de controle, geralmente conduz a valores de pressão e temperatura mais precisos do que o processo politrópico, segundo Krueger (1988), e por isso, é utilizado neste trabalho.

3.3.1 Determinação da temperatura na câmara de compressão

A análise do processo de compressão realizada neste trabalho utiliza o princípio da conservação da energia, ou primeira lei da termodinâmica, aplicada a um volume de controle envolvendo o gás contido no interior da câmara de compressão e orifício de descarga, dada pela Equação 3.7.

$$\frac{dU}{dt} = \dot{Q} + \dot{W}_{\text{eixo}} + h_i \dot{m}_i - h_o \dot{m}_o \quad (3.7)$$

Os subíndices *i* e *o* acima denotam, respectivamente, a entrada e a saída da câmara de compressão. Adota-se aqui que quantidade de calor e de trabalho entrando no volume de controle são ambos positivos.

Na equação anterior, o termo mais difícil de se avaliar é a taxa de transferência de calor, \dot{Q} . Devido à falta de valores precisos para esta variável, a menos que métodos computacionais baseados na discretização do volume de controle sejam usados, Krueger (1988) sugere que a taxa de transferência de calor seja relacionada com o trabalho de compressão através da seguinte equação:

$$\dot{Q} = h_{\text{eq}} \dot{W}_{\text{eixo}} = -h_{\text{eq}} p \dot{V} \quad (3.8)$$

onde h_{eq} é um coeficiente empírico, semelhante ao índice politrópico, denominado coeficiente equivalente de transferência de calor, podendo assumir valores positivos ou negativos.

Introduzindo a Equação 3.8 na Equação 3.7 e considerando que não exista qualquer quantidade de massa entrando na câmara de compressão, obtém-se:

$$\frac{dU}{dt} = -p \dot{V} (1 + h_{eq}) - h_o \dot{m}_o \quad (3.9)$$

Usando as equações de definição de entalpia, energia interna específica,

$$h = u + p v \quad (3.10a)$$

$$U = m u \quad (3.10b)$$

e a equação da conservação da massa,

$$\frac{dm}{dt} = -\dot{m}_o \quad (3.11)$$

a Equação 3.9 torna-se,

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{m} \left[-p \dot{V} (1 + h_{eq}) - (u_o + p_o v_o) \dot{m}_o + u \dot{m}_o \right] \quad (3.12)$$

onde u é a energia interna específica do gás no interior da câmara de compressão.

A equação da primeira lei da termodinâmica em termos da temperatura pode ser obtida considerando-se a relação termodinâmica que define a variação de energia interna de um gás real, ou seja:

$$du = C_v dT + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv \quad (3.13)$$

A determinação explícita da variação da energia interna depende do conhecimento da equação de estado para o refrigerante. A equação de Redlich-Kwong-Soave é considerada uma boa equação de estado para prever as propriedades termodinâmicas de refrigerantes. Esta equação possui a forma,

$$p = \frac{R T}{v - b_e} - \frac{a_e \alpha_e}{v(v + b_e)} \quad (3.14a)$$

onde,

$$a_e = 0,4275 \frac{R^2 T_{cr}^2}{P_{cr}} \quad (3.14b)$$

$$b_e = 0,0867 \frac{R T_{cr}}{P_{cr}} \quad (3.14c)$$

$$\alpha_e = \left[1 + s_e \left(1 - T_{rd}^{\frac{1}{2}} \right) \right]^2 \quad (3.14d)$$

$$s_e = 0,480 + 1,574 w_e - 0,176 w_e^2 \quad (3.14e)$$

$$T_{rd} = T / T_{cr} \quad (3.14f)$$

$$w_e = -1 - \log \left(\frac{P_{0,7}}{P_{cr}} \right) \quad (3.14g)$$

$$P_{0,7} = \text{pressão de vapor a } T_{rd} = 0,7 \quad (3.14h)$$

Introduzindo a equação de estado, Equação 3.14a, na Equação 3.13, obtém-se:

$$du = C_v dT + \zeta dv \quad (3.15a)$$

onde,

$$\zeta = \frac{a_e + 2a_e s_e + a_e s_e^2 - (a_e s_e + a_e s_e^2) \left(\frac{T}{T_{cr}} \right)^{\frac{1}{2}}}{v(v + b_e)} \quad (3.15b)$$

Usando esta equação, a Equação 3.12 transforma-se em:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{mC_v} \left[-p \dot{V}(1 + h_{eq}) + (u - u_o) \dot{m}_o - p_o v_o \dot{m}_o - m \zeta \frac{dv}{dt} \right] \quad (3.16)$$

que, após integrada, fornece a temperatura no interior da câmara de compressão em cada instante de tempo. A integração da Equação 3.16 é realizada usando-se o método de Runge-Kutta de quarta ordem. Conhecida a temperatura, a pressão na câmara de compressão pode ser calculada através da equação de estado, Equação 3.14a.

A solução da Equação 3.16 somente é possível se as seguintes variáveis forem conhecidas: m , C_v , u , u_o , \dot{m}_o , p_o , T_o , v_o e dv/dt . A seguir são apresentadas as equações para o cálculo destas variáveis.

Calor específico a volume constante

A equação do calor específico a volume constante para o refrigerante R22, ajustada através dos dados fornecidos pelo *software* comercial REFPROP, é dada pela Equação 3.17.

$$C_v(T) = 522,18347 + 1,1727416 T - 5,53508 \times 10^{-4} T^2 \quad (3.17)$$

onde T é dada em $^{\circ}\text{C}$ e C_v em $\text{J/kg } ^{\circ}\text{C}$.

Energia interna específica

O cálculo da energia interna pode ser feito através da integração da Equação 3.15a, considerando-se um estado de referência qualquer.

$$u(T) = C_v(T) T + \left[\frac{a_e + 2a_e s_e + a_e s_e^2 - (a_e s_e + a_e s_e^2) \sqrt{T/T_{cr}}}{b_e} \right] \ln \left(\frac{v}{v + b_e} \right) \quad (3.18)$$

Taxa de variação do volume específico

O termo de variação de volume específico no interior da câmara de compressão pode ser calculado observando-se que:

$$v = V / m \quad (3.19)$$

e, portanto:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\dot{V}(\gamma)}{m} + \frac{V(\gamma)}{m^2} \dot{m}_o \quad (3.20)$$

A determinação das demais variáveis é realizada através da análise do escoamento de gás refrigerante pela válvula de descarga. Para isto, é necessária a proposição de um modelo para a dinâmica da válvula, que fornecerá a magnitude de seu deslocamento.

3.3.2 Dinâmica da válvula de descarga

As válvulas usadas em pequenos compressores de refrigeração para controlar o escoamento de gás para ou das câmaras são, usualmente, do tipo automática, ou seja, a própria diferença de pressão através da válvula proporciona o seu movimento. A Figura 3.1 apresenta o esquema de um sistema de válvula geralmente usado em compressores de refrigeração, Figura 3.1a, e o seu modelamento no presente trabalho, Figura 3.1b.

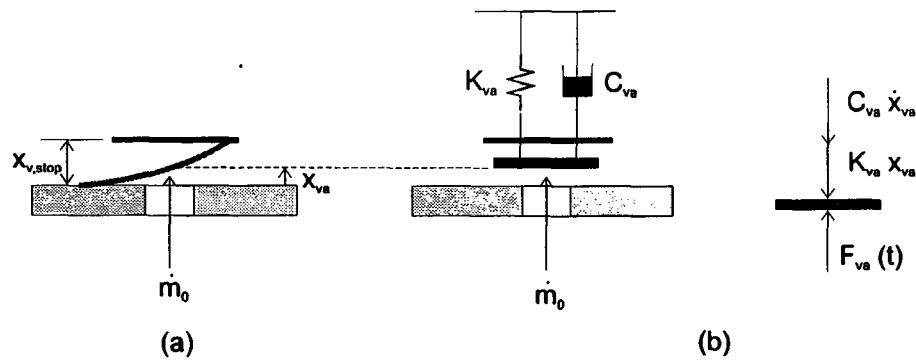


Figura 3.1 Sistema de válvula usado em compressores de refrigeração

Segundo Krueger (1988), a modelagem de placa rígida com um único grau de liberdade para a válvula fornece boa informação sobre o efeito da válvula no escoamento, mas nenhuma informação sobre as tensões na válvula. Como as tensões atuantes na válvula não são de interesse, este modelo é adotado neste trabalho. A válvula é modelada como um sistema massa-mola-amortecedor, fornecendo a conhecida equação:

$$\ddot{x}_{va}(t) = \frac{1}{m_{va}} [F_{va}(t) - K_{va} x_{va}(t) - C_{va} \dot{x}_{va}(t)] \quad (3.21)$$

- onde:
- $x_{va}(t)$ = deslocamento da válvula, m
 - $\dot{x}_{va}(t)$ = velocidade da válvula, m/s
 - $\ddot{x}_{va}(t)$ = aceleração da válvula, m/s²
 - m_{va} = massa da válvula, kg
 - K_{va} = coeficiente de rigidez da válvula, N/m
 - C_{va} = coeficiente de amortecimento da válvula, Ns/m

A força atuando sobre a válvula pode ser calculada pela Equação 3.22:

$$F_{va}(t) = A_{ef}(p - p_d) \quad (3.22)$$

onde p_d é a pressão de descarga.

Uma equação que fornece uma boa representação para a área efetiva de força, A_{ef} , considerando orifício de descarga reto, é dada por Krueger (1988),

$$A_{ef} = A \exp\left(\frac{\ln 0,9}{x_{v,stop}} x_{va}\right) \quad (3.23)$$

onde A é a área do orifício de descarga e $x_{v,stop}$ é o máximo deslocamento da válvula (altura do batente).

Conhecida a força instantânea atuando sobre a válvula, $F_{va}(t)$, e partindo-se da condição de válvula fechada, $x_{va}=0$ e $\dot{x}_{va}=0$, a Equação 3.21 pode ser integrada para fornecer o deslocamento e a velocidade da válvula em qualquer instante de tempo posterior. O método de Runge-Kutta de quarta ordem é usado aqui para efetuar esta integração.

Uma vez determinada a magnitude do deslocamento da válvula de descarga, a vazão de gás refrigerante pode ser determinada pela modelagem do escoamento na válvula.

3.3.3 Escoamento pela válvula de descarga

O escoamento de gás refrigerante na válvula de descarga é modelado como um escoamento compressível através de um bocal convergente, com condições de estagnação a montante e com uma área efetiva de escoamento na saída. A Figura 3.2 mostra um esquema do bocal convergente usado.

A vazão do escoamento é calculada por:

$$\dot{m}_o = \frac{A_{ee} V_o}{v_o} \quad (3.24)$$

Usando a definição do número de Mach, M_o , pode-se determinar a velocidade na saída por:

$$V_o = M_o c_o \quad (3.25)$$

onde c_o é a velocidade local do som na saída.

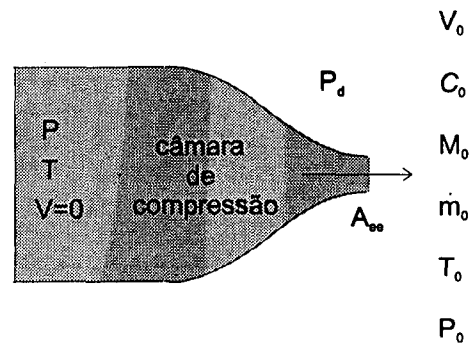


Figura 3.2 Bocal convergente usado na modelagem do escoamento pela válvula de descarga

Considerando-se escoamento subsônico ou, no máximo, escoamento crítico na saída, onde $p_o = p_d$, e comportamento de gás perfeito, a velocidade local do som e o número de Mach na saída são dados por:

$$M_o = \left\{ \left[\left(\frac{P}{p_d} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \frac{2}{\gamma-1} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.26a)$$

$$c_o = \sqrt{\gamma R T_o} \quad (3.26b)$$

Note-se que quando $M_o=1$ na Equação 3.26a,

$$\frac{P}{p_d} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (3.27)$$

Além disso, usando-se a definição de temperatura de estagnação,

$$T_o = \frac{T}{1 + (\gamma-1)M_o^2/2} \quad (3.28)$$

a única variável desconhecida na Equação 3.16 é a área efetiva de escoamento, dada por Krueger (1988) por:

$$A_{ee} = A \left[1 - \exp\left(\frac{-4}{x_{v,stop}} x_{va}\right) \right] \quad (3.29)$$

Volume específico na saída da válvula

O volume específico do gás na saída, v_o , é calculado pela equação de estado, Equação 3.14a, usando-se o método de Newton-Raphson.

A seguir é apresentada a seqüência básica para o cálculo da pressão na câmara de compressão.

3.3.4 Seqüência de cálculo da pressão de compressão

Neste trabalho, a pressão de compressão é calculada de acordo com o seguinte algoritmo:

- 1 Inicializar as variáveis: $t=0$, $T=T_o$, $p=p_o$, $x_{va}=0$ e $\dot{x}_{va} = 0$;
- 2 Calcular o volume inicial da câmara de compressão, Equação 3.1;
- 3 Calcular a taxa de variação do volume na câmara de compressão, Equação 3.6a;
- 4 Calcular o volume específico inicial do gás através da equação de estado, Equação 3.14a, usando o método de Newton-Raphson,

$$v_{inic} = v_{inic}(p_o, T_o);$$

- 5 Calcular a massa inicial de gás no interior da câmara de compressão,

$$m_{inic} = \frac{V_{inic}}{v_{inic}};$$

- 6 Calcular a temperatura do gás no instante posterior, $t+\Delta t$, usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem para a Equação 3.16;
- 7 Calcular a pressão do gás no instante $t+\Delta t$, através da equação de estado, Equação 3.14a, usando $T_{t+\Delta t}$ e v_t ;
- 8 Se a pressão for menor do que a pressão de descarga, p_d , continuar no item 15;
- 9 Calcular a força sobre a válvula através da Equação 3.22;
- 10 Calcular o deslocamento da válvula no instante $t=t+\Delta t$, através da Equação 3.21, usando o método de Newton-Raphson de quarta ordem;

- 11 Se o deslocamento for negativo, continuar no item 15, ou seja, a válvula continua fechada;
- 12 Calcular a vazão na válvula de descarga, \dot{m}_o , através da Equação 3.24;
- 13 Calcular a massa no interior da câmara de compressão no instante $t+\Delta t$,

$$\dot{m}_{t+\Delta t} = m_t - \dot{m}_o \Delta t;$$

- 14 Fazer o incremento de tempo, $t=t+\Delta t$;
- 15 Calcular o volume, a taxa de variação do volume, a energia interna e o calor específico a volume constante do gás na câmara de compressão;
- 16 Calcular o volume específico do gás no instante $t+\Delta t$

$$v_{t+\Delta t} = \frac{V_{t+\Delta t}}{m_{t+\Delta t}};$$

- 17 Retornar ao item 6 e continuar na seqüência até que $\gamma=\gamma_{ree}$, onde deve-se fazer $p=p_o$, $T=T_o$ e $m=0$, sendo γ_{ree} a posição onde ocorre a re-expansão do gás contido no volume morto.

Note-se que, quando $x_{va}=x_{v,stop}$, ou seja, quando a válvula encosta no batente, sua velocidade, \dot{x}_{va} , também deve ser zerada.

As Figuras. 3.3, 3.4 e 3.5 apresentam resultados para a pressão, temperatura e deslocamento da válvula, respectivamente, obtidos para os dados do compressor descrito no Apêndice C.

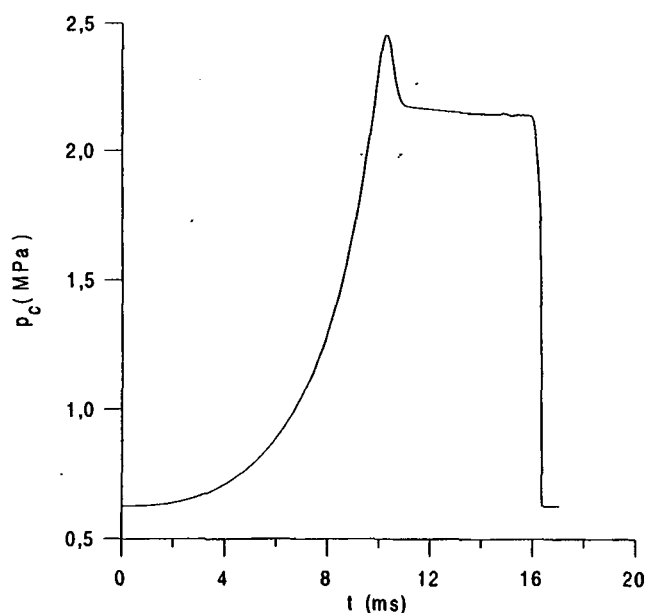


Figura 3.3 Pressão do gás no interior da câmara de compressão

Observa-se nestas figuras, o aumento da pressão e da temperatura de compressão, enquanto a válvula de descarga ainda se encontra fechada. A partir deste instante, a válvula de descarga se abre, permitindo o escoamento do gás; observe-se o aumento brusco de x_{va} na Figura 3.5, num tempo de aproximadamente 10 ms. Com isto, a pressão e a temperatura de compressão sofrem uma pequena redução. Em seguida, a válvula de descarga começa a se fechar, enquanto a pressão de compressão se mantém praticamente constante. A temperatura de compressão, entretanto, continua aumentando. Finalmente, com o novo enchimento da câmara, na temperatura e na pressão de sucção, a válvula se fecha e o ciclo se repete.

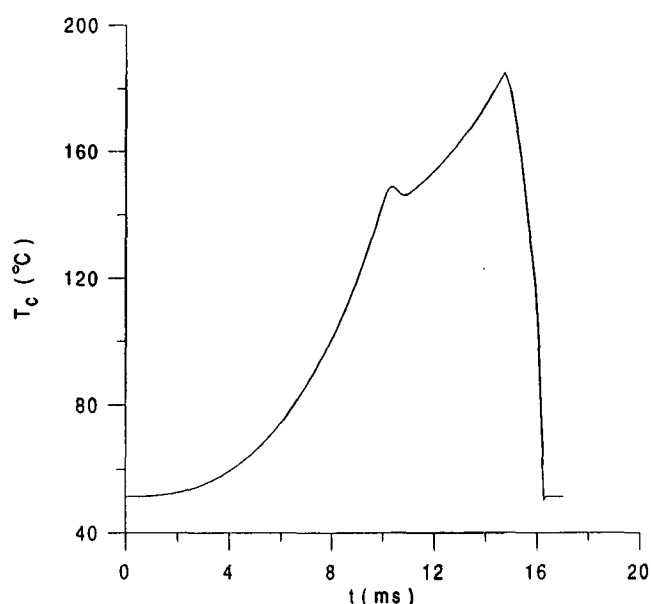


Figura 3.4 Temperatura do gás no interior da câmara de compressão

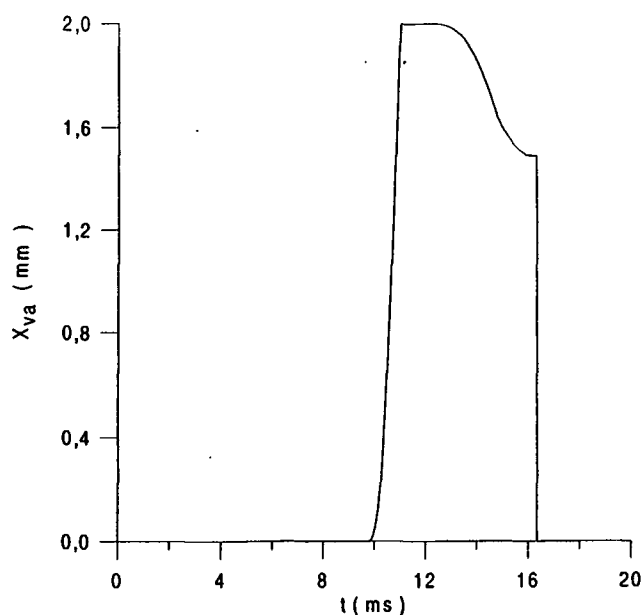


Figura 3.5 Deslocamento da válvula de descarga

3.4 VELOCIDADE TANGENCIAL ABSOLUTA DO PISTÃO ROLANTE

A velocidade tangencial absoluta do pistão rolante é determinada a partir da análise da dinâmica do pistão rolante, que está acoplada à dinâmica da palheta, devido ao contato existente entre essas duas peças. Inicialmente, é necessário efetuar-se a análise da dinâmica da palheta, que fornecerá a força de atrito tangencial atuante sobre o pistão, única variável ainda desconhecida para a análise da dinâmica do pistão rolante.

3.4.1 Dinâmica da palheta

A Figura 3.6 apresenta o esquema de todas as forças atuantes sobre a palheta. Note-se que foi adotado o sentido positivo para as forças \vec{F}_{s1} e \vec{F}_{s2} . O sentido correto dessas forças depende, na realidade, do balanço de forças e momentos atuantes sobre a palheta. Apesar de se considerar a existência de um atrito de contato pontual entre palheta e rasgo da palheta, o que pressupõe uma inclinação da palheta, um movimento linear na direção y é adotado. O cálculo das forças mostradas na Figura 3.6 e de seus respectivos pontos de aplicação em relação ao sistema de coordenadas xy , é agora apresentado.

Força devida à pressão da carcaça, \vec{F}_{bb}

$$\vec{F}_{bb} = F_{bby} \hat{j} = -p_d B_b H_b \hat{j} \quad (3.30a)$$

O vetor posição é dado por,

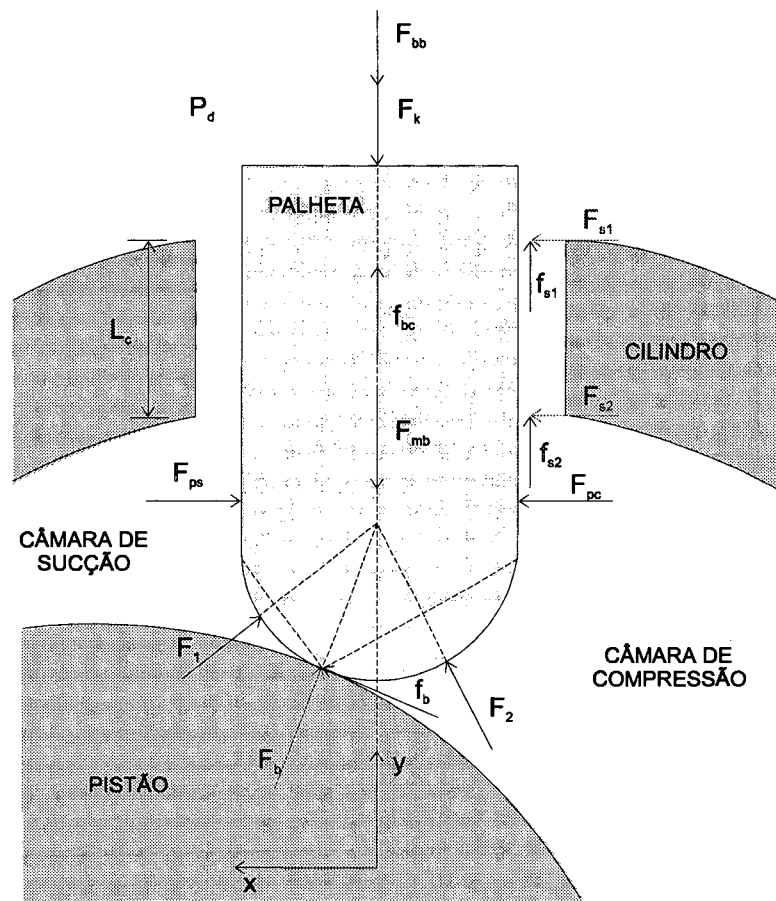
$$\vec{r}_{bb} = r_{bby} \hat{j} = (R_c + L_b - D) \hat{j} \quad (3.30b)$$

onde L_b é o comprimento da palheta e D é dado pela Equação 3.2m.

Força devida à ação da mola, \vec{F}_k

$$\vec{F}_k = F_{ky} \hat{j} = -K_k (X_{pre} + 2e - D) \hat{j} \quad (3.31a)$$

$$\vec{r}_k = \vec{r}_{bb} \quad (3.31b)$$



Obs: estão indicados apenas os módulos das forças

Figura 3.6 Forças atuantes sobre a palheta

Note-se que quando a mola está totalmente comprimida, $D=0$ e quando está totalmente distendida, $D=2e$.

Força lateral devida à pressão de sucção, \vec{F}_{ps}

$$\vec{F}_{ps} = F_{psx} \hat{i} = -p_s(D - R_{b1})H_b \hat{i} \quad (3.32a)$$

$$\vec{r}_{ps} = \vec{r}_{psx} \hat{i} + \vec{r}_{psy} \hat{j} = \frac{B_b}{2} \hat{i} + \left[R_c - \left(\frac{D - R_{b1}}{2} \right) \right] \hat{j} \quad (3.32b)$$

$$R_{b1} = R_b (1 - \cos\alpha_1) \quad (3.32c)$$

Para a implementação computacional considera-se que $F_{psx}=0$ quando $D < R_{b1}$.

Força lateral devida à pressão de compressão, \vec{F}_{pc}

$$\vec{F}_{pc} = F_{pcx} \hat{i} = p(D - R_{bl})H_b \hat{i} \quad (3.33a)$$

$$\vec{r}_{pc} = \vec{r}_{pcx} \hat{i} + \vec{r}_{pcy} \hat{j} = -\frac{B_b}{2} \hat{i} + \left[R_c - \left(\frac{D - R_{bl}}{2} \right) \right] \hat{j} \quad (3.33b)$$

Igualmente a F_{ps} , $F_{pcx} = 0$ quando $D < R_{bl}$. Note-se que F_{ps} e F_{pc} são forças que atuam somente no segmento reto da palheta.

Força de atrito entre a palheta e as faces do cilindro, \vec{f}_{bc}

Neste trabalho, considera-se que o atrito entre as extremidades anterior (atrás) e posterior (frente) da palheta com as faces do cilindro é puramente viscoso. Desde que não existe nenhuma força (carga) atuando sobre a palheta na direção perpendicular ao plano xy e usando a lei de Newton da viscosidade, pode-se determinar a força viscosa sobre uma das superfícies por:

$$\vec{f}_{bc} = f_{bcy} \hat{j} = \frac{\mu L_b B_b (-\dot{r}_{mb})}{(H_c - H_b)/2} \hat{j} \quad (3.34)$$

onde \dot{r}_{mb} é o módulo da velocidade da palheta, que será introduzido posteriormente.

Desde que esta força é a mesma em ambas as extremidades da palheta, não existe nenhum momento resultante e, conseqüentemente, o seu ponto de aplicação é irrelevante. Observe-se que o sentido desta força é sempre contrário ao da velocidade da palheta.

Força devida à pressão de sucção, \vec{F}_1

Usando o esquema mostrado na Figura 3.7, que apresenta um detalhe da extremidade curva da palheta, pode-se definir,

$$\vec{F}_1 = F_{1x} \hat{i} + F_{1y} \hat{j} = -F_1 \sin\left(\frac{\alpha_1 + \alpha}{2}\right) \hat{i} + F_1 \cos\left(\frac{\alpha_1 + \alpha}{2}\right) \hat{j} \quad (3.35a)$$

$$F_1 = p_s H_b B_1 \quad (3.35b)$$

$$B_1 = 2 R_b \sin\left(\frac{\alpha_1 - \alpha}{2}\right) \quad (3.35c)$$

$$\alpha = \arcsen\left(\frac{e \operatorname{sen}\theta}{R_p + R_b}\right) \quad (3.35d)$$

$$\vec{r}_1 = r_{1x} \hat{i} + r_{1y} \hat{j} = R_b \operatorname{sen}\left(\frac{\alpha_1 + \alpha}{2}\right) \hat{i} + \left\{ R_c - D + R_b \left[1 - \cos\left(\frac{\alpha_1 + \alpha}{2}\right) \right] \right\} \hat{j} \quad (3.35e)$$

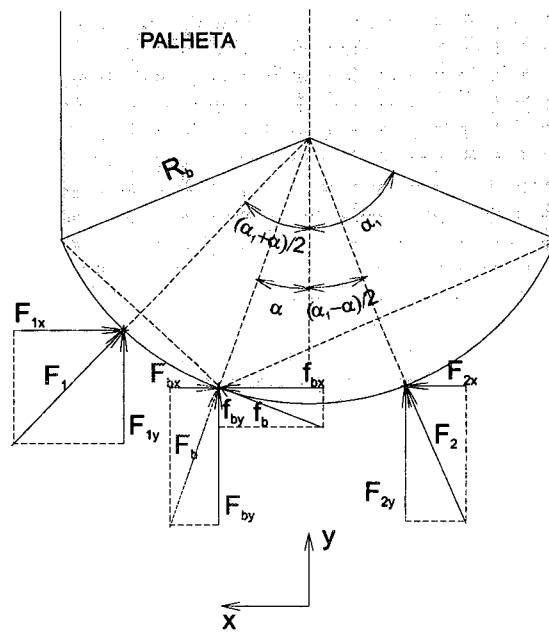


Figura 3.7 Detalhe da extremidade curva da palheta

Força devida à pressão de compressão, \vec{F}_2

Usando o mesmo esquema mostrado na Figura 3.7,

$$\vec{F}_2 = F_{2x} \hat{i} + F_{2y} \hat{j} = F_2 \operatorname{sen}\left(\frac{\alpha_1 - \alpha}{2}\right) \hat{i} + F_2 \cos\left(\frac{\alpha_1 - \alpha}{2}\right) \hat{j} \quad (3.36a)$$

$$F_2 = p H_b B_2 \quad (3.36b)$$

$$B_2 = 2 R_b \operatorname{sen}\left(\frac{\alpha_1 + \alpha}{2}\right) \quad (3.36c)$$

$$\vec{r}_2 = r_{2x} \hat{i} + r_{2y} \hat{j} = -R_b \operatorname{sen}\left(\frac{\alpha_1 - \alpha}{2}\right) \hat{i} + \left\{ R_c - D + R_b \left[1 - \cos\left(\frac{\alpha_1 - \alpha}{2}\right) \right] \right\} \hat{j} \quad (3.36d)$$

Força de inércia da palheta, \vec{F}_{mb}

$$\vec{F}_{mb} = F_{mby} \hat{j} = m_b \ddot{r}_{mb} \hat{j} \quad (3.37a)$$

$$\vec{r}_{mb} = r_{mby} \hat{j} = \left(R_c + \frac{L_b}{2} - D \right) \hat{j} \quad (3.37b)$$

onde considera-se que a força de inércia atua no centro geométrico da palheta. A variável \ddot{r}_{mb} é o módulo da aceleração linear da palheta.

As forças remanescentes \vec{F}_{s1} , \vec{F}_{s2} , \vec{f}_{s1} , \vec{f}_{s2} , \vec{F}_b e \vec{f}_b devem ser determinadas a partir dos balanços de força e de momento atuando sobre a palheta. Seus componentes vetoriais e respectivos pontos de aplicação são dados por:

$$\vec{F}_{s1} = F_{s1x} \hat{i} \quad (3.38a)$$

$$\vec{f}_{s1} = f_{s1y} \hat{j} \quad (3.38b)$$

$$\vec{r}_{s1} = r_{s1x} \hat{i} + r_{s1y} \hat{j} = -\frac{B_b}{2} \hat{i} + (R_c + L_c) \hat{j} \quad (3.38c)$$

$$\vec{F}_{s2} = F_{s2x} \hat{i} \quad (3.38d)$$

$$\vec{f}_{s2} = f_{s2y} \hat{j} \quad (3.38e)$$

$$\vec{r}_{s2} = r_{s2x} \hat{i} + r_{s2y} \hat{j} = \frac{B_b}{2} \hat{i} + R_c \hat{j} \quad (3.38f)$$

$$\vec{F}_b = F_{bx} \hat{i} + F_{by} \hat{j} = -F_b \sin\alpha \hat{i} + F_b \cos\alpha \hat{j} \quad (3.38g)$$

$$\vec{f}_b = f_{bx} \hat{i} + f_{by} \hat{j} = |f_b \cos\alpha| \hat{i} + |f_b \sin\alpha| \hat{j} \quad (3.38h)$$

$$\vec{r}_b = r_{bx} \hat{i} + r_{by} \hat{j} = R_b \sin\alpha \hat{i} + [R_c - D + R_b(1 - \cos\alpha)] \hat{j} \quad (3.38i)$$

É importante ressaltar que se as forças \vec{F}_{s1} e \vec{F}_{s2} mudam de sentido, os componentes dos pontos de aplicação na direção x de cada uma delas deve mudar de sinal. As forças \vec{f}_{s1} e \vec{f}_{s2}

possuem sentido contrário ao vetor velocidade \vec{r}_{mb} , pois também são forças de atrito. Por outro lado, o sentido da força de atrito \vec{f}_b é função do ângulo α e da velocidade relativa entre o pistão e a palheta, V_{tip} , que será apresentada posteriormente. Assim, se $\alpha > 0$ e $V_{tip} > 0$, então:

$$\text{Se } \alpha > 0 \quad \left[\begin{array}{l} V_{tip} > 0 \\ V_{tip} < 0 \end{array} \right. \quad \left[\begin{array}{l} f_{bx} > 0 \\ f_{by} > 0 \\ f_{bx} < 0 \\ f_{by} < 0 \end{array} \right. \quad (3.39a)$$

$$\text{Se } \alpha < 0 \quad \left[\begin{array}{l} V_{tip} > 0 \\ V_{tip} < 0 \end{array} \right. \quad \left[\begin{array}{l} f_{bx} > 0 \\ f_{by} < 0 \\ f_{bx} < 0 \\ f_{by} > 0 \end{array} \right. \quad (3.39b)$$

Observe-se que é necessário determinar as seguintes forças: \vec{F}_{s1} , \vec{F}_{s2} , \vec{f}_{s1} , \vec{f}_{s2} , \vec{F}_b , \vec{f}_b . No entanto, dispõe-se de apenas três equações para estabelecer o equilíbrio: balanços de força nas direções x e y e balanço de momento. As três equações restantes surgem da modelagem das forças de atrito de contato palheta-rasgo da palheta e palheta-pistão rolante. No presente trabalho, usa-se a forma tradicional de representar a força de atrito como sendo o produto de um coeficiente de atrito pela força normal atuante, ou seja:

$$|\vec{f}_{s1}| = \mu_{fs1} |\vec{F}_{s1}| \quad (3.40a)$$

$$|\vec{f}_{s2}| = \mu_{fs2} |\vec{F}_{s2}| \quad (3.40b)$$

$$|\vec{f}_b| = \mu_{fb} |\vec{F}_b| \quad (3.40c)$$

Assim, as forças \vec{F}_{s1} , \vec{F}_{s2} e \vec{F}_b remanescentes podem ser determinadas através dos balanços de força nas direções x e y e do balanço de momentos.

Balanço de forças na direção y

O balanço de forças na direção y fornece o componente da força de contato normal entre palheta e pistão na direção y, F_{by} , desde que f_{s1y} , f_{s2y} e f_{by} sejam conhecidos (estimados). Desta forma:

$$F_{by} = F_{mby} - (F_{ky} + F_{bby} + 2f_{bcy} + f_{s1y} + f_{s2y} + F_{1y} + F_{2y} + f_{by}) \quad (3.41a)$$

A força F_b pode ser obtida a partir de,

$$F_b = \frac{F_{by}}{\cos\alpha} \quad (3.41b)$$

e, conseqüentemente,

$$F_{bx} = -F_b \sin\alpha \quad (3.41c)$$

Balanço de forças na direção x

O balanço de forças na direção x fornece a seguinte equação:

$$F_{s1x} + F_{s2x} + F_a = 0 \quad (3.42a)$$

onde,

$$F_a = F_{pcx} + F_{psx} + F_{1x} + F_{2x} + F_{bx} + f_{bx} \quad (3.42b)$$

De acordo com a metodologia usada neste trabalho, as forças F_{bx} e f_{bx} devem ser estimadas previamente.

Balanço de momentos sobre a palheta

A Equação 3.43a é o resultado do balanço dos momentos que atuam sobre a palheta.

$$-r_{s1y} F_{s1x} - r_{s2y} F_{s2x} + M_a = 0 \quad (3.43a)$$

onde,

$$M_a = -r_{psy}F_{psx} - r_{pcx}F_{pcx} + r_{slx}f_{sly} + r_{s2x}f_{s2y} + r_{2x}F_{2y} - r_{2y}F_{2x} + r_{bx}(F_{by} + f_{by}) - r_{by}(F_{bx} + f_{bx}) + r_{lx}F_{ly} - r_{ly}F_{lx} \quad (3.43b)$$

Rearranjando as Equações. 3.42a e 3.43a, obtém-se:

$$F_{s1x} = -\frac{(M_a + r_{s2y}F_a)}{(r_{s2y} - r_{sly})} \quad (3.44a)$$

$$F_{s2x} = -(F_{s1x} + F_a) \quad (3.44b)$$

que são as demais forças desconhecidas.

A solução do sistema de equações anterior depende do conhecimento da velocidade e da aceleração da palheta, que podem ser determinadas a partir da equação do vetor posição da palheta:

$$\vec{r}_{mb} = \left(\frac{L_b}{2} + e \cos \gamma + R_p \cos \alpha \right) \hat{j} \quad (3.45)$$

Velocidade da palheta, $\dot{\vec{r}}_{mb}$

Derivando a Equação 3.45 em relação ao tempo, obtém-se a equação para a velocidade da palheta:

$$\dot{\vec{r}}_{mb} = -\left[e \sin \gamma \dot{\gamma} + (R_p + R_b) \sin \alpha \dot{\alpha} \right] \hat{j} \quad (3.46a)$$

onde,

$$\dot{\alpha} = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{e \cos \gamma \dot{\gamma}}{(R_p + R_b) \cos \alpha} \quad (3.46b)$$

é obtido através da diferenciação do ângulo α , Equação 3.35d.

Aceleração da palheta, $\ddot{\vec{r}}_{mb}$

A equação para a aceleração da palheta é obtida derivando-se a equação da velocidade da palheta novamente em relação ao tempo, o que fornece:

$$\ddot{\vec{r}}_{mb} = -\left[e (\sin \gamma \dot{\gamma} + \dot{\gamma}^2 \cos \gamma) + (R_p + R_b) (\sin \alpha \ddot{\alpha} + \dot{\alpha}^2 \cos \alpha) \right] \hat{j} \quad (3.47a)$$

onde,

$$\ddot{\alpha} = \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = \frac{e (\cos \gamma \ddot{\gamma} - \dot{\gamma}^2 \sin \gamma) + (R_p + R_b) \dot{\alpha}^2 \sin \alpha}{(R_p + R_b) \cos \alpha} \quad (3.47b)$$

Neste trabalho, $\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} = \omega = \text{cte}$ e, portanto, $\ddot{\gamma} = 0$.

Uma vez determinada a força de atrito tangencial atuando sobre a palheta através da Equação 3.40c, pode-se calcular a força de reação da palheta sobre o pistão por:

$$\vec{f}_{br} = -\vec{f}_b \quad (3.48)$$

Desta forma, o balanço de momentos sobre o pistão rolante pode ser usado para calcular sua velocidade angular em qualquer instante de tempo, desde que ela seja conhecida no instante anterior. O balanço de momentos é feito a seguir, através da modelagem da dinâmica do pistão rolante.

3.4.2 Dinâmica do pistão rolante

A Figura 3.8 apresenta um diagrama contendo as forças e momentos atuando sobre o pistão rolante. As forças que não produzem momento sobre o pistão não estão indicadas.

As forças e momentos indicados na Figura 3.8 são descritos a seguir.

Força tangencial na folga radial, \vec{F}_{mc}

Assume-se que a folga radial está sempre preenchida com óleo lubrificante, ou seja, não existe contato metálico entre o pistão rolante e o cilindro. A força tangencial é calculada considerando-se o arraste viscoso através de um modelo de mancal parcial. A partir da definição de Newton para a viscosidade, obtém-se:

$$\vec{F}_{mc} = F_{mc} \vec{t} = \frac{\mu_{mc} \beta_{mc} R_c H_p}{\delta} \omega_p R_p \hat{t} \quad (3.49)$$

- onde: β_{mc} = ângulo que o óleo preenche a folga
 μ_{mc} = viscosidade dinâmica do óleo contido na folga radial
 ω_p = velocidade angular do pistão rolante
 δ = valor da folga radial
 R_c = raio interno do cilindro
 R_p = raio externo do pistão rolante
 H_p = largura do pistão rolante

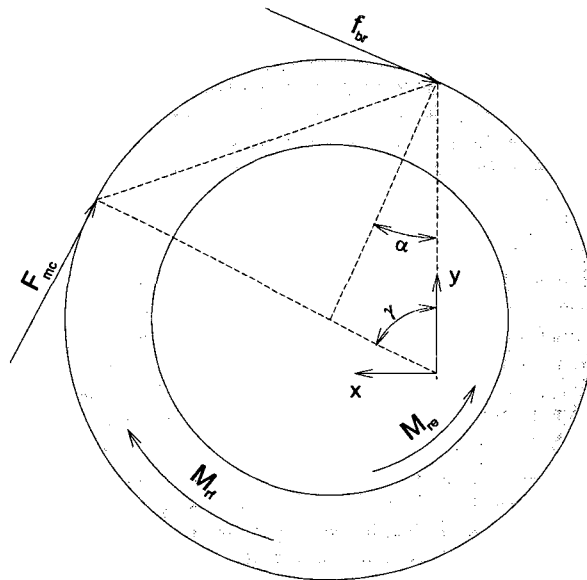


Figura 3.8 Momentos atuantes sobre o pistão rolante

Momento devido ao atrito entre o pistão e as faces do cilindro, M_{rf}

Assumindo-se que ocorre uma lubrificação hidrodinâmica entre o pistão e as faces do cilindro, o momento causado pela força de arraste viscoso em ambas as faces do pistão pode ser avaliado pela equação de atrito viscoso entre dois discos girando, ou seja:

$$M_{rf} = \frac{2 \pi \mu (R_p^4 - R_{ec}^4)}{\delta_{rf}} \omega_p \quad (3.50)$$

- onde: μ = viscosidade dinâmica do óleo contido na folga
 δ_{rf} = valor da folga entre pistão rolante e face do cilindro
 R_{ec} = raio do excêntrico

Momento devido ao atrito entre pistão rolante e excêntrico, M_{rf}

O movimento entre o pistão rolante e o excêntrico é semelhante àquele de um mancal radial. Assumindo-se lubrificação hidrodinâmica e razão de excentricidade, $\epsilon = e/C_{re}$, menor do que 0,5, a equação de Petroff pode ser aplicada, fornecendo:

$$M_{re} = \frac{2 \pi \mu R_{ec}^3 H_{ec}}{\delta_{re}} (\omega - \omega_p) \quad (3.51)$$

onde: δ_{re} =valor da folga radial entre pistão e excêntrico
 H_{ec} =largura do excêntrico

Definidas as variáveis necessárias, o balanço de momentos sobre o pistão pode ser aplicado, conduzindo a:

$$I_p \frac{d\omega_p}{dt} = M_{re} - M_{rf} - F_{mc} R_p + f_{br} R_p \quad (3.52)$$

onde f_{br} é o módulo de \vec{f}_{br} . O momento de inércia do pistão rolante, I_p , é escrito como:

$$I_p = \frac{\pi H_p \rho_p (R_p^4 - R_{pi}^4)}{2} \quad (3.53)$$

onde: R_{pi} =raio interno do pistão rolante
 ρ_p =massa específica da pistão rolante

A integração da Equação 3.52 fornece o valor da velocidade angular do pistão rolante em qualquer instante de tempo, a partir de um valor inicial em $t=0$. Neste trabalho, o valor de ω_p no instante inicial, correspondente a $\gamma=0$, é estimado e, usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem, calcula-se o seu valor ao longo de uma revolução do pistão. O valor de ω_p obtido no final da revolução, $\gamma=2\pi$, é usado como valor inicial para uma nova iteração. O processo iterativo continua até que os valores de ω_p ao longo da revolução tornem-se aproximadamente constantes de uma iteração para a outra. Conhecendo o valor de ω_p ao longo de uma revolução do pistão rolante, pode-se determinar a velocidade do pistão em relação à palheta, V_{tip} , e sua velocidade tangencial absoluta, V_{tr} . O Apêndice B apresenta a dedução detalhada das equações dessas duas variáveis,

$$V_{tip} = R_p \omega_p + e \omega \frac{\cos \gamma}{\cos \alpha} \quad (3.54)$$

e

$$V_{tr} = R_p \omega_p + e \omega \cos(\gamma + \alpha) \quad (3.55)$$

A seguir, é apresentada a seqüência de cálculo usada na determinação da velocidade tangencial absoluta do pistão rolante.

3.4.3 Seqüência de cálculo da velocidade tangencial absoluta do pistão rolante

A seqüência básica de cálculo da velocidade tangencial do pistão rolante, V_{tr} , é apresentada a seguir.

- 1 Estimar um valor para ω_p ;
- 2 Estimar valores para \vec{f}_{s1} , \vec{f}_{s2} e \vec{f}_b ;
- 3 Calcular o valor de V_{tip} ;
- 4 Calcular as forças conhecidas: \vec{F}_{bb} , \vec{F}_k , \vec{F}_{mb} , \vec{F}_{ps} , \vec{F}_{pc} , \vec{f}_{bc} , \vec{F}_1 e \vec{F}_2 ;
- 5 Calcular as forças desconhecidas: \vec{F}_{s1} , \vec{F}_{s2} e \vec{F}_b ;
- 6 Calcular os novos valores de \vec{f}_{s1} , \vec{f}_{s2} e \vec{f}_b , inicialmente estimados no item 2;
- 7 Calcular as forças e momentos sobre o pistão rolante: \vec{F}_{mc} , \vec{f}_{br} , M_{re} e M_{rf} ;
- 8 Calcular ω_p no instante de tempo posterior $t+\Delta t$ através da Equação 3.52;
- 9 Calcular a pressão na câmara de compressão no instante $t+\Delta t$, seguindo o procedimento descrito na seção 3.3;
- 10 Calcular V_{tr} ;
- 11 Fazer o incremento de tempo $t=t+\Delta t$;
- 12 Retornar ao item 3 usando os valores recentes de ω_p , \vec{f}_{s1} , \vec{f}_{s2} e \vec{f}_b e iterar até a convergência;

As Figuras 3.9 e 3.10 apresentam resultados para ω_p e V_{tr} , respectivamente, usando os dados contidos no Apêndice C. Observa-se a grande variação destas grandezas ao longo de uma revolução completa do pistão rolante. É importante ressaltar que o pistão adquire, inclusive,

velocidades angulares negativas, indicando o seu movimento no sentido oposto ao do eixo de acionamento.

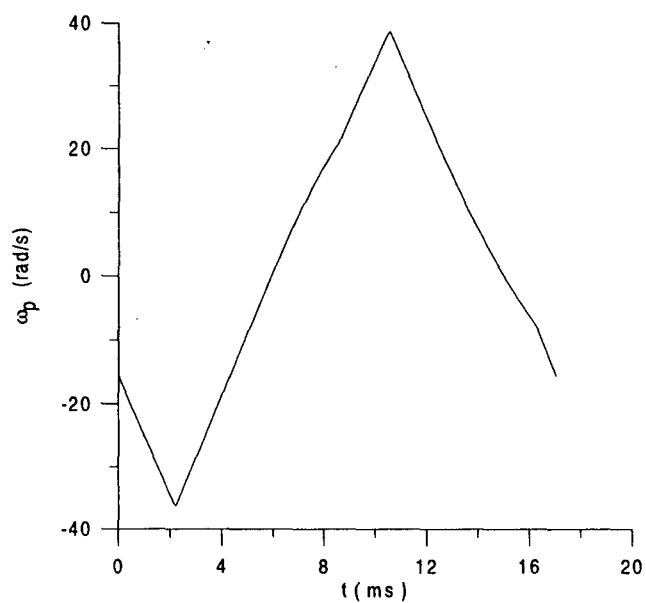


Figura 3.9 Velocidade angular do pistão rolante

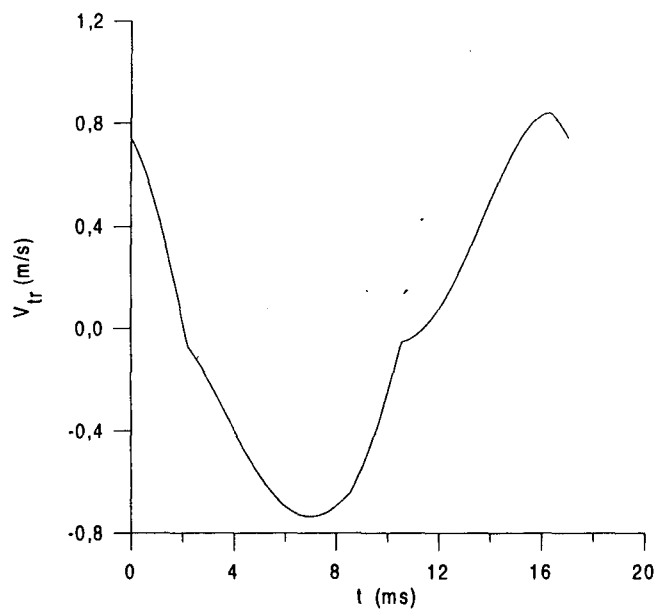


Figura 3.10 Velocidade tangencial absoluta do pistão rolante

3.5 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE

Nos itens anteriores foram apresentadas as modelagens do processo de compressão e da dinâmica das partes móveis do compressor. A seguir, uma análise de sensibilidade em relação às principais variáveis envolvidas nestas modelagens será mostrada.

Análise de sensibilidade do processo de compressão

Na modelagem do processo de compressão, o coeficiente equivalente de transferência de calor, h_{eq} , é a única variável cujo valor utilizado na geração dos resultados não é estimado com precisão. Por isso, o conhecimento de sua influência nos resultados é essencial para uma análise criteriosa do processo. A seguir são apresentados os resultados obtidos para a sensibilidade da pressão e da temperatura de compressão com relação ao coeficiente h_{eq} . Visto que a pressão de compressão influi diretamente no valor da velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, V_{tr} , esta variável também é incluída nesta análise.

Os resultados apresentados nas Figuras 3.11 a 3.13 mostram que a variável mais sensível ao valor do coeficiente de transferência de calor é a temperatura do gás na câmara de compressão, T_c . Entretanto, as mesmas variações de h_{eq} não causa variações sensíveis na pressão de compressão e, menos ainda, na velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, que são as variáveis importantes para a modelagem do escoamento pela folga radial, objetivo maior do presente trabalho.

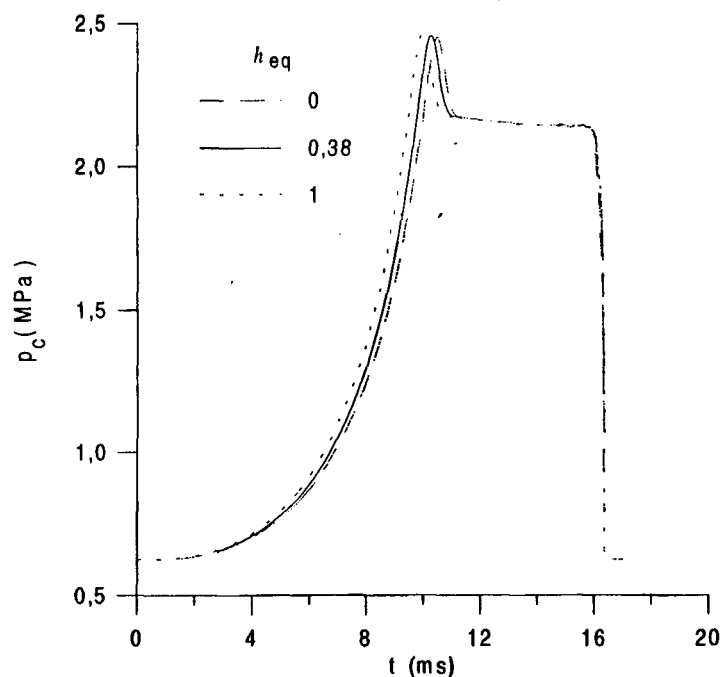


Figura 3.11 Análise de sensibilidade da pressão de compressão em relação ao coeficiente equivalente de transferência de calor

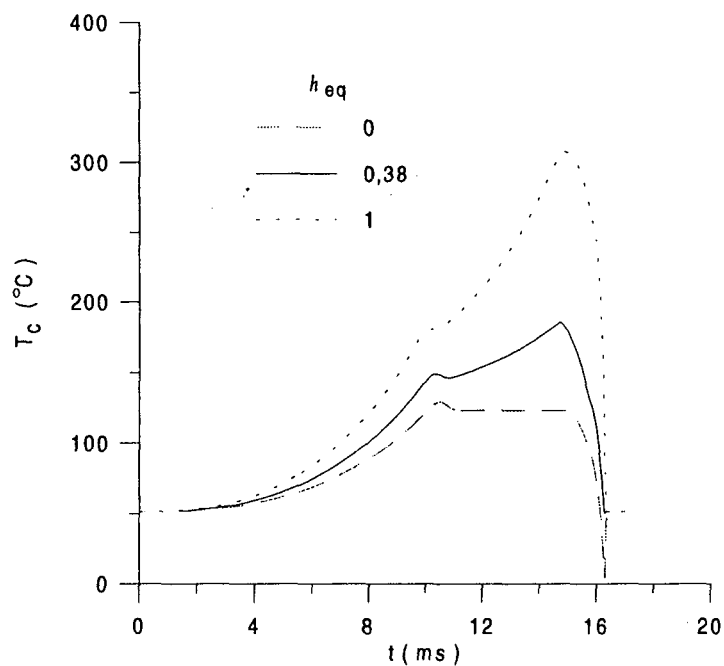


Figura 3.12 Análise de sensibilidade da temperatura de compressão em relação ao coeficiente equivalente de transferência de calor

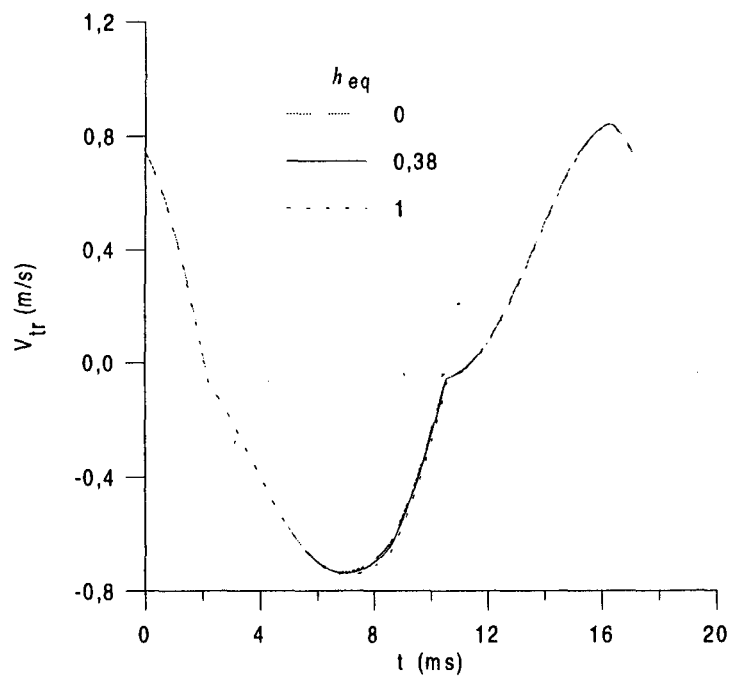


Figura 3.13 Análise de sensibilidade da velocidade tangencial absoluta em relação ao coeficiente equivalente de transferência de calor

Análise de sensibilidade da dinâmica do pistão rolante

No caso da análise dinâmica do pistão, o coeficiente de atrito de contato entre a palheta e o pistão rolante, \mathcal{X} é a variável de valor mais incerto do modelo. Desta forma, a análise de sensibilidade com relação a esse parâmetro é de fundamental importância. A Figura 3.14 mostra a sensibilidade da velocidade tangencial absoluta, que é a variável de interesse para o problema do escoamento pela folga radial, em relação ao coeficiente de atrito. Observa-se uma grande sensibilidade da velocidade em relação a este parâmetro. Portanto, sua determinação precisa para a obtenção de bons resultados é fundamental. Entretanto, como o objetivo principal deste trabalho não é estudar a dinâmica do pistão rolante e por não se dispor de valores experimentais para o compressor analisado, usou-se o valor mais difundido na literatura para o caso de compressores rotativos de pistão rolante, $\mathcal{X}=0,15$.

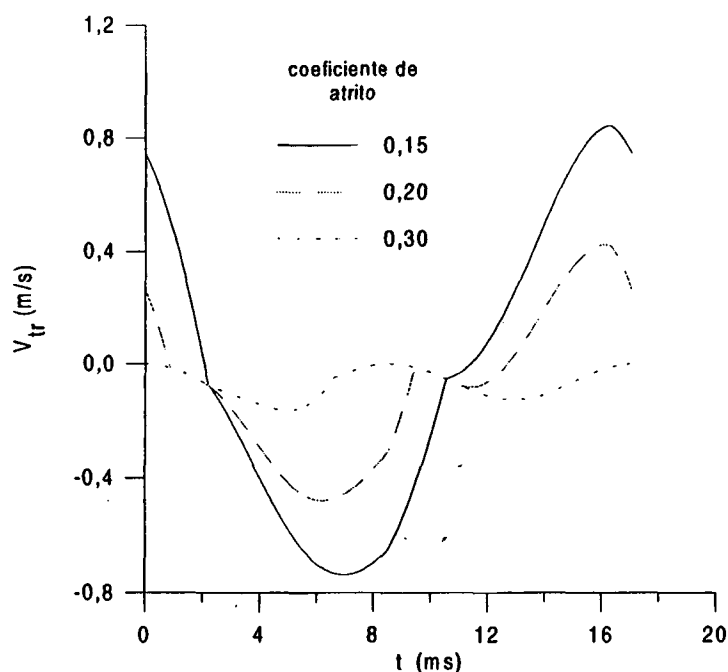


Figura 3.14 Análise de sensibilidade da velocidade tangencial absoluta em relação ao coeficiente de atrito palheta-pistão, \mathcal{X}

Além do coeficiente de atrito, duas outras variáveis podem ser analisadas com relação à sensibilidade sobre a velocidade tangencial: o valor da folga radial e a viscosidade do fluido que preenche esta folga. As Figuras 3.15 e 3.16 mostram esses resultados. Nota-se claramente a pouca influência dessas variáveis.

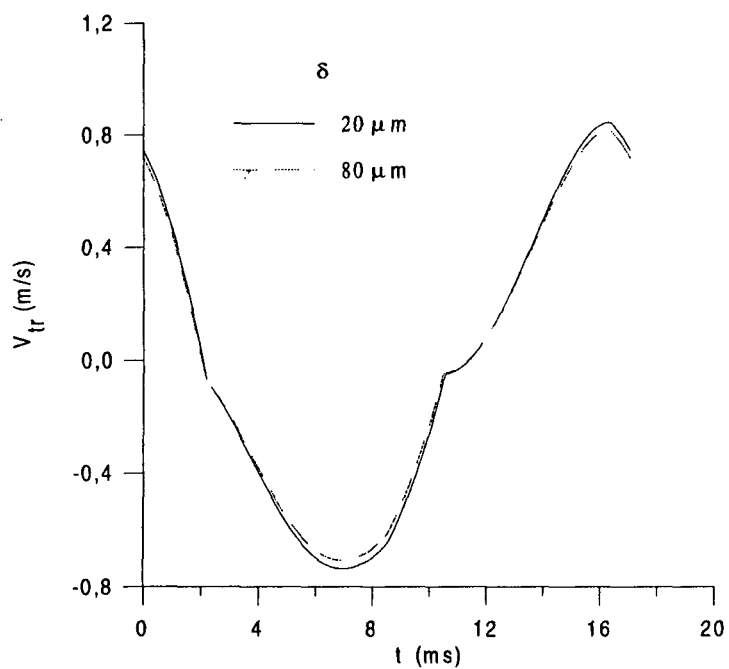


Figura 3.15 Análise de sensibilidade da velocidade tangencial absoluta em relação ao valor da folga radial

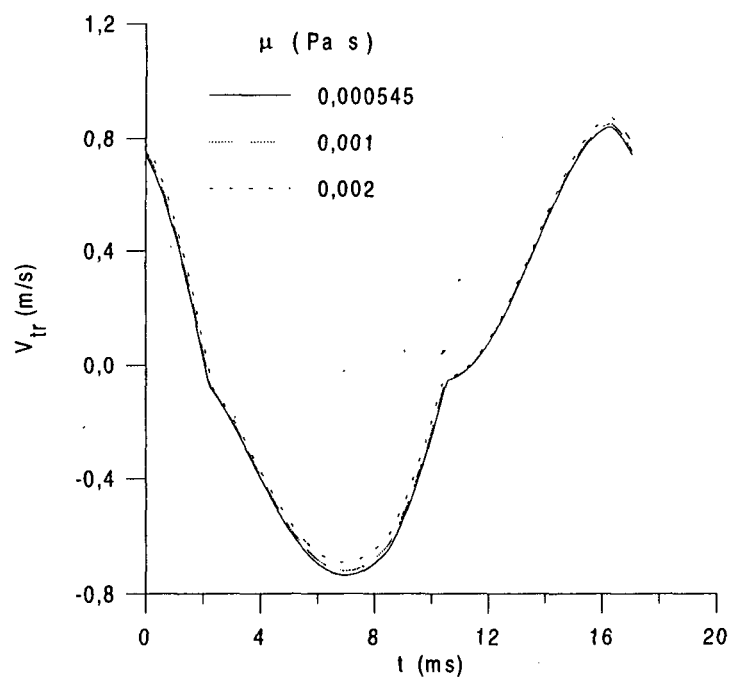


Figura 3.16 Análise de sensibilidade da velocidade tangencial absoluta em relação à viscosidade do óleo na folga radial

3.6 CONCLUSÃO

A resolução do escoamento pela folga radial em regime transiente exige o conhecimento de duas variáveis importantes: a pressão do gás na câmara de compressão, $p_c(t)$, e a velocidade absoluta do pistão rolante, $V_{tr}(t)$, ao longo do ciclo do pistão. A determinação destas variáveis resulta das modelagens do processo de compressão do gás e da dinâmica das partes móveis da bomba. Estes são os assuntos tratados neste capítulo. Os modelos apresentados são baseados no trabalho de Krueger (1988).

