

Universidade Federal de Santa Catarina

Departamento de Engenharia Mecânica

***Modelagem Numérica do Escoamento e de Transferência de Calor no Interior do
Cilindro de um Compressor Alternativo***

**Dissertação submetida à Universidade Federal de Santa Catarina para a
obtenção do grau de mestre em Engenharia Mecânica**

Alessandro Gil Catto

Florianópolis, novembro de 1996.

Modelagem Numérica do Escoamento e da Transferência de Calor no Interior do Cilindro de um Compressor Alternativo

Alessandro Gil Catto

Esta Dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de

MESTRE EM ENGENHARIA

Especialidade Engenharia Mecânica, área de concentração Engenharia e Ciências Térmicas, e aprovada em sua forma final pelo curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

Orientador:




Prof. Alvaro Toubes Prata, Ph.D.

Coordenador do Curso:

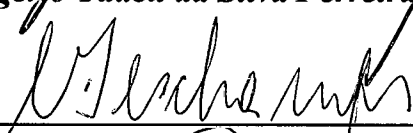


Prof. Abelardo Alves de Queiroz, Ph.D.

Banca Examinadora:



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



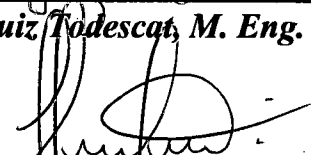
Prof. Cesar José Deschamps, Ph.D.



Prof. Clóvis Raimundo Maliska, Ph.D.



Eng. Marcio Luiz Todescat, M. Eng.



Prof. Sérgio Peters, Dr. Eng.

A melhor maneira de aprender a fazer é fazendo.

*Aos meus pais, Domingos Catto Sobrinho e
Míriam dos Passos Catto pelo esforço
infundável para tornar possível a
minha chegada à universidade.
A Ângela, pelo carinho e paciência.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador Alvaro Toubes Prata, o qual não poupou esforços em melhorar o presente trabalho, e que não limitou-se a orientação profissional mas também servindo como um grande amigo e um professor em como ser uma pessoa melhor e viver com mais harmonia. Agradeço também pela confiança em mim depositada ao fornecer um tema como o aqui abordado para minha dissertação e pelas entusiasmantes horas de discussão durante estes anos de trabalho e convivência.

Agradeço aos professores que contribuíram com minha formação dentro e fora da sala de aula, ao SINMEC e seus integrantes por ter sido o berço do meu conhecimento na área de transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional. Agradeço também aos integrantes do NRVA pelo apoio durante a realização deste trabalho e pelos conhecimentos repassados.

Agradecimentos especiais ao professor Carlos Alfredo Clezar pelo apoio profissional e pela confiança, também ao professor Antônio Carlos Nogueira pela oportunidade de ministrar aulas em sua companhia.

Meus agradecimentos ao acadêmico William Talles Leiria Campo, pela ajuda na confecção deste documento.

Agradeço aos membros desta Banca Examinadora pela atenção dispensada na avaliação desta dissertação.

Finalmente agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro na realização deste trabalho.

SUMÁRIO

1 - Introdução	01
1.1 - Generalidades	01
1.2 - Funcionamento de compressores herméticos alternativos	01
1.3 - Escopo do presente trabalho	03
2 - Revisão da literatura sobre escoamento e transferência de calor em máquinas alternativas	06
2.1 - Introdução	06
2.2 - Modelos analíticos e experimentais	06
2.3 - Modelos diferenciais	12
2.4 - Visão global dos trabalhos em motores de combustão interna	13
2.5 - Revisão bibliográfica sobre coordenadas móveis	16
2.6 - Observações finais	17
3 - Formulação do problema	18
3.1 - Considerações preliminares	18
3.2 - Conceitos utilizados para a simulação	20
3.2.1 - Movimento do pistão	20
3.2.2 - Fluxo de massa através das válvulas	23
3.2.3 - Dinâmica das válvulas	24
3.4 - Modelo matemático	26
4 - Modelo numérico	29
4.1 - Equações no sistema de coordenadas móvel	29
4.2 - Geração algébrica de malhas variáveis no tempo	32
4.3 - Determinação da velocidade da malha	36
4.4 - Modelo numérico	37
4.5 - Esquemas de interpolação	42

4.6 - Incertezas associadas à utilização de esquemas numéricos	46
5 - Cilindro fechado e adiabático	50
5.1 - Introdução	50
5.2 - Aspectos numéricos	50
5.3 - Resultados	52
6 - Cilindro fechado com temperatura prescrita das faces	71
6.1 - Generalidades	71
6.2 - Experimentos de Kornhauser e Smith	71
6.3 - Aspectos computacionais	74
6.4 - Resultados	75
7 - Cilindro com orifício	116
7.1 - Generalidades	116
7.2 - Cilindro com orifício	118
7.3 - Comentários finais	129
8 - Conclusão	130
8.1 - Comentários iniciais	130
8.2 - Cilindro fechado e adiabático	130
8.3 - Cilindro fechado com temperatura prescrita	130
8.4 - Cilindro com orifício e com válvula	132
8.5 - Sugestões para futuros trabalhos	133
Referências Bibliográficas	135
Anexo I	142
I.1 - Movimento do pistão	142
I.2 - Fluxo de massa através das válvulas	145
Anexo II	150
Anexo III	153
Anexo IV	155

NOMENCLATURA

Variáveis

a	afastamento entre os eixos do pistão e do mecanismo acionador [m]
a, b	coeficientes e termos fonte das equações governantes
A_v	área do orifício da válvula [m ²]
A_{EF}	área efetiva de força [m ²]
b	comprimento da biela [m]
C	amortecimento efetivo [N.s/m]
C	velocidade do som [m/s]
c_v	calor específico a volume constante [J/kg.K]
c_p	calor específico a pressão constante [J/kg.K]
D	diâmetro do cilindro [m]
D	fluxo difusivo
e	comprimento da manivela [m]
F(t)	força [N]
F_{COL}	força de colamento [N]
h	entalpia [J/kg]
h_u	entalpia de estagnação [J/kg]
h_v	entalpia na passagem [J/kg]
J	Jacobiano da transformação do sistema de coordenadas
k	condutividade térmica [J/m ² .K]
K	constante da mola [N/m]
\dot{m}_v	fluxo de massa na válvula [kg/s]
M	número de Mach
M_v	massa da válvula [kg]
M_p	massa do volume de controle [kg]
\dot{M}	fluxo de massa [kg/s]

n	índice da politrónica
n	rotação do mecanismo acionador [rpm]
P	pressão termodinâmica [Pa]
P_d	pressão a jusante da válvula [Pa]
P_u	pressão a montante da válvula [Pa]
Pe	número de Peclet
Pr	número de Prandtl
r	razão entre P_d e P_u
r_c	razão de pressões crítica
R	constante particular do gás [J/kg.K]
Re	número de Reynolds
R_v	razão de volume do cilindro, razão entre o volume máximo e mínimo ocupado pelo gás no interior do cilindro
t	tempo [s]
T	temperatura [K]
T_d	temperatura a jusante da válvula [K]
T_u	temperatura a montante da válvula [K]
T_w	temperatura nas superfícies sólidas [K]
u, v	componentes cartesianas do vetor velocidade nas direções x e r respectivamente [m/s]
u_g	componente axial da velocidade da malha [m/s]
V	vetor velocidade
$V(\theta)$	volume instantâneo do cilindro [m ³]
V_c	volume morto [m ³]
V_p	velocidade do pistão [m/s]
x, r	direções do sistema de coordenadas cartesianas
x_p	inverso do Jacobiano
$x(t)$	posição da válvula [m]
$\dot{x}(t)$	velocidade da válvula [m/s]

$\ddot{x}(t)$	aceleração da válvula [m/s ²]
$Y(\theta)$	posição instantânea do pistão [m]

Subscritos

i	face do volume de controle, onde $i = e, w, n, s$
P	volume de controle
x, r, t	derivadas de primeira ordem
ξ, η	derivadas de primeira ordem
∞	propriedade avaliada na corrente-livre do escoamento

Letras gregas

α	ângulo entre o eixo do pistão e a biela [graus]
Γ^ϕ	coeficiente de transporte da difusão
ρ	massa específica [kg/m ³]
ρ_v	massa específica na válvula [kg/m ³]
ϕ	variável genérica
ξ, η	direção do sistema de coordenadas generalizados
μ	viscosidade absoluta [Pa.s]
φ	complementar do ângulo de giro do mecanismo acionador [graus]
θ	ângulo de giro do mecanismo acionador [graus]
γ	razão entre c_p e c_v
τ	tempo no domínio transformado
ΔP	diferencial de pressão [Pa]
ΔV	dimensão do volume de controle [m ³]
Δt	passo de tempo
Δx	dimensão axial do volume de controle [m]
Δr	dimensão radial do volume de controle [m]
ω	velocidade angular do mecanismo acionador [rad/s]

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

Figuras

Figura	Título	pag.
1.1	Compressor hermético alternativo.	05
2.1	Comparação entre os modelos de transferência de calor (Fagotti et alii, 1994).	10
3.1	Válvula de orifício.	19
3.2	Mecanismo biela-manivela.	20
3.3	Variáveis utilizadas na descrição do movimento do pistão.	21
3.4	Esquema geral do mecanismo Scotch-Yoke	22
3.5	Diagrama de corpo livre.	25
3.6	Origem do sistema de coordenadas adotado.	28
4.1	Domínio físico e domínio computacional.	34
4.2	Volumes de controle utilizados para a integração das equações governantes.	39
4.3	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro fechado adiabático operando com gás hélio a 3000 rpm.	48
5.1	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; caso base.	52
5.2	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; caso base.	53
5.3	Diagrama pressão-volume, caso base.	53

5.4	Diagrama temperatura-volume, caso base.	54
5.5	Pressão máxima e mínima no interior do cilindro em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; caso base.	55
5.6	Temperatura máxima e mínima no interior do cilindro em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; caso base.	55
5.7	Comparação entre modelo numérico e modelo termodinâmico para a pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 60 rpm.	56
5.8	Comparação entre modelo numérico e modelo termodinâmico para a temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 60 rpm.	57
5.9	Comparação entre modelo numérico e modelo termodinâmico para a pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 3500 rpm.	57
5.10	Comparação entre modelo numérico e modelo termodinâmico para a temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 3500 rpm.	58
5.11	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; para várias razões de volume, 200 rpm.	58
5.12	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; para várias razões de volume, 200 rpm.	59
5.13	Diagrama pressão-volume para várias razões de volume, 200 rpm.	59
5.14	Diagrama temperatura-volume para várias razões de volume, 200 rpm.	60
5.15	Pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, comparação com modelo termodinâmico.	62
5.16	Temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, comparação com modelo termodinâmico.	63

5.17	Pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, modelos adiabáticos, razão de volume 200.	63
5.18	Temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, modelos adiabáticos, razão de volume 200.	64
5.19	Deformação do domínio de cálculo.	64
5.20	Posição do pistão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, razão de volume 70.	65
5.21	Volume do cilindro em função do ângulo de giro do mecanismo acionador e da distância entre eixos, razão de volume 70.	65
5.22	Pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador e da distância entre eixos, razão de volume 70.	66
5.23	Temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador e da distância entre os eixos, razão de volume 70.	66
5.24a	Vetores velocidades, cilindro fechado adiabático; 60 rpm.	68
5.24b	Vetores velocidades, cilindro fechado adiabático; 60 rpm.	69
5.24c	Vetores velocidades, cilindro fechado adiabático; 60 rpm.	70
6.1	Esquema do experimento de Komhauser e Smith.	72
6.2	Pressão máxima e mínima em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm	77
6.3	Temperatura máxima e mínima em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm	77
6.4	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm, comparação com os resultados de Recktenwald	78
6.5	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm, comparação com os resultados de Recktenwald.	78

6.6	Diagrama pressão - volume, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.	79
6.7	Diagrama temperatura - volume, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.	79
6.8	Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.	80
6.9	Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.	80
6.10	Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e o cilindro, operando com gás hélio a 500 rpm.	81
6.11	Derivada da temperatura no tempo em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.	81
6.12	Convergência da temperatura para um cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.	82
6.13	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.	83
6.14	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.	83
6.15	Diagrama pressão - volume; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.	84
6.16	Diagrama temperatura - volume; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.	84
6.17	Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.	85
6.18	Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.	85

6.19	Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.	86
6.20	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.	86
6.21	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.	87
6.22	Diagrama pressão - volume; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.	87
6.23	Diagrama temperatura - volume; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.	88
6.24	Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.	88
6.25	Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.	89
6.26	Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas, cilindro operando com gás Hélio a 1000 rpm.	89
6.27	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.	90
6.28	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.	90
6.29	Diagrama pressão-volume; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.	91
6.30	Diagrama temperatura-volume; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.	91

6.31	Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.	92
6.32	Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.	92
6.33	Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; operando com gás hélio a 3500 rpm.	93
6.34	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio para várias rotações.	93
6.35	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio para várias rotações.	94
6.36	Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio várias rotações.	94
6.37	Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio para várias rotações.	95
6.38	Comparação entre o modelo termodinâmico, o modelo numérico do presente trabalho e as correlações empíricas para avaliação do fluxo de calor (kW/m^2) entre o gás hélio e as paredes; cilindro operando a 1000 rpm.	96
6.39	Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt, cilindro operando com gás hélio; razão de volume 2.	97
6.40	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 500 rpm.	99
6.41	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 500 rpm.	99
6.42	Diagrama pressão-volume; cilindro operando com ar a 500 rpm.	100
6.43	Diagrama temperatura-volume; cilindro operando com ar a	100

	500 rpm.	
6.44	Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 500 rpm.	101
6.45	Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 500 rpm.	101
6.46	Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com ar a 500 rpm.	102
6.47	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 1000 rpm.	102
6.48	Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 1000 rpm.	103
6.49	Diagrama pressão-volume; cilindro operando com ar a 1000 rpm.	103
6.50	Diagrama temperatura-volume; cilindro operando com ar a 1000 rpm.	104
6.51	Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 1000 rpm.	104
6.52	Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 1000 rpm.	105
6.53	Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com ar a 1000 rpm.	105
6.54	Comparação entre o modelo termodinâmico, o modelo numérico do presente trabalho e as correlações empíricas para avaliação do fluxo de calor (kW/m^2) entre o ar e as paredes; cilindro operando a 1000 rpm.	106
6.55	Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt; cilindro operando com ar, razão de volume 2.	107

6.56	Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com R134a a 500 rpm.	108
6.57	Diagrama pressão-volume, cilindro operando com R134a a 500 rpm.	109
6.58	Perfil de temperatura, cilindro operando com R134a a 500 rpm.	109
6.59	Diagrama temperatura-volume; cilindro operando com R134a a 500 rpm.	110
6.60	Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com R134a a 500 rpm.	110
6.61	Fluxo de calor (W/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com R134a a 500rpm.	111
6.62	Fluxo de calor (W/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com R134a a 500 rpm.	111
6.63	Diagrama pressão - volume; cilindro operando com R134a a 500 rpm; razão de volume 20.	112
6.64	Diagrama temperatura - volume; cilindro operando com R134a a 500 rpm; razão de volume 20.	112
6.65	Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com R134a a 500 rpm; razão de volume 20.	113
6.66	Comparação entre o modelo termodinâmico e a correlação de Lawton para avaliação do fluxo de calor (kW/m^2) entre o gás R134a e as paredes; cilindro operando a 1000 rpm.	114
6.67	Comparação entre o modelo numérico e as correlações empíricas para avaliação do fluxo de calor (kW/m^2) entre o gás R134a e as paredes; cilindro operando a 1000 rpm.	114
6.68	Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt; cilindro	115

	operando com R134a, razão de volume 2.	
7.1	Área efetiva de escoamento em função do deslocamento da válvula de descarga.	121
7.2	Área efetiva de força em função do deslocamento da válvula de descarga.	121
7.3	Área efetiva de escoamento em função do deslocamento da válvula de sucção.	122
7.4	Área efetiva de força em função do deslocamento da válvula de sucção.	122
7.5	Diagrama pressão-volume, cilindro com orifício operando com $R_v=150$.	124
7.6	Diagrama temperatura-volume, cilindro com orifício operando com $R_v=150$.	124
7.7	Posição da válvula de descarga para um ciclo de compressão em um cilindro com orifício; $R_v=150$.	125
7.8	Posição da válvula de sucção para um ciclo de compressão em um cilindro com orifício; $R_v=150$.	126
7.9	Velocidade média no orifício de descarga para um ciclo de compressão em um cilindro com orifício; $R_v=150$.	127
7.10	Velocidade média no orifício de sucção para um ciclo de compressão em um cilindro com orifício; $R_v=150$.	128
7.11	Massa de fluido contida no cilindro para dois ciclos subsequentes de compressão; $R_v=150$.	129
7.12	Diagramas pressão-volume para razões de volume 72,0 e 170,0.	133
I.1	Mecanismo biela-manivela.	143
I.2	Variáveis utilizadas na descrição do movimento do pistão.	144
I.3	Escoamento através de orifício.	146

Tabelas

Tabela	Título	pag.
3.1	Identificação das variáveis com seus respectivos coeficiente de difusão e termo fonte para o sistema inercial de coordenadas (x,r,t) .	28
4.1	Identificação das variáveis com seus respectivos coeficiente de difusão e termo fonte para o sistema móvel de coordenadas (ξ,r,t) .	32
5.1	Parâmetros utilizados na simulação, caso base.	51
5.2	Parâmetros utilizados na simulação.	61
6.1	Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt, para um cilindro fechado operando com gás hélio, razão de volume igual a 2.	97
6.2	Valores utilizados para o modelo com ar.	98
6.3	Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt, para um cilindro fechado operando com ar.	107
6.4	Valores utilizados para o modelo com R134-a.	108
6.5	Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt, para um cilindro fechado operando com o fluido refrigerante R134a.	115
7.1	Compressor utilizado para modelação de cilindro com orifício.	120

RESUMO

Este trabalho apresenta uma metodologia numérica, bem como testes e resultados obtidos na simulação do escoamento laminar e da transferência de calor no interior do cilindro de um compressor alternativo. O modelo resolve as equações da conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia em um domínio bidimensional axissimétrico que contrai e expande acompanhando a variação de volume causada pelo movimento alternativo do pistão. As equações diferenciais governantes do problema de mecânica dos fluidos e de transferência de calor são discretizadas pelo método dos volumes finitos, fornecendo os campos de velocidade, pressão e temperatura no interior do cilindro.

O desenvolvimento do modelo inicia-se com a análise sobre um cilindro adiabático sem entrada ou saída de massa pelas fronteiras do domínio, onde realiza-se comparações com um modelo termodinâmico. Estende-se tal análise prescrevendo temperatura nas superfícies sólidas do modelo, analisando então a transferência de calor entre o gás e as paredes. Destaque é dado à diferença de fase encontrada entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura entre o gás e as paredes, o que torna a utilização da lei de Newton imprópria. Explora-se neste trabalho expressões que permitam correlacionar o fluxo de calor com a diferença de temperatura, apresentando comparações entre o modelo numérico utilizado neste trabalho, modelo termodinâmico, e correlações empíricas frequentemente utilizadas na modelação de compressores alternativos.

Aproxima-se o modelo em questão com a realidade dos compressores, ao considerar-se a entrada e saída de massa no cilindro, promovida através de orifício e válvula centrados na tampa do cilindro. Apresentam-se diagramas de pressão e temperatura em função do volume no interior do cilindro, bem como o comportamento obtido para as válvulas de sucção e descarga.

ABSTRACT

This work presents a numerical methodology as well as simulation results for the laminar flow including heat transfer inside the cylinder in a reciprocating compressor. The model performs the solution for the conservation of mass, momentum and energy in a two dimensional axisymmetrical domain that contracts and expands as the piston goes up and down. Use is made of finite volume methodology for solving the differential equations.

The model is developed by parts. First an adiabatic cylinder with no mass flux through its boundaries is considered. Results for this situation is compared with a thermodynamic model yielding a very good agreement. Next, a constant temperature is prescribe at the cylinder walls and attention is focused on the heat transfer between the cylinder and the gas. It is found that the heat flux is out of phase with the gas-to-wall temperature difference, precluding the use of Newton's law of cooling. Comparisons between the numerical model presented here and the thermodynamic model, as well as empirical correlations found in the literature, are performed for different situations. Results show that some correlations can be successfully adjusted to predict the heat flux from wall to the gas inside the cylinder.

The further step taken in the simulation was to incorporate the mass flux through reed type valves. Despite the long time needed to perform the computations, the model proved to be very effective. Pressure and temperature as a function of the time dependent cylinder volume are presented. Results are also explored for the suction and the discharge valve.

Capítulo I

INTRODUÇÃO

1.1 - *Generalidades*

O compressor é o componente do sistema de refrigeração que concentra as maiores atenções. O motivo para tal, é que o compressor possui a tarefa de entregar energia de fluxo ao fluido refrigerante, mantendo a diferença de pressão entre o condensador e o evaporador. Isto torna possível o percurso do fluido pelo sistema de refrigeração, possibilitando a realização das trocas térmicas necessárias. Enfim, o compressor é o coração do sistema de refrigeração e indubitavelmente é o componente do sistema com maior valor tecnológico agregado. Desta forma, cada vez mais está se desejando obter características melhores de rendimento, baixo ruído, redução do volume morto dentre outros aspectos. Atualmente os compressores herméticos atendem bem estes requisitos, dominando o mercado.

Uma primeira diferenciação quanto a estes compressores é o seu aspecto construtivo, sejam eles alternativos ou rotativos. Os rotativos são mais recentes e começam a disputar o mercado, principalmente motivado pelas boas características quanto a eficiência e baixo ruído. Apesar disto, vantagens como maior estanqueidade, ainda são relevantes nos alternativos. Ainda é cedo para dizer que haverá uma total substituição dos compressores alternativos pelos rotativos, mas uma divisão do mercado, visando atender melhor aos requisitos deste, está iminente. Este trabalho será voltado apenas aos compressores herméticos alternativos.

1.2 - *Funcionamento de compressores herméticos alternativos*

Os compressores herméticos são envoltos externamente por uma carcaça que por

sua vez consiste de duas partes soldadas hermeticamente. Junto à carcaça estão componentes como a placa-base, cuja função é fixar o corpo do compressor ao equipamento de refrigeração, o terminal hermético, que faz a conexão elétrica entre a rede elétrica e o interior, e o limitador de oscilação, que evita danos durante o transporte. Ainda fixo ao corpo do compressor estão os passadores de sucção e descarga que permitem que o gás seja succionado para dentro do compressor e descarregado, respectivamente. Um terceiro passador é o de processo, que é utilizado para carregar o sistema com gás refrigerante ou para evacuá-lo.

Na parte interna da carcaça estão os componentes elétricos e mecânicos. Estes por sua vez consistem de um motor elétrico conectado ao compressor por meio de um eixo, sendo que o mecanismo responsável pela conversão do movimento rotativo do motor em alternativo do pistão do compressor pode ser do tipo biela-manivela ou "Scotch-Yoke..

Fixado ao rotor encontra-se a bomba responsável em levar o óleo lubrificante depositado no fundo da carcaça do compressor, conduzindo o óleo através de rasgos até as partes superiores do compressor, que necessitam de lubrificação.

Como já mencionado, o gás refrigerante penetra no compressor através de um passador de sucção, sendo então succionado para as câmaras de amortecimento e em seguida para a câmara de sucção. Em seguida o gás penetra no cilindro passando pela válvula de sucção, sofre a compressão e cruza a válvula de descarga até a câmara de descarga e em seguida as câmaras de amortecimento. Na sequência o gás é conduzido por um tubo, até o passador de descarga.

Durante o ciclo de compressão o pistão desloca-se desde o ponto morto inferior (PMI), até o ponto morto superior (PMS). O volume ocupado pelo gás, quando o pistão chega ao PMS é chamado de volume morto. Um ponto de aperfeiçoamento do projeto de compressores é a redução deste espaço, que traz efeitos negativos no desempenho do compressor. Normalmente este é expresso em percentagem do volume ocupado pelo gás quando o pistão estiver no PMI, não devendo ultrapassar a quatro por cento, segundo recomendações.

A figura 1.1 mostra um corte de um modelo de compressor hermético alternativo, normalmente utilizado em equipamentos de refrigeração doméstica, onde pode-se identificar os componentes e sua disposição no conjunto.

Normalmente, os compressores herméticos alternativos apresentam válvulas de sucção e de descarga controladas pelo diferencial de pressão atuante sobre estas. Alguns modelos de válvula utilizam-se de molas helicoidais, onde caso o diferencial de pressão seja grande o suficiente para deformar a mola, esta se abre. Em modelos mais eficazes, as válvulas tem o próprio material funcionando como mola, devido à rigidez e ao amortecimento inerentes do sistema e do material da válvula.

Durante o curso do pistão entre o PMI e o PMS o gás sofre compressão, elevando a sua temperatura e perdendo calor para as paredes. A pressão eleva-se até que a válvula de descarga se abra, a partir deste momento a pressão e a temperatura se mantêm constantes, enquanto o pistão continua a subir até atingir o PMS. O pistão passa então a se deslocar no sentido oposto até que a pressão se torne insuficiente para manter a válvula aberta. Enquanto o pistão desce, cai a temperatura e a pressão dos gases até que se atinja a pressão de sucção, quando abre-se a válvula de sucção, admitindo mais gases que misturam-se com os remanescentes no cilindro devido à existência do volume morto.

1.3 - Escopo do presente trabalho

O objetivo do presente trabalho é a busca do conhecimento dos processos que ocorrem no interior do cilindro do compressor, permitindo assim que se possa avaliar de forma mais precisa o impacto de formas construtivas, características de operação e da transferência de calor sobre o desempenho do compressor.

Para que fosse possível tal avaliação, se fez necessário o uso de metodologias numéricas baseada na técnica dos volumes finitos e aplicada a domínios deformáveis, uma vez que a modelação foi realizada em regime transiente, onde, devido ao

movimento alternativo do pistão, altera-se o volume no interior do cilindro a cada passo de tempo.

Desta forma, apresenta-se no capítulo II do presente trabalho uma revisão da bibliografia onde são citadas as metodologias empregadas para a modelação do compressor, bem como a evolução destas. Destacam-se também alguns trabalhos voltados a motores de combustão interna, onde utilizam-se modelações semelhantes à proposta na presente dissertação.

No capítulo III apresenta-se a formulação proposta para o problema, descrevendo os conceitos necessários para a simulação, como as equações que descrevem o movimento das válvulas e do fluxo de massa através das mesmas. Apresenta-se também o modelo matemático utilizado para a descrição do escoamento e da transferência de calor no interior do cilindro.

Em sequência, apresenta-se no capítulo IV a metodologia numérica utilizada na solução das equações governantes do escoamento e da transferência de calor no interior do cilindro. É explorado também o sistema de coordenadas móveis, que acompanha o movimento alternativo do pistão.

Visando uma melhor compreensão dos fenômenos que ocorrem no interior do cilindro, bem como a própria validação da metodologia adotada, determinam-se vários passos intermediários até atingir-se um modelo próximo da realidade do compressor. Desta forma, inicia-se a análise sobre um cilindro fechado com as paredes adiabáticas, conforme apresentado no capítulo V. No capítulo VI a formulação é estendida para um cilindro ainda fechado, mas que apresenta temperaturas prescritas nas superfícies que representam as paredes do cilindro, a placa de válvulas e o pistão.

No capítulo VII, apresenta-se o primeiro modelo onde considera-se a entrada e saída de massa do domínio. Isto é feito através de um orifício centrado na placa de válvulas, que possibilita a sucção e a descarga dos gases,

Finalmente, no capítulo VIII, apresentam-se as conclusões do presente trabalho e as sugestões de continuidade na abordagem do problema aqui tratado.

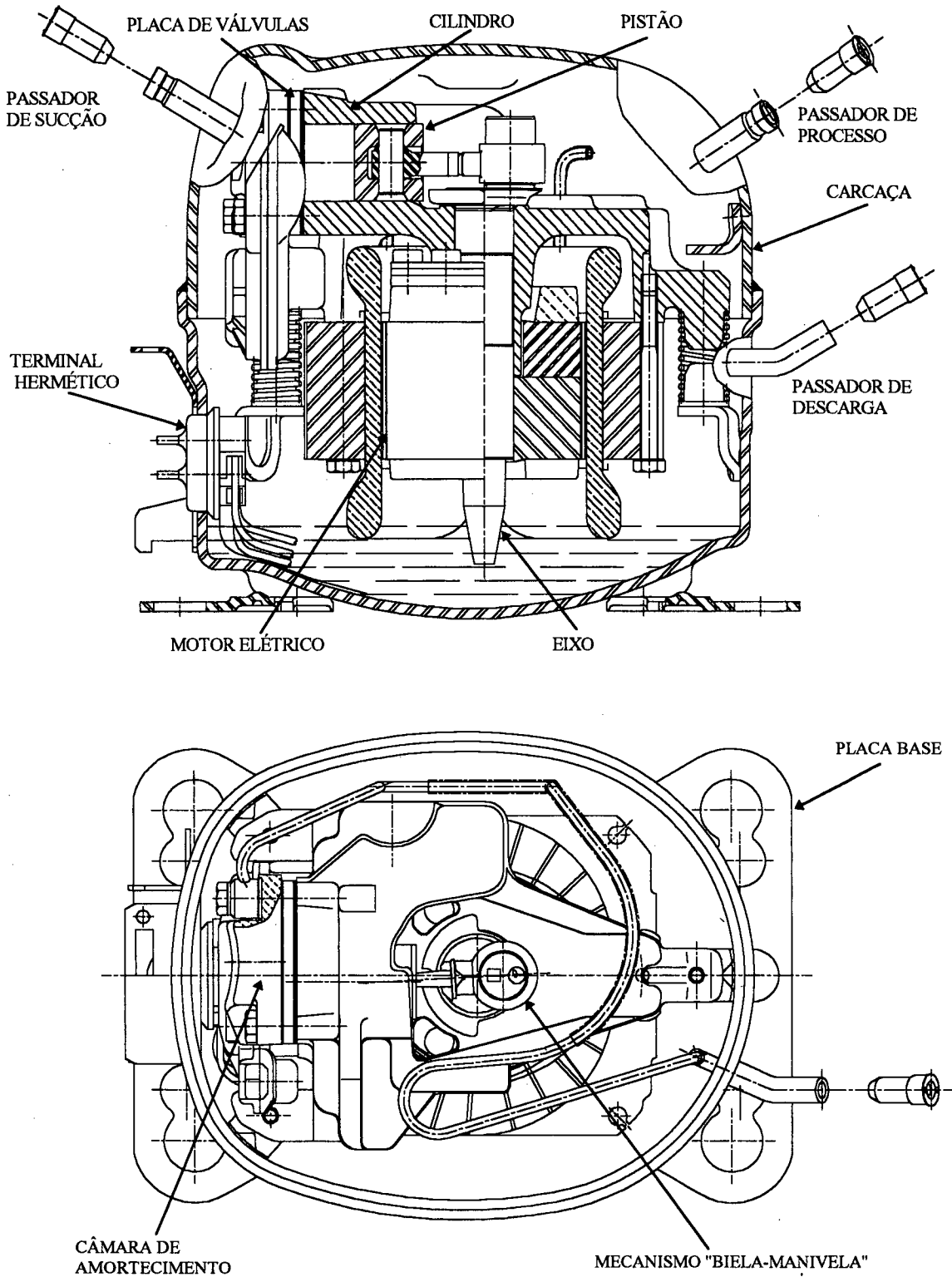


Fig 1.1 - Compressor hermético alternativo.

Capítulo II

REVISÃO DA LITERATURA SOBRE ESCOAMENTO E TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM COMPRESSORES ALTERNATIVOS

2.1 - *Introdução*

Até meados do século XIX, os compressores eram projetados sem que houvesse um conhecimento teórico dos fenômenos que ocorrem no seu interior. Tal preocupação somente nasceu no final do século XIX, vindo a crescer no início do século XX.

Com o passar do tempo, as necessidades foram crescendo conjuntamente com o refinamento do projeto que passou a ser melhor elaborado nas últimas décadas, com a facilidade da utilização de computadores de alto desempenho. Isto trouxe novas possibilidades tecnológicas e também a necessidade de se ter um maior conhecimento dos fenômenos físicos que ocorrem no compressor.

Hoje muitos trabalhos de otimização no compressor ou no sistema se devem à utilização de programas de simulação, desenvolvidos em conjunto com novas técnicas de experimentação.

2.2 - *Modelos analíticos e experimentais*

Costagliola (1950) é referenciado por Ussyk (1984) como sendo o primeiro pesquisador a obter sucesso na busca da descrição dos fenômenos que ocorrem no compressor. Este resolvia duas equações diferenciais não-lineares, uma que descrevia o movimento das válvulas, outra que fornecia o fluxo de massa através destas. O único empecílio de sua metodologia era o procedimento gráfico utilizado para a solução destas

Amgillor

equações, distante ainda das necessidades da indústria, mas que apresentavam resultados satisfatórios.

Ainda segundo Ussyk (1984), Borisoglebski e Kusmin (1965) utilizaram uma única equação diferencial não-linear para descrever a dinâmica das válvulas e o fluxo de massa. Estas eram compostas por parâmetros adimensionais e sua solução foi realizada com auxílio do método de Runge-Kutta.

A partir do final da década de sessenta, os computadores digitais passaram a ser utilizados extensivamente na solução de modelos matemáticos. Iniciou-se então trabalhos em várias universidades do mundo no sentido de refinar os modelos até então utilizados.

Com base no trabalho de Annand (1963) que propôs uma correlação para avaliar o coeficiente de transferência de calor em motores de combustão interna, Adair et alii (1972) apresentaram correlações tanto dimensionais como adimensionais, para serem utilizadas em compressores. Tais correlações fornecem o número de Nusselt como função da velocidade do pistão, da pressão e da temperatura instantânea, ou então, do número de Reynolds e Prandtl. Em experimentos adicionais, Adair (1972) avaliou a flutuação da temperatura das paredes sólidas, obtendo valores da ordem de $\pm 0,5$ K, enquanto que a flutuação da temperatura média dos gases era da ordem de ± 55 K.

Adair ainda dispendeu esforços com um modelo simplificado de compressor, com o propósito de avaliar o impacto da transferência de calor entre o gás e as paredes do cilindro. Relatou a participação da transferência de calor na eficiência do compressor em vários períodos do ciclo, inicialmente compreendendo a expansão e a sucção, seguindo de um modelo somente para a compressão e convergindo para o caso em que considera o ciclo completo de compressão. Com tal trabalho, Adair afirmou que a transferência de calor contribui com cerca de dez a vinte por cento do decréscimo da eficiência termodinâmica.

Soedel (1978) começou a considerar os efeitos de pulsação dos gases nas câmaras do compressor, como complemento aos modelos de simulação de compressores já

utilizados. Para isto, adotou como ferramenta equações da acústica, tendo como hipótese as pequenas amplitudes destas pulsações.

Segundo Recktenwald (1989), Röttger e Kruse (1976) utilizaram um modelo que incluía a transferência de calor no cilindro, a pulsação dos gases e a dinâmica das válvulas para avaliar os resultados obtidos quando utilizavam a equação de estado para gases ideais e gás real. Segundo estes, para o cálculo da eficiência volumétrica e do trabalho específico, as equações para gás real devem ser utilizadas. Contradizendo alguns trabalhos antecedentes, foi demonstrado também que a pequena diferença de temperatura entre as paredes do cilindro e os gases, bem como a pulsação dos gases, apresentam uma contribuição muito menor no desempenho do compressor do que a parcela devida às válvulas.

Brok et alii (1980) apresentaram modificações no modelo proposto por Adair et alii (1972), alterando a forma de avaliação da velocidade de turbilhonamento. Usaram também correlações adicionais para avaliar a transferência de calor nas válvulas, e analisaram dois casos extremos de funcionamento de um compressor: um compressor com paredes adiabáticas e outro mantido resfriado. Analisando o comportamento da transferência de calor para os fluidos R-22, ar, amônia, concluíram que a transferência de calor influi na eficiência volumétrica do compressor em uma faixa variando de dois e meio até no máximo quatro por cento. Tais resultados são duvidosos, já que as correlações utilizadas para avaliar a transferência de calor entre o gás e as paredes apresentavam uma grande incerteza.

Polman (1981) avaliou o fluxo de calor entre o gás e a parede, resolvendo analiticamente as equações de conservação sobre a camada limite e propôs uma correlação para avaliar o fluxo de calor instantâneo.

Lee et alii (1982) realizaram uma análise de compressores alternativos utilizando um modelo que incluía a transferência de calor entre as paredes do cilindro e o gás, a dinâmica das válvulas e o fluxo de massa pelas válvulas. Este modelo era baseado na Primeira Lei da Termodinâmica e os resultados foram comparados com o modelo politrópico, obtendo resultados insatisfatórios apenas para a temperatura da parede do

cilindro. São apresentadas ainda comparações de algumas correlações para avaliar o coeficiente de transferência de calor, concluindo que estas são inadequadas.

Recktenwald (1982) testou um modelo baseado na Primeira Lei da Termodinâmica, usando a correlação de Adair et alii (1972) onde conclui que os efeitos da transferência de calor no interior do cilindro do compressor usando R-12 é insignificante. Recktenwald questionou no entanto a validade da correlação proposta por Adair.

Ussyk (1984) simulou um compressor hermético alternativo, onde considerava as válvulas como lâminas flexíveis, incluindo o efeito dos batentes sobre a movimentação das mesmas. Neste modelo foi considerado o vazamento que ocorre pela folga entre o pistão e o cilindro, além de tratar o fluido refrigerante como um gás real. Os resultados foram comparados com experimentos, obtendo boa concordância entre as áreas dos diagramas pressão-volume. No entanto as curvas discordam em algumas regiões, acredita-se que uma das causas desta discrepância é a não inclusão dos efeitos de pulsação dos gases.

Kornhauser e Smith (1987) realizaram experimentos em um cilindro fechado contendo um pistão acoplado a um mecanismo biela-manivela, utilizando gás hélio como fluido de trabalho. Estes monitoraram a pressão instantânea e a posição do pistão, calculando o trabalho no ciclo completo de compressão. Em regime permanente, este trabalho é igual ao calor perdido do gás para as paredes. Foi demonstrado ainda que as correlações para a troca de calor entre o gás e o cilindro na forma $Nu = a Re^b$ são ineficientes em valores intermediários de Peclet (entre 10 e 500), tal fato foi creditado aos efeitos de compressibilidade.

Todescat et alii (1992) desenvolveram um modelo para simulação de compressores herméticos alternativos baseado em balanços de energia em volumes de controle em regime permanente, avaliando assim o fluxo de massa, entalpias, pressão e outras variáveis de interesse. O desenvolvimento desta metodologia visava reduzir a quantidade de experimentações realizadas em compressores.

Fagotti et alii (1994) apresentaram um estudo de alguns modelos de transferência de calor entre o gás e as paredes de um compressor alternativo onde mostram que estas correlações apresentam erros exagerados. Segundo estes, as correlações propostas por Adair et alii (1972) não apresentam uma boa concordância entre os dados instantâneos e os experimentais, embora o fluxo de calor médio seja bem representado. Foi observado também que a correlação apresentada por Polman (1981) forneceu valores negativos para o coeficiente de transferência de calor, mostrando ser inconsistente. Os resultados apresentados por Fagotti et alii (1994), podem ser observados na figura 2.1, onde verifica-se a grande discordância entre as várias formas propostas para a avaliação da transferência de calor entre os gases e o cilindro dos compressores. Esta obscuridade a respeito da transferência de calor e dos processos que ocorrem no interior dos compressores alternativos serve de motivação para o presente trabalho.

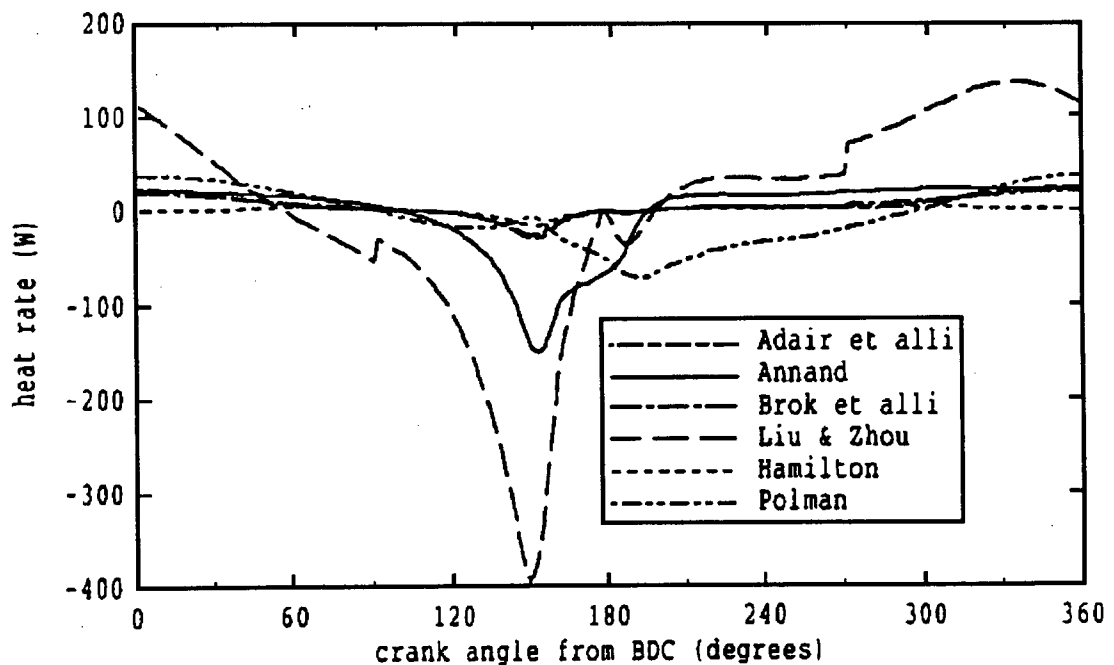


Fig 2.1 - Comparação entre os modelos de transferência de calor (Fagotti et alii, 1994).

Lio et alii (1994) realizaram uma análise numérica da dinâmica das válvulas tipo palheta levando em consideração o acoplamento acústico com o fluido, aplicando seus resultados a compressores de refrigeração doméstica. Para tanto, os mesmos analisaram simultaneamente o movimento de válvulas tipo palheta e as flutuações de pressão no compressor, utilizando-se de um modelo global do compressor. Tal modelo era composto por um modelo de válvulas de palheta, um modelo de compressão dos gases no interior do cilindro e um modelo para os circuitos do compressor. As válvulas foram modeladas como um sistema com vários graus de liberdade, cujos parâmetros modais são calculados por intermédio de um código de elementos finitos. O processo de compressão foi modelado considerando-se o gás como ideal e o processo como politrópico, enquanto que os circuitos são modelados com os princípios de acústica aplicados a dutos.

A utilização de um modelo sofisticado para descrever as válvulas permitiu que os autores observassem aspectos não detectados por modelos com um grau de liberdade, normalmente utilizados, principalmente no que se refere à válvula de sucção devido seu comportamento irregular. Estes creditam a emissão de ruído e vibrações em compressores quase que totalmente ao movimento e choques das válvulas, principalmente em altas frequências.

Kornhauser e Smith (1994) deram continuidade em seus estudos da transferência de calor no interior de um cilindro fechado, analisando os efeitos de vários parâmetros construtivos e utilizando os gases hélio, hidrogênio, nitrogênio e oxigênio. Estes afirmam que os modelos ordinários de transferência de calor por convecção são incapazes de descrever a transferência de calor entre o gás e o cilindro do compressor e sugerem o uso de coeficientes de troca de calor por convecção na forma complexa, nos quais o fluxo de calor consiste de uma parte real, proporcional à diferença de temperatura entre o gás e as paredes, e de uma parte imaginária, proporcional à taxa de variação da temperatura com o tempo. Tal forma permite avaliar tanto o fluxo de calor em sua magnitude como sua defasagem em relação à diferença de temperatura entre a parede e o gás.

Para chegar a tais resultados, Kornhauser e Smith determinaram a pressão e a posição do pistão e através da primeira lei da termodinâmica, considerando os gases como ideais, calcularam o fluxo de calor total.

2.3 - Modelos diferenciais

A aplicação destes modelos em máquinas alternativas teve início com Watkins (1973), que desenvolveu métodos para escoamento laminar. Mais tarde, em conjunto com Gosmam (1977), este procedimento foi estendido para escoamentos turbulentos, onde o modelo $k-\varepsilon$ foi adaptado para escoamento compressível, transiente no interior de cilindros.

Gosmam e Watkins (1979) compararam seus resultados com correlações globais. Para o caso simples de um cilindro fechado, sem válvulas, a taxa de transferência de calor obtida pelo método de diferenças finitas foi menor do que aquela calculada pelas correlações experimentais. Para o caso de um cilindro com válvula, as dispersões de resultados foram grandes, devidos à simplicidade do modelo computacional adotado.

Chong e Watson (1976) e Chong et alii (1976), baseados em Watkins (1973), estudaram escoamentos laminares tanto no interior de compressores fechados como no interior de cilindros de motores. Estes afirmaram, baseados em seu trabalho, que a transferência de calor pode ser calculada com um modelo unidimensional.

Gosmam e Whitelaw (1979) e Gosmam (1981) obtiveram resultados a respeito do fluxo de calor na cabeça de cilindros de motores, compatíveis com os obtidos experimentalmente por Dao et alii (1973). O modelo adotado era axissimétrico na forma e nas condições de contorno.

Diwakar e El Tahry (1983) compararam seu modelo axissimétrico com medições realizadas por Alkidas (1980), que no entanto não possuía simetria em seu modelo por se tratar de um motor de quatro tempos. Os resultados eram computados apenas após a válvula de sucção fechar, assumindo que os campos de temperatura, velocidades e turbulência eram uniformes. Apesar das simplificações os resultados para a pressão

foram bastante bons.

Recktenwald (1989) descreve a transferência de calor em um modelo axissimétrico de compressor, onde resolve as equações de Navier-Stokes completas e utiliza o modelo k- ϵ de turbulência. O autor apresenta resultados para o fluxo de calor no interior do cilindro e a influência deste sobre o desempenho de compressores alternativos, afirmando também que a taxa total de transferência de calor não é bem correlacionada com a diferença de temperatura entre o gás e as paredes sólidas do cilindro. O modelo de válvula adotado por este, usa a analogia de escoamentos em orifícios, não levando em conta fatores inerentes às válvulas, como rigidez e amortecimento, e também a pulsação de gases. O modelo admite ainda que as propriedades dos refrigerantes sejam constantes.

2.4 - Visão global dos trabalhos em motores de combustão interna

O intuito desta seção é apenas dar um apanhado geral do estado de arte da modelação de motores de combustão interna, ressaltando que as referências sobre o tema são em muito maior número que as aqui citadas.

Arcoumanis e Whitelaw (1987) apresentam uma revisão dos estudos realizados até aquela data sobre a mecânica dos fluidos em motores de combustão interna. Esta revisão inicia-se em modelos empíricos, os chamados .corte e tente., mas de grande importância no projeto de motores de combustão interna e responsáveis por alterações principalmente no que se refere aos sistemas de indução e geometria da câmara. Tais metodologias repercutiram em grandes melhorias no desempenho dos motores.

Em sequência os mesmos exploram os benefícios da introdução da tecnologia laser nas experimentações realizadas nos motores, que permitiu mapear o escoamento e melhorar o entendimento da mecânica dos fluidos no interior do cilindro. Finalizando, os autores abordam os modelos computacionais, tanto zero-dimensionais como multi-dimensionais, questionando se algum dia será possível simular os motores como um todo e ressaltando a importância de fazer com que modelos computacionais e

experimentações sejam aplicadas conjuntamente para o melhor aproveitamento de ambas as técnicas.

Durst et alii (1989) apresentam visualizações do escoamento e medições realizadas com o auxílio de anemometria laser, sobre um campo de escoamento gerado em uma expansão súbita em um cilindro durante o curso de admissão de um pistão. Os casos apresentados cobrem o regime laminar e a transição para regime turbulento. Eles realizaram ainda uma análise da influência do volume livre e da velocidade do pistão sobre a estrutura do escoamento. Uma característica importante observada foi a formação de estruturas de vórtices durante o escoamento de admissão, sendo que em determinadas condições, estes vórtices tornavam-se instáveis, apesar do baixo número de Reynolds do escoamento.

Lawton (1987) evidenciou experimentalmente que para motores de combustão interna, o fluxo de calor durante a compressão é muito maior que o fluxo de calor durante a expansão. Apresenta ainda resultados para o fluxo máximo de calor, o qual ocorre cerca de oito graus antes do ponto morto superior, e mostra a presença de um fluxo significativo de calor no sentido da parede para o gás, mesmo quando a temperatura média do gás era maior que a temperatura das paredes. Como alternativa para quantificação deste efeito, Lawton propôs a inclusão de um novo termo na correlação proposta por Annand (1970).

Zhao e Kurzweg (1990) desenvolveram o método SIMPLE-TP, como sendo uma extensão do algoritmo SIMPLE de Patankar e Spalding (1972), voltado à solução de problemas de transferência de calor em escoamentos periódicos no tempo com fronteiras móveis. O movimento das fronteiras se dava pelo movimento senoidal de pistões, os quais eram dispostos nas extremidades de dois reservatórios interligados por um canal. Estes utilizaram-se ainda de um procedimento vetorizado para resolver o sistema de equações algébricas e um algoritmo multi-blocos para as equações de correção da quantidade de movimento e da pressão.

Zhao e Kurzweg (1990) apresentaram seus primeiros resultados na modelação da transferência de calor dentro de câmaras de uma bomba térmica. Neste trabalho a válvula

é substituída por um orifício e a câmara de passagem é tomada como retangular, tornando assim o modelo bidimensional. Tais resultados foram obtidos através da resolução das equações de Navier-Stokes por volumes finitos, considerando-se o fluido como incompressível e isotérmico e assumindo que o regime do escoamento é laminar.

Durst et alii (1992) investigaram o escoamento variável no tempo em um tubo com expansão brusca na secção transversal, com o movimento do fluido sendo forçado pela presença de um pistão. Estes afirmam que, para algumas condições, ocorreram repetidas variações ciclo a ciclo do escoamento, fornecendo escoamentos idênticos para os ciclos pares e também para os ímpares, obtendo escoamentos idênticos em todos os ciclos apenas quando o movimento do pistão ocorria a baixas velocidades. Os autores apresentam a extensão desta análise em função da velocidade do pistão, do espaço vazio do pistão e de seu curso, totalizando mais de trezentas condições analisadas.

Jenkin et alii (1996) apresentam o desenvolvimento de um modelo para prever os gradientes térmicos próximos às paredes em motores de combustão interna que, segundo os autores, supera a inabilidade de modelos termodinâmicos convencionais em fornecer tais informações, bem como evita as dificuldades computacionais oriundas da utilização de um modelo baseado na solução das equações diferenciais governantes desta classe de problemas. O modelo foi baseado na utilização da equação unidimensional da entalpia aplicada a volumes discretos e foi validado por comparações com perfis de temperaturas simulados e medidos por Lucht et alii (1990) e com os resultados obtidos na avaliação do fluxo de calor entre o gás e as paredes apresentados por Yang e Martin (1989).

Os autores não incorporam no modelo os efeitos de convecção no interior do cilindro e o transporte de energia por turbilhonamento é incluído no termo de condutividade térmica turbulenta. Apesar de parecer limitante a não inclusão dos efeitos de convecção, os resultados apresentados para os perfis de temperatura quando da utilização de altas rotações continua apresentando uma boa concordância com os resultados utilizados como referência. Tal fato fez os autores questionarem a existência de camadas limites turbulentas em cilindros de motores de combustão interna.

Gharakhani e Ghoniem (1996) modelaram o escoamento no interior de um motor de combustão interna, comparando com resultados obtidos através da visualização do escoamento realizadas em laboratório. Para tanto, utilizaram-se de um modelo tridimensional de um cilindro, com um orifício excêntrico e um assento de válvula paralelo e abaixo do orifício, além de um pistão com movimento harmônico situado na extremidade do cilindro oposta ao orifício. Neste modelo, a superfície de contorno foi aproximada utilizando-se de elementos de superfície planos e retangulares, desta forma a seção transversal circular do motor foi representada por uma idealização em forma de escada.

Os autores utilizaram-se do método de elementos de contorno para a solução da equação de Laplace que define o escoamento potencial e impõe as condições de contorno de fluxo normal sobre as superfícies de contorno, sem a necessidade de discretizar o domínio interior. Como alternativa para a redução do tempo computacional e eliminar o problema de gerar-se elementos de contorno com razões de aspecto elevada, foi utilizada uma quantidade variável de elementos de contorno em função do tempo.

2.5 - Revisão bibliográfica sobre coordenadas móveis

Além das referências já citadas anteriormente, destacam-se ainda alguns trabalhos aplicados a problemas com domínios variáveis no tempo, onde foi dedicada uma atenção maior à metodologia.

Yang e Shih (1985) apresentam um técnica versátil de geração de malhas aplicadas a domínios irregulares e variáveis no tempo, onde demonstram formas de realizar a interpolação para a obtenção dos pontos internos da malha. Os autores aplicam a metodologia em um modelo bidimensional de uma câmara de combustão de um motor rotativo, apresentando e discutindo a solução numérica do campo de escoamento no interior desta câmara.

Demirdzic e Peric (1990) apresentam comparações dos resultados numéricos com dados experimentais para o escoamento em canais infinitos com uma saliência móvel.

Os autores apresentam detalhes da discretização que foi realizada em um domínio bidimensional, utilizando o arranjo colocalizado de variáveis, diferenças centrais para avaliar os fluxos convectivos e difusivos. Utilizam-se também do algoritmo SIMPLE para promover o acoplamento pressão-velocidade.

Ströll et alii (1993) analisaram numérica e experimentalmente o escoamento laminar em um conjunto pistão-cilindro, onde o pistão movia-se no sentido de succionar gás para o interior do cilindro, através de um canal. Para tanto, os autores trabalham com duas malhas, uma fixa para a região do canal e outra para o cilindro, esta móvel devida à presença do pistão, apresentando detalhes de como conectar as informações dos dois domínios de cálculo. Descrevem também os seus experimentos, realizados com auxílio de anemometria laser.