Uma análise de sensibilidade mostra que o fator de atrito entre pistão e palheta é a variável mais importante do modelo que prevê o movimento do pistão. O modelo desenvolvido pode ser melhorado e os resultados confrontados com dados experimentais, se uma análise experimental cuidadosa for efetuada no sentido de se determinar as características do fenômeno de atrito no contato palheta-pistão.

Por outro lado, a variável empírica usada na simulação do processo de compressão, h_{eq} , cujo valor deveria ser determinado especificamente para o compressor usado, não afeta substancialmente a pressão de compressão. Os resultados numéricos podem, ainda, ser melhorados através da determinação experimental das áreas efetivas de força e de escoamento para o compressor analisado.

ESCOAMENTO ESTACIONÁRIO DE ÓLEO PURO

4.1 INTRODUÇÃO

Durante a operação do compressor de pistão rolante, a pequena folga existente entre o pistão e o cilindro, denominada folga radial, é preenchida com o fluido lubrificante proveniente do processo de lubrificação das demais peças internas da bomba. Este fluido lubrificante atuando, neste caso, como selante, previne o vazamento de gás refrigerante da câmara de compressão para a câmara de sucção.

Costa *et al.* (1990), em um experimento de visualização, observam a formação deste filme de líquido ao longo da folga radial durante o funcionamento normal do compressor. Além disso, estes autores elaboram um outro experimento para estudar o escoamento de óleo puro pela folga radial, apresentando um modelo unidimensional puramente viscoso para avaliar a vazão do escoamento. Os resultados apresentados para folgas de até 33 μm mostram uma boa concordância entre o experimento e o modelo.

O objetivo deste capítulo é apresentar novos resultados experimentais, para folgas radiais abrangendo uma faixa maior de valores, e modelos numéricos para simular o escoamento do óleo. Inicialmente, o mesmo modelo proposto por Costa *et al.* (1990) é usado para confrontar os resultados. Devido à pouca concordância verificada para os maiores valores de folga e vazão, um modelo unidimensional simplificado, incluindo os principais termos de inércia, e um modelo bidimensional completo são apresentados na tentativa de diminuir a discrepância entre os valores experimentais e numéricos.

4.2 PROCEDIMENTO E DISPOSITIVO EXPERIMENTAL¹

O dispositivo experimental empregado para gerar os dados usados na validação do modelo numérico é mostrado na Figura 4.1. O conjunto de bombeamento de um compressor do tipo pistão rolante é mantido estacionário com todas as folgas hermeticamente seladas, exceto a folga radial. Um compressor hermético alternativo auxiliar é usado para gerar a diferença de pressão entre dois reservatórios graduados contendo óleo lubrificante puro.

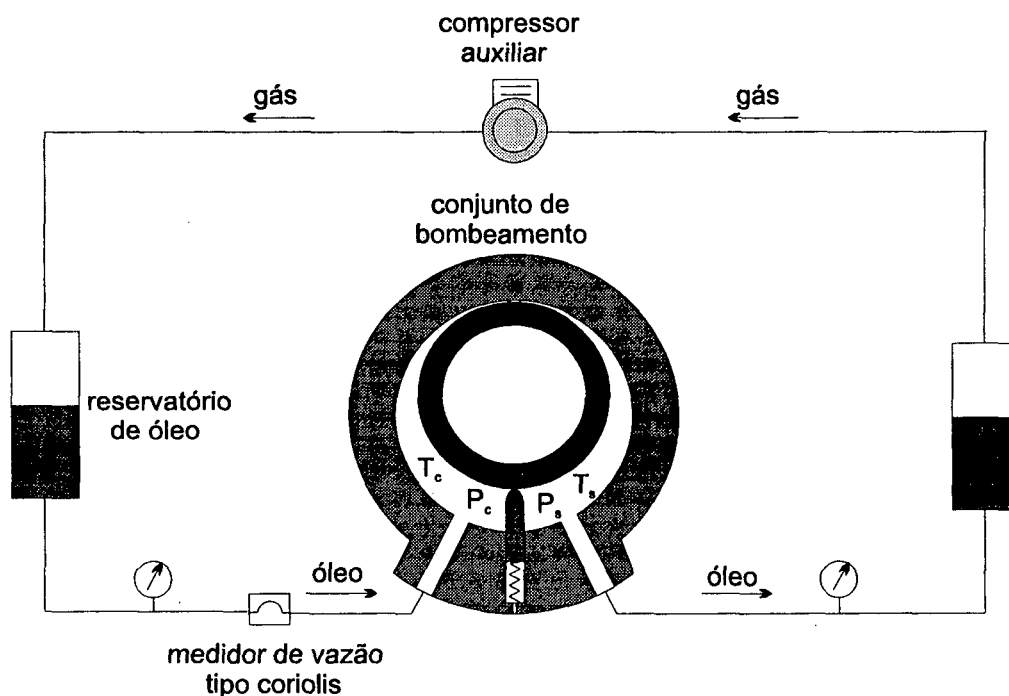


Figura 4.1 Vista esquemática do aparato experimental

As pressões em ambas as câmaras são medidas com dois transdutores de pressão absoluta HBM, cuidadosamente montados no sentido de evitar a entrada de ar na tubulação de óleo. A vazão é medida por meio de um medidor de vazão tipo Coriolis com incerteza de medição de 0,4 % do valor lido. Termopares do tipo Cobre-Constantan são usados para monitorar a temperatura do óleo em ambas as câmaras, enquanto o experimento é realizado em uma sala mantida a uma temperatura entre 25 e 30 °C. Todos os dados são adquiridos por um registrador híbrido Yokogawa 3087, em intervalos de um minuto, durante todo o experimento.

¹ A parte experimental de que trata o presente capítulo foi desenvolvida e executada pela EMBRACO - Empresa Brasileira de Compressores, ver Ferreira *et al.* (1992)

A medição da folga radial é realizada por intermédio de um microscópio Carl Zeiss, modelo ZKM 01-250D, com uma faixa de amplificação de 100x. O centro do pistão rolante do conjunto de bombeamento é colocado exatamente no centro da mesa rotativa do microscópio e as distâncias entre o pistão rolante e o cilindro, x_c , são medidas em -30° , -20° , 0° , 20° e 30° , sendo tomados dois valores em cada ponto, nos sentidos ascendente e descendente dos valores angulares. A posição 0° corresponde à folga radial. A Figura 4.2 mostra um esquema das variáveis envolvidas.

O valor da excentricidade é determinado pela seguinte equação:

$$R_c^2 = e \sqrt{R_c^2 - (x_c + R_p)^2 \sin^2 \alpha} + (x_c + R_p) \sqrt{R_c^2 - E_c^2 \sin^2 \alpha} \quad (4.1)$$

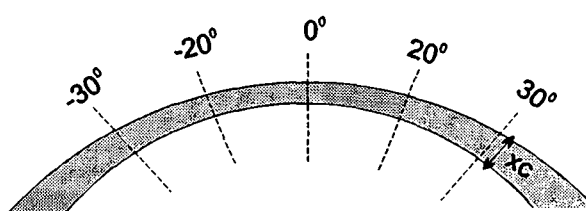


Figura 4.2 Posições de medição da distância x_c

onde α é a posição angular e x_c a distância medida entre as paredes do pistão rolante e o cilindro. Para cada ângulo são calculadas a excentricidade e a folga radial, num total de dez valores. A média aritmética destes valores fornece a folga radial e a excentricidade experimentais. A medição da folga radial é realizada antes e após cada série de experimentos.

A Tabela 4.1 mostra os resultados obtidos para $R_c=21,3225$ mm, $R_p=17,662$ mm, $H_p=11,0$ mm com óleo lubrificante Texaco X-10. Para a faixa de temperatura usada nos testes, a viscosidade absoluta e a massa específica do óleo são dadas pelas Equações 4.2 e 4.3, respectivamente.

$$\mu = 0,6761 T^{-1,204} \quad (4.2)$$

$$\rho = 867,5 - 0,67 T \quad (4.3)$$

para T em $^\circ\text{C}$, μ em $\text{kg/m}\cdot\text{s}$ e ρ em kg/m^3 .

Tabela 4.1 Resultados experimentais para a vazão de óleo pela folga radial

δ [μm]	T [$^{\circ}\text{C}$]	p_c [kPa]	p_s [kPa]	\dot{m} [g/s]	Q [mm^3/s]
80	25,6	300,9	111,6	1,115	1311
	26,5	400,3	117,1	1,665	1959
	26,6	501,8	122,6	2,180	2565
	26,9	600,6	127,3	2,742	3228
	27,2	701,4	134,4	3,296	3880
	26,7	799,7	139,3	3,783	4453
58	29,1	300,2	106,2	0,613	723
	29,6	401,4	109,4	0,900	1065
	29,8	502,0	111,5	1,190	1404
	30,5	601,1	114,3	1,511	1783
	30,7	700,8	116,9	1,817	2144
	31,2	800,0	119,0	2,147	2535
47	25,6	301,3	103,9	0,344	404
	26,1	400,1	106,1	0,499	587
	26,8	500,6	108,2	0,672	790
	27,7	601,0	109,7	0,861	1014
	28,0	702,0	111,3	1,031	1214
	28,0	800,4	111,6	1,212	1428

A seguir são apresentados os dois modelos usados inicialmente para confrontar com esses resultados.

4.3 FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Três formulações são usadas para modelar o escoamento de óleo puro pela folga radial. O primeiro modelo considera simplesmente um balanço entre forças de pressão e viscosas na obtenção da equação da conservação da quantidade de movimento; é exatamente o modelo descrito por Costa *et al.* (1990), equações 2.13 e 2.14. Como será visto posteriormente, este modelo não fornece resultados muito bons quando se trabalha com folgas e vazões maiores. Por isso, desenvolve-se aqui um modelo unidimensional simplificado que considera, além das forças

citadas no modelo de Costa, as principais forças de inércia; este é o segundo modelo inicialmente testado. O terceiro modelo considera o escoamento bidimensional de óleo puro descrito pelas equações completas de Navier-Stokes, escritas no sistema de coordenadas bicilíndricas. Este modelo é usado para ratificar as conclusões tiradas a partir do modelo unidimensional simplificado.

4.3.1 Escoamento unidimensional simplificado

A geometria adotada para estudar o escoamento de óleo puro pela folga radial é semelhante àquela usada por Costa *et al.* (1990). A Figura 4.3 apresenta a geometria usada neste trabalho.

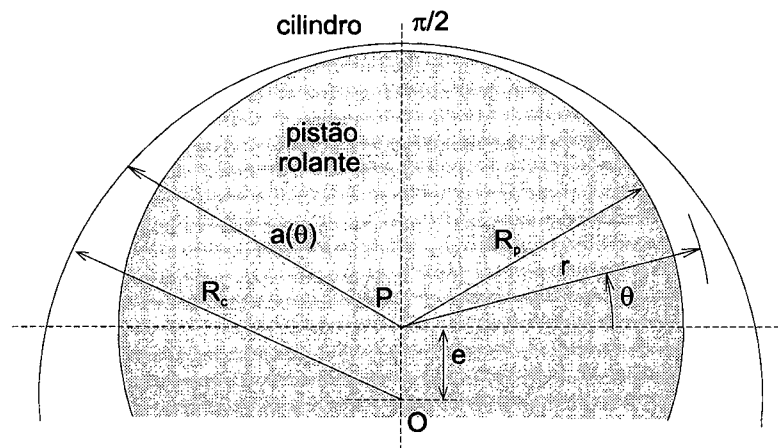


Figura 4.3 Geometria adotada para o escoamento unidimensional

Note-se que, diferentemente de Costa, o parâmetro $a(\theta)$ agora equivale ao raio do cilindro visto do centro do pistão rolante, e é dado por:

$$a(\theta) = \sqrt{e^2 \sin^2 \theta + R_c^2 - e^2} - e \sin \theta \quad (4.4)$$

A equação da conservação da quantidade de movimento na direção θ , usando o sistema de coordenadas cilíndricas, pode ser escrita por:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho u u) + \frac{\rho v u}{r} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{r\theta}) + \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial \theta} \right] + \frac{\tau_{r\theta}}{r} \quad (4.5a)$$

onde, para escoamento incompressível,

$$\tau_{r\theta} = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) \quad (4.5b)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = -p + 2\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{v}{r} \right) \quad (4.5c)$$

onde u e v são as componentes do vetor velocidade nas direções θ e r , respectivamente.

Através de uma análise de ordem de grandeza, considerando os pequenos valores das folgas, pode-se simplificar as equações anteriores para:

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho r v u) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho u u) = -\frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r}(r \tau_{r\theta}) \quad (4.6a)$$

onde,

$$\tau_{r\theta} = \mu \frac{\partial u}{\partial r} \quad (4.6b)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = -p \quad (4.6c)$$

Integrando a Equação 4.6a na direção r , de R_p a $a(\theta)$, obtém-se:

$$\frac{d}{d\theta} \left[\rho \bar{u} \bar{u} (a - R_p) \right] = -(a - R_p) \frac{dp}{d\theta} - (a + R_p) \tau_p \quad (4.7)$$

onde τ_p é a tensão de cisalhamento exercida pela parede sobre o fluido. Note-se que a massa específica e a pressão são consideradas constantes ao longo da secção transversal do escoamento.

Por outro lado, a equação da conservação da massa,

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho u) = 0 \quad (4.8)$$

integrada na direção r , de R_p a $a(\theta)$, considerando-se ρ constante, fornece:

$$\frac{d\bar{u}}{d\theta} = -\frac{\bar{u}}{(a - R_p)} \frac{da}{d\theta} \quad (4.9)$$

Assumindo que $\bar{u}\bar{u} = \bar{u} \cdot \bar{u}$ na equação 4.7 e usando a equação 4.9, obtém-se:

$$\frac{dp}{d\theta} = -\frac{(a + R_p)}{(a - R_p)} \tau_p + \frac{\rho \bar{u}^2}{(a - R_p)} \frac{da}{d\theta} \quad (4.10)$$

A tensão de cisalhamento na parede, τ_p , pode ser calculada usando-se a definição do fator de atrito de Darcy, f_D , dado por:

$$f_D = \frac{8 \tau_p}{\rho \bar{u}^2} \quad (4.11)$$

Usando, simplificadamente, o fator de atrito para escoamento entre placas planas paralelas de largura infinita, sugerido por White (1994), pode-se calcular f_D por:

$$f_D = \frac{48}{Re_{\delta(\theta)}} \quad (4.12a)$$

onde $\delta(\theta)$ é a altura local do canal:

$$\delta(\theta) = a - R_p \quad (4.12b)$$

e

$$Re_{\delta(\theta)} = \frac{\rho \bar{u} \delta(\theta)}{\mu} \quad (4.12c)$$

Assim, a equação para o gradiente de pressão torna-se:

$$\frac{dp}{d\theta} = -\frac{6 \mu (a + R_p) \bar{u}}{\delta^2(\theta)} + \frac{\rho \bar{u}^2}{\delta^2(\theta)} \frac{da}{d\theta} \quad (4.13)$$

onde a velocidade média, \bar{u} , é prescrita em função da vazão imposta ao escoamento, ou seja:

$$\bar{u} = \frac{\dot{m}}{\rho \delta(\theta) H_p} \quad (4.14)$$

A equação 4.13 é resolvida aqui usando-se o método de Runge-Kutta de quarta ordem, a partir de uma pressão conhecida na entrada do escoamento.

Os resultados obtidos através deste modelo, equação 4.13, e aquele desenvolvido por Costa *et al.* (1990), equação 2.14c, são confrontados com os dados experimentais e analisados a seguir.

4.3.2 Validação dos modelos numéricos

Inicialmente, os dados experimentais apresentados na Tabela 4.1 são usados para validar o modelo proposto por Costa *et al.* (1990), descrito pela equação 2.14c. Os resultados são mostrados na Figura 4.4. Como pode ser observado, o modelo reproduz bem o escoamento real para a folga de 47 μm . Entretanto, à medida que a folga aumenta, os resultados se distanciam. Por este motivo, por suspeitar-se da maior influência das forças de inércia para as maiores folgas e vazões, desenvolveu-se o modelo simplificado contendo os principais termos de inércia, Equação 4.13. Os resultados obtidos com este modelo, coincidentes com aqueles obtidos por Costa, também são plotados no gráfico da Figura 4.4. É importante salientar que o comprimento da folga não interfere nos resultados.

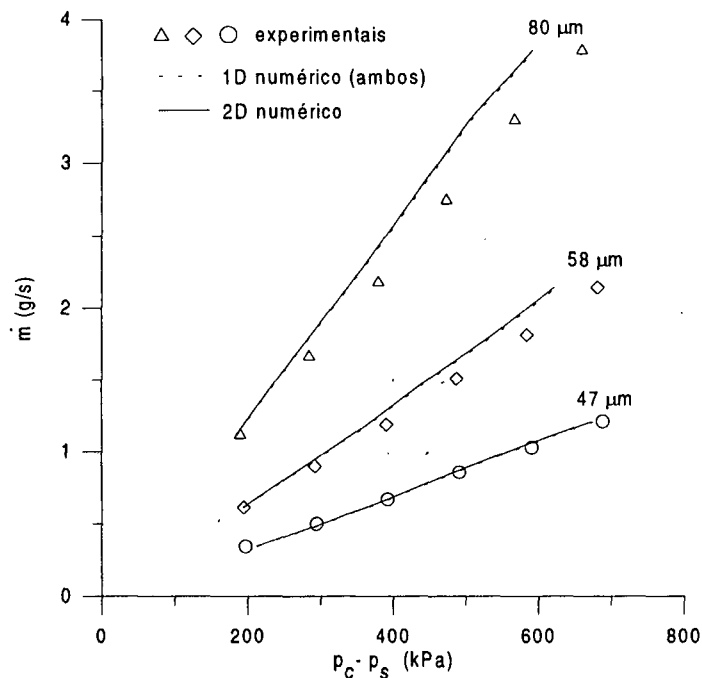


Figura 4.4 Validação experimental dos modelos numéricos

Nota-se que o modelo desenvolvido não contribui para a melhoria dos resultados, dando a entender que as forças de inércia realmente não são importantes.

Pelo fato de se ter utilizado um modelo simplificado, usando apenas os principais termos de inércia, escoamento completamente desenvolvido e fator de atrito para placas planas,

propõe-se agora um modelo bidimensional, onde a equação da conservação da quantidade de movimento é escrita em sua forma completa.

4.3.3 Escoamento bidimensional completo

A geometria da folga radial do compressor de pistão rolante pode ser bem descrita pelo sistema de coordenadas bicilíndricas, como mostrado na Figura 4.5, onde estão indicados o raio do cilindro, R_c , o raio do pistão, R_p , e as coordenadas ψ e η ; em R_c , $\eta=\eta_2$, em R_p , $\eta=\eta_1$. De um lado, a região de alta pressão é separada da região de baixa pressão pela palheta e, do outro, pela folga radial. O óleo escoo pela folga radial em sentido anti-horário, do lado de alta pressão para o lado de baixa pressão.

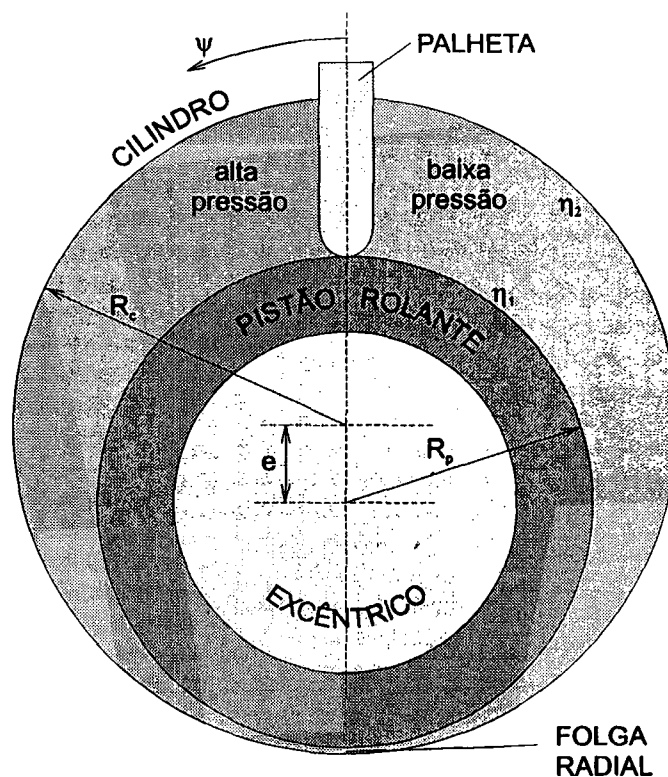


Figura 4.5 Folga radial representada pelo sistema de coordenadas bicilíndricas

As equações da continuidade e Navier-Stokes escritas em coordenadas bicilíndricas, para condições de escoamento incompressível, isotérmico e em regime permanente são dadas por:

$$\frac{1}{h^2} \left[\frac{\partial(\rho hu)}{\partial \psi} + \frac{\partial(\rho hv)}{\partial \eta} \right] = 0 \quad (4.15a)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{h^2} \left[\frac{\partial(\rho hu u)}{\partial \psi} + \frac{\partial(\rho hv u)}{\partial \eta} \right] &= -\frac{1}{h} \frac{\partial p}{\partial \psi} + \frac{\mu}{h^2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \psi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \right) + \\ &+ \frac{\mu}{h^2} \left[\frac{2}{h} \frac{\partial h}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \psi} - \frac{2}{h} \frac{\partial h}{\partial \psi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{u}{h} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial \psi^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial \eta^2} \right) \right] - \frac{\rho}{h^2} \left(uv \frac{\partial h}{\partial \eta} - v^2 \frac{\partial h}{\partial \psi} \right) \end{aligned} \quad (4.15b)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{h^2} \left[\frac{\partial(\rho huv)}{\partial \psi} + \frac{\partial(\rho hv v)}{\partial \eta} \right] &= -\frac{1}{h} \frac{\partial p}{\partial \eta} + \frac{\mu}{h^2} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial \psi^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} \right) + \\ &+ \frac{\mu}{h^2} \left[\frac{2}{h} \frac{\partial h}{\partial \psi} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{2}{h} \frac{\partial h}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \psi} - \frac{v}{h} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial \psi^2} \right) \right] - \frac{\rho}{h^2} \left(uv \frac{\partial h}{\partial \psi} - u^2 \frac{\partial h}{\partial \eta} \right) \end{aligned} \quad (4.15c)$$

Nestas equações, u e v são, respectivamente, as componentes da velocidade nas direções ψ e η , p é a pressão, ρ é a massa específica do óleo, μ sua viscosidade absoluta e h é a raiz quadrada da métrica (coeficiente de Lamé), dado por,

$$h = a / (\cosh \eta - \cos \psi) \quad (4.16)$$

A grandeza a é um parâmetro geométrico do sistema de coordenadas, segundo Gasche (1992).

As condições de contorno associadas às Equações 4.1 a 4.4 são de velocidade zero em todas as paredes sólidas. Uma condição de contorno fictícia é aplicada à palheta ($\psi = \beta$ e $2\pi - \beta$, $\beta \cong \pi/36$ é a metade da espessura da palheta) para explorar diferentes vazões pela folga radial. Portanto, em $\psi = \beta$ e $2\pi - \beta$,

$$v = 0 \quad \text{e} \quad \int_A u \, dA = \dot{m} / \rho \quad (4.17)$$

onde A é a área da secção transversal do escoamento e \dot{m} é a vazão prescrita. Deve ser notado que, na realidade, orifícios de sucção e descarga estão localizados em cada lado da palheta. Porém, desde que o objetivo principal do presente estudo é investigar o escoamento na folga radial, a condição de contorno fictícia acima mencionada fornece uma maneira conveniente para explorar o vazamento.

Metodologia numérica

As equações diferenciais 4.15 e as condições de contorno associadas são discretizadas usando-se a metodologia de volumes finitos. Malhas desencontradas com respeito à pressão foram empregadas para cada componente da velocidade. A integração numérica dos termos convectivo-difusivos adota o esquema de interpolação da lei de potência, de acordo com Patankar (1980); todos os demais termos são discretizados usando diferença central. O acoplamento entre pressão e velocidade é realizado pelo algoritmo SIMPLE de Patankar e as equações algébricas são resolvidas através de uma combinação entre o TDMA² e a metodologia Gauss-Seidel. Uma estratégia de correção em bloco acelera a convergência da solução numérica. Mais detalhes da discretização, bem como de outros aspectos da metodologia de solução numérica podem ser encontrados em Gasche (1992).

A malha final usada para gerar os resultados apresentados no presente trabalho possui 300 pontos nodais, sendo 30 pontos na direção ψ , 10 pontos na direção η . Malhas mais refinadas foram testadas sem mostrar grandes alterações nos resultados.

Os resultados obtidos com este modelo, também plotados no gráfico da Figura 4.4, são praticamente coincidentes com os demais, demonstrando, efetivamente, que as forças de inércia são desprezíveis para o escoamento de óleo puro. A discrepância entre os resultados deve ser devida, portanto, às incertezas de medição do procedimento experimental. Neste sentido, a análise de sensibilidade apresentada a seguir tem com objetivo verificar a influência da incerteza de medição da folga radial sobre os resultados.

4.3.4 Análise de sensibilidade

O modelo físico adotado para representar o escoamento real pode ser usado como uma ferramenta de análise da influência das incertezas de medição. A folga radial é a variável mais difícil de ser medida no experimento. Segundo Costa *et al.* (1990), é necessário manter-se uma incerteza de $\pm 1 \mu\text{m}$ na medição da folga radial para obterem-se bons resultados. Entretanto, Costa não apresenta nenhuma estimativa deste valor, mesmo porque esta envolve também o posicionamento do pistão rolante em relação ao cilindro, o que dificulta o procedimento.

² Tri-Diagonal Matrix Algorithm

Com o objetivo de investigar a influência do valor da folga radial no escoamento do óleo, a Figura 4.6 foi preparada. Os resultados numéricos são obtidos usando-se o modelo proposto por Costa, Equação 2.14c.

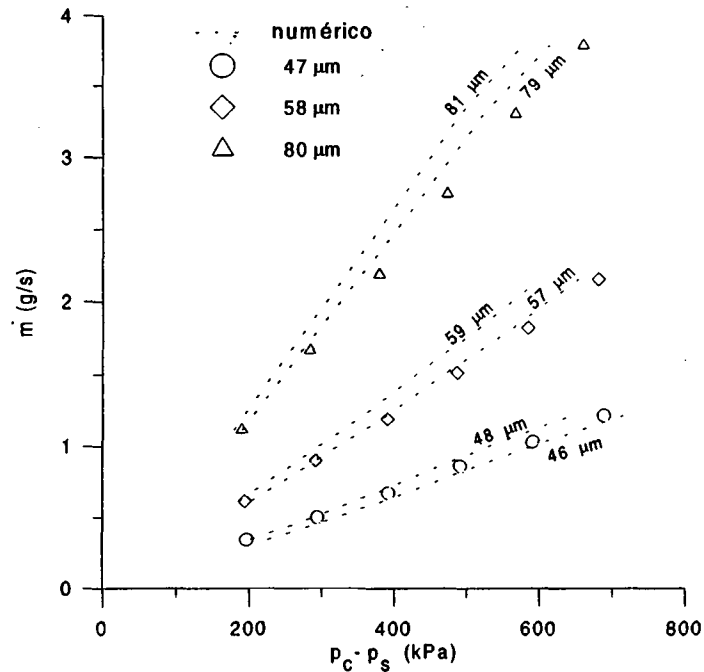


Figura 4.6 Influência da folga radial sobre o escoamento de óleo puro

Nota-se, na Figura 4.6, que para uma mesma vazão, uma variação de $\pm 1 \mu\text{m}$ no valor da folga radial produz uma diferença média de 8 % na queda de pressão, considerando-se as três folgas. A Figura 4.7 mostra resultados supondo-se uma incerteza de $\pm 5 \mu\text{m}$ para uma folga de $80 \mu\text{m}$. Observa-se, neste caso, que os dados experimentais situam-se dentro da faixa de incerteza. Tudo indica, portanto, que a medição das maiores folgas possui uma incerteza maior.

A análise destes dados mostra a importância da boa medição da folga radial para a obtenção de bons resultados experimentais. Esta é, portanto, a variável crítica do escoamento e sua determinação experimental deve ser realizada com a menor incerteza possível, inclusive, menor do que $\pm 1 \mu\text{m}$, um valor sugerido por Costa para a obtenção de bons resultados experimentais.

Uma análise semelhante foi feita para a vazão, usando uma incerteza de $\pm 0,4 \%$ do valor lido. Os dados, não apresentados aqui por não acrescentarem novidades, mostram que para esta variação não existe alteração nos resultados.

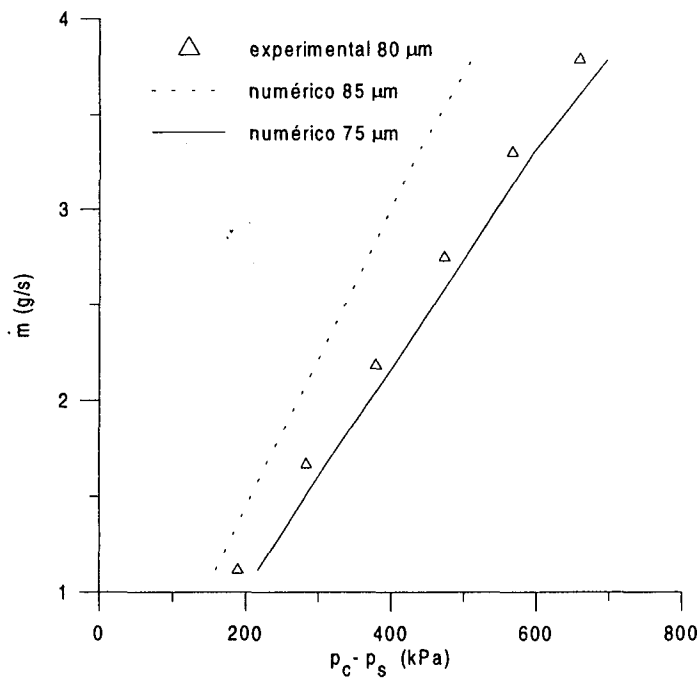


Figura 4.7 Influência de uma Incerteza de $\pm 5 \mu\text{m}$ na medição da folga radial de $80 \mu\text{m}$ sobre o escoamento de óleo puro

4.4 INFLUÊNCIA DOS TERMOS DE INÉRCIA

No item 4.3.3 ficou comprovado que, para as faixas de valores experimentais, a influência dos termos de inércia no escoamento de óleo puro é desprezível. Entretanto, é interessante saber a partir de que condições estes termos são importantes. Para isto, foram gerados resultados numéricos usando o modelo 1D proposto por Costa *et al.* (1990), que não contém os termos de inércia, e o modelo 2D completo proposto neste trabalho no item 4.3.3. A Figura 4.8 apresenta os resultados obtidos na forma gráfica. Para folgas radiais de 10, 40 e $80 \mu\text{m}$, plota-se a diferença de pressão entre as câmaras de compressão e de sucção, considerando-se a vazão como parâmetro variável.

Observa-se que, para uma folga constante, a discrepância entre os resultados cresce com o aumento da vazão, pois os termos de inércia passam a ter maior importância. Além disso, quanto maior o valor da folga radial, menor é a vazão necessária para causar a discrepância. Para uma discrepância de, por exemplo, 10 %, são necessárias vazões de 179, 88 e 63 g/s para as folgas de 10, 40 e $80 \mu\text{m}$, respectivamente. O aumento da folga radial produz uma redução nas forças de atrito relativamente às forças de inércia.

A análise da Figura 4.9 fornece subsídios extras para mostrar as discrepâncias entre os modelos 2D completo, 1D proposto por Costa (sem inércia) e 1D simplificado (com inércia).

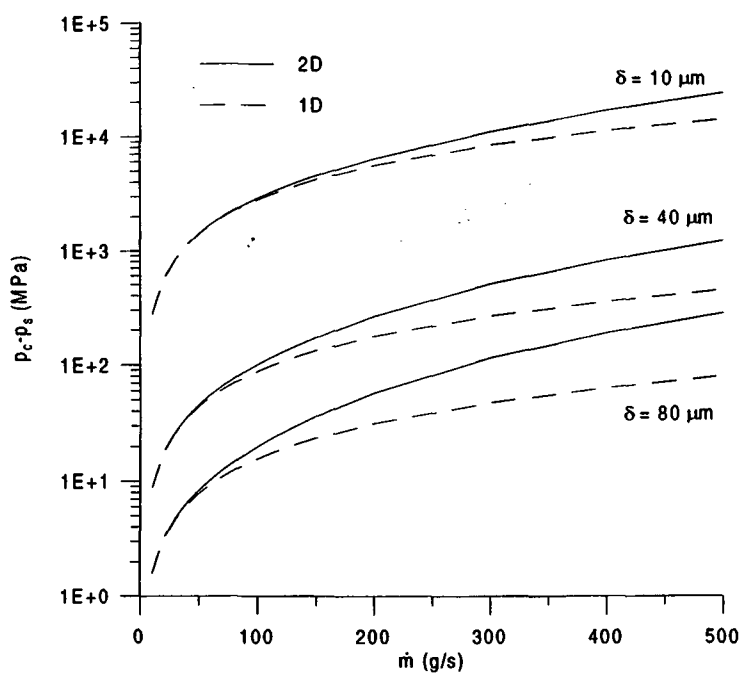


Figura 4.8 Discrepância entre os modelos 2D completo e 1D de Costa *et al.* (1990)

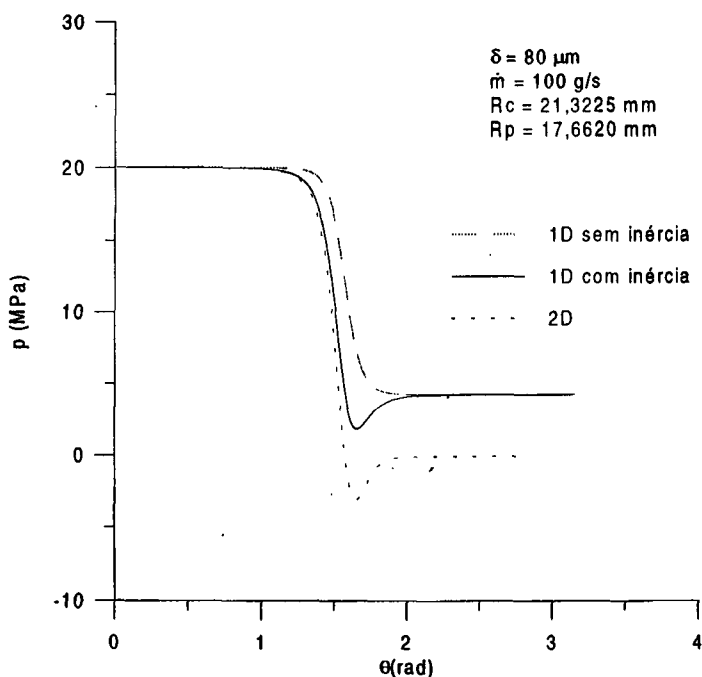


Figura 4.9 Perfis de pressão relativa obtidos pelos modelos 2D completo, 1D de Costa *et al.* (1990) e 1D simplificado

A diferença observada entre os modelos unidimensionais é causada apenas pela inclusão do termo de inércia no modelo 1D simplificado. Pela conservação da massa, o fluido sofre uma aceleração devida à redução da secção transversal da folga. O modelo 1D simplificado, por incluir o termo de aceleração do fluido (inércia), capta uma redução de pressão maior do que

aquela causada apenas pelo atrito (note que $da/d\theta < 0$ na equação 4.13). Com o subsequente aumento da secção transversal, ocorre a recuperação de pressão. Neste caso, a recuperação de pressão é total, pois o modelo usado para o fator de atrito não incorpora nenhuma influência da aceleração do fluido; usa-se, simplificada, um valor constante. O mesmo não ocorre no perfil de pressão obtido com o modelo 2D completo, ou seja, a recuperação de pressão não é total. A aceleração do fluido, além de reduzir a pressão, aumenta a tensão viscosa nas paredes, o que produz uma redução de pressão extra não recuperável, pois é uma forma de energia dissipativa, conduzindo a uma queda de pressão maior.

É importante salientar que, nas vazões observadas no compressor real, a influência dos termos de inércia é desprezível, e o modelo de Costa *et al.* (1990) retrata bem o escoamento real.

A seguir é apresentado um resultado importante do ponto de vista de aplicação prática: uma equação geral para a vazão de óleo pela folga radial para qualquer configuração geométrica do compressor rotativo de pistão rolante.

4.5 EQUAÇÃO GERAL DO VAZAMENTO

A validação do modelo numérico garante a veracidade de novos resultados gerados, com o objetivo de explorar as características do escoamento em condições ligeiramente diferentes daquelas usadas na experimentação. Este procedimento pode conduzir a importantes resultados sem a necessidade de altos investimentos na bancada experimental e em tempos relativamente menores de investigação. Neste caso, é muito importante para futuras simulações globais do compressor a determinação de uma equação geral para a vazão de gás pela folga radial em função das variáveis envolvidas no problema. Devido à maneira pela qual se pretende modelar o vazamento de gás, ou seja, o escoamento de gás provocado pelo óleo lubrificante, o primeiro passo para uma investigação cuidadosa é determinar uma equação para a vazão de óleo puro pela folga radial.

As principais variáveis envolvidas no fenômeno do vazamento de óleo pela folga radial, considerando R_c e R_p constantes, são a diferença de pressão através da folga, $(p_c - p_s)$, a dimensão da folga radial, δ , a massa específica do fluido, ρ , a viscosidade absoluta do fluido, μ , a altura do pistão rolante, H_p , e a vazão, \dot{m} . Assim, a vazão pode ser expressa em uma relação funcional por:

$$\dot{m} = f[(p_c - p_s), \delta, \rho, \mu, H_p] \quad (4.18)$$

Com estas variáveis pode-se formar os seguintes grupos adimensionais na forma funcional:

$$g[\dot{m}/(\mu\delta), (p_c - p_s)\rho\delta^2/\mu^2, H_p/\delta] = 0 \quad (4.19)$$

A Figura 4.10 mostra resultados numéricos obtidos para o vazamento de óleo lubrificante puro usando estes grupos adimensionais.

O ajuste das curvas apresentadas na Figura 4.10, usando o método dos mínimos quadrados, conduz à seguinte equação para o vazamento de óleo lubrificante:

$$\dot{m}^* = 0,0162 p^* (\delta^*)^{0,5} \quad (4.20a)$$

onde:

$$\dot{m}^* = \dot{m}/(\mu\delta) \quad (4.20b)$$

$$p^* = (p_c - p_s)\rho\delta^2/\mu^2 \quad (4.20c)$$

$$\delta^* = H_p/\delta \quad (4.20d)$$

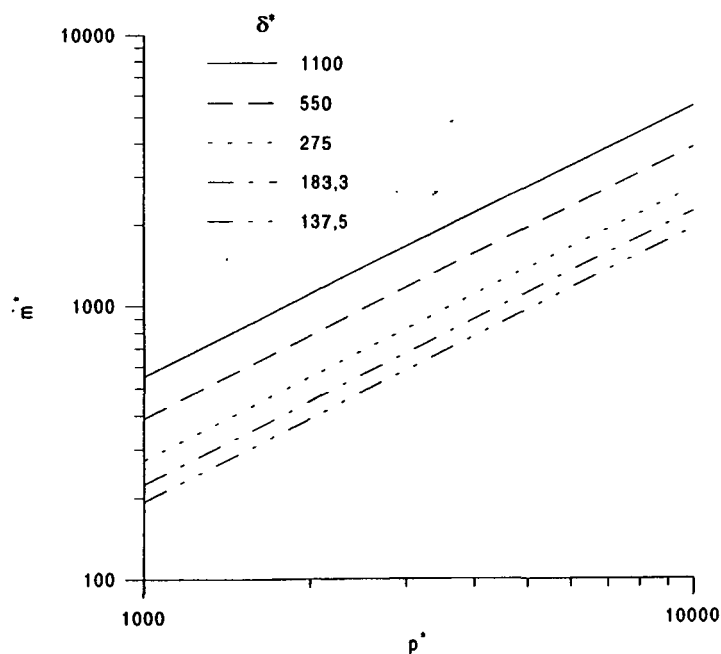


Figura 4.10 Análise dimensional do escoamento de óleo lubrificante puro através da folga radial

A Equação 4.20a mostra que o vazamento de óleo lubrificante através da folga radial varia diretamente com $\delta^{2.5}$ e inversamente com a viscosidade cinemática, $\nu = \mu/\rho$. Por outro lado, a investigação numérica do mesmo problema para diferentes compressores, ou seja, R_p , R_c e H_p diferentes, conduz a equações semelhantes à Equação 4.20a. A única diferença entre as equações situa-se no valor da constante multiplicativa $\Pi = 0,0162$. A Tabela 4.2 apresenta os valores de Π obtidos para compressores de diferentes dimensões.

Tabela 4.2 Valores de Π para compressores de diferentes dimensões

R_c [mm]	H_p [mm]	R_p/R_c				
		0,8143	0,8500	0,8743	0,9000	0,9117
23,0000	27	0,025948	0,022800	0,020549	0,018025	0,016799
	19	0,021750	0,019114	0,017226	0,015113	0,014085
	11	0,016519	0,014519	0,013087	0,011484	0,010705
21,3225	27	0,026938	0,023663	0,021327	0,018702	0,017432
	19	0,022580	0,019837	0,017880	0,015680	0,014616
	11	0,017147	0,015068	0,013584	0,011915	0,011107
19,6450	27	0,028046	0,024633	0,022197	0,019461	0,018137
	19	0,023508	0,020649	0,018609	0,016316	0,015207
	11	0,017850	0,015684	0,014137	0,012398	0,011556

A equação geral do vazamento de óleo lubrificante puro é, portanto,

$$\dot{m}^* = \Pi p^* (\delta^*)^{0.5} \quad (4.21)$$

O parâmetro Π apresentado na Tabela 4.2 é uma média aritmética de 15 valores ajustados para uma combinação de folgas mínimas de 15, 30, 45, 60 e 80 μm , com vazões de 1, 2 e 3 g/s. A Figura 4.11 apresenta os resultados da Tabela 4.2 na forma gráfica.

Seria muito interessante reunir todos os dados mostrados na Figura 4.11 em uma única curva. Com este objetivo, plota-se na Figura 4.12 a variável $\Pi(R_c/H_p)^{1/2}$ contra a variável R_p/R_c . O resultado mostra que é perfeitamente possível ajustar-se uma única curva para os dados.

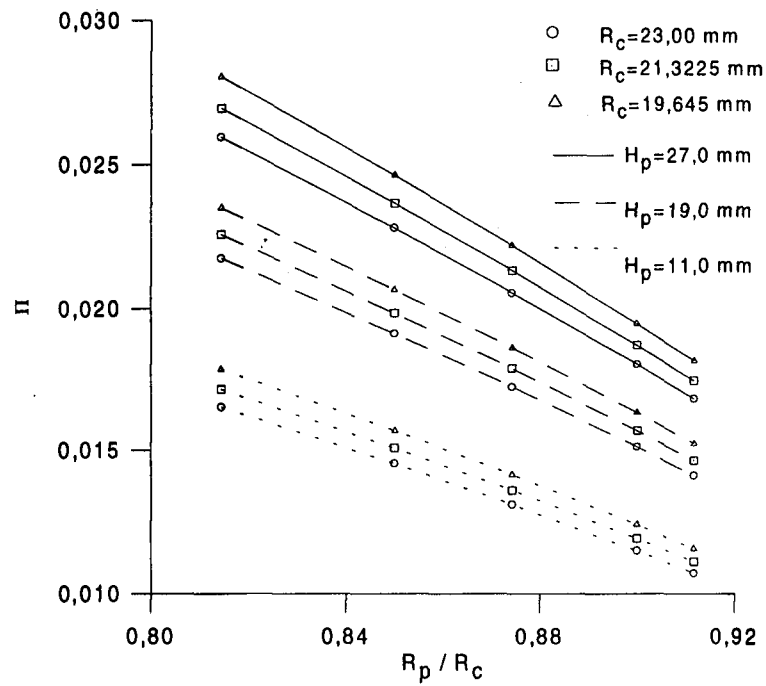


Figura 4.11 Valores de Π em função de R_p/R_c para diferentes compressores

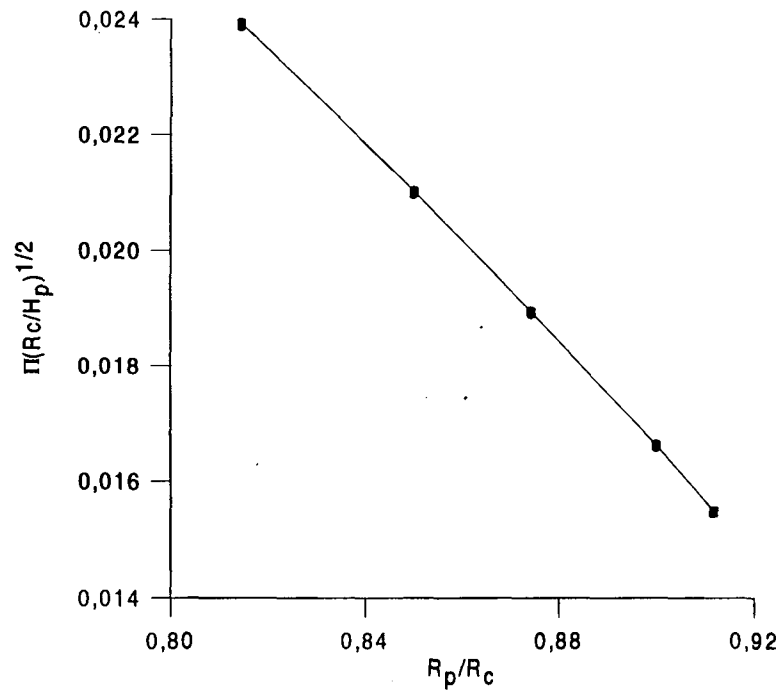


Figura 4.12 Ajuste da equação geral para o vazamento de óleo puro

Desta forma, uma equação geral para o vazamento de óleo lubrificante puro pode ser obtida considerando, inclusive, compressores de diferentes dimensões, ou seja:

$$\dot{m}^* = \left[\frac{A + B (R_p / R_c)}{(R_c / H_p)^{0,5}} \right] (\delta^*)^{0,5} p^* \quad (4.22)$$

onde $A=0,094419$ e $B=-0,086468$.

A vazão de refrigerante pode ser calculada, simplificadamente, usando-se a vazão de óleo obtida pela Equação 4.22 e a diferença de concentração do refrigerante no óleo entre as câmaras de compressão e de sucção. O item 6.3 explora este assunto detalhadamente.

É importante ressaltar que a Equação 4.22 deve ser usada com cuidado para valores das variáveis fora das faixas aqui analisadas.

4.6 CONCLUSÃO

O escoamento estacionário de óleo puro é o primeiro modelo desenvolvido para descrever o vazamento pela folga radial. O Capítulo 4 apresenta os dois modelos desenvolvidos neste trabalho: um modelo unidimensional simplificado contendo os principais termos de inércia e um modelo bidimensional em coordenadas bicilíndricas completo. Estes dois, juntamente com o modelo de Costa *et al.* (1990), são confrontados com dados experimentais. Os resultados mostram que o modelo de Costa, apesar de toda sua simplicidade, é plenamente satisfatório para prever o escoamento. Ao contrário do que se suspeitava, os termos inerciais da equação da conservação da quantidade de movimento não são importantes.

Uma análise de sensibilidade mostra que a medição da folga radial deve ser feita com muito cuidado, visto que sua influência nos resultados é significativa. Incertezas menores do que $1 \mu\text{m}$ devem ser conseguidas para se obterem boas comparações entre o modelo e o experimento.

Um resultado importante do ponto de vista prático, que pode ser usado imediatamente na simulação global do compressor, é a equação geral para o vazamento de óleo, Equação 4.22. É importante ressaltar que esta equação é válida para quaisquer dimensões do compressor dentro da faixa analisada. Além disso, alguns testes realizados comprovam a validade desta equação, mesmo quando as propriedades físicas do óleo são calculadas considerando alguma quantidade de refrigerante dissolvido.

ESCOAMENTO TRANSIENTE DE ÓLEO PURO

5.1 INTRODUÇÃO

No Capítulo 4 foram desenvolvidos modelos para calcular o escoamento de óleo puro em regime permanente. Em relação ao escoamento real, o modelo apresentado não contempla, obviamente, a influência da variação temporal da pressão de compressão, $p_c(t)$. Além disso, ele exclui o efeito da velocidade tangencial absoluta do pistão rolante e sua variação temporal, $V_{tr}(t)$. A inclusão destas duas variáveis tornam o modelo mais realista, transformando o escoamento em regime transiente. Este é o avanço importante em relação ao modelo anterior, visto que nenhum trabalho ainda explorou tais características.

Inicialmente, é realizada uma análise de sensibilidade, cujo objetivo é verificar a influência da velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, doravante chamada simplesmente de velocidade tangencial, sobre o escoamento estacionário de óleo. Será mostrado que a inclusão desta variável no modelo é importante, principalmente para as folgas radiais maiores.

Posteriormente, após a elaboração do modelo, são gerados diversos resultados numéricos fornecendo a vazão instantânea de óleo e refrigerante para uma revolução completa do pistão rolante, assim como suas vazões totais, considerando várias folgas radiais e temperaturas distintas do óleo.

5.2 INFLUÊNCIA DA VELOCIDADE TANGENCIAL ABSOLUTA DO PISTÃO ROLANTE

Nos modelos desenvolvidos por Costa *et al.* (1990) e Ferreira *et al.* (1992) para calcular o escoamento de óleo puro, a rotação do pistão rolante e, conseqüentemente, sua velocidade tangencial, foi ignorada. A análise da dinâmica do pistão rolante, efetuada no item 3.4, forneceu uma velocidade tangencial não nula, além de variável ao longo da revolução do

pistão. A Figura 3.10 mostra o comportamento instantâneo desta velocidade para uma revolução completa do pistão. Note-se, inclusive, que o pistão adquire velocidades negativas.

Como o objetivo inicial é apenas verificar o efeito da velocidade tangencial sobre o escoamento, esta é considerada constante e um modelo para o escoamento estacionário de óleo puro é desenvolvido.

5.2.1 Escoamento estacionário de óleo puro incluindo o efeito da velocidade tangencial absoluta do pistão rolante

A geometria adotada para estudar o efeito da velocidade tangencial sobre o escoamento estacionário de óleo puro pela folga radial é idêntica àquela apresentada na Figura 4.3. A equação da quantidade de movimento, considerando-se apenas o equilíbrio entre as forças de pressão e viscosa, escrita em coordenadas cilíndricas, é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{dp}{d\theta} \quad (5.1)$$

Integrando duas vezes esta equação, usando as condições de contorno de não deslizamento, ou seja,

$$r=R_p, \quad u=V_{tr} \quad (5.2a)$$

$$r=a(\theta), \quad u=0 \quad (5.2b)$$

obtém-se a equação para o perfil de velocidade em qualquer secção transversal, desde que o gradiente local de pressão seja conhecido:

$$u = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{d\theta} \left[r - a - (R_p - a) \frac{\ln(r/a)}{\ln(R_p/a)} \right] + \frac{V_{tr}}{\ln(R_p/a)} \ln(r/a) \quad (5.3)$$

Note-se que o segundo termo do lado direito desta equação representa a contribuição da velocidade tangencial no desenvolvimento do escoamento.

O perfil longitudinal de pressão pode ser obtido através da integração do perfil de velocidade ao longo da secção transversal do canal, com o objetivo de se obter a vazão do escoamento, isto é,

$$\dot{m} = \int_{R_p}^{a(\theta)} \rho u H_p dr \quad (5.4)$$

o que resulta em:

$$\frac{dp}{d\theta} = - \frac{\left\{ \frac{\dot{m}}{\rho H_p} + V_{tr} a \left[\frac{1 - R_p/a}{\ln(R_p/a)} + \frac{R_p}{a} \right] \right\} \frac{2\mu}{a}}{\left[1 - \left(\frac{R_p}{a} \right)^2 + \frac{2(1 - R_p/a)^2}{\ln(R_p/a)} \right]} \quad (5.5)$$

Esta equação fornece o gradiente longitudinal local de pressão. A sua integração possibilita a determinação da pressão local ao longo da folga e, conseqüentemente, dos perfis de velocidade em qualquer secção transversal. Estes resultados são apresentados e explorados a seguir.

5.2.2 Resultados numéricos

Para uma determinada geometria, conhecendo-se as propriedades físicas do fluido, a velocidade tangencial do pistão rolante e a vazão do escoamento, pode-se determinar o perfil longitudinal de pressão e os perfis de velocidade em cada secção transversal. No presente trabalho, isto é feito usando-se o método de Runge-Kutta de quarta ordem, partindo de um valor prescrito para a pressão de compressão em $\theta=0$, $p_c(0)$. O comprimento do canal é definido por $0=\pi$; outros comprimentos de canal foram testados sem alteração dos resultados aqui apresentados.

O compressor usado apresenta as seguintes dimensões: $R_c=21,3225$ mm, $R_p=17,662$ mm e $H_p=11,00$ mm. As propriedades físicas, μ e ρ , são calculadas através das Equações 4.2 e 4.3 para uma temperatura média experimental, baseada nos dados da Tabela 4.1, de $27,9$ °C; $\mu=1,23 \times 10^{-2}$ Pa.s e $\rho=848,8$ kg/m³.

Perfis de pressão

Inicialmente, são apresentados alguns perfis longitudinais de pressão para as folgas de 10 e 80 μ m, explorando o efeito da velocidade tangencial do pistão rolante.

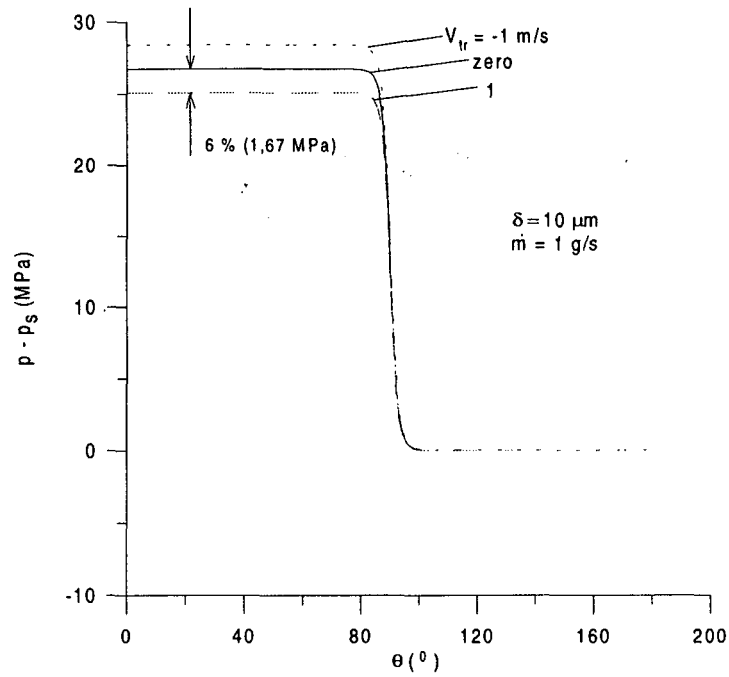


Figura 5.1 Efeito da velocidade tangencial sobre o perfil de pressão para $\delta=10 \mu\text{m}$ e $\dot{m} = 1 \text{ g/s}$

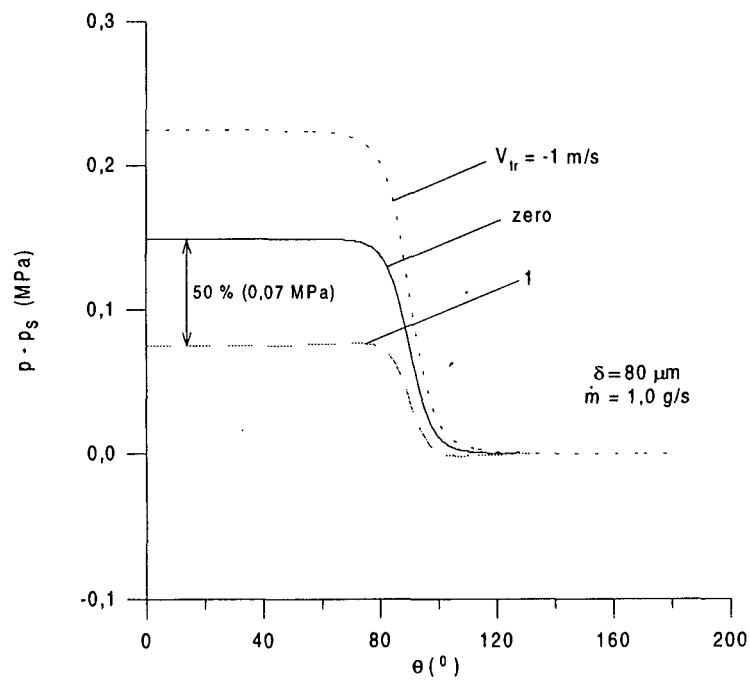


Figura 5.2 Efeito da velocidade tangencial sobre o perfil de pressão para $\delta=80 \mu\text{m}$ e $\dot{m} = 1 \text{ g/s}$

Nota-se, claramente, nos dois casos, um gradiente abrupto de pressão exatamente no valor mínimo da folga radial, isto é, em $\theta=90^\circ$. Isto ocorre, pois a variação da secção transversal da folga é acentuada, o que eleva significativamente a tensão de cisalhamento nas paredes, na região de menor folga. Naturalmente, o gradiente de pressão é tanto maior quanto menor o valor da folga radial; o gradiente de pressão para uma determinada vazão deve crescer com o aumento da resistência imposta pelo atrito, ou seja, com a redução da folga radial.

Além disso, observa-se que a influência da velocidade tangencial é mais pronunciada para as maiores folgas; uma variação de 1 m/s produz uma diferença de 50 % no gradiente de pressão para a folga de 80 μm , contra 6 % para a folga de 10 μm . Entretanto, a diferença absoluta de pressão é maior para as menores folgas: 1,67 MPa para $\delta=10 \mu\text{m}$, contra 0,07 MPa para $\delta=80 \mu\text{m}$. Analisando-se pela ótica da vazão, para a folga de 80 μm a contribuição da velocidade tangencial na vazão do escoamento é bem maior. Por exemplo, quando $V_{tr}=1 \text{ m/s}$ é preciso uma diferença de pressão de 0,07 MPa para produzir uma vazão de 1 g/s. Quando se retira esta velocidade, $V_{tr}=0$, é necessário dobrar-se o gradiente de pressão para se manter a mesma vazão; para a folga de 10 μm o aumento necessário é de apenas 6 %, apesar de significar uma diferença de pressão em valor absoluto maior.

Destes resultados pode-se concluir que o escoamento de óleo puro em pequenas folgas é dominado pelo gradiente de pressão, enquanto que em folgas maiores a inclusão da velocidade tangencial passa a ser importante.

Outras folgas e vazões foram testadas, conduzindo aos mesmos comportamentos descritos. É importante ressaltar, também, que este mesmo problema foi resolvido usando-se a formulação 2D completa e conduziu a resultados idênticos. Para os níveis de vazão aqui analisados, conclui-se, portanto, que a inclusão da velocidade tangencial não requer a introdução dos termos de inércia no modelo.

Perfis de velocidade

Alguns perfis de velocidade para a folga de 80 μm , considerando $V_{tr}=1$ e -1 m/s , são mostrados nas Figuras 5.3 e 5.4, respectivamente. Em ambos os casos, observa-se a aceleração do fluido ao longo do canal ($\theta=28, 56$ e 85°), seguida de uma desaceleração ($\theta=114^\circ$), que ocorre em virtude da variação da secção transversal do canal, $\delta(\theta)$. É interessante notar que, mesmo quando a velocidade tangencial é positiva, ocorrem recirculações do fluido na entrada e na saída do escoamento; note-se que $u<0$ na região superior do canal, na entrada ($\theta=28$ e 56°). O mesmo ocorre na saída do canal, visto que o escoamento é simétrico longitudinalmente. Este fenômeno aparece porque a quantidade de fluido arrastada pelo pistão é relativamente grande, quando

comparada à vazão total. Assim, parte do fluido deve retornar na parte superior, para que a equação da continuidade seja satisfeita. A região de recirculação quando a velocidade tangencial é negativa, Figura 5.4, fica bastante evidente.