2.6 - Observações finais

A revisão anterior mostra que embora a literatura de motores de combustão seja rica em modelos diferenciais, o mesmo não acontece no contexto dos compressores. Desta forma, o objetivo maior da presente dissertação é avançar o conhecimento sobre o escoamento e a transferência de calor durante o movimento alternativo do pistão em compressores herméticos de refrigeração, através da obtenção dos campos de temperatura, pressão e velocidade em função das coordenadas espaciais e temporais.

Capítulo III

FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

3.1 - *Considerações preliminares*

O presente trabalho iniciará analisando a operação de um cilindro sem válvula, em seguida investigará cilindros com orifícios e finalmente explorará cilindros com orifício e válvula. Para tanto, neste capítulo será apresentada a formulação do problema genérico, explicitando nos capítulos posteriores as metodologias empregadas em cada modelo.

Adotou-se para este trabalho um modelo bidimensional axissimétrico, onde a simetria ocorre tanto na geometria quanto nas condições de contorno. Para que o modelo possa representar as duas válvulas do compressor, a de sucção e a de descarga, ambas estarão posicionadas na mesma coordenada, ou seja, centradas. Isto se faz possível, pelo fato de que nunca ocorrerá de as duas válvulas estarem abertas simultaneamente. Com este artifício, pode-se então utilizar as dimensões de cada válvula quando cada uma delas estiver em atuação.

O modelo de compressor aqui discutido apresenta uma válvula de sucção e uma de descarga, sendo estas semelhantes àquela apresentada na figura 3.1. A válvula de descarga possui ainda um batente para limitar o seu deslocamento, e incorpora também a sua construção, um *booster*, cuja função é aumentar a rigidez e o amortecimento da válvula após sua abertura, uma vez que sua velocidade tende a crescer rapidamente. Assim, com a presença do *booster*, evita-se que ocorra um choque com o batente.

Para o modelo adotado, a velocidade do fluido em contato com as paredes do cilindro é igual a zero, e para a superfície do pistão a velocidade imposta no fluido é igual à velocidade de deslocamento do pistão. Enquanto as válvulas estiverem fechadas, fixa-se para a região da válvula velocidade nula; caso alguma das duas válvulas esteja

aberta, prescreve-se na região desta, um perfil de velocidade uniforme capaz de proporcionar o mesmo fluxo de massa passando pelo orifício da válvula. O método adotado para determinar este fluxo de massa será descrito mais adiante.

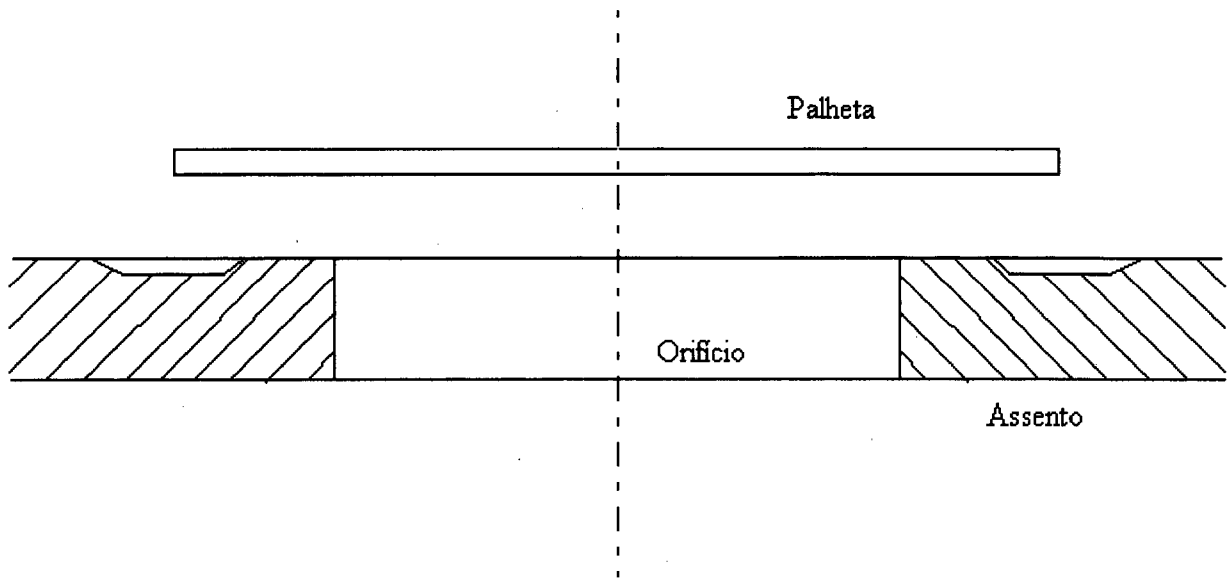


Fig. 3.1 - Válvula de orifício.

Inicialmente será adotado um modelo adiabático, visando facilitar a solução do problema e utilizando pouco tempo computacional. O modelo final terá temperatura prescrita nas três superfícies que representam as paredes do cilindro a placa de válvulas e o pistão. Estas temperaturas poderão ser distintas, mas serão constantes no tempo. Segundo Adair et alii (1972), a flutuação da temperatura na parede do cilindro de um compressor alternativo está na ordem de $\pm 0,5$ K, enquanto a variação da temperatura dos gases está na ordem de $\pm 56,0$ K. Uma análise semelhante foi realizada por Annand e Pinfold (1980), que efetuaram análises no interior de cilindros de motores alternativos sem a combustão, chegando à conclusão de que neste caso a flutuação de temperatura nas paredes não ultrapassa $\pm 3,0$ K.

3.2 - Conceitos utilizados para a simulação

3.2.1 - Movimento do pistão

O volume ocupado pelo fluido no interior do cilindro pode ser representado como uma função do ângulo de giro do eixo acionador. Este acionamento pode ser promovido por mecanismos do tipo biela-manivela ou "Scotch-Yoke" (cruzeta), resultando em equações distintas para cada um destes mecanismos.

Em qualquer um dos dois mecanismos citados, o volume instantâneo é dado pela soma de um volume fixo, o volume morto, com o volume variável, que é função unicamente da posição do pistão.

O volume instantâneo pode ser então representado pela seguinte equação

$$V(\theta) = V_c + \left[\frac{\pi D^2}{4} \right] Y(\theta) \quad (3.1)$$

onde:

θ - Ângulo de giro do mecanismo acionador [graus]

$V(\theta)$ - Volume instantâneo do cilindro [m^3]

V_c - Volume morto [m^3]

D - Diâmetro do cilindro [m]

$Y(\theta)$ - Posição instantânea do pistão [m]

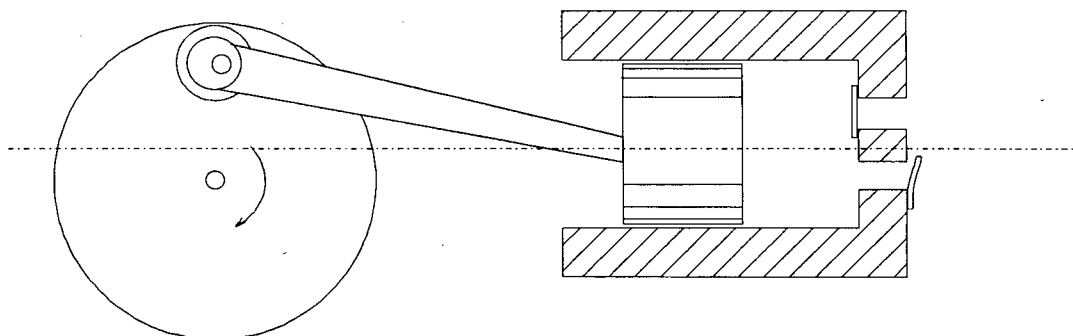


Fig. 3.2 - Mecanismo biela-manivela.

A figura 3.2 mostra o mecanismo biela-manivela enquanto a figura 3.3 é útil para identificar as variáveis utilizadas para equacionar a posição do pistão.

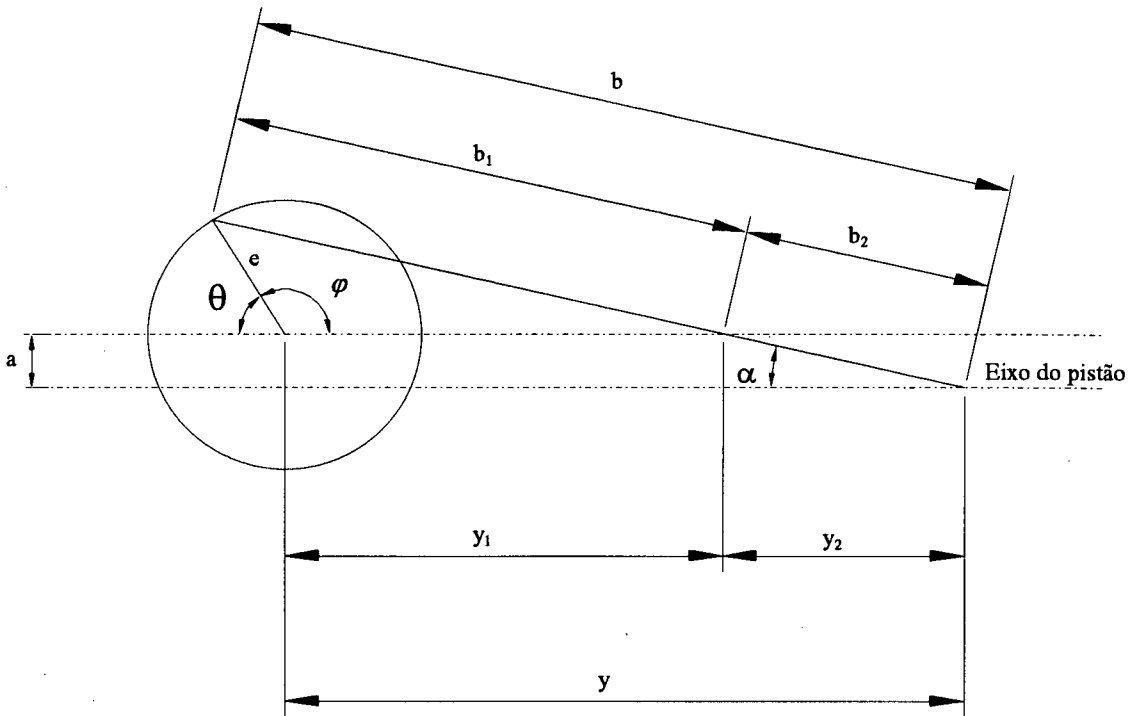


Fig. 3.3 - Variáveis utilizadas na descrição do movimento do pistão.

O desenvolvimento das equações que descrevem o movimento do pistão é apresentado no Anexo I deste trabalho. Sendo que a equação para a posição do pistão em função do ângulo de giro é dada por;

$$y(\theta) = -e \cos(\theta) + \sqrt{b^2 - [e \sin(\theta) + a]^2} \quad (3.2)$$

Sabendo que a velocidade angular do eixo acionador é dada por

$$\omega = \frac{2 \pi n}{60} \quad (3.3)$$

onde n é dado em rotações por minuto. Multiplicando esta pela derivada primeira do deslocamento do pistão, obtém-se a equação para a velocidade do pistão como sendo

$$V_p = \left[e \operatorname{sen}(\theta) - \frac{[e \operatorname{sen}(\theta) + a] e \cos(\theta)}{\sqrt{b^2 - [e \operatorname{sen}(\theta) + a]^2}} \right] \frac{2 \pi n}{60} \quad (3.4)$$

O mecanismo "Scotch Yoke", o qual consiste apenas de uma cruzeta que une o eixo acionador ao pistão, conforme pode ser visto na figura 3.4, não será apresentado em detalhes, pelo fato de que o presente trabalho será baseado principalmente em mecanismos biela-manivela. Mais detalhes sobre este mecanismo podem ser vistos em Soedel (1974).

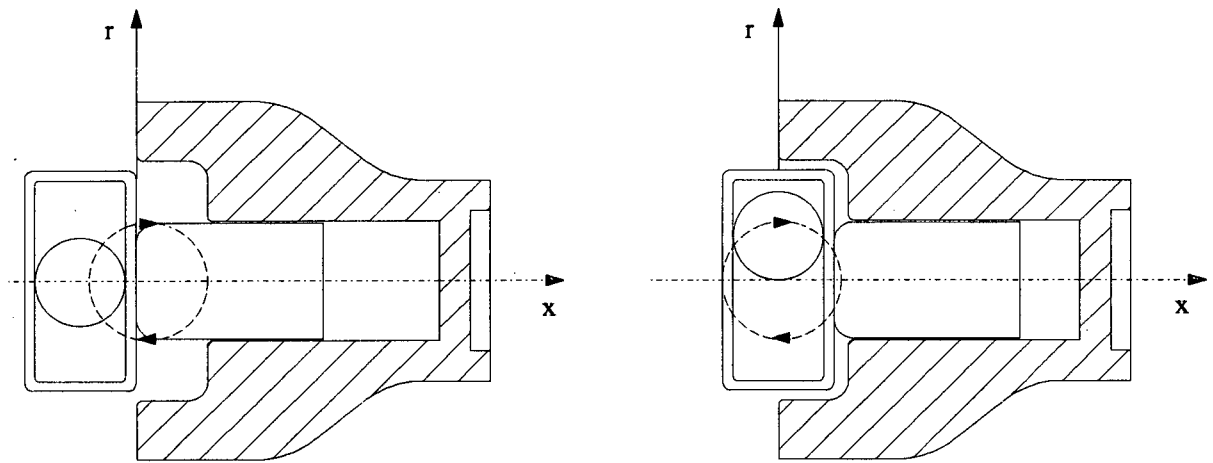


Fig. 3.4 - Esquema geral do mecanismo Scotch-Yoke.

As equações para a posição instantânea do pistão, para o acionamento tipo "Scotch Yoke" pode ser determinado pela seguinte equação

$$Y(\theta) = e \cos(\theta) + e = e [1 + \cos(\theta)] \quad (3.5)$$

A velocidade do pistão é obtida de maneira semelhante à do mecanismo biela-manivela, tendo a forma dada pela equação a seguir

$$V_p = \frac{2 \pi n}{60} e \operatorname{sen}(\theta) \quad (3.6)$$

3.2.2 - Fluxo de massa através das válvulas

Para que se possa chegar às expressões para o fluxo de massa através das válvulas, as seguintes hipóteses devem ser adotadas:

- As condições a montante da válvula serão consideradas como condições de estagnação, ou seja, considera-se que as propriedades em qualquer ponto do escoamento seriam iguais as que seriam obtidas se o fluido naquele ponto fosse desacelerado das condições locais para a velocidade zero, seguindo um processo sem atrito e adiabático.
- O fluxo é unidimensional e isentrópico.
- Utilizam-se equações de fluxo permanente para o cálculo do valor instantâneo no fluxo não permanente.
- A válvula aberta será tratada em cada instante como um orifício simples, com uma certa área efetiva da secção de passagem, conforme ilustrado na figura 3.5.

A dedução das equações que determinam o fluxo de massa através das válvulas, é apresentada com detalhes no Anexo I, sendo as expressões para o fluxo de massa através das válvulas, para o caso de termos fluxo subcrítico e crítico, respectivamente descritas pelas equações 3.7 e 3.8;

$$\dot{m}_v = A_v P_u \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1)RT_u}} \sqrt{\left(\frac{P_v}{P_u}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_v}{P_u}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}} \quad (3.7)$$

$$\dot{m}_{v,CRIT} = A_v P_u \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1)RT_u}} \sqrt{\left(r_c\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(r_c\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}} \quad (3.8)$$

onde:

P_u - Pressão a montante da válvula [Pa]

T_u - Temperatura a montante da válvula [K]

A_v - Área efetiva de fluxo [m²]

R - Constante do gás [J/kg.K]

r - Razão entre P_d e P_u

r_c - P_d/P_u para $M = 1$ no orifício (fluxo crítico)

Estas equações são gerais e servem tanto para a válvula de sucção como para a de descarga, inclusive sob operação de fluxo reverso. Ressalta-se que devido os efeitos viscosos do escoamento em orifícios, o fluxo de massa real é dado pela relação

$$\dot{m}_{\text{real}} = C_d \dot{m}_v \quad (3.9)$$

onde, para o presente trabalho, quando não se conhece as áreas efetivas de escoamento, utiliza-se o coeficiente de descarga (C_d) igual a 0,6.

3.2.3 - Dinâmica das válvulas

Este trabalho tratará as válvulas como placas rígidas, dotadas de massa, M_v , e amortecimento, C , e estas estão fixadas em molas com uma certa rigidez K . As válvulas serão então modeladas como sistemas massa-mola-amortecedor com apenas um grau de liberdade. Baseado no diagrama de corpo livre apresentado na figura 3.5 e realizando-se o balanço de forças na válvula, obtém-se

$$-K x(t) - C \dot{x}(t) + F(t) = M_v \ddot{x}(t) \quad (3.10)$$

Reordenando a equação anterior, chega-se a:

$$M_v \ddot{x}(t) + C \dot{x}(t) + K x(t) = F(t) \quad (3.11)$$

onde:

$F(t)$ - Força [N]

$x(t)$ - Posição da Válvula [m]

$\dot{x}(t)$ - Velocidade da Válvula [m/s]

$\ddot{x}(t)$ - Aceleração da Válvula [m/s²]

Utilizando-se os conceitos de frequência natural e de coeficiente de amortecimento, respectivamente dados por,

$$\omega_N = \sqrt{\frac{K}{M_v}} \quad (3.12)$$

$$\varepsilon = \frac{C}{2 M_v \omega_N} \quad (3.13)$$

pode-se escrever a equação 3.11 na seguinte forma

$$\ddot{x}(t) + 2 \varepsilon \omega_N \dot{x}(t) + \omega_N^2 x(t) = \frac{F(t)}{M_v} \quad (3.14)$$

onde $F(t)$ será dada como uma função do diferencial de pressão que ocorre entre as duas faces da palheta e pode ser representada por

$$F(t) = \Delta P(t) A_{EF} + F_{COL} \quad (3.15)$$

onde

ΔP - Diferencial de Pressão [Pa]

A_{EF} - Área Efetiva de Força [m²]

F_{COL} - Força de Colamento [N]

A força de colamento que atua apenas enquanto a válvula estiver fechada é uma constante e se deve à existência de óleo entre a palheta e a placa de válvulas.

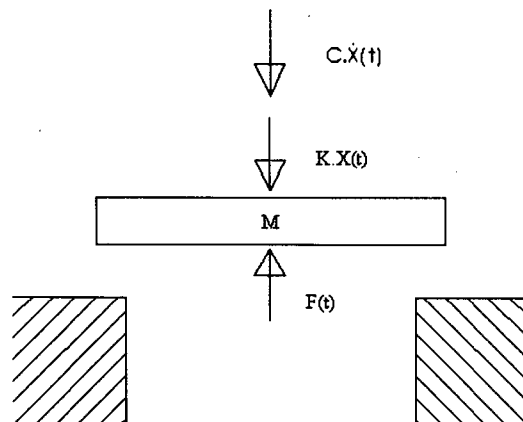


Fig. 3.5 - Diagrama de corpo livre.

3.3 - Modelo matemático

Para que se possa calcular as forças atuantes sobre a válvula, a fim de descrever o movimento destas, ou para se conhecer os esforços sobre o pistão, deve-se determinar os campos de velocidade e de pressão no interior do cilindro do compressor. Do mesmo modo, para determinar a transferência de calor entre os gases e as paredes do compressor, deve-se possuir os campos de temperatura. Para tanto utilizam-se as equações diferenciais governantes dos problemas de mecânica dos fluidos e transferência de calor.

O modelo matemático adotado para a solução do escoamento e da transferência de calor no interior do cilindro do compressor é composto pelas equações de conservação da massa e da energia, pelas equações de Navier-Stokes e pela equação dos gases perfeitos.

Como o problema em discussão apresenta a geometria cilíndrica, sendo axissimétrico não apenas na forma mas nas condições de contorno, e possuindo a válvula centrada na tampa do cilindro, surge a necessidade de empregar um sistema de coordenadas cilíndricas.

A equação da conservação da massa, pode ser escrita como segue

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (3.16)$$

sendo ρ a massa específica do fluido, u a componente axial da velocidade e v a componente radial da velocidade; t é o tempo, x e r são, respectivamente, as coordenadas axial e radial.

As equações para a conservação da quantidade de movimento nas direções axial e radial, bem como a equação da energia são escritas como segue

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v u)}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right] + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial x} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v v)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v v)}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right] + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial r} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \mu \frac{v}{r^2} \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u T)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v T)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{k}{c_p} \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{k}{c_p} \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{1}{c_p} \frac{Dp}{Dt} + \frac{\mu}{c_p} \Phi \quad (3.19)$$

onde Φ representa o termo de dissipação viscosa.

As equações podem também ser escritas em termos da variável genérica ϕ , tomando a forma

$$\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u \phi)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v \phi)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right] + S_\phi \quad (3.20)$$

onde as expressões para ϕ , Γ_ϕ e S_ϕ são apresentadas na tabela 3.1, sendo Γ_ϕ o coeficiente de transporte da difusão e S_ϕ o termo fonte.

A equação do gás é utilizada para completar o sistema de equações, formando assim um sistema de cinco incógnitas e cinco equações, por simplicidade, neste trabalho os gases serão tratados como perfeitos, obedecendo então a relação

$$P = \rho R T \quad (3.21)$$

A figura 3.6 apresenta o domínio de cálculo e a origem do sistema de coordenadas adotado no presente trabalho.

Tab. 3.1 - Identificação das variáveis com seus respectivos coeficiente de difusão e termo fonte para o sistema inercial de coordenadas (x,r,t).

Equação	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Conservação da massa	1	0	0
Conservação da quantidade de movimento na direção x	u	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3}\mu \frac{\partial}{\partial x}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})$
Conservação da quantidade de movimento na direção r	v	μ	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{3}\mu \frac{\partial}{\partial r}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \mu \frac{v}{r^2}$
Conservação da Energia	T	k/c_p	$\frac{1}{c_p} \frac{Dp}{Dt} + \frac{\mu}{c_p} \Phi$

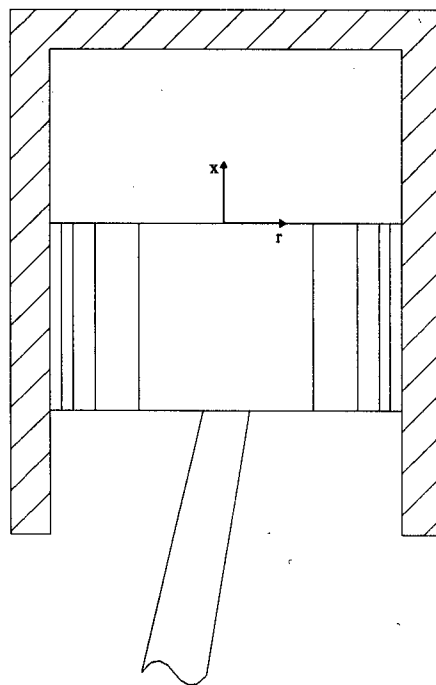


Fig. 3.6 - Origem do sistema de coordenadas adotado.

Capítulo IV

MODELO NUMÉRICO

4.1 - Equações no sistema de coordenadas móvel

As equações governantes necessitam sofrer uma transformação, passando de um sistema de coordenadas fixo (x,r,t) para um sistema de coordenadas móvel (ξ,r,t) , que apresenta deformações apenas na direção axial. Esta transformação é desenvolvida por Watkins (1977) e seus passos são apresentados no que se segue.

Para a aplicação a que se refere este trabalho, considera-se que o domínio deforma-se somente na direção x . Assim, para qualquer superfície ξ da malha, assume-se um valor constante, o que permite que os sistemas de coordenadas sejam relacionados pela seguinte expressão

$$\frac{x - x_A}{x_B - x_A} = \frac{\xi - \xi_A}{\xi_B - \xi_A} \quad (4.1)$$

sendo que os subscritos A e B denotam superfícies de referência nos domínios físico e transformado, no caso, representam as superfícies referentes ao pistão e à placa de válvulas.

Embora para uma superfície qualquer da malha, ξ seja constante, estas se movimentam em relação a uma referência inercial. Assim,

$$\frac{d\xi}{dt} = \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)_t \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_\xi + \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)_x = 0 \quad (4.2)$$

onde pode-se dizer que a velocidade local da malha é dada por

$$u_B \equiv \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_\xi \quad (4.3)$$

A velocidade de uma partícula de fluido em relação ao sistema de coordenadas fixo, é dada pela soma da velocidade local da malha, u_g , com a velocidade relativa entre o fluido e a malha, \tilde{u} ,

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_g + \tilde{\mathbf{u}} \quad (4.4)$$

Ainda, as derivadas parciais no sistema de coordenadas (x,r,t) e (ξ,r,t) podem ser relacionadas por;

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_{r,t} = \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)_{r,t} \left(\frac{\partial}{\partial \xi}\right)_{r,t} = \frac{1}{x_p} \left(\frac{\partial}{\partial \xi}\right)_{r,t} \quad (4.5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial r}\right)_{x,t} = \left(\frac{\partial}{\partial r}\right)_{x,t} \quad (4.6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_{x,r} = \left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)_{x,r} \left(\frac{\partial}{\partial \xi}\right)_{x,r} + \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_{x,r} \quad (4.7)$$

onde, por simplicidade, escreve-se o Jacobiano da transformação como sendo

$$J = \frac{1}{x_p} = \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)_{r,t} \quad (4.8)$$

Desta forma, pode-se reescrever a equação da continuidade, aplicando as derivadas conforme escritas nas equações 4.5 a 4.7, obtendo;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial (\rho u)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (4.9)$$

Expandindo o segundo termo da expressão anterior, e utilizando a definição do inverso do Jacobiano, obtém-se;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \left[\frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\rho \frac{\partial x}{\partial t} \right) - \frac{1}{x_p} \rho \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right) \right] + \frac{1}{x_p} \frac{\partial (\rho u)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (4.10)$$

Reagrupando as derivadas semelhantes, escreve-se

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{x_p} \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\rho \left(u - \frac{\partial x}{\partial t} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (4.11)$$

onde reordenando, chega-se a;

$$\frac{1}{x_p} x_p \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{x_p} \rho \frac{\partial x_p}{\partial t} + \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\rho (u - u_\xi) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (4.12)$$

Finalmente, agrupando os dois primeiros termos da expressão anterior, obtém-se a equação da continuidade escrita no sistema de coordenadas móveis (ξ, r, t).

$$\frac{1}{x_p} \frac{\partial(\rho x_p)}{\partial t} + \frac{1}{x_p} \frac{\partial(\rho \tilde{u})}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (4.13)$$

Repetindo os passos anteriores para as equações da conservação da quantidade de movimento nas direções axial e radial, bem como para a equação da conservação de energia, obtém-se respectivamente;

$$\begin{aligned} \frac{1}{x_p} \frac{\partial(\rho x_p u)}{\partial t} + \frac{1}{x_p} \frac{\partial(\rho \tilde{u} u)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v u)}{\partial r} = - \frac{1}{x_p} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \\ + \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\mu \frac{1}{x_p} \frac{\partial u}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right] + \frac{1}{3} \mu \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{x_p} \frac{\partial(\rho x_p v)}{\partial t} + \frac{1}{x_p} \frac{\partial(\rho \tilde{u} v)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v v)}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\mu \frac{1}{x_p} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right] + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial r} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) - \frac{1}{3} \mu \frac{v}{r^2} \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{x_p} \frac{\partial(\rho x_p T)}{\partial t} + \frac{1}{x_p} \frac{\partial(\rho \tilde{u} T)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v T)}{\partial r} = \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{1}{x_p} \frac{k}{c_p} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{k}{c_p} \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{1}{c_p} \frac{Dp}{Dt} + \frac{\mu}{c_p} \Phi(\xi, r, t) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Novamente, as equações podem também ser escritas em termos da variável genérica ϕ , facilitando o processo de discretização. Assim, as equações anteriores se tornam

$$\begin{aligned} & \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial t} (\rho x_p \phi) + \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho \tilde{u} \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v \phi) = \\ & = \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{1}{x_p} \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right] + S_\phi \end{aligned} \quad (4.17)$$

onde as expressões para ϕ , Γ_ϕ e S_ϕ são apresentadas na tabela 4.1,

Tab. 4.1 - Identificação das variáveis com seus respectivos coeficiente de difusão e termo fonte para o sistema móvel de coordenadas (ξ, r, t) .

Equação	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Conservação da massa	1	0	0
Conservação da quantidade de movimento na direção ξ	u	μ	$-\frac{1}{x_p} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{1}{3} \frac{1}{x_p} \mu \frac{\partial}{\partial \xi} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V})$
Conservação da quantidade de movimento na direção r	v	μ	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial r} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \mu \frac{v}{r^2}$
Conservação da Energia	T	k/c_p	$\frac{1}{c_p} \frac{Dp}{Dt} + \frac{\mu}{c_p} \Phi(\xi, r, t)$

4.2 - Geração algébrica de malhas variáveis no tempo

Em problemas nos quais o domínio se deforma, a distribuição de pontos na malha computacional é usualmente não uniforme além de variável com o tempo. Para

facilitar a solução deste tipo de problemas, mapea-se o domínio físico, móvel, irregular e não uniforme, em um domínio transformado, chamado computacional, o qual é estacionário e regular. A figura 4.1 mostra um domínio físico e o seu respectivo domínio computacional.

Neste trabalho apresenta-se uma técnica genérica para a geração de domínios com duas fronteiras variando com o tempo, não preocupando-se especificamente na aplicação da técnica a compressores alternativos. Um código computacional que utiliza sistema de coordenadas generalizadas e móvel foi escrito durante a execução deste trabalho, justamente visando estender a metodologia a situações mais gerais.

Para domínios bidimensionais que variem com o tempo, o plano transformado é mapeado envolvendo uma transformação de coordenadas do tipo

$$(x, r, t) \Leftrightarrow (\xi, \eta, \tau) \quad (4.18)$$

$$t = t(\tau) \quad (4.19)$$

$$x = x(\xi, \eta, \tau) \quad (4.20)$$

$$r = r(\xi, \eta, \tau) \quad (4.21)$$

onde as variáveis x , r e t representam o domínio físico enquanto ξ , η e τ , representam o domínio transformado. O objetivo é obter equações matemáticas que relacionem estes domínios como será visto posteriormente. Para a geração do domínio transformado alguns passos devem ser seguidos:

Passo 1 - Escolher uma função para relacionar o tempo físico com o tempo do domínio transformado, ou seja, relacionar t com τ . Para problemas nos quais a escala de tempo não varia em diferentes períodos de tempo, é conveniente usar simplesmente

$$t = \tau \quad (4.22)$$

Passo 2 - Escolher dois contornos do domínio físico e determinar a correspondência entre estes contornos e a variação do espaço físico no tempo, com os contornos do domínio transformado. Por exemplo, para duas faces **A** e **B** quaisquer,

mostradas na figura 4.1, que correspondem às linhas η igual a zero e igual a um, respectivamente, escreve-se

$$x_A = x(\xi, \eta = 0, \tau) \quad (4.23)$$

$$r_A = r(\xi, \eta = 0, \tau) \quad (4.24)$$

$$x_B = x(\xi, \eta = 1, \tau) \quad (4.25)$$

$$r_B = r(\xi, \eta = 1, \tau) \quad (4.26)$$

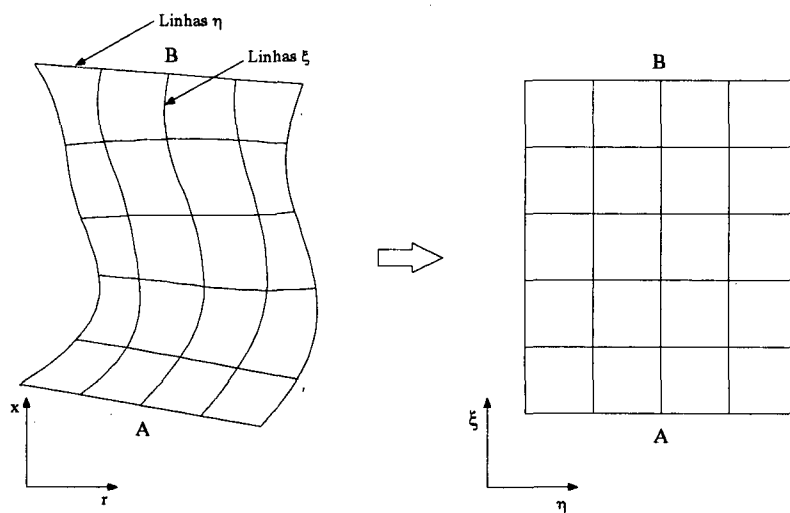


Fig. 4.1 - Domínio físico e domínio computacional.

Passo 3 - Obter uma equação paramétrica para representar os contornos que não foram escolhidos no item anterior. Os contornos são então representados em termos dos parâmetros ξ e η , sendo os mesmos mapeados por ξ igual a zero e ξ igual a um, respectivamente.

Passo 4 - Definir as curvas intermediárias. Para isto pode-se valer de métodos de interpolação que conectem os contornos escolhidos. Usando a interpolação de Lagrange, obtêm-se funções como as seguintes

$$x(\xi, \eta, \tau) = x_B(\xi, \tau) \cdot I_A(\eta) + x_A(\xi, \eta) \cdot I_B(\eta) \quad (4.27)$$

$$r(\xi, \eta, \tau) = r_B(\xi, \tau) \cdot I_A(\eta) + r_A(\xi, \eta) \cdot I_B(\eta) \quad (4.28)$$

onde os parâmetros x_A , r_A , x_B , r_B são coordenadas que descrevem as superfícies A e B , conforme determinado anteriormente.

As funções $I_A(\eta)$ e $I_B(\eta)$ são dadas por

$$I_A(\eta = 0) = 1 \quad (4.29)$$

$$I_A(\eta = 1) = 0 \quad (4.30)$$

$$I_B(\eta = 0) = 0 \quad (4.31)$$

$$I_B(\eta = 1) = 1 \quad (4.32)$$

e desta forma tem-se

$$I_A(\eta) = \frac{(\eta - 1)}{(0 - 1)} = 1 - \eta \quad (4.33)$$

$$I_B(\eta) = \frac{(\eta - 0)}{(1 - 0)} = \eta \quad (4.34)$$

Substituindo as expressões anteriores nas expressões (4.10) e (4.11), tem-se

$$x(\xi, \eta, \tau) = (1 - \eta) x_B(\xi, \tau) + \eta x_A(\xi, \eta) \quad (4.35)$$

$$r(\xi, \eta, \tau) = (1 - \eta) r_B(\xi, \tau) + \eta r_A(\xi, \eta) \quad (4.36)$$

Este tipo de interpolação apresenta dificuldades quando as superfícies dos contornos escolhidos são perpendiculares, ou quando os contornos escolhidos são em forma de S. Para caso de geometria com uma certa complexidade, recomenda-se a utilização de outro métodos de interpolação. Em Yang (1986) tem-se a descrição do método de interpolação de Hermit com detalhes.

Passo 5 - Distribuir os pontos da malha. Este passo deve ser tomado caso seja necessário o refinamento da malha em regiões de maior interesse ou de gradientes mais elevados. Para isto utiliza-se funções de atração como as apresentadas em Yang e Shih (1986) e Maliska (1995).

Passo 6 - Calcular as métricas da transformação, ($\xi_x = \partial\xi/\partial x$, $\xi_r = \partial\xi/\partial r$, $\xi_t = \partial\xi/\partial t$, $\eta_x = \partial\eta/\partial x$, $\eta_r = \partial\eta/\partial r$ e $\eta_t = \partial\eta/\partial t$), de acordo com

$$\xi_x = J r_\eta \quad (4.37)$$

$$\xi_r = -J x_\eta \quad (4.38)$$

$$\xi_t = J(r_t x_\eta - x_t r_\eta) \quad (4.39)$$

$$\eta_x = -J r_\xi \quad (4.40)$$

$$\eta_r = J x_\xi \quad (4.41)$$

$$\eta_t = J(x_t r_\eta - r_t x_\eta) \quad (4.42)$$

onde J é o Jacobiano, dado por:

$$J = (x_\xi r_\eta - x_\eta r_\xi)^{-1} \quad (4.43)$$

4.3 - Determinação da velocidade da malha

Com a transformação das equações governantes para o sistema de coordenadas móvel, surge nos termos convectivos a velocidade do fluido em relação à malha. Convém observar que esta está associada ao fluxo de massa na fronteira do volume de controle. Desta forma, após discretizadas as equações governantes e definida a malha a ser utilizada, surge a necessidade de se conhecer a velocidade da malha em cada ponto discreto do domínio de cálculo.

Partindo da equação 4.1, pode-se escrever que

$$x = \frac{(\xi - \xi_A)}{(\xi_B - \xi_A)} (x_B - x_A) + x_A \quad (4.44)$$

Sabendo que a velocidade da malha é dada pela derivada temporal da posição x, mantendo ξ constante, conforme escrito na equação 4.3, deve-se então realizar a derivada da equação 4.44 a fim de obter a expressão para a velocidade da malha. Assim procedendo tem-se

$$\left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_\xi = \frac{(\xi - \xi_A)}{(\xi_B - \xi_A)} \frac{\partial x_B}{\partial t} - \frac{(\xi - \xi_A)}{(\xi_B - \xi_A)} \frac{\partial x_A}{\partial t} + \frac{\partial x_A}{\partial t} \quad (4.45)$$

Para o caso mais simples, no qual a superfície A representa a placa de válvula, ou a tampa do cilindro, enquanto a superfície B está associada ao pistão, ou seja, a superfície A não possui movimento, enquanto a superfície B possui velocidade igual à do pistão. Pode-se então relacionar a velocidade da malha em qualquer ponto discreto do domínio em função da sua posição, onde a expressão responsável por tal informação, tem a forma da equação de uma reta,

$$u_B = \frac{(\xi - \xi_A)}{(\xi_B - \xi_A)} u_{\text{PISTÃO}} = \frac{(x - x_A)}{(x_B - x_A)} u_{\text{PISTÃO}} \quad (4.46)$$

4.4 - Modelo numérico

Este item descreverá o modelo numérico utilizado para a solução do problema, o qual vale-se do método dos volumes finitos, cuja teoria básica pode ser encontrada em Patankar (1980) e Maliska (1995).

O método dos volumes finitos tem por princípio básico a discretização do domínio do problema em diversos volumes de controle, onde as equações diferenciais do modelo matemático são integradas.

Os volumes de controle utilizados para a integração das equações governantes são apresentados na figura 4.2.

O primeiro termo das equações governantes, chamado termo temporal, pode ser integrado conforme segue

$$\begin{aligned} & \int_{\xi_B}^{\xi_A} \int_{r_w}^{r_e} \int_t^{t+\Delta t} \frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial t} (\rho x_p \phi) dt r dr x_p d\xi \approx \\ & \approx \left[(\rho x_p \phi)_p^{t+\Delta t} - (\rho x_p \phi)_p^t \right] r \Delta r \Delta \xi = \\ & = (\rho \Delta V \phi)_p^{t+\Delta t} - (\rho \Delta V \phi)_p^t = M_p \phi_p - M_p^o \phi_p^o \end{aligned} \quad (4.47)$$

onde Δt e ΔV são, respectivamente, o passo de tempo e a dimensão do volume de controle, o qual pode ser descrito por

$$\Delta V = x_p \Delta \xi r \Delta r = r \Delta x \Delta r \quad (4.48)$$

A massa do volume de controle nos instantes de t e $t+\Delta t$ pode então ser expressa, respectivamente, por

$$M_p^o = (\rho x_p)^o \Delta \xi r \Delta r \quad (4.49)$$

$$M_p = (\rho x_p) \Delta \xi r \Delta r \quad (4.50)$$

Nas expressões anteriores, os termos com superscrito "o" representam valores avaliados no instante de tempo t , enquanto que os termos sem o superscrito são avaliados no instante de tempo $t+\Delta t$, o que caracteriza a formulação totalmente implícita.

Os termos advectivos na equação 4.17 são aproximados por

$$\begin{aligned} & \int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \left[\frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho \tilde{u} \phi) \right] x_p d\xi r dr dt \approx \\ & \approx [(\rho \tilde{u} \phi)_n - (\rho \tilde{u} \phi)_s] r \Delta r \Delta t = (\dot{M}_n \phi_n - \dot{M}_s \phi_s) \Delta t \end{aligned} \quad (4.51)$$

$$\begin{aligned} & \int_t^{t+\Delta t} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{r_w}^{r_e} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v \phi) \right] r dr x_p d\xi dt \approx \\ & \approx [(\rho r v \phi)_e - (\rho r v \phi)_w] x_p \Delta \xi \Delta t = (\dot{M}_e \phi_e - \dot{M}_w \phi_w) \Delta t \end{aligned} \quad (4.52)$$

onde \dot{M} representa o fluxo de massa nas faces dos volumes de controle sendo calculados por

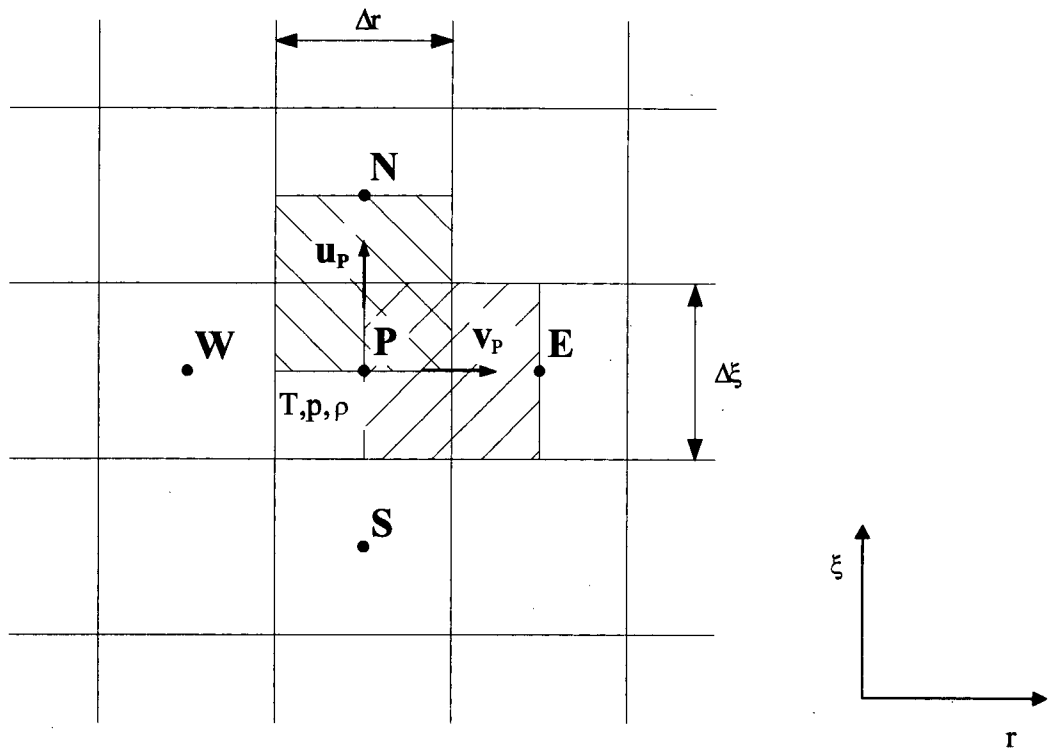
$$\dot{M}_n = \bar{r} \Delta r (\rho \tilde{u})_n \quad (4.53)$$


$$\dot{M}_s = \bar{r} \Delta r (\rho \tilde{u})_s \quad (4.54)$$


$$\dot{M}_e = (r \Delta x \rho v)_e \quad (4.55)$$


$$\dot{M}_w = (r \Delta x \rho v)_w \quad (4.56)$$

onde \bar{r} é o raio médio do volume de controle em que a integração está sendo realizada.



- 

Volume de controle para a integração da equação da conservação da massa e da equação da conservação da energia.
- 

Volume de controle para a integração da equação da conservação da quantidade de movimento linear na direção r
- 

Volume de controle para a integração da equação da conservação da quantidade de movimento linear na direção ξ

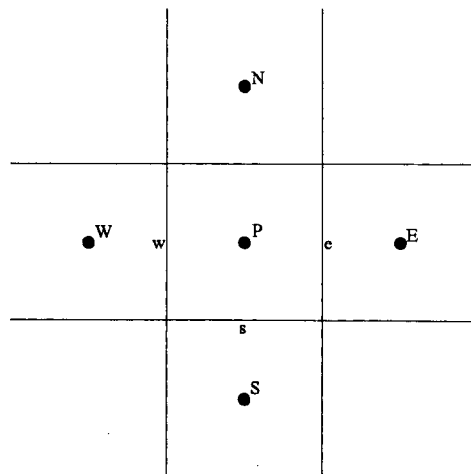


Fig. 4.2 - Volumes de controle utilizados para a integração das equações governantes.

Os gradientes nas faces do volume de controle são aproximados por diferenças centrais e multiplicados por uma função β , oriunda do esquema de interpolação utilizado, sendo que sua obtenção será explanada mais adiante. Desta forma os fluxos difusivos são discretizados como se segue.

$$\begin{aligned}
 & \int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \left[\frac{1}{x_p} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\mu}{x_p} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \right] x_p d\xi r dr dt \approx \\
 & \approx \left[\left(\frac{\mu}{x_p} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_n - \left(\frac{\mu}{x_p} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_s \right] r \Delta r \Delta t = \\
 & = \left[\frac{\mu}{x_p} \beta_n \left(\frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta \xi} \right) - \frac{\mu}{x_p} \beta_s \left(\frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta \xi} \right) \right] r \Delta r \Delta t = \\
 & = [D_n (\phi_N - \phi_P) - D_s (\phi_P - \phi_S)] \Delta t
 \end{aligned} \tag{4.57}$$

$$\begin{aligned}
 & \int_t^{t+\Delta t} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{r_w}^{r_e} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right] r dr x_p d\xi dt \approx \\
 & \approx \left[\left(\mu r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_e - \left(\mu r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_w \right] x_p \Delta \xi \Delta t = \\
 & = \left[\mu r \beta_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta r} \right) - \mu r \beta_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta r} \right) \right] x_p \Delta \xi \Delta t = \\
 & = [D_e (\phi_E - \phi_P) - D_w (\phi_P - \phi_W)] \Delta t
 \end{aligned} \tag{4.58}$$

Os termos D são dados por

$$D_n = \beta_n \left(\frac{\mu r \Delta x}{\Delta r} \right)_n \tag{4.59}$$

$$D_s = \beta_s \left(\frac{\mu r \Delta x}{\Delta r} \right)_s \tag{4.60}$$

$$D_e = \beta_e \left(\frac{\mu r \Delta r}{\Delta x} \right)_e \tag{4.61}$$

$$D_w = \beta_w \left(\frac{\mu r \Delta r}{\Delta x} \right)_w \quad (4.62)$$

A integração do termo fonte é apresentada sob a forma da equação 4.63, onde o termo $L[]$ representa a aproximação numérica do termo entre colchetes.

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_{\delta V} S_\phi dV dt \approx L[] \Delta V \Delta t \quad (4.63)$$

sendo que para S_w tem-se

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_p} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left[-\frac{1}{x_p} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right] x_p d\xi r dr dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_p} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left[\frac{1}{3} \frac{1}{x_p} \mu \frac{\partial}{\partial \xi} (\vec{v} \cdot \vec{v}) \right] x_p d\xi r dr dt \approx \\ \approx -[P_N - P_P] r \Delta r \Delta t + \frac{\mu}{3} [(\vec{v} \cdot \vec{v})_n - (\vec{v} \cdot \vec{v})_s] r \Delta r \Delta t \end{aligned} \quad (4.64)$$

para S_v

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_p} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left[-\frac{\partial p}{\partial r} \right] x_p d\xi r dr dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_p} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left[\frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial r} (\vec{v} \cdot \vec{v}) \right] x_p d\xi r dr dt + \\ + \int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_p} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left[-\mu \frac{v}{r^2} \right] x_p d\xi r dr dt \approx \\ \approx -[P_E - P_P] r \Delta x \Delta t + \frac{\mu}{3} [(\vec{v} \cdot \vec{v})_e - (\vec{v} \cdot \vec{v})_w] r \Delta x \Delta t - \mu \frac{v_p}{r_p} r \Delta r \Delta x \Delta t \end{aligned} \quad (4.65)$$

e para S_T

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_p} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{1}{c_p} \left[\frac{Dp}{Dt} + \mu \Phi \right] x_p d\xi r dr dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_p} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{1}{c_p} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + u \cdot \nabla p + \mu \Phi \right] x_p d\xi r dr dt \quad (4.66)$$

onde a derivada temporal da pressão é abordada com detalhes no Anexo II e os demais termos são integrados como segue

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_{r_w}^{r_p} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{1}{c_p} (u \cdot \nabla p) x_p d\xi r dr dt = \frac{1}{c_p} \frac{u_p + u_p^0}{2} \left[\frac{(\nabla p)_p - (\nabla p)_p^0}{2} \right] \left[\frac{\Delta V + \Delta V^0}{2} \right] \quad (4.67)$$

Tendo sido realizada a integração da equação diferencial para a variável genérica ϕ , pode-se então escrevê-la na forma algébrica apresentada a seguir

$$\frac{M_P \phi_P - M_P^o \phi_P^o}{\Delta t} + \dot{M}_e \phi_e - \dot{M}_w \phi_w + \dot{M}_n \phi_n - \dot{M}_s \phi_s = \quad (4.68)$$

$$D_e(\phi_E - \phi_P) - D_w(\phi_P - \phi_w) + D_n(\phi_N - \phi_P) - D_s(\phi_P - \phi_s) + L[S_\phi] \Delta V$$

Neste trabalho, o arranjo de variáveis adotado é o desencontrado, ou seja, as variáveis ρ , T e P são armazenadas no centro dos volumes de controle, enquanto que as velocidades são armazenadas nas interfaces destes volumes de controle, ou no centro de volumes de controle desencontrados. Tal prática facilita a determinação dos fluxos de massa conforme as equações 4.53 a 4.56. Deve-se notar no entanto, observando-se a equação 4.68, que além do valor das variáveis no centro dos volumes de controle, é necessário que se determine o valor das variáveis nas quatro faces dos volumes de controle. Para tal, utiliza-se um sistema de interpolação, como o WUDS, o TVD e o ADS, empregados neste trabalho e descritos mais adiante.

Neste trabalho utiliza-se a técnica de Correção Simultânea da Densidade e da Velocidade (CSDV), que é recomendada para escoamentos em qualquer regime de velocidade, o qual mantém a massa específica e a velocidade como incógnitas da equação da conservação da massa. Emprega-se também o método SIMPLEC, sendo que ambos os procedimentos não são descritos aqui, mas a demonstração e o detalhamento destes processos podem ser encontrados em Van Dormaal (1984,1985) e Silva e Maliska (1988).

4.5 - Esquemas de interpolação

Anteriormente foi mencionada a necessidade de se utilizar algum tipo de interpolação entre as propriedades calculadas no centro dos volumes de controle, para se obter seus valores nas faces destes volumes. Vários esquemas de interpolação estão disponíveis na literatura, valendo ressaltar que enquanto a malha não for extremamente refinada, obtem-se resultados bastante diferentes para os vários esquemas de interpolação existentes. Neste trabalho, três esquemas de interpolação foram

implementados, pois cada esquema apresenta características importantes em determinadas situações. Tais esquemas serão detalhados a seguir.

Weighted Upstream Differencing Scheme (WUDS) - Este esquema foi proposto por Raithby e Torrence (1974), tendo sido desenvolvido a partir da solução exata de um problema advectivo-difusivo, unidimensional, em regime permanente, e sem a presença de qualquer termo fonte.

O esquema WUDS, pondera os efeitos de advecção e difusão através de coeficientes α e β , ou seja, é um esquema do tipo híbrido. Para avaliar a propriedade e a sua derivada na face do volume de controle usa-se expressões como as que seguem, que são válidas para os três esquemas em discussão neste trabalho.

$$\phi_e = (0.5 + \alpha_e) \phi_P + (0.5 - \alpha_e) \phi_E \quad (4.69)$$

$$\Gamma_\phi \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_e = \beta_e \Gamma_{\phi,e} \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} \right) \quad (4.70)$$

Nota-se que caso $\alpha = 0$ e $\beta = 1$, recupera-se o esquema conhecido como diferenças centrais, caso $\alpha = \pm 0,5$ e $\beta = 0$, temos o esquema "upwind", proposto por Courant et al. (1952).

Tendo como base a solução exata de um problema unidimensional de advecção e difusão, a qual possui a forma exponencial, conforme observada por Spalding (1972), Raithby e Torrence (1974) propuseram inicialmente o esquema chamado de exponencial. A dificuldade de uso de tal esquema é o tempo computacional elevado pela necessidade de se calcular várias exponenciais. Neste sentido surgiram esquemas alternativos como o *Power-Law Differencing Scheme*, descrito em Patankar (1980), o qual cria expressões que se aproximam da expressão exata.

Visando evitar o cálculo de exponenciais, Raithby e Torrence (1974), propuseram então expressões para os coeficiente α e β em função do número de Peclet e escritas como

$$\alpha_e = \frac{Pe^2}{10 + 2 \cdot Pe^2} \quad (4.71)$$

$$\beta_e = \frac{1 + 0,005 Pe^2}{1 + 0,05 Pe^2} \quad (4.72)$$

onde,

$$Pe = \frac{\dot{M} x}{\Gamma} \quad (4.73)$$

Total Variation Diminishing (TVD) - O TVD é uma classe de esquemas de interpolação, que vem recebendo uma especial atenção, principalmente pela característica de poder fornecer funções robustas.

Ao utilizar-se um esquema de interpolação de segunda ordem, pode-se obter valores nas interfaces dos volumes de controle maiores que os valores dos próprios volumes utilizados, o que é inadmissível, pois torna o esquema não conservativo. Uma alternativa para evitar-se tal característica, é o uso de limitadores, que garantam a monotonicidade da função de interpolação utilizada.

Dentre os vários limitadores disponíveis na literatura, escolheu-se para este trabalho o modelo conhecido como *Superbee* proposto por Roe (1983), devido a seu melhor desempenho. O esquema escolhido é dito de alta ordem, devido a ordem de truncamento da série de Taylor. Tal esquema foi formulado para evitar o aparecimento de oscilações na solução numérica de problemas unidimensionais, o que não é garantido para a solução de equações multidimensionais segundo Marchi (1993).