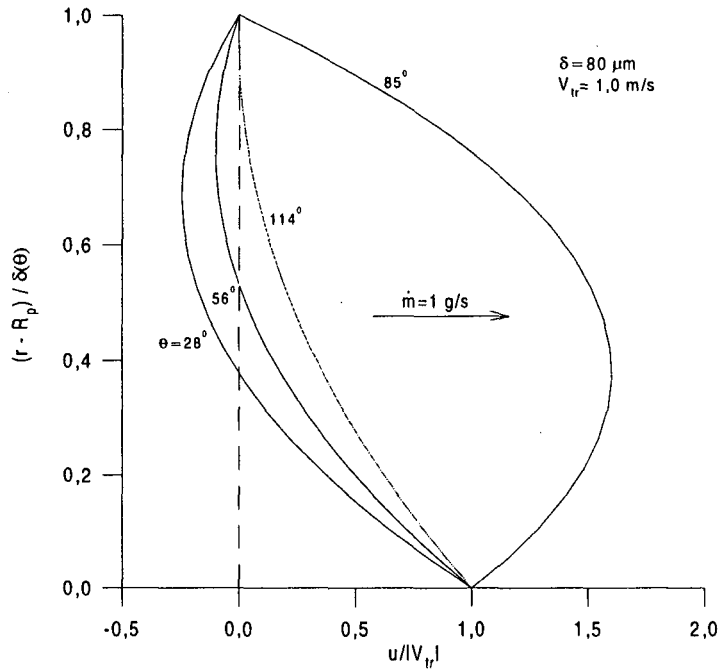


Figura 5.3 Perfis de velocidade para $\delta=80 \mu\text{m}$ e $V_{tr}=1 \text{ m/s}$

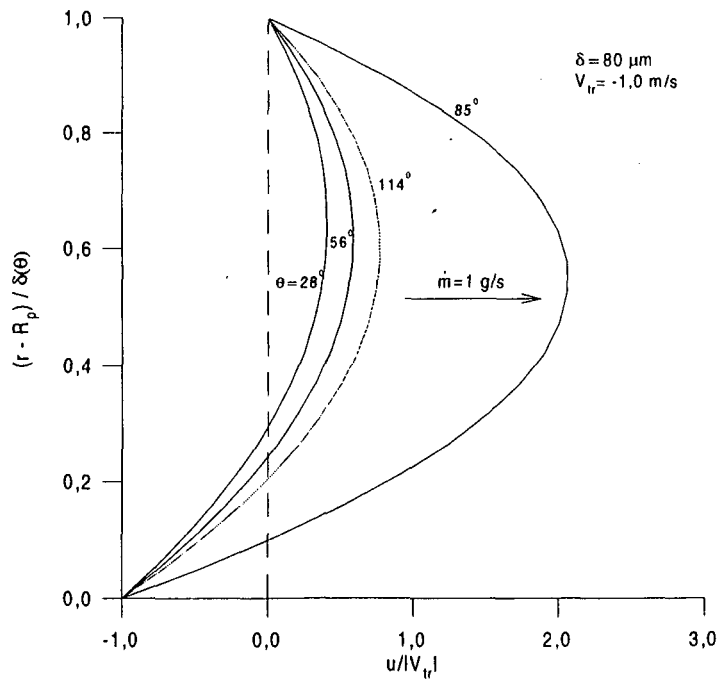


Figura 5.4 Perfis de velocidade para $\delta=80 \mu\text{m}$ e $V_{tr}=-1 \text{ m/s}$

A seguir, são apresentados resultados numéricos usando as variáveis adimensionais definidas pelas equações 4.20, p^* e \dot{m}^* . A Figura 5.5 mostra a pressão adimensional, p^* , em função da velocidade tangencial, V_{tr} , para várias folgas radiais, quando se prescreve uma vazão constante de 1 g/s.

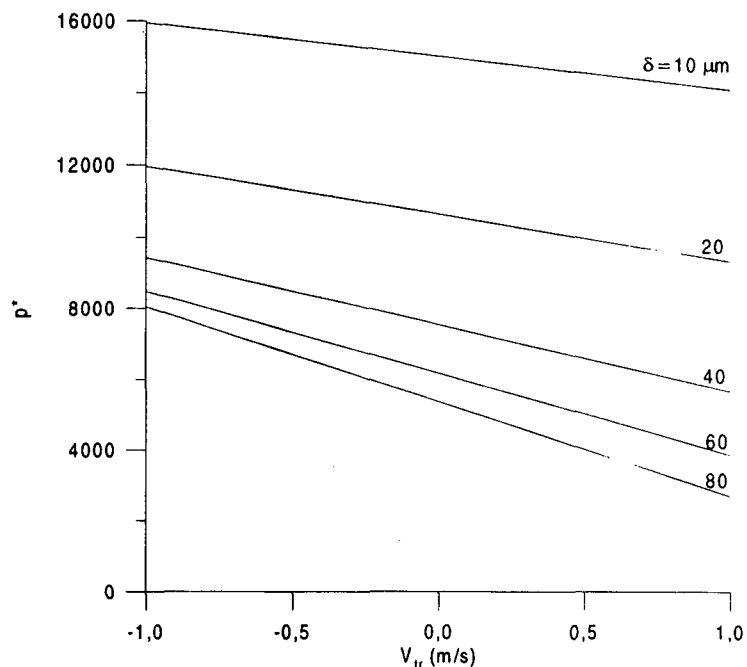


Figura 5.5 Comportamento da pressão adimensional em função da velocidade tangencial para $\dot{m} = 1 \text{ g/s}$

Primeiramente, é claro o comportamento linear decrescente da pressão com a velocidade tangencial. Como já discutido anteriormente, isto é mais acentuado para as maiores folgas, mostrando a maior influência da velocidade tangencial nestes casos. Este é o comportamento esperado quando a vazão é constante. A vazão total é produzida por dois componentes: a diferença de pressão entre a entrada e saída do canal e a velocidade tangencial. Quando V_{tr} aumenta, cresce a vazão por ela produzida, devendo diminuir a vazão causada pela diferença de pressão e, conseqüentemente, a própria diferença de pressão. Isto é o que se observa na Figura 5.5. A queda da pressão adimensional com o aumento da folga radial, para V_{tr} constante, é óbvia, devido à redução do atrito.

Uma outra maneira de se visualizar os resultados é analisar o comportamento da vazão do escoamento em função da velocidade tangencial, quando a pressão adimensional é mantida constante. A Figura 5.6 mostra estes resultados para as folgas de 10 e 80 μm .

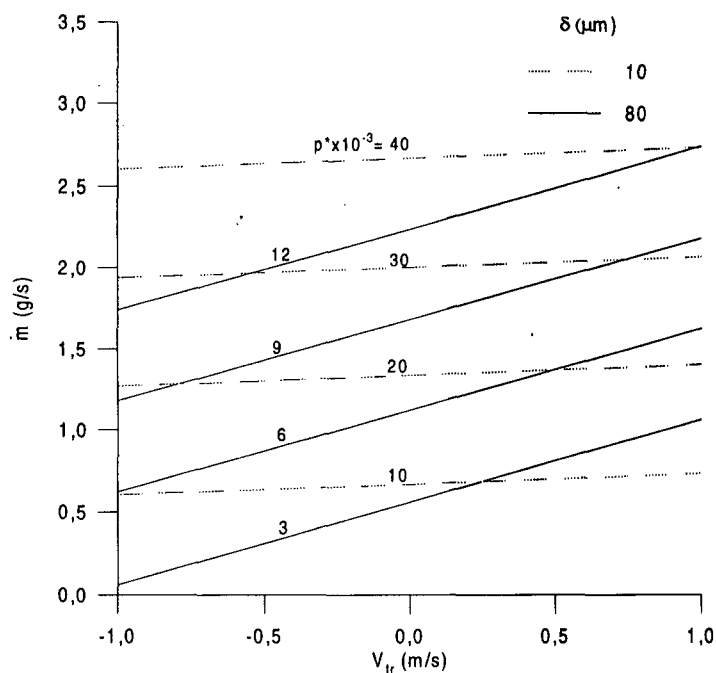


Figura 5.6 Comportamento da vazão em função da velocidade tangencial para $\delta=10$ e $80 \mu\text{m}$

Novamente, fica clara a maior influência da velocidade tangencial sobre a vazão do escoamento para as maiores folgas radiais; note-se a maior inclinação das curvas para $\delta=80 \mu\text{m}$. Observe-se, além disso, a inclinação constante das curvas para uma mesma folga quando a pressão adimensional varia, mostrando que o valor da diferença de pressão não altera o efeito da velocidade tangencial. Em ambos os casos, a vazão aumenta com a velocidade tangencial.

Estes resultados mostram, portanto, que a importância da velocidade tangencial na modelagem do escoamento de óleo puro é inegável. Desta forma, a modelagem do escoamento transiente de óleo puro deve considerar esta variável. Este é o próximo passo a ser seguido.

5.3 ESCOAMENTO TRANSIENTE DE ÓLEO PURO

O escoamento transiente de óleo puro pode ser resolvido com o mesmo modelo apresentado no item anterior, isto é, pela solução da Equação 5.5, usando-se como condições de contorno a pressão de compressão e a velocidade tangencial instantâneas, obtidas das modelagens do processo de compressão e da dinâmica do pistão rolante, Figuras 3.3 e 3.10, respectivamente. Isto, porque a massa específica do óleo permanece constante. Entretanto, outra metodologia é desenvolvida aqui, por dois motivos: o desejo de uma formulação mais genérica, permitindo o uso de propriedades físicas variáveis, que será usada em modelos posteriores, e o

desejo de se prescrever ambas as pressões de compressão, p_c , e de sucção, p_s , deixando o cálculo da vazão como resultado do problema. Por isso, desenvolve-se aqui uma metodologia numérica, baseada na técnica dos volumes finitos.

5.3.1 Formulação do problema

Na metodologia desenvolvida neste trabalho, usa-se o mesmo procedimento adotado no item anterior para a obtenção do perfil de velocidade numa determinada secção transversal, Equação 5.3. Contudo, ao invés de se integrar este perfil para obter a vazão do escoamento, integra-se a equação da conservação da massa na forma diferencial para obter uma equação diferencial ordinária de segunda ordem para a pressão, onde a vazão não aparece explicitamente. Assim sendo, na discretização desta equação, pode-se prescrever ambas as pressões de compressão e de sucção, sem a necessidade de se prescrever a vazão.

A geometria adotada é idêntica àquela mostrada na Figura 4.3. O perfil de velocidade é obtido através da integração da equação da conservação da quantidade de movimento, estabelecida pelo equilíbrio apenas entre as forças de pressão e viscosa, Equação 5.1. A aplicação das condições de contorno, dadas pelas Equações 5.2, fornece a mesma equação para o perfil de velocidade, Equação 5.3.

Por outro lado, a equação da conservação da massa na forma diferencial, escrita em coordenadas cilíndricas, é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho u) = 0 \quad (5.6)$$

A integração desta equação na direção r , de R_p a $a(\theta)$, usando o perfil de velocidade dado pela Equação 5.3 e desconsiderando o efeito de filme espremido, pois $d\delta/dt = v(R_p) = 0$, conduz à seguinte equação diferencial para a pressão:

$$\left(\frac{a^2 - R_p^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{d}{d\theta} \left[-\frac{\rho}{\mu} \frac{dp}{d\theta} f_1(\theta) + \rho V_{tr}(t) f_2(\theta) \right] = 0 \quad (5.7a)$$

onde:

$$f_1(\theta) = (a - R_p) \left[\frac{a - R_p}{2} - \left(\frac{R_p - a}{\ln(R_p / a)} - R_p \right) \right] \quad (5.7b)$$

$$f_2(\theta) = \left[\frac{R_p - a}{\ln(R_p / a)} - R_p \right] \quad (5.7c)$$

A integração da Equação 5.7a na direção θ e no tempo, de t a $t+\Delta t$, considerando o volume de controle genérico mostrado na Figura 5.7, conduz à seguinte equação algébrica:

$$A_P p_P = A_E p_E + A_W p_W + S_c \quad (5.8a)$$

onde,

$$A_E = \Gamma_e / (\delta\theta)_e \quad (5.8b)$$

$$A_W = \Gamma_w / (\delta\theta)_w \quad (5.8c)$$

$$A_P = A_E + A_W \quad (5.8d)$$

$$S_c = -(S_{c1} + S_{c2}) \quad (5.8e)$$

$$S_{c1} = (\rho_P - \rho_P^0) \left(\frac{a_P^2 - R_P^2}{2} \right) \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \quad (5.8f)$$

$$S_{c2} = \rho_e V_{tr} f_2(\theta_e) - \rho_w V_{tr} f_2(\theta_w) \quad (5.8g)$$

$$\Gamma = \frac{\rho f_1(\theta)}{\mu} \quad (5.8h)$$

e ρ_P é a massa específica no ponto P no instante $t+\Delta t$, ρ_P^0 é a massa específica no ponto P no instante t e a_P é o valor do parâmetro $a(\theta)$ no ponto P. A discretização do gradiente de pressão é feita por diferença central:

$$\left(\frac{dp}{d\theta} \right)_e = \frac{p_E - p_P}{(\delta\theta)_e} \quad (5.9a)$$

$$\left(\frac{dp}{d\theta}\right)_w = \frac{p_P - p_W}{(\delta\theta)_w} \quad (5.9b)$$

As condições de contorno aplicadas são:

$$\theta = \theta_c, \quad p = p_c(t) \quad (5.10a)$$

$$\theta = \theta_s, \quad p = p_s = \text{cte} \quad (5.10b)$$

onde θ_c e θ_s são os ângulos que definem a dimensão do canal.

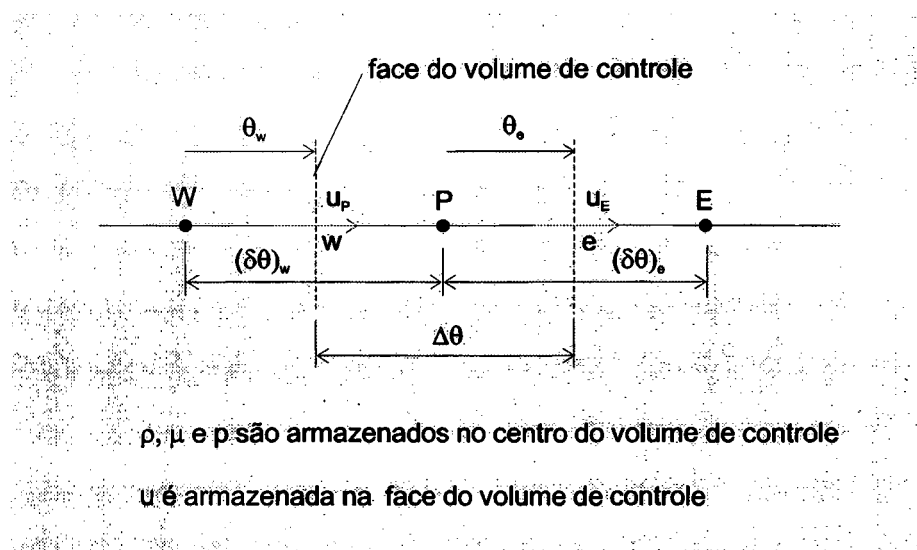


Figura 5.7 Volume de controle adotado para a integração de Equação 5.7a

A pressão de compressão instantânea, $p_c(t)$, obtida através da modelagem do processo de compressão do gás, é apresentada na Figura 3.3. A velocidade tangencial, V_{tr} , obtida pela modelagem da dinâmica do pistão rolante, é dada pelo perfil mostrado na Figura 3.10. Para facilitar a leitura, estas figuras são rerepresentadas nas Figuras 5.8 e 5.9, respectivamente.

Como pode ser visto na Figura 5.7, adota-se malha desencontrada para a velocidade, u , com respeito à pressão, p . A equação algébrica é resolvida através de uma combinação entre o TDMA e a metodologia de Gauss Seidel.

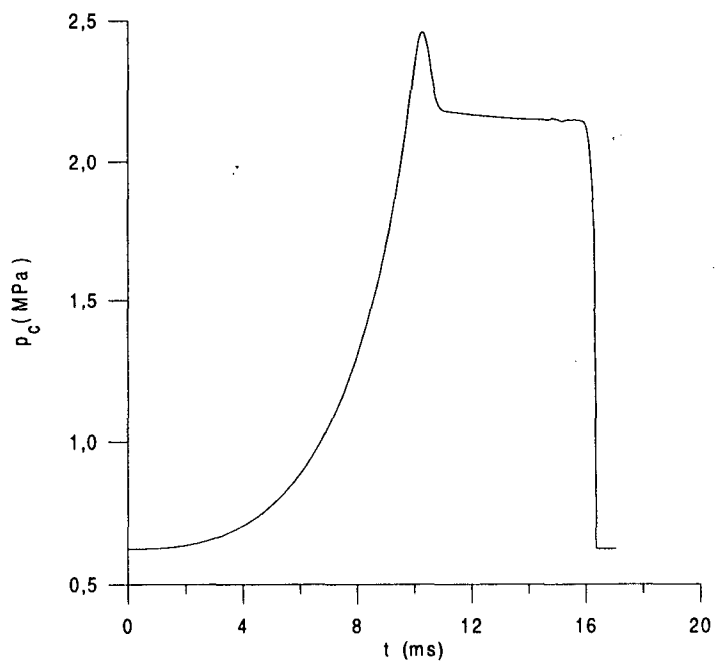


Figura 5.8 Pressão de compressão instantânea durante uma revolução completa do pistão rolante

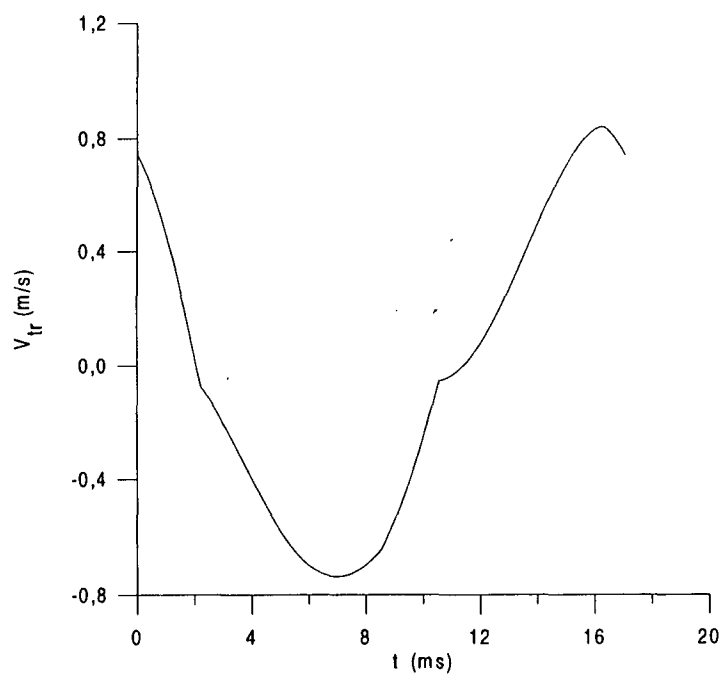


Figura 5.9 Velocidade tangencial instantânea durante uma revolução completa do pistão rolante

5.3.2 Resultados numéricos

Os resultados apresentados foram obtidos usando uma malha com 120 pontos nodais, 500 intervalos de tempo e com um comprimento de canal de $\pi/3$ rad, com a folga mínima localizada em $\theta=\pi/2$ rad, ou seja, $\theta_c=\pi/3$ rad e $\theta_s=2\pi/3$ rad. As dimensões do compressor usado neste estudo são dadas no Apêndice C. Segundo Sakurai e Hamilton (1984), as propriedades físicas do fluido lubrificante utilizado, óleo SUNISO 4GSD, são dadas pelas seguintes equações:

$$\mu = 0,916 \left[10^{10} \left(-4,38 \log_{10} T^* + 12,2931 \right) - 0,8 \right] \quad (5.11a)$$

onde,

$$T^* = 1,8 T + 491,67 \quad (5.11b)$$

e T é dado em °C e μ em centipoise;

$$\rho = 0,968 - 0,07068 T'^2 \quad (5.12a)$$

onde,

$$T' = T(K) / 293,15 \quad (5.12b)$$

e ρ é dado em g/ml.

Vazão instantânea durante uma revolução completa do pistão rolante

A figura 5.10 mostra as vazões instantâneas de óleo e refrigerante durante uma revolução completa do pistão rolante, considerando o óleo numa temperatura uniforme de 80 °C e diversas folgas radiais. A vazão de refrigerante é calculada pela seguinte equação:

$$\dot{m}_{R22} = \dot{m}_{mist} \frac{w_c(t) - w_s}{1 - w_s} \quad (5.13)$$

Na equação acima, $w_c(t)$ e w_s são as concentrações de refrigerante R22 no óleo, na temperatura adotada e nas pressões das câmaras de compressão e de sucção, respectivamente; \dot{m}_{mist} é a vazão da mistura óleo-R22 na entrada do escoamento. Neste caso, como o escoamento é de óleo puro, considera-se $\dot{m}_{mist} = \dot{m}_{óleo}$ e usa-se artificialmente a mesma equação, apesar de não se tratar de uma mistura.

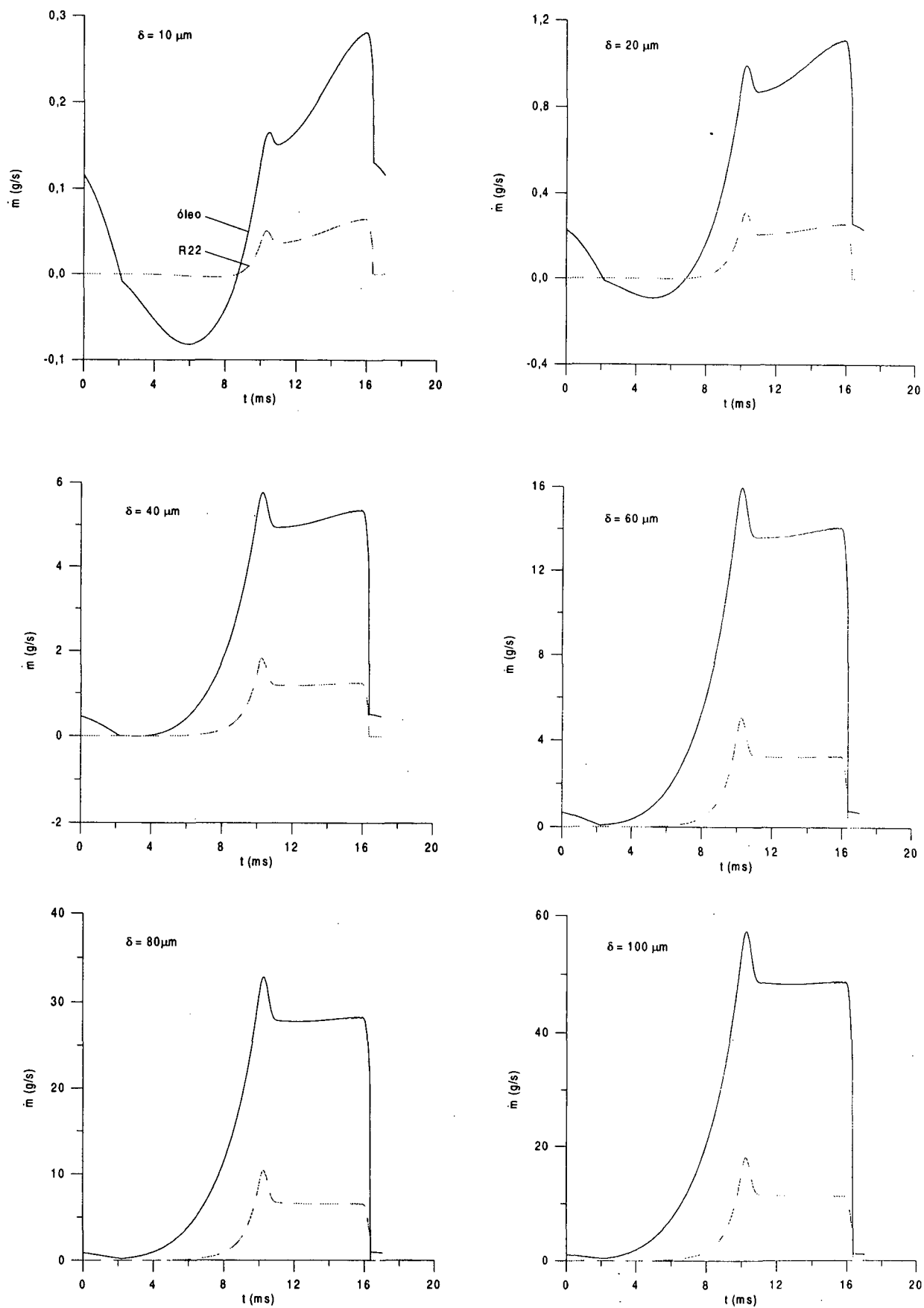


Figura 5.10 Vazões instantâneas de óleo e R22 para $T=80^\circ\text{C}$

Maiores detalhes a respeito do modelo de cálculo da vazão de refrigerante serão dados no próximo capítulo, item 6.3, onde o escoamento da mistura óleo-refrigerante será considerado. A concentração de refrigerante no óleo, w , função da pressão e da temperatura, é calculada através das curvas de solubilidade apresentadas, também, no próximo capítulo.

Nota-se que a forma das curvas de vazão de óleo em função do tempo é uma combinação das formas das curvas de velocidade tangencial e de pressão de compressão. No início do ciclo, onde a diferença de pressão, $p_c - p_s$, é pequena, observa-se uma maior influência da velocidade tangencial, ao passo que este efeito diminui quando a diferença de pressão aumenta, principalmente para as maiores folgas. Para $\delta = 100 \mu\text{m}$, por exemplo, o escoamento é claramente governado pela diferença de pressão. A contribuição da diferença de pressão na vazão do escoamento é bem maior.

Observa-se, também, que para as menores folgas, existe escoamento de óleo no sentido oposto ao do gradiente de pressão; este é o significado dos valores negativos de vazão. Além disso, como esperado, a vazão instantânea de refrigerante é semelhante à de óleo em todo o ciclo.

O efeito da temperatura do óleo sobre o escoamento pode ser analisado na Figura 5.11, onde as vazões instantâneas de óleo e de refrigerante são plotadas para as duas folgas extremas. Os resultados mostram que a vazão instantânea de óleo aumenta com o crescimento da temperatura, devido à redução da sua viscosidade. Entretanto, a vazão de refrigerante diminui devido à maior redução da sua concentração no óleo. Note-se que para $\delta = 10 \mu\text{m}$ isto também ocorre, quando se analisa a vazão de refrigerante em valor absoluto. Para tempos em torno de 8 ms a vazão de refrigerante diminui, em valor absoluto, com o aumento da temperatura.

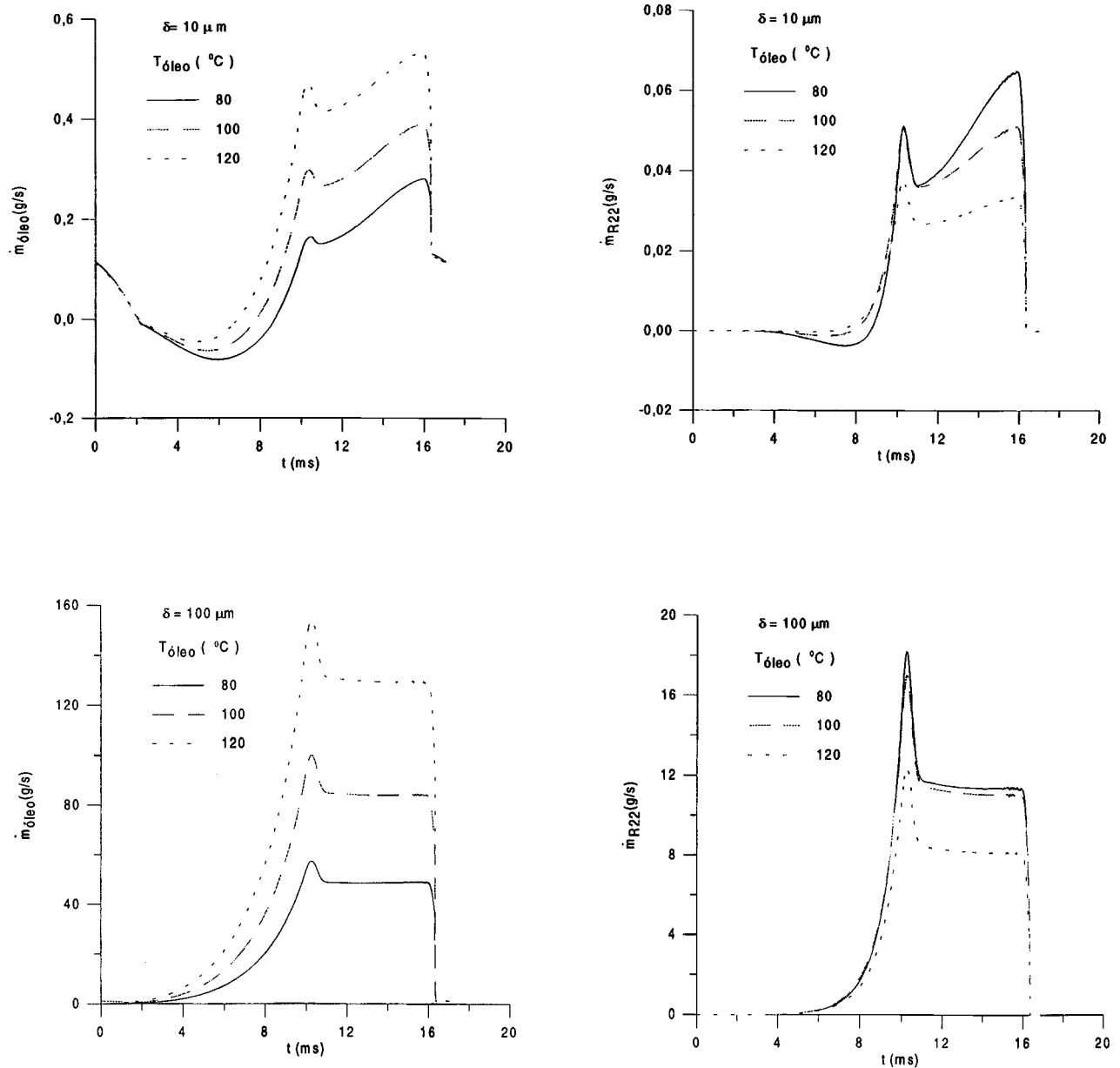


Figura 5.11 Vazões instantâneas de óleo e R22 em função da temperatura para $\delta=10$ e $100 \mu\text{m}$

Massa total de vazamento em uma revolução completa do pistão rolante

A integração das curvas de vazão no tempo fornece a massa total de fluido que vaza pela folga radial durante uma revolução completa do pistão rolante. A Tabela 5.1 apresenta a massa total de óleo para várias folgas radiais e três temperaturas distintas, enquanto que a Tabela

5.2 mostra resultados semelhantes para a massa total de refrigerante. Nesta tabela também é incluída a porcentagem desta massa em relação à massa total de refrigerante comprimida pelo pistão rolante durante uma revolução completa. A massa total de refrigerante comprimida, obtida da modelagem do processo de compressão, é de 0,23 g.

Tabela 5.1 Massa total de óleo em gramas durante uma revolução completa do pistão rolante

δ (μm)	$T_{\text{óleo}}$ ($^{\circ}\text{C}$)		
	80	100	120
10	0,0013	0,0023	0,0035
20	0,0074	0,0130	0,0202
40	0,0424	0,0737	0,1140
60	0,1170	0,2030	0,3140
80	0,2400	0,4170	0,6450
100	0,4190	0,7280	1,1300

Tabela 5.2 Massa total de R22 em gramas durante uma revolução completa do pistão rolante

δ (μm)	$T_{\text{óleo}}$ ($^{\circ}\text{C}$)/porcentagem da massa total de R22 comprimida					
	80	%	100	%	120	%
10	0,00032	0,14	0,0003	0,13	0,0002	0,09
20	0,0017	0,72	0,0016	0,70	0,0012	0,51
40	0,0091	4,0	0,0089	3,8	0,0065	2,8
60	0,0249	10,8	0,0243	10,6	0,0179	7,8
80	0,0509	22,1	0,0497	21,6	0,0367	16,0
100	0,0887	38,6	0,0867	37,7	0,0640	27,8

As Figuras 5.12 e 5.13 apresentam estes dados na forma gráfica. As conclusões são as mesmas: a massa total de óleo aumenta com o crescimento da folga radial, pela redução do atrito, e com o aumento da sua temperatura, devido à redução da viscosidade, o que, em última análise, também representa a redução do atrito. Entretanto, a taxa de crescimento é tanto maior quanto maiores são a folga radial e a temperatura. Note-se que a inclinação das curvas aumentam nestes casos.

No caso da massa total de refrigerante, a influência da temperatura do óleo é inversa, isto é, devido à redução da concentração de R22 no óleo com o aumento da temperatura, apesar da massa de óleo crescer, a massa total de R22 diminui. Com relação à taxa de crescimento a análise é idêntica, ou seja, é maior para as maiores folgas e temperaturas.

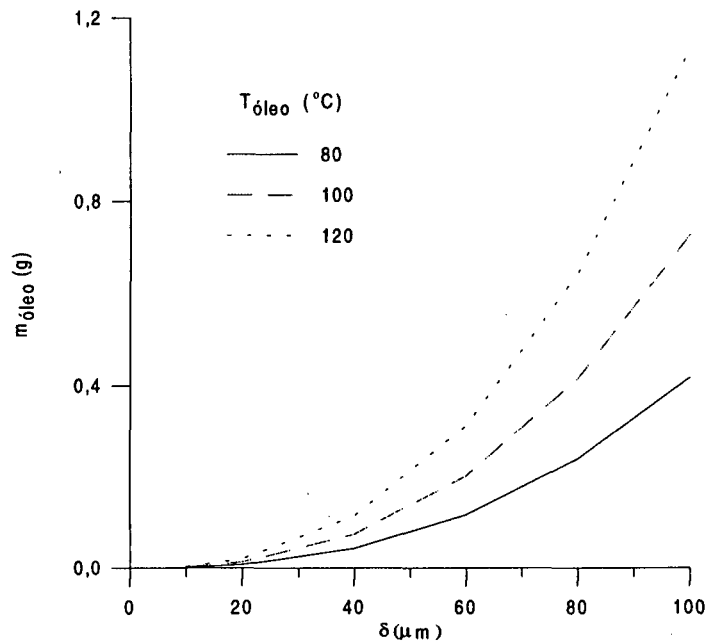


Figura 5.12 Massa total de óleo que vaza pela folga radial durante uma revolução completa do pistão rolante

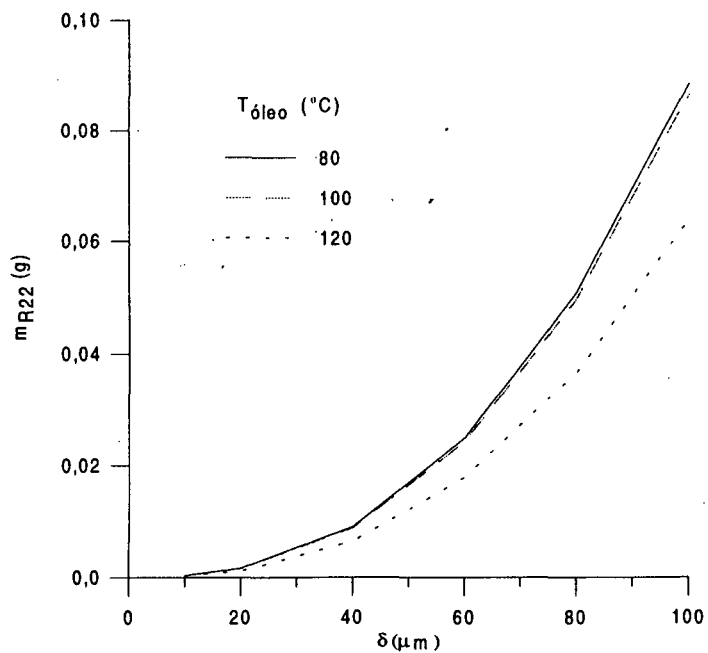


Figura 5.13 Massa total de R22 que vaza pela folga radial durante uma revolução completa do pistão rolante

Note-se, na Tabela 5.2, que o vazamento de R22 durante uma revolução completa do pistão rolante representa apenas uma pequena parcela da massa total comprimida para as pequenas folgas. Contudo, pode alcançar altos valores para as folgas maiores; mais de 30% para $\delta=100\ \mu\text{m}$ e temperaturas de 80 e 100 °C.

Do ponto de vista da eficiência volumétrica do compressor, segundo este modelo, é desejável, portanto, aumentar a temperatura do óleo para que o vazamento de refrigerante seja minorado.

5.4 CONCLUSÃO

Este capítulo apresenta o primeiro modelo de vazamento transiente, incluindo simultaneamente os efeitos da pressão de compressão instantânea, $p_c(t)$, e da velocidade tangencial instantânea, $V_{tr}(t)$, aplicado ao escoamento de óleo puro. Uma análise preliminar comprova a importância do uso da velocidade tangencial no modelo do escoamento, sobretudo para as maiores folgas radiais.

São apresentados resultados para as vazões instantâneas de óleo e R22, assim como suas vazões totais em um ciclo completo do pistão. Estes resultados mostram que a massa total de óleo aumenta com os crescimentos da folga e da temperatura do óleo. Entretanto, para uma folga constante, a massa total de refrigerante diminui com o aumento da temperatura devido à redução da solubilidade de refrigerante no óleo. Portanto, do ponto de vista da eficiência volumétrica do compressor, é desejável se trabalhar com altas temperaturas do óleo.

Por este modelo, a massa total de refrigerante que vaza pela folga radial em um ciclo completo do pistão pode ultrapassar 30 % da massa total de refrigerante comprimido, para as maiores folgas.

ESCOAMENTO MONOFÁSICO, HOMOGÊNEO E TRANSIENTE DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE

6.1 INTRODUÇÃO

Os Capítulos 4 e 5 foram dedicados ao estudo do escoamento de óleo puro pela folga radial. Sabe-se, entretanto, que os fluidos refrigerantes usados normalmente nos sistemas de refrigeração por compressão de vapor são solúveis, em diversos graus, nos óleos lubrificantes, o que altera as propriedades físicas do fluido resultante. Em geral, a viscosidade do óleo torna-se menor devido à presença do refrigerante dissolvido. Além disso, este refrigerante se separa da mistura em regiões de baixa pressão, causando a formação de bolhas de gás, o que altera as características do escoamento. Estes fatores prejudicam a lubrificação e afetam os vazamentos de gás refrigerante pelas diversas folgas do compressor. Segundo Yanagisawa *et al.* (1994), a eficiência volumétrica do compressor tende a diminuir com o aumento da solubilidade do refrigerante no óleo, para baixas velocidades de operação.

Sabendo-se que a folga radial apresenta uma região preenchida com o fluido lubrificante e que, na realidade, este fluido é uma mistura composta de óleo e refrigerante, é essencial que o cálculo da quantidade de gás que vaza por esta folga leve em conta o escoamento da mistura e não apenas de óleo puro. Neste capítulo o escoamento monofásico, homogêneo e transiente da mistura óleo-refrigerante é tratado. O escoamento é designado como monofásico, pois a formação das bolhas de gás refrigerante ainda não é considerada, ou seja, modela-se o vazamento como o escoamento da mistura líquida de óleo e refrigerante. Além disso, o escoamento é considerado homogêneo, visto que as propriedades físicas da mistura são assumidas uniformes ao longo da folga.

Inicialmente, são tecidas algumas considerações a respeito da mistura óleo-refrigerante e suas principais propriedades: solubilidade, viscosidade dinâmica e massa específica. A seguir, a metodologia de cálculo do vazamento de gás usando os dados do escoamento da mistura é apresentada. Um aspecto que se mostrou importante no cálculo do vazamento é o ajuste da bomba (*pump setting*), o que também é discutido neste capítulo. Finalmente, são apresentados resultados para os vazamentos da mistura e do gás refrigerante, considerando-se tanto folga constante como variável.

6.2 A MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE

Todos os gases são solúveis, em alguma quantidade, em óleos minerais; muitos dos gases refrigerantes são altamente solúveis. A quantidade dissolvida depende da pressão do gás e temperatura do óleo, assim como da natureza de ambos.

A amônia é um exemplo de refrigerante que apresenta baixa solubilidade em óleo mineral. Em sistemas de amônia, onde as pressões são moderadas, a quantidade de gás dissolvido não ultrapassa 1%. Por outro lado, muitos dos refrigerantes halogenados usados atualmente, tais como o R11 e o R12, são altamente solúveis em óleos minerais. Outros refrigerantes halogenados, tais como o R22 e o R114, podem apresentar solubilidades limitadas em baixas temperaturas e muito grandes em regiões de alta temperatura.

Como resultado da alta solubilidade de alguns refrigerantes halogenados em óleos, o fluido lubrificante não pode ser tratado como uma substância pura, mas sim como uma mistura (solução) composta de óleo e refrigerante, cujas propriedades são diferentes daquelas do óleo e refrigerante puros.

A ocorrência de mudanças nas propriedades do óleo devidas à solubilidade do refrigerante e o próprio fato da existência de tal solubilidade, o que explica o vazamento de gás refrigerante mesmo nas regiões seladas com óleo, requer uma discussão mais detalhada do assunto. A seguir são apresentadas as principais características da solução óleo-refrigerante pertinentes ao problema do vazamento de gás refrigerante pela folga radial.

6.2.1 Solubilidade mútua

Nos problemas de lubrificação e selagem de um compressor, o fluido lubrificante é uma solução de refrigerante dissolvido no óleo. Em outras partes do sistema de refrigeração o

problema pode envolver uma solução de óleo em refrigerante líquido. Em ambos os casos, qualquer distinção entre o solvente e o soluto reflete meramente uma questão de referência. Esta relação é designada como solubilidade mútua.

Os refrigerantes são classificados de acordo com o valor da solubilidade mútua, em completamente miscíveis, parcialmente miscíveis ou imiscíveis. Os refrigerantes parcialmente miscíveis possuem uma subdivisão em alta, intermediária e baixa miscibilidade. A Tabela 6.1 apresenta a classificação, segundo a solubilidade mútua com óleos minerais, de alguns refrigerantes usados comercialmente.

Tabela 6.1 Solubilidade mútua de refrigerantes e óleo mineral

Completamente miscível	Parcialmente miscível			Imiscível
	Alta Miscibilidade	Miscibilidade intermediária	Baixa miscibilidade	
R11	R13B1	R22	R13	Amônia
R12	R501	R114	R14	CO ₂
R21	R123		R115	R134a
R113			R152a	
R500			RC318	
			R502	

Misturas completamente miscíveis

Uma mistura de óleo e refrigerante é chamada de completamente miscível quando são mutuamente solúveis em todas as proporções em qualquer temperatura. Este tipo de mistura sempre forma uma única fase líquida sob condições de equilíbrio, não importando as quantidades de refrigerante e lubrificante presentes. As misturas de R11 e R12 com óleo mineral são exemplos de misturas completamente miscíveis.

Misturas parcialmente miscíveis

As misturas óleo-refrigerante são ditas parcialmente miscíveis quando apresentam solubilidade mútua limitada em alguma quantidade. A Figura 6.1 ilustra o comportamento de tais misturas.

O ponto C, no gráfico da Figura 6.1, representa o ponto crítico da mistura e T_3 sua temperatura crítica. Existem três regiões distintas abaixo desta temperatura. Do lado esquerdo,

uma família de curvas representa a região de misturas completamente miscíveis, ricas em lubrificante. Após a linha tracejada, surge a região de miscibilidade parcial, na qual existem duas fases líquidas imiscíveis. Do lado direito, a região parcialmente miscível desaparece, surgindo uma nova região completamente miscível, agora formada por misturas líquidas ricas em refrigerante. A curva tracejada em forma de sino envolve a região de miscibilidade parcial; qualquer ponto na região externa ao sino representa uma mistura em que o óleo e o refrigerante são completamente miscíveis.

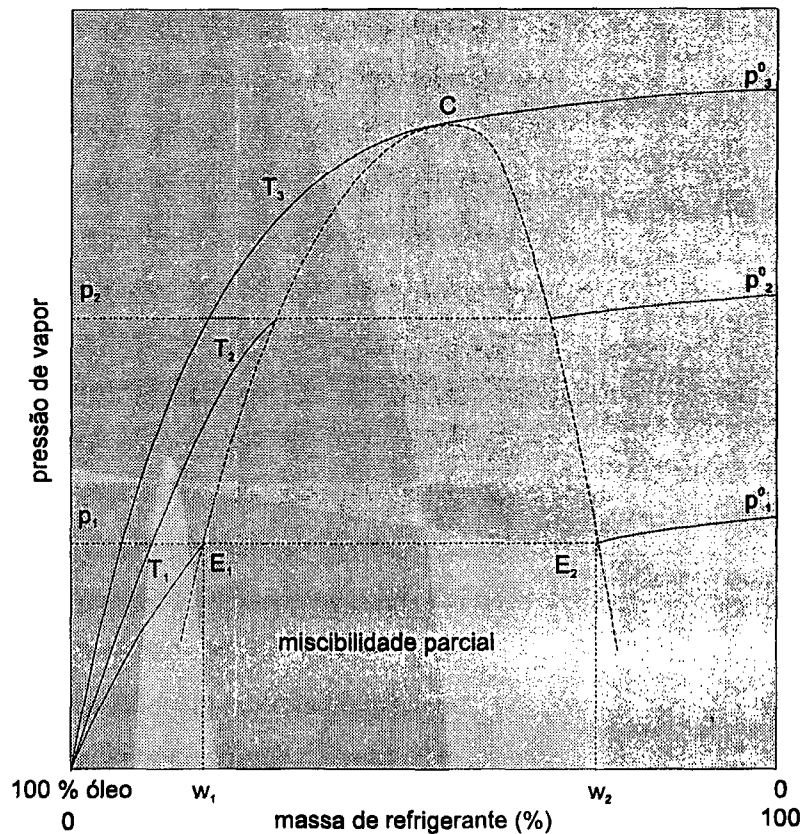


Figura 6.1 Diagrama pressão-temperatura-solubilidade para misturas óleo-refrigerante parcialmente miscíveis

Os pontos E_1 e E_2 representam as duas fases líquidas imiscíveis coexistindo em equilíbrio na pressão p_1 e temperatura T_1 . Tal separação de fase não significa que o óleo e o refrigerante são insolúveis. Cada fase líquida é uma solução; uma rica em óleo, possuindo concentração igual a w_1 , e outra rica em refrigerante, de concentração igual a w_2 . Note-se, entretanto, que a pressão e a temperatura de ambas as misturas são iguais. Nesta região, pressão e temperatura são propriedades dependentes. Se a pressão do sistema varia, o mesmo ocorre com a temperatura e as duas fases líquidas assumem composições diferentes, determinadas pelas novas condições de equilíbrio. Observe-se, também, que p_1^0 é a pressão de saturação do refrigerante puro, cujo valor não é muito maior do que a pressão da mistura, p_1 .

Misturas completamente imiscíveis

Uma mistura de óleo e refrigerante é definida como completamente imiscível se apresenta uma miscibilidade muito baixa. Em tais misturas, a faixa de imiscibilidade é tão larga que os efeitos de solubilidade mútua podem ser ignorados. Exemplos de tais misturas são a amônia e o dióxido de carbono em óleo mineral.

6.2.2 Curvas de solubilidade e diagrama de miscibilidade

A Figura 6.2 mostra as relações de pressão-temperatura-solubilidade mútua de uma mistura óleo-refrigerante parcialmente miscível. Cada curva, diferenciada pela temperatura, é denominada de curva de solubilidade. O sino do diagrama delimita a região de misturas parcialmente miscíveis e é chamado de curva de miscibilidade. Várias curvas de miscibilidade, para diferentes misturas, representadas em um gráfico compõem um diagrama de miscibilidade. A Figura 6.3 apresenta, esquematicamente, as curvas de miscibilidade para R13, R22, R502 e R503 em um lubrificante naftênico.

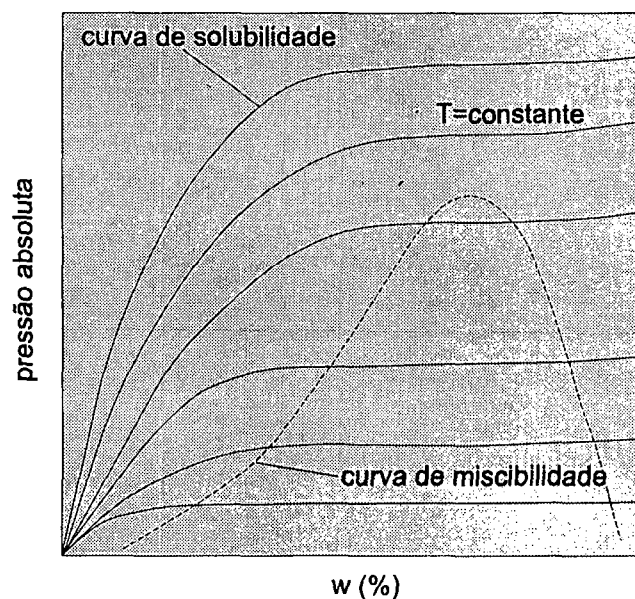


Figura 6.2 Relação esquemática pressão-temperatura-solubilidade

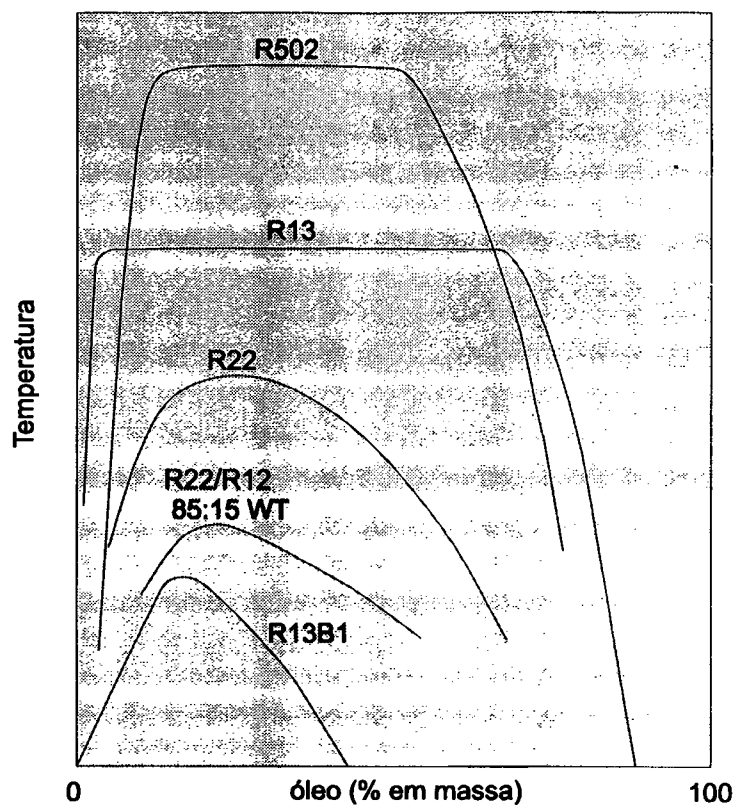


Figura 6.3 Diagrama esquemático de miscibilidade de refrigerantes com óleo naftênico

6.2.3 Relação pressão-temperatura-solubilidade para uma mistura completamente miscível

A Figura 6.4 ilustra o diagrama pressão-temperatura-solubilidade para uma mistura óleo-refrigerante completamente miscível. Neste caso, quando o refrigerante está em equilíbrio com o óleo, uma quantidade fixa de refrigerante está presente no óleo numa dada temperatura e pressão. Isto é evidente se a regra das fases de Gibbs¹ é aplicada ao sistema, composto basicamente de duas fases e dois componentes. O óleo, embora seja uma mistura de vários elementos, pode ser considerado um único componente; o outro, naturalmente, é o refrigerante. A regra das fases determina dois graus de liberdade para este sistema, isto é, são necessárias duas propriedades independentes para definir o estado termodinâmico da mistura. Normalmente, as variáveis envolvidas são pressão, temperatura e composições das fases líquida e vapor. Desde que a pressão de vapor do óleo é desprezível em relação à do refrigerante, a fase vapor é essencialmente composta de refrigerante puro e somente a composição da fase líquida precisa ser

¹ Regra das fases de Gibbs: para um sistema que contém n_c componentes e n_p fases, o número de propriedades intensivas independentes, n_i , é dada por:

$$n_i = n_c - n_p + 2$$

considerada. Se a temperatura e a pressão estão definidas, o estado do sistema está determinado, ou seja, a fase líquida só pode ter uma composição. Esta é uma maneira precisa de se dizer que uma mistura óleo-refrigerante completamente miscível, com uma solubilidade definida, exerce uma determinada pressão de vapor, numa dada temperatura. Se a temperatura é variada, a pressão de vapor também é alterada.

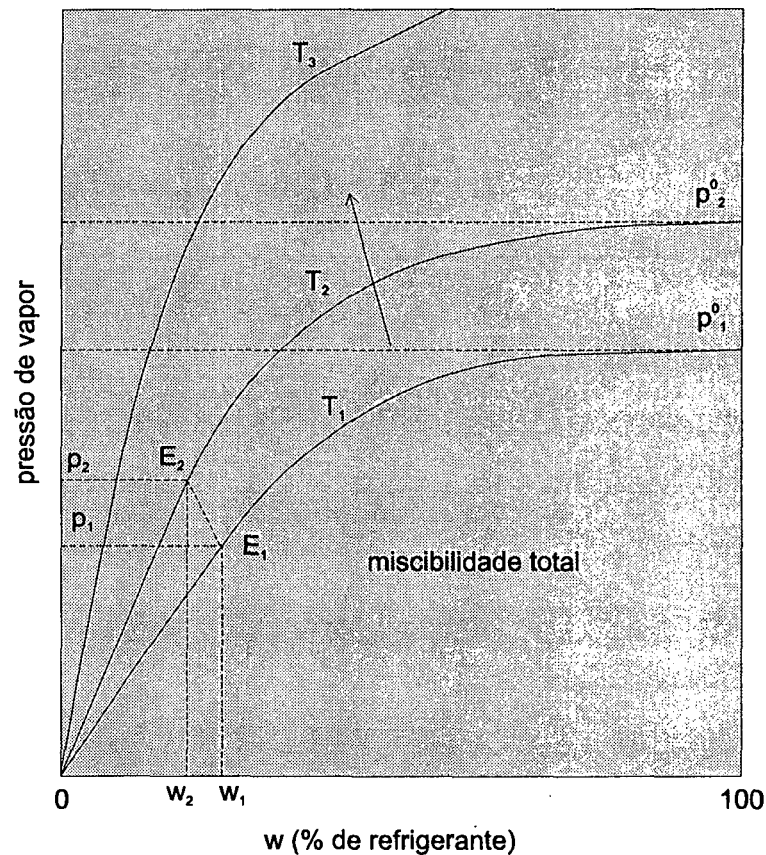


Figura 6.4 Diagrama pressão-temperatura-solubilidade para uma mistura completamente miscível

No diagrama da Figura 6.4, p_1^0 e p_2^0 representam as pressões de saturação do refrigerante puro nas temperaturas T_1 e T_2 , respectivamente. O ponto E_1 representa uma condição de equilíbrio, onde uma e somente uma composição do líquido, dada por w_1 , é possível na pressão p_1 . Se a temperatura do sistema aumentar para T_2 , uma determinada quantidade de gás refrigerante dissolvido é liberado e uma nova condição de equilíbrio é alcançada, ponto E_2 , correspondendo a uma pressão de vapor maior, p_2 , e uma solubilidade menor, w_2 . Note-se que, em qualquer caso, a mistura exerce uma pressão de vapor menor do que a do refrigerante puro na mesma temperatura.

6.2.4 Propriedades da mistura óleo-refrigerante

Solubilidade

A solubilidade do refrigerante R22 em óleo SUNISO 4GSD é apresentada por Sakurai e Hamilton (1984) na forma da Equação 6.1a, válida para $0 \leq w \leq 50 \%$, $10 \leq T \leq 121 \text{ }^\circ\text{C}$ e $0 \leq p \leq 2,5 \text{ MPa}$,

$$w = -\ln\left(1 - \frac{p_d}{0,098 f_1}\right) f_2^{-1} \quad (6.1a)$$

onde

$$f_1 = a_1 T_0^3 + a_2 T_0^2 + a_3 T_0 + a_4 \quad (6.1b)$$

$$f_2 = a_5 T_0^3 + a_6 T_0^2 + a_7 T_0 + a_8 \quad (6.1c)$$

e

$a_1 = -4,3895302 \times 10^{-5}$	$a_2 = 0,0086124418$
$a_3 = -0,049693851$	$a_4 = 6,1681544$
$a_5 = 2,2158169 \times 10^{-5}$	$a_6 = -0,0035239658$
$a_7 = 0,12880347$	$a_8 = 4,4937302$

Esta equação foi ajustada a partir de dados experimentais, usando-se as condições existentes na carcaça do compressor. Portanto, a temperatura do óleo na parte inferior da carcaça, T_0 ($^\circ\text{C}$), e a pressão na carcaça, p_d (MPa), são consideradas. Se a mistura estiver sujeita a condições diferentes, estas variáveis podem ser substituídas por uma pressão, p , e uma temperatura, T , quaisquer. O ASHRAE Refrigeration Handbook (1994) apresenta as curvas de solubilidade para outras misturas de óleo e refrigerante.

Viscosidade Dinâmica

Sakurai e Hamilton (1984) também apresentam equações, ajustadas a partir de dados experimentais, para a viscosidade dinâmica da mistura R22-óleo SUNISO 4GSD. A faixa de solubilidade aplicável às equações é de $0 \leq w \leq 30\%$ em massa, para temperaturas variando de $20 \leq T \leq 130^\circ\text{C}$. As equações propostas por Sakurai e Hamilton (1984) são apresentadas para duas faixas de solubilidade: para $0,10 \leq w \leq 0,30$,

$$\mu = 0,916 \left[10^{10^{(a \log_{10} T^* + b)}} - 0,8 \right] \quad (6.2a)$$

onde:

$$a = -0,5453428 w^{0,4894168} - 4,38 \quad (6.2b)$$

$$b = -3,556 w^2 + 1,5844 w + 12,5221 \quad (6.2c)$$

e para $0 \leq w \leq 0,10$,

$$\mu = \mu_0^{(1-10w)} \mu_1^{10w} \quad (6.2d)$$

onde:

$$\mu_0 = 0,916 \left[10^{10^{(-4,38 \log_{10} T^* + 12,2931)}} - 0,8 \right] \quad (6.2e)$$

$$\mu_1 = 0,916 \left[10^{10^{(-4,5567 \log_{10} T^* + 12,645)}} - 0,8 \right] \quad (6.2f)$$

$$T^* = 1,8 T + 491,67 \quad (6.2g)$$

Nas Equações 6.2, T é a temperatura do óleo em °C, μ sua viscosidade dinâmica em cP e w a solubilidade do refrigerante R22 no óleo, dada em fração de massa.

O ASHRAE Refrigeration Handbook (1994) apresenta gráficos para a viscosidade dinâmica em função da temperatura e da solubilidade para outras misturas óleo-refrigerante. Gaalen *et al.* (1991a) apresentam correlações para a viscosidade dinâmica de misturas de refrigerante R502 com óleo naftênico 150 SUS e óleo alquibenzeno 150 SUS. Gaalen *et al.* (1991b) apresentam correlações semelhantes para a viscosidade dinâmica de misturas de R22 com os mesmos tipos de óleo citados acima.

Massa específica

Gaalen *et al.* (1991b) ajustam uma correlação para a massa específica da mistura de R22 e óleo naftênico 150 SUS com uma incerteza de ± 5 %, dada pelo seguinte polinômio,

$$\rho = 0,9680 + 8,0012 w - 12,3292 w T' - 37,5741 w^2 + 63,5122 w^2 T' + 5,1303 w T'^2 - 0,07068 T'^2 - 27,4476 w^2 T'^2 \quad (6.3)$$

onde: ρ =massa específica da mistura [g/ml]
 w =fração mássica de refrigerante (concentração) [kg de refrigerante/kg de mistura] *
 $T' = T(K)/293,15$

Os limites de aplicabilidade da Equação 6.3 são: $0 \leq w \leq 40\%$, $40 \leq T \leq 150 \text{ }^\circ\text{C}$ e $0 \leq p \leq 3,5 \text{ MPa}$. Gaalen *et al.* (1991a,b) também desenvolvem correlações semelhantes para outras misturas óleo-refrigerante.

6.3 MODELO PARA O CÁLCULO DO VAZAMENTO DE GÁS REFRIGERANTE

Do ponto de vista da eficiência volumétrica do compressor, o que importa é conhecer a quantidade de gás que retorna à câmara de sucção após ser comprimido pelo pistão rolante, denominada aqui de massa de vazamento de refrigerante. Um dos locais de retorno, como já exposto anteriormente, encontra-se exatamente na folga radial. Por outro lado, o fluido lubrificante que circula pela bomba e, conseqüentemente, que escoo pela folga radial é uma mistura composta de óleo e refrigerante e é devido a este escoamento que se processa o vazamento de gás da câmara de compressão para a de sucção. A Figura 6.5 apresenta um esquema que auxilia a compreensão do modelo adotado para determinar a massa de vazamento de refrigerante pela folga radial.