Utilizando-se o limitador proposto, tem-se

$$\alpha_e = 0,5 (1 - \psi_e) \quad (4.74)$$

onde

$$\psi_e = \text{MAX} [0; \text{MIN}(2 r_e, 1); \text{MIN}(r_e, 2)] \quad (4.75)$$

e

$$r_e = \frac{\phi_P^o - \phi_W^o}{\phi_E^o - \phi_P^o} \quad (4.76)$$

A função β pode ser determinada tomando-se as seguintes expressões;

$$\beta_e^* = [2 \text{MAX}(1, \text{Pe})]^{-1} \quad (4.77)$$

$$\beta_e = \text{MIN}(1, 4\beta_e^*) \quad (4.78)$$

Adaptable Difference Scheme (ADS) - Este esquema foi proposto por Marchi (1993), o qual baseou-se no limitador utilizado no QUICK-L apresentado por Leonard (1979). O ADS reúne em um único esquema, o "upwind" (UDS), o esquema de diferenças centrais (CDS) e um esquema a jusante (DDS), verificando qual dos esquemas é melhor para a situação em que se realiza a interpolação.

O esquema ADS se utiliza de duas extrapolações lineares e uma média aritmética, sendo que o valor intermediário a estes é encontrado pela função

$$\phi_e^* = \text{MAX} [\text{MIN}(\phi_e^-, \phi_e^m); \text{MIN}(\phi_e^-, \phi_e^+); \text{MIN}(\phi_e^m, \phi_e^+)] \quad (4.79)$$

onde;

$$\phi_e^- = \phi_P^o + 0,5 (\phi_P^o - \phi_W^o) \quad (4.80)$$

$$\phi_e^m = 0,5 (\phi_P^o + \phi_E^o) \quad (4.81)$$

$$\phi_e^+ = \phi_E^o - 0,5 (\phi_{EE}^o - \phi_E^o) \quad (4.82)$$

De posse de ϕ_e^* , pode-se obter α_e através de

$$\alpha_e = \text{MIN} [0,5; \text{MAX}(-0,5; \alpha_e^*; \alpha_e^L)] \quad (4.83)$$

$$\alpha_e^* = \frac{2 (\phi_e^o - \phi_P^o - \phi_E^o)}{2 (\phi_P^o - \phi_E^o)} \quad (4.84)$$

$$\alpha_e^L = 0,5 + \frac{a_e}{M} - \frac{\beta_e^*}{\text{Pe}} \quad (4.85)$$

sendo que β_e e β_e^* são calculados da mesma maneira proposta pelas equações 4.77 e 4.78.

A grande vantagem deste esquema é que ele não depende do sentido de fluxo, o que facilita muito sua implementação computacional. Segundo as comparações entre os vários esquemas de interpolação para um caso unidimensional realizadas por Marchi, o ADS porta-se muito bem, inclusive na previsão de variações bruscas na solução.

4.6 - Incertezas associadas à utilização de esquemas numéricos.

É crescente a preocupação com a análise de incerteza dos resultados obtidos através da utilização de esquemas numéricos. Normalmente associa-se os erros somente a problemas com a malha, mas, segundo Demuren e Wilson (1993), as fontes de erros podem ser separadas nas seguintes,

- i) Incerteza devido ao erro de truncamento no esquema numérico;
- ii) Incerteza devido a discretização;
- iii) Incerteza devido a condição de contorno utilizada na saída do escoamento;
- iv) Incerteza devido a não convergência do processo iterativo;
- v) Incerteza devido a razão de aspecto da malha.

Para o presente trabalho não foi realizada uma investigação detalhada de cada um destes efeitos isoladamente, o que fugiria ao escopo da presente dissertação. No restante do presente capítulo discute-se as formas de erro mencionadas por Demuren e Wilson (1993) destacando-se os cuidados adotados para minimizar tais erros.

i) Incerteza devido ao erro de truncamento no esquema numérico - Tal erro está associado a forma de avaliar-se os termos convectivos e difusivos, destacando-se os convectivos. No presente trabalho, testou-se dois esquemas de interpolação para as propriedades nas faces do volumes de controle, o WUDS e o TVD, já explanados anteriormente. Os problemas de baixa complexidade foram resolvidos com o WUDS, devido a sua simplicidade e ao fato do esquema TVD gerar instabilidades, principalmente quando as velocidades impostas pelo pistão são muito pequenas. O

esquema ADS foi implementado no problema do cilindro com válvula, sendo que os resultados obtidos não foram satisfatórios. Desta forma, nenhum resultado apresentado neste trabalho faz uso do esquema ADS.

ii) Incerteza devido a discretização - Esta parcela está associada ao refino da malha e ao passo de tempo utilizado na discretização do problema. Um dos maiores empecilhos encontrados neste trabalho foi o alto tempo computacional requerido para resolução dos problemas, sempre transientes. Desta forma realizaram-se alguns testes de malha, de forma bastante simples, nos quais, para uma nova classe de problemas, comparava-se os resultados obtidos com malhas cada vez mais refinadas e optava-se pelo refino que julgava-se de custo/benefício mais adequado. Quanto ao refino da solução no tempo, esta evoluiu em passos menores com o aumento da complexidade do problema. Em problemas sem entrada e saída de massa pelas fronteiras do domínio, com baixas velocidades de deslocamento do pistão e com razões de volume também pequenas, foi possível se utilizar avanço de dois graus no mecanismo acionador a cada passo de tempo. Para as situações mais complexas, nas quais havia entrada e saída de massa em partes do ciclo necessitou-se de até sete mil e duzentos passos de tempo por ciclo de compressão, o que representou um avanço de 0,050 graus no mecanismo acionador a cada passo de tempo.

iii) Incerteza devido a condição de contorno utilizada na saída do escoamento - Para esta classe de problemas esta forma de propagação de erros não demonstrou-se expressiva, não sendo discutida.

iv) Incerteza devido a não convergência do processo iterativo - Os erros associados a não convergência do processo iterativo foram limitados pelo uso de testes para a pressão, onde considerou-se a variável de mais difícil convergência, acompanhando também os resíduos de massa em cada volume de controle. Devido ao grande refino no tempo, a

convergência dentro de cada passo de tempo não foi difícil, exceto nas regiões onde, de um passo para o outro no tempo, variava-se totalmente a forma do escoamento, por exemplo com a abertura de uma válvula.

O critério de convergência utilizado para a pressão pode ser escrito como

$$\frac{P^i - P^{i-1}}{P_{\max} - P_{\min}} \leq \text{tolp} \quad (4.86)$$

onde i representa o nível iterativo enquanto P_{\max} e P_{\min} , indicam os valores máximo e mínimo para a pressão encontrados no domínio no nível iterativo atual. A tolerância é indicada pela variável tolp , e neste trabalho foi considerada igual a $1,0 \times 10^{-3}$.

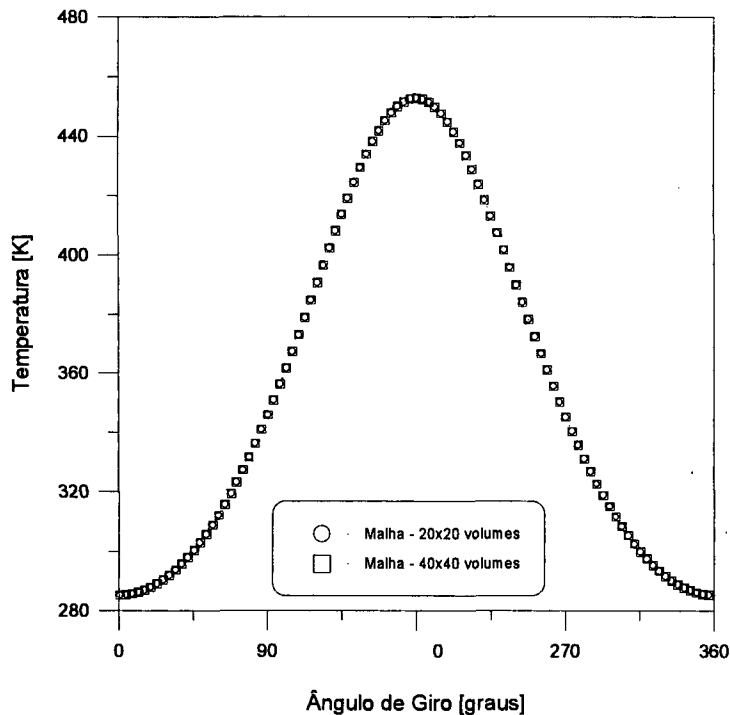


Fig. 4.3 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro fechado adiabático operando com gás hélio a 3000 rpm.

v) Incerteza devido a razão de aspecto da malha - A razão de aspecto da malha corresponde à relação entre os espaçamentos dos volumes de controle de uma malha, nas suas direções correspondentes. Esta é uma contribuição que pode ser importante na

determinação da qualidade dos resultados e que pode inclusive levar a solução à divergência. No presente trabalho, devido ao fato de trabalhar-se com domínios deformáveis no tempo, a presença de elevadas razões de aspecto nos volumes de controle está intimamente associada ao quanto o domínio deforma-se, sendo desta forma inevitável.

O problema da anisotropia da malha computacional pode ser atenuado com refinamentos de malha na direção onde o espaçamento é maior, no caso, na radial. Como o objetivo deste trabalho é desenvolver uma metodologia para abordagem de problemas em compressores que envolvam malhas móveis, sendo a primeira experiência do grupo neste tipo de problemas, e ainda possuindo o tempo computacional como um forte fator limitante, optou-se em não refinar as malhas na direção radial.

Capítulo V

CILINDRO FECHADO E ADIABÁTICO

5.1 - Introdução

O primeiro modelo adotado para simulação é o de um cilindro fechado, ou seja, sem válvulas e adiabático, dotado de um pistão cujo movimento é promovido por um mecanismo, seja este biela-manivela ou "Scotch-Yoke". Com isto, o modelo representa apenas os processos de compressão e de expansão do fluido de trabalho.

Inicialmente considerou-se as propriedades do fluido constantes, exceto a densidade, e tomou-se como referência as dimensões do compressor utilizadas por Kornhauser e Smith (1987) em seus trabalhos, e que foram seguidas por Recktenwald (1989). Desta forma, pode-se comparar os resultados, sendo então os parâmetros base para formulação os apresentados na tabela 5.1.

5.2- Aspectos numéricos

Após a observação das características do problema do ponto de vista da metodologia numérica, nos aspectos referentes às incertezas dos resultados definiu-se a malha utilizada, sendo a mesma igualmente espaçada e possuindo vinte volumes na direção axial e vinte volumes na direção radial. O esquema de interpolação utilizado em todos os resultados apresentados neste capítulo é o WUDS, discutido no Capítulo IV, não sendo utilizado outro esquema de interpolação para esta classe de problemas.

Neste tipo de problema, nos quais não existem grandes variações dos campos das propriedades, não se faz necessário o uso de um refino de tempo elevado, sendo utilizado para os casos de baixa razão de volume e baixas rotações, cento e oitenta passos de tempo para descrever cada ciclo de compressão, o que permitia a obtenção de

resultados em cerca de seiscentos minutos de CPU utilizando um processador SUN, modelo 51.

Para casos de razões de volume mais elevadas, foi necessário um incremento no número de passos utilizados para descrever cada ciclo de compressão. Utilizou-se um total de setecentos e vinte passos, o que corresponde a resolver as equações governantes a cada meio grau de avanço do mecanismo acionador. Automaticamente, isto requer tempos computacionais mais elevados, atingindo cerca de um mil e quinhentos minutos de CPU, no mesmo processador.

Tab. 5.1 - Parâmetros utilizados na simulação, caso base.

Diâmetro	50,80 mm
Raio da Biela	38,10 mm
Razão de Volume	2
Rotação	200 rpm
Fluido de Trabalho	hélio
Constante do Gás	2077 J/kg.K
Calor Específico (C_p)	5192 J/kg.K
Condutividade Térmica	0,152 W/m.K
Viscosidade Absoluta	$1,99 \times 10^{-5}$ Pa.s
Temperatura Inicial	285 K
Pressão Inicial	$1,222 \times 10^5$ Pa

5.3 - Resultados

Para este conjunto de parâmetros e com o modelo utilizando um mecanismo acionador do tipo "Scotch-Yoke", os resultados obtidos para a pressão e temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador para a rotação de 200 rpm são apresentados nas figuras 5.1 e 5.2. Os diagramas pressão - volume e temperatura - volume são apresentados nas figuras 5.3 e 5.4, sendo que em $\theta = 0^\circ$ o pistão encontra-se no ponto morto inferior (PMI) e em $\theta = 180^\circ$ o pistão encontra-se no ponto morto superior (PMS). Para esta classe de problemas, o segundo ciclo de compressão repete o primeiro, devido à ausência de perdas no ciclo, ou seja, pelo fato de o mesmo ser reversível. Esta repetibilidade ocorre independentemente da inclusão ou não do termo referente à dissipação viscosa na equação da energia.

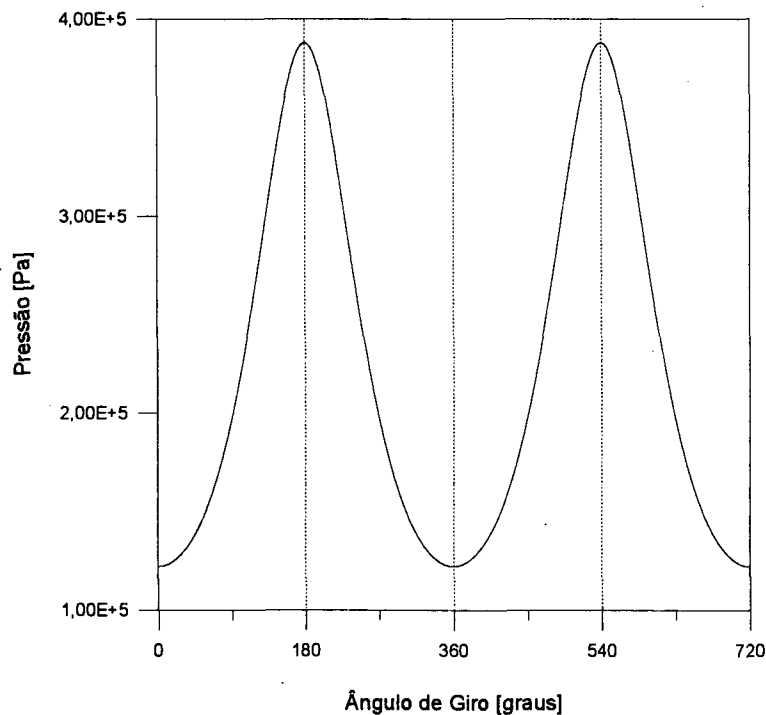


Fig. 5.1 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; caso base.

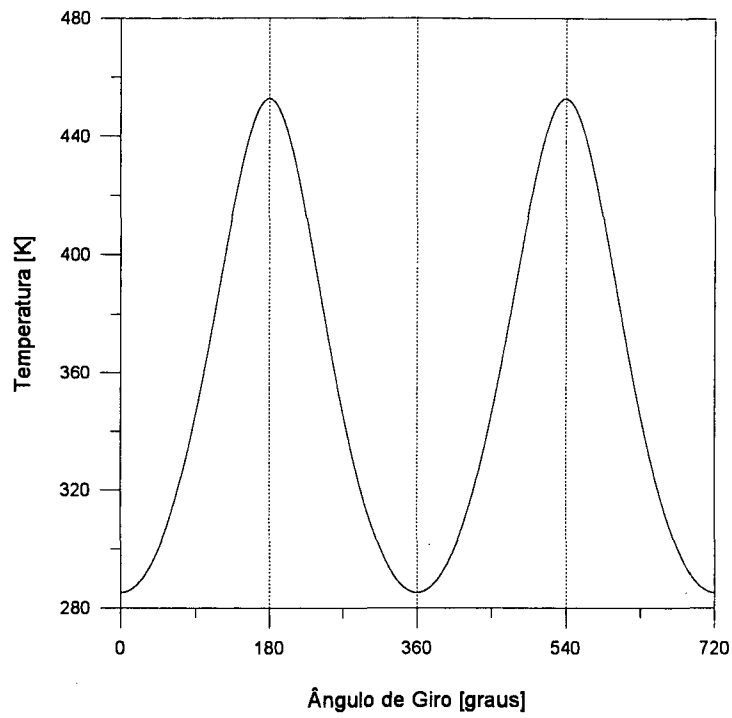


Fig. 5.2 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; caso base.

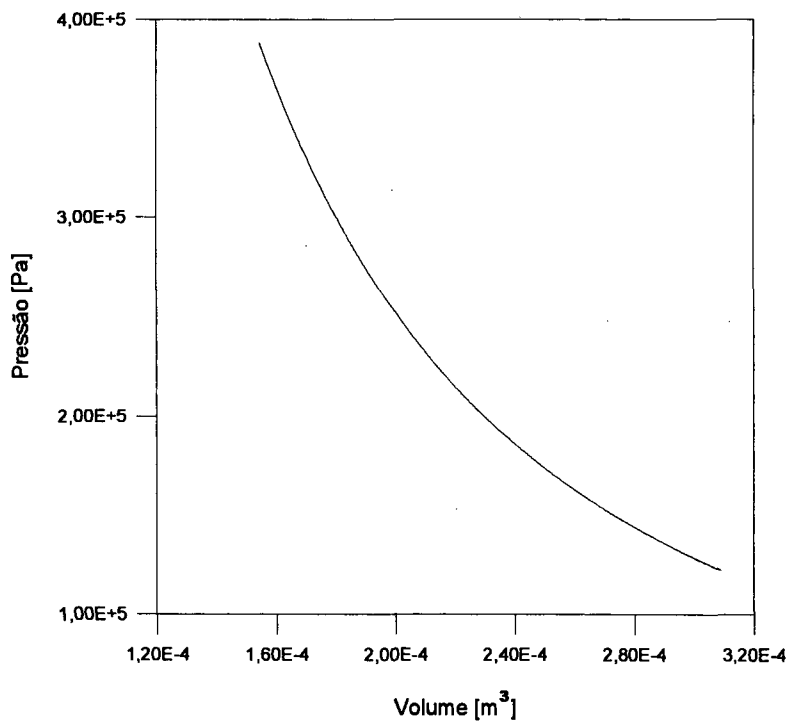


Fig. 5.3 - Diagrama pressão - volume, caso base.

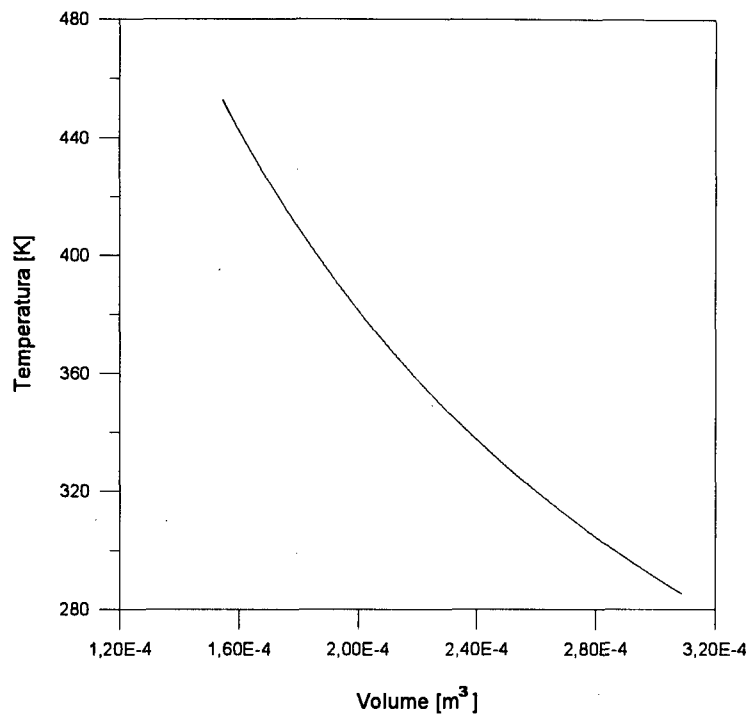


Fig. 5.4 - Diagrama temperatura - volume, caso base.

Os valores apresentados para as propriedades, como a pressão e a temperatura, em função da posição do mecanismo acionador ou do volume instantâneo do cilindro, são valores médios extraídos para aquela posição do pistão. Este valor médio é obtido pela integral ao longo do volume em todo o domínio de cálculo.

As figuras 5.5 e 5.6 mostram os valores máximos e mínimos encontrados no interior do cilindro, para a pressão e para a temperatura respectivamente, demonstrando assim a pequena variação encontrada nestas grandezas. A pequena diferença observada reduz-se à medida que o pistão aproxima-se do PMS. Fica garantido assim que o fato de se plotar sempre os valores médios das propriedades, não acarreta em perdas significativas de informações, para esta classe de problemas. Esta pequena não uniformidade é demonstrada para o caso base, tendo repetido-se para todas as situações testadas com o modelo em questão.

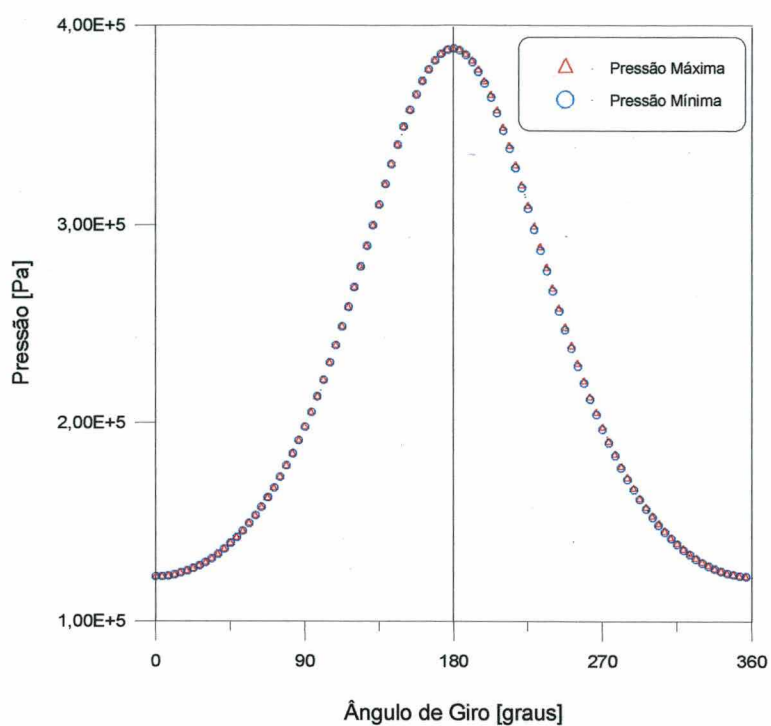


Fig. 5.5 - Pressão máxima e mínima no interior do cilindro em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; caso base.

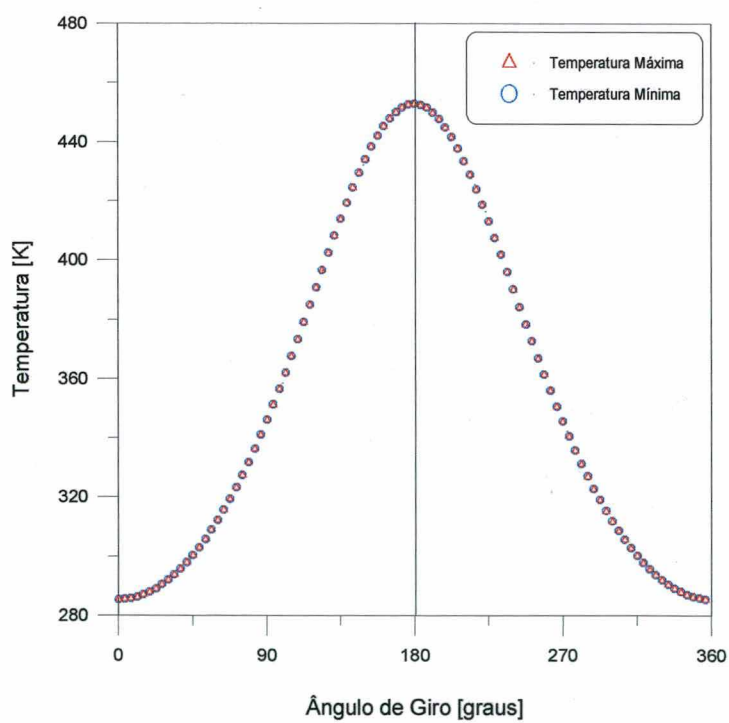


Fig. 5.6 - Temperatura máxima e mínima no interior do cilindro em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; caso base.

Visando compreender melhor a influência de alguns parâmetros construtivos do compressor, explorou-se a variação da rotação e da razão de volume, com o propósito inclusive de conhecer as limitações do modelo adotado. Nos resultados apresentados em seqüência, através das figuras 5.7 a 5.14, será mostrada a comparação dos resultados obtidos numericamente com os resultados oriundos de modelos termodinâmicos, descrito pelas equações (5.1) e (5.2), demonstrando assim uma perfeita concordância entre os modelos em todos os casos testados.

$$\frac{P_1}{P_0} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^n \quad (5.1)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (5.2)$$

Para o modelo em questão, n representa o índice da politrôica, que para o caso adiabático, é igual à razão entre os calores específicos.

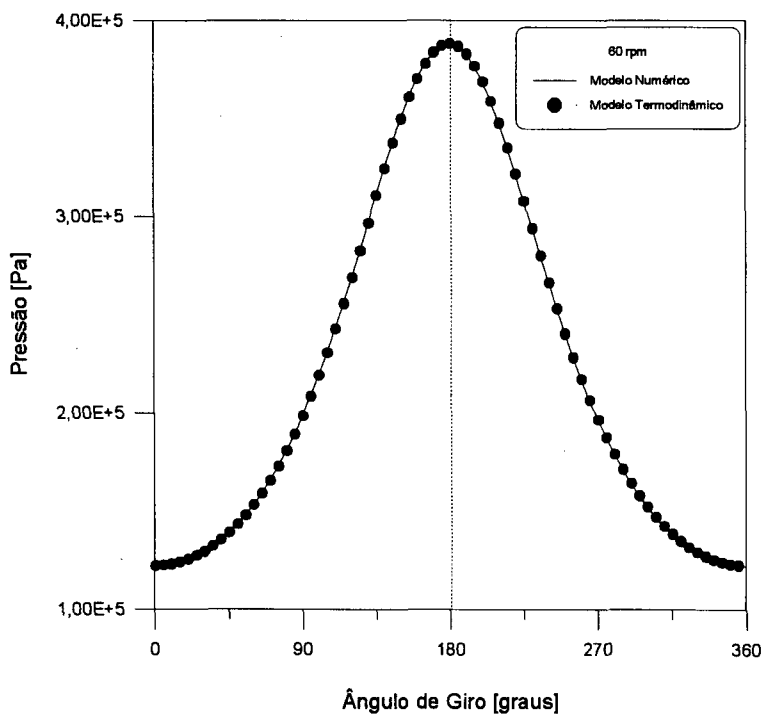


Fig. 5.7 - Comparação entre modelo numérico e modelo termodinâmico para a pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 60 rpm.

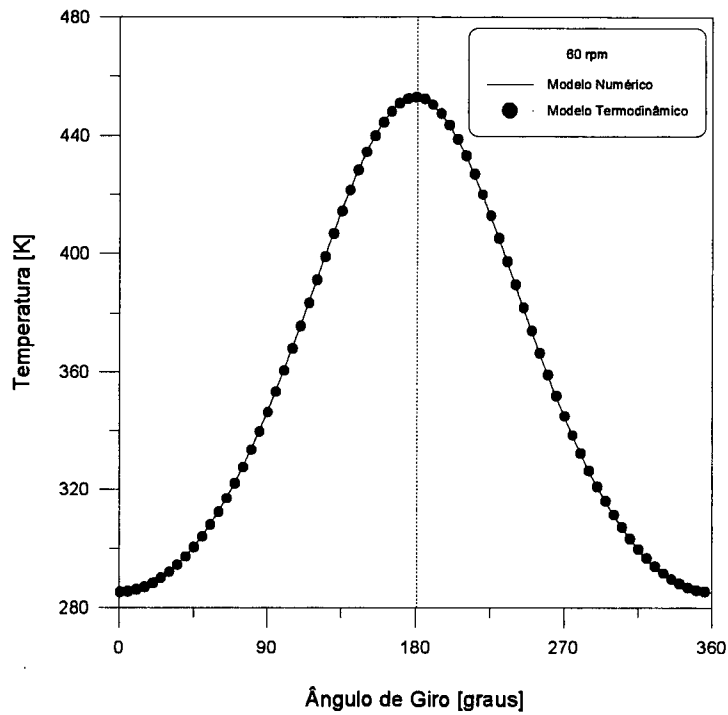


Fig. 5.8 - Comparação entre modelo numérico e modelo termodinâmico para a temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 60 rpm.

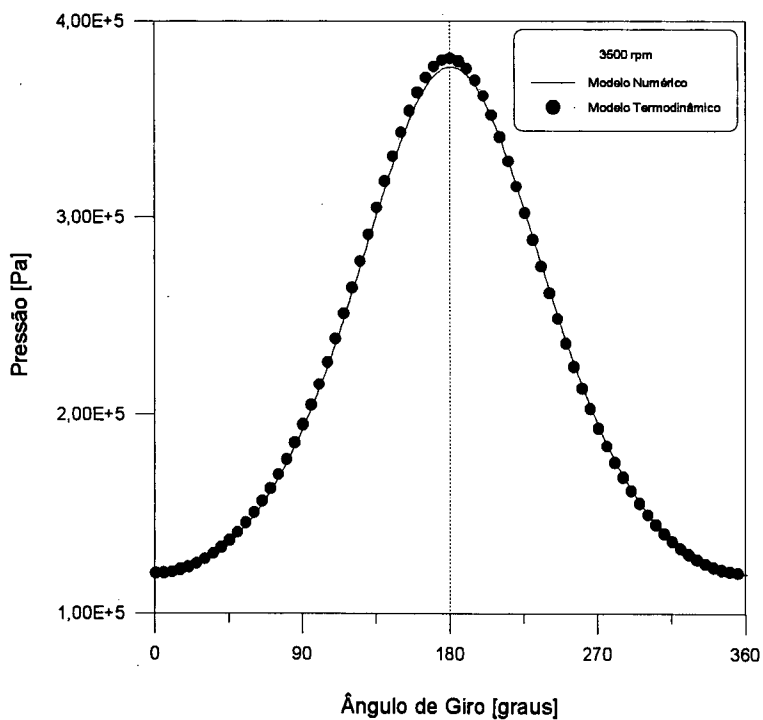


Fig. 5.9 - Comparação entre modelo numérico e modelo termodinâmico para a pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 3500 rpm.

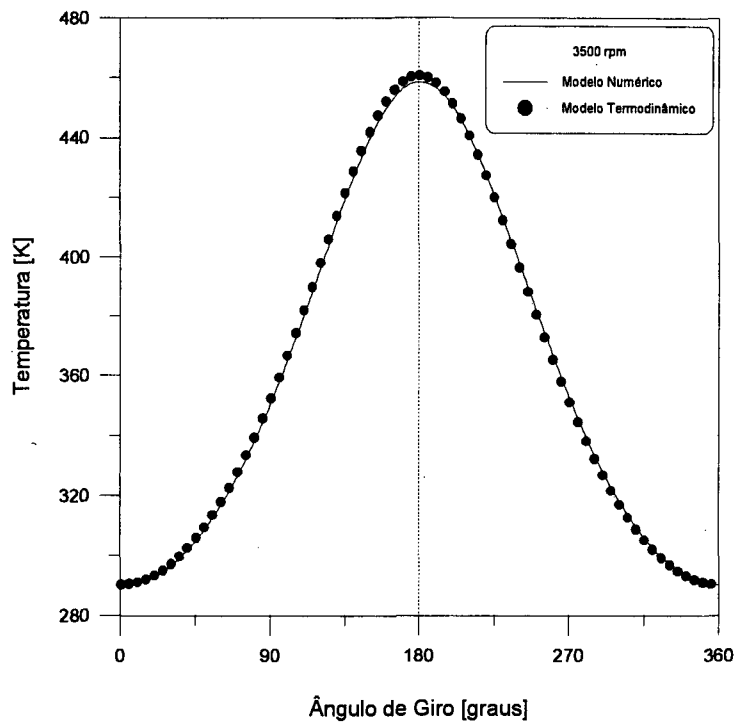


Fig 5.10 - Comparação entre modelo numérico e modelo termodinâmico para a temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 3500 rpm.

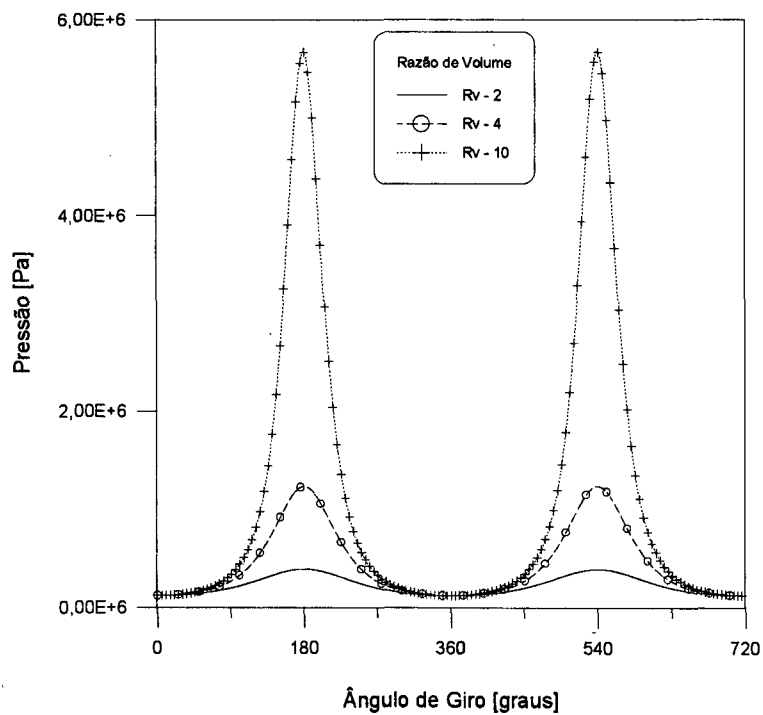


Fig 5.11 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador para várias razões de volume; 200 rpm.

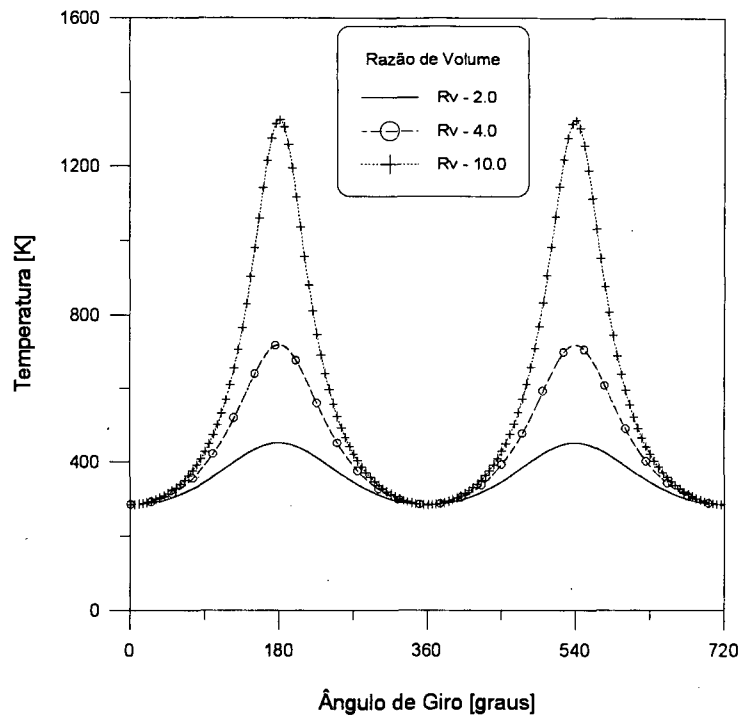


Fig 5.12 - Perfil de temperatura para várias razões de volume em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; 200 rpm.

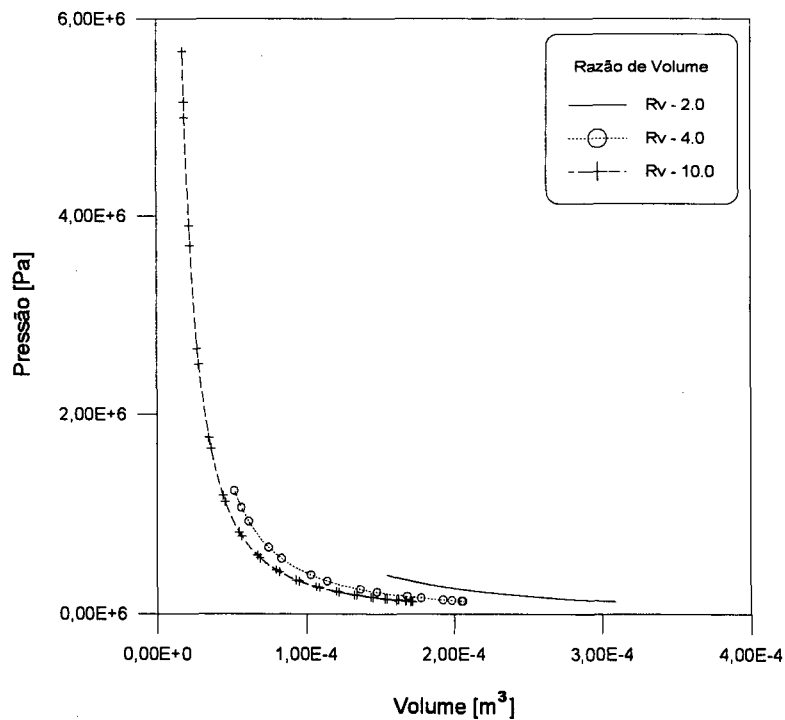


Fig 5.13 - Diagrama pressão - volume para várias razões de volume; 200 rpm.

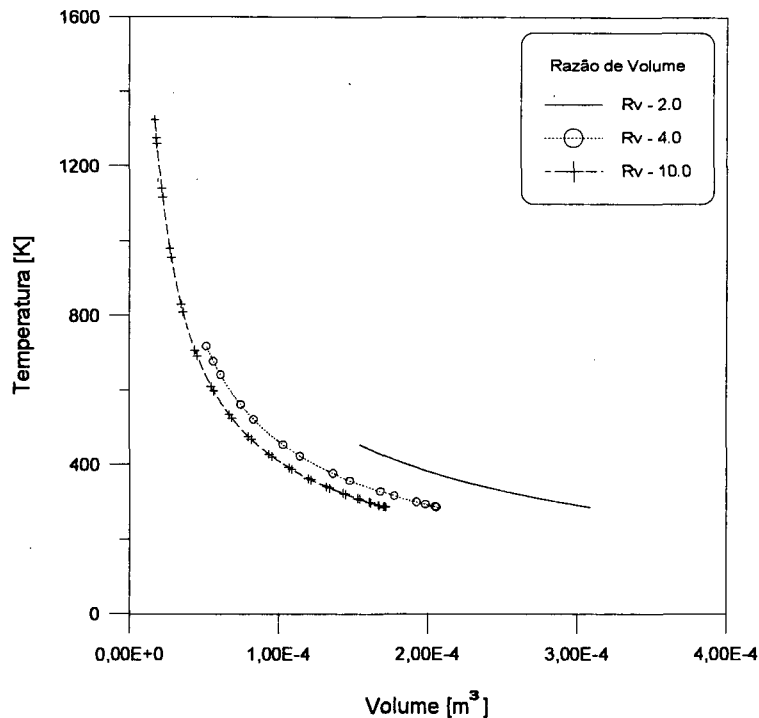


Fig 5.14 - Diagrama temperatura - volume para várias razões de volume; 200 rpm.

Outras simulações foram realizadas, baseadas agora nas dimensões do modelo de compressor FGS, fabricado pela Empresa Brasileira de Compressores. Tal modelo possui o mecanismo acionador do tipo biela-manivela, sendo que as características dimensionais do mesmo são listadas na Tabela 5.2.

A medida que se aproxima o modelo com a realidade, surge um novo obstáculo para a simulação: o pequeno espaço resultante entre a cabeça do pistão e a placa de válvulas quando o pistão encontra-se no PMS, ou seja, o volume morto deste modelo de compressor é muito reduzido. Isto leva a razões de volume em torno de trezentos, ou seja, o volume ocupado pelo gás quando o pistão está no ponto morto superior é cerca de trezentas vezes menor que o volume ocupado pelo mesmo quando o pistão encontra-se no ponto morto inferior. O programa de simulação não conseguiu acompanhar tamanha variação de volume para o caso de não haver válvulas, em virtude dos valores extremamente elevados de densidade, temperatura e pressão. No entanto, mesmo o compressor real trabalhando com esta taxa de compressão tão elevada, não atinge níveis

de pressão e temperatura tão elevados, pois existe o processo de descarga, o qual inicia-se bem antes do pistão chegar ao PMS, ou seja, na verdade pode-se falar que tais compressores efetuam uma compressão que em média elevam o valor da pressão em quinze (15) vezes.

Tab. 5.2 - Parâmetros utilizados na simulação.

Diâmetro	22,50 mm
Raio da Biela	45,44 mm
Excentricidade	9,00 mm
Rotação	3500 rpm
Fluido de Trabalho	R134a
Constante do Gás	89,6 J/kg.K
Calor Específico (C_p)	970,0 J/kg.K
Condutividade Térmica	$1,88 \times 10^{-02}$ W/m.K
Viscosidade Absoluta	$166,7 \times 10^{-05}$ Pa.s
Temperatura Inicial	325 K
Pressão Inicial	$1,114 \times 10^5$ Pa

Inicialmente conseguiram-se resultados para razões de volume próximas a setenta, o que já trazia um esforço computacional bastante elevado. Este resultados podem ser observados nas figuras 5.15 e 5.16.

Mais tarde conseguiu-se convergência para uma razão de volume igual a duzentos, o que foi considerado bastante satisfatório. Para a obtenção de resultados com este valor limite, foi necessário um refino no intervalo de tempo ainda maior do que o já utilizado, chegando a um mil e quatrocentos e quarenta passos de tempo para descrever um ciclo completo de compressão. Tais resultados são apresentados nas figuras 5.17 e

5.18. A figura 5.19 apresenta o domínio de cálculo nas duas situações críticas, ou seja, quando o pistão encontra-se no ponto morto inferior e no ponto morto superior, gerando respectivamente a maior e a menor dimensão utilizada para a altura do domínio.

Foi analisada a influência de alguns parâmetros sobre o comportamento do ciclo de compressão, tais como a distância entre o eixo do cilindro do compressor e o eixo do mecanismo acionador, representada na figura 3.3 pela grandeza a . Inicialmente as figuras 5.20 e 5.21 ilustram a posição do pistão e a variação de volume ocupado pelo gás, quando se promove um afastamento entre tais eixos. O que se pode observar é que ocorre um pequeno aumento do volume morto na presença deste afastamento.

Os resultados para a pressão e temperatura na presença do afastamento entre os eixos do cilindro e do mecanismo acionador podem ser vistos nas figuras 5.22 e 5.23. O que se percebe é uma redução nos valores para a pressão próximo ao ponto morto superior, devida à variação ocorrida no volume morto.

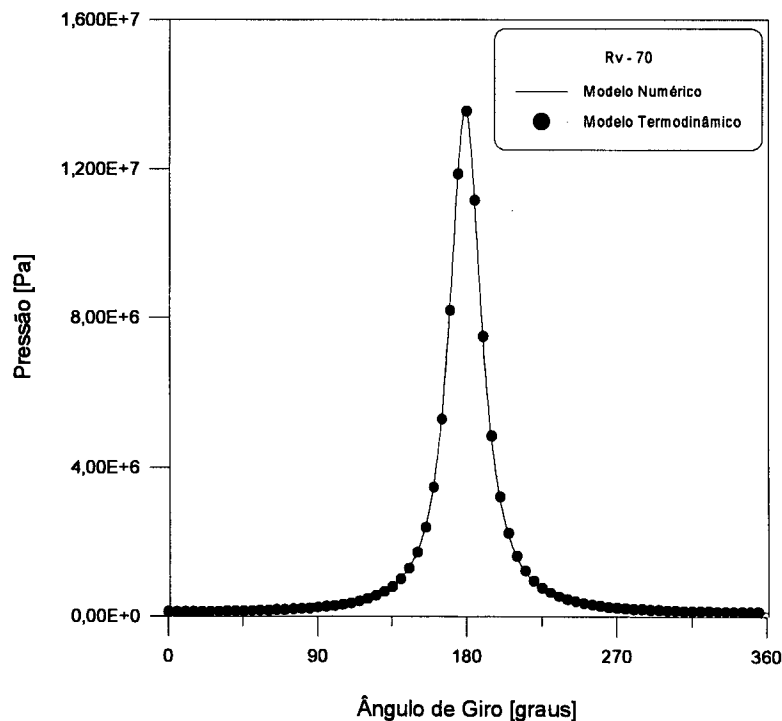


Fig. 5.15 - Pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, comparação com modelo termodinâmico.

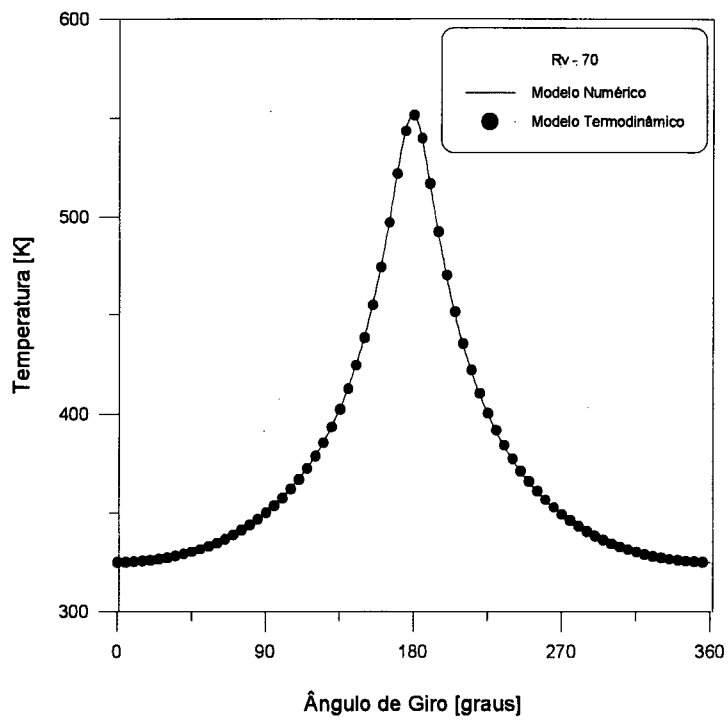


Fig. 5.16 - Temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, comparação com modelo termodinâmico.

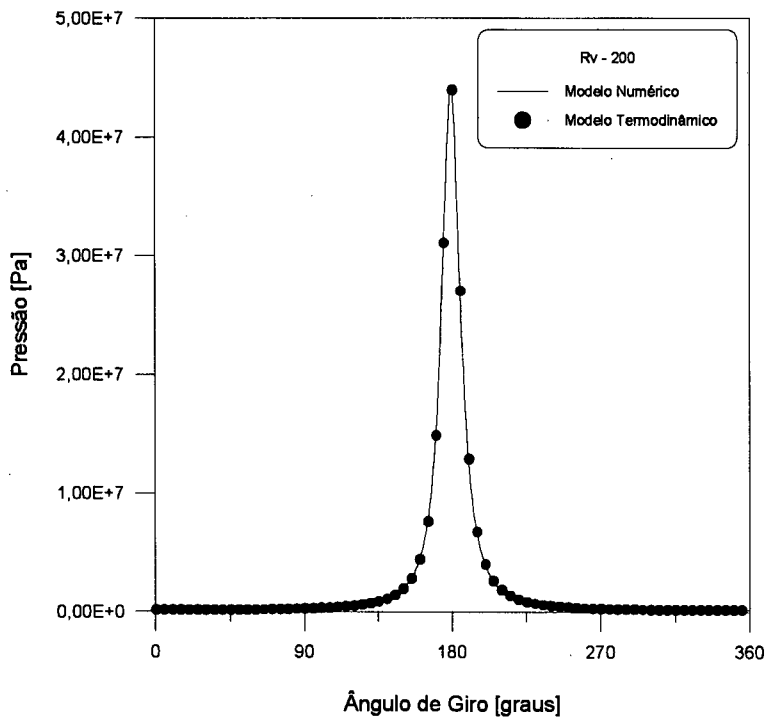


Fig. 5.17 - Pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, modelos adiabáticos, razão de volume 200.

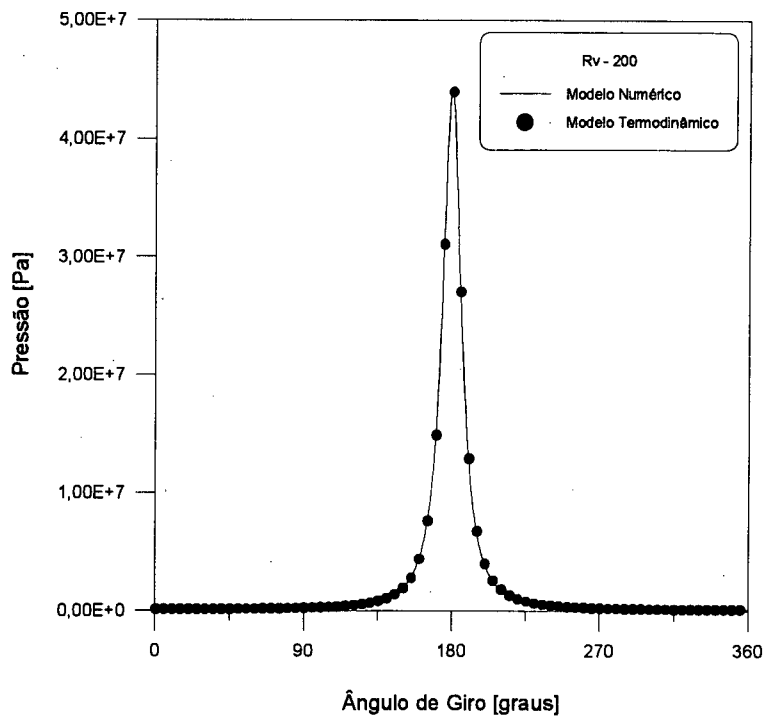


Fig. 5.18 - Temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, modelos adiabáticos, razão de volume 200.

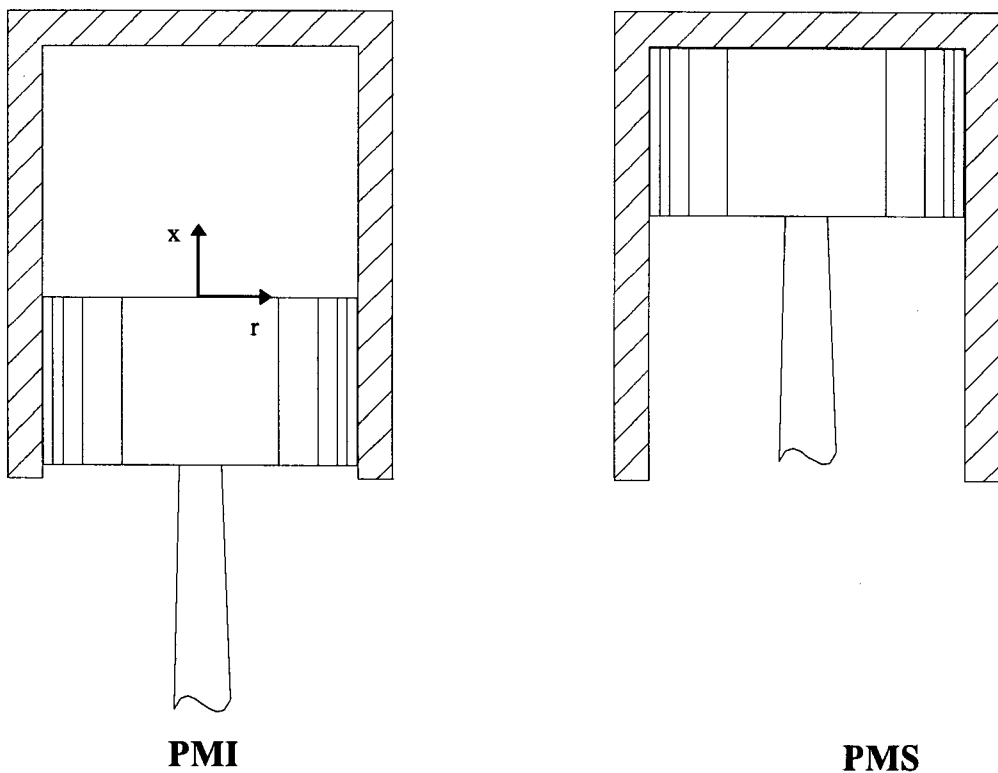


Fig. 5.19 - Deformação do domínio de cálculo.

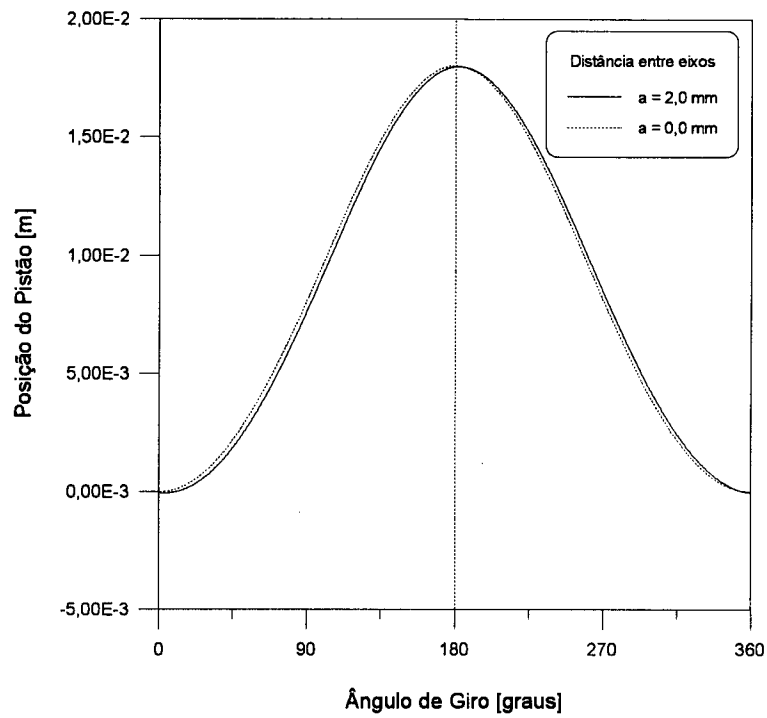


Fig. 5.20 - Posição do pistão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, razão de volume 70.