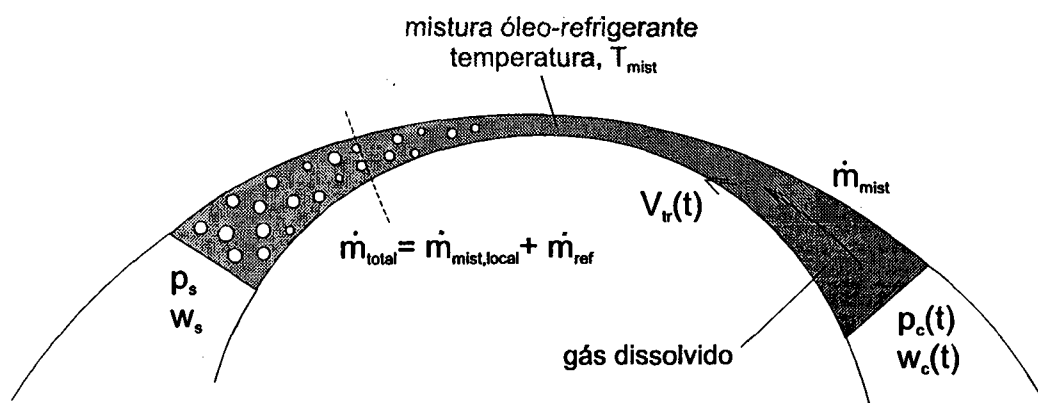


Figura 6.5 Modelagem do vazamento de gás refrigerante pela folga radial

Assumindo-se que o óleo lubrificante na entrada do escoamento esteja saturado com gás refrigerante, seguindo sua curva de solubilidade, $w_c = w_c(p_c, T_{mist})$, a vazão de refrigerante que entra na folga radial é dada por:

$$\dot{m}_r = \dot{m}_{mist} w_c \quad (6.4)$$

À medida que a mistura escoar pela folga, a pressão diminui e, conseqüentemente, a solubilidade do refrigerante no óleo. Portanto, momentaneamente, a mistura torna-se supersaturada, ou seja, com uma quantidade de gás dissolvido maior do que sua solubilidade naquela pressão e temperatura. O re-equilíbrio da mistura ocorre quando o excesso de gás dissolvido é liberado da mistura, formando bolhas. Neste momento a mistura retorna ao seu estado de saturação nas condições de pressão e temperatura locais. Portanto, em qualquer secção transversal, a vazão total do escoamento é dada pela vazão da mistura líquida, $\dot{m}_{mist,local}$, acrescida da vazão de gás refrigerante na forma de bolhas, \dot{m}_{ref} . A mistura líquida ainda contém refrigerante dissolvido, de tal forma que a vazão total de refrigerante, em qualquer secção transversal do escoamento, pode ser escrita por:

$$\dot{m}_r = \dot{m}_{ref} + w \dot{m}_{mist,local} \quad (6.5)$$

Pela conservação da massa, pode-se escrever, portanto:

$$w_c \dot{m}_{mist} = \dot{m}_{ref} + w \dot{m}_{mist,local} \quad (6.6)$$

Por outro lado, o mesmo procedimento pode ser usado para calcular a vazão de óleo, conduzindo à seguinte equação de conservação:

$$(1 - w_c) \dot{m}_{mist} = (1 - w) \dot{m}_{mist,local} \quad (6.7)$$

A manipulação das Equações 6.6 e 6.7 conduz à equação para o cálculo da vazão de refrigerante liberado da mistura em qualquer secção transversal:

$$\dot{m}_{ref} = \dot{m}_{mist} \frac{w_c - w}{1 - w} \quad (6.8)$$

Aplicando esta equação na saída do escoamento, pode-se obter a vazão de refrigerante que retorna à câmara de sucção após ser comprimido pelo pistão rolante:

$$\dot{m}_{\text{ref}} = \dot{m}_{\text{mist}} \frac{w_c - w_s}{1 - w_s} \quad (6.9)$$

que é a equação usada no capítulo anterior, Equação 5.13.

Do ponto de vista da eficiência volumétrica do compressor esta é a quantidade importante, pois a quantidade de refrigerante que continua dissolvida no óleo na câmara de sucção, $(w_s \dot{m}_{\text{mist},s})$, acaba retornando com o próprio óleo para a câmara de compressão e, portanto, não constitui uma perda por vazamento.

No capítulo anterior não foi considerado nem o escoamento da mistura, nem a formação de bolhas e usou-se, arbitrariamente, $\dot{m}_{\text{mist}} = \dot{m}_{\text{óleo}}$. Neste capítulo, entretanto, apesar da formação das bolhas não ser contemplada, o escoamento da mistura já é introduzido. A Equação 6.9 continua sendo usada para o cálculo da vazão do gás refrigerante.

6.4 ESCOAMENTO DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE

Neste modelo, o escoamento transiente da mistura é considerado monofásico, ou seja, sem a formação de bolhas de gás refrigerante, e homogêneo, onde as propriedades físicas da mistura são supostas uniformes ao longo do escoamento. A formulação do problema é idêntica àquela apresentada para o escoamento transiente de óleo puro, item 5.3.1. Adota-se, portanto, a mesma geometria dada pela Figura 4.3 e o mesmo procedimento para a solução da Equação 5.7a, acompanhada das condições de contorno dadas pela Equações 5.10. A única diferença está no cálculo das propriedades físicas do fluido, μ e ρ , agora realizado através das Equações 6.2 e 6.3, em função da temperatura do óleo e da concentração de refrigerante. A concentração, por sua vez, é dada pela Equação 6.1, em função da pressão e da temperatura do óleo.

Duas metodologias são empregadas para determinar o valor da concentração a ser utilizado. Na primeira, considera-se a mistura saturada com refrigerante na pressão de descarga (ou pressão da carcaça) e na temperatura do óleo dentro da bomba, $w_d = w_d(p_d, T_{\text{mist}})$, assumindo, então, que não existe tempo suficiente para o óleo da carcaça liberar ou absorver refrigerante ao entrar na câmara de compressão. Na segunda, determina-se o perfil de concentração na pressão de compressão ao longo de uma revolução completa do pistão rolante (ciclo), $w_c = w_c(p_c, T_{\text{mist}})$, e calcula-se uma concentração média ao longo do tempo, ou seja,

$$\bar{w} = \frac{1}{t_{\text{tot}}} \int_0^{t_{\text{tot}}} w_c(p_c, T_{\text{mist}}) dt \quad (6.10)$$

onde t_{tot} é o tempo total do ciclo do pistão rolante. Aqui, a hipótese adotada é que o óleo da carcaça libera ou absorve refrigerante ao entrar na câmara de compressão, dependendo da pressão de compressão.

6.4.1 Escoamento da mistura considerando $w_d = w_d(p_d, T_{\text{mist}})$

A Figura 6.6 mostra as vazões instantâneas da mistura e de R22 para o ciclo do pistão rolante, considerando as folgas de 10 e 100 μm e temperaturas de 80, 100 e 120 $^{\circ}\text{C}$. A pressão de descarga usada é de 2,145 MPa.

Ao contrário do que acontecia no caso do escoamento de óleo puro, um aumento da temperatura da mistura causa uma redução na vazão. O crescimento da viscosidade com a temperatura aumenta o atrito e, conseqüentemente, reduz a vazão. Note-se que a viscosidade agora é função de ambas, temperatura e concentração, e as tendências são inversas. Um aumento de temperatura, para concentração constante, tende a reduzir a viscosidade. Entretanto, o aumento de temperatura também tende a reduzir a concentração de refrigerante, o que provoca um aumento da viscosidade. Para as temperaturas e concentrações usadas aqui, o efeito resultante é o crescimento da viscosidade.

Em conseqüência da diminuição da vazão da mistura, a redução da vazão de R22 é ainda maior do que a observada no escoamento de óleo puro, visto que o aumento da temperatura continua reduzindo a concentração de refrigerante no óleo e, com isso, a diferença de concentração, $w_c - w_s$, na Equação 6.9. Nota-se, também, uma maior redução da vazão quando a temperatura sobe de 80 para 100 $^{\circ}\text{C}$, do que de 100 para 120 $^{\circ}\text{C}$.

A Tabela 6.2 apresenta as vazões totais da mistura e de refrigerante para o ciclo do pistão rolante, enquanto que a Figura 6.7 mostra os mesmos resultados na forma gráfica. Note-se que o comportamento do escoamento da mistura com relação à folga radial continua idêntico ao do escoamento de óleo puro; a vazão e sua taxa de variação aumentam com o crescimento da folga, porém, agora, decrescem com o aumento da temperatura. O comportamento da vazão de refrigerante é o mesmo. Entretanto, o efeito da redução da vazão de refrigerante com o aumento da temperatura é mais intenso devido à redução simultânea da vazão da mistura e da concentração de refrigerante.

Em relação ao modelo de escoamento de óleo puro, o modelo do escoamento da mistura majora as vazões de ambos, mistura e refrigerante. Os aumentos são da ordem de 500,

200 e 70% para as temperaturas de 80, 100 e 120 °C. Isto é um forte indicativo da importância de se considerar o refrigerante dissolvido no óleo e, conseqüentemente, o escoamento da mistura.

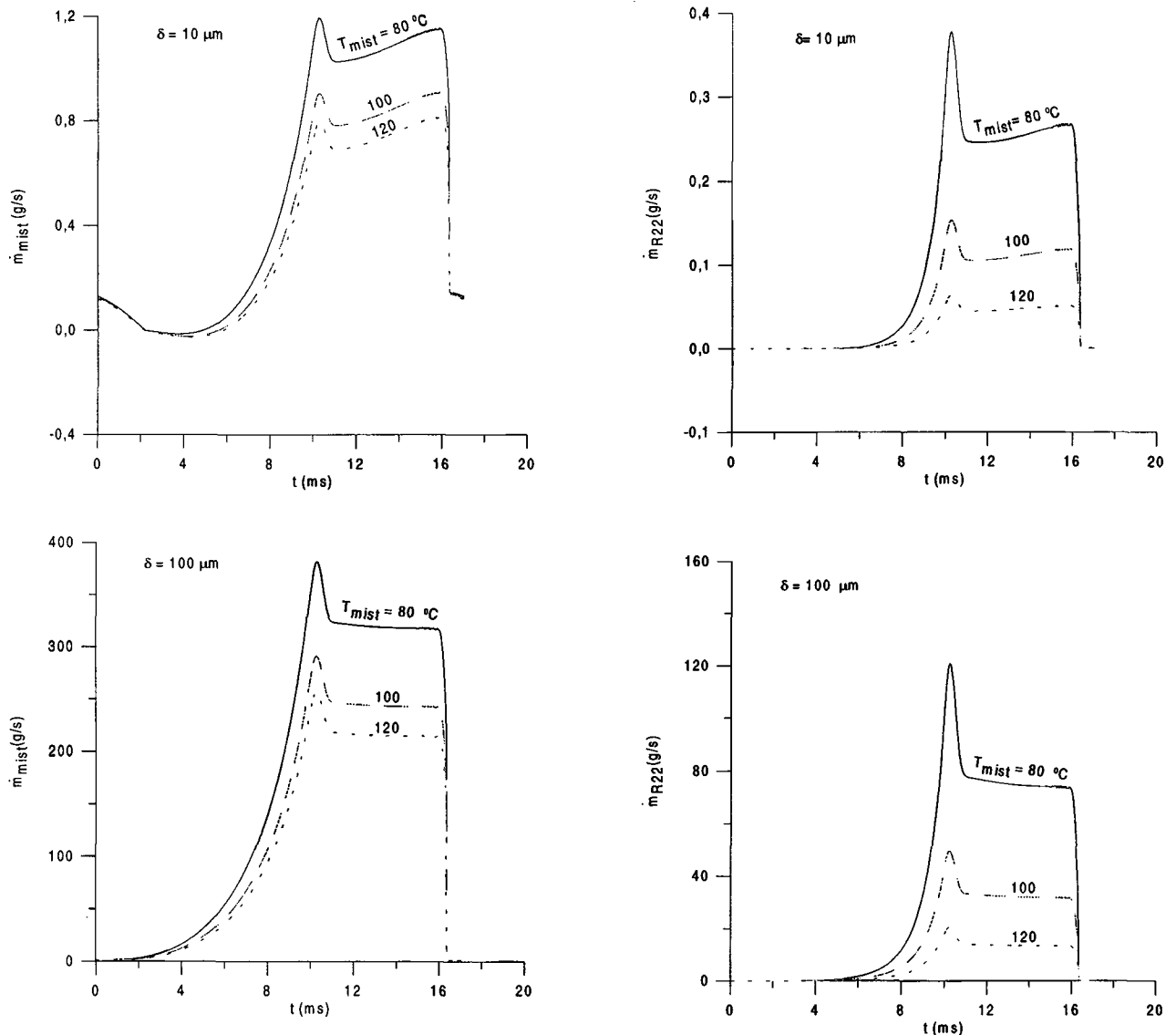


Figura 6.6 Vazões instantâneas da mistura e R22 para $\delta=10$ e $100 \mu\text{m}$

Na Tabela 6.2 nota-se a presença de porcentagens maiores do que 100% para a relação entre a massa de R22 que vaza pela folga e a massa de R22 comprimida pelo pistão rolante, o que é fisicamente inadmissível. Observe-se que isto está ocorrendo para os maiores valores de folga, 80 e $100 \mu\text{m}$. Dois fatores podem estar contribuindo para isto. Primeiramente, estes valores de folga radial dificilmente ocorrem na prática, além de não serem constantes ao longo do ciclo do pistão; o item 6.5 explora exatamente este aspecto. Em segundo lugar, o modelo usado para tratar a mistura, que calcula a concentração na pressão de descarga, pode não

ser adequado. Assim, outro modelo de mistura deve ser testado e é este o assunto tratado no próximo item.

Tabela 6.2 Vazões totais da mistura e R22 em gramas para mistura com concentração w_d

massa da mistura durante o ciclo (g)						
δ (μm)	temperatura da mistura ($^{\circ}\text{C}$)					
	80		100		120	
10	0,009		0,007		0,006	
20	0,050		0,038		0,034	
40	0,282		0,215		0,190	
60	0,776		0,591		0,523	
80	1,59		1,21		1,07	
100	2,78		2,12		1,87	

massa de R22 durante o ciclo (g)						
δ (μm)	temperatura da mistura ($^{\circ}\text{C}$)/razão para a massa de R22 comprimida					
	80	%	100	%	120	%
10	0,002	0,8	0,0008	0,4	0,0004	0,2
20	0,011	4,6	0,005	2,0	0,002	0,8
40	0,060	26	0,026	11	0,011	4,7
60	0,164	71	0,070	31	0,030	13
80	0,335	146	0,144	63	0,061	27
100	0,585	254	0,252	110	0,106	46

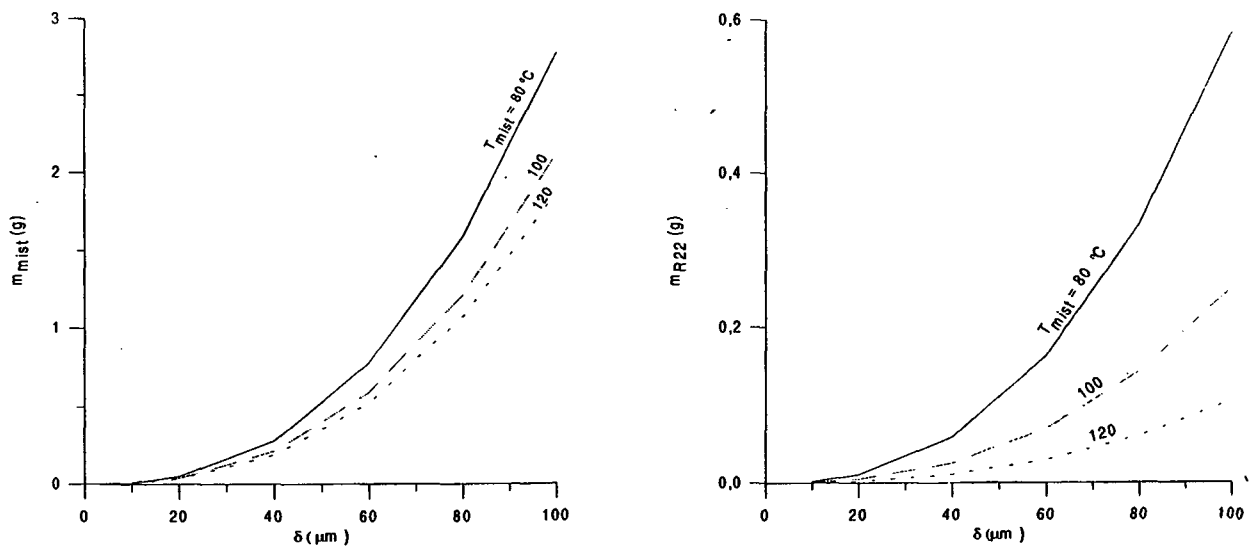


Figura 6.7 Massas de vazamento de mistura e R22 para um ciclo do pistão rolante

6.4.2 Escoamento da mistura considerando \bar{w}

Neste modelo, as propriedades físicas da mistura são calculadas pela concentração média, dada pela Equação 6.10. A Tabela 6.3 e a Figura 6.8 mostram os resultados obtidos por este modelo.

Tabela 6.3 Vazões totais da mistura e R22 em gramas para mistura com concentração \bar{w}

massa da mistura durante o ciclo (g)						
δ (μm)	temperatura da mistura ($^{\circ}\text{C}$)					
	80		100		120	
10	0,0045		0,0046		0,0049	
20	0,026		0,027		0,028	
40	0,148		0,150		0,157	
60	0,408		0,412		0,433	
80	0,836		0,846		0,887	
100	1,46		1,48		1,55	
massa de R22 durante o ciclo (g)						
δ (μm)	temperatura da mistura ($^{\circ}\text{C}$)/razão para a massa de R22 comprimida					
	80		100		120	
10	0,0010	0,4	0,0006	0,3	0,0003	0,1
20	0,0056	2,4	0,0032	1,4	0,0016	0,7
40	0,031	14	0,018	7,8	0,090	3,9
60	0,086	37	0,049	21	0,025	11
80	0,176	77	0,101	44	0,050	22
100	0,308	134	0,176	77	0,088	38

Neste caso, a influência da temperatura no escoamento da mistura é bem menor; observa-se um leve crescimento da massa total, comportamento este semelhante ao do escoamento de óleo puro. O comportamento da massa total de refrigerante é idêntico. Contudo, a magnitude da massa total situa-se intermediariamente em relação aos modelos de escoamento de óleo puro e da mistura com concentração w_d . O aumento da massa total de refrigerante em

relação àquela dada pelo modelo de escoamento de óleo puro é da ordem de 250, 100 e 40% para as temperaturas de 80, 100 e 120 °C, respectivamente.

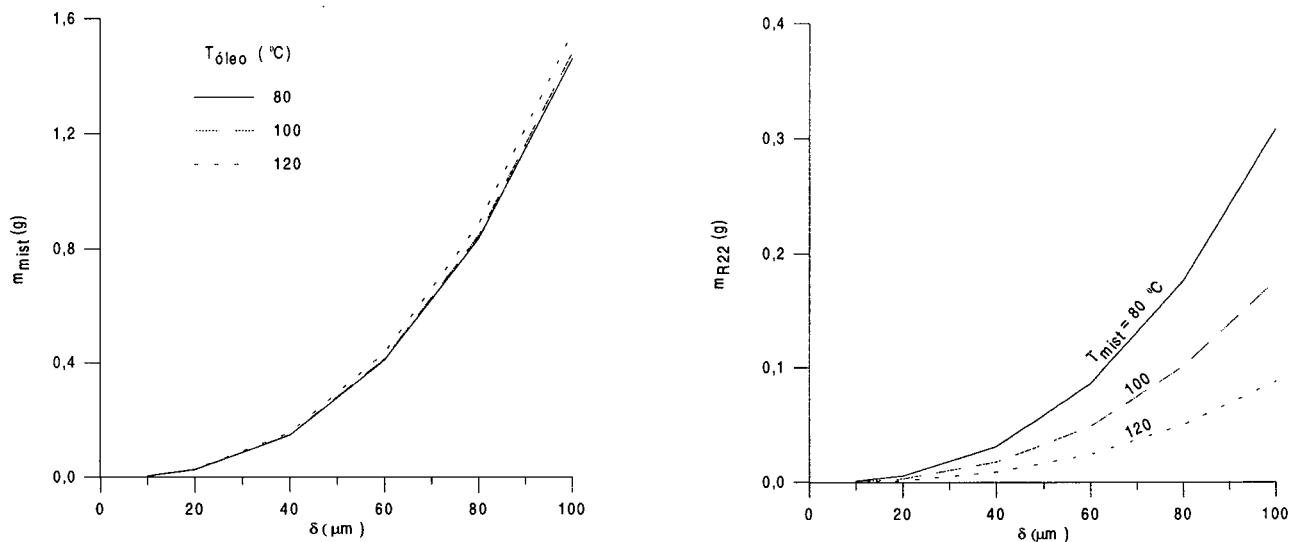


Figura 6.8 Vazões totais da mistura e R22 para mistura com concentração média \bar{w}

Mesmo para este modelo, para $\delta=100 \mu\text{m}$ e $T=80 \text{ }^\circ\text{C}$, a massa total de vazamento de refrigerante resulta num valor maior do que a massa total de refrigerante comprimido pelo pistão. O caminho natural para o aperfeiçoamento do modelo é introduzir a variação da folga radial durante o ciclo do pistão rolante. Este modelo é desenvolvido no item 6.5. Antes, porém, de apresentá-lo, é interessante confrontar os resultados obtidos pelos três modelos até agora implementados: escoamento de óleo puro, $w=0$, escoamento da mistura com concentração na pressão de descarga, w_d , e escoamento da mistura com concentração média, \bar{w} .

Comparação entre os três modelos

A Figura 6.9 apresenta as vazões totais de líquido (óleo ou mistura) e refrigerante obtidas pelos três modelos desenvolvidos para calcular o escoamento transiente pela folga radial.

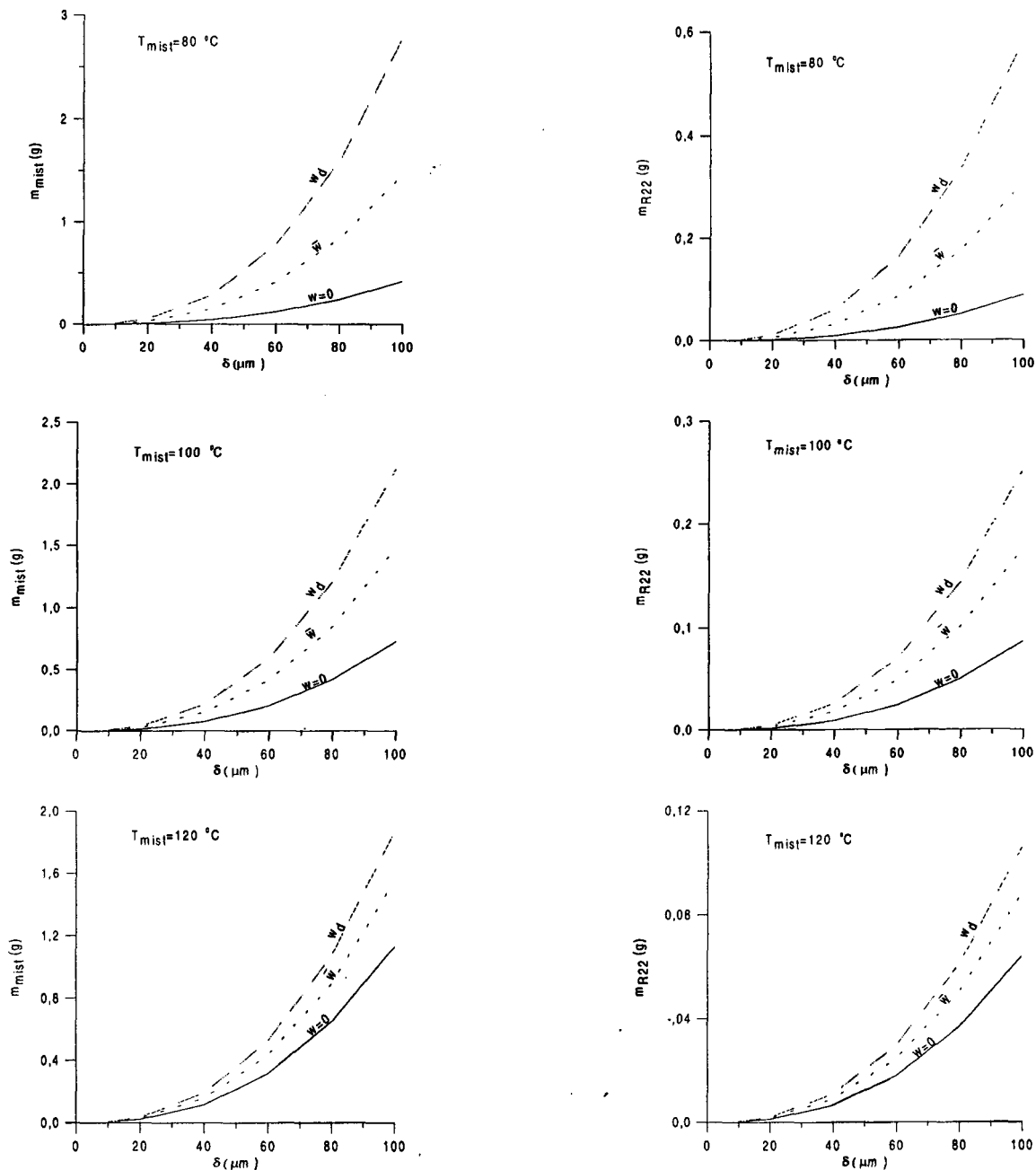


Figura 6.9 Comparação entre os três modelos desenvolvidos para calcular o escoamento transiente pela folga radial.

6.5 O PROBLEMA DO SET-POINT

O item 1.3.2 expõe em detalhes o problema do ajuste da bomba (*pump setting*) e do ponto de ajuste do pistão (*set point*). Em função disto a folga radial anteriormente constante, δ , torna-se uma função da posição angular do pistão rolante, γ , ou seja:

$$\delta(\gamma) = R_c - R_p - \sqrt{f^2 + e^2 + 2 e f \cos(\phi - \theta)} \quad (6.11)$$

Um outro efeito que também pode tornar a folga radial variável, mas que não é considerado neste trabalho, é a dinâmica dos mancais da bomba. A seguir é apresentado o modelo desenvolvido para o cálculo do escoamento monofásico, homogêneo e transiente da mistura óleo-refrigerante considerando-se a variação da folga radial segundo a Equação 6.11.

6.5.1 Escoamento da mistura considerando a folga radial variável

Neste modelo, o escoamento da mistura óleo-refrigerante em regime transiente é modelado considerando-se a folga radial variável, em função apenas do ajuste da bomba, ou seja, excluindo-se o efeito do funcionamento dos mancais sobre δ .

A formulação do problema é idêntica àquela do item anterior, onde se considera uma mistura monofásica homogênea numa concentração média. Os mesmos perfis de pressão de compressão e velocidade tangencial também são usados. Portanto, a influência da variação da folga radial sobre a dinâmica do pistão rolante não está sendo contemplada. A Figura 3.15 comprova, parcialmente, o efeito insignificante da variação da folga radial sobre a velocidade tangencial, mostrando apenas que a força de atrito na folga radial é de pequena importância. Para uma completa comprovação, seria necessário incluir no modelo da dinâmica do pistão o posicionamento excêntrico do eixo em relação ao cilindro. Mas, devido à pequena razão entre o parâmetro f e o raio do pistão, acredita-se que isto não seja necessário.

A única alteração em relação ao modelo anterior encontra-se no cálculo da dimensão $a(\theta)$, que passa a ser dada pela seguinte equação:

$$a(\theta) = \sqrt{b^2 \sin^2 \theta + R_c^2 - b^2} - b \sin \theta \quad (6.12a)$$

onde,

$$b = \sqrt{f^2 + e^2 + 2 f e \cos(\phi - \gamma)} \quad (6.12b)$$

A seguir são apresentados os resultados obtidos com este modelo. As mesmas dimensões da bomba são usadas: $R_c=23,00$ mm, $R_p=20,11$ mm e $H_p=27,00$ mm.

A Figura 6.10 mostra a vazão instantânea do escoamento da mistura a 100 °C, para $e=2,87$ mm, $f=15$ μm e $\phi=3\pi/2$ rad.

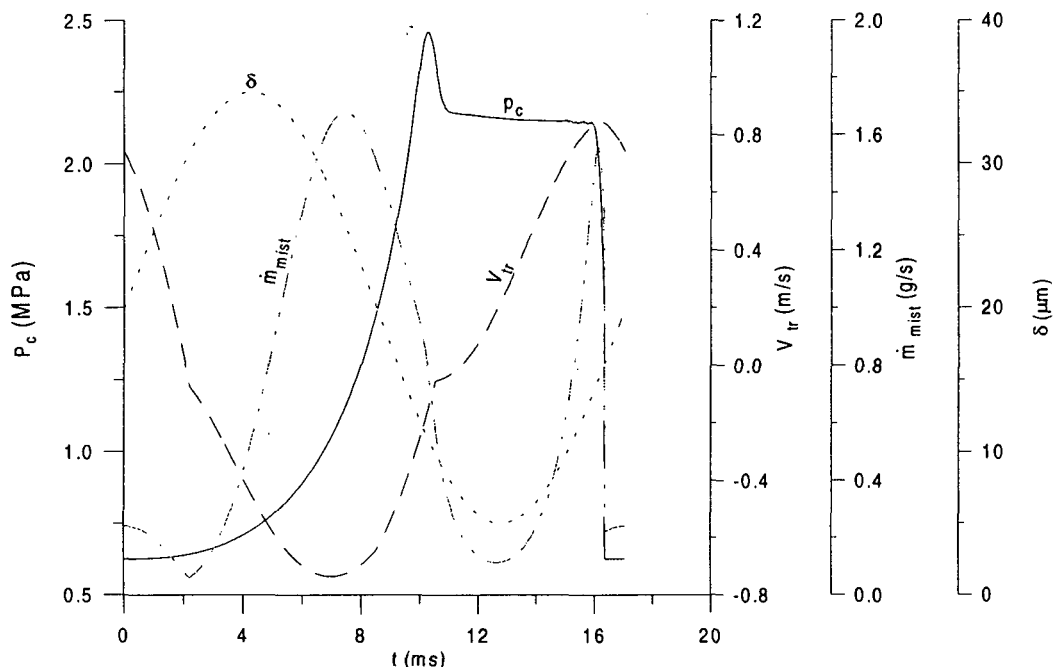


Figura 6.10 Vazão instantânea do escoamento da mistura a 100 °C considerando δ variável

Agora, a magnitude da vazão instantânea da mistura resulta da combinação de três componentes: diferença de pressão, $p_c - p_s$, velocidade tangencial, V_{tr} , e folga radial, δ . Note-se que a vazão da mistura no início do ciclo é controlada pela velocidade tangencial; mesmo com o aumento da folga radial e pressão de compressão, o que causaria um crescimento da vazão, esta é reduzida devido à queda da velocidade tangencial. Em seguida, os efeitos da pressão de compressão e da folga radial tornam-se preponderantes e a vazão começa a aumentar. Posteriormente, apesar da pressão de compressão e da velocidade tangencial aumentarem, existe uma redução da vazão devido à diminuição da magnitude da folga radial. Ocorre, então, um outro ponto de vazão mínima, próximo à região de folga mínima. A partir deste ponto, a vazão retoma seu crescimento devido ao aumento simultâneo da folga e da velocidade tangencial, visto que a pressão de compressão permanece praticamente constante. Finalmente, a vazão cai ao valor inicial do ciclo, em função da queda da pressão de compressão, e o ciclo se repete.

A Figura 6.11 mostra a massa total de vazamento de ambos, refrigerante e mistura, em função do ângulo ϕ . Com isto, pode-se determinar o valor de ϕ em que a massa total de vazamento de refrigerante é mínima.. Este ângulo é denominado aqui de ϕ_{\min} . Ao contrário, ϕ_{\max} é o ângulo em que o vazamento de refrigerante é máximo. Note-se que o ângulo em que ocorre a vazão mínima da mistura é um pouco menor do que ϕ_{\min} .

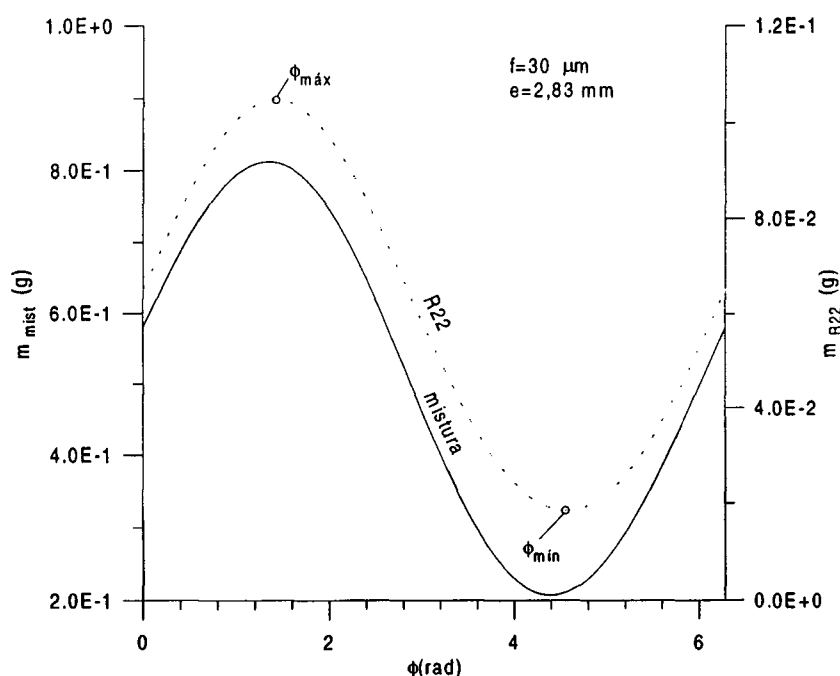


Figura 6.11 Massa total de vazamento em função de ϕ

A Tabela 6.4 apresenta as massas totais de vazamento da mistura e de R22 para o valor de ϕ_{\min} , denominadas $m_{\text{mist,min}}$ e $m_{\text{R22,min}}$, respectivamente, considerando várias excentricidades, vários f 's e temperaturas.

Nota-se que $\phi_{\min}=4,6$ rad é bastante representativo quando se considera todos os casos. Para temperatura e excentricidade constantes, um aumento de f reduz o vazamento de refrigerante. Isto ocorre devido à maior redução da folga radial na região de alta pressão de compressão quando f aumenta; a Figura 6.12 comprova esta argumentação. Observe-se que o crescimento de f reduz a vazão instantânea de refrigerante, principalmente na região de alta pressão de compressão.

Tabela 6.4 Massas totais de vazamento da mistura e R22 para o valor de ϕ_{min}

T=80 °C $\bar{w} = 0,1661 \text{ kgR22 / kgmist}$				
e (mm)	f (μm)	ϕ_{min} (rad)	$m_{mist,min}$ (g)	$m_{R22,min}$ (g)
2,83	10	4,59	0,3210	0,0634
	30	4,59	0,2099	0,0322
	50	4,59	0,1684	0,0163
2,85	10	4,59	0,1037	0,0197
	20	4,59	0,0759	0,0117
	30	4,59	0,0624	0,0070
2,87	5	4,59	0,0181	0,0035
	10	4,59	0,0131	0,0021
	15	4,59	0,0106	0,0012
T=100 °C $\bar{w} = 0,1007 \text{ kgR22 / kgmist}$				
2,83	10	4,59	0,3246	0,0362
	30	4,59	0,2123	0,0185
	50	4,52	0,1647	0,0095
2,85	10	4,59	0,1048	0,0113
	20	4,59	0,0768	0,0068
	30	4,52	0,0615	0,0041
2,87	5	4,59	0,0183	0,0020
	10	4,59	0,0132	0,0012
	15	4,59	0,0107	0,0007
T=120 °C $\bar{w} = 0,04996 \text{ kgR22 / kgmist}$				
2,83	10	4,59	0,3406	0,0182
	30	4,59	0,2229	0,0093
	50	4,59	0,1789	0,0048
2,85	10	4,59	0,1100	0,0056
	20	4,59	0,0806	0,0034
	30	4,59	0,0664	0,0021
2,87	5	4,59	0,0193	0,0010
	10	4,59	0,0139	0,0006
	15	4,59	0,0113	0,0004

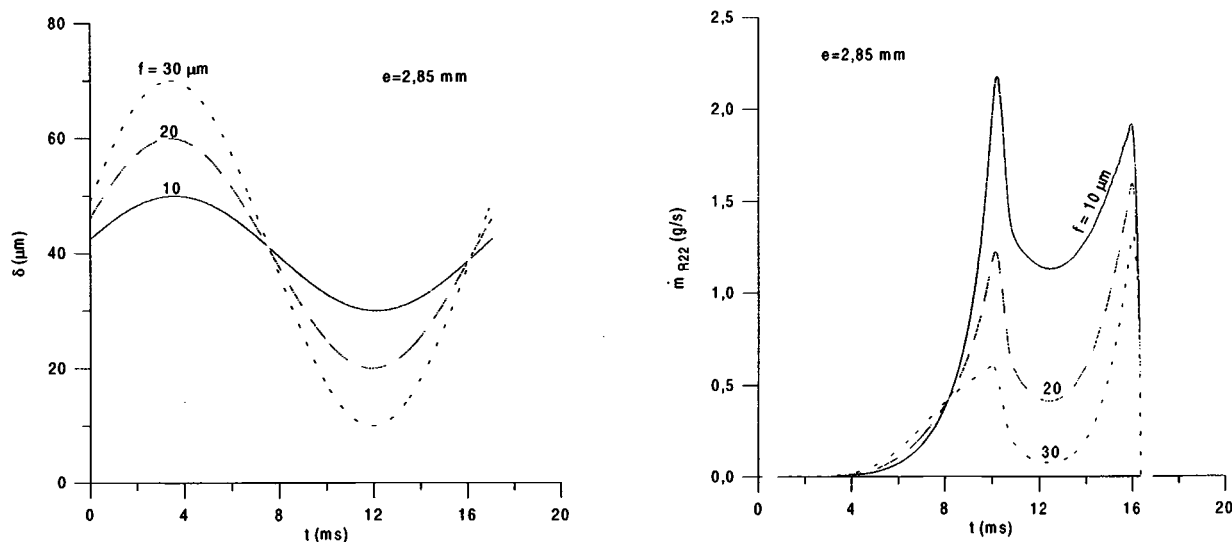


Figura 6.12 Variação da folga radial e vazão instantânea de R22 em função de f

O mesmo efeito é obtido quando se mantém f constante e se aumenta a excentricidade. A vazão de refrigerante diminui devido à mesma razão, o aumento da variação da folga radial, o que conduz a uma folga cada vez menor, exatamente na região de maior pressão de compressão.

A introdução da variação da folga radial no modelo do escoamento da mistura reduz sensivelmente a massa de vazamento de refrigerante calculada. A Tabela 6.5 apresenta uma comparação entre os modelos que usam folgas constante e variável. No modelo de folga variável, usa-se um valor médio para δ em função da excentricidade. Independentemente do valor de f , tem-se: para $e=2,87$ mm, $\delta_{\text{médio}}=20$ μm ; para $e=2,85$ mm, $\delta_{\text{médio}}=40$ μm ; e para $e=2,83$ mm, $\delta_{\text{médio}}=60$ μm .

O uso de δ variável no modelo reduz de 26 a 81% a massa de vazamento de refrigerante durante o ciclo de compressão, $\%_1$. Com isto, a porcentagem em relação à massa total de refrigerante comprimida, $\%_2$, também fica reduzida fortemente.

Tabela 6.5 Comparação das massas de R22 obtidas pelos modelos de folga constante e variável

T (°C)	δ (μm)	$m_{\delta=\text{cte}}$ (g)	f (μm)	$m_{\delta=\text{var}}$ (g)	% ₁	% ₂
80	20	0,0056	5	0,0035	37	1,5
			10	0,0021	63	0,9
			15	0,0012	78	0,5
	40	0,0314	10	0,0197	37	8,6
			20	0,0117	63	5,1
			30	0,0070	78	3,0
	60	0,0861	10	0,0634	26	27,6
			30	0,0322	63	14,0
			50	0,0163	81	7,1
100	20	0,0032	5	0,0020	37	0,9
			10	0,0012	62	0,5
			15	0,0007	78	0,3
	40	0,0179	10	0,0113	37	4,9
			20	0,0068	62	2,9
			30	0,0041	77	1,8
	60	0,0491	10	0,0362	26	15,7
			30	0,0185	62	8,1
			50	0,0095	81	4,1
120	20	0,0016	5	0,0010	37	0,4
			10	0,0006	62	0,3
			15	0,0004	78	0,2
	40	0,0090	10	0,0056	37	2,4
			20	0,0034	62	1,5
			30	0,0021	77	0,9
	60	0,0246	10	0,0182	26	7,9
			30	0,0093	62	4,1
			50	0,0048	80	2,1

%₁ redução em relação ao modelo de folga constante

%₂ razão para a massa total de refrigerante comprimida (0,23 g)

Estes resultados mostram, portanto, a importância da inclusão da variação da folga radial no modelo do escoamento da mistura.

Nos modelos apresentados neste capítulo a mistura é considerada homogênea ao longo da folga. As propriedades físicas, consideradas constantes, são calculadas para valores específicos de concentração de refrigerante: $w=0$, $w=w_d$ e $w=\bar{w}$. Apesar disso, a Equação 6.9, onde tem-se $w_c(t)$ variável ao longo do ciclo, continua sendo usada. Três questões podem ser levantadas neste momento:

- a hipótese de escoamento uniforme é razoável?
- em caso afirmativo, qual o valor de concentração que deve ser utilizado?
- todo fluido contido na folga submete-se instantaneamente à variação da concentração da câmara de compressão?

No próximo capítulo é desenvolvido um modelo para estudar o escoamento monofásico heterogêneo da mistura óleo-refrigerante com o objetivo de explorar tais questões.

6.6 CONCLUSÃO

Este capítulo apresenta o primeiro modelo que considera o fluido de vazamento como uma mistura composta de óleo e gás refrigerante dissolvido. O escoamento transiente é modelado como monofásico e homogêneo, onde as propriedades físicas são assumidas uniformes ao longo do escoamento e calculadas com base numa determinada concentração de refrigerante, $w(p_d, T_{mist})$ e \bar{w} . Além disso, é introduzida a variação da folga radial devida ao ajuste da bomba (*pump setting*). As principais conclusões, baseadas nos modelos que foram aqui desenvolvidos, são:

Para w_d

- o aumento da viscosidade da mistura com o aumento da temperatura reduz sua vazão, ao contrário do que acontecia com o óleo puro;
- conseqüentemente, a redução da vazão de R22 com o aumento da temperatura é ainda maior;
- com relação ao modelo de escoamento de óleo puro, $w=0$, a vazão de refrigerante é majorada de 70 a 500 %, daí a importância de se considerar o efeito do refrigerante dissolvido no cálculo das propriedades físicas do fluido;

Para \bar{w}

- neste caso, devido ao menor valor da concentração com relação a w_d , o aumento da vazão de refrigerante em relação ao modelo de escoamento de óleo puro é menor, variando de 40 a 250 %;

Como pode ser visto, é muito importante conhecer, com precisão, o valor da concentração de refrigerante dissolvido no óleo.

Considerando $\delta(\gamma)$ variável devido ao ajuste da bomba

- a introdução da variação da folga radial devida ao ajuste da bomba reduz de 26 a 81 % a massa total de vazamento de R22, dependendo dos valores de excentricidade e do parâmetro f ;

- conseqüentemente, a relação para a massa total de R22 comprimida pelo compressor também fica sensivelmente reduzida, caindo para a faixa de 0,2 a 30 %.

O estudo apresentado revela duas conclusões fundamentais com relação à modelagem do vazamento pela folga radial. A primeira delas, relacionada ao fluido de vazamento, impõe a necessidade de considerar a influência do gás refrigerante dissolvido no óleo no cálculo das propriedades físicas da mistura. A segunda, relacionada ao movimento do pistão rolante, mostra que a introdução da variação da folga radial em função do ajuste da bomba (*pump setting*) pode melhorar significativamente o modelo.

ESCOAMENTO MONOFÁSICO, HETEROGÊNEO E TRANSIENTE DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE

7.1 INTRODUÇÃO

Nos modelos até agora desenvolvidos, a vazão de refrigerante tem sido calculada pelas Equações 5.13 ou 6.9, que estimam o vazamento do gás por intermédio do escoamento do óleo ou da mistura. A quantidade de gás liberada na câmara de sucção é dada em função da diferença de concentração do refrigerante no óleo entre as câmaras de sucção e de compressão. É suposto que a liberação do gás da mistura ocorre apenas na câmara de sucção e, portanto, que não há formação de bolhas ao longo do escoamento.

Duas hipóteses adicionais são utilizadas. Primeiramente, supõe-se que a concentração instantânea da mistura na entrada da folga é determinada pela pressão de compressão e pela temperatura do óleo, $w_c = w_c(p_c, T)$. Isto pressupõe que o óleo proveniente da carcaça libera ou absorve instantaneamente o refrigerante, ao entrar na câmara de compressão. Em segundo lugar, assume-se que a mistura continua com a concentração w_c até a saída da folga, na câmara de sucção, onde, então, libera o excesso de refrigerante, $w_c - w_s$, permanecendo com uma concentração $w_s = w_s(p_s, T)$ na câmara de sucção. Apesar disso, as propriedades da mistura, consideradas uniformes ao longo da folga e constantes no tempo, são calculadas para uma determinada concentração, $w=0$, w_d ou \bar{w} .

Um modelo mais real deveria considerar o escoamento bifásico da mistura, onde o refrigerante poderia ser liberado ao longo do escoamento. Este assunto será tratado no próximo capítulo. Antes, porém, é desenvolvido, neste capítulo, um modelo intermediário, onde o escoamento transiente da mistura é tratado ainda como monofásico, mas já é introduzida a heterogeneidade da mistura. Neste caso, suas propriedades físicas não são mais constantes, mas calculadas em função das condições locais de concentração e de temperatura. Com este modelo é

possível se determinar as distribuições longitudinais de concentração e de temperatura, explorando-se as questões levantadas no final do capítulo anterior, pois a formulação inclui a solução das equações de conservação da massa, quantidade de movimento, energia e espécie química.

A determinação das condições de contorno para a equação da energia exige uma modelagem adicional para calcular a temperatura da superfície do pistão rolante; este é o primeiro aspecto tratado no capítulo. Em seguida, a formulação do problema do escoamento, seus resultados e conclusões são apresentados.

7.2 TEMPERATURA DO PISTÃO ROLANTE

Da forma como está sendo proposto o modelo para o escoamento monofásico e heterogêneo da mistura, incluindo-se a resolução da equação da energia, é necessário, logicamente, especificar-se algum tipo de condição de contorno para as superfícies do cilindro e do pistão. A temperatura do cilindro é conhecida experimentalmente. Entretanto, devido à ausência de dados experimentais para o pistão, é elaborado um modelo simplificado para a determinação de sua temperatura. A Figura 7.1 apresenta um esquema representando o modelo de transferência de calor na bomba.

Visto que a resistência térmica devida à convecção é preponderante, o balanço global de energia no pistão fornece a seguinte equação:

$$\rho_p V_p C_{p,p} \frac{dT_{pist}}{dt} = h_c A_c(t) [T_c(t) - T_{pist}(t)] - h_s A_s(t) [T_{pist}(t) - T_s] + 2 A_{lat} h_{lat} [T_{oleo} - T_{pist}(t)] \quad (7.1a)$$

onde:

$$V_p = \pi (R_p^2 - R_{pi}^2) H_p \quad (7.1b)$$

$$A_s(t) = \gamma R_p H_p \quad (7.1c)$$

$$A_c(t) = (2\pi - \gamma) R_p H_p \quad (7.1d)$$

$$A_{lat} = \pi (R_p^2 - R_{pi}^2) \quad (7.1e)$$

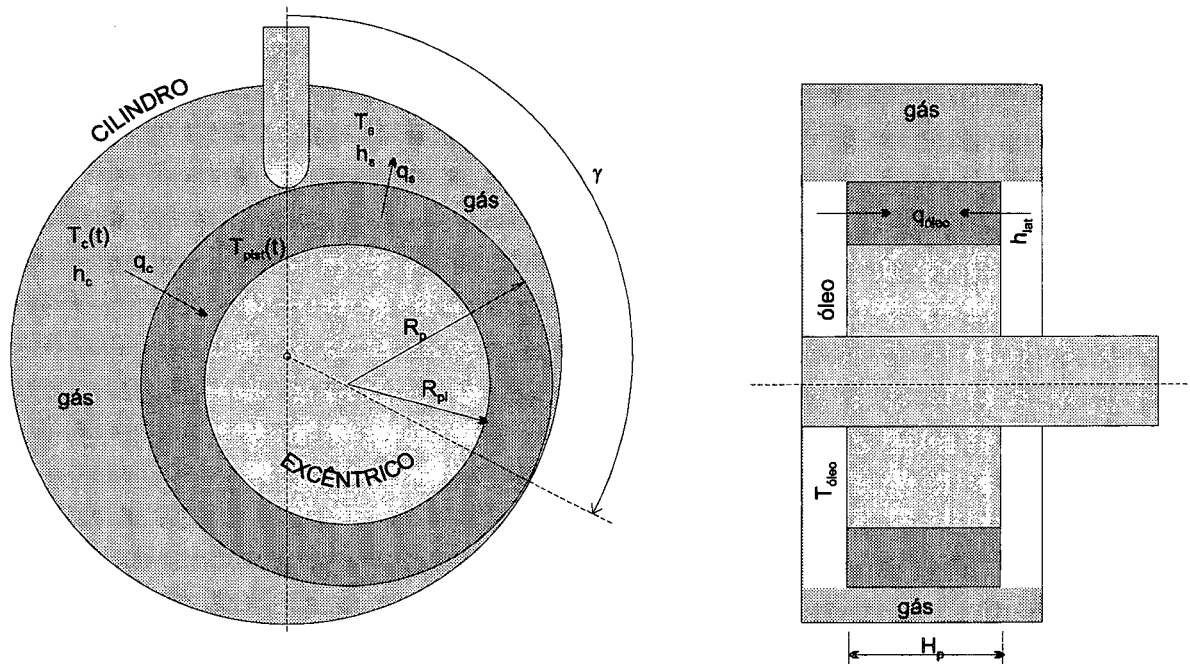


Figura 7.1 Representação esquemática do modelo de transferência de calor na bomba

A equação 7.1a é resolvida pelo método de Runge-Kutta de quarta ordem, considerando-se uma estimativa inicial para a temperatura do pistão, $T_{pist}(t)$. Em função disto, vários ciclos devem ser resolvidos até que a convergência do processo seja atingida. Os seguintes valores são usados para as demais variáveis: $R_p=20,11$ mm, $R_{pi}=12,75$ mm, $H_p=27,00$ mm, $C_{p,p}=490,0$ J/kg K (400 K) e $\rho_p=7200$ kg/m³.

Assume-se que a temperatura do óleo que preenche as folgas laterais seja igual à do óleo contido na carcaça. Para o compressor analisado, medições experimentais fornecem temperaturas por volta de $T_{óleo}=100$ °C.

É necessário, também, estimar os coeficientes de transferência de calor, tanto para a região ocupada pelo gás, como para aquela preenchida pelo óleo. Na ausência de dados experimentais precisos, estas variáveis serão estimadas e uma análise paramétrica será efetuada para verificar suas influências sobre a temperatura do pistão. Segundo Incropera e De Witt (1990), valores globais para o coeficiente de transferência de calor para convecção forçada em gases situam-se na faixa de 25 a 250 W/m² K e, em líquidos, na faixa de 50 a 20000 W/m² K, dependendo da natureza do escoamento, da geometria, da velocidade do escoamento, etc..

Valores globais dentro destas faixas são usados, neste trabalho, para h_c , h_s e h_{lat} , pois deseja-se apenas uma estimativa da temperatura do pistão rolante. A Tabela 7.1 apresenta os resultados obtidos para a temperatura do pistão rolante em função dos valores arbitrados para estas variáveis.

Tabela 7.1 Temperatura média do pistão rolante ao longo do ciclo ($^{\circ}\text{C}$)

$h_c=h_s$ ($\text{W}/\text{m}^2\text{K}$)	h_{lat} ($\text{W}/\text{m}^2\text{K}$)				
	50	100	500	1000	10000
25	82,7	88,6	96,8	98,3	99,8
50	78,0	83,2	94,2	96,8	99,6
100	74,0	78,0	90,1	94,2	99,3
200	70,8	73,0	83,2	88,6	98,3

Apesar da Tabela 7.1 apresentar apenas a temperatura média do pistão, esta variável é bastante significativa, pois a variação da temperatura ao longo do ciclo é insignificante. A temperatura média global, considerando-se todos os valores contidos nesta tabela, é de $88,4^{\circ}\text{C}$.

Os dados mostrados indicam que, para valores constantes de h_c e h_s , o aumento do coeficiente de transferência de calor lateral, h_{lat} , resulta num crescimento da temperatura do pistão, que tende, obviamente, para a temperatura do óleo, 100°C . Ao contrário, mantido h_{lat} constante, o aumento dos coeficientes de transferência de calor nas câmaras de compressão e sucção, h_c e h_s , produz uma redução na temperatura do pistão. Neste caso, a justificativa não é óbvia, visto que isto aumenta a quantidade de calor retirada pelo gás da câmara de sucção, o que tende a reduzir a temperatura do pistão, mas também aumenta o calor fornecido pelo gás da câmara de compressão, o que aumenta a temperatura do pistão. Os resultados mostram, portanto, que a perda de calor do pistão para o gás da câmara de sucção é preponderante.

De posse do valor da temperatura do pistão rolante, o escoamento pela folga radial incluindo a transferência de calor e a migração de refrigerante pode ser modelado completamente.

7.3 ESCOAMENTO MONOFÁSICO HETEROGÊNEO DA MISTURA

Neste modelo, o escoamento da mistura é tratado como monofásico, mas agora as propriedades físicas podem variar ao longo da folga, dependendo das condições locais de temperatura e de concentração. Para isto, as equações de conservação da energia e da espécie química devem ser acrescentadas ao modelo.

7.3.1 Formulação do problema

A Figura 7.2 apresenta esquematicamente a geometria do escoamento, onde são mostradas as condições de contorno e a nomenclatura utilizadas.

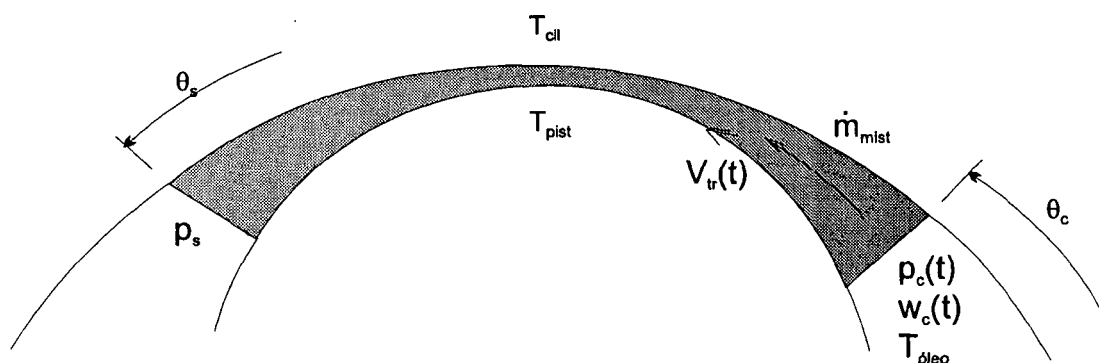


Figura 7.2 Geometria adotada para o modelo do escoamento monofásico e heterogêneo da mistura

O problema do escoamento da mistura com transferência de calor e migração de refrigerante é governado pelas Equações 7.2 a 7.4. Os detalhes da obtenção destas equações são apresentados no Apêndice D.

$$\left(\frac{a^2 - R_p^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{d}{d\theta} \left[-\frac{\rho}{\mu} \frac{dp}{d\theta} f_1(\theta) + \rho V_{tr}(t) f_2(\theta) \right] = 0 \tag{7.2}$$

$$\left(\frac{a^2 - R_p^2}{2}\right) C_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{d}{d\theta} \left(\frac{\dot{m} C_p T}{H}\right) = \ln\left(\frac{a}{R_p}\right) \frac{d}{d\theta} \left(k \frac{dT}{d\theta}\right) + S_c + S_p T \quad (7.3)$$

$$\left(\frac{a^2 - R_p^2}{2}\right) \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{d}{d\theta} \left(\frac{\dot{m} w}{H}\right) = \ln\left(\frac{a}{R_p}\right) \frac{d}{d\theta} \left(\rho D \frac{dw}{d\theta}\right) \quad (7.4)$$

A Equação 7.2 é usada para a obtenção da pressão, enquanto que as Equações 7.3 e 7.4 determinam a temperatura e a concentração, respectivamente.

As condições de contorno associadas são dadas por:

- entrada

$$p = p_c(t) \quad (7.5a)$$

$$T = T_{\text{óleo}} \text{ (temperatura do óleo da carcaça)} \quad (7.5b)$$

$$w = w_c(p_c, T_{\text{óleo}}) \quad (7.5c)$$

- saída

$$p = p_s = \text{cte} \quad (7.5d)$$

$$dT/d\theta = dw/d\theta = 0 \quad (7.5e)$$

O perfil de velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, $V_{tr}(t)$, dado pela Figura 3.10, é usado na Equação 7.2. A determinação da concentração de refrigerante na entrada do escoamento, w_c , é dada em função da pressão de compressão e da temperatura do óleo pela Equação 6.1a.

Para completar o modelo, resta determinar as propriedades físicas da mistura, ρ e μ , aqui calculadas pelas Equações 6.3 e 6.2a, respectivamente.

Deve ser salientado que este modelo inclui a variação da folga radial devida ao *pump setting*. Portanto, o cálculo do parâmetro $a(\theta)$ é realizado pela Equação 6.12a.

A metodologia de solução do conjunto de equações é descrito em detalhes no Apêndice D.

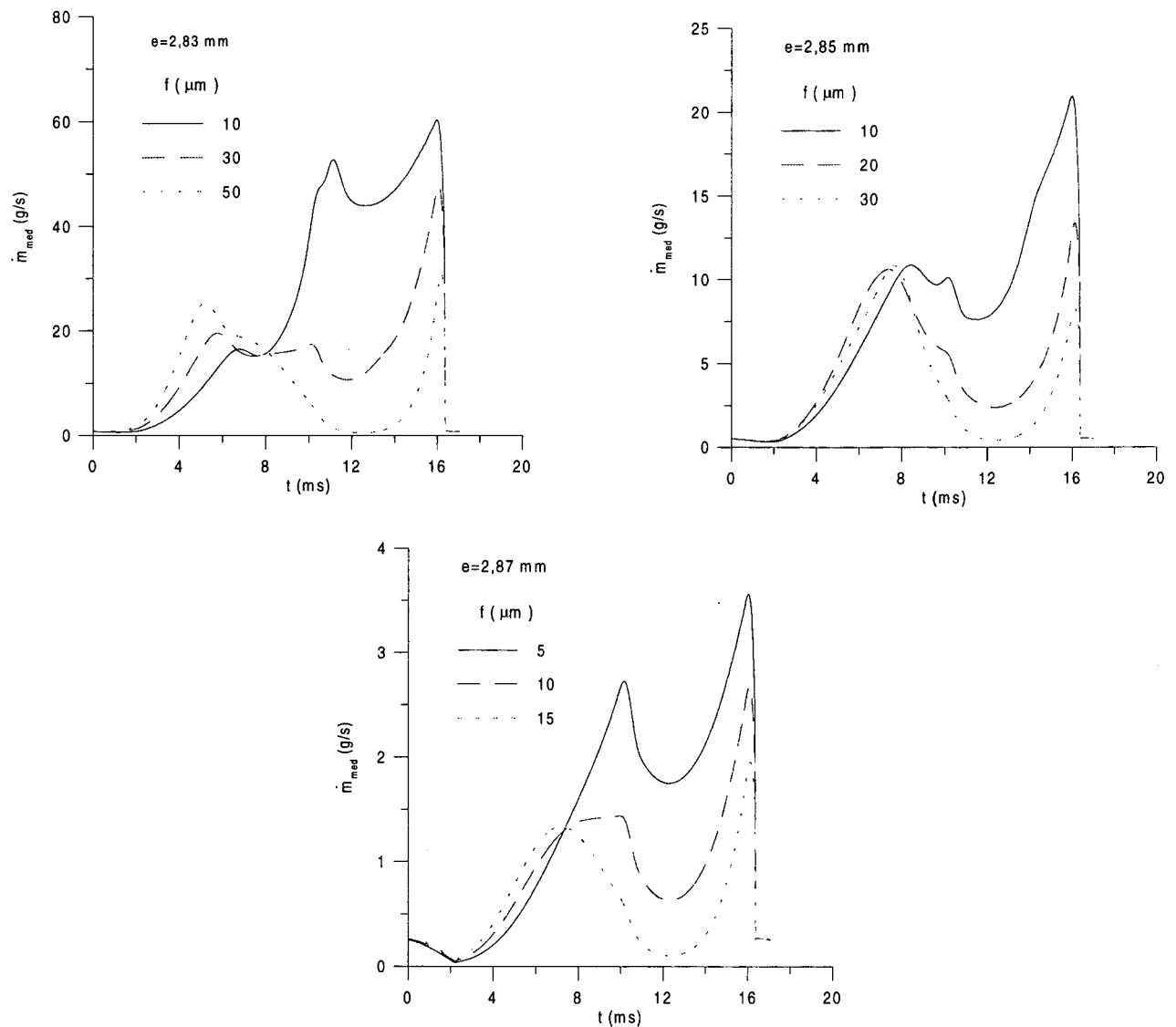
7.3.2 Resultados

Os resultados apresentados a seguir foram gerados usando-se os seguintes dados:

$R_c=23,00$ mm	$R_p=20,11$ mm
$R_{pi}=12,75$ mm	$H_p=27,00$ mm
$H_{cil}=15,00$ mm	$\phi=4,6$ rad
$D=1,0 \times 10^{-9}$ m ² /s	$C_{p,p}=2220$ J/kg K (100 °C)
$k_{pist}=k_{cil}=69,5$ W/m K (127 °C)	$k=0,0961$ W/m K (100 °C)
$T_{cil}=104$ °C	$T_{óleo}=100$ °C

A folga radial de comprimento $\pi/3$ rad é dividida em 118 volumes de controle, o que resulta em uma malha com 120 pontos nodais. Por outro lado, o ciclo do pistão rolante é discretizado em 500 intervalos de tempo.

A vazão instantânea média da mistura para várias configurações do compressor é apresentada na Figura 7.3. O seu comportamento é semelhante ao observado no caso do escoamento monofásico da mistura. Nota-se que, para uma mesma excentricidade, a vazão instantânea na região de mínima folga -que ocorre quando $\phi=4,6$ rad (12,5 ms)- diminui com o aumento de f . O motivo é o mesmo já explorado anteriormente: o aumento de f provoca uma maior variação da folga radial ao longo do ciclo, o que implica valores cada vez menores para a mínima folga e, conseqüentemente, menores vazões instantâneas. Como será mostrado mais tarde, isto implica também a redução da massa total do escoamento ao longo de todo o ciclo. O mesmo efeito é conseguido quando f é mantido constante e a excentricidade é majorada, ou seja, a vazão também é reduzida.

Figura 7.3 Vazões instantâneas da mistura em função da excentricidade e f

Uma idéia de como ocorre a evolução temporal dos perfis de concentração e de temperatura é dada nas Figuras 7.4 e 7.5, respectivamente. Observou-se que as difusões mássica e térmica são muito pequenas, de tal forma que a evolução de ambas as variáveis é controlada pelo processo convectivo.