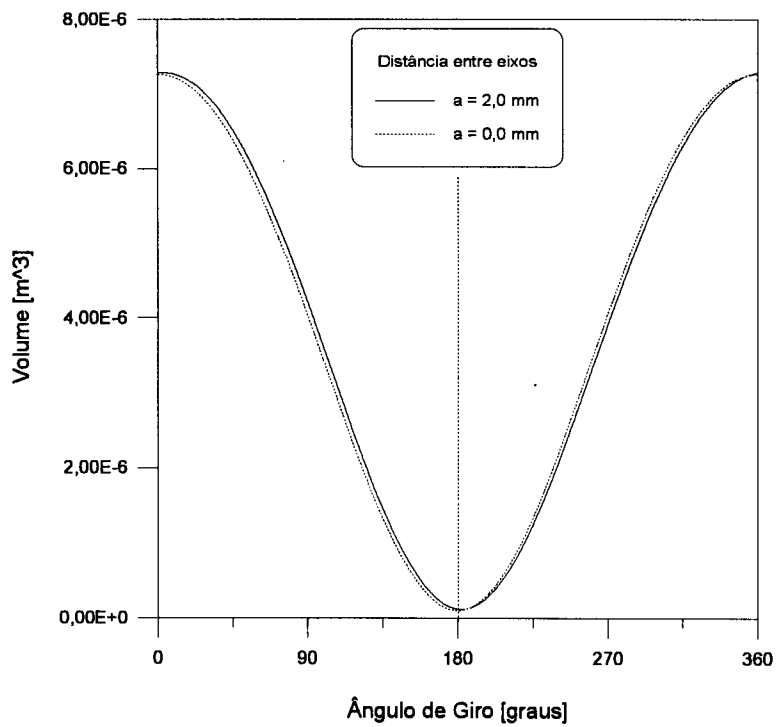


Fig. 5.21 - Volume do cilindro em função do ângulo de giro do mecanismo acionador e da distância entre os eixos, razão de volume 70.

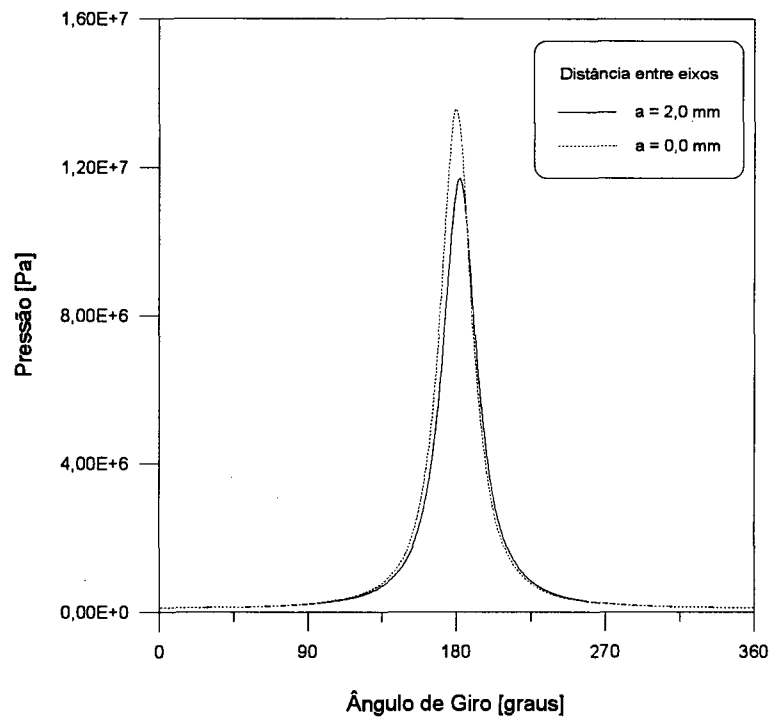


Fig. 5.22 - Pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador e da distância entre os eixos, razão de volume 70.

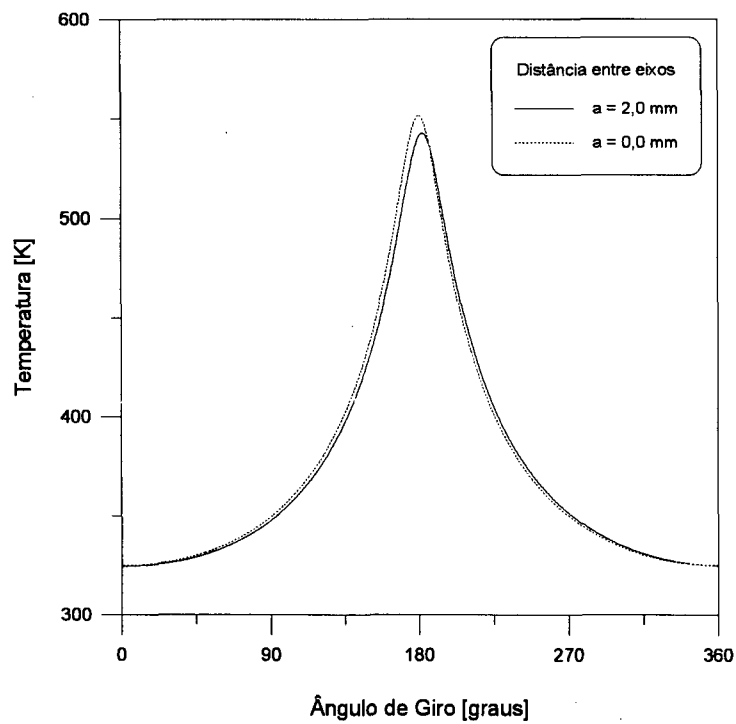


Fig. 5.23 - Temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador e da distância entre os eixos, razão de volume 70.

Os vetores velocidade para o modelo FGS, operando com a razão de compressão igual a dois, são apresentados na figura 5.24. Percebe-se que o escoamento pode ser dito como unidirecional, apresentando regiões de recirculação apenas nas posições próximas às inversões de velocidade do pistão, ou seja, próximo aos pontos mortos superior e inferior ($\theta = 180^\circ$ e $\theta = 360^\circ$, respectivamente). Tal comportamento estendeu-se para os demais casos testados do modelo de um cilindro fechado e adiabático.

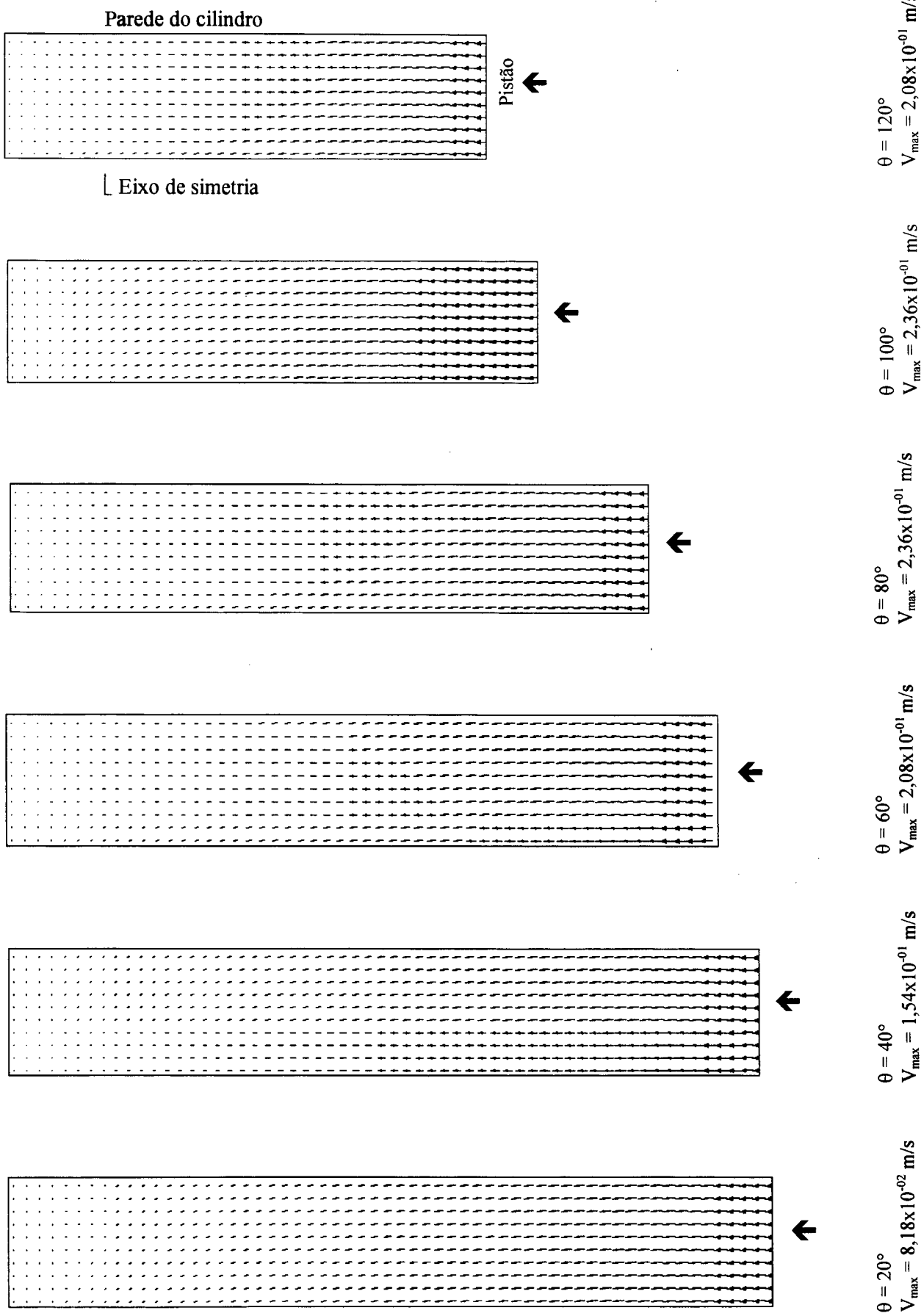


Fig. 5.24a - Vetores velocidade, cilindro fechado adiabático; 60 rpm.

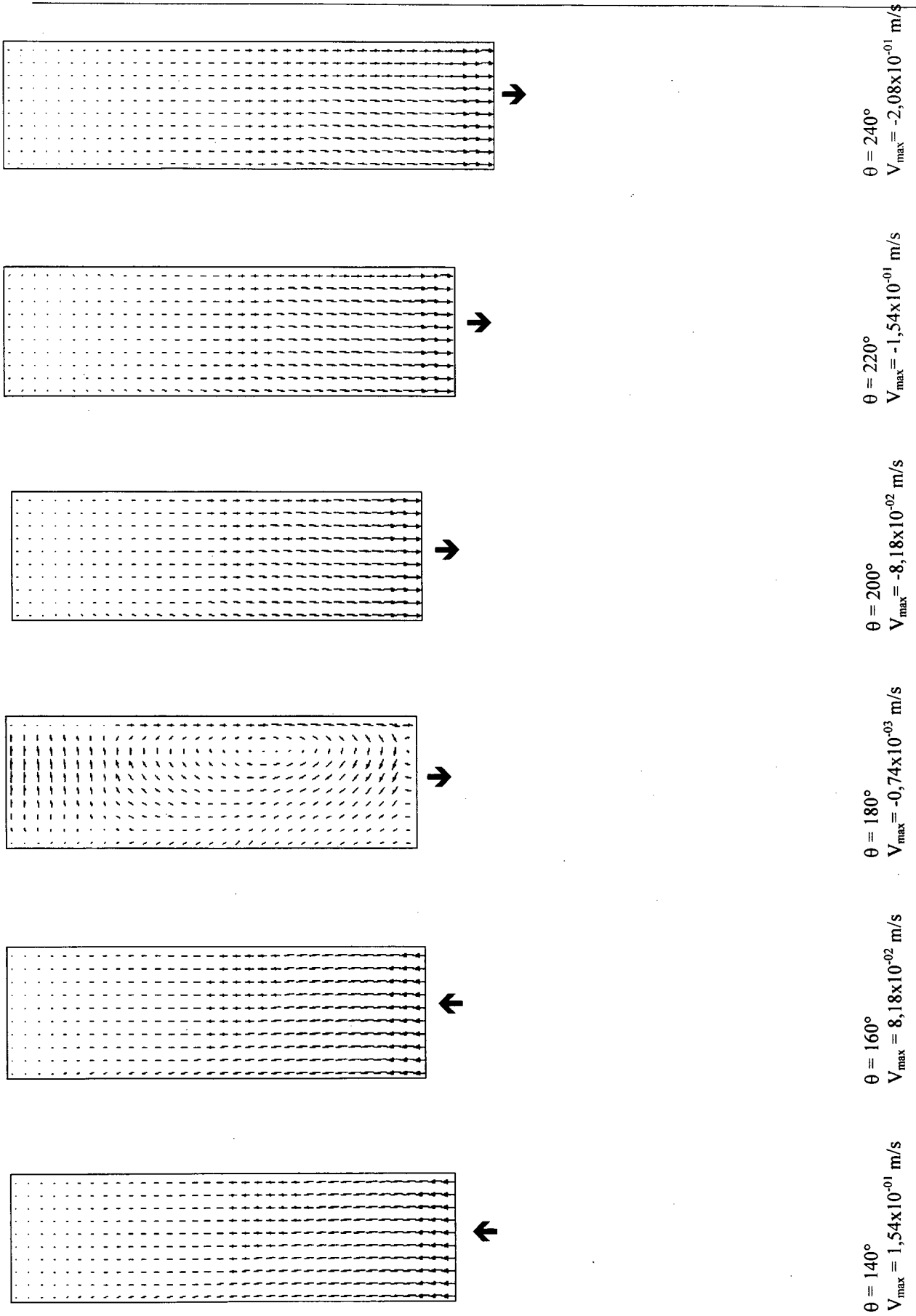


Fig. 5.24b - Vetores velocidade, cilindro fechado adiabático; 60 rpm.

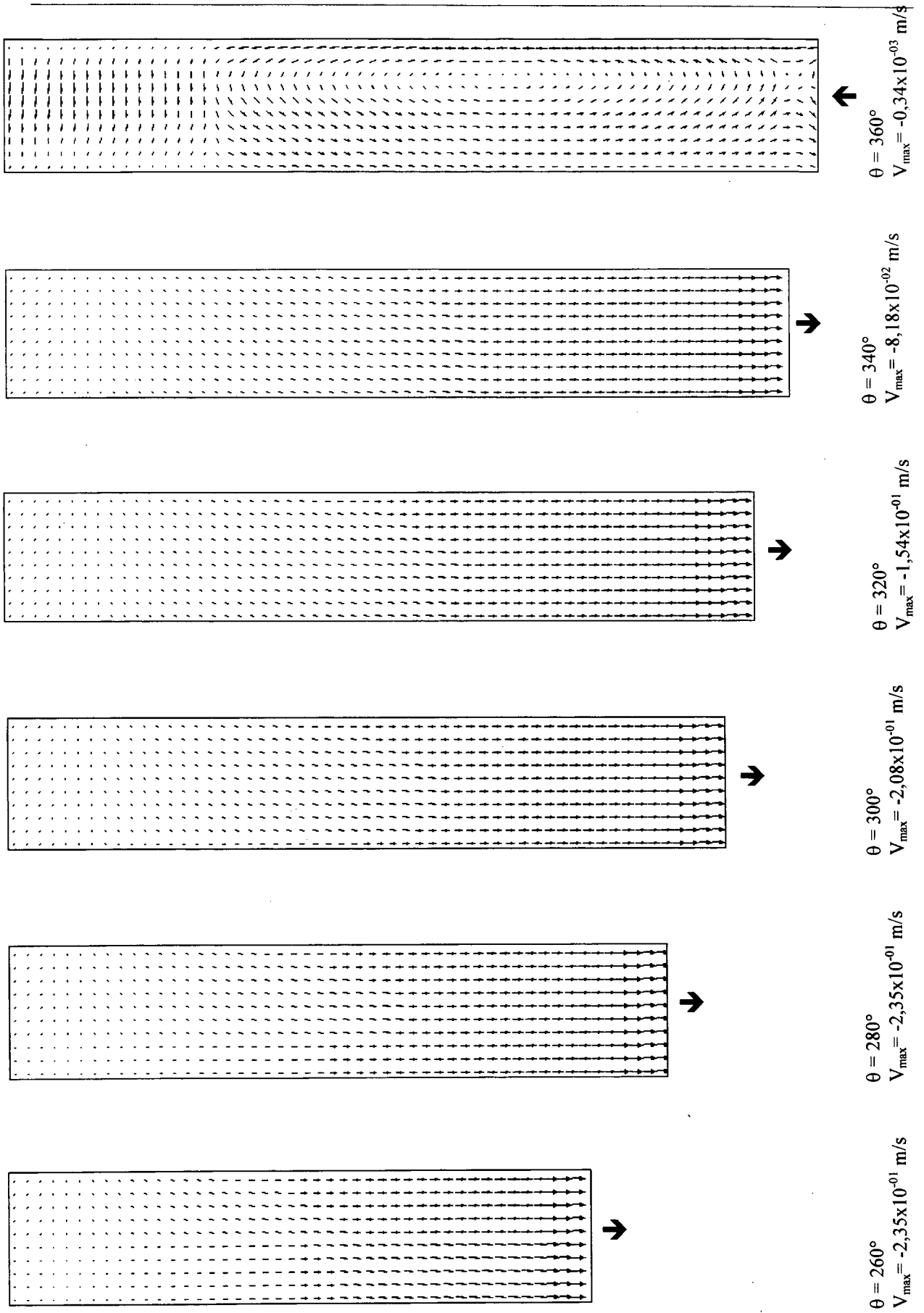


Fig. 5.24c - Vetores velocidade, cilindro fechado adiabático; 60 rpm.

Capítulo VI

CILINDRO FECHADO COM TEMPERATURA PRESCRITA NAS FACES

6.1 - Generalidades

A evolução do modelo explorado no capítulo anterior ocorreu com a simulação de um cilindro ainda fechado, mas que apresenta temperatura constante e uniforme, prescrita nas superfícies sólidas, ou seja, no pistão, nas paredes e na placa de válvulas. No presente modelo o ciclo deixa de ser isoentrópico, apresentando uma perda líquida de calor do gás para as paredes. Chamamos esta perda de líquida, pois durante uma parte do ciclo o gás está recebendo calor das paredes enquanto no restante do ciclo o fluxo de calor dá-se em sentido contrário, resultando em uma diferença entre estas partes. Esta perda deverá ser de mesma magnitude do trabalho total entregue ao gás.

6.2 - Experimentos de Kornhauser e Smith

Kornhauser e Smith (1988, 1994) realizaram trabalhos experimentais que servem como uma importante referência para comparações com resultados obtidos com o presente modelo. Em ambos os trabalhos, foi utilizado um cilindro compressor simples, o qual continha um pistão acoplado a uma cabeça ajustável. O experimento permitia trabalhar com uma faixa de razões de volume, cujo valor máximo era oito. O esquema geral da montagem do experimento é apresentado na figura 6.1.

Em seus trabalhos iniciais, Kornhauser e Smith, obtinham a posição do mecanismo acionador e a pressão instantânea do gás no interior do cilindro, tomada como média. De posse destas informações, calculavam então o trabalho fornecido ao gás através da integral cíclica da pressão com o volume, de acordo com a equação a

seguir

$$\hat{W} = \frac{\oint p dV}{\bar{p} \bar{V} \left(\frac{p_a}{\bar{p}} \right)^2 \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)} \quad (6.1)$$

Nesta expressão, o volume ocupado pelo gás é calculado em função da posição angular da manivela, enquanto que os valores médios para a pressão, \bar{p} , e para o volume, \bar{V} , correspondem aos valores obtidos de uma média aritmética simples entre o valor máximo e mínimo destas em um ciclo completo de compressão. A amplitude de oscilação da pressão, em torno do valor médio, é representado por p_a

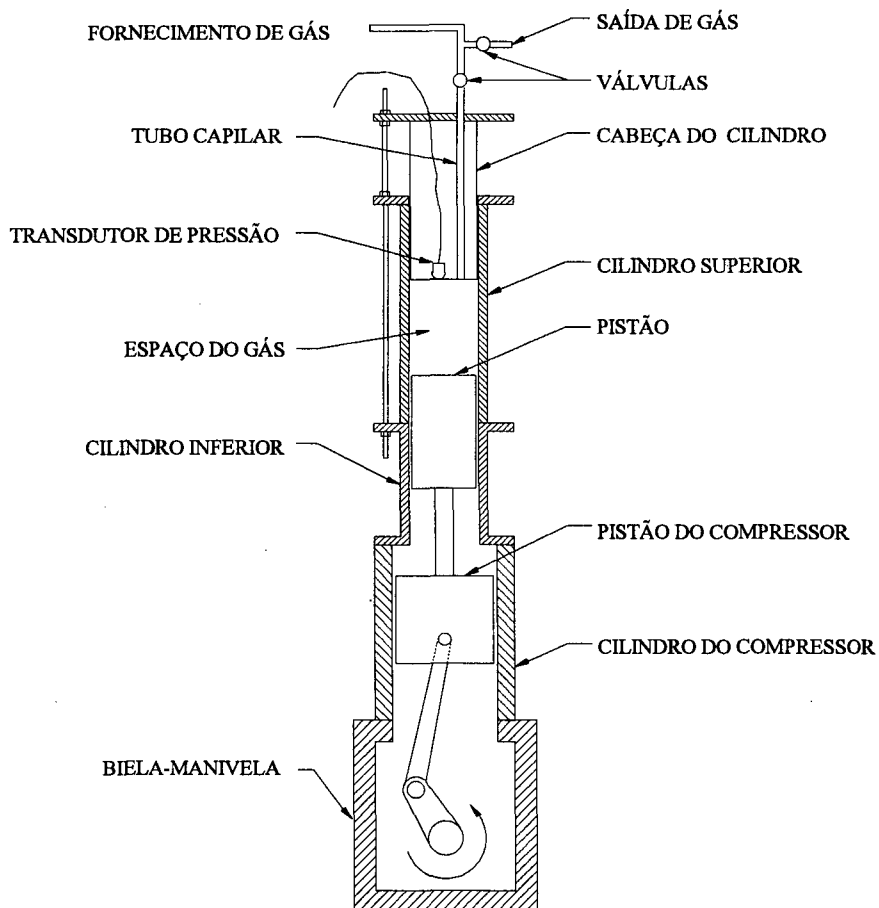


Fig. 6.1 - Esquema do experimento de Kornhauser e Smith.

Os resultados para a perda de calor adimensional líquida foram apresentados em função do número de Peclet baseado no diâmetro hidráulico (D_h) aplicado a escoamentos oscilantes e escrito na seguinte forma,

$$Pe_\omega = \frac{\bar{\rho} c_p \omega D_h^2}{4k} \quad (6.2)$$

sendo

$$D_h = \frac{4 V_{pm}}{A_{pm}} \quad (6.3)$$

onde $\bar{\rho}$ é o valor médio para a massa específica avaliada ao longo de um ciclo completo de compressão, ω é a velocidade angular do eixo do compressor, e as variáveis V_{pm} e A_{pm} , indicam, respectivamente, o volume e a área superficial do cilindro, avaliadas na posição média do pistão.

No trabalho mais recente de Kornhauser e Smith (1994), estes apresentam resultados para o fluxo de calor instantâneo através das superfícies sólidas do cilindro, o qual é obtido pela primeira lei da termodinâmica conhecendo-se as temperaturas e pressões médias, além da posição do pistão. Nesta situação percebeu-se que o fluxo de calor é defasado em até trinta graus da diferença entre a temperatura média do gás e a temperatura das paredes sólidas. Com isto, se torna impossível utilizar a expressão usual da transferência de calor por convecção, que correlaciona o fluxo de calor simplesmente com uma diferença de temperatura. No trabalho citado, os autores sugerem o uso de correlações para o número de Nusselt apresentadas na forma de números complexos. Para chegar a uma correlação, estes assumiram que a temperatura sofresse uma variação senoidal em função da posição do pistão, obtendo então a seguinte forma,

$$q'' = \frac{k}{D_h} \left[Nu_R (T - T_w) + \frac{Nu_I}{\omega} \frac{dT}{dt} \right] \quad (6.4)$$

O desenvolvimento desta fórmula é apresentado no Anexo III do presente trabalho; Nu_R e Nu_I são as partes real e imaginária do número de Nusselt, respectivamente.

Os valores para Nu_R e Nu_I , são tomados como constantes ao longo do ciclo e obtidos através de um ajuste por mínimos quadrados, realizado com os valores medidos para a temperatura e calculados tanto para a derivada desta no tempo como para o fluxo de calor instantâneo durante o ciclo completo de compressão. Os autores realizaram testes variando parâmetros construtivos como a razão de volume, a relação entre o diâmetro do cilindro e o curso do pistão, a rotação, além de variar o próprio fluido de trabalho. Para tal foram utilizados os gases hélio, hidrogênio, nitrogênio e argônio.

6.3 - Aspectos computacionais

Neste modelo surgiu uma nova dificuldade computacional, ou seja, a necessidade de calcular vários ciclos de operação do compressor, o suficiente para atingir o regime permanente periódico. Tal fato teve uma grande repercussão no tempo computacional, tornando-o mais elevado. Normalmente não se alcança esta repetibilidade antes de quinze ciclos de compressão, o que faz com que o programa de simulação não leve menos que quatro mil minutos de CPU, rodando em um processador SUN, modelo 51, para obter a descrição de um ciclo completo, utilizando para tanto uma malha com 25x25 volumes.

Realizou-se, para este modelo, testes computacionais com malhas desde 15x15 volumes até 50x40 volumes, onde foi observado que com uma malha de 25x25 volumes, auxiliado por um refino nas regiões próximas às fronteiras sólidas, os resultados apresentam pouca variação em relação àqueles obtidos com a malha mais refinada. O esquema de interpolação utilizado nesta etapa foi o WUDS, sendo que iniciou-se aqui a utilização do esquema TVD (Superbee), o qual apresentou problemas de instabilidade próximo ao pontos mortos do pistão. Nas posições intermediárias do ciclo, o TVD não trazia ganhos significativos, já que os gradientes são pouco elevados nestas posições.

Resultados sobre as simulações realizadas serão apresentadas a seguir. Os parâmetros construtivos do compressor permanecem os mesmos do cilindro utilizado

como base no modelo do capítulo anterior.

6.4 - Resultados

Durante o processo de compressão e expansão dos gases, estes estarão sempre com uma diferença de temperatura entre a região do centro e a região adjacente às paredes do compressor, ou seja, há uma diferença na temperatura do gás em diferentes posições no interior do cilindro, causada pela inércia do mesmo em receber a informação da presença de uma parede com temperatura diferente daquela do restante do fluido. Este atraso na temperatura provoca então uma diferença de fase entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura média entre o gás e as paredes.