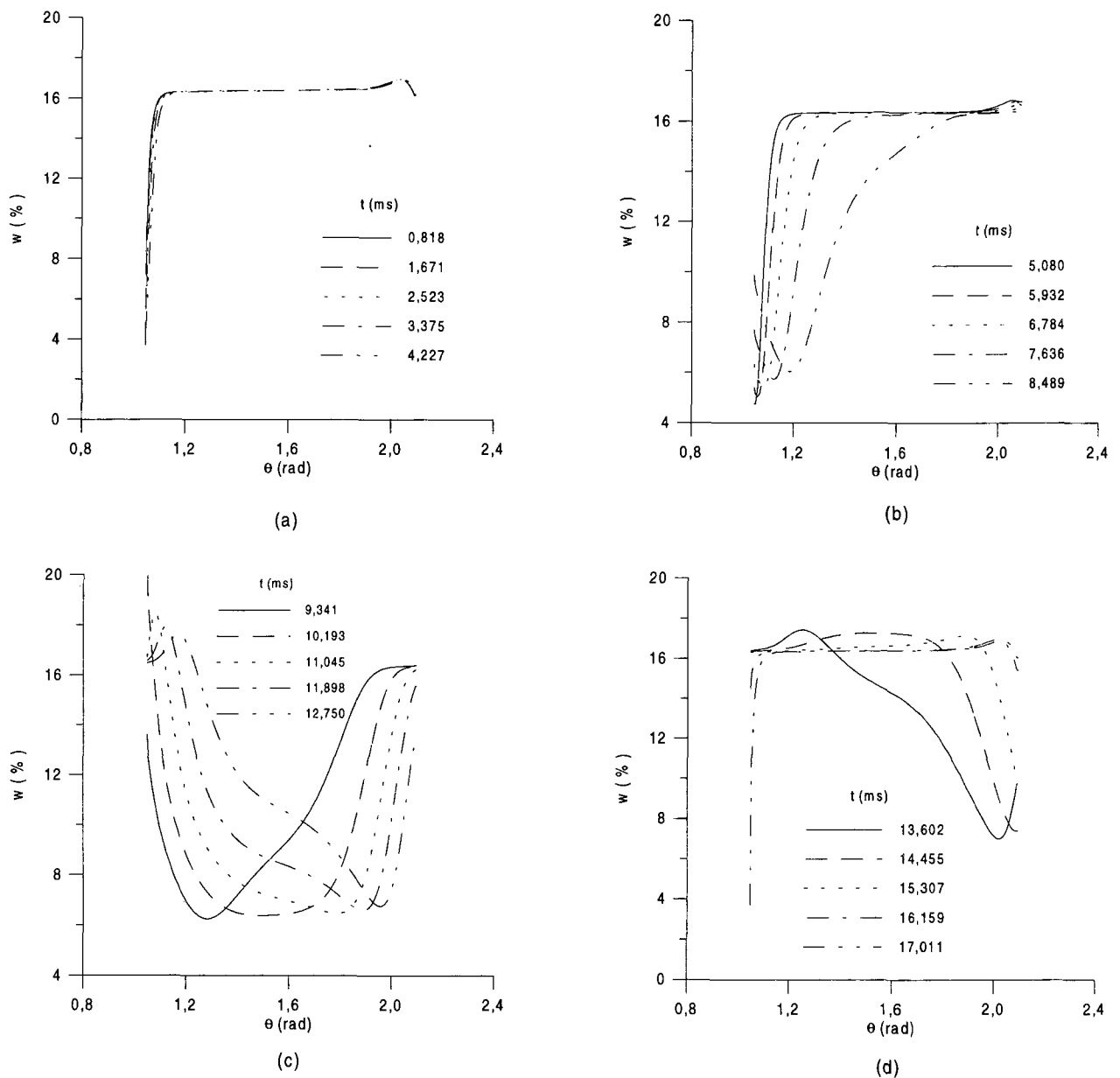


Figura 7.4 Evolução temporal dos perfis de concentração para $e=2,85$ mm e $f=10$ μ m

Nota-se que, no início, Figura 7.4a, a evolução dos perfis de concentração é muito lenta, pois a vazão instantânea é muito baixa. A Figura 7.4b já mostra uma evolução mais rápida, devida ao aumento da vazão. Observa-se que somente neste instante torna-se possível notar a influência da queda da concentração do contorno que ocorre do final, Figura 7.4d, para o início do ciclo, Figura 7.4a. Esta frente de baixa concentração avança para o interior da folga, enquanto

a concentração do contorno retoma seu crescimento. O mesmo acontece devido às altas vazões, na Figura 7.4c; a frente de baixa concentração continua avançando. Na Figura 7.4d ela alcança a saída da folga. A partir deste momento, a concentração na saída começa a aumentar, sentindo a influência do crescimento da concentração na entrada do escoamento. Note-se que isto provoca o surgimento de uma frente de alta concentração, que avança atrás da frente de baixa concentração. Finalmente, a queda da concentração da entrada do escoamento reinicia o ciclo na Figura 7.4a.

A evolução temporal dos perfis de temperatura é um pouco mais rápida devida à maior influência da difusão térmica. Neste caso, a análise é mais simples, pois a temperatura da entrada do escoamento é mantida constante em 100 °C. A Figura 7.5a mostra uma depressão nos perfis na região central da folga. Neste caso, devido às baixas vazões, o fluido perde mais calor para a superfície do pistão que está a 90 °C. Os maiores valores na saída ainda são influências do final do ciclo, Figura 7.5d, onde se nota que a frente de alta temperatura já alcançou a saída do canal. A Figura 7.5b mostra a evolução da frente de baixa temperatura. As últimas curvas já apresentam um aumento da temperatura mínima, a temperatura do vale, devido ao crescimento da temperatura a montante; as vazões nestes casos são maiores. Na Figura 7.5c a frente de baixa temperatura já alcançou a saída da folga e a temperatura começa a aumentar, influenciada pela frente de alta temperatura que se aproxima. Este processo continua na Figura 7.5d até que ocorra a redução da vazão no final do ciclo, fazendo ressurgir a frente de baixa temperatura devido à maior transferência de calor para o pistão.

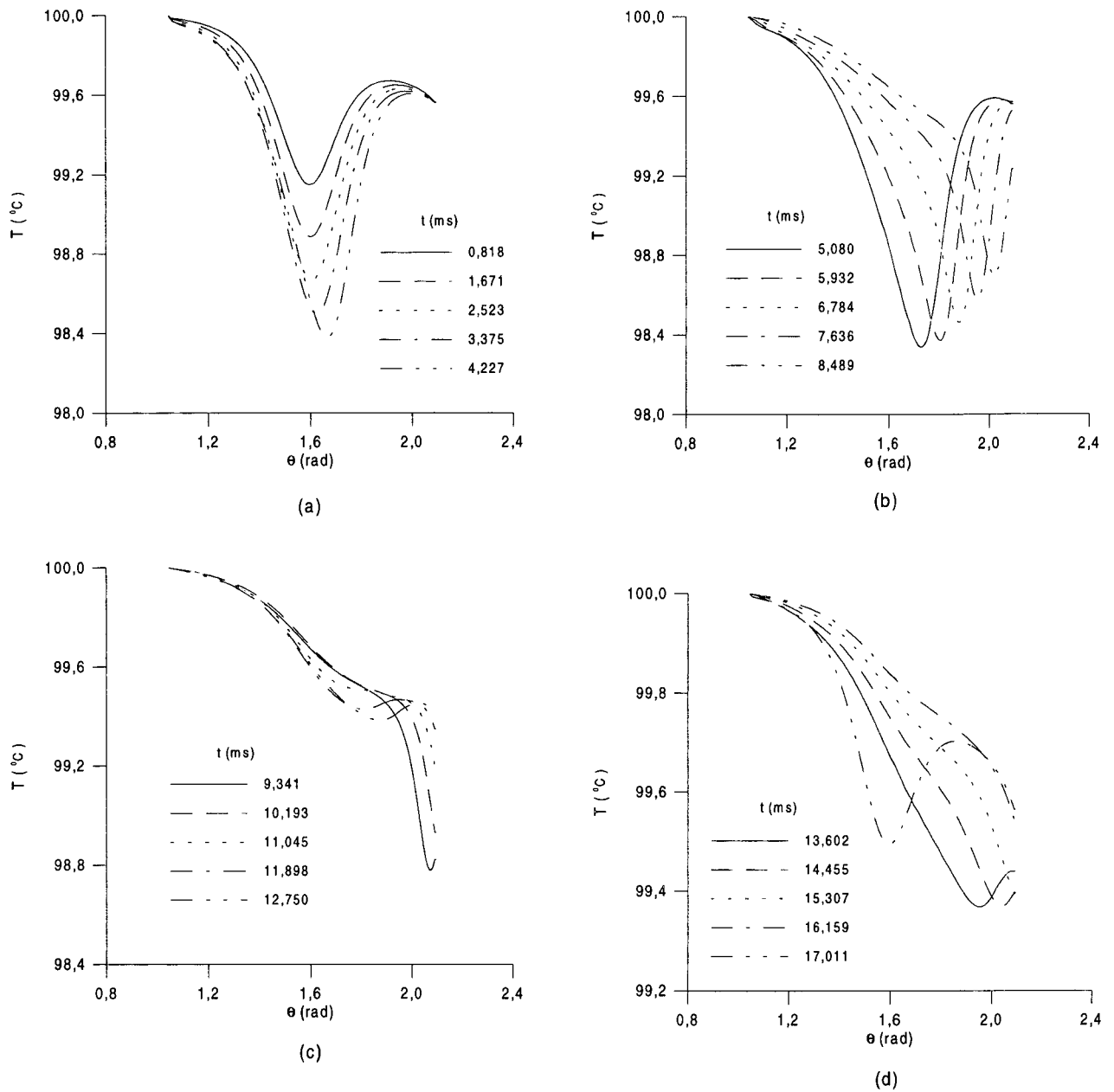
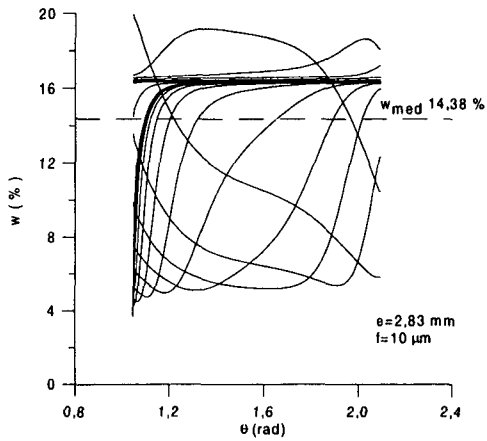
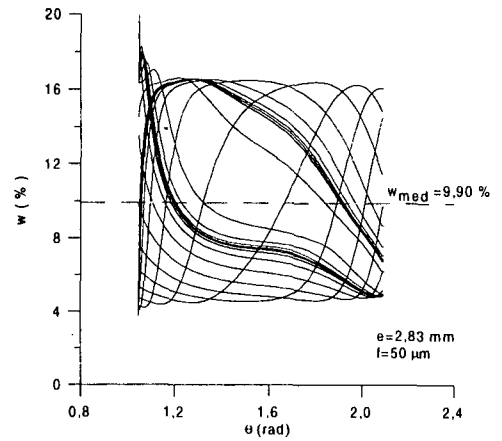


Figura 7.5 Evolução temporal dos perfis de temperatura para $e=2,85$ mm e $f=10$ μ m

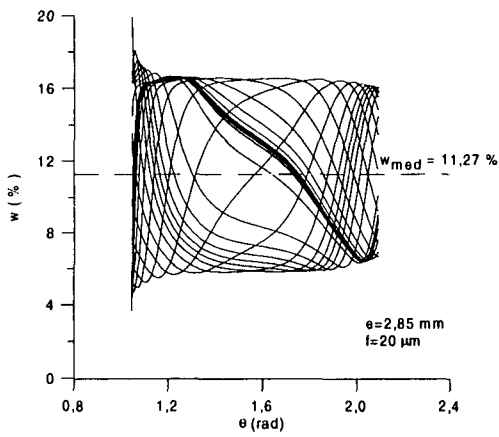
As Figuras 7.6 e 7.7 apresentam, respectivamente, diversos perfis de concentração e de temperatura, considerando-se outras configurações para o compressor. Estão representados também, nestas figuras, os valores médios globais para estas variáveis, obtidos pela integração no espaço e no tempo ao longo de todo o ciclo.



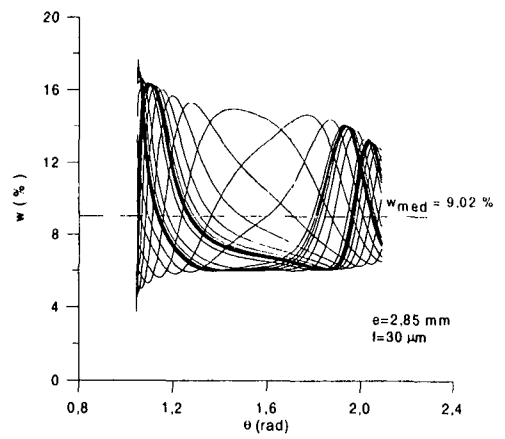
(a)



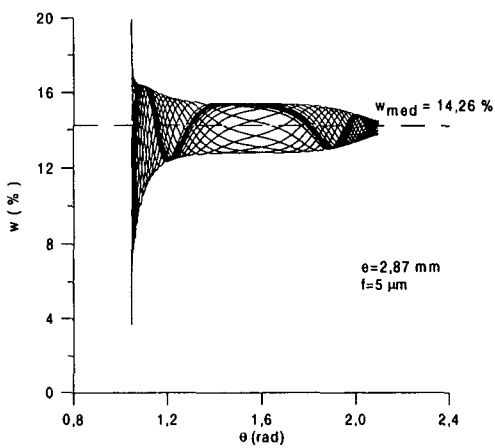
(b)



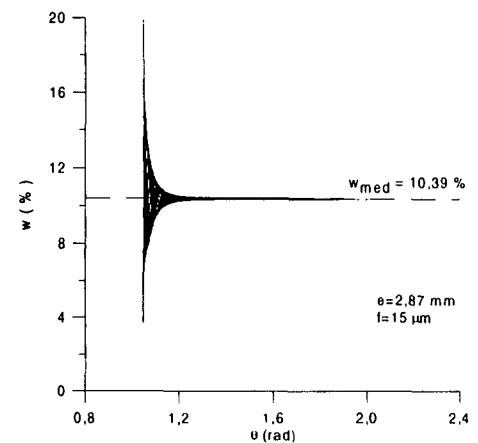
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 7.6 Concentração média global e perfis de concentração para outras configurações do compressor

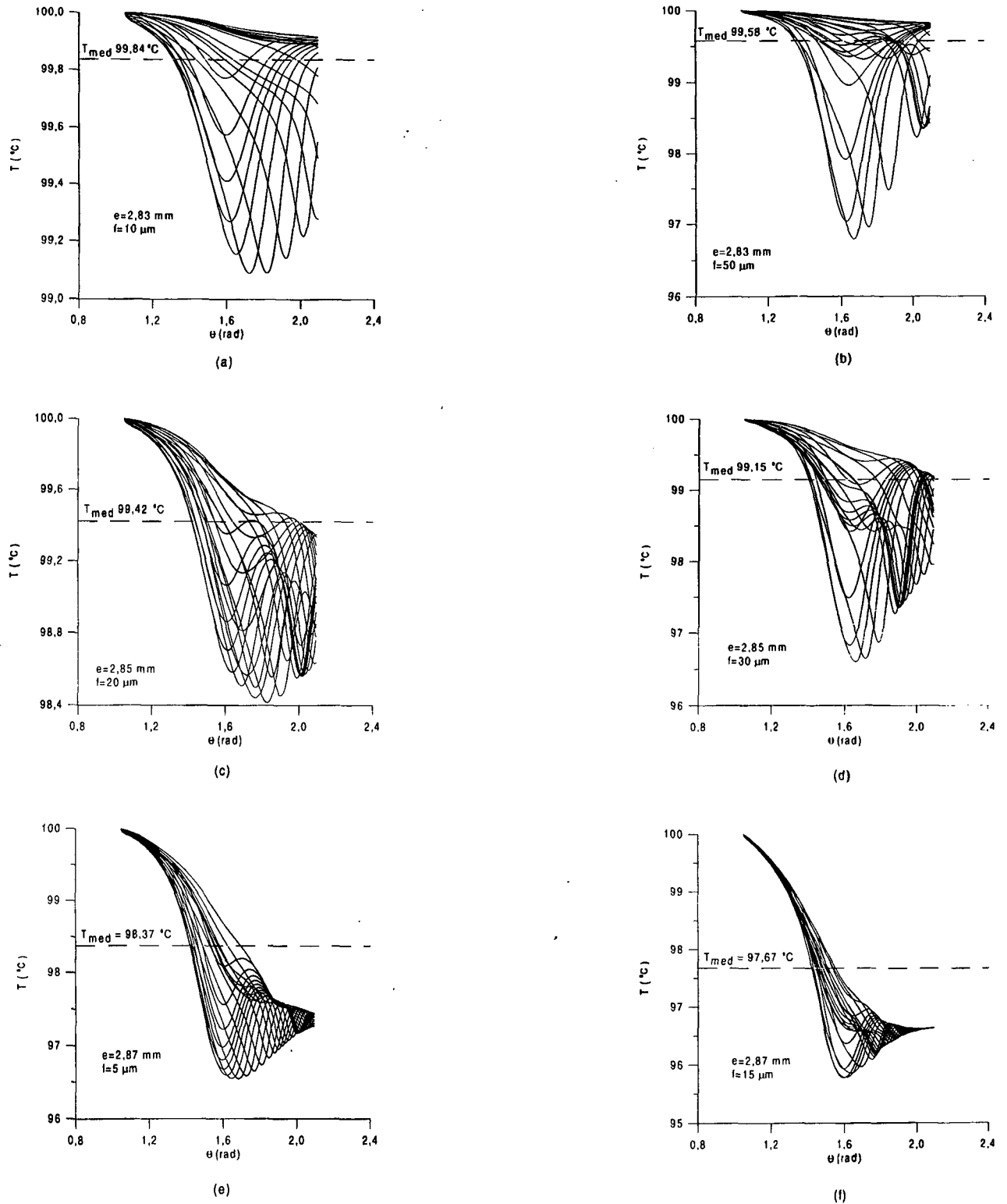


Figura 7.7 Temperatura média global e perfis de temperatura para outras configurações do compressor

Estes resultados mostram uma maior aglomeração dos perfis de concentração em torno do valor médio quando as vazões são menores, ou seja, quanto maiores os valores de f e e . Os baixos valores de vazão diminuem a eficiência na transmissão da concentração da entrada do escoamento. Como os valores altos de concentração predominam ao longo do ciclo, os perfis de concentração se distribuem mais uniformemente, produzindo concentrações médias menores. Para vazões muito baixas, é possível se adotar um valor uniforme para a concentração ao longo de toda a folga, com bastante precisão. A Tabela 7.2 foi elaborada tendo em vista estes valores médios. Nela, pode-se verificar, também, a influência da temperatura do pistão rolante. A variável m é o resultado da integração da vazão instantânea ao longo de todo o ciclo.

Naturalmente, considerando-se uma mesma temperatura do pistão, a redução da massa total da mistura, m , com o aumento dos parâmetros f e e é consequência do comportamento observado na vazão instantânea. Por outro lado, m diminui com a redução da temperatura do pistão, mais acentuadamente para os casos de menor vazão; note-se que a redução alcança valores da ordem de 10 % para $e=2,87$ mm e $f=15$ μ m. Isto acontece devido à maior perda de calor da mistura para o pistão, o que aumenta sua viscosidade. Este efeito é tanto maior quanto menor for a vazão, uma vez que o fluido possui um tempo maior de permanência na folga, perdendo mais calor.

Analisando a temperatura média global, considerando-se a temperatura do pistão e a excentricidade constantes, pode ser observada sua pequena redução com o aumento de f , pois vazões menores produzem maior transferência de calor da mistura para o pistão. Note-se, na Figura 7.7, o abaixamento dos perfis de temperatura com o aumento de f . A redução de T_m com a diminuição da temperatura do pistão, para configurações semelhantes, é clara. Aqui, novamente, as diferenças são mais significativas para as menores vazões; a razão é a mesma: maior transferência de calor para o pistão rolante.

Com relação à concentração média global, o comportamento é semelhante, embora os motivos sejam distintos. A redução observada em w_m , para uma mesma excentricidade e temperatura do pistão, também é devida à redução da vazão. O que eleva a concentração média são os maiores valores da concentração de compressão; com a redução da vazão a transmissão destes valores ao longo do escoamento torna-se mais ineficiente, reduzindo a concentração média. Observe-se na Figura 7.6, uma maior aglomeração das curvas em valores menores quando f aumenta. O comportamento da concentração média com a redução da temperatura do pistão, entretanto, é mais difícil de ser analisado, pois não existe uma tendência definida. Observa-se que, apesar das diferenças serem insignificantes, a concentração pode tanto aumentar como diminuir.

Tabela 7.2 Valores médios globais para temperaturas do pistão rolante de 80 e 90 °C

T _{pist} =90 °C Comprimento da folga= $\pi/3$							
e (mm)	f (μ m)	m (g)	T _m (°C)		w _m (%)		
2,83	10	0,41156	99,84		14,38		
	30	0,23560	99,82		13,18		
	50	0,15701	99,58		9,90		
2,85	10	0,12506	99,60		14,24		
	20	0,08006	99,42		11,27		
	30	0,05854	99,15		9,02		
2,87	5	0,02274	98,37		14,26		
	10	0,01486	97,99		12,65		
	15	0,01031	97,67		10,39		
T _{pist} =80 °C Comprimento da folga= $\pi/3$							
e (mm)	f (μ m)	m (g)	%	T _m (°C)	%	w _m (%)	%
2,83	10	0,41056	0,24	99,58	0,26	14,39	-0,06
	30	0,23445	0,49	99,52	0,29	13,18	0,03
	50	0,15531	1,08	98,91	0,67	9,82	0,83
2,85	10	0,12393	0,90	98,97	0,63	14,30	-0,13
	20	0,07863	1,78	98,50	0,92	11,23	0,39
	30	0,05691	2,80	97,80	1,36	9,05	-0,37
2,87	5	0,02161	4,99	95,79	2,63	14,31	-0,33
	10	0,01372	7,65	94,78	3,27	12,64	0,07
	15	0,00932	9,65	93,98	3,78	10,42	-0,28

$$\% = (\text{var}_{90} - \text{var}_{80}) / \text{var}_{90} \times 100$$

onde var = variável m, T_m ou w_m

De uma forma geral, pode-se dizer que a redução da temperatura do pistão de 90 para 80 °C não altera significativamente os parâmetros globais. Apenas a massa total, para seus menores valores, sofre variações da mesma ordem de grandeza, isto é, da ordem de 10 %. Portanto, a escolha dos valores para os coeficientes de transferência de calor por convecção, que resulta na temperatura do pistão rolante, não necessita ser realizada com muita precisão.

O mesmo não pode ser dito com relação à influência do comprimento da folga. Para se analisar isto, foram gerados resultados semelhantes aos da Tabela 7.2, considerando-se um comprimento de $\pi/2$ rad para a folga e uma temperatura do pistão de 90 °C. A Tabela 7.3 mostra os resultados obtidos.

Tabela 7.3 Valores médios globais para folga de comprimento $\pi/2$ e temperatura do pistão de 90 °C

T _{pist} =90 °C Comprimento da folga= $\pi/2$							
e (mm)	f (μ m)	m (g)	%	T _m (°C)	%	w _m (%)	%
2,83	10	0,39699	3,54	99,86	-0,02	14,64	-1,84
	30	0,21893	7,08	99,78	0,04	10,79	18,14
	50	0,15233	2,98	99,60	-0,02	8,60	13,18
2,85	10	0,13168	-5,29	99,60	0,00	13,81	3,00
	20	0,08601	-7,42	99,45	-0,03	12,45	-10,40
	30	0,06128	-4,68	99,19	-0,04	9,96	-10,41
2,87	5	0,02284	-0,40	98,38	-0,01	14,27	-0,10
	10	0,01477	0,64	98,02	-0,03	12,55	0,81
	15	0,01024	0,68	97,76	-0,09	10,33	0,61

$$\% = (\text{var}_{\pi/3} - \text{var}_{\pi/2}) / \text{var}_{\pi/3} \times 100$$

onde var=variável m, T_m ou w_m

Observa-se uma diferença insignificante da temperatura média global, enquanto que a vazão sofre variações de até 7,5 %. A concentração média global é a variável que mais sente a variação do comprimento do canal, alcançando discrepâncias da ordem de até 20 % para as maiores vazões. Aqui, novamente, nenhuma tendência do comportamento das variáveis globais pode ser observada com relação ao aumento do comprimento da folga. Assim, o comprimento da folga deveria ser conhecido com mais precisão.

7.4 CONCLUSÃO

Neste capítulo, o escoamento transiente da mistura é modelado como heterogêneo, onde suas propriedades físicas deixam de ser uniformes, para serem consideradas variáveis ao longo do escoamento, em função das condições locais de pressão e de temperatura. Para isto, as equações da conservação da energia e da espécie química devem ser acrescentadas ao modelo anterior. A variação da folga radial devida ao ajuste da bomba continua sendo usada.

Algumas conclusões importantes podem ser tiradas dos resultados obtidos com o modelo apresentado e estão relacionadas às questões levantadas no final do capítulo anterior.

Inicialmente, é óbvio que o fluido contido na folga não responde instantaneamente à variação da concentração da câmara de compressão; o processo, apesar de ser dominado pelos

termos convectivos, é muito lento quando comparado à velocidade de variação da condição de contorno. Desta forma, a utilização da Equação 6.9 para o cálculo da vazão de refrigerante não é adequada.

Para os casos de pequenas vazões, entretanto, as variações de concentração ao longo do escoamento são menores, podendo-se admitir a hipótese de escoamento uniforme, mesmo com a variação da concentração no contorno. Nestes casos, o cálculo da vazão de refrigerante pela Equação 6.9 pode ser efetuado substituindo-se $w_c(p_c, T)$ por uma concentração média. Contudo, a utilização de uma concentração média para os casos de vazões maiores não é adequada, pois a variação dos perfis de concentração é bem maior. Note-se que é nesta concentração média que o fluido alcança a saída da folga e libera o gás refrigerante dissolvido.

Estas conclusões, todavia, são preliminares, uma vez que a formação de bolhas ao longo do escoamento não foi considerada. O próximo capítulo introduz a formação das bolhas, calculando o escoamento bifásico, homogêneo e estacionário da mistura por intermédio de uma concentração média. Este é o primeiro passo no sentido de se verificar a importância da formação das bolhas.

ESCOAMENTO BIFÁSICO, HOMOGÊNEO E ESTACIONÁRIO DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE

8.1 INTRODUÇÃO

Em todos os modelos desenvolvidos até o momento para calcular o vazamento de gás refrigerante pela folga radial, tem sido considerado que a liberação do gás da mistura ocorre apenas na saída do escoamento, ou seja, na câmara de sucção. Portanto, até o presente momento, o escoamento sempre foi modelado como monofásico. Entretanto, em seu experimento de visualização, Costa *et al.* (1990) comprova a existência de bolhas de gás ao longo do escoamento, sobretudo a jusante do valor mínimo da folga. Assim, um modelo mais realista deve prever o escoamento bifásico da mistura, onde o refrigerante pode ser liberado enquanto escoar pela folga, formando as bolhas de gás. Este é um avanço importante no processo de modelagem, visto que possibilita prever a influência da formação das bolhas no comportamento do escoamento e, conseqüentemente, no vazamento do gás refrigerante.

Neste capítulo, usa-se a teoria do escoamento bifásico homogêneo para modelar o escoamento estacionário da mistura pela folga radial. Inicialmente, algumas considerações gerais sobre escoamentos bifásicos são introduzidas com o intuito de se apresentar a nomenclatura básica sobre o assunto. A seguir, o modelo do escoamento bifásico desenvolvido e os resultados calculados são apresentados e comparados com aqueles obtidos pelo modelo de escoamento monofásico homogêneo. Além disso, as influências da temperatura da mistura e do comprimento da folga são analisadas. Devido aos altos valores de fração de vazio obtidos, o que implica em grandes áreas ocupadas pelo gás, a aceleração do fluido pode ser significativa. Por isso, um outro modelo bifásico mais completo, incluindo os termos inerciais, foi implementado. Foi constatado que, para altas vazões, estes termos são importantes e devem fazer parte do modelo. Finalmente, as conclusões relacionadas aos modelos desenvolvidos encerram o capítulo.

8.2 CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE ESCOAMENTO BIFÁSICO

Nos escoamentos bifásicos internos, ambos, o vapor e o líquido, estão em movimento simultâneo no interior do canal. O escoamento bifásico resultante é, geralmente, mais complexo do que o escoamento monofásico. Além dos termos usuais de inércia, viscosos e de pressão, presentes no escoamento monofásico, os escoamentos bifásicos são também afetados por forças de tensão interfacial, características de molhamento do líquido nas paredes do canal e trocas de quantidade de movimento entre as fases líquida e vapor dentro do escoamento. A morfologia de um escoamento bifásico também é muito importante e, frequentemente, impõe restrições na determinação da transferência de calor e massa durante a mudança de fase, Carey (1992). A seguir, são apresentados os principais padrões de escoamento observados em escoamentos horizontais em tubos.

8.2.1 Padrões de escoamento bifásico

A Figura 8.1 mostra os padrões de escoamento bifásico em tubos horizontais e inclinados, segundo a classificação de Alves (1954).

(a) Escoamento em bolhas (*bubbly flow*): no escoamento em bolhas, o gás ou vapor está distribuído na forma de bolhas discretas ao longo da fase líquida contínua. No escoamento horizontal, as bolhas tendem a escoar na parte superior do tubo devido às forças de flutuação. O tamanho médio das bolhas é geralmente pequeno quando comparado ao diâmetro do tubo e o título, razão entre a massa de vapor e a massa total, também é baixo. Em altas velocidades o escoamento é chamado de escoamento em espuma.

(b) Escoamento em tampões (*plug flow*): um aumento do título no escoamento em bolhas causa a coalescência de pequenas bolhas, produzindo bolhas de dimensões maiores, bolhas tipo *plug* (tampão), que também tendem a escoar na parte superior do tubo

(c) Escoamento estratificado (*stratified flow*): em baixas vazões e títulos relativamente altos, pode-se observar um escoamento no qual o líquido escoar na parte inferior do tubo, enquanto o escoamento do vapor ocorre na parte superior. Neste caso, as duas fases são separadas por uma interface lisa.

(d) Escoamento em ondas (*wavy flow*): aumentando a taxa de escoamento e/ou o título no padrão de escoamento estratificado, a interface eventualmente pode tornar-se instável, havendo a formação de ondas na superfície do líquido.

(e) Escoamento agregado (*slug flow*): em altas vazões de líquido, a amplitude das ondas de um escoamento em ondas pode crescer tanto que suas cristas cobrem quase toda a seção transversal do tubo, formando grandes bolhas do tipo *slug*. Aqui, novamente, as bolhas escoam na parte superior do tubo.

(f) Escoamento anular (*annular flow*): é observado quando a velocidade do vapor é alta e a vazão do líquido é baixa. Os efeitos de flutuação tendem a deixar o filme de líquido mais fino na parte superior do tubo. Entretanto, para vazões de vapor suficientemente altas, o escoamento de vapor torna-se turbulento, favorecendo a uniformização da espessura do líquido ao redor do tubo.

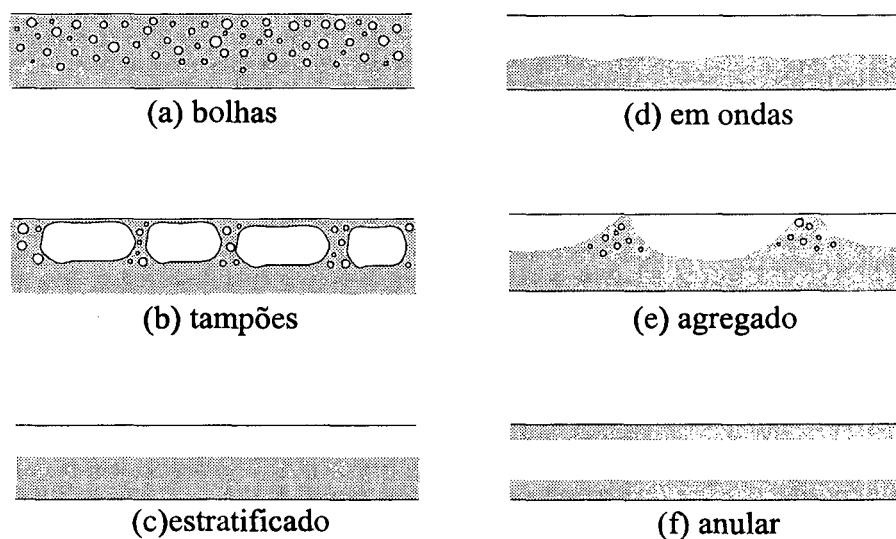


Figura 8.1 Padrões de escoamento bifásico em tubos horizontais

Taitel e Dukler (1976) apresentam um mapa para os diferentes padrões de escoamento, contendo os limites de transição entre eles para o caso do escoamento bifásico em tubos horizontais ou levemente inclinados.

A descrição do escoamento pela folga radial dada por Costa *et al.* (1990) em seu experimento de visualização sugere que o padrão de escoamento em bolhas é o mais adequado para estudar o vazamento de gás refrigerante.

8.2.2 Modelos básicos para o escoamento bifásico unidimensional

Os métodos usados para analisar um escoamento bifásico são extensões daqueles utilizados na análise dos escoamentos monofásicos. O procedimento, invariavelmente, é escrever as equações governantes básicas da conservação da massa, quantidade de movimento e energia, freqüentemente na forma unidimensional, e resolvê-las através de algum procedimento analítico ou numérico. Collier (1981) classifica os modelos de cálculo em três categorias: escoamento homogêneo, escoamento separado e de padrões de escoamento.

(a) Modelo de escoamento homogêneo: é o modelo mais simples para analisar um escoamento bifásico. O escoamento bifásico é substituído pelo escoamento monofásico de um fluido com pseudo-propriedades, cujos valores são médias ponderadas das propriedades de cada uma das fases.

(b) Modelo de escoamento separado: neste modelo, as duas fases do escoamento são separadas artificialmente e dois conjuntos de equações são escritos para cada fase. Alternativamente, as equações podem ser combinadas, resultando em apenas um conjunto de equações. Em qualquer caso, são necessárias informações sobre as áreas do canal ocupadas por cada fase, ou sobre as velocidades de cada fase, e sobre o atrito do fluido com as paredes do canal. No caso de se usar um conjunto de equações para cada fase, uma informação adicional com respeito ao atrito entre as fases é também requerida.

(c) Modelo de padrões de escoamento: Neste modelo mais sofisticado, considera-se que as duas fases estão arranjadas em uma de três ou quatro geometrias conhecidas, as quais são baseadas nos vários padrões de escoamento. As equações básicas são resolvidas considerando a estrutura de cada geometria. Para aplicar este modelo é necessário saber quando cada configuração deve ser usada e ser capaz de prever a transição de um padrão para o outro.

Como exposto anteriormente, o modelo de escoamento homogêneo é adotado aqui para analisar o vazamento de gás refrigerante pela folga radial. Carey (1992) apresenta, de maneira clara e didática, uma dedução detalhada das equações de conservação para o escoamento bifásico unidimensional, que podem ser aplicadas para qualquer padrão de escoamento, incluindo o escoamento homogêneo, onde as velocidades das fases são assumidas iguais.

8.3 ESCOAMENTO BIFÁSICO, HOMOGÊNEO E UNIDIMENSIONAL DA MISTURA

O óleo armazenado na carcaça do compressor é distribuído pelo sistema de lubrificação por toda a bomba. Na realidade, este óleo apresenta uma certa quantidade de refrigerante dissolvido, dependendo das condições locais de pressão e de temperatura. Particularmente, é este fluido que preenche a folga radial e propicia sua selagem. Quando esta mistura escoar pela folga, a solubilidade do refrigerante diminui em função da redução da pressão, tornando a mistura supersaturada. Neste instante, alguma quantidade de refrigerante é liberada da mistura na forma de gás, a fim de que o sistema encontre uma nova condição de equilíbrio. Quanto menor a pressão do escoamento, maior é a quantidade de gás liberada. Ao atingir a saída da folga, na câmara de sucção, este gás se mistura àquele que está sendo succionado, constituindo-se numa perda de massa do processo de compressão. Na verdade, é esta quantidade que se deseja conhecer.

Devido à pequena dimensão transversal da folga, o escoamento bifásico é modelado, neste trabalho, como homogêneo e unidimensional. Apesar do fenômeno completo ocorrer em regime transiente, é aplicado um modelo estacionário usando-se valores médios para a pressão de compressão, para a concentração de compressão e para a velocidade tangencial.

8.3.1 Modelo usado para o escoamento bifásico unidimensional

Neste trabalho, adota-se o modelo descrito por Yanagisawa (1985b), onde é assumido que a mistura entra na folga sempre saturada com refrigerante e permanece saturada ao longo do escoamento, liberando o excedente na forma de bolhas de gás. Portanto, a concentração de refrigerante na mistura continua sendo determinada pela Equação 6.1a, em função da pressão e da temperatura locais.

A geometria adotada na formulação deste problema é idêntica à da Figura 4.3. Como primeira aproximação, assume-se que apenas as forças de pressão e de atrito viscoso contribuem para o equilíbrio de um elemento diferencial de fluido. Assim sendo, a combinação das equações da conservação da massa e da quantidade de movimento resulta numa equação idêntica àquela obtida na formulação descrita no item 5.3.1, Equação 5.7a. Contudo, por se tratar de um escoamento bifásico homogêneo, as propriedades físicas ρ e μ são substituídas pelas propriedades aparentes $\bar{\rho}$ e $\bar{\mu}$, resultando na Equação 8.1a.

$$\left(\frac{a^2 - R_p^2}{2} \right) \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{d}{d\theta} \left[-\frac{\bar{\rho}}{\bar{\mu}} \frac{dp}{d\theta} f_1(\theta) + \rho \bar{V}_{tr} f_2(\theta) \right] = 0 \quad (8.1a)$$

onde:

$$f_1(\theta) = (a - R_p) \left[\frac{a - R_p}{2} - \left(\frac{R_p - a}{\ln(R_p / a)} - R_p \right) \right] \quad (8.1b)$$

$$f_2(\theta) = \left[\frac{R_p - a}{\ln(R_p / a)} - R_p \right] \quad (8.1c)$$

Obviamente, por se tratar de escoamento estacionário, o parâmetro $a(\theta)$ é calculado pela Equação 4.4. Como pode ser notado, a velocidade tangencial instantânea, $V_{tr}(t)$, foi substituída por uma velocidade média dada por:

$$\bar{V}_{tr} = \frac{1}{t_{tot}} \int_0^{t_{tot}} V_{tr}(t) dt \quad (8.2)$$

onde t_{tot} é o tempo total do ciclo do pistão rolante.

As condições de contorno associadas à Equação 8.1 são:

$$\theta = \theta_c, \quad p = \bar{p}_c \quad (8.3a)$$

$$\theta = \theta_s, \quad p = p_s \quad (8.3b)$$

onde:

$$\bar{p}_c = \frac{1}{t_{tot}} \int_0^{t_{tot}} p_c(t) dt \quad (8.3c)$$

Na entrada do escoamento, a mistura contém uma concentração média de refrigerante dada por:

$$\bar{w}_c = w(\bar{p}_c, T_{mist}) \quad (8.4)$$

onde $w(\bar{p}_c, T_{mist})$ é calculada pela Equação 6.1a.

Existe diversas maneiras para se calcular as propriedades aparentes, $\bar{\rho}$ e $\bar{\mu}$. Neste modelo elas são determinadas pelas seguintes equações:

$$\bar{\rho} = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \quad (8.5a)$$

$$\bar{\mu} = \alpha \mu_g + (1 - \alpha) \mu_l \quad (8.5b)$$

onde os subíndices denotam as fases gasosa e líquida, respectivamente. O parâmetro α , definido pela Equação 8.6, é denominado de fração de vazão.

$$\alpha = \frac{A_g}{A} \quad (8.6)$$

onde A_g é a área da secção transversal ocupada pela gás e A a área total da secção transversal. Para escoamento bifásico homogêneo, devido à igualdade entre as velocidades do gás e líquido, pode ser mostrado que:

$$\alpha = \frac{1}{\left[1 + (1/x - 1) \rho_g / \rho_l\right]} \quad (8.7)$$

onde x representa o título da mistura, ou seja, a razão entre as massas de gás e de líquido numa dada secção transversal. No presente caso, o título pode ser calculado pela Equação 8.8.

$$x = \frac{\bar{w}_c - w}{1 - w} \quad (8.8)$$

onde w é a concentração local de refrigerante, dado em função das condições locais de pressão e de temperatura da mistura, $w=w(p, T_{\text{mist}})$, pela Equação 6.1a. Note que p é determinado pela Equação 8.1a e T_{mist} é a temperatura prescrita para a mistura ao longo de toda a folga, considerada constante. Observe-se que x representa a quantidade mássica de gás liberada pela mistura devido à queda de pressão.

As propriedades físicas da mistura μ_l e ρ_l , continuam sendo calculadas pelas Equações 6.2 e 6.3, respectivamente. Por outro lado, as propriedades físicas do gás refrigerante R22 são dadas pelas seguintes equações:

$$\rho_g = a + b p + c p^2 \quad (8.9a)$$

$$\mu_g = d + e p + f p^2 \quad (8.9b)$$

onde p é dado em Pa, ρ_g em kg/m^3 e μ_g em Pa.s. Estas equações foram ajustadas através dos dados fornecidos pelo *software* comercial REFPROP, que calcula as propriedades físicas e termodinâmicas de refrigerantes. A Tabela 8.1 apresenta os valores das constantes deste ajuste.

Tabela 8.1 Constantes do ajuste das propriedades físicas do gás refrigerante R22

Constante	$T_{\text{mist}} \text{ (}^\circ\text{C)}$		
	80	100	120
a	1,69157	1,14511	0,56848
b	$2,43457 \times 10^{-5}$	$2,5075 \times 10^{-5}$	$2,50361 \times 10^{-5}$
c	$5,50043 \times 10^{-12}$	$3,45933 \times 10^{-12}$	$2,28387 \times 10^{-12}$
d	$1,48025 \times 10^{-5}$	$1,55569 \times 10^{-5}$	$1,62917 \times 10^{-5}$
e	$1,84138 \times 10^{-13}$	$2,95483 \times 10^{-13}$	$3,7181 \times 10^{-13}$
f	$2,43102 \times 10^{-19}$	$1,73348 \times 10^{-19}$	$1,32114 \times 10^{-19}$

A metodologia usada na solução do problema é idêntica àquela descrita no item 5.3.1. A seguir são apresentados os resultados obtidos com este modelo.

8.3.2 Resultados numéricos

Com o objetivo de comparar este modelo com aquele desenvolvido para o escoamento monofásico homogêneo da mistura, onde as propriedades físicas são assumidas constantes ao longo da folga, são usados os parâmetros médios \bar{V}_{tr} , \bar{p}_c e \bar{w}_c , definidos pela

Equações 8.2, 8.3c e 8.4, respectivamente. Calcula-se tanto a vazão da mistura como a de refrigerante na saída da folga, que se constitui no vazamento de gás propriamente dito. Esta vazão de refrigerante é determinada pela Equação 6.9.

Note-se que a única diferença entre os modelos encontra-se no cálculo das propriedades físicas. No caso do escoamento monofásico, usa-se uma concentração média ao longo de toda a folga, ao passo que no modelo de escoamento bifásico, as propriedades variam em função da concentração local.

O mesmo compressor utilizado no modelo de escoamento monofásico é usado também aqui. Os resultados das integrações das Equações 8.2 e 8.3c fornecem $\bar{V}_{ir} = -0,0266$ m/s e $\bar{p}_c = 1,41$ MPa. Uma folga de $\pi/3$ rad de comprimento, com uma malha de 120 pontos nodais é utilizada. Todos os resultados são gerados considerando-se a mistura em três temperaturas distintas: 80, 100 e 120 °C.

Inicialmente, são apresentadas na Figura 8.2 as distribuições longitudinais das principais variáveis envolvidas, quais sejam: a pressão, a concentração, a massa específica, a viscosidade dinâmica, a viscosidade cinemática, o título e a fração de vazio para um caso típico, onde $\delta = 10$ μm e $T_{mist} = 100$ °C.

A Tabela 8.2 mostra resultados para as vazões de mistura e refrigerante considerando outras temperaturas para a mistura e outros valores de folga radial. Observa-se que a inclusão da modelagem do escoamento bifásico traduz-se numa redução das vazões da mistura e de refrigerante. Isto ocorre devido ao aumento da viscosidade cinemática, como mostra o resultado da Figura 8.2d. Além disso, a queda da vazão diminui com o aumento da temperatura; para $T_{mist} = 80$ °C a diferença chega por volta de 32 %, enquanto que para 100 e 120 °C fica em torno de 20 e 9%, respectivamente. Isto se deve à menor concentração média na entrada do escoamento, o que produz menores variações nas propriedades físicas. Para $T_{mist} = 80$ °C o aumento da viscosidade cinemática é de 80%, enquanto que para 120 °C o aumento alcança apenas 17%.

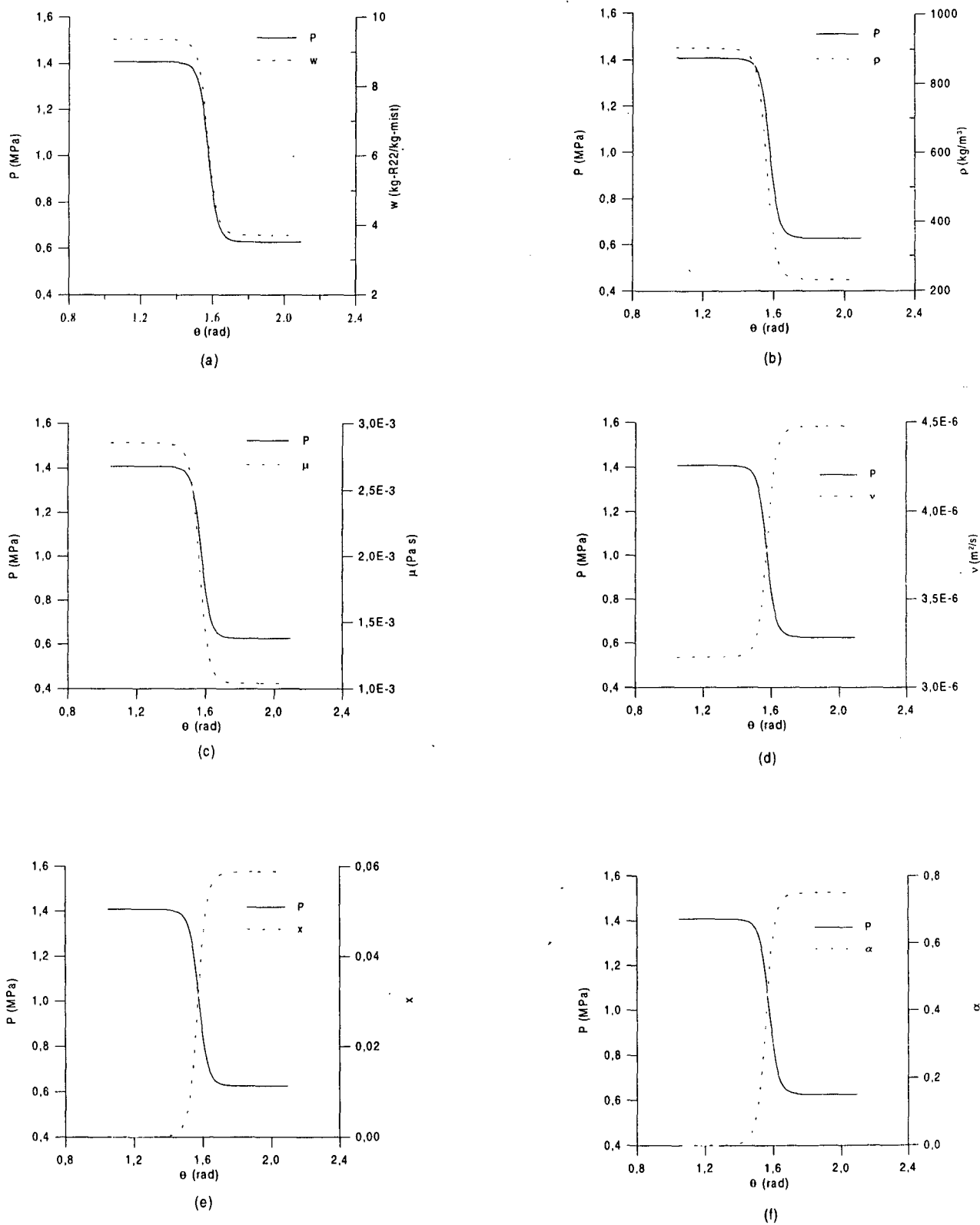


Figura 8.2 Distribuições longitudinais das principais variáveis do escoamento bifásico para $\delta=10 \mu\text{m}$ e $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$

Tabela 8.2 Vazões da mistura e refrigerante para outras configurações do escoamento

$T_{mist}=80\text{ }^{\circ}\text{C}$							$\bar{w}_c=0,1482\text{ R22/kg-mist}$						
$\delta\text{ (}\mu\text{m)}$	$\dot{m}_{mist}\text{ (g/s)}$			$\dot{m}_{R22}\text{ (g/s)}$									
	monofásico	bifásico	$\Delta\dot{m}\text{ (%)}$	monofásico	bifásico	$\Delta\dot{m}\text{ (%)}$							
10	0,269	0,183	32,0	0,0262	0,0178	32,0							
20	1,535	1,042	32,1	0,1494	0,1014	32,1							
40	8,692	5,890	32,2	0,8460	0,5733	32,2							
60	23,92	16,21	32,2	2,329	1,577	32,3							
80	47,07	33,24	32,3	4,777	3,235	32,3							
100	85,72	58,05	32,3	8,343	5,650	32,3							
$T_{mist}=100\text{ }^{\circ}\text{C}$							$\bar{w}_c=0,0936\text{ R22/kg-mist}$						
10	0,272	0,219	19,5	0,0160	0,0129	19,4							
20	1,553	1,247	19,7	0,0913	0,0733	19,7							
40	8,789	7,050	19,8	0,5167	0,4145	19,8							
60	24,19	19,40	19,8	1,422	1,140	19,8							
80	49,62	39,78	19,8	2,917	2,339	19,8							
100	86,67	69,48	19,8	5,095	4,085	19,8							
$T_{mist}=120\text{ }^{\circ}\text{C}$							$\bar{w}_c=0,0470\text{ kg-R22/kg-mist}$						
10	0,2959	0,2603	9,0	0,00821	0,00748	8,9							
20	1,630	1,480	9,2	0,0468	0,0425	9,2							
40	9,221	8,367	9,3	0,2648	0,2403	9,3							
60	25,38	23,02	9,3	0,7288	0,6611	9,3							
80	52,06	47,22	9,3	1,495	1,356	9,3							
100	90,92	82,47	9,3	2,611	2,368	9,3							

É evidente, portanto, a importância de se considerar a formação das bolhas ao longo do escoamento, sobretudo para misturas apresentando baixas temperaturas.

A influência do comprimento da folga sobre o escoamento pode ser analisada pelos dados da Tabela 8.3. Dois comprimentos são usados, $\pi/3$ e π rad. Estes resultados mostram claramente a independência do escoamento com relação a esta variável.

Tabela 8.3 Influência do comprimento do canal na solução do escoamento bifásico

δ (μm)	T ($^{\circ}\text{C}$)	\dot{m}_{mist} (g/s)		
		$\theta_c - \theta_s = \pi/3$ rad	$\theta_c - \theta_s = \pi$ rad	$\Delta\dot{m}$ (%)
10	80	0,1832	0,1857	-1,36
	100	0,2194	0,2215	-0,96
	120	0,2603	0,2615	-0,46
60	80	16,21	16,19	0,12
	100	19,40	19,36	0,21
	120	23,02	22,96	0,26
100	80	58,05	57,54	0,88
	100	69,48	68,84	0,92
	120	82,47	81,67	0,97

8.3.3 Influência dos termos inerciais

Os resultados apresentados no item anterior, usando o modelo de escoamento bifásico unidimensional, mostram que a fração de vazio alcança valores relativamente altos, em torno de 0,8. Isto significa dizer que a área ocupada pela fase gasosa atinge valores significativos, o que pode ocasionar uma aceleração extra do fluido, além daquela proveniente da redução da área. Entretanto, o modelo desenvolvido não capta tal aceleração do fluido devido à ausência dos termos inerciais. Assim sendo, seria interessante desenvolver um modelo, também unidimensional, que contivesse os principais termos inerciais. Contudo, tal modelo seria aproximado, pois deveria ser usado um modelo para o fator de atrito.

Por outro lado, no desenvolvimento do Capítulo 4, para os níveis de vazão encontrados no compressor, mostrou-se que a utilização do modelo bidimensional completo, descrito no item 4.3.3, comprova apenas o efeito dos termos inerciais e que, portanto, não é a bidimensionalidade a responsável pela discrepância entre os resultados e, sim, os termos inerciais. Partindo-se deste mesmo princípio, propõe-se, neste item, uma análise da influência dos termos de inércia sobre o escoamento bifásico, usando-se o mesmo modelo descrito no item 4.3.3. Logicamente, as propriedades físicas, ρ e μ , devem ser substituídas pelas propriedades físicas aparentes, $\bar{\rho}$ e $\bar{\mu}$, nas Equações 4.15a a 4.15c. Naturalmente, as demais hipóteses aplicadas no modelo unidimensional também devem ser assumidas neste novo modelo.

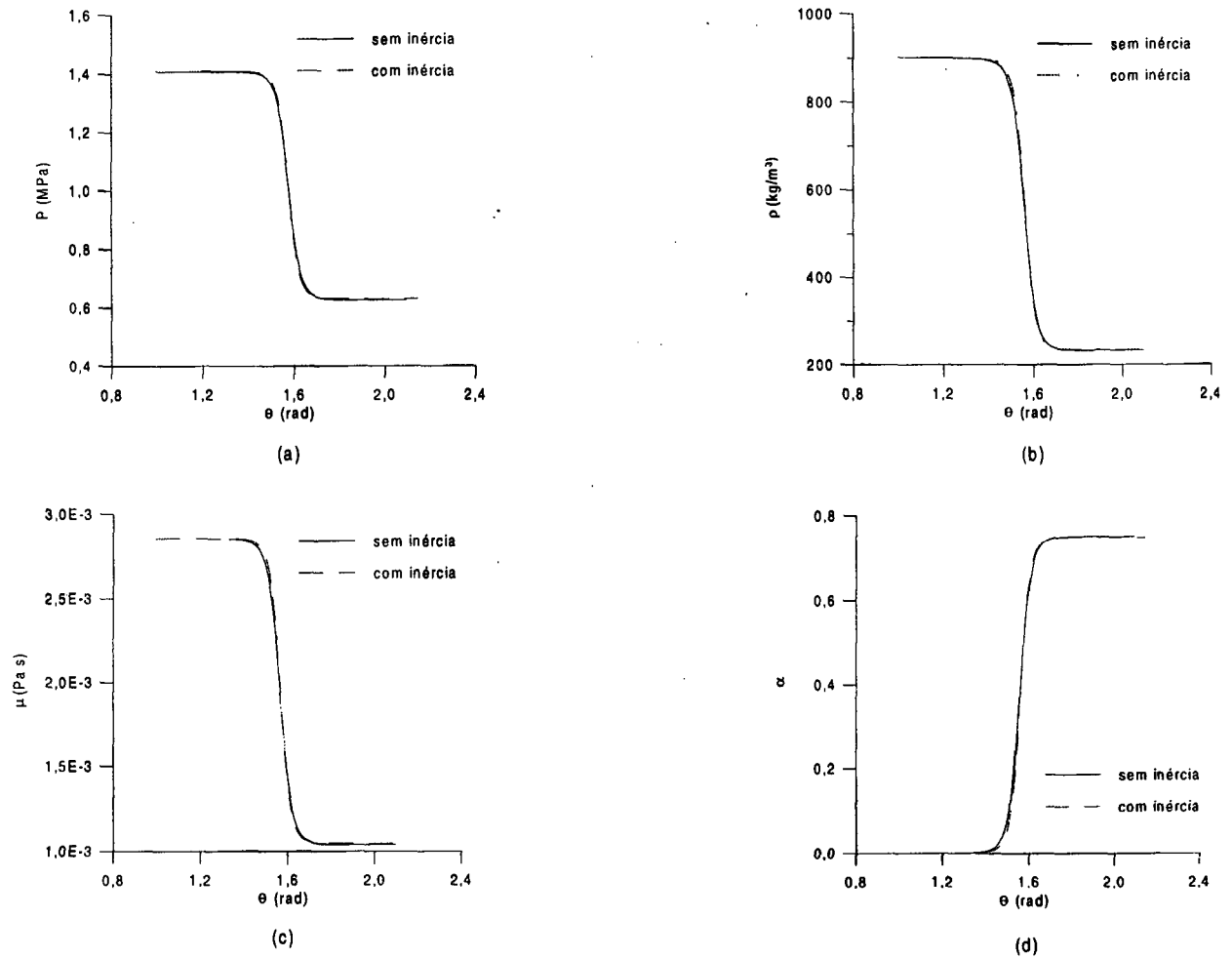


Figura 8.3 Comparação entre os modelos bifásicos com e sem termos inerciais para $\delta=10 \mu\text{m}$ e $\dot{m}=0,2194 \text{ g/s}$

A Figura 8.3 mostra uma comparação entre os resultados obtidos com ambos os modelos para as seguintes condições: $\delta=10 \mu\text{m}$, $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{m}=0,2194 \text{ g/s}$, $\bar{p}_c=1,41 \text{ MPa}$ e $\bar{V}_{\text{tr}}=-0,0266 \text{ m/s}$. Os resultados são praticamente coincidentes, mostrando que os termos de inércia não são importantes para estes valores de folga e vazão.

A Figura 8.4, por sua vez, apresenta resultados semelhantes para as seguintes condições: $\delta=40 \mu\text{m}$, $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{m}=7,050 \text{ g/s}$, $\bar{p}_c=1,41 \text{ MPa}$ e $\bar{V}_{\text{tr}}=-0,0266 \text{ m/s}$.

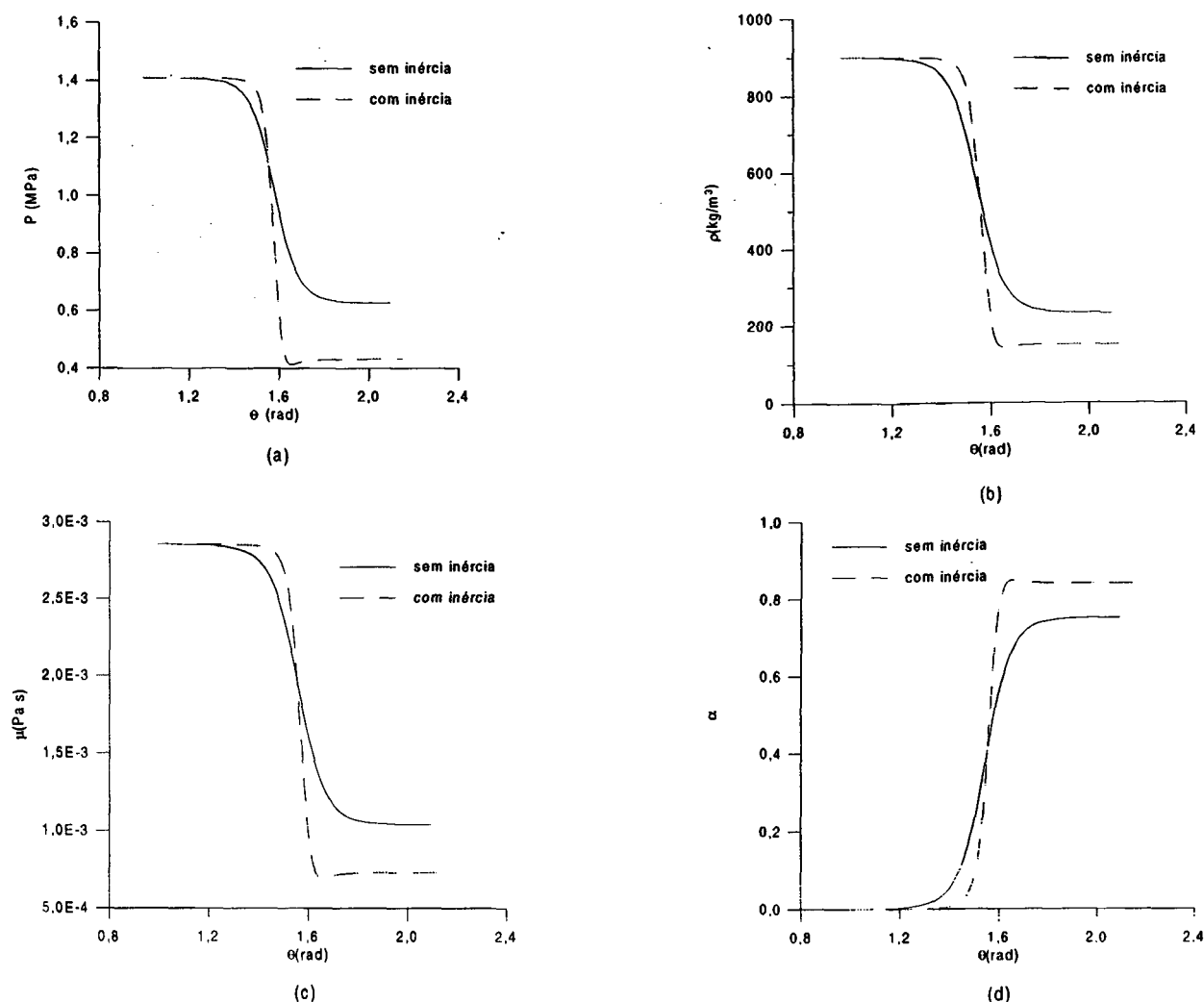


Figura 8.4 Comparação entre os modelos bifásicos com e sem termos inerciais para $\delta=40 \mu\text{m}$ e $\dot{m}=7,050 \text{ g/s}$

Note-se que, agora, existe uma discrepância entre os resultados, fruto da aceleração do fluido devido à formação de vapor. Neste caso, ocorre uma maior queda de pressão. Conseqüentemente, a vazão de refrigerante na saída do escoamento torna-se maior; 0,0155 contra 0,0129 g/s do modelo anterior, o que significa um aumento de 17%.

A aceleração do fluido ao longo do canal pode ser visualizada na Figura 8.5. Para $\delta=10 \mu\text{m}$, praticamente não existe diferença no perfil de velocidade média, pois a vazão é pequena (0,2194 g/s). Entretanto, para vazões maiores, $\delta=40 \mu\text{m}$ $\dot{m}=7,050 \text{ g/s}$, as acelerações são distintas. A maior aceleração do fluido no modelo completo explica a maior queda de pressão e, conseqüentemente, a maior formação de gás refrigerante.

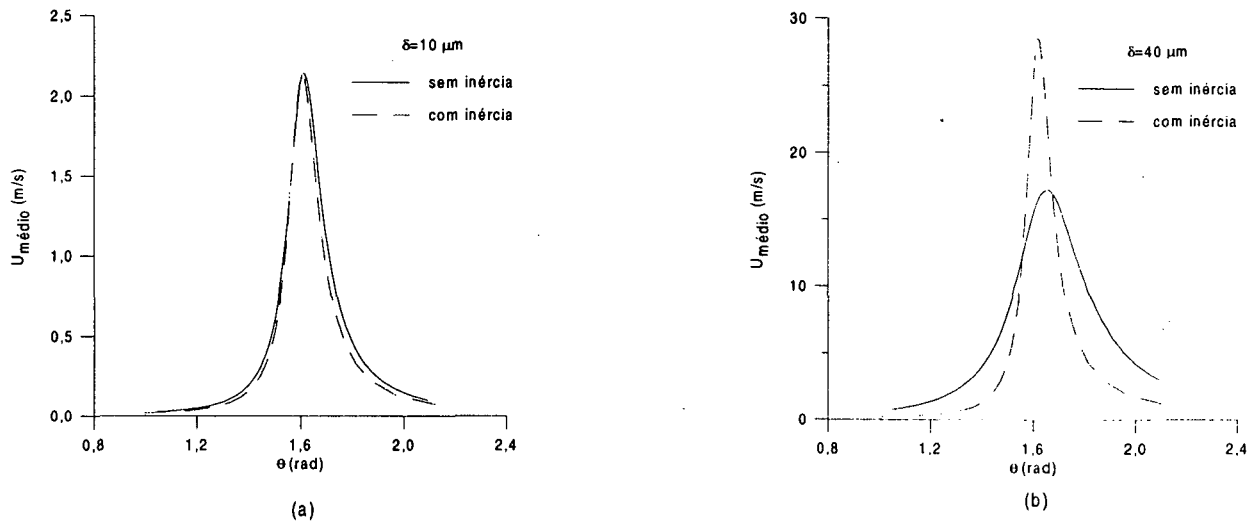


Figura 8.5 Distribuição longitudinal das velocidades médias obtidas pelos modelos de escoamento bifásico com e sem termos inerciais.

Nota-se que, em função da diferença de massa específica, as velocidades médias na entrada e na saída do escoamento são distintas.

Destes resultados, pode-se concluir que, no caso de folgas e vazões relativamente altas, o modelo de escoamento bifásico deve, necessariamente, incluir os termos inerciais

8.4 CONCLUSÃO

Um avanço importante na modelagem do vazamento pela folga radial é a introdução da formação de bolhas de gás ao longo do escoamento, como visualizado experimentalmente por Costa *et al.* (1990). Isto é realizado, neste capítulo, através de um modelo de escoamento bifásico, homogêneo e unidimensional da mistura considerando o regime estacionário. Um modelo 2D mais completo também é desenvolvido com o objetivo de verificar a importância dos termos inerciais na equação da conservação da quantidade de movimento.

De posse dos resultados obtidos através dos modelos de escoamento bifásico apresentados, duas conclusões importantes podem ser levantadas. Primeiramente, a formação de bolhas ao longo do escoamento altera significativamente as propriedades da mistura, mudando as características do escoamento e reduzindo a vazão tanto da mistura como do gás refrigerante,

sobretudo quando a mistura está em baixas temperaturas. Isto é particularmente importante, pois os modelos anteriores superestimam o vazamento de refrigerante pela folga radial. Em relação ao escoamento monofásico homogêneo, verifica-se uma redução da vazão de refrigerante na faixa de 9 a 30 %, dependendo da temperatura da mistura. Em segundo lugar, o modelo de escoamento bifásico deve conter os termos inerciais para prever com mais precisão o comportamento do escoamento, principalmente quando as vazões são relativamente altas, o que ocorre quando as folgas são maiores. Para uma folga de 40 μm a vazão de refrigerante atinge um valor 17 % maior com o modelo mais completo.

O escoamento bifásico regido pelo padrão de escoamento em bolhas, aliado aos altos valores alcançados pela fração de vazio, $\alpha \approx 0,8$, pode caracterizar-se no escoamento de uma espuma. O próximo capítulo tem como objetivo explorar o escoamento bifásico com a formação de espuma e verificar se esta hipótese altera demasiadamente as características do escoamento pela folga radial.

ESCOAMENTO BIFÁSICO, HOMOGÊNEO E ESTACIONÁRIO DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE COM FORMAÇÃO DE ESPUMA

9.1 INTRODUÇÃO

No capítulo anterior, o modelo de escoamento bifásico, homogêneo e estacionário foi empregado para avaliar o escoamento da mistura pela folga radial. Os resultados mostraram que a jusante da folga mínima, δ , há uma grande formação de bolhas de gás refrigerante, haja visto o alto valor atingido pela fração de vazio, $\alpha \sim 0,8$. Este fato pode caracterizar a formação de uma espuma e, conseqüentemente, alterar significativamente o escoamento. O objetivo deste capítulo é explorar o escoamento bifásico com a formação de espuma na saída da folga radial, no sentido de verificar se esta hipótese muda substancialmente as características do escoamento. A formulação elaborada deve ser encarada como uma primeira tentativa de se modelar o escoamento com a introdução desta nova estrutura para o escoamento.

No modelo desenvolvido, considera-se a existência do escoamento bifásico convencional (como aquele descrito no capítulo 8) até a fração de vazio atingir 0,7, um valor considerado típico para a formação de espuma. A partir deste ponto, a mistura bifásica é tratada como uma espuma, um fluido não-newtoniano com características de deslizamento nas superfícies sólidas.

Inicialmente, são apresentadas algumas considerações gerais sobre espuma e seu escoamento. A seguir, a formulação e a metodologia desenvolvida para resolver o escoamento são introduzidas. Os resultados obtidos com o modelo de escoamento bifásico com formação de espuma são apresentados e confrontados com aqueles resultantes do modelo de escoamento bifásico convencional. Os resultados mostram que, sob determinadas condições, a formação de espuma pode alterar significativamente as características do escoamento. No final do capítulo são descritas as principais conclusões referentes ao modelo implementado.

9.2 CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE ESPUMA E ESCOAMENTO DE ESPUMA

Definição

Segundo Kraynik (1988), uma espuma é um fluido estruturado em que bolhas de gás estão separadas por um filme fino de líquido e a fração volumétrica da fase contínua de líquido é pequena. A espessura do filme líquido varia de 10 a 100 nm e as regiões de interseção destes filmes são denominadas de *plateau borders*. Comumente, uma espuma é simplesmente definida como uma dispersão de bolhas de gás em um líquido, onde o gás normalmente ocupa a maior parcela do volume, Calvert (1990).

Usualmente, as espumas são caracterizadas pela fração de vazio, que é a razão entre o volume de gás e o volume total. Teoricamente, as espumas devem possuir frações de vazio compreendidas entre 0,5 e 0,95. Uma fração de vazio muito comum é 0,7, Winkler *et al.* (1994). Entretanto, em algumas situações não é óbvio identificar se um material bifásico é ou não uma espuma. Esta distinção é vital em situações de escoamento, visto que as propriedades de uma espuma são muito diferentes daquelas do escoamento bifásico convencional, Calvert (1990).

Usualmente, uma espuma aquosa (bolhas de ar dispersas em água) pode ser gerada de duas formas. Uma delas é através da redução brusca da pressão de um líquido supersaturado com gás (como nos refrigerantes populares), ou pela formação local de gás (como na fermentação). Neste caso, a nucleação das bolhas de gás é o processo mais importante. A outra maneira de gerar uma espuma aquosa é por meios mecânicos, através da injeção de gás por meio de pequenas aberturas ou por agitação.

No caso da mistura óleo-refrigerante, o processo de geração da espuma também pode ocorrer por liberação de gás refrigerante com a queda brusca de pressão ou através da agitação da mistura, Yanagisawa *et al.* (1991). Assume-se, neste trabalho, que a formação de espuma no escoamento pela folga radial se dá devida à descompressão brusca do escoamento.

Aplicações

Aplicações envolvendo espumas em processos industriais modernos cresceram substancialmente nos últimos anos. Espumas são usadas para melhorar a extração de óleo e em operações de furação na indústria de petróleo. A natureza altamente viscosa de espumas beneficia o transporte de particulados em operações de furação e limpeza de poços, Kraynik (1998).

Espumas também são usadas para transportar carvão pulverizado em tubulações. Além disso, são veículos atrativos para dispersar pigmentos e outros tratamentos superficiais em papel de revestimento e acabamento de tecido, onde o gasto de energia na secagem é importante, Kraynik (1988).

A indústria de higiene pessoal descobriu que a espuma é um dos fatores dominantes na determinação do valor comercial de produtos cosméticos tais como sabonetes, shampoos, cremes de barbear, pastas dentais, etc.. Espumas também têm sido usadas crescentemente em materiais de construção e de isolamento.

Entre todas as aplicações envolvendo espumas, o combate a incêndios foi uma das fontes motivadoras para os primeiros estudos de escoamento de espuma em dutos. Ao contrário da água, que agita e espalha o fogo em líquidos menos densos como o petróleo, a espuma cobre e extingue o fogo por abafamento. Embora ainda sejam usadas principalmente no combate a incêndio de líquidos, as espumas também encontram aplicações em controle de incêndios de florestas e, mais recentemente, em supressão de explosão, onde são usadas para absorver a energia durante a detonação do explosivo.

O comportamento e a formação de espuma também é importante na lubrificação por filme de fluido e selagem. Óleos podem conter uma grande quantidade de gás dissolvido e, devido à queda de pressão e aumento de temperatura dentro dos mancais e outras partes mecânicas, como a folga radial do compressor de pistão rolante, a solubilidade do gás diminui e uma intensa liberação de gás pode ocorrer, resultando na formação de espuma. A lubrificação é grandemente afetada pela presença de espuma e muitas pesquisas são, ainda, necessárias para melhor entender e controlar a sua formação.

Reologia de espuma

O primeiro estudo sistemático divulgado sobre reologia de espuma foi elaborado por Sibree (1934), revelando seu comportamento não-newtoniano. Estudos subsequentes confirmaram estas observações, Kraynik (1988). As espumas são, virtualmente, os únicos fluidos não-newtonianos compressíveis. É bem conhecido, também, que a relação entre tensão e taxa de deformação não é única para espumas, Winkler *et al.* (1994).

Todos os resultados preliminares mostram uma redução na viscosidade efetiva da espuma com o aumento da taxa de deformação, caracterizando um comportamento pseudoplástico, Calvert (1989). Análises mais detalhadas de resultados quantitativos, suplementados por visualizações do escoamento, revelam que a espuma possui uma tensão de

escoamento, τ_e , abaixo da qual não se deforma. Acima desta tensão a espuma se deforma de uma maneira não-linear, observando-se uma queda da viscosidade efetiva com o aumento da tensão, efeito este denominado de *shear thinning* (pseudoplásticos). Este comportamento típico pode ser visualizado na Figura 9.1 que apresenta a relação entre a tensão e a taxa de deformação.

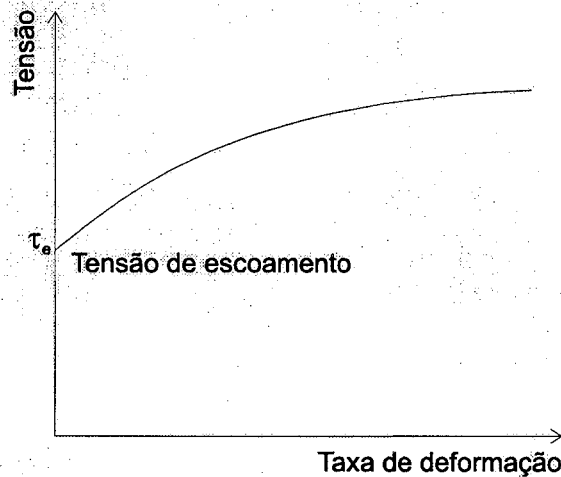


Figura 9.1 Relação tensão-taxa de deformação típica de uma espuma

A última característica reológica de uma espuma, segundo o consenso entre vários pesquisadores, é o seu deslizamento nas paredes do duto por onde está escoando. Isto permite que haja escoamento mesmo que a tensão de cisalhamento na parede seja menor do que a tensão de escoamento da espuma, Calvert (1989). Próximo à superfície sólida, a migração de bolhas conduz à formação de uma camada rica em líquido, que é a responsável pelo efeito de deslizamento entre a espuma e a parede. Esta camada pode ser idealizada como uma camada de lubrificante separando a espuma da superfície sólida. Portanto, este deslizamento é meramente uma descrição macroscópica conveniente da condição de contorno na parede. A nível microscópico, a fina camada de líquido não desliza sobre a superfície sólida, Kraynik (1988).

Observações experimentais do comportamento reológico têm mostrado que espumas são altamente viscosas. Usualmente, a viscosidade efetiva de espumas, uma vez removido o efeito de deslizamento, é várias centenas de vezes (por volta de 200 vezes em casos típicos) a viscosidade da base líquida, Calvert (1990). Medições sistemáticas incluindo a tensão de escoamento, deslizamento na parede e a função viscosidade de espumas (viscosidade efetiva em função da taxa de deformação) acima da tensão de escoamento não têm sido apresentadas, Kraynik (1988). Dados experimentais da viscosidade de espumas são relativamente difíceis de se obter devido à interação existente entre a estrutura da espuma, medidas geométricas e reologia.

Os dados de viscosidade de espumas existentes na literatura são freqüentemente duvidosos, pois as dimensões das bolhas não têm sido medidas simultaneamente.

Uma considerável quantidade de investigações teóricas e experimentais ainda devem ser realizadas para estabelecer os efeitos quantitativos da reologia interfacial de espumas, não somente de suas propriedades viscosas, mas também de outros aspectos, tais como, comportamento viscoelástico e deslizamento em superfícies sólidas, Edwards e Wasan (1996).

Escoamento de espuma

Aparentemente, o conhecimento do escoamento de espuma tem sido perseguido por mais de 60 anos. Em contraste, apenas recentemente a estrutura da espuma e sua reologia têm sido relacionadas para explorar o escoamento de espuma. Os últimos trabalhos dedicados a este assunto estão associados à indústria de gás e de petróleo, particularmente a tecnologia de extração de petróleo. Uma boa revisão da literatura existente sobre escoamento de espuma é fornecida por Nutt e Burley (1989).

Segundo Kraynik (1988), dois regimes de escoamento podem ser distinguidos, comparando o comprimento de escala característico da estrutura da espuma, l (que pode ser a dimensão média das bolhas), e o comprimento de escala característico do escoamento, L (que pode ser o diâmetro do duto): macro e microescoamento. O escoamento de espuma em um duto é um macroescoamento típico, desde que $l \ll L$. Calvert (1989) define o macroescoamento como um escoamento homogêneo, onde as velocidades das fases líquida e gasosa são iguais. Enquanto a descrição do continuum puder ser aplicada ao escoamento, a relação constitutiva da espuma será não linear e a condição de contorno usual de não deslizamento nas superfícies sólidas pode não ser válida, Kraynik (1988).

A mesma complexidade reológica é encontrada nos microescoamentos, onde $l \sim L$. Escoamentos de espuma em um meio poroso exemplificam este regime, no qual os conceitos da teoria do continuum, tal como a viscosidade da espuma, são inválidos, pois as dimensões das bolhas são comparáveis às dimensões dos poros. A estrutura da espuma claramente depende da razão l/L . Kraynik (1988) é uma referência para modelos micromecânicos de reologia de espuma.

Devido à alta proporção de gás (frações de vazio na faixa de 70 a 99% são comuns), o escoamento de espuma também pode apresentar características de escoamento compressível. Em velocidades suficientemente altas, variações de pressão devidas ao escoamento podem ser suficientes para alterar a densidade da espuma. Cálculos de ordem de grandeza sugerem que a velocidade do som em uma espuma pode chegar a valores muito baixos, 24 m/s em algumas

condições (a velocidade do som na água e no ar são 1500 e 340 m/s, respectivamente), Calvert (1989).

Dois outros efeitos de compressibilidade podem ocorrer. O primeiro, que se aplica igualmente para espuma em repouso, está relacionado ao aumento de pressão no interior de pequenas bolhas devido à tensão superficial. Isto causa a difusão de gás das pequenas para as grandes bolhas, resultando em um aumento líquido na dimensão das bolhas com o tempo, o que reduz a densidade da espuma. Este efeito é desprezível em relação a outros fenômenos, em situações de escoamento homogêneo (*bulk flow*), Calvert (1989). O outro efeito é a variação da densidade em função da variação da pressão, comumente encontrada nos escoamentos em dutos. Esta variação de pressão pode alterar significativamente a densidade da espuma. Este efeito é mais difícil de ser ignorado e um modelo adequado deve ser utilizado, Calvert (1989).

Apesar das espumas serem fluidos bifásicos, as propriedades do escoamento de uma espuma são muito distintas daquelas do escoamento bifásico convencional. A queda de pressão no escoamento de uma espuma, quando calculada pelos meios usados nos escoamentos bifásicos convencionais, pode ser muito diferente dos dados experimentais. Para o escoamento de uma espuma aquosa de razão de expansão (razão entre o volume da espuma e o volume de líquido) igual a 8, em uma tubulação de 4 m de comprimento, 6,35 mm de diâmetro, numa vazão de 1,7 l/min, a queda de pressão experimental é de 94,5 kPa. Nestas mesmas condições, usando o parâmetro de Lockart-Martinelli, a queda de pressão calculada pelo modelo de escoamento bifásico convencional resulta em 1,03 kPa, um valor 92 vezes menor. Numa bateria de 400 experimentos, a razão média entre os valores medidos e calculados foi de 188, e a menor razão por volta de 10, Calvert (1990).

Modelo de escoamento de Calvert (1990)

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

Calvert (1990) considera a existência de uma fina camada de líquido próxima às paredes do duto, como mostra o esquema da Figura 9.2. Esta camada atua no sentido de lubrificar o escoamento da espuma, visto que sua viscosidade é muito menor do que a da espuma. Conseqüentemente, a maior parte da deformação do fluido deve ocorrer nesta região. A espessura da camada de líquido, δ_s , está relacionada ao diâmetro médio das bolhas.

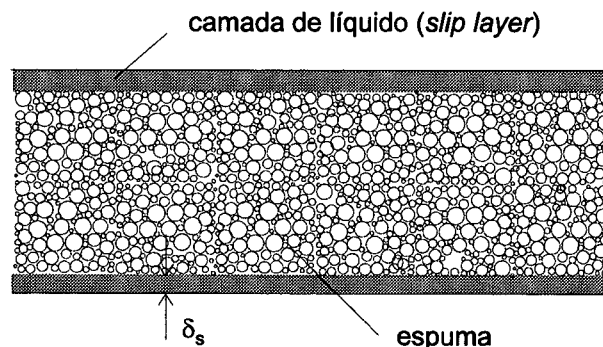


Figura 9.2 Configuração do escoamento da espuma adotada por Calvert (1990)

Esta camada de líquido permite que ocorra o escoamento da espuma mesmo se a tensão de cisalhamento na parede, τ_w , for menor do que a tensão de escoamento, τ_e . Este escoamento é denominado de escoamento pistonado (*plug flow*), em que o perfil de velocidade é uniforme. A Figura 9.3 apresenta a configuração do escoamento. Como pode ser visto, o modelo do escoamento transforma a espessura da camada de líquido em velocidade de deslizamento na parede.

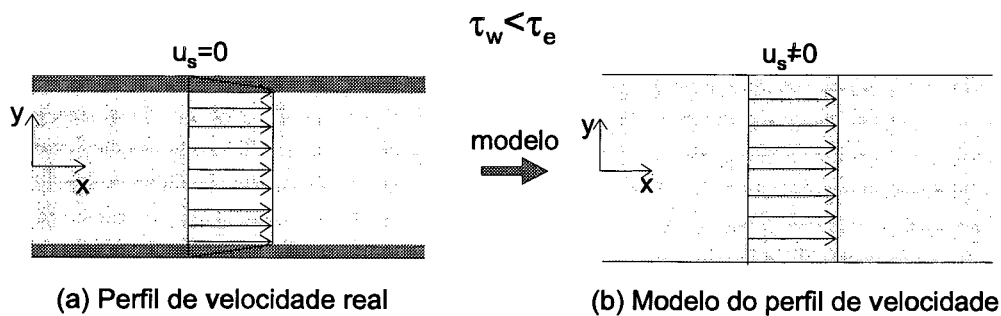


Figura 9.3 Modelo adotado por Calvert (1990) quando $\tau_w < \tau_e$ (*plug-flow*)

Um aumento da tensão na parede, produzida por um aumento na diferença de pressão, desde que ultrapasse a tensão de escoamento, $\tau_w > \tau_e$, provoca o início da deformação da espuma na região próxima à parede. Esta deformação pode ser descrita pela seguinte equação:

$$\tau = \tau_e + \kappa \left(\frac{du}{dy} \right)^n \quad (9.1)$$

onde τ_e é a tensão de escoamento, du/dy a taxa de deformação e κ e n os parâmetros do modelo não-newtoniano. Aumentos maiores da tensão na parede movem a região de deformação cada vez mais para o interior do duto. Contudo, sempre existirá uma região central na qual não haverá deformação, região de escoamento pistonado, visto que em $y=0$ a tensão de cisalhamento deve

ser nula. A Figura 9.4 mostra um esquema para o escoamento. Novamente, o modelo proposto substitui a camada de líquido pela velocidade de deslizamento na parede.

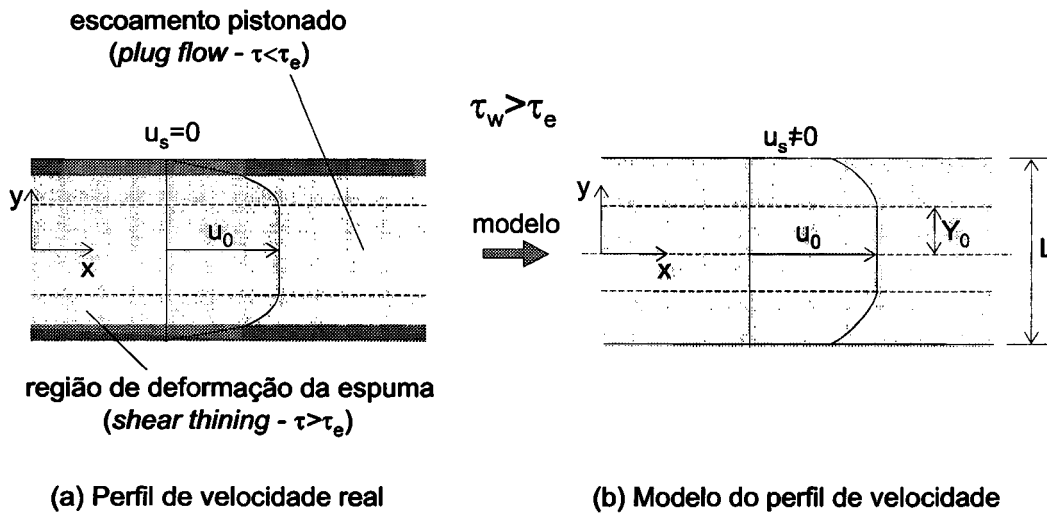


Figura 9.4 Modelo adotado por Calvert (1990) quando $\tau_w > \tau_e$

Segundo Kraynik (1988), a condição de contorno de deslizamento nas paredes é apropriada quando a espessura da camada de líquido é muito menor do que o comprimento característico do escoamento, L . A espessura da camada de líquido, segundo Calvert (1990), é da ordem de dezenas de micrometros para espumas típicas. Camp (1988) sugere a faixa de 1 a 10 μm para δ_s . Wenzel *et al.* (1970), Princen (1985) e Thondavald e Lemlich (1985) estimam a espessura da camada de líquido em torno de 10 μm , mas comentam que usualmente são menores, variando de acordo com a tensão de cisalhamento na parede.

Calvert e Nezhati (1987) sugerem a seguinte equação para o cálculo da espessura da camada de líquido:

$$\frac{\delta_s}{d_b} = \frac{2}{3(E-1)} \quad (9.2)$$

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

$$E = \frac{\text{Volume da espuma}}{\text{Volume de líquido}} \quad (9.3)$$

Assumindo que a tensão de cisalhamento dentro da camada de líquido é constante, pode-se escrever que a tensão de cisalhamento na parede para o escoamento pistonado é dada por (ver Figura 9.3):

$$\tau_w = \frac{\mu_l u_s}{\delta_s} \quad (9.4)$$

onde μ_l é a viscosidade da base líquida. A equação 9.4 será usada neste trabalho para estimar a velocidade de deslizamento, u_s , em função da espessura da camada de líquido, δ_s , e da tensão de cisalhamento na parede, τ_w .

Estes mesmos autores sugerem os seguintes valores para os demais parâmetros da Equação 9.1, para o caso de espumas aquosas: $\tau_e=1$ Pa, $\kappa=2,5$ Pa.sⁿ e $n=0,4$. Segundo Camp (1988), a tensão de cisalhamento na parede parece ser bastante estável sobre uma larga faixa de razões de expansão, variando de 1 a 4 Pa. Winkler *et al.* (1994), estudando o escoamento de espumas HPG 40 a 20 °C em dutos de 21,3 a 49,5 mm de diâmetro e 30,5 m de comprimento, sugerem $n=0,433$ e $\kappa=1,168$ Pa.sⁿ. Thondavald e Lemlich (1985), por sua vez sugerem $n=0,61$.

Este modelo de Calvert (1990), baseado em três parâmetros fixos (τ_e , κ e n), com a espessura da camada de líquido calculada em função do diâmetro médio das bolhas, Equação 9.2, pode prever quedas de pressão no escoamento em dutos ($4<L<10$ m; $3,175<D<25,4$ mm; $0,1<\dot{m}<13,4$ l/min; $3,3<E<18,8$) dentro de um fator de 2 na maioria dos casos, quando comparadas a dados experimentais. O parâmetro mais importante que controla o escoamento de espuma em dutos é a espessura da camada de líquido. Além disso, os métodos de cálculo usados em escoamentos bifásicos convencionais para calcular a queda de pressão produzem resultados seriamente errados se aplicados em escoamento de espumas, conclui Calvert (1990).

9.3 ESCOAMENTO BIFÁSICO DA MISTURA COM FORMAÇÃO DE ESPUMA

Em todos os trabalhos já citados neste capítulo, o escoamento da espuma ocorre ao longo de todo o comprimento do duto. Este não é o caso do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga radial, pois considera-se que na entrada da folga a mistura líquida contém refrigerante dissolvido na concentração de saturação e, portanto, que a fração de vazio é nula. À medida que ocorre a queda de pressão, o excesso de gás é liberado da mistura, formando bolhas de gás; a mistura líquida sempre permanece saturada de refrigerante na concentração de equilíbrio $w=w(p, T_{mist})$. Portanto, a fração de vazio aumenta com a queda de pressão, alcançando valores que sugerem a formação de espuma, $\alpha \sim 0,8$. Desta forma, apenas uma parcela do escoamento é constituída de espuma; a outra, se comporta como um fluido bifásico convencional. Assim, um modelo que contemple esta configuração do escoamento deve ser elaborado.

9.3.1 Formulação do modelo

A solução adotada neste trabalho consiste em dividir o escoamento em duas regiões distintas, delimitadas por um valor limite de fração de vazio, α_{lim} . A Figura 9.5 apresenta um esquema da configuração assumida para o escoamento. Note-se que a curvatura da folga foi ignorada, mantendo-se apenas a variação da altura, $h(\theta)$.

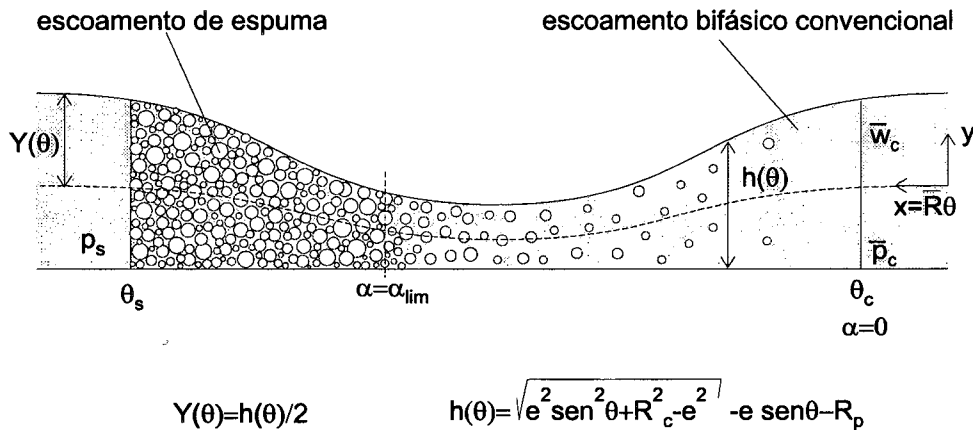


Figura 9.5 Configuração adotada para o escoamento da mistura com formação de espuma

Na primeira região, $0 < \alpha < \alpha_{lim}$, o escoamento bifásico é modelado da maneira convencional, semelhante ao modelo desenvolvido no Capítulo 8. Na segunda região, onde $\alpha \geq \alpha_{lim}$, assume-se o escoamento de uma espuma, onde o modelo de Calvert (1990) é aplicado. O primeiro problema que surge é a identificação do valor limite da fração de vazio. Em virtude dos valores de fração de vazio normalmente encontrados nos escoamentos de espuma, adota-se neste trabalho $\alpha_{lim} = 0,7$. Outros valores também são testados, resultando em grande influência nos resultados.

Escoamento bifásico convencional ($0 \leq \alpha < \alpha_{lim}$)

A equação da conservação da quantidade de movimento para escoamento laminar, incompressível e estacionário, considerando apenas as forças de pressão e atrito viscoso, é escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial x} = \text{cte} \quad (9.5)$$

onde, para fluido newtoniano,

$$\tau_{yx} = \bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (9.6)$$

Substituindo a equação constitutiva da tensão de cisalhamento, Equação 9.6, na Equação 9.5 e integrando duas vezes, determina-se o perfil de velocidades numa secção transversal do escoamento:

$$u = \frac{1}{2\bar{\mu}} \frac{dp}{dx} y^2 + \frac{C_1}{\bar{\mu}} y + C_2 \quad (9.7)$$

Aplicando as condições de contorno de não-deslizamento nas paredes, $u=0$ em $y=-Y$ e $y=Y$, tem-se:

$$u = -\frac{1}{2\bar{\mu}} \frac{dp}{dx} (Y^2 - y^2) \quad (9.8)$$

Utilizando esta equação, pode-se determinar a vazão do escoamento por:

$$\dot{m} = 2 \int_0^Y \bar{\rho} u H_p dy \quad (9.9)$$

que fornece a seguinte equação para o gradiente local de pressão:

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{6\bar{\mu}\dot{m}}{\bar{\rho}H_p h^3(x)} \quad (9.10)$$

Usando o raio médio $\bar{R} = (R_p + a(\theta))/2$, pode-se fazer a mudança de variável $x = \bar{R}\theta$, transformando a Equação 9.10 em:

$$\frac{dp}{d\theta} = -\frac{6\bar{R}\bar{\mu}\dot{m}}{\bar{\rho}H_p h^3(\theta)} \quad (9.11)$$

onde,

$$h(\theta) = a(\theta) - R_p \quad (9.12a)$$

$$a(\theta) = \sqrt{e^2 \sin^2 \theta + R_c^2} - e^2 - e \sin \theta \quad (9.12b)$$

As propriedades físicas, ρ e μ , devem ser substituídas pelas propriedades médias do escoamento bifásico, $\bar{\rho}$ e $\bar{\mu}$, dadas pelas Equações 8.5a e b. A fração de vazio, α , título, x , e concentração, w , são calculadas como no Capítulo 8, Equações 8.7, 8.8 e 6.1a, respectivamente. O cálculo das propriedades físicas das fases gasosa e líquida também é realizado como no modelo do capítulo anterior, Equações 6.2, 6.3, 6.9a e b.

Para uma determinada vazão, \dot{m} , e uma pressão inicial, \bar{p}_c , o perfil de pressão ao longo do escoamento até $\alpha=\alpha_{lim}$, pode ser facilmente determinado através do método de Runge-Kutta.

Escoamento bifásico da espuma ($\alpha \geq \alpha_{lim}$)

A metodologia adotada para modelar o escoamento bifásico da espuma é semelhante. O equilíbrio entre as forças de pressão e de atrito viscoso, para um escoamento laminar, incompressível e permanente, fornece a mesma equação da conservação da quantidade de movimento dada pela Equação 9.5. Integrando esta Equação na direção y e aplicando a condição de contorno de simetria em $y=0$, tem-se:

$$\tau_{yx} = \frac{dp}{dx} y \quad (9.13)$$

Como $dp/dx < 0$, o valor absoluto da tensão de cisalhamento é dado por:

$$|\tau_{yx}| = -\frac{dp}{dx} y \quad (9.14)$$

A tensão de cisalhamento na parede é, portanto,

$$|\tau_w| = -\frac{dp}{dx} Y \quad (9.15)$$

Por outro lado, Calvert (1990) sugere a seguinte relação constitutiva para o escoamento de espumas:

$$|\tau_{yx}| = \tau_e + \kappa \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|^n \quad (9.16)$$

Assim, usando as Equações 9.14 e 9.15, encontra-se:

$$\left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| = \left(-\frac{dp}{dx} \frac{y}{\kappa} - \frac{\tau_e}{\kappa} \right)^{1/n} \quad (9.17)$$

Note que esta equação é válida apenas na região em que a espuma se deforma, $Y_0 \leq y < Y$, onde $\tau_{yx} > \tau_e$. Para $y < Y_0$, onde $\tau_{yx} < \tau_e$, não existe deformação da espuma. Neste caso, $\partial u / \partial y = 0$ e surge a região de escoamento pistonado (*plug flow*) no centro do canal. Como $\tau_{yx} > \tau_e$ na região de deformação,

$$\tau_{yx} = -\frac{dp}{dx} y > \tau_e \quad (9.18)$$

e o termo entre parênteses da Equação 9.17 torna-se sempre positivo, condição essencial para que esta equação tenha solução.

A Equação 9.17 pode, ainda, ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = - \left(-\frac{dp}{dx} \frac{y}{\kappa} - \frac{\tau_e}{\kappa} \right)^{1/n} \quad (9.19)$$

Integrando esta equação na direção y , de um valor genérico y até a parede, $y=Y=h(x)/2$, onde $u=u_s$,

$$\int_u^{u_s} \frac{\partial u}{\partial y} dy = - \int_y^Y \left(-\frac{dp}{dx} \frac{y}{\kappa} - \frac{\tau_e}{\kappa} \right)^{1/n} dy \quad (9.20)$$

obtém-se o perfil de velocidade ao longo da secção transversal do canal:

$$u = u_s - \frac{n}{(dp/dx)(n+1)\kappa^{1/n}} \left[\left(-\frac{dp}{dx} \frac{Y}{\kappa} - \frac{\tau_e}{\kappa} \right)^{\frac{n+1}{n}} - \left(-\frac{dp}{dx} \frac{y}{\kappa} - \frac{\tau_e}{\kappa} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (9.21)$$

O valor da velocidade do escoamento pistonado (*plug flow*), u_0 , é facilmente determinado fazendo-se $y=Y_0$ na equação anterior, o que resulta em:

$$u_0 = u_s - \frac{n}{(dp/dx)(n+1)\kappa^{1/n}} \left[\left(-\frac{dp}{dx} \frac{Y}{\kappa} - \frac{\tau_e}{\kappa} \right)^{\frac{n+1}{n}} - \left(-\frac{dp}{dx} \frac{Y_0}{\kappa} - \frac{\tau_e}{\kappa} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (9.22)$$

O cálculo de Y_0 , por sua vez, pode ser efetuado lembrando-se que em $y=Y_0$, $\tau_{yx}=\tau_e$, pois, a partir deste valor, $y<Y_0$, $\tau_{yx}<\tau_e$. Assim, usando-se a Equação 9.16, obtém-se:

$$\left. \frac{du}{dy} \right|_{Y_0}^n = 0 \quad (9.23)$$

o que fornece:

$$Y_0 = -\frac{\tau_e}{(dp/dx)} \quad (9.24)$$

A Equação 9.22 torna-se, agora, simplesmente:

$$u_0 = u_s - \frac{n}{(dp/dx)(n+1)\kappa^{1/n}} \left(-\frac{dp}{dx} Y - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (9.25)$$

A Figura 9.6 apresenta um esquema do perfil de velocidade típico na região de espuma.

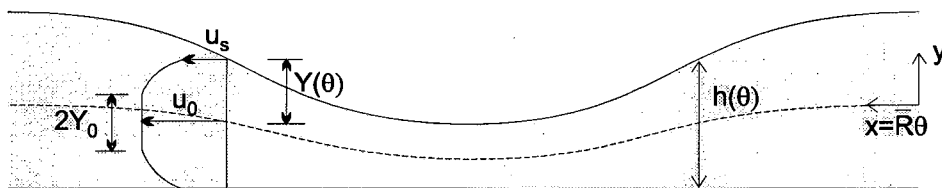


Figura 9.6 Perfil de velocidade típico para a região de espuma

A vazão total do escoamento é calculada da seguinte forma:

$$\dot{m} = 2 \bar{\rho} u_0 Y_0 H_p + 2 \int_{Y_0}^Y \bar{\rho} u H_p dy \quad (9.26)$$

o que fornece a seguinte equação:

$$\dot{m} = 2\bar{\rho}u_s H_p Y - \frac{2\bar{\rho}H_p Y n \kappa^{-1/n}}{\left(\frac{dp}{dx}\right)^{n+1}} \left(-\frac{dp}{dx} Y - \tau_e\right)^{\frac{n+1}{n}} - \frac{2\bar{\rho}H_p n^2 \kappa^{-1/n}}{\left(\frac{dp}{dx}\right)^2 (n+1)(2n+1)} \left(-\frac{dp}{dx} Y - \tau_e\right)^{\frac{2n+1}{n}} \quad (9.27)$$

Segundo Calvert (1990), a tensão de cisalhamento na parede pode ser calculada em função da velocidade de deslizamento, u_s , e da espessura da camada de líquido, δ_s , pela seguinte equação:

$$\tau_w = \frac{\mu_l u_s}{\delta_s} \quad (9.28)$$

onde μ_l é a viscosidade do líquido. Mas, usando também a Equação 9.15, pode-se estimar a velocidade de deslizamento da seguinte forma:

$$u_s = -\frac{dp}{dx} \frac{Y \delta_s}{\mu_l} \quad (9.29)$$

Usando esta equação e efetuando a mudança de variável $x = \bar{R} \theta$, a Equação 9.27 se transforma em:

$$\dot{m} = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 + \dot{m}_3 \quad (9.30a)$$

onde:

$$\dot{m}_1 = -\frac{2\bar{\rho}H_p\delta_s Y^2}{\mu_l \bar{R}} \left(\frac{dp}{d\theta}\right) \quad (9.30b)$$

$$\dot{m}_2 = -\frac{2\bar{\rho}H_p n Y \bar{R}}{(dp/d\theta)(n+1)\kappa^{1/n}} \left(-\frac{dp}{d\theta} \frac{Y}{\bar{R}} - \tau_e\right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (9.30c)$$

$$\dot{m}_3 = -\frac{2\bar{\rho}H_p n^2 \bar{R}^2}{(-dp/d\theta)^2 (n+1)(2n+1)\kappa^{1/n}} \left(-\frac{dp}{d\theta} \frac{Y}{\bar{R}} - \tau_e\right)^{\frac{2n+1}{n}} \quad (9.30d)$$

Calvert e Nezhati (1987) sugerem uma maneira para calcular a espessura da camada de líquido em função do diâmetro médio das bolhas, d_b , e da razão de expansão da espuma, E :

$$\delta_s = \frac{2 d_b}{3(E-1)} \quad (9.31)$$

onde a razão de expansão pode ser escrita em função da fração de vazio, α , como:

$$E = \frac{1}{1-\alpha} \quad (9.32)$$

Em função da inexistência de dados para o diâmetro médio das bolhas para o caso da mistura óleo-R22, a espessura da camada de líquido será estimada, neste trabalho, por uma fração arbitrária da altura local do canal, $h(\theta)$.

A massa específica da espuma é calculada por:

$$\bar{\rho} = \rho_g \alpha + (1-\alpha) \rho_l \quad (9.33)$$

As propriedades físicas do gás e do líquido, ρ_g , ρ_l e μ_l , são calculadas como na região de escoamento bifásico convencional, o mesmo acontecendo com a concentração, w , o título, x , e a fração de vazio, α .

Conhecendo-se o valor do gradiente local de pressão, $dp/d\theta$, e da pressão, p , em um ponto, a pressão em um ponto posterior e, conseqüentemente, o perfil de pressão ao longo da folga podem ser determinados pelo método de Runge-Kutta. O problema que surge é a determinação de $dp/d\theta$ através da Equação 9.30a, uma vez que não é possível explicitá-lo. Uma maneira de fazer isto é através do método de Newton-Raphson, em que:

$$\frac{dp}{d\theta} = \frac{dp^*}{d\theta} - \frac{f(dp/d\theta^*)}{f'(dp/d\theta^*)} \quad (9.34)$$

onde $dp/d\theta^*$ é um valor inicialmente estimado ou o valor anterior do processo iterativo. Naturalmente, esta equação deve ser resolvida até que $|dp/d\theta - dp/d\theta^*|$ seja menor do que uma tolerância previamente prescrita (10^{-9} é aqui adotada). As funções $f(dp/d\theta^*)$ e $f'(dp/d\theta^*)$ são dadas pelas seguintes equações:

$$f(dp/d\theta) = f_1(dp/d\theta) + f_2(dp/d\theta) + f_3(dp/d\theta) \quad (9.35a)$$

onde:

$$f_1(dp/d\theta) = \frac{2\bar{\rho}H_p\delta_s Y^2}{\mu_1 \bar{R}} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) \quad (9.35b)$$

$$f_2(dp/d\theta) = \frac{2\bar{\rho}H_p n Y \bar{R}}{(dp/d\theta)(n+1)\kappa^{1/n}} \left(-\frac{dp}{d\theta} \frac{Y}{\bar{R}} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (9.35c)$$

$$f_3(dp/d\theta) = \frac{2\bar{\rho}H_p n^2 \bar{R}^2}{(-dp/d\theta)^2 (n+1)(2n+1)\kappa^{1/n}} \left(-\frac{dp}{d\theta} \frac{Y}{\bar{R}} - \tau_e \right)^{\frac{2n+1}{n}} \quad (9.35d)$$

e

$$f'(dp/d\theta) = f_1'(dp/d\theta) + f_2'(dp/d\theta) + f_3'(dp/d\theta) + f_4'(dp/d\theta) \quad (9.36a)$$

onde:

$$f_1'(dp/d\theta) = \frac{2\bar{\rho}H_p\delta_s Y^2}{\mu_1 \bar{R}} \quad (9.36b)$$

$$f_2'(dp/d\theta) = -\frac{2\bar{\rho}H_p Y^2}{(dp/d\theta)\kappa^{1/n}} \left(-\frac{dp}{d\theta} \frac{Y}{\bar{R}} - \tau_e \right)^{\frac{1}{n}} \quad (9.36c)$$

$$f_3'(dp/d\theta) = -\frac{4\bar{\rho}H_p n Y \bar{R}}{(-dp/d\theta)^2 (n+1)\kappa^{1/n}} \left(-\frac{dp}{d\theta} \frac{Y}{\bar{R}} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (9.36d)$$

$$f_4'(dp/d\theta) = -\frac{4\bar{\rho}H_p n^2 \bar{R}^2}{(dp/d\theta)^3 (n+1)(2n+1)\kappa^{1/n}} \left(-\frac{dp}{d\theta} \frac{Y}{\bar{R}} - \tau_e \right)^{\frac{2n+1}{n}} \quad (9.36e)$$

9.3.2 Metodologia de solução

Os detalhes da metodologia de solução foram expostos no item anterior. Neste item, é abordado o procedimento global da metodologia adotada. A Figura 9.7 apresenta o algoritmo desenvolvido para a solução do escoamento bifásico com formação de espuma.

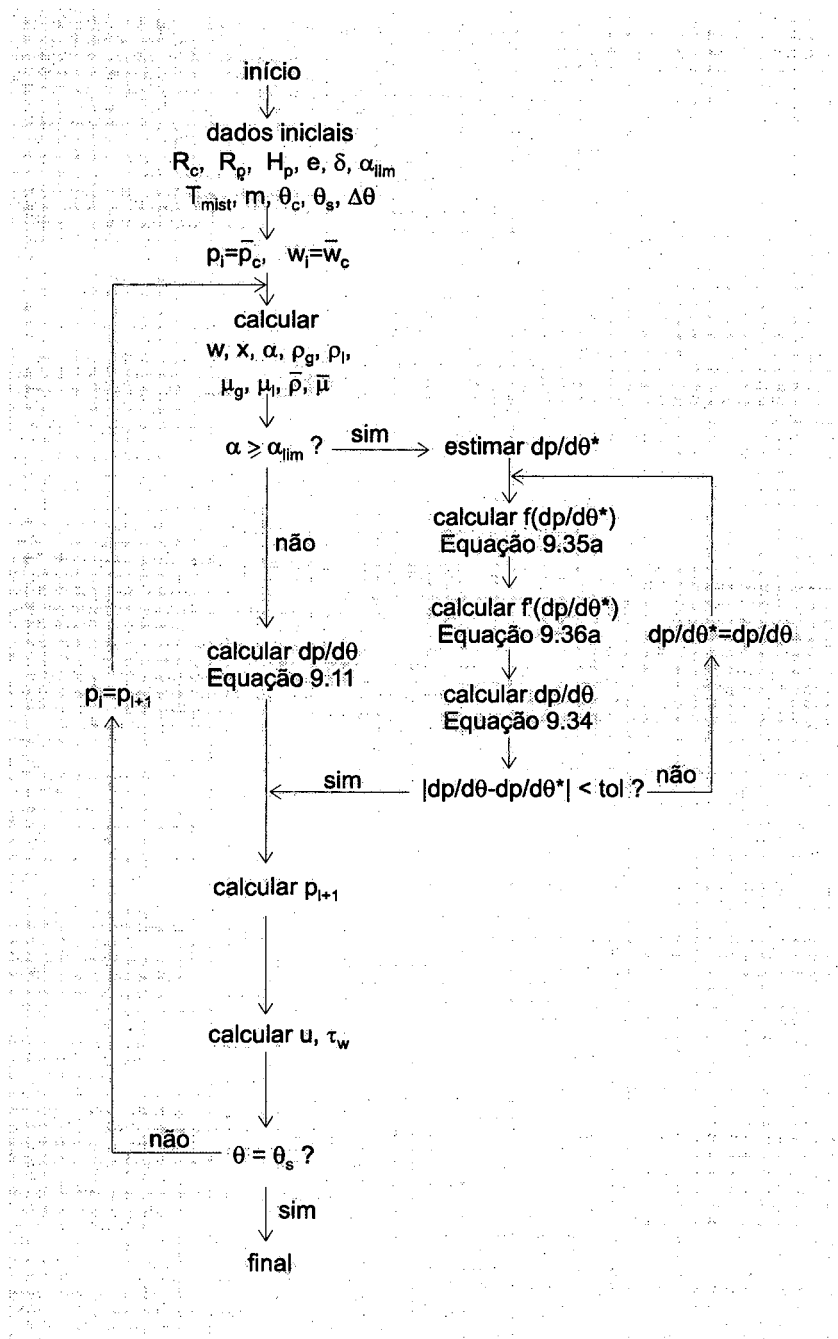


Figura 9.7 Algoritmo de solução para o escoamento bifásico com formação de espuma

9.3.3 Resultados

A seguir são apresentados os resultados obtidos com o modelo desenvolvido para calcular o escoamento bifásico com formação de espuma. As dimensões do compressor utilizado são as mesmas daquele usado no capítulo anterior: $R_c=23,0$ mm, $R_p=20,11$ mm e $H_p=27,0$ mm. O canal usado apresenta um comprimento de $\pi/2$ rad, onde $\theta_c=\pi/4$ rad e $\theta_s=3\pi/4$ rad, o qual foi dividido em 160 segmentos para a solução numérica. A dimensão da folga radial situa-se na faixa de 10 a 100 μm e assume-se o escoamento da mistura a 80, 100 e 120 °C. Uma pressão de compressão média ao longo de todo o ciclo foi considerada, exatamente como no Capítulo 8, em que a Equação 8.3c foi usada para calculá-la. A concentração de refrigerante na mistura na entrada da folga é dada em função desta pressão de compressão média e da temperatura da mistura, como na Equação 8.4. Além disso, não é considerado o efeito da velocidade tangencial do pistão rolante, ou seja, $V_{tr}=0$. Na ausência de dados experimentais específicos para n , κ , τ_e e δ_s , foram usados os dados disponíveis na literatura com algumas extrapolações, com o objetivo de obter alguns resultados preliminares: $n=0,4$; 0,433 e 0,45, $\kappa=1,168$; 2,5 e 4 $\text{Pa}\cdot\text{s}^n$, $\tau_e=0$; 1 e 2 Pa e $\delta_s=(h\theta)/5$; $(h\theta)/10$; $(h\theta)/50$ e $(h\theta)/100$. A maioria dos resultados são obtidos para $\alpha_{lim}=0,7$, entretanto, outros valores são usados para verificar sua influência sobre o escoamento.

Inicialmente são apresentados resultados para a queda total de pressão ao longo da folga, Δp , e para a vazão de refrigerante na saída, \dot{m}_{R22} , considerando uma análise da influência dos parâmetros principais do escoamento, quais sejam: δ_s , τ_e , κ , n e α_{lim} . Posteriormente, para as folgas de 20 e 80 μm , o comportamento da queda total de pressão em função da vazão da mistura foi estudado. As distribuições longitudinais de τ_w , u_s , Y_0 e p também são mostrados, assim como a evolução dos perfis de velocidade ao longo do canal para algumas configurações do escoamento.

Influência de δ_s (ou u_s)

As tabelas 9.1 a 9.4 apresentam os resultados de queda de pressão total e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/5$, $h(\theta)/10$, $h(\theta)/50$ e $h(\theta)/100$, considerando $10 \leq \delta \leq 100$ μm e $T_{mist}=80$, 100 e 120 °C.

Tabela 9.1 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/5$

$\delta_s=h(\theta)/5$		$\tau_e=1,0 \text{ Pa}$					
$n=0,4$		$\kappa=2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$					
$T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6643	11,9	0,0170	0,0154	9,4
20	1,00	0,7380	0,6375	13,6	0,0929	0,0828	10,9
40	5,80	0,7675	0,6192	19,3	0,5557	0,4690	15,6
60	16,0	0,7729	0,6064	21,5	1,5413	1,2724	17,4
80	33,0	0,7822	0,5936	24,1	3,2085	2,5793	19,6
100	57,0	0,7746	0,5853	24,4	5,5003	4,4042	19,9
$T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,7754	0,17	0,01284	0,01282	0,16
20	1,25	0,7827	0,7636	2,4	0,0734	0,0719	2,0
40	7,00	0,7771	0,7504	3,4	0,4088	0,3970	2,9
60	19,0	0,7670	0,7379	3,8	1,0974	1,0623	3,2
80	39,0	0,7706	0,7375	4,3	2,2616	2,1796	3,6
100	68,0	0,7727	0,7347	4,9	3,9520	3,7881	4,1
$T_{\text{mist}}=120 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,047 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,26	0,7736	0,7736	0	0,0738	0,0738	0
20	1,40	0,7352	0,7352	0	0,0380	0,0380	0
40	8,00	0,7464	0,7464	0	0,2202	0,2202	0
60	22,0	0,7481	0,7481	0	0,6067	0,6067	0
80	46,0	0,7665	0,7665	0	1,2959	1,2959	0
100	80,0	0,7662	0,7662	0	2,2531	2,2531	0

$$\Delta(\%)=(\text{Var}_{\text{conv}}-\text{Var}_{\text{esp}})/\text{Var}_{\text{conv}}$$

Tabela 9.2 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/10$

$\delta_s=h(\theta)/10$		$\tau_e=1,0 \text{ Pa}$					
$n=0,4$		$\kappa=2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$					
$T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6762	10,3	0,0170	0,0156	8,2
20	1,00	0,7380	0,6454	12,5	0,0929	0,0836	10,0
40	5,80	0,7675	0,6246	18,6	0,5557	0,4724	15,0
60	16,0	0,7729	0,6106	21,0	1,5413	1,2796	17,0
80	33,0	0,7822	0,5971	23,7	3,2085	2,5916	19,2
100	57,0	0,7746	0,5882	24,1	5,5003	4,4220	19,6
$T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,7856	-1,15	0,01284	0,01297	-1,01
20	1,25	0,7827	0,7710	1,5	0,0734	0,0725	1,2
40	7,00	0,7771	0,7553	2,8	0,4088	0,3992	2,3
60	19,0	0,7670	0,7416	3,3	1,0974	1,0668	2,8
80	39,0	0,7706	0,7404	3,9	2,2616	2,1869	3,3
100	68,0	0,7727	0,7371	4,6	3,9520	3,7987	3,9

Tabela 9.3 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/50$

$\delta_s=h(\theta)/50$		$\tau_e=1,0 \text{ Pa}$					
$n=0,4$		$\kappa=2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$					
$T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6876	8,8	0,0170	0,0158	7,1
20	1,00	0,7380	0,6529	11,5	0,0929	0,0844	9,2
40	5,80	0,7675	0,6294	18,0	0,5557	0,4753	14,5
60	16,0	0,7729	0,6142	20,5	1,5413	1,2855	16,6
80	33,0	0,7822	0,6000	23,3	3,2085	2,6017	18,9
100	57,0	0,7746	0,5906	23,8	5,5003	4,4367	19,3
$T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,7965	-2,5	0,01284	0,01311	-2,1
20	1,25	0,7827	0,7784	0,5	0,0734	0,0731	0,4
40	7,00	0,7771	0,7599	2,2	0,4088	0,4012	1,9
60	19,0	0,7670	0,7448	2,9	1,0974	1,0707	2,4
80	39,0	0,7706	0,7429	3,6	2,2616	2,1931	3,0
100	68,0	0,7727	0,7392	4,3	3,9520	3,8076	3,7

Tabela 9.4 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\delta_s=h(\theta)/100$

$\delta_s=h(\theta)/100$		$\tau_e=1,0 \text{ Pa}$					
$n=0,4$		$\kappa=2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$					
$T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6892	8,6	0,0170	0,0159	6,5
20	1,00	0,7380	0,6539	11,4	0,0929	0,0845	9,1
40	5,80	0,7675	0,6300	17,9	0,5557	0,4756	14,4
60	16,0	0,7729	0,6146	20,5	1,5413	1,2863	16,5
80	33,0	0,7822	0,6003	23,3	3,2085	2,6030	18,9
100	57,0	0,7746	0,5909	23,7	5,5003	4,4385	19,3
$T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,7981	-2,8	0,01284	0,01314	-2,3
20	1,25	0,7827	0,7795	0,4	0,0734	0,0732	0,3
40	7,00	0,7771	0,7605	2,1	0,4088	0,4014	1,8
60	19,0	0,7670	0,7452	2,8	1,0974	1,0712	2,4
80	39,0	0,7706	0,7433	3,6	2,2616	2,1939	3,0
100	68,0	0,7727	0,7394	4,3	3,9520	3,8088	3,6

Inicialmente, pode ser notado que, na maioria dos casos, para uma vazão de mistura constante, a queda de pressão é menor quando se inclui o modelo de escoamento de espuma. Conseqüentemente, a vazão de refrigerante na saída também fica reduzida, pois a concentração de refrigerante da mistura líquida na saída torna-se maior. Obviamente, se a queda de pressão for

mantida constante, a vazão da mistura no escoamento com espuma torna-se maior quando comparada à do escoamento bifásico convencional, aumentando o vazamento de refrigerante. Entretanto, para algumas folgas e δ_s 's, a tendência é inversa; isto será explorado em detalhes quando do estudo do comportamento da queda de pressão em função da vazão.

Observa-se, também, que o aumento da folga e, conseqüentemente, da vazão da mistura, produz uma maior discrepância entre os resultados dos dois modelos. Para explicar este comportamento, calculou-se a queda de pressão utilizando os dois modelos, escoamento bifásico convencional e escoamento bifásico com formação de espuma, para as folgas de 10 e 80 μm considerando a mistura numa temperatura de 80 °C. Contudo, as vazões foram escolhidas de forma a manter o Δp do escoamento bifásico convencional constante para ambos os casos: $\dot{m}_{\text{mist}}=0,18$ g/s para $\delta=10$ μm e $\dot{m}_{\text{mist}}=32,157$ g/s para $\delta=80$ μm . A Figura 9.8 apresenta a distribuição longitudinal da pressão para as duas situações. Nota-se claramente a maior diferença no caso em que $\delta=80$ μm . A Figura 9.9 mostra a distribuição da tensão de cisalhamento na parede para os dois casos, com o objetivo de explicar este comportamento. Observa-se, para $\delta=10$ μm , que as duas curvas são mais semelhantes, quando comparado ao caso em que $\delta=80$ μm . Neste último caso, τ_w do escoamento com espuma sofre uma queda abrupta e permanece num valor menor, quando comparado ao modelo de escoamento bifásico comum, por um comprimento de canal relativamente maior, em contraste com o caso onde $\delta=10$ μm . Isto explica a maior discrepância entre os resultados para as maiores folgas.

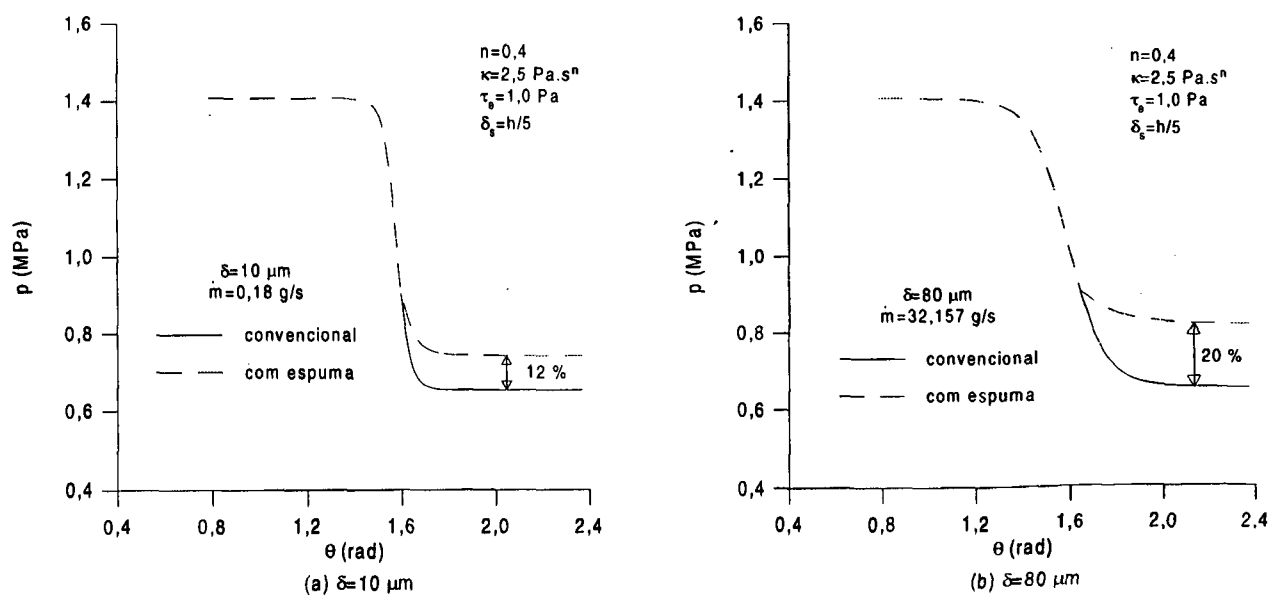


Figura 9.8 Distribuição longitudinal de pressão para $T_{\text{mist}}=80$ °C, $\delta=10$ e 80 μm

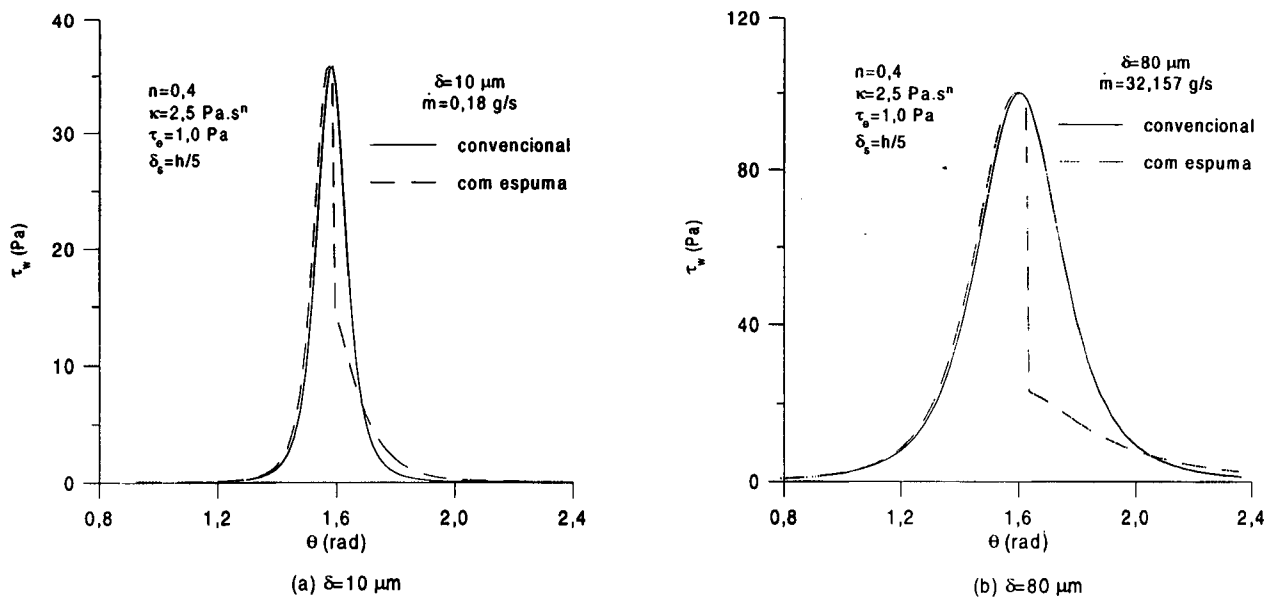


Figura 9.9 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $T_{mist}=80\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\delta=10$ e $80\text{ }\mu\text{m}$

Através dos dados da Tabela 9.1 pode-se observar, ainda, que a diferença entre os resultados é muito maior para as temperaturas mais baixas. Para $T=120\text{ }^{\circ}\text{C}$, não existe diferença pois a fração de vazio não atinge o valor limite para a formação de espuma, $\alpha_{lim}=0,7$. O efeito do aumento da temperatura é a redução da quantidade de refrigerante dissolvido no óleo. Com isto, a pressão necessária para liberar uma quantidade de gás que resulte na fração de vazio para a formação da espuma, α_{lim} , também deve diminuir. Conseqüentemente, a região de atuação do escoamento bifásico convencional deve ser maior, para provocar uma maior queda de pressão, o que, obviamente, reduz a região de escoamento de espuma. A Figura 9.10 mostra a distribuição da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80\text{ }\mu\text{m}$ e $T_{mist}=80$ e $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, considerando a mesma queda de pressão para o escoamento bifásico convencional, onde este fato pode ser comprovado. Para isto, as vazões necessariamente devem ser diferentes: $\dot{m}=33\text{ g/s}$ para $T_{mist}=80\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $\dot{m}=39,488\text{ g/s}$ para $T_{mist}=100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

A Figura 9.11 apresenta os perfis de pressão para os mesmos casos. Note-se que a pressão necessária para a formação da espuma é menor quando a temperatura da mistura é de $100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

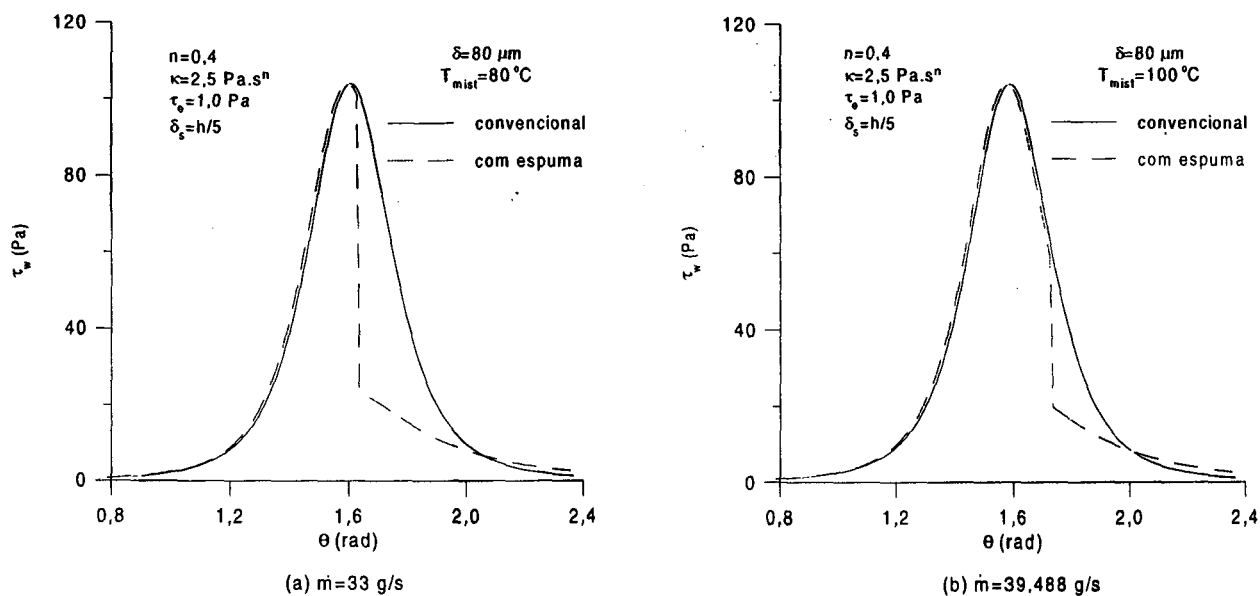


Figura 9.10 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80 \mu\text{m}$, $T_{\text{mist}}=80$ e 100°C

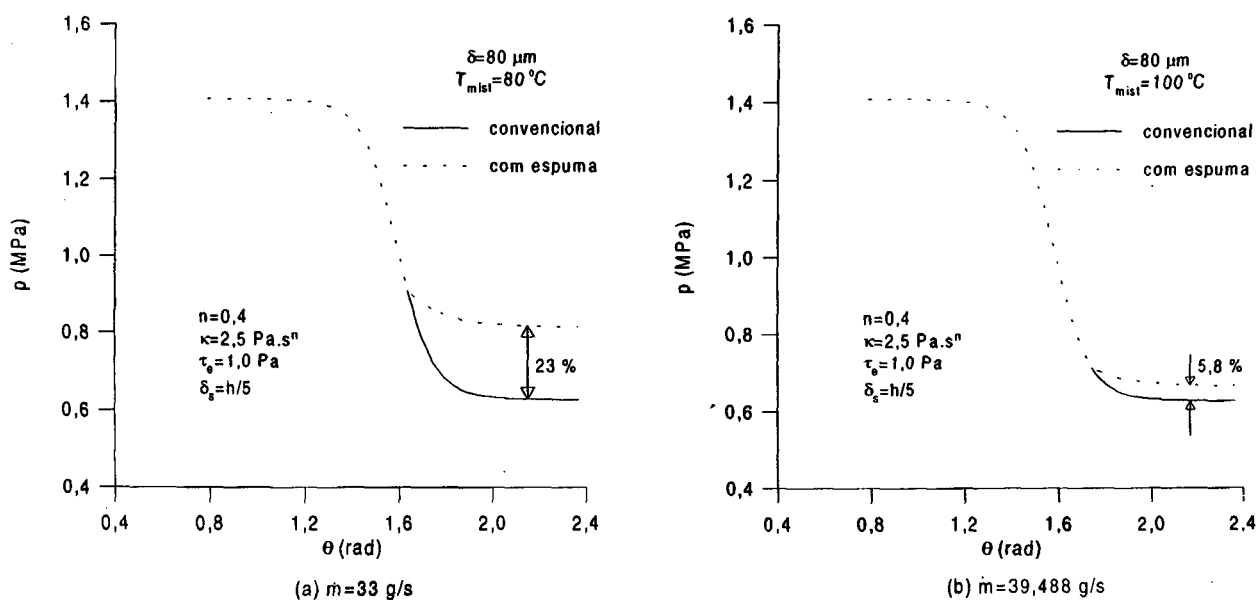


Figura 9.11 Distribuição longitudinal de pressão para $\delta=80 \mu\text{m}$, $T_{\text{mist}}=80$ e 100°C

A análise das Tabelas 9.1 a 9.4 ainda permite dizer que o efeito da redução da espessura da camada de líquido, δ_s , e, conseqüentemente, da velocidade de deslizamento, u_s , é o aumento da queda de pressão do escoamento bifásico com formação de espuma. Com isto, a

discrepância entre os dois modelos diminui. Note-se a redução de $\Delta(\%)$ com a diminuição de δ_s . Isto ocorre, pois uma redução de u_s significa um menor deslizamento na parede e, conseqüentemente, um maior atrito. Para $u_s=0$, a queda de pressão seria máxima. Entretanto, pode ser observado que a influência desta variável não é muito significativa, pelo menos nos casos aqui analisados, pois uma variação de 95 % em u_s produz apenas uma variação de 3,3 % em $\Delta\Delta_p(\%)$, isto para o caso mais crítico, em que $\delta=10 \mu\text{m}$ e $T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$.

Influência de τ_e

As Tabelas 9.5 a 9.7 apresentam resultados semelhantes para a queda de pressão e vazão de refrigerante, considerando vários valores para a tensão de escoamento: $\tau_e=0, 1$ e 2 Pa . Os demais parâmetros são mantidos constantes em $\delta_s=h(\theta)/100$, $n=0,4$ e $\kappa=2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$.

Tabela 9.5 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\tau_e=0$

$\delta_s=h(\theta)/100$		$\tau_e=0 \text{ Pa}$					
$n=0,4$		$\kappa=2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$					
$T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6887	8,7	0,0170	0,0158	7,1
20	1,00	0,7380	0,6535	11,5	0,0929	0,0844	9,1
40	5,80	0,7675	0,6298	18,0	0,5557	0,4755	14,4
60	16,0	0,7729	0,6144	20,5	1,5413	1,2859	16,6
80	33,0	0,7822	0,6002	23,3	3,2085	2,6024	18,9
100	57,0	0,7746	0,5907	23,7	5,5003	4,4376	19,3
$T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,7978	-2,7	0,01284	0,01313	-2,3
20	1,25	0,7827	0,7792	0,4	0,0734	0,0731	0,3
40	7,00	0,7771	0,7603	2,2	0,4088	0,4014	1,8
60	19,0	0,7670	0,7451	2,9	1,0974	1,0711	2,4
80	39,0	0,7706	0,7431	3,6	2,2616	2,1937	3,0
100	68,0	0,7727	0,7393	4,3	3,9520	3,8084	3,6

Tabela 9.6 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\tau_e=1$ Pa

$\delta_s=h(\theta)/100$		$\tau_e=1,0$ Pa					
$n=0,4$		$\kappa=2,5$ Pa.s ⁿ					
$T_{mist}=80$ °C		$p_c=1,41$ MPa			$w_c=0,148$ kg-R22/kg mist		
δ (μ m)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6892	8,6	0,0170	0,0159	6,5
20	1,00	0,7380	0,6539	11,4	0,0929	0,0845	9,1
40	5,80	0,7675	0,6300	17,9	0,5557	0,4756	14,4
60	16,0	0,7729	0,6146	20,5	1,5413	1,2863	16,5
80	33,0	0,7822	0,6003	23,3	3,2085	2,6030	18,9
100	57,0	0,7746	0,5909	23,7	5,5003	4,4385	19,3
$T_{mist}=100$ °C		$p_c=1,41$ MPa			$w_c=0,094$ kg-R22/kg mist		
10	0,22	0,7767	0,7981	-2,8	0,01284	0,01314	-2,3
20	1,25	0,7827	0,7795	0,4	0,0734	0,0732	0,3
40	7,00	0,7771	0,7605	2,1	0,4088	0,4014	1,8
60	19,0	0,7670	0,7452	2,8	1,0974	1,0712	2,4
80	39,0	0,7706	0,7433	3,6	2,2616	2,1939	3,0
100	68,0	0,7727	0,7394	4,3	3,9520	3,8088	3,6

Tabela 9.7 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\tau_e=2$ Pa

$\delta_s=h(\theta)/100$		$\tau_e=2,0$ Pa					
$n=0,4$		$\kappa=2,5$ Pa.s ⁿ					
$T_{mist}=80$ °C		$p_c=1,41$ MPa			$w_c=0,148$ kg-R22/kg mist		
δ (μ m)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6898	8,5	0,0170	0,0159	6,5
20	1,00	0,7380	0,6542	12,6	0,0929	0,0845	9,1
40	5,80	0,7675	0,6303	17,9	0,5557	0,4758	14,4
60	16,0	0,7729	0,6148	20,5	1,5413	1,2866	16,5
80	33,0	0,7822	0,6005	23,2	3,2085	2,6036	18,9
100	57,0	0,7746	0,5910	23,7	5,5003	4,4394	19,3
$T_{mist}=100$ °C		$p_c=1,41$ MPa			$w_c=0,094$ kg-R22/kg mist		
10	0,22	0,7767	0,7985	-2,8	0,01284	0,01314	-2,3
20	1,25	0,7827	0,7798	0,4	0,0734	0,0732	0,3
40	7,00	0,7771	0,7606	2,1	0,4088	0,4015	1,8
60	19,0	0,7670	0,7454	2,8	1,0974	1,0714	2,4
80	39,0	0,7706	0,7434	3,5	2,2616	2,1942	3,0
100	68,0	0,7727	0,7395	4,3	3,9520	3,8092	3,6

A análise destes dados permite dizer que um aumento da tensão de escoamento conduz a um pequeno crescimento na queda de pressão do escoamento, como era de se esperar. Esta pequena influência indica que τ_e não é uma variável significativa para o escoamento.

Influência de κ

As Tabelas 9.8 a 9.10 mostram resultados que possibilitam analisar a influência do parâmetro κ sobre a queda de pressão e vazão de refrigerante. Foram assumidos três valores: $\kappa=1,168$; 2,5 e 4,0 Pa.sⁿ.

Tabela 9.8 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\kappa=1,168$ Pa.sⁿ

$\delta_s=h(\theta)/100$		$\tau_a=1,0$ Pa					
n=0,4		$\kappa=1,168$ Pa.s ⁿ					
$T_{mist}=80$ °C		$p_c=1,41$ MPa			$w_c=0,148$ kg-R22/kg mist		
δ (μ m)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,5881	22,0	0,0170	0,0140	17,6
20	1,00	0,7380	0,5781	21,7	0,0929	0,0765	17,7
40	5,80	0,7675	0,5647	26,4	0,5557	0,4352	21,7
60	16,0	0,7729	0,5567	28,0	1,5413	1,1868	23,0
80	33,0	0,7822	0,5496	29,74	3,2085	2,4218	24,5
100	57,0	0,7746	0,5445	29,70	5,5003	4,1513	24,5
$T_{mist}=100$ °C		$p_c=1,41$ MPa			$w_c=0,094$ kg-R22/kg mist		
10	0,22	0,7767	0,7425	4,4	0,01284	0,01237	3,7
20	1,25	0,7827	0,7317	6,5	0,0734	0,0694	5,4
40	7,00	0,7771	0,7242	6,8	0,4088	0,3852	5,8
60	19,0	0,7670	0,7163	6,6	1,0974	1,0360	5,6
80	39,0	0,7706	0,7161	7,1	2,2616	2,1261	6,0
100	68,0	0,7727	0,7142	7,6	3,9520	3,6985	6,4

Tabela 9.9 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\kappa=2,5$ Pa.sⁿ

$\delta_s=h(\theta)/100$		$\tau_a=1,0$ Pa					
n=0,4		$\kappa=2,5$ Pa.s ⁿ					
$T_{mist}=80$ °C		$p_c=1,41$ MPa			$w_c=0,148$ kg-R22/kg mist		
δ (μ m)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6892	8,6	0,0170	0,0159	6,5
20	1,00	0,7380	0,6539	11,4	0,0929	0,0845	9,1
40	5,80	0,7675	0,6300	17,9	0,5557	0,4756	14,4
60	16,0	0,7729	0,6146	20,5	1,5413	1,2863	16,5
80	33,0	0,7822	0,6003	23,3	3,2085	2,6030	18,9
100	57,0	0,7746	0,5909	23,7	5,5003	4,4385	19,3
$T_{mist}=100$ °C		$p_c=1,41$ MPa			$w_c=0,094$ kg-R22/kg mist		
10	0,22	0,7767	0,7981	-2,8	0,01284	0,01314	-2,3
20	1,25	0,7827	0,7795	0,4	0,0734	0,0732	0,3
40	7,00	0,7771	0,7605	2,1	0,4088	0,4014	1,8
60	19,0	0,7670	0,7452	2,8	1,0974	1,0712	2,4
80	39,0	0,7706	0,7433	3,6	2,2616	2,1939	3,0
100	68,0	0,7727	0,7394	4,3	3,9520	3,8088	3,6

Tabela 9.10 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $\kappa=4,0 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$

		$\delta_s=h(\theta)/100$			$\tau_e=1,0 \text{ Pa}$		
		$n=0,4$			$\kappa=4,0 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$		
$T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,8138	-7,9	0,0170	0,0180	-5,9
20	1,00	0,7380	0,7337	0,6	0,0929	0,0925	0,5
40	5,80	0,7675	0,7077	4,1	0,5557	0,5217	6,1
60	16,0	0,7729	0,6830	11,6	1,5413	1,3994	9,2
80	33,0	0,7822	0,6641	15,1	3,2085	2,8228	12,0
100	57,0	0,7746	0,6488	16,2	5,5003	4,7859	13,0
$T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,8630	-11,1	0,0128	0,0140	-9,4
20	1,25	0,7827	0,8350	-6,7	0,0734	0,0775	-5,6
40	7,00	0,7771	0,8023	-3,2	0,4088	0,4198	-2,7
60	19,0	0,7670	0,7798	-1,7	1,0974	1,1127	-1,4
80	39,0	0,7706	0,7722	-0,2	2,2616	2,2656	-0,2
100	68,0	0,7727	0,7662	0,8	3,9520	3,9245	0,7

Nota-se, claramente, a maior influência desta variável sobre os resultados. Coerentemente, um aumento de κ produz um crescimento na queda de pressão do escoamento. Por exemplo, um aumento de 60 % em κ (2,5 para 4,0), causa um crescimento de 18 % na queda de pressão, um percentual muito superior àqueles verificados para as variáveis δ_s e τ_e . Em alguns casos, o aumento de κ é tal que a queda de pressão do escoamento com espuma torna-se maior do que a do escoamento bifásico convencional; é o que se verifica na Tabela 10, onde $\kappa=4,0 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$ e $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$.

Influência de n

A influência do parâmetro n pode ser vista nos resultados apresentados nas Tabelas 9.11 a 9.13, onde foram usados os seguintes valores para n: 0,4; 0,433 e 0,45.

Observa-se que n possui grande influência sobre os resultados. Da mesma forma que o parâmetro κ , o aumento de n produz um crescimento na queda de pressão do escoamento, podendo, inclusive, inverter o comportamento típico de Δp , isto é, a queda de pressão do escoamento com formação de espuma pode superar aquela do escoamento bifásico convencional. Como exemplo, um aumento de apenas 8,25 % em n (0,4 para 0,433) produz um crescimento de 16 % na queda de pressão para o caso de maior discrepância ($\delta=10 \mu\text{m}$ e $T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$). Note-se que para $n=0,45$ e $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$, todas as quedas de pressão resultam maiores para o escoamento com formação de espuma ($\Delta(\%)<0$).

Tabela 9.11 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $n=0,4$

		$\delta_s=h(\theta)/100$			$\tau_e=1,0 \text{ Pa}$		
		$n=0,4$			$\kappa=2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$		
$T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,6892	8,6	0,0170	0,0159	6,5
20	1,00	0,7380	0,6539	11,4	0,0929	0,0845	9,1
40	5,80	0,7675	0,6300	17,9	0,5557	0,4756	14,4
60	16,0	0,7729	0,6146	20,5	1,5413	1,2863	16,5
80	33,0	0,7822	0,6003	23,3	3,2085	2,6030	18,9
100	57,0	0,7746	0,5909	23,7	5,5003	4,4385	19,3
$T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,7981	-2,8	0,01284	0,01314	-2,3
20	1,25	0,7827	0,7795	0,4	0,0734	0,0732	0,3
40	7,00	0,7771	0,7605	2,1	0,4088	0,4014	1,8
60	19,0	0,7670	0,7452	2,8	1,0974	1,0712	2,4
80	39,0	0,7706	0,7433	3,6	2,2616	2,1939	3,0
100	68,0	0,7727	0,7394	4,3	3,9520	3,8088	3,6

Tabela 9.12 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $n=0,433$

		$\delta_s=h(\theta)/100$			$\tau_e=1,0 \text{ Pa}$		
		$n=0,433$			$\kappa=2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$		
$T_{\text{mist}}=80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,7997	-6,0	0,0170	0,0178	-4,7
20	1,00	0,7380	0,7252	1,7	0,0929	0,0917	1,4
40	5,80	0,7675	0,7036	8,3	0,5557	0,5193	6,5
60	16,0	0,7729	0,6808	11,9	1,5413	1,3958	9,4
80	33,0	0,7822	0,6631	15,2	3,2085	2,8195	12,1
100	57,0	0,7746	0,6485	16,3	5,5003	4,7839	13,0
$T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c=1,41 \text{ MPa}$			$w_c=0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,8523	-9,7	0,0128	0,0139	-8,6
20	1,25	0,7827	0,8278	-5,8	0,0734	0,0769	-4,8
40	7,00	0,7771	0,7979	-2,7	0,4088	0,4179	-2,2
60	19,0	0,7670	0,7767	-1,3	1,0974	1,1091	-1,1
80	39,0	0,7706	0,7700	0,1	2,2616	2,2601	0,1
100	68,0	0,7727	0,7646	1,0	3,9520	3,9175	0,9

Tabela 9.13 Queda de pressão e vazão de refrigerante para $n=0,45$

$\delta_s = h(\theta)/100$		$\tau_e = 1,0 \text{ Pa}$					
$n = 0,45$		$\kappa = 2,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$					
$T_{\text{mist}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c = 1,41 \text{ MPa}$			$w_c = 0,148 \text{ kg-R22/kg mist}$		
δ (μm)	\dot{m}_{mist} (g/s)	Δp (MPa)			\dot{m}_{R22} (g/s)		
		convencional	com espuma	$\Delta(\%)$	convencional	com espuma	$\Delta(\%)$
10	0,18	0,7541	0,8869	-17,6	0,0170	0,0192	-12,9
20	1,00	0,7380	0,7930	-7,4	0,0929	0,0982	-5,7
40	5,80	0,7675	0,7601	1,0	0,5557	0,5516	0,7
60	16,0	0,7729	0,7316	5,3	1,5413	1,4770	4,2
80	33,0	0,7822	0,7114	9,0	3,2085	2,9804	7,1
100	57,0	0,7746	0,6926	10,6	5,5003	5,0406	8,4
$T_{\text{mist}} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$		$p_c = 1,41 \text{ MPa}$			$w_c = 0,094 \text{ kg-R22/kg mist}$		
10	0,22	0,7767	0,8982	-15,6	0,0128	0,0145	-13,3
20	1,25	0,7827	0,8631	-10,3	0,0734	0,0796	-8,4
40	7,00	0,7771	0,8252	-6,2	0,4088	0,4297	-5,1
60	19,0	0,7670	0,7996	-4,3	1,0974	1,1363	-3,5
80	39,0	0,7706	0,7919	-2,8	2,2616	2,3137	-2,3
100	68,0	0,7727	0,7853	-1,6	3,9520	4,0059	-1,36

A seguir, um resumo da análise anterior é apresentado na forma da Tabela 9.14, onde pode ser vista a influência relativa de cada uma das variáveis: δ_s , τ_e , κ e n .

Tabela 9.14 Influência relativa das variáveis δ_s , τ_e , κ e n sobre o escoamento

$\delta = 10 \mu\text{m}$		$T_{\text{mist}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$	
Variável	Variação de variável	Variação de Δp	Influência
u_s	$h/10 \rightarrow h/100$ 90 %	1,9 %	pequena
τ_e	1,0 \rightarrow 2,0 100 %	0,1 %	mínima
κ	2,5 \rightarrow 4,0 60 %	18,1 %	média
n	0,4 \rightarrow 0,433 8,3 %	16,0 %	grande
$\delta = 80 \mu\text{m}$		$T_{\text{mist}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$	
u_s	$h/10 \rightarrow h/100$ 90 %	0,5 %	pequena
τ_e	1,0 \rightarrow 2,0 100 %	0,03 %	mínima
κ	2,5 \rightarrow 4,0 60 %	10,6 %	média
n	0,4 \rightarrow 0,433 8,3 %	10,5 %	grande
$\delta = 10 \mu\text{m}$		$T_{\text{mist}} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$	
u_s	$h/10 \rightarrow h/100$ 90 %	1,6 %	pequena
τ_e	1,0 \rightarrow 2,0 100 %	0,05 %	mínima
κ	2,5 \rightarrow 4,0 60 %	8,1 %	média
n	0,4 \rightarrow 0,433 8,3 %	6,8 %	grande

Como pode ser observado, a variável que mais influencia o escoamento pela folga radial com formação de espuma é o parâmetro n . Em seguida, o parâmetro κ aparece como a variável de efeito médio. As demais variáveis praticamente não influenciam o comportamento do escoamento.

Influência de α_{lim}

A Figura 9.12 mostra a distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para os escoamentos bifásicos convencional e com espuma, considerando uma folga radial de $80\ \mu\text{m}$ e vários valores de α_{lim} : 0,5; 0,6 e 0,7. Duas vazões são analisadas: 36 e 39 g/s. Observe, claramente, a grande influência desta variável sobre o escoamento. Como exemplo, para $\dot{m}=36\ \text{g/s}$, a queda de pressão quando $\alpha_{lim}=0,7$ é de 0,705 MPa, enquanto que para $\alpha_{lim}=0,5$, $\Delta p=0,503\ \text{MPa}$, uma redução de 29 %. Assim, o conhecimento preciso desta variável é fundamental para a melhoria do modelo.

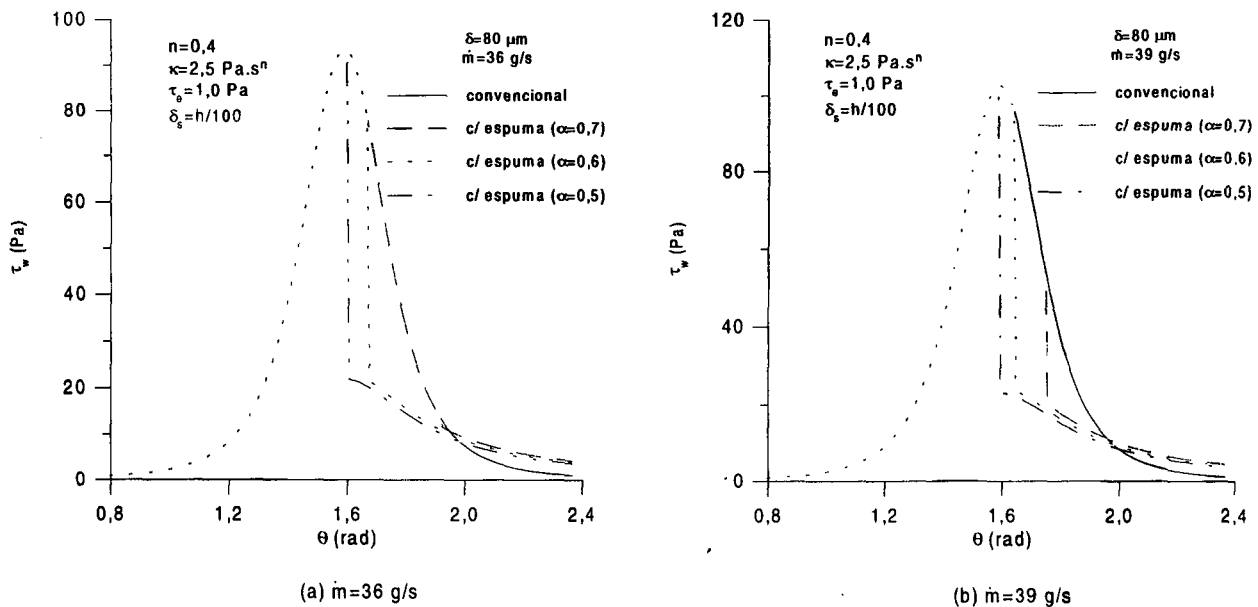


Figura 9.12 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80\ \mu\text{m}$ e $T_{mist}=100\ ^\circ\text{C}$

Comportamento $\Delta p \times \dot{m}$

Na maioria dos casos mostrados anteriormente, a queda de pressão do escoamento com espuma resultou num valor menor que o observado no modelo de escoamento bifásico convencional. Em alguns casos, entretanto, obteve-se o efeito inverso. Para explicar este

comportamento, foi confeccionada a Figura 9.13, que apresenta a queda de pressão em função da vazão da mistura para duas folgas radiais, 20 e 80 μm .

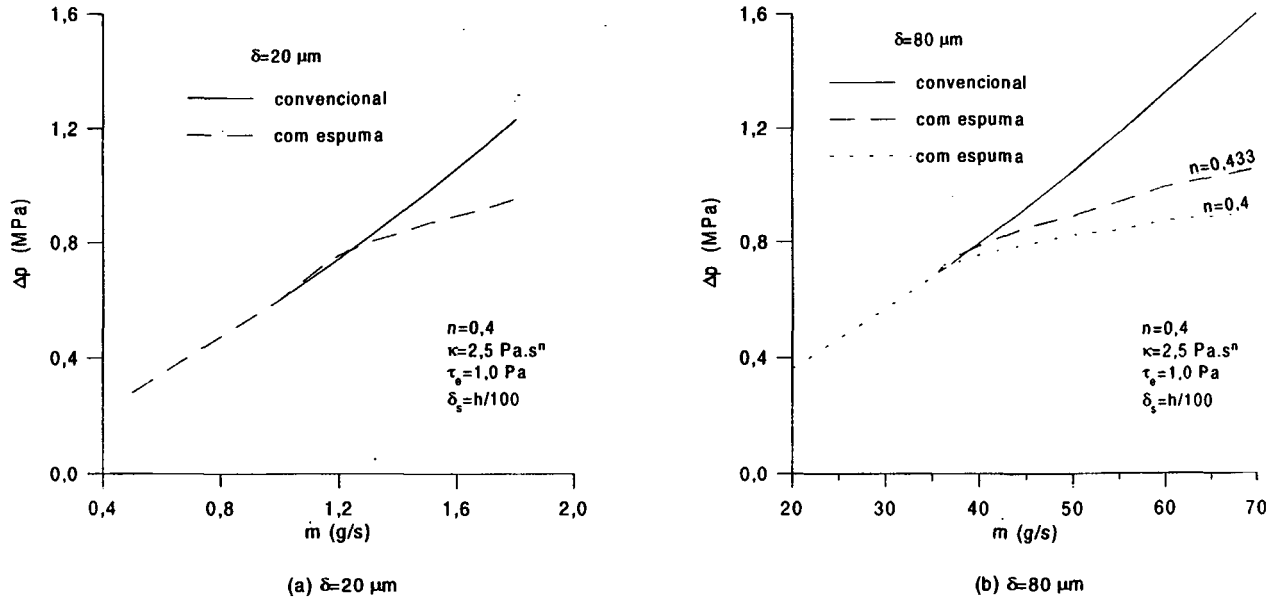


Figura 9.13 Queda de pressão em função da vazão para $\delta=20$ e $80 \mu\text{m}$

Nesta figura nota-se a existência de uma pequena faixa em que $\Delta p_{\text{csp}} > \Delta p_{\text{conv}}$. A Figura 9.13b mostra que o aumento do parâmetro n produz um alargamento desta faixa. As distribuições de tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80 \mu\text{m}$, $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$ e duas vazões características explicam este comportamento, como mostra a Figura 9.14

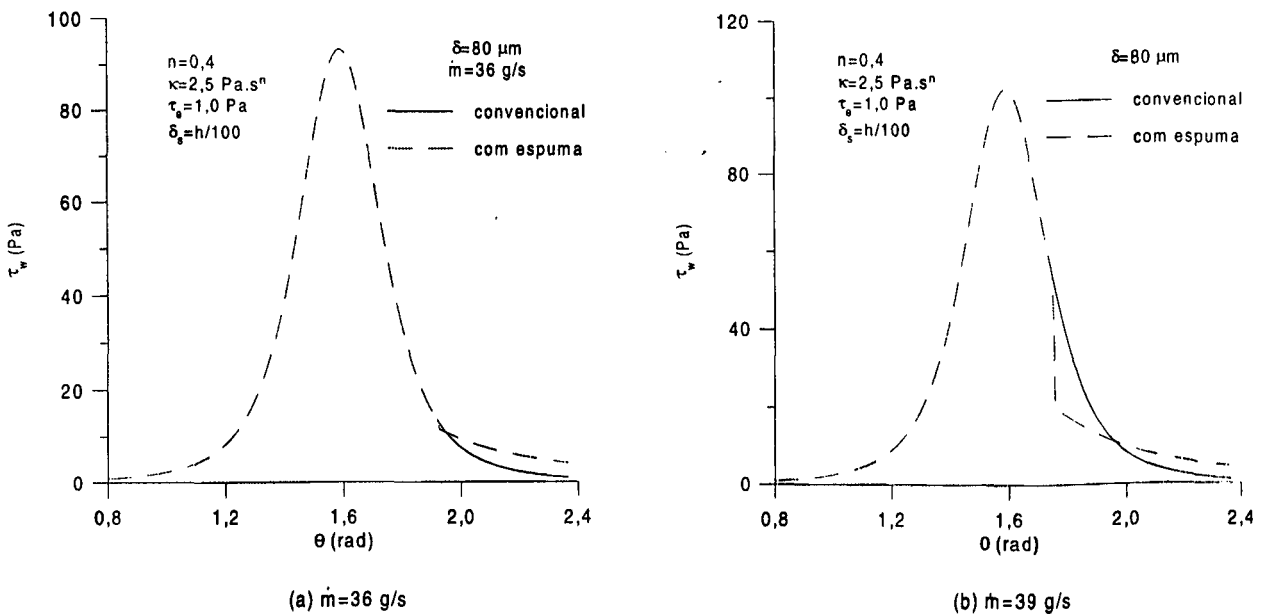


Figura 9.14 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80 \mu\text{m}$ e $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$

Para $\delta=80\ \mu\text{m}$, $T_{\text{mist}}=100\ ^\circ\text{C}$ e $\dot{m}=36\ \text{g/s}$, a queda de pressão do escoamento com espuma, Δp_{esp} , é maior do que a do escoamento bifásico convencional, Δp_{conv} : 0,705 contra 0,700 MPa. Isto ocorre porque a tensão de cisalhamento na parede do escoamento com espuma é, na maior parte do escoamento, igual ou superior a do escoamento bifásico convencional; apenas em uma pequena região ocorre o inverso, ver a Figura 9.14a. Contudo, para $\dot{m}=39\ \text{g/s}$, existe uma grande região onde τ_w é menor para o escoamento com espuma. E isto ocorre justamente em uma região em que as tensões são, ainda, relativamente altas. Conseqüentemente, a queda de pressão do escoamento com espuma é bem menor nesta região. Na parte final do escoamento, a tensão de cisalhamento na parede do escoamento com espuma supera a do escoamento bifásico convencional, porém, as tensões nesta região são baixas, tendo pouca influência na queda de pressão. Portanto, o efeito mais importante ocorre quando as tensões ainda são altas e, nesta região, as tensões do escoamento com espuma são menores. Um aumento da vazão da mistura ou uma redução do parâmetro n acentuam a discrepância entre os dois modelos, como mostra a Figura 9.15.

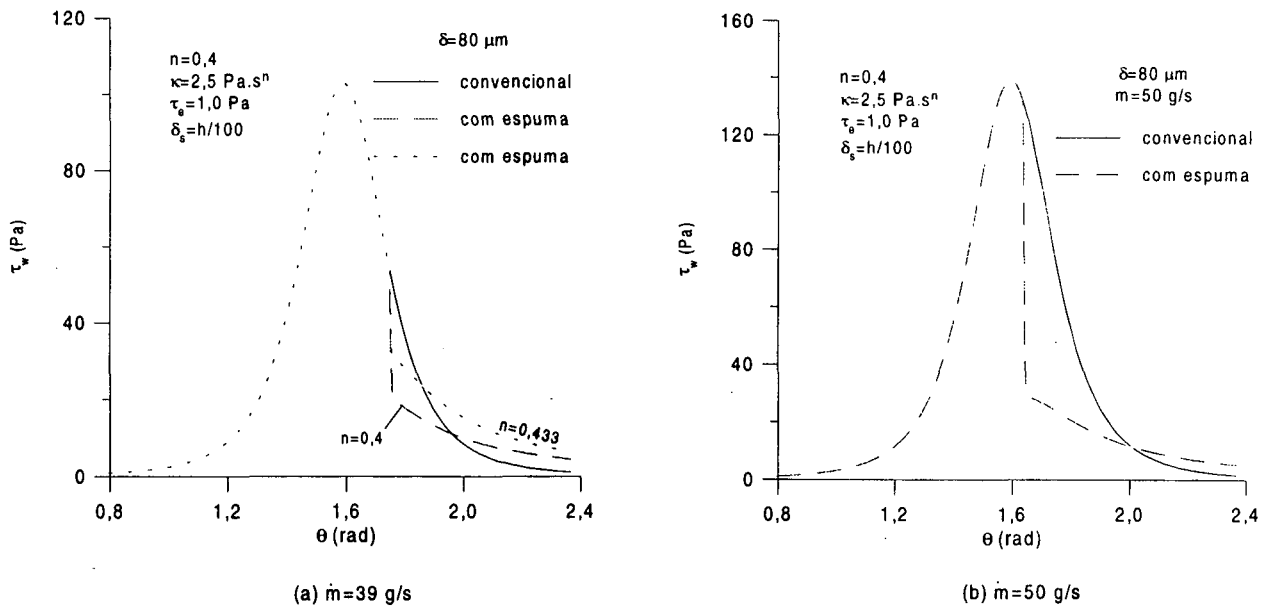


Figura 9.15 Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento na parede para $\delta=80\ \mu\text{m}$ e $T_{\text{mist}}=100\ ^\circ\text{C}$

Quando a vazão é majorada, a tensão de cisalhamento na parede nos dois modelos aumenta e, conseqüentemente, a pressão diminui mais rapidamente. Em função disto, o valor de θ , onde ocorre α_{lim} , diminui, aumentando a faixa onde $\tau_{w\text{-esp}} < \tau_{w\text{-conv}}$; compare-se o valor de θ em que inicia o escoamento bifásico com espuma nas Figuras 9.15a e b. Portanto, a diferença entre os dois modelos torna-se mais acentuada. Efeito semelhante ocorre quando se reduz n , pois as

tensões do escoamento com espuma tornam-se ainda mais baixas, aumentando a discrepância entre os resultados, como mostra a Figura 9.15a.

Outras características

A Figura 9.16 apresenta a evolução dos perfis de velocidade ao longo do canal para o caso em que $\delta=80 \mu\text{m}$, $T_{\text{mist}}=100 \text{ }^\circ\text{C}$ e $\dot{m}=39 \text{ g/s}$, obtidos pelos dois modelos. Somente a metade do canal é considerada. Pode-se observar, no final do escoamento com espuma, a região do escoamento pistonado (*plug flow*), caracterizada pelo valor uniforme da velocidade: $\theta=1,875$ e $2,175 \text{ rad}$; os numerais 1 e 2 representam os perfis de velocidade para os escoamentos bifásicos convencional e com espuma, respectivamente. Nota-se, também, que na parede, $y/Y=1,0$, o gradiente de velocidade é maior para a espuma, o que resulta em maiores tensões de cisalhamento na parede, o que pode ser observado na Figura 9.15a, para $\theta=2,175$, por exemplo.

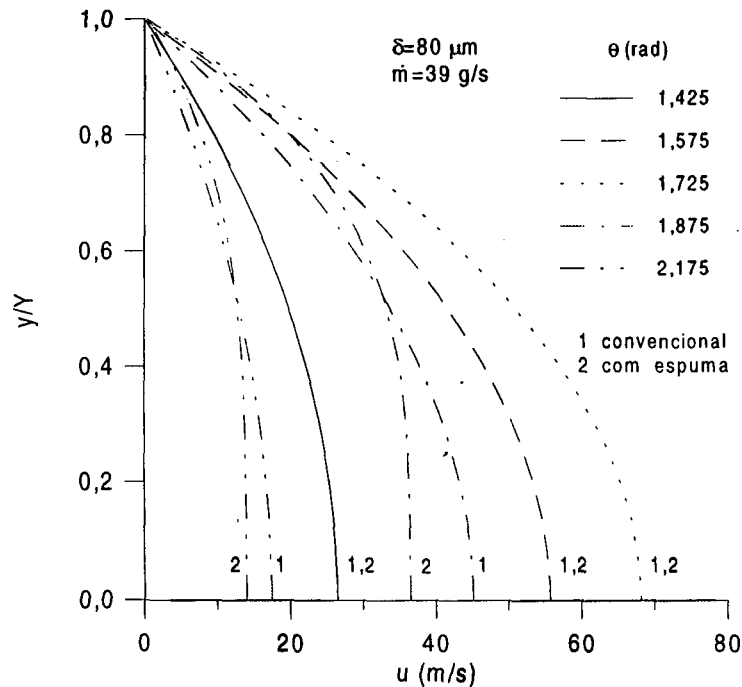


Figura 9.16 Perfis de velocidade ao longo do escoamento para $\delta=80 \mu\text{m}$ e $\dot{m}=39 \text{ g/s}$

A Figura 9.17 apresenta as distribuições longitudinais da velocidade de deslizamento, u_s , e do valor delimitador da região de escoamento pistonado, Y_0 . Observa-se que ambas as variáveis crescem rapidamente na região de espuma.

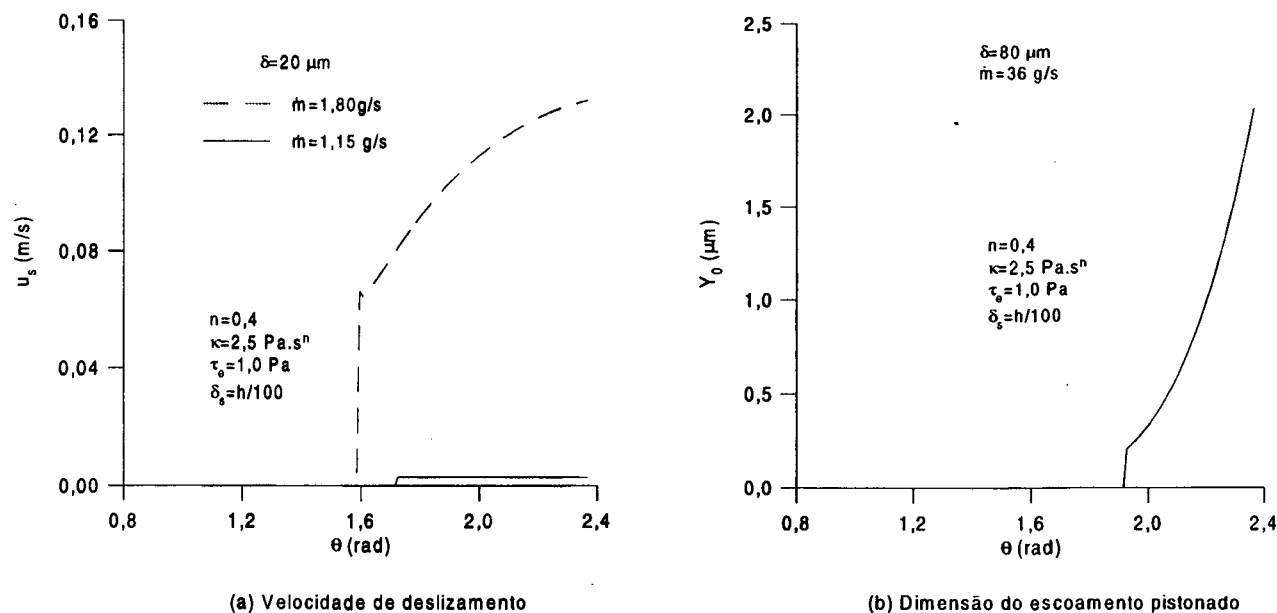


Figura 9.17 Distribuições longitudinais da velocidade de deslizamento, u_s , e de Y_0

9.4 CONCLUSÃO

Em virtude dos altos valores alcançados pela fração de vazio nos resultados obtidos com o modelo de escoamento bifásico convencional na saída da folga, $\alpha \sim 0,8$, aliado ao fato da grande formação de bolhas, foi proposto, neste capítulo, uma avaliação do escoamento pela folga radial, através de um modelo bifásico com a formação de espuma a partir de um determinado valor para a fração de vazio, α_{lim} . A espuma, por ser um fluido não-newtoniano com características de deslizamento nas paredes, pode alterar significativamente o padrão do escoamento bifásico convencional.

Neste primeiro modelo desenvolvido, assumiu-se que o escoamento fosse constituído de duas regiões distintas. Na primeira região, onde $\alpha < \alpha_{lim}$, foi suposto que o escoamento bifásico comportava-se da maneira convencional. A segunda região, $\alpha \geq \alpha_{lim}$, foi caracterizada pela formação de espuma. O modelo de Calvert (1990), em que um tensão de escoamento é necessária para iniciar a deformação da espuma, foi usado para descrever o escoamento nesta região. A hipótese de macroescoamento ($l \ll h$) foi assumida, apesar da pequena dimensão da folga. Esta é a primeira aproximação importante da modelagem, a qual deve ser melhor avaliada em trabalhos futuros.

O valor limite da fração de vazio, que delimita as duas regiões do escoamento, α_{lim} , por alterar significativamente os resultados, torna-se uma variável importante do modelo e deve ser motivo de maiores investigações. Talvez a suposição de uma região de transição seja interessante para melhorar o modelo.

A velocidade de deslizamento da espuma, u_s , caracterizada neste modelo pela espessura da camada de líquido, δ_s , não interfere significativamente nos resultados, ao contrário do que se esperava. Apesar disso, sua determinação deve ser melhor investigada. A mesma conclusão pode ser tirada com respeito à tensão de escoamento, τ_s . Os demais parâmetros da equação constitutiva da espuma, n e κ , são as variáveis que mais influenciam o escoamento. Uma análise experimental, portanto, é essencial para caracterizar precisamente estes parâmetros.

O modelo desenvolvido neste capítulo deve ser encarado como uma primeira tentativa de introduzir a formação de espuma durante o escoamento. A análise efetuada, se os parâmetros reais não se distanciarem muito daqueles usados aqui, permite concluir que a formação de espuma pode alterar significativamente o escoamento pela folga radial e, conseqüentemente, o vazamento de refrigerante. A confirmação disto, entretanto, somente é possível através de uma cuidadosa e difícil investigação experimental

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

10.1 INTRODUÇÃO

A eficiência volumétrica de um compressor rotativo de pistão rolante está diretamente relacionada com as perdas de massa causadas por vazamentos de gás, volume morto, retorno de gás na válvula de descarga, aquecimento do gás de sucção e escoamento do óleo lubrificante. Os vazamentos de gás refrigerante são as perdas de massa mais importantes para este tipo de compressor. Dentre eles, o vazamento pela folga radial constitui-se em um dos mais críticos. Segundo Krueger (1988), 30 % das perdas internas totais de gás refrigerante são devidas a este vazamento. Apesar de sua importância, poucos trabalhos tratam do vazamento pela folga radial. Na literatura pesquisada, nenhum trabalho considera o vazamento pela folga radial como o escoamento da mistura óleo-refrigerante em regime transiente, assumindo o efeito do gás dissolvido nas propriedades físicas da mistura e contendo as variações temporais de ambas, pressão de compressão e velocidade tangencial do pistão rolante. Além disso, nenhum trabalho leva em conta a formação de bolhas de gás ao longo do escoamento, como visualizado por Costa *et al.* (1990).

Tendo isto como motivação, neste trabalho o escoamento pela folga radial é amplamente investigado, sendo desenvolvidos vários modelos na tentativa de melhor prever o vazamento de gás refrigerante. Este é um trabalho essencialmente de modelagem, em que os efeitos supostos importantes para o escoamento são paulatinamente incrementados ao longo do processo.

O modelo mais simples elaborado aqui, envolve o escoamento estacionário de óleo puro, um dos modelos até então muito usado por outros autores. Neste trabalho, este modelo é melhorado incorporando-se a variação temporal da pressão de compressão e velocidade tangencial do pistão rolante, transformando o escoamento em regime transiente. Em seguida, a

influência do gás dissolvido no óleo é analisada através do desenvolvimento dos modelos de escoamento monofásico homogêneo e heterogêneo da mistura óleo-refrigerante. Finalmente, a formação de bolhas de gás refrigerante é introduzida nos modelos de escoamento bifásico homogêneo com e sem formação de espuma.

Neste Capítulo, são apresentadas as principais conclusões e sugestões relacionadas aos modelos desenvolvidos para prever o vazamento de gás refrigerante pela folga radial. Outras conclusões e sugestões referentes a cada modelo específico são mostradas no final dos respectivos capítulos em que foram elaborados.

10.2 CONCLUSÕES

O escoamento estacionário de óleo puro é o primeiro modelo desenvolvido para descrever o vazamento pela folga radial. Através da comparação entre os resultados obtidos por meio de um modelo unidimensional simplificado e outro bidimensional completo, pôde-se constatar que os termos inerciais da equação da quantidade de movimento não são importantes no escoamento e que o modelo proposto por Costa *et al.* (1990), com toda sua simplicidade, é plenamente satisfatório. Um resultado importante do ponto de vista prático obtido por este modelo, é a equação geral para o vazamento de óleo, Equação 4.22, pois pode ser usada imediatamente para prever o vazamento de refrigerante na simulação global do compressor, podendo ser usada, inclusive, para o caso de misturas óleo-refrigerante, nas quais o gás dissolvido influencia as propriedades físicas do fluido.

Com o objetivo de tornar o modelo mais realista, introduzindo as variações temporais da pressão de compressão e da velocidade tangencial do pistão, foi desenvolvido o modelo de escoamento transiente de óleo puro. Apesar de ser, ainda, um modelo bastante simplificado, pois o fluido de vazamento é constituído apenas de óleo, comprovou-se que, do ponto de vista da eficiência volumétrica do compressor, é desejável se trabalhar com pequenas folgas radiais, visto que, em folgas maiores, $\delta \sim 100 \mu\text{m}$, a massa total de refrigerante que vaza pela folga radial em ciclo completo do pistão pode ultrapassar, em cerca de 30 % a massa total de refrigerante comprimido.

Objetivando verificar a influência do gás dissolvido no óleo no cálculo das propriedades físicas da mistura e, conseqüentemente, nas características do escoamento, foi desenvolvido um modelo para o escoamento transiente, monofásico e homogêneo da mistura óleo-refrigerante, onde as propriedades físicas são assumidas uniformes ao longo do escoamento e calculadas com base numa determinada concentração de refrigerante, $w(p_d, T_{\text{mist}})$ e \bar{w} . Além

disso, é introduzida, neste modelo, a variação da folga radial, $\delta=\delta(\gamma)$, devido ao ajuste da bomba (*pump setting*). Duas conclusões importantes podem ser tiradas a partir dos resultados obtidos com este modelo. A primeira é a importância de se considerar o efeito do gás dissolvido no cálculo das propriedades físicas do fluido de vazamento, pois a vazão de refrigerante durante o ciclo pode ser majorada de 70 a 500 %, em relação àquela calculada com o óleo puro como fluido de vazamento, dependendo do valor considerado para a concentração de refrigerante na mistura. Como pode ser visto, é importantíssimo conhecer, com a maior precisão possível, o valor da concentração de refrigerante que deve ser utilizada no modelo. A outra conclusão refere-se à variação da folga devida ao ajuste da bomba. A introdução de $\delta(\gamma)$ mostra-se fundamental, pois a massa total de vazamento de refrigerante pode ser reduzida de 26 a 81 %, dependendo dos valores de excentricidade e do parâmetro f usados no modelo; isto é muito importante no que se refere ao projeto e montagem da bomba. Conseqüentemente, a relação para a massa total de refrigerante comprimida pelo compressor também fica sensivelmente reduzida, caindo para a faixa de 0,2 a 30 %. Observe-se que este é o mesmo nível verificado no escoamento de óleo puro. A introdução do modelo de mistura aumenta a vazão de refrigerante, enquanto que a inclusão da variação da folga radial a reduz novamente. Este modelo também permite minimizar o vazamento de gás refrigerante, através da escolha adequada da excentricidade, e , do parâmetro f e do ângulo ϕ .

Uma evolução natural para o modelo anterior, que inclui a variação das propriedades físicas do fluido de vazamento de acordo com as condições locais de pressão e temperatura, é o modelo de escoamento monofásico heterogêneo. Por intermédio deste modelo, pôde-se constatar que a metodologia de cálculo da vazão de refrigerante pela Equação 6.9 não é adequada para os casos de grandes vazões, pois a mistura não responde instantaneamente às variações da concentração na câmara de compressão. As grandes flutuações dos perfis longitudinais de concentração ao longo do ciclo não permitem considerar a mistura numa concentração média ao longo do canal. Para os casos de pequenas folgas, entretanto, as variações de concentração ao longo do escoamento são bem menores, podendo-se admitir, com boa precisão, a hipótese de escoamento uniforme assumida no modelo de escoamento monofásico homogêneo. Neste caso, porém, o cálculo da vazão de refrigerante pela Equação 6.9 deve ser efetuado substituindo-se $w_c(p_c, T)$ por uma concentração média.

O modelo de escoamento bifásico homogêneo 1D, apesar de estacionário, é o modelo que mais se aproxima do escoamento real visualizado por Costa *et al.* (1990). Este é um avanço importante no processo de modelagem, visto que possibilita prever a influência da formação das bolhas de gás refrigerante no comportamento do escoamento da mistura e, conseqüentemente, no vazamento do gás refrigerante. Com a elaboração deste modelo, pôde-se comprovar a importância da formação das bolhas ao longo do escoamento, visto que foi observada uma

redução de 9 a 30 % na vazão de refrigerante, em relação àquela obtida pelo modelo de escoamento monofásico homogêneo. Além disso, a elaboração do modelo bifásico 2D completo mostra que é importante incluir os termos inerciais na equação da conservação da quantidade de movimento para os casos das maiores vazões.

As altas frações de vazão alcançadas pelo escoamento bifásico no final do canal, $\alpha \sim 0,8$, motivaram a elaboração do último modelo para o escoamento pela folga radial, o modelo de escoamento bifásico homogêneo com a formação de espuma. Apesar de todas as suposições feitas durante o processo de modelagem, os resultados apresentados servem para mostrar a necessidade de maiores investigações sobre o assunto, pois a formação de espuma, dependendo dos valores usados para os parâmetros de sua equação constitutiva, principalmente n e κ , pode alterar significativamente o escoamento pela folga radial e, conseqüentemente, o vazamento de refrigerante.

Dentre todos os modelos elaborados, o modelo de escoamento bifásico homogêneo, por ser o mais completo, deve ser usado para prever o vazamento de gás refrigerante pela folga radial. Infelizmente, o escoamento bifásico em regime transiente não foi analisado, caso em que a variação da folga em função do ajuste da bomba (*pump setting*) deveria, necessariamente, ser incluído, devido ao seu efeito acentuado sobre os resultados do escoamento. Além disso, para as maiores vazões, os termos inerciais devem, também, ser introduzidos na equação da conservação da quantidade de movimento, pois também interferem nos resultados.

Do ponto de vista da eficiência volumétrica do compressor, a afirmativa de Krueger (1988), de que 30 % das perdas totais de vazamento são devidas ao vazamento pela folga radial, não pode ser aqui analisada pois os demais vazamentos do compressor não foram equacionados. Alguns deles podem, inclusive, obedecer os mesmos fenômenos aqui analisados. Portanto, a utilização de dados de outros autores para estes vazamentos poderiam mascarar os resultados.

Os modelos desenvolvidos neste trabalho apresentam grandes avanços e apontam novos caminhos que, ainda, devem ser seguidos. A experimentação, neste caso, é uma ferramenta fundamental para a validação destes modelos. Esta é a grande lacuna deste trabalho e abre um grande espaço para o desenvolvimento de muitos outros. Os fenômenos estudados podem nortear outros pesquisadores no prosseguimento desta linha de pesquisa. Neste sentido esta é, também, uma das contribuições deste trabalho.

10.3 SUGESTÕES

Durante a elaboração deste trabalho, surgiram várias dúvidas, muitas das quais foram elucidadas através da análise dos resultados fornecidos pelos modelos desenvolvidos. Evidentemente, outras tantas não puderam ser solucionadas devido à falta de ferramentas adequadas, como a experimentação, por exemplo. Por outro lado, surgiram, também, muitas idéias que não puderam ser implementadas em virtude da falta de tempo disponível. Estas dúvidas e idéias são deixadas aqui para que outros pesquisadores possam aproveitá-las no sentido de dar prosseguimento a este trabalho.

Ficou claramente comprovado no Capítulo 6 a importância de se considerar a variação da folga radial em função do ajuste da bomba, $\delta(\gamma)$. Um outro efeito que, também, pode alterar a dimensão da folga e que deve ser testado no modelo da dinâmica do pistão rolante é a dinâmica dos mancais da bomba. Neste mesmo modelo, a realização de um experimento é importante para a determinação dos coeficientes de atrito entre palheta e rasgo de palheta e palheta e pistão rolante, visto que são as variáveis mais importantes do modelo. Além disso, o coeficiente equivalente de transferência de calor, h_{eq} , também deve ser determinado experimentalmente, assim como os perfis de pressão de compressão, $p_c(t)$, e velocidade tangencial do pistão rolante, $V_{tr}(t)$, para que o modelo possa ser adequadamente validado.

Em todos os modelos elaborados para o estudo do escoamento pela folga radial, o comprimento do canal, apesar de não se apresentar como uma variável crítica na maioria dos modelos, sempre foi prescrito, sem uma formulação adequada para prevê-lo. Várias tentativas foram feitas neste sentido, sem atingir o êxito desejado. Este, portanto, é um outro aspecto que pode ser atacado em futuros trabalhos.

Com relação à modelagem do escoamento pela folga radial, o modelo mais completo deveria envolver o escoamento bifásico em regime transiente. Entretanto, devido à alta frequência do fenômeno, este é um estudo de difícil realização. Além dessa dificuldade, existem, ainda, muitas variáveis desconhecidas relacionadas à formação de bolhas, que só podem ser determinadas através da experimentação, tais como o diâmetro inicial e o número de bolhas. Neste sentido, sugere-se, aqui, a elaboração de um experimento que tenha como objetivo principal a determinação destas duas variáveis para o caso da mistura óleo-refrigerante, uma vez que estes dados não foram encontrados na literatura pesquisada.

Um outro aspecto relativo ao escoamento bifásico é o conhecimento preciso do processo de crescimento das bolhas. Este poderia ser dominado pela dinâmica do líquido ao redor das bolhas, pela transferência de calor, pela difusão do gás contido na mistura líquida ou,

talvez, pela combinação de dois ou mais destes efeitos. Este é um outro problema que pode ser modelado antes mesmo da tentativa de se analisar o próprio escoamento bifásico transiente. Antes, entretanto, de partir para a solução do escoamento em regime transiente seria importante passar por um estágio intermediário no qual um escoamento bifásico estacionário da mistura óleo refrigerante fosse modelado, considerando os fenômenos de nucleação e crescimento de bolhas, acompanhado de uma investigação experimental. Após este modelo, o escoamento transiente pela folga radial poderia ser analisado, combinando-se os processos de nucleação e crescimento de bolhas com o modelo de difusão e convecção de refrigerante na mistura, como aquele desenvolvido na solução do escoamento monofásico heterogêneo da mistura.

Durante a modelagem do vazamento, sempre foi assumido que a concentração de refrigerante na câmara de compressão era dada em função da pressão de compressão e da temperatura da mistura proveniente da carcaça do compressor. Isto somente é verdadeiro se os processos de liberação e absorção de refrigerante dentro da câmara de compressão forem instantâneos. No entanto, em função da alta frequência envolvida nos fenômenos, a hipótese assumida pode não ser válida. Este é um outro tópico a ser melhor investigado, analisando-se o vazamento pela folga lateral do pistão rolante, da carcaça para a câmara de compressão.

Com relação à formação de espuma no escoamento, muito ainda deve ser estudado. Um experimento de visualização poderia ser projetado para estudar a formação e a estrutura da espuma. Além disso, a medição de perfis de velocidade por meio de anemometria laser pode elucidar outras características importantes do escoamento de espuma: a velocidade de deslizamento da espuma nas paredes do duto e a região de escoamento pistonado (*plug flow*).

A importância do vazamento de refrigerante pela folga radial do ponto de vista da eficiência volumétrica do compressor, que é a grande questão tecnológica presente neste trabalho, não pôde ser respondida, apesar das melhorias introduzidas na sua modelagem. Todo o caminho percorrido objetivando-se o melhor conhecimento deste vazamento, entretanto, pode ser utilizado na modelagem de outros vazamentos existentes neste compressor e, conseqüentemente, na determinação mais precisa de sua eficiência volumétrica. Além disso, os estudos realizados podem, também, ser empregados na solução de vazamentos existentes em outros compressores, tais como o compressor alternativo e o de parafuso.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALVES, G. E. (1954). *Co-current Liquid-Gas Flow in a Pipeline Contactor*. **Chemical Process Engineering**, 50(9), september, p. 449-456.
- ASHRAE Refrigeration Handbook, (1994). *Lubricants in Refrigerant Systems*, Chapter 7, p. 7.1-7.23.
- BURLEY, R., SHAKARIM, M., (1992). *An Experimental Study of Foam Rheology in Straight Capillares Tubes*. **International Journal of Engineering Fluid Mechanics**, V. 5 , n 2, p. 115-141.
- CALVERT, J. R., NEZHATI, K., (1986). *A Rheological Model for a Liquid-Gas Foam*. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, V. 7, p 164-168.
- CALVERT, J. R., NEZHATI, K., (1987). *Bubble Size Effects in Foams*. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, V. 8, p. 102-106.
- CALVERT, J. R., (1989). *Foam in Motion*. Chapter 3 in *Foams: Physics, Chemistry and Structure*, edited by A. J. Wilson, Springer-Verlag, London.
- CALVERT, J. R., (1990). *Pressure Drop for Foam Flow through Pipes*, **International Journal of Heat and Fluid Flow**, V. 11, n 3, september, p. 236-241.
- CAMP, M. A., (1988). *The Rheology of High Gas Volume Fraction Aqueous Foams*. M. Phil. Thesis, University of Southampton, Department of Mechanical Engineering, Southampton.
- CAREY, V. P., (1992). *Liquid-Vapor Phase Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization Processes in Heat Transfer Equipment*. Hemisphere Publishing Corporation.
- CICCHITTI, A. et al. (1960). *Two-Phase Cooling Experiments-Pressure Drop, Heat Transfer and Burnout Measurements*. **Energia Nucleare**, V. 7, no. 6, p. 407-425.
- COLLIER, J. G., (1981). *Convective Boiling and Condensation*. McGraw-Hill Book Company

- COSTA, C. M. F. N.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T., (1990). *Considerations About the Leakage Through the Minimal Clearance in a Rolling Piston Compressor. International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, V. II, p. 853-863.
- DUKLER, A. E., WICKS, M. III, CLEVELAND, R. G., (1964). *Pressure Drop and Hold-up in Two-Phase Flow, Part A - A Comparison of Existing Correlations; and Part B - An Approach Through Similarity Analysis. AIChE Journal*, V. 10, p. 38-51.
- EDWARDS, D. A., WASAN, D. T., (1996). *Foam Rheology: The Theory and Role of Interfacial Rheology Properties*,. Chapter 3 in *Foams: Theory, Measurements and Applications*, edited by R. K. Prud'homme e S. A. Khan, Surfactant Series, V. 57, Marcel Dekker Inc., New York.
- FERREIRA, R. T. S., LILIE, D. E. B., GASCHE, J. L., PRATA, A. T., (1992). *Bicylindrical Coordinate Formulation for the Leakage Flow Through the Minimal Clearance in a Rolling Piston Compressor. International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, V. II, p. 393-401.
- GASCHE, J. L., (1992). *Escoamento Laminar Através de Válvulas Excêntricas de Compressores de Refrigeração. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis*, 149 p.
- GASCHE, J. L., FERREIRA, R. T. S., PRATA, A. T., (1994). *Influence of the Roller Velocity on the Flow of Lubricating Oil in a Rolling Piston Compressor. International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, V. I p. 347-352.
- GOSNEY, W. B., (1982). *Principles of Refrigeration. Cambridge University Press*, Cambridge.
- HUANG, Y., (1994). *Leakage Calculation Through Clearances. International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, V. I p. 35-40.
- INCROPERA, F. P., DeWITT, D. P., (1990). *Introduction to Heat Transfer. John Wiley & Sons*.
- JAPAN AIR CONDITIONING, HEATING & REFRIGERATION NEWS-JARN, (1983). *Refrigeration Compressors in Japan. Special Issue, September*.
- KRAYNIK, A. M., (1988). *Foam Flows. Annual Review of Fluid Mechanics*, V. 20, p. 325-357.

- KRUEGER, M., (1988). *Theoretical Simulation and Experimental Evaluation of an Hermetic Rolling Piston Rotary Compressor*. Thesis (Master of Science in Mechanical Engineering) School of Mechanical Engineering, Purdue University, West Lafayette.
- LEE, J., MIN, T. S., (1988). *Performance Analysis of Rolling Piston Type Rotary Compressor*. **International Compressor Engineering Conference at Purdue**. p. 154-162.
- LEYDERMAN, A. D., LISLE, H. H. (1995). *Modeling of Leakage Through Small Clearances in a Hermetic Rotary Compressor*. **Heat Pump and Refrigeration Systems Design, Analysis and Applications - ASME**. AES - V. 34, p. 99-106.
- McADAMS, W. H., WOODS, W. K., HEROMAN, L. C. Jr, (1942). *Vaporization Inside Horizontal Tubes-II-Benzene-Oil-Mixtures*. **Transactions of ASME**, V. 64, p. 193.
- NEWTON, A. B., (1982). *The Refrigeration Compressor - The Steps to Maturity*. **International Compressor Engineering Conference at Purdue**, West Lafayette, p. 344-355.
- NIETER, J. J., RODGERS, R. J., WILSON, F. P., LEYDERMAN, A., (1994). *Analysis of Clearance Volume Equalization and Secondary Pressure Pulse in Rolling Piston Compressors*. **International Compressor Engineering Conference at Purdue**, West Lafayette, V. II p. 527-533.
- NOMURA, T., OHTA, M., TAKESHITA, K., OZAWA, Y., (1984). *Efficiency Improvement in Rotary Compressor*. **International Journal of Refrigeration**, p. 307-314.
- NUTT, C. W., BURLEY, R. W., (1989). *The Influence of Foam Rheology in Enhanced Oil Recovery Operations*. Chapter 8 in *Foams: Physics, Chemistry and Structure*, edited by A. J. Wilson, Springer-Verlag, London.
- PADHY, S. K., (1992). *Mathematical Modeling and Experimental Validation of a Rotary Compressor for Dynamics, Lubrication and Heat Transfer*. **Dissertation, College of Engineering of West Virginia University**, Morgantown, West Virginia, 350 p.
- PANDEYA, P., SOEDEL, W., (1978). *Rolling Piston Type Rotary Compressors with Special Attention to Friction and Leakage*. **International Compressor Engineering Conference at Purdue**, West Lafayette, p. 209-218.
- PATANKAR, S. V., (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. **Hemisphere Publ. Corp.**, Washington, D. C.
- PRINCEN, H. M., (1985). *Rheology of Foam and Highly Concentrated Emulsions. II. Experimental Study of the Yield Stress and Wall Effects for Concentrated Oil-in-water Emulsions*. **Journal of Materials**, V. 5, p. 396-412.

- PUFF, R., KRUEGER, M., (1992). *Aspectos Gerais de um Compressor Rotativo de Pistão Rolante para Refrigeração Doméstica*. **Anais do III CONBRAVA**, São Paulo, p. 61-64.
- REED, W. A., HAMILTON, J. F., (1980). *Internal Leakage Effects in Sliding Vane Rotary Compressors*. **International Compressor Engineering Conference at Purdue**, West Lafayette, p. 112-117.
- SAKURAI, E., HAMILTON, J. F., (1984). *The Prediction of Frictional Losses in Variable-Speed Rotary Compressors*. **International Compressor Engineering Conference at Purdue**, West Lafayette, p. 331-338.
- SIBREE, J. O., (1934). *The Viscosity of Froth*, **Transaction of the Faraday Society**, V. 30, p. 325-331.
- TAITEL, Y. e DUKLER, A. E. (1976). *A Model For Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow*. **AIChE Journal**, 22, p. 47-55.
- THONDAVADL, N. N., LEMLICH, R., (1985). *Flow Properties of Foam with and without Solid Particles*. **Industrial and Engineering Chemistry. Process Design and Development**, V. 24, p. 748-753.
- Van GAALEN, N. A., ZOZ, S. C., PATE, M. B., (1991a). *The Solubility and Viscosity of Solutions of R-502 in a Naphthenic Oil and in an Alkylbenzene at High Pressures and Temperatures*. **ASHRAE Transactions**, V. 97(2), p. 285-292.
- Van GAALEN, N. A., ZOZ, S. C., PATE, M. B., (1991b). *The Solubility and Viscosity of Solutions of HCFC-22 in a Naphthenic Oil and in an Alkylbenzene at High pressures and temperatures*. **ASHRAE Transactions**, V. 97(1), p. 100-108.
- WAKABAYASHI, H., YUUDA, J., AIZAWA, T., YAMAMURA, M., (1982). *Analysis of Performance in a Rotary Compressor*. **International Compressor Engineering Conference at Purdue**, West Lafayette, p. 140-147.
- WENZEL, H. G., BRUNGRABER, R. J., STELSON, T. E., (1970). *The Viscosity of High Expansion Foam*. **Journal of Materials**, V. 5, p. 396-412.
- WINKLER, W., VALKÓ, P. P., ECONOMIDES, M. J., (1994). *A Rheological Model for Polymers Foams*, **Society of Petroleum Engineers**, V. 3, p. 897-906.
- XIULING, Y.; ZHIMING, C.; ZHEN, F., (1992). *Calculating Model and Experimental Investigation of Gas Leakage*. **International Compressor Engineering Conference at Purdue**, West Lafayette, V. IV p. 1249-1255.
- YANAGISAWA, T., SHIMISU, T., (1985a). *Leakage Losses with a Rolling Piston Type Rotary Compressor. I. Radial Clearance on the Rolling Piston*. **International Journal of Refrigeration**, V. 8 n2 , p. 75-84.

- YANAGISAWA, T., SHIMISU, T., (1985b). *Leakage Losses with a Rolling Piston Type Rotary Compressor. II. Leakage Losses Through Clearances on Rolling Piston Faces. International Journal of Refrigeration*, V. 8 n3 , p. 152-158.
- YANAGISAWA, T., SHIMIZU, T., FUKUTA, M., (1991). *Foaming Characteristics of an Oil-Refrigerant Mixture. International Journal of Refrigeration*, V. 14, May, p. 132-136.
- YANAGISAWA, T., FUKUTA, M., SHIMIZU, T., ZUSHI, T., (1994). *Influence of Oil-Refrigerant Solubility on the Performance of Rotary Compressors. International Compressor Engineering Conference at Purdue, West Lafayette, V. I, p. 109-114.*
- ZHEN, F., ZHIMING, C., (1994). *A Calculating Method for Gas Leakage in Compressor. International Compressor Engineering Conference at Purdue, West Lafayette, V. I p. 47-53.*

VOLUME DA CÂMARA DE COMPRESSÃO

A.1 INTRODUÇÃO

Neste apêndice é apresentada a dedução detalhada da equação para o volume da câmara de compressão, mostrada resumidamente na seção 3.2.

A.2 VOLUME DA CÂMARA DE COMPRESSÃO

A análise baseia-se na geometria da Figura A.1.

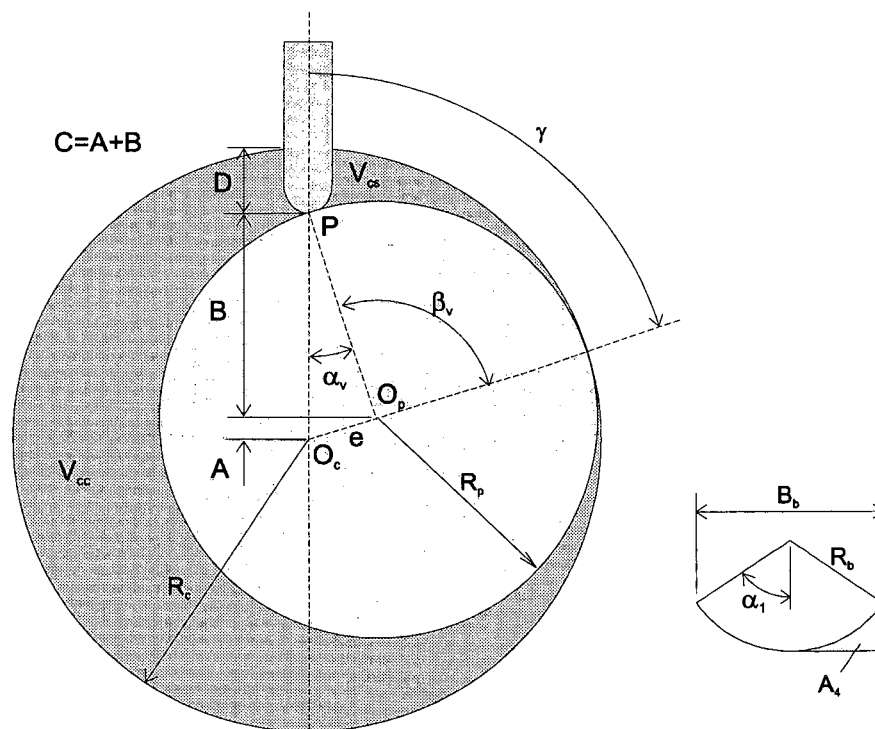


Figura A.1 - Geometria usada na determinação do volume da câmara de compressão

Antes de apresentar a equação final para o volume da câmara de compressão é necessário definir alguns volumes elementares.

Volume total, V_t

É definido como sendo o volume no interior do cilindro que pode ser preenchido com gás refrigerante quando o ponto de contato entre o pistão e o cilindro (folga mínima) se encontra no ponto morto superior, ou seja, quando $\gamma=0^\circ$ ou 360° . Considerar-se-á no presente trabalho o volume total composto de,

$$V_t = V_{sw} + V_{od} \quad (\text{A.1})$$

onde V_{sw} representa o volume varrido (*swept volume*) pelo cilindro,

$$V_{sw} = \pi (R_c^2 - R_p^2) H_c \quad (\text{A.2})$$

e V_{od} o volume do orifício de descarga,

$$V_{od} = \frac{\pi D_{od}^2}{4} H_{od} \quad (\text{A.3})$$

Volume do cilindro na região γ , V_{rc}

Corresponde ao volume construído a partir da área do setor dado pelo ângulo γ , com centro em O_c e situado no lado da sucção.

$$V_{rc} = \frac{1}{2} R_c^2 H_c \gamma \quad (\text{A.4})$$

Volume do triângulo na região γ , V_{tr}

É o volume definido com base no triângulo $O_c O_p P$, ou seja,

$$V_{tr} = \frac{1}{2} e \text{sen } \gamma H_c C \quad (\text{A.5})$$

O valor de C na Equação A.5 pode ser obtido da Figura A.1 por,

$$C = A + B = e \cos \gamma + R_p \cos \alpha_v \quad (\text{A.6a})$$

sendo que,

$$\text{sen} \alpha_v = e \text{ sen} \gamma / R_p \quad (\text{A.6b})$$

Usando a relação geométrica fundamental,

$$\cos \alpha_v = \sqrt{1 - \text{sen}^2 \alpha_v} \quad (\text{A.7})$$

e definindo,

$$ER = e/R_p \quad (\text{A.8})$$

a Equação A.6a transforma-se em,

$$C = e \cos \gamma + R_p \sqrt{1 - ER^2 \text{sen}^2 \gamma} \quad (\text{A.9})$$

Volume do pistão na região γ , V_{π}

É o volume definido a partir da área do setor com centro em O_p e ângulo β_v ,

$$V_{\pi} = \frac{1}{2} R_p^2 \beta_v H_c \quad (\text{A.10})$$

Usando novamente a Figura A.1 pode-se escrever β_v como,

$$\beta_v = \alpha_v + \gamma \quad (\text{A.11})$$

onde α_v é definido pela Equação A.6b. Assim,

$$\beta_v = \gamma + \arcsen(ER \text{ sen} \gamma) \quad (\text{A.12})$$

e o volume V_{π} torna-se somente função do ângulo γ ,

$$V_{\pi} = \frac{1}{2} R_p^2 H_c [\gamma + \arcsen(ER \text{ sen} \gamma)] \quad (\text{A.13})$$

Volume da extremidade da palheta, V_4

O volume da extremidade da palheta é definido pela área A4 mostrada em detalhe na Figura A.1. Considera-se que o ponto de contato entre palheta e pistão não muda de posição para o cálculo de V_4 , resultando em um volume adicional constante de,

$$V_4 = \left(\frac{R_b B_b}{2} - \frac{B_b R_b \cos \alpha_1}{4} - \frac{R_b^2 \alpha_1}{2} \right) H_c \quad (\text{A.14})$$

Volume da palheta no interior do cilindro, V_b

O volume ocupado pela palheta no interior do cilindro é dado pela seguinte equação,

$$V_b = B_b H_c D - 2V_4 \quad (\text{A.15})$$

onde $D = R_c - C$.

Desta forma, o volume da câmara de sucção é dado pela equação,

$$V_{cs}(\gamma) = V_{rc}(\gamma) - V_{tr}(\gamma) - V_{tr}(\gamma) - \frac{V_b(\gamma)}{2} \quad (\text{A.16})$$

e, conseqüentemente, o volume da câmara de compressão é dado por,

$$V_{cc}(\gamma) = V_t - V_{cs}(\gamma) - V_b(\gamma) \quad (\text{A.17})$$

A dedução da taxa de variação do volume da câmara de compressão é muito simples, bastando derivar cada termo da Equação A.17 em relação ao tempo, notando-se que $\gamma(t) = \omega t$.

VELOCIDADES TANGENCIAIS RELATIVA E ABSOLUTA DO PISTÃO ROLANTE

B.1 INTRODUÇÃO

Na equação do balanço de momentos sobre o pistão rolante, Equação 3.52, estão presentes três momentos devido ao atrito hidrodinâmico e um momento devido ao atrito de contato. O sentido da força de atrito depende do sentido da velocidade tangencial relativa entre pistão e palheta, V_{tip} . O objetivo deste apêndice é apresentar a dedução da equação para esta variável e para a velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, V_{tr} , esta última essencial para a solução do escoamento transiente através da folga radial.

B.2 VELOCIDADES TANGENCIAIS RELATIVA E ABSOLUTA DO PISTÃO ROLANTE

Usando o sistema de coordenadas auxiliar tn mostrado na Figura B.1, pode-se escrever que:

$$V_{tip} = V_{tr} - V_{tb} \quad (B.1)$$

onde: V_{tr} =velocidade tangencial absoluta do pistão rolante
 V_{tb} =velocidade tangencial absoluta da palheta

O vetor velocidade tangencial, \vec{V}_r , escrito no sistema de coordenadas xy é dado por:

$$(\vec{V}_r)_{xy} = \vec{V}_a + \vec{V}_{b1/a} + \vec{V}_{b2/b1} + \vec{V}_{r/b2} \quad (B.2a)$$

onde:

$$\vec{V}_a = \vec{e} \times \vec{\omega} \tag{B.2b}$$

$$\vec{V}_{b1/a} = \vec{R}_e \times \vec{\omega} \tag{B.2c}$$

$$\vec{V}_{b2/b1} = \vec{V}_{b2} - \vec{V}_{b1} = \vec{R}_{pi} \times \vec{\omega}_p - \vec{R}_e \times \vec{\omega} \tag{B.2d}$$

$$\vec{V}_{r/b2} = \vec{V}_r - \vec{V}_{b2} = \vec{R}_p \times \vec{\omega}_p - \vec{R}_{pi} \times \vec{\omega}_p \tag{B.2e}$$

$$\vec{e} = e \sin \gamma \hat{i} + e \cos \gamma \hat{j} \tag{B.2f}$$

$$\vec{R}_e = -R_e \sin \alpha \hat{i} + R_e \cos \alpha \hat{j} \tag{B.2g}$$

$$\vec{R}_{pi} = -R_{pi} \sin \alpha \hat{i} + R_{pi} \cos \alpha \hat{j} \tag{B.2h}$$

$$\vec{R}_p = -R_p \sin \alpha \hat{i} + R_p \cos \alpha \hat{j} \tag{B.2i}$$

$$\vec{\omega}_p = \omega_p \hat{k} \tag{B.2j}$$

$$\vec{\omega} = \omega \hat{k} \tag{B.2k}$$

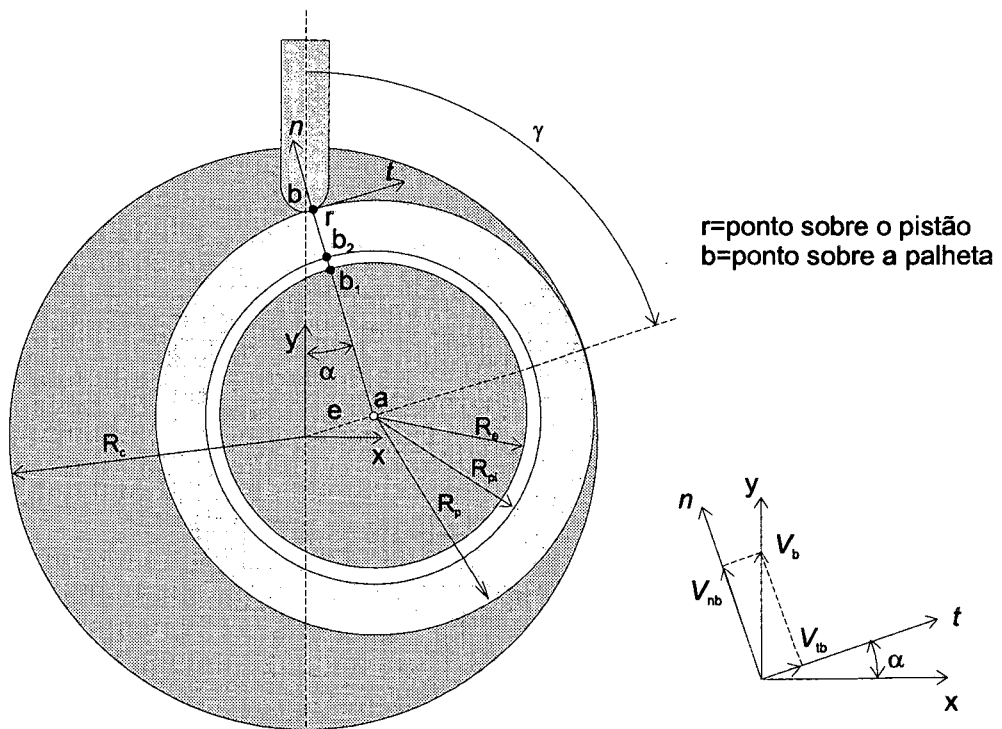


Figura B.1 Velocidades no ponto de contato pistão-palheta

Substituindo os termos anteriores na Equação B.2a, tem-se:

$$(\vec{V}_r)_{xy} = (e \omega \cos \gamma + R_p \omega_p \cos \alpha) \hat{i} - (e \omega \sin \gamma - R_p \omega_p \sin \alpha) \hat{j} \quad (\text{B.3})$$

Introduzindo as Equações B.4,

$$\hat{i} = \cos \alpha \hat{t} - \sin \alpha \hat{n} \quad (\text{B.4a})$$

$$\hat{j} = \sin \alpha \hat{t} + \cos \alpha \hat{n} \quad (\text{B.4b})$$

na Equação B.3, encontra-se,

$$(\vec{V}_r)_m = [e \omega \cos(\gamma + \alpha) + R_p \omega_p] \hat{t} - [e \omega \cos(\gamma - \alpha)] \hat{n} \quad (\text{B.5})$$

Portanto, a velocidade tangencial absoluta do pistão rolante é dada por:

$$V_{tr} = e \omega \cos(\gamma + \alpha) + R_p \omega_p \quad (\text{B.6})$$

Note-se que o primeiro termo é devido à rotação do eixo excêntrico e o segundo devido à rotação do pistão em torno de seu próprio eixo.

Por outro lado, a velocidade da palheta em relação ao sistema de coordenadas tn é:

$$(\vec{V}_b)_m = \vec{V}_{tb} \hat{t} + \vec{V}_{nb} \hat{n} \quad (\text{B.7})$$

Devido ao contato contínuo entre pistão e palheta, as velocidades normais de cada um deles devem ser iguais,

$$V_{nb} = V_{nr} = -e \omega \cos(\gamma - \alpha) \quad (\text{B.8})$$

Sabendo que,

$$(\vec{V}_b)_m = V_{nb} \tan \alpha \hat{t} + V_{nb} \hat{n} \quad (\text{B.9})$$

pode-se escrever:

$$(\vec{V}_b)_m = [-e \omega \cos(\gamma - \alpha) \tan \alpha] \hat{t} - [e \omega \cos(\gamma - \alpha)] \hat{n} \quad (\text{B.10})$$

Assim, substituindo a componente tangencial de $(\vec{V}_b)_m$, V_{tb} , da Equação B.10 na Equação B.1, determina-se a velocidade tangencial relativa entre pistão e palheta:

$$V_{\dot{u}p} = R_p \omega_p + \frac{e \omega \cos \gamma}{\cos \alpha} \quad (\text{B.11})$$

O sentido desta velocidade, juntamente com o valor de α fornece o sentido da força tangencial de atrito entre palheta e pistão rolante, \vec{f}_b .

**PARÂMETROS USADOS NAS SIMULAÇÕES DO PROCESSO DE
COMPRESSÃO E DINÂMICA DO PISTÃO ROLANTE**

C.1 INTRODUÇÃO

É apresentado neste apêndice as características do compressor usado nas simulações do processo de compressão do gás refrigerante R22 e da dinâmica do pistão rolante, assim como suas características termodinâmicas e de lubrificação.

C.2 CARACTERÍSTICAS DO COMPRESSOR

O compressor usado para a geração dos resultados apresentados no Capítulo 3 possui as seguintes características:

Características do cilindro

Raio interno: $R_c=23,00$ mm

Largura: $H_c=27,00$ mm

Altura (rasgo da palheta): $L_c=13,00$ mm

Características do pistão

Raio externo: $R_p=20,11$ mm

Raio interno: $R_{pi}=12,75$ mm

Largura: $H_p=26,986$ mm

Massa específica: $\rho_p=7000$ kg/m³

Características do excêntrico

Raio externo: $R_{ec}=12,741$ mm

Largura: $H_{ec}=16,00$ mm

Excentricidade: $e=2,87$ mm

Características da palheta

Comprimento: $L_b=20,00$ mm

Largura: $H_b=26,987$ mm

Espessura: $B_b=3,23$ mm

Raio da extremidade: $R_b=4,00$ mm

Massa específica: $\rho_b=7000$ kg/m³

Características da válvula de descarga

Diâmetro do orifício: $D_{od}=6,5$ mm

Altura do orifício: $H_{od}=2,00$ mm

Coefficiente de amortecimento: $C_{va}=0,15$ N s/m

Coefficiente de rigidez: $K_{va}=700$ N/m

Massa: $m_{va}=0,1$ g

Altura do batente: $x_{v,stop}=0,5$ mm

Ângulo de início da reexpansão: $\gamma_{re}=345^\circ$

Características das folgas

Folga radial: $\delta=20$ μ m

Ângulo de preenchimento de óleo na folga radial: $\beta_{mc}=0,35$ rad

Folga radial pistão-excêntrico: $\delta_{re}=9,0$ μ m

Folga lateral pistão-face do cilindro: $\delta_{rl}=7,0$ μ m

Características da mola da palheta

Coefficiente de rigidez: $K_k=1000$ N/m

Pré-tensão: $x_{pre}=5,0$ mm

Características do motor

Rotação: $N=3520$ rpm

C.3 CARACTERÍSTICAS DE LUBRIFICAÇÃO

Viscosidade dinâmica do óleo: $\mu=\mu_{mc}=0,545 \times 10^{-3}$ Pa s

Coefficientes de atrito de contato: $\mathcal{K}_{fs1}=\mathcal{K}_{fs2}=\mathcal{K}_{fb}=0,15$

C.4 CARACTERÍSTICAS TERMODINÂMICAS DO REFRIGERANTE

Refrigerante: R22

Pressão de sucção: $p_s=0,625$ MPa

Temperatura de sucção: $T_s=320$ K

Pressão de descarga: $p_d=2,145$ MPa

Temperatura crítica: $T_{cr}=369,17$ K

Pressão crítica: $p_{cr}=4,978$ MPa

Constante do gás: $R=96,138$ kJ/kg K

Coefficiente w_e : $w_e=0,22121$

Coefficiente equivalente de transferência de calor: $h_{eq}=0,38$

**ESCOAMENTO MONOFÁSICO HETEROGÊNEO DA MISTURA:
OBTENÇÃO E DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES**

D.1 INTRODUÇÃO

As equações governantes do escoamento monofásico heterogêneo da mistura óleo-refrigerante são apresentadas em sua forma final no Capítulo 7. A obtenção detalhada destas equações e suas discretizações são objetos deste apêndice.

D.2 EQUAÇÕES GOVERNANTES

As equações governantes do problema são as equações da conservação da massa, quantidade de movimento, energia e espécie química. Entretanto, na metodologia desenvolvida, as equações da conservação da massa e quantidade de movimento são fundidas em apenas uma, denominada aqui de equação da pressão. Portanto, somente três equações formulam o escoamento da mistura.

D.2.1 Equação da pressão

A geometria adotada para estudar o escoamento monofásico heterogêneo da mistura é idêntica àquela mostrada na Figura 6.10, onde a variação da folga radial devido ao *pump setting* também é considerada. Parte daquela figura, com detalhes do sistema de coordenadas, é reapresenta na Figura D.1.

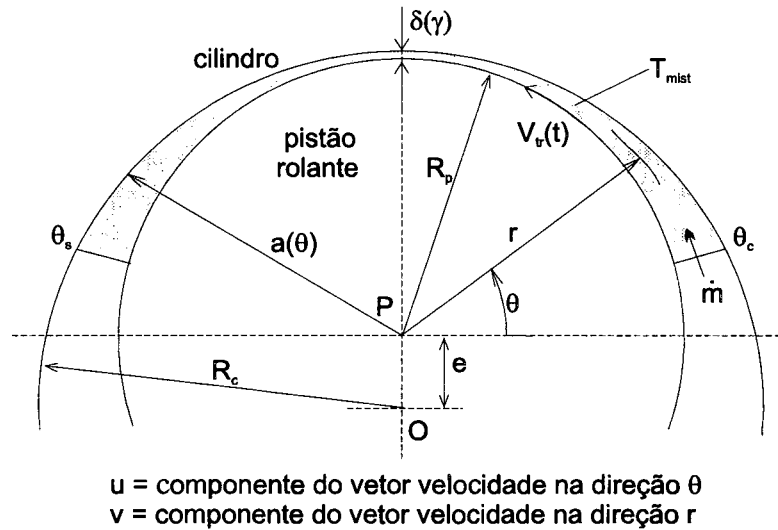


Figura D.1 Geometria adotada para o escoamento monofásico heterogêneo da mistura

A equação da quantidade de movimento linear, considerando apenas o equilíbrio entre as forças de pressão e viscosa, escrita em coordenadas cilíndricas, é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{dp}{d\theta} \quad (\text{D.1})$$

A integração desta equação usando as condições de contorno de não deslizamento,

$$r=R_p, \quad u=V_{tr}(t) \quad (\text{D.2a})$$

$$r=a(\theta), \quad u=0 \quad (\text{D.2b})$$

conduz à equação do perfil de velocidade ao longo da secção transversal do escoamento:

$$u = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{d\theta} \left[r - a - (R_p - a) \frac{\ln(r/a)}{\ln(R_p/a)} \right] + \frac{V_{tr}(t)}{\ln(R_p/a)} \ln(r/a) \quad (\text{D.3})$$

A equação que determina o parâmetro $a(\theta)$ é reescrita aqui na forma da Equação D.4a,

$$a(\theta) = \sqrt{b^2 \sin^2 \theta + R_c^2 - b^2} - b \sin \theta \quad (\text{D.4a})$$

onde,

$$b = \sqrt{f^2 + e^2 + 2 f e \cos(\phi - \gamma)} \quad (\text{D.4b})$$

Por outro lado, a equação da conservação da massa é escrita por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho u_\theta) = 0 \quad (\text{D.5})$$

A integração desta equação na direção r , usando o perfil de velocidade dado pela Equação D.3 e desconsiderando o efeito de filme espremido, pois $d\delta/dt = v(R_p) = 0$, conduz à seguinte equação diferencial para a pressão:

$$\left(\frac{a^2 - R_p^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{d}{d\theta} \left[-\frac{\rho}{\mu} \frac{dp}{d\theta} f_1(\theta) + \rho V_{tr}(t) f_2(\theta) \right] = 0 \quad (\text{D.6a})$$

onde:

$$f_1(\theta) = (a - R_p) \left[\frac{a - R_p}{2} - \left(\frac{R_p - a}{\ln(R_p/a)} - R_p \right) \right] \quad (\text{D.6b})$$

$$f_2(\theta) = \left[\frac{R_p - a}{\ln(R_p/a)} - R_p \right] \quad (\text{D.6c})$$

As condições de contorno associadas são:

$$\theta = \theta_c, \quad p = p_c(t) \quad (\text{D.7a})$$

$$\theta = \theta_s, \quad p = p_s = \text{cte} \quad (\text{D.7a})$$

Os perfis de pressão de compressão, $p_c(t)$, e de velocidade tangencial, $V_{tr}(t)$, são obtidos através dos modelos desenvolvidos para o processo de compressão do gás refrigerante e da dinâmica do pistão rolante, respectivamente, e são mostrados nas Figuras 3.3 e 3.10.

A integração numérica da Equação D.6a permite a obtenção da distribuição longitudinal de pressão e, conseqüentemente, o perfil de velocidade em qualquer secção transversal do escoamento. Note-se que as propriedades físicas, ρ e μ , agora são funções da temperatura e concentração e, portanto, variáveis ao longo do escoamento.

D.2.2 Equação da conservação da energia

A equação da energia na forma vetorial, em termos da variável temperatura, é dada por:

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) + q''' + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \mu \phi \quad (D.8)$$

onde $D(\)/Dt$ é a derivada substantiva ou material de (), ϕ a função dissipação viscosa, β o coeficiente de expansão térmica e q''' o termo de geração de calor.

Em coordenadas cilíndricas, considerando-se escoamento bidimensional sem geração de calor, $q'''=0$, de um líquido incompressível, $\beta=0$, com condutividade térmica constante, esta equação resulta em:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) = k \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right] + \mu \phi \quad (D.9a)$$

onde:

$$\phi = 2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{v}{r} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right)^2 - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \nabla)^2 \right] \quad (D.9b)$$

Uma análise de ordem de grandeza dos termos destas equações, quando aplicada ao caso do escoamento pela folga radial, conduz à seguinte equação simplificada:

$$\rho r C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho u C_p \frac{\partial T}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial r} \left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{k}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \mu r \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)^2 \quad (D.9a)$$

Esta é a equação da energia aplicada ao escoamento da mistura pela folga radial. Sua integração na direção r resulta numa equação diferencial para a temperatura onde θ é a única variável independente presente. Isto é particularmente interessante para este escoamento, visto que $\delta(\theta)$ é muito pequeno e as informações locais ao longo da secção transversal não são de muito interesse. Fazendo isto, de R_p a $a(\theta)$, para cada termo separadamente, obtém-se:

$$\int_{R_p}^a \rho r C_p \frac{\partial T}{\partial t} dr = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \left(\frac{a^2 - R_p^2}{2} \right) \quad (D.11)$$

$$\int_{R_p}^a \rho u C_p \frac{\partial T}{\partial \theta} dr = C_p \frac{\partial T}{\partial \theta} \int_{R_p}^a \rho u dr = \frac{\dot{m}}{H} C_p \frac{\partial T}{\partial \theta} \quad (D.12)$$

$$\int_{R_p}^a \frac{k}{r} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} dr = k \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \ln\left(\frac{a}{R_p}\right) \quad (D.13)$$

$$\int_{R_p}^a \frac{\partial}{\partial r} \left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right) dr = \left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right)_a - \left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R_p} \quad (D.14a)$$

Os dois termos do lado direito da Equação D.14a estão relacionados ao fluxo de calor nas superfícies do cilindro e pistão, $q_r(a)$ e $q_r(R_p)$, respectivamente:

$$\left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right)_a = -\frac{q_r(a)}{2 \pi H_p} \quad (D.14b)$$

$$\left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R_p} = -\frac{q_r(R_p)}{2 \pi H_p} \quad (D.14c)$$

O fluxo de calor, q_r , pode ser determinado genericamente usando as resistências térmicas de condução e convecção, tanto no cilindro como no pistão. A Figura D.2 apresenta um esquema das resistências térmicas relacionadas ao pistão rolante.

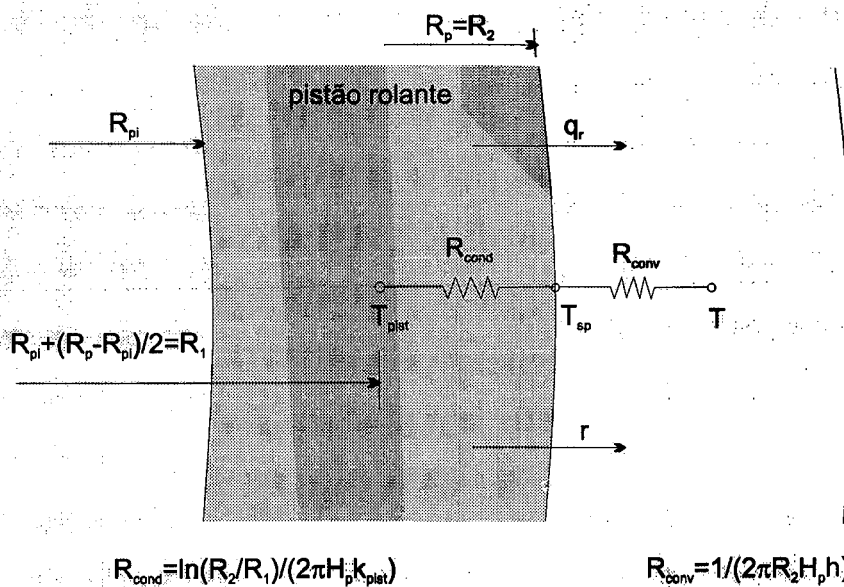


Figura D.2 Resistências térmicas associadas ao pistão rolante

Assim, o fluxo de calor pode ser escrito como:

$$\frac{q_r(R_p)}{2 \pi H_p} = \frac{T_{pist} - T(t)}{\ln(R_2 / R_1) / k_{pist} + 1 / h R_2} \quad (D.14d)$$

O mesmo procedimento é aplicado para o cilindro. A Figura D.3 apresenta o esquema das resistências térmicas relacionadas ao cilindro.

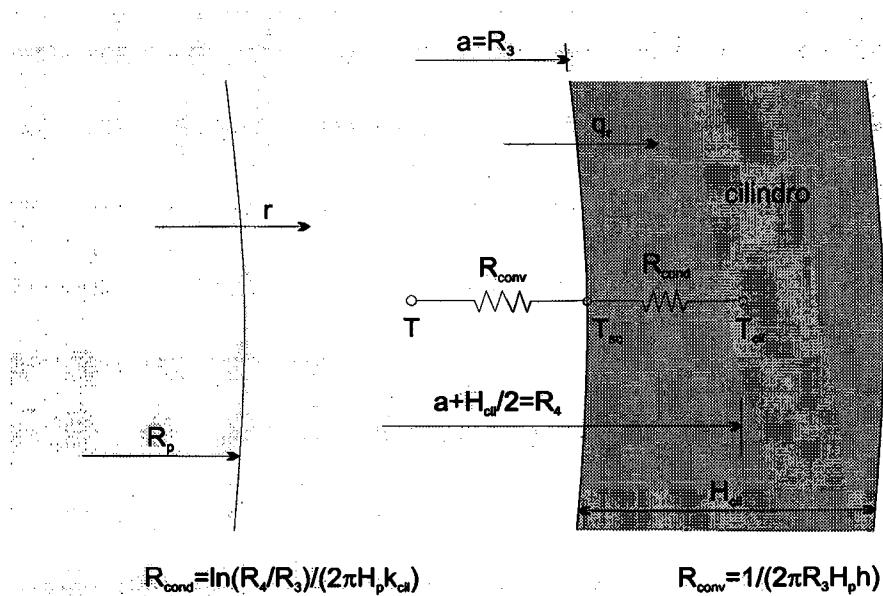


Figura D.3 Resistências térmicas associadas ao cilindro

Desta forma, obtém-se a seguinte equação para o fluxo de calor:

$$\frac{q_r(a)}{2 \pi H_p} = \frac{T(t) - T_{cil}}{\ln(R_4 / R_3) / k_{cil} + 1 / h R_3} \quad (D.14e)$$

Portanto, a equação D.14a resulta em:

$$\int_{R_p}^a \frac{\partial}{\partial r} \left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right) dr = \frac{T_{pist}}{R_{t_p}} + \frac{T_{cil}}{R_{t_c}} - \left(\frac{1}{R_{t_p}} + \frac{1}{R_{t_c}} \right) T \quad (D.14f)$$

onde:

$$Rt_p = \frac{\ln(R_2 / R_1)}{k_{pist}} + \frac{1}{h R_2} \quad (D.14g)$$

$$Rt_c = \frac{\ln(R_4 / R_3)}{k_{cil}} + \frac{1}{h R_3} \quad (D.14h)$$

A metodologia usada para estimar o valor do coeficiente de transferência de calor por convecção, h , é apresentada a seguir.

Estimativa do coeficiente de transferência de calor, h

Considerando escoamento laminar, completamente desenvolvido, no interior de um duto de secção retangular $b \times a$, com temperatura da superfície constante, pode-se estimar o número de Nusselt do escoamento. Incropera e DeWitt (1990) apresentam tais dados para várias razões b/a , que são reproduzidas na Tabela D.1.

Tabela D.1 Número de Nusselt para escoamento laminar completamente desenvolvido em dutos de secção retangular ($b \times a$) com temperatura da superfície constante

b/a	Nu
1,00	2,98
1,43	3,08
2,00	3,39
3,00	3,96
4,00	4,44
8,00	5,60
∞	7,54

No caso da folga radial, a razão $b/a = H_p / \delta(\theta)$ é variável e, portanto, deve-se ajustar uma curva para $Nu \times b/a$. A Figura D.4 apresenta os dados da Tabela D.1 considerando $b/a = \infty$ como 50, 100 e 500. Optando por usar $b/a = \infty = 500$, a seguinte curva se ajusta aos dados:

$$Nu = 2,6578776 - 0,1135799 [\ln(b/a)]^2 + 1,4951304 \ln(b/a) \quad (D.15a)$$

onde:

$$Nu = \frac{h D_h}{k} \quad (D.15b)$$

$$D_{hr} = \frac{4A}{P} = \frac{4H_p \delta(\theta)}{2[H_p + \delta(\theta)]} \quad (D.15c)$$

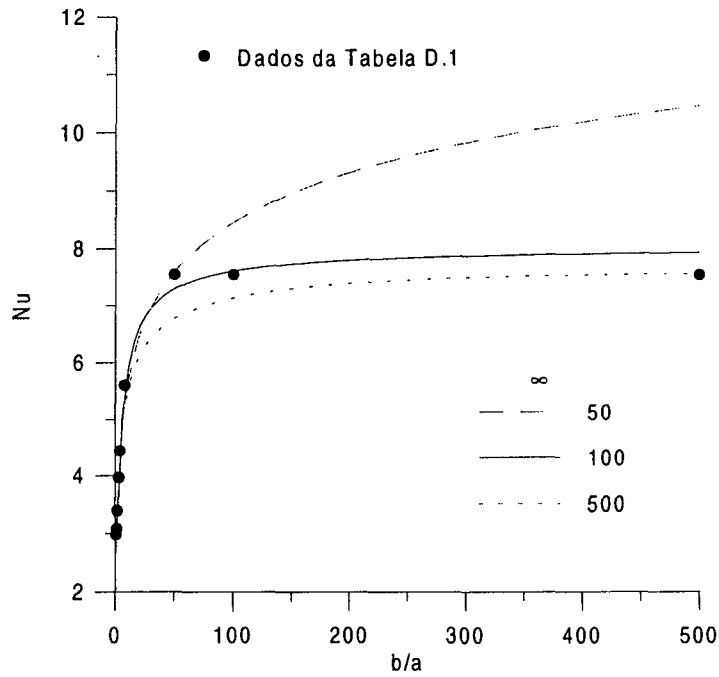


Figura D.4 Ajuste da curva do número de Nusselt em função da razão b/a

A integral envolvendo a função dissipação é efetuada utilizando a Equação D.3 do perfil de velocidade, $u(r)$, e resulta em:

$$\int_{R_p}^a \mu r \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)^2 dr = f_3(\theta) = \mu A^2 a^2 \ln(a/R_p) + 2\mu A a (AB + C) \left[\ln(a/R_p) + \ln^2(R_p/a) / 2 \right] + \mu (A^2 B^2 + 2ABC + C^2) \left[\ln(a/R_p) + \ln^2(R_p/a) - \ln^3(R_p/a) / 3 \right] \quad (D.16a)$$

onde:

$$A = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{d\theta}, \quad B = \frac{(a - R_p)}{\ln(R_p/a)}, \quad C = \frac{V_{tr}(t)}{\ln(R_p/a)} \quad (D.16b)$$

Portanto, a equação da energia torna-se:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \frac{(a^2 - R_p^2)}{2} + \frac{\dot{m} C_p}{H_p} \frac{\partial T}{\partial \theta} = \ln(a / R_p) \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + S_c + S_p T \quad (D.17a)$$

onde:

$$S_c = f_3(\theta) + \frac{T_{pist}}{Rt_p} + \frac{T_{cil}}{Rt_c} \quad (D.17b)$$

$$S_p = - \left(\frac{1}{Rt_p} + \frac{1}{Rt_c} \right) \quad (D.18c)$$

Somando-se ao lado esquerdo da equação D.18a a equação da conservação da massa integrada em r e multiplicada por $C_p T$, ou seja,

$$C_p T \frac{(a^2 - R_p^2)}{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\dot{m} C_p}{H_p} T \right) = 0 \quad (D.18)$$

obtem-se:

$$\frac{(a^2 - R_p^2)}{2} C_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\dot{m} C_p}{H_p} T \right) = \ln(a / R_p) \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + S_c + S_p T \quad (D.19)$$

que é a equação da energia a ser discretizada. As condições de contorno associadas são:

$$\theta = \theta_c, \quad T = T_{mist} \quad (D.20a)$$

$$\theta = \theta_s, \quad \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0 \quad (D.20b)$$

D.2.3 Equação da conservação da espécie química

A equação da conservação da espécie química i na ausência de reação química é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{\nabla} w_i) = \bar{\nabla} \cdot (\rho D_{i,m} \bar{\nabla} w_i) \quad (\text{D.21})$$

onde w_i é a concentração mássica da espécie i na mistura, $D_{i,m}$ o coeficiente de difusão mássica de i na mistura, ρ a massa específica da mistura e $\bar{\nabla}$ o vetor velocidade da mistura.

Em coordenadas cilíndricas, considerando i como o refrigerante dissolvido no óleo, tem-se:

$$r \frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v w) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho u w) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r D \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\rho D}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right) \quad (\text{D.22})$$

Integrando esta equação na direção r , de R_p a $a(\theta)$, obtém-se, separadamente:

$$\int_{R_p}^a r \frac{\partial}{\partial t}(\rho w) dr = \left(\frac{a^2 - R_p^2}{2} \right) \frac{\partial}{\partial t}(\rho w) \quad (\text{D.23a})$$

$$\int_{R_p}^a \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v w) dr = (\rho r v w)_a - (\rho r v w)_{R_p} = 0 \quad (\text{D.23b})$$

$$\int_{R_p}^a \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho u w) dr = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\dot{m} w}{H_p} \right) \quad (\text{D.23c})$$

$$\int_{R_p}^a \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r D \frac{\partial w}{\partial r} \right) dr = \left(\rho r D \frac{\partial w}{\partial r} \right)_a - \left(\rho r D \frac{\partial w}{\partial r} \right)_{R_p} = 0 \quad (\text{D.23d})$$

Esta última integral é nula, pois as superfícies do pistão e cilindro são impermeáveis ao refrigerante.

$$\int_{R_p}^a \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\rho D}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right) dr = \ln \left(\frac{a}{R_p} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\rho D \frac{\partial w}{\partial \theta} \right) \quad (\text{D.23e})$$

Portanto, a equação final da conservação da espécie química a ser discretizada é escrita como:

$$\left(\frac{a^2 - R_p^2}{2} \right) \frac{\partial}{\partial t} (\rho w) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\dot{m} w}{H_p} \right) = \ln \left(\frac{a}{R_p} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\rho D \frac{\partial w}{\partial \theta} \right) \quad (\text{D.24})$$

As condições de contorno associadas a esta equação são:

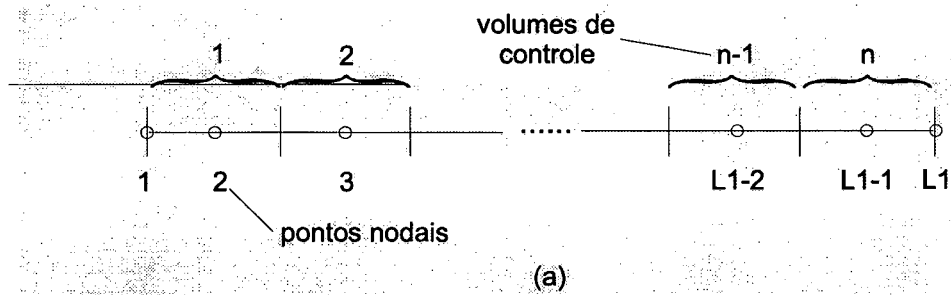
$$\theta = \theta_c, \quad w = w_c(p_c, T_{\text{mist}}) \quad (\text{D.25a})$$

$$\theta = \theta_s, \quad \frac{\partial w}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{D.25b})$$

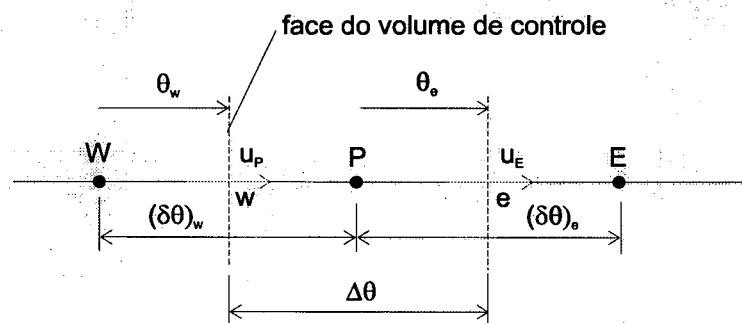
O cálculo da concentração de refrigerante na entrada do escoamento é realizado pela Equação 6.1a.

D.3 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES

No processo de discretização, o comprimento da folga é dividido em n volumes de controle, resultando num total de $L1=n+2$ pontos nodais, conforme mostra o esquema da Figura D.5. As equações da pressão, temperatura e concentração são integradas no volume de controle genérico representado em detalhe na Figura D.5.



DETALHE DO VOLUME DE CONTROLE



ρ , μ , p , T e w são armazenados no centro do volume de controle

u é armazenada na face do volume de controle

(b)

Figura D.5 Discretização da folga e nomenclatura usada na integração

D.3.1 Discretização da equação da pressão

A integração da Equação D.6a na direção θ , considerando o volume de controle genérico mostrado na Figura D.5, e no tempo, de t a $t+\Delta t$, conduz à seguinte equação algébrica:

$$A_P p_P = A_E p_E + A_W p_W + S_c \quad (\text{D.26a})$$

onde,

$$A_E = \Gamma_e / (\delta\theta)_e \quad (\text{D.26b})$$

$$A_W = \Gamma_w / (\delta\theta)_w \quad (\text{D.26c})$$

$$A_P = A_E + A_W \quad (D.26d)$$

$$S_c = -(S_{c1} + S_{c2}) \quad (D.26e)$$

$$S_{c1} = (\rho_P - \rho_P^0) \left(\frac{a_P^2 - R_P^2}{2} \right) \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \quad (D.26f)$$

$$S_{c2} = \rho_e V_{ur} f_2(\theta_e) - \rho_w V_{ur} f_2(\theta_w) \quad (D.26g)$$

$$\Gamma = \frac{\rho f_1(\theta)}{\mu} \quad (D.26h)$$

e ρ_P é a massa específica no ponto P no instante $t+\Delta t$, ρ_P^0 é a massa específica no ponto P no instante t e a_P é o valor do parâmetro $a(\theta)$ no ponto P. A discretização do gradiente de pressão é feita por diferença central:

$$\left(\frac{dp}{d\theta} \right)_e = \frac{p_E - p_P}{(\delta\theta)_e} \quad (D.27a)$$

$$\left(\frac{dp}{d\theta} \right)_w = \frac{p_P - p_W}{(\delta\theta)_w} \quad (D.27b)$$

Como pode ser mostrado na Figura D.5, adota-se malha desencontrada para a velocidade, u , com respeito à pressão, p .

D.3.2 Discretização da equação da conservação da energia

O procedimento de integração da equação da energia é um pouco diferente daquele aplicado à equação da pressão, em virtude da presença do termo convectivo. Neste caso, os termos convectivo e difusivo são integrados em conjunto e os parâmetros nas faces do volume de controle são interpolados através do esquema da lei de potência.

A Equação D.19 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{(a^2 - R_P^2)}{2} C_P \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\frac{\dot{m} C_P}{H_P} T - k \ln(a/R_P) \frac{\partial T}{\partial\theta} \right) = S_c + S_p T \quad (D.28)$$

Fazendo a seguinte atribuição:

$$J = FT - \Gamma \frac{\partial T}{\partial \theta} \quad (\text{D.29a})$$

onde,

$$F = \frac{\dot{m} C_p}{H_p} \quad \text{e} \quad \Gamma = k \ln(a / R_p) \quad (\text{D.29b})$$

tem-se:

$$\frac{(a^2 - R_p^2)}{2} C_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial \theta} = S_c + S_p T \quad (\text{D.30})$$

Integrando esta equação em t e θ , obtém-se:

$$\frac{(a_p^2 - R_p^2)}{2} C_p (\rho_p T_p - \rho_p^0 T_p^0) \Delta\theta + (J_e - J_w) \Delta t = (S_c + S_p T_p) \Delta\theta \quad (\text{D.31})$$

onde a_p é o valor de $a(\theta)$ no ponto P. O superíndice "0" representa o tempo t . Note-se que foi usado o esquema implícito na integração temporal, ou seja, adota-se que os valores das variáveis no tempo $t+\Delta t$ são representativos ao longo de todo intervalo de tempo Δt .

Para que o balanço de energia no volume de controle seja satisfeito é necessário usar um valor médio ao longo de toda folga para $a(\theta)$ no termo $\ln(a/R_p)$. Por outro lado, a equação da conservação da massa integrada no mesmo volume de controle e no tempo fornece a seguinte equação:

$$\frac{(a_p^2 - R_p^2)}{2} (\rho_p - \rho_p^0) \Delta\theta + (F_e - F_w) \Delta t = 0 \quad (\text{D.32})$$

Multiplicando esta equação por $C_p T_p$ e subtraindo-a da equação D.31 encontra-se:

$$\frac{(a_p^2 - R_p^2)}{2} C_p \rho_p^0 (T_p - T_p^0) \Delta\theta + (J_e - F_e T_p) \Delta t + (J_w - F_w T_p) \Delta t = (S_c + S_p T_p) \Delta\theta \quad (\text{D.33})$$

Segundo Patankar (1980), pode-se escrever que:

$$J_e - F_e T_p = A_E (T_p - T_E) \quad (D.34a)$$

$$J_w - F_w T_p = A_W (T_w - T_p) \quad (D.34b)$$

onde:

$$A_E = D_e A(|P_e|) + \|-F_e, 0\| \quad (D.34c)$$

$$A_W = D_w A(|P_w|) + \|F_w, 0\| \quad (D.34d)$$

e

$$D_i = \frac{\Gamma_i}{(\delta\theta)_i} \quad (D.34e)$$

$$P_i = \frac{F_i}{D_i} \quad (D.34f)$$

$$F_i = \left(\frac{\dot{m} C_p}{H} \right) \quad (D.34g)$$

$$\Gamma_i = k \ln(a_{\text{médio}} / R_p) \quad (D.34h)$$

onde "i" representa os parâmetros nas faces "e" ou "w" do volume de controle. O parâmetro $A(|P|)$ significa qualquer esquema de interpolação e, particularmente, o esquema da lei de potência, onde:

$$A(|P|) = \left\| 0, (1 - 0, |P|)^5 \right\| \quad (D.35)$$

sendo que a expressão $X = \|A, B\|$ atribui a X o maior valor entre as variáveis A e B.

Desta forma, a equação da energia discretizada é dada por:

$$A_p T_p = A_E T_E + A_W T_W + b \quad (D.36a)$$

onde:

$$A_P = A_E + A_W + A_P^0 - S_p \Delta\theta \quad (\text{D.36b})$$

$$A_P^0 = \left(\frac{a_p^2 - R_p^2}{2} \right) C_p \rho_p^0 \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \quad (\text{D.36c})$$

$$b = S_c \Delta\theta + A_P^0 T_P^0 \quad (\text{D.36d})$$

Note-se que a condutividade térmica e calor específico da mistura são considerados constantes.

D.3.3 Discretização da equação da conservação da espécie química

O mesmo procedimento descrito na discretização da equação da conservação da energia, aplicado à equação da conservação da espécie química, Equação D.24, resulta na seguinte equação algébrica para a concentração:

$$A_P w_P = A_E w_E + A_W w_W + b \quad (\text{D.37a})$$

onde:

$$A_P = A_E + A_W + A_P^0 \quad (\text{D.37b})$$

$$A_E = D_e A(|P_e|) + \|F_e, 0\| \quad (\text{D.37c})$$

$$A_W = D_w A(|P_w|) + \|F_w, 0\| \quad (\text{D.37d})$$

$$A_P^0 = \left(\frac{a_p^2 - R_p^2}{2} \right) \rho_p^0 \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \quad (\text{D.37e})$$

$$b = A_P^0 w_P^0 \quad (\text{D.37f})$$

$$D_i = \frac{\Gamma_i}{(\delta\theta)_i} \quad (\text{D.37g})$$

$$P_i = \frac{F_i}{D_i} \quad (\text{D.37h})$$

$$F_i = \left(\frac{\dot{m}}{H_p} \right) \quad (\text{D.37i})$$

$$\Gamma_i = \rho_i D \ln(a_{\text{médio}} / R_p) \quad (\text{D.37j})$$

O coeficiente de difusão é considerado constante ao longo da folga.

D.4 METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

As equações algébricas da pressão, da temperatura e da concentração, em conjunto com suas respectivas condições de contorno, são resolvidas através de uma combinação entre o TDMA e a metodologia Gauss Seidel.

Devido ao acoplamento das equações, pois as propriedades físicas, ρ e μ , são funções da temperatura e concentração, e por não se conhecer as condições iniciais, um processo iterativo deve ser empregado para a solução do conjunto de equações. A Figura D.6 apresenta o algoritmo utilizado neste processo iterativo.

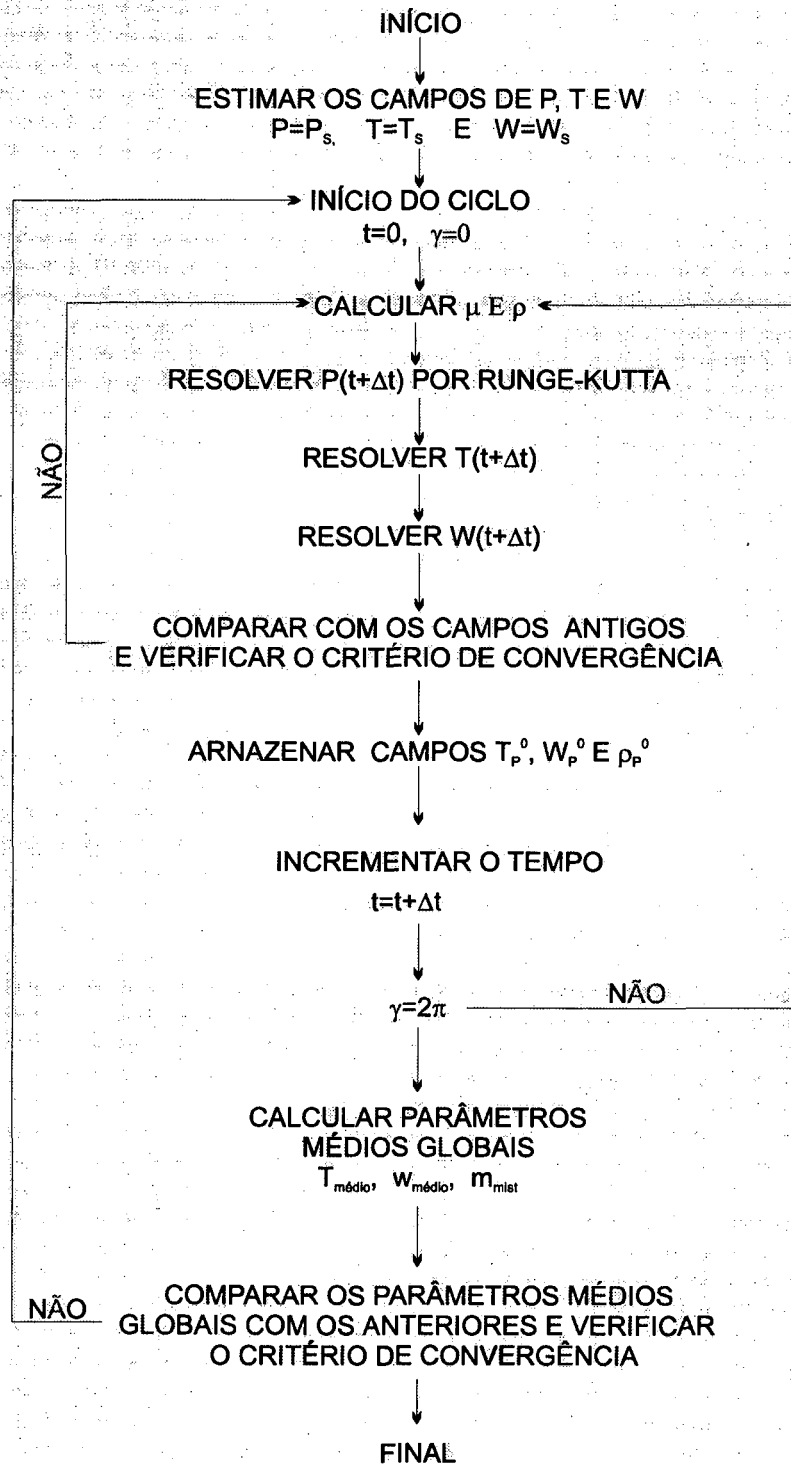


Figura D.6 Algoritmo de solução para o escoamento monofásico heterogêneo da mistura