Para o modelo em questão, temos que a pressão mantém-se uniforme no interior do cilindro, e a temperatura, ao contrário do modelo adiabático explorado no capítulo anterior, não apresenta esta uniformidade, conforme pode ser visualizado nas figuras 6.2 e 6.3, respectivamente. Desta forma, ressalta-se que as figuras que seguem, apresentam sempre os valores médios para o instante de tempo em questão, tomada da mesma forma que a explanada no capítulo anterior.

As figuras 6.4 e 6.5 descrevem o comportamento da pressão e da temperatura respectivamente, para o caso de um cilindro operando com gás hélio, a 500 rpm, tendo suas paredes a uma temperatura constante e igual a 294 K, seguindo assim o modelo adotado por Recktenwald (1989) e Kornhauser e Smith (1994). Estes adotaram o gás hélio como fluido de trabalho, pois o mesmo possui comportamento próximo ao de um gás ideal, o que permite que se utilize a equação de estado para os gases perfeitos aplicadas aos fluidos aqui utilizados, o que simplifica a modelação. Nestas figuras percebe-se a presença de uma diferença de fase em relação ao ângulo de giro do mecanismo acionador. Para a temperatura, esta atinge cinco graus enquanto que para a pressão, a diferença de fase atinge cerca de dois graus.

Uma forma alternativa de explorar as variações de pressão e de temperatura com o ângulo de giro do mecanismo acionador, é através dos diagramas pressão versus

volume e temperatura versus volume, apresentados nas figuras 6.6 e 6.7, respectivamente. A área limitada pela curva fechada está associada à perda líquida de calor durante o ciclo de compressão.

Para o presente trabalho, adota-se o fluxo de calor como positivo quando este tem o sentido dos gases para as paredes e negativo no sentido inverso. O comportamento da taxa total de transferência de calor e do fluxo de calor por unidade de área são apresentados nas figuras 6.8 e 6.9. Percebe-se nestas, que ambas as grandezas apresentam uma defasagem ainda maior que a pressão e a temperatura em relação ao ângulo de giro do mecanismo acionador, ou seja, apresentam uma diferença de fase em relação à diferença entre a temperatura média dos gases e temperatura da parede. Esta diferença de fase é melhor representada na figura 6.10, onde percebe-se a existência de quatro quadrantes, denotando fluxo de calor positivo para diferenças de temperaturas negativas assim como fluxos negativos para diferenças de temperaturas positivas.

Seguindo a mesma filosofia proposta por Kornhauser e Smith (1994) e escrita sob a forma da equação 6.4, apresenta-se na figura 6.11, o comportamento da derivada temporal da temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador. Percebe-se que a derivada apresenta uma perfil assimétrico e com uma diferença de fase acentuada em relação à temperatura. Tal fato corrobora com a forma da correlação proposta, onde apresenta-se o fluxo de calor proporcional tanto à diferença de temperatura como à derivada temporal desta.

A figura 6.12 apresenta a dificuldade normalmente encontrada para esta classe de problemas, já citada anteriormente no que diz respeito a sua convergência.

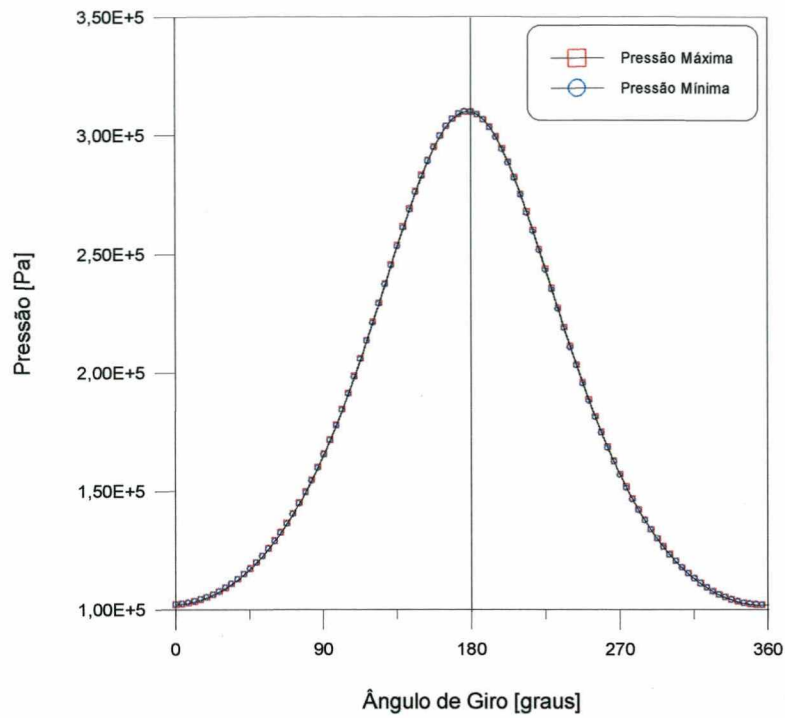


Fig. 6.2 - Pressão máxima e mínima em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.

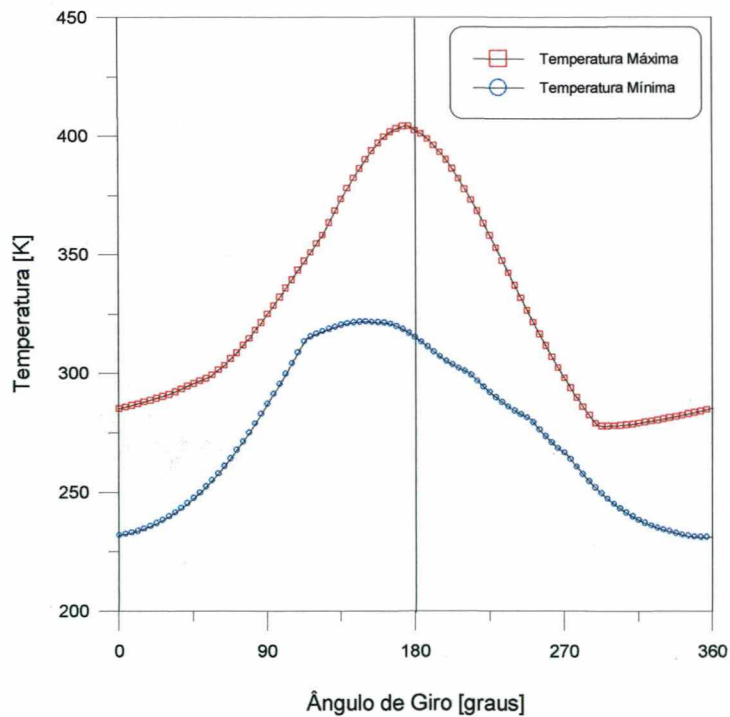


Fig. 6.3 - Temperatura máxima e mínima em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.

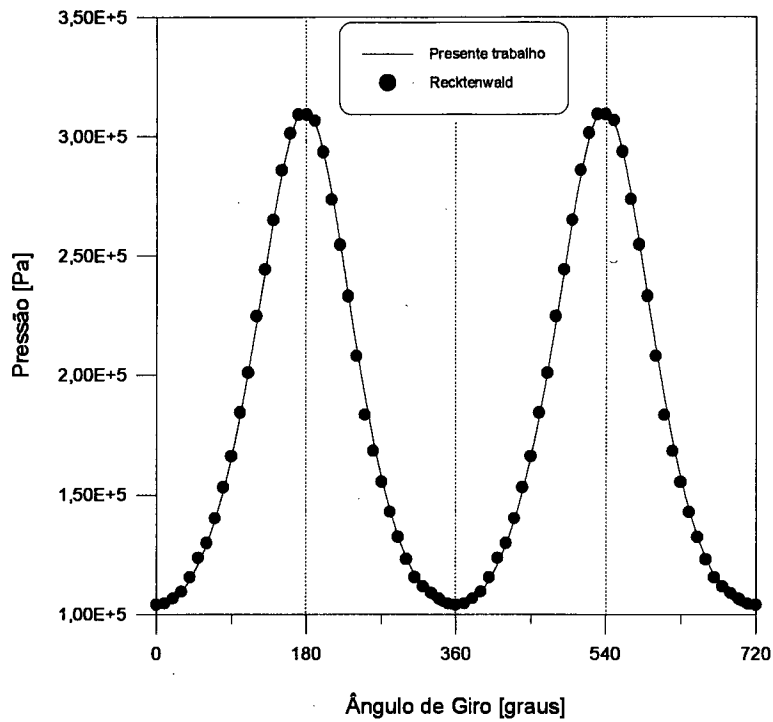


Fig. 6.4 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm, comparação com os resultados de Recktenwald.

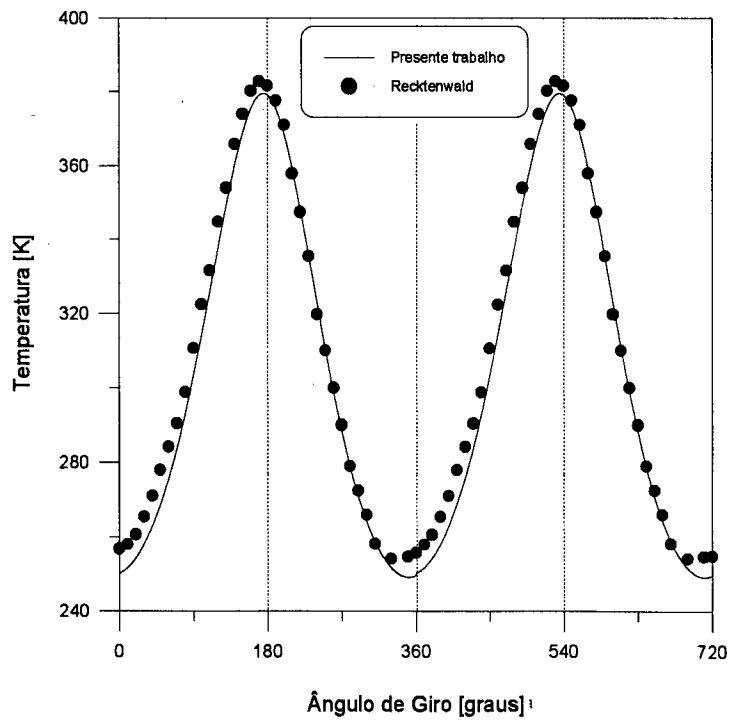


Fig. 6.5 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm, comparação com os resultados de Recktenwald.

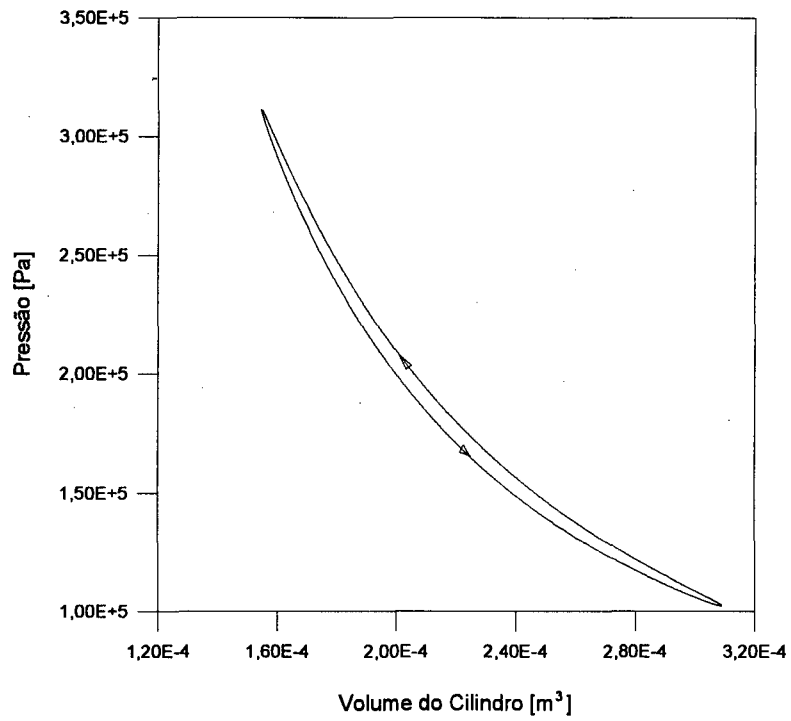


Fig. 6.6 - Diagrama pressão - volume, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.

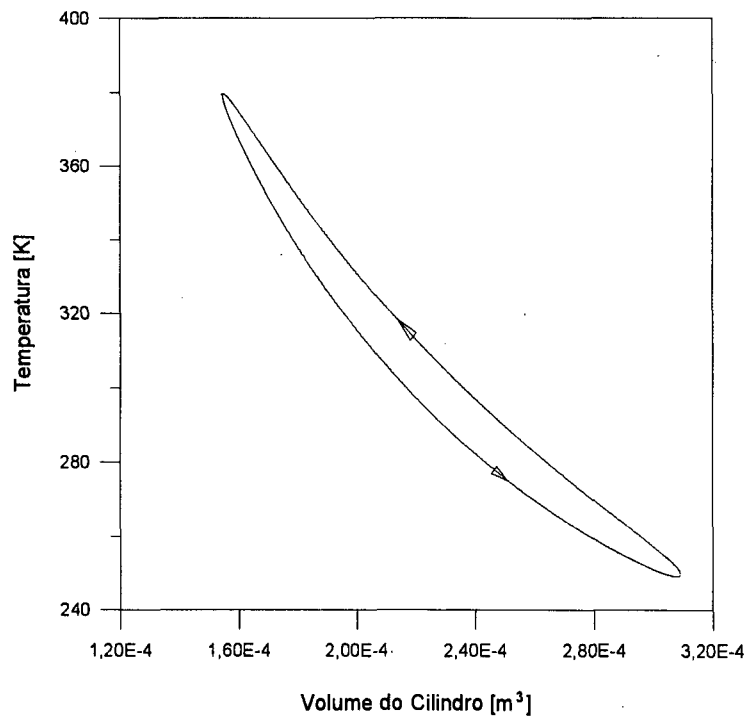


Fig. 6.7 - Diagrama temperatura - volume, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.

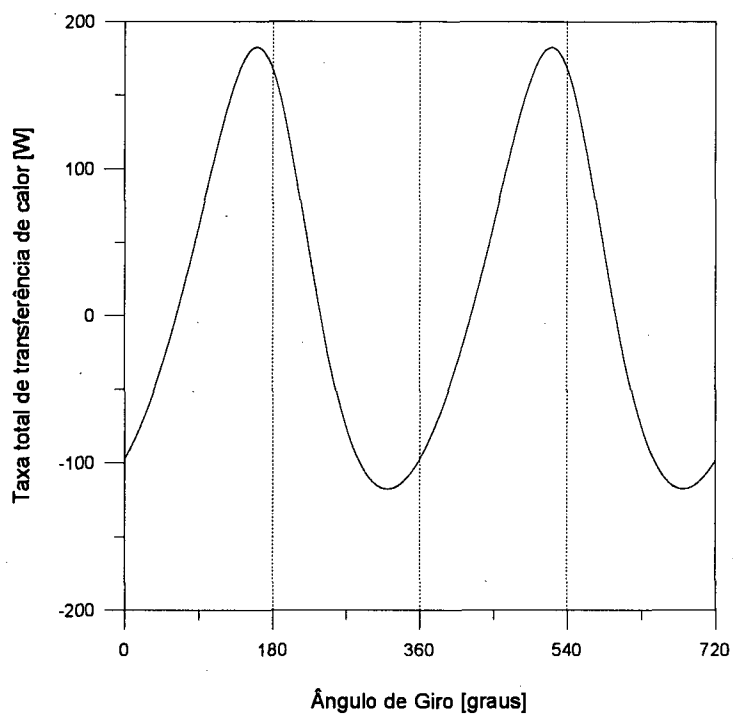


Fig. 6.8 - Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.

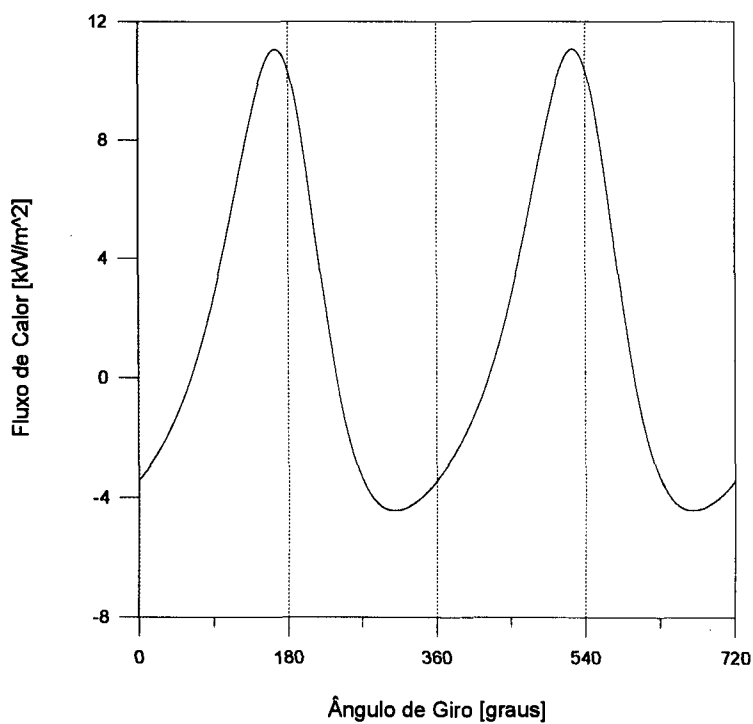


Fig. 6.9 - Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.

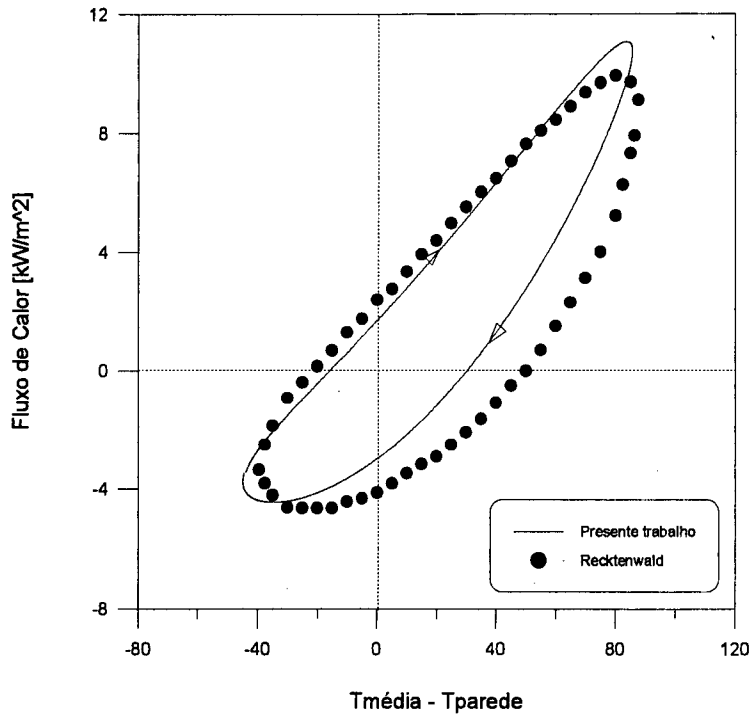


Fig. 6.10 - Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e o cilindro, operando com gás hélio a 500 rpm.

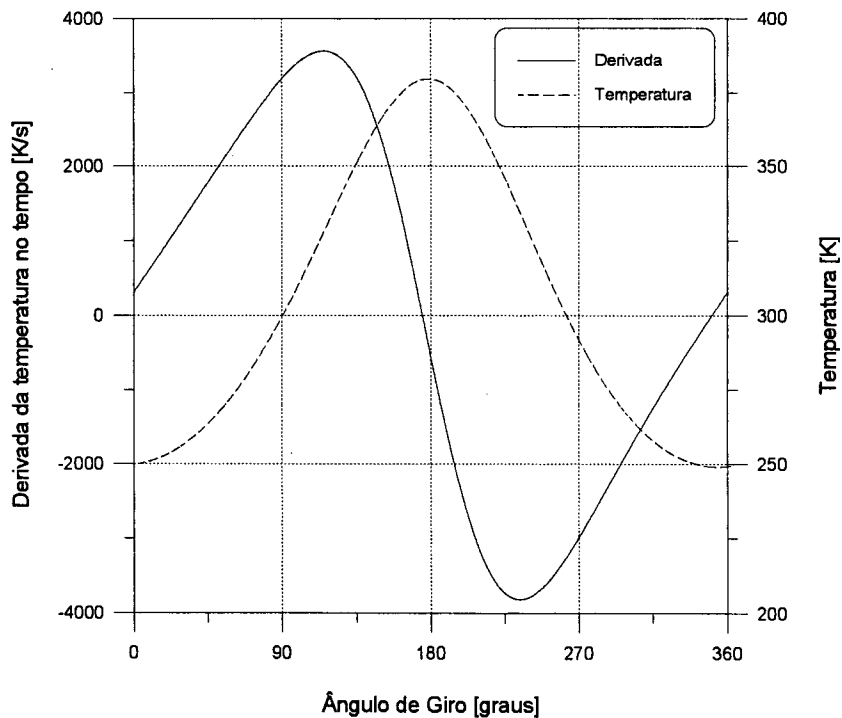


Fig. 6.11 - Derivada da temperatura no tempo em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 500 rpm.

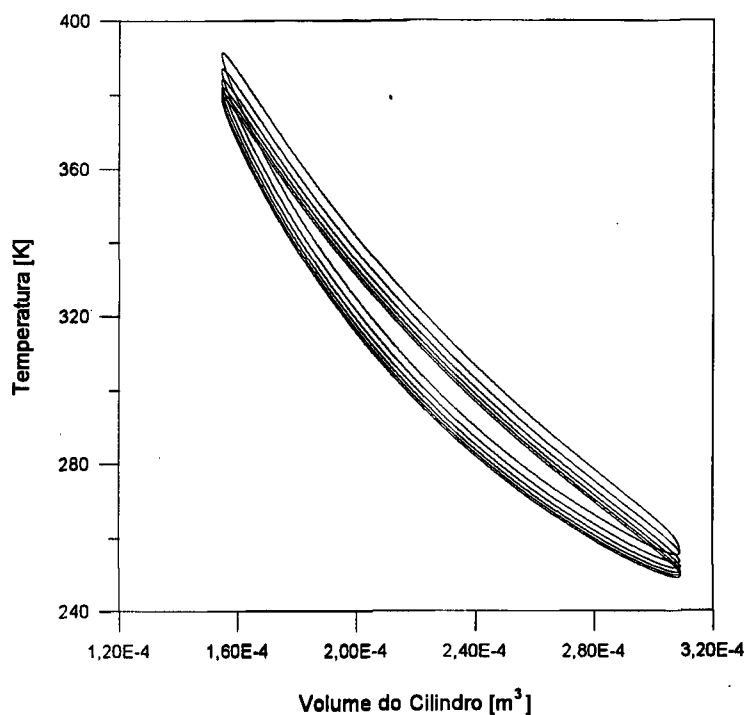


Fig. 6.12 - Convergência da temperatura para um cilindro operando com gás Hélio a 500 rpm.

Com o intuito de se obter uma correlação para as parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt em função do número de Peclet, outras rotações foram investigadas. Nas figuras 6.13 até 6.37, observam-se os resultados obtidos para as rotações de 100, 1000 e 3500 rpm, onde percebe-se que as variações na amplitude dos perfis de temperatura e de pressão são pequenas, o mesmo não ocorrendo com o fluxo de calor, cujas variações são maiores. O que se percebe é que a diferença de fase da temperatura e do fluxo de calor em relação ao ângulo de giro diminui com o aumento da rotação.

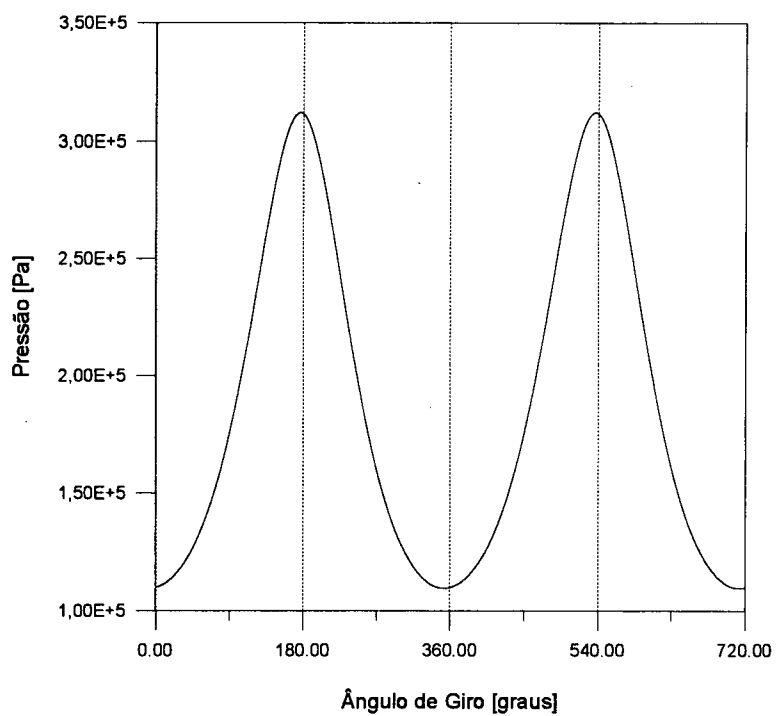


Fig. 6.13 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.

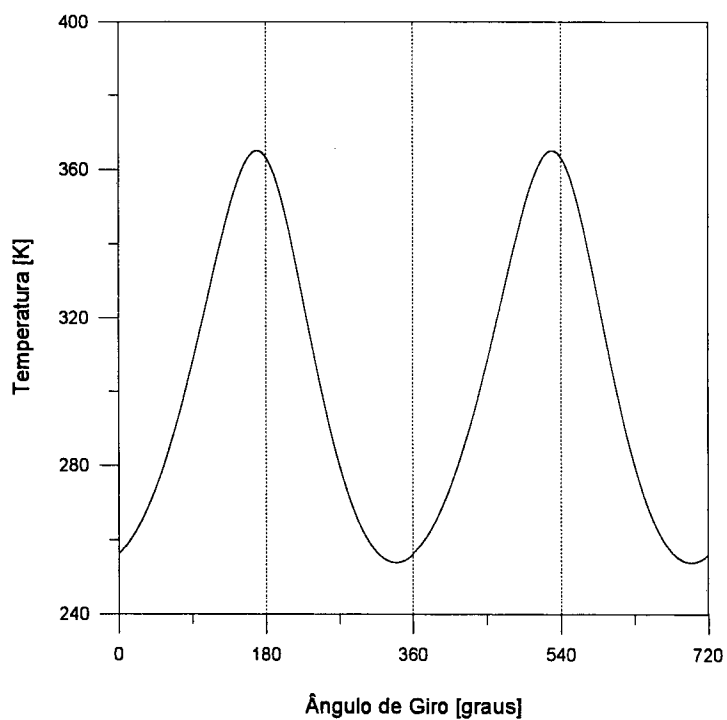


Fig. 6.14 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.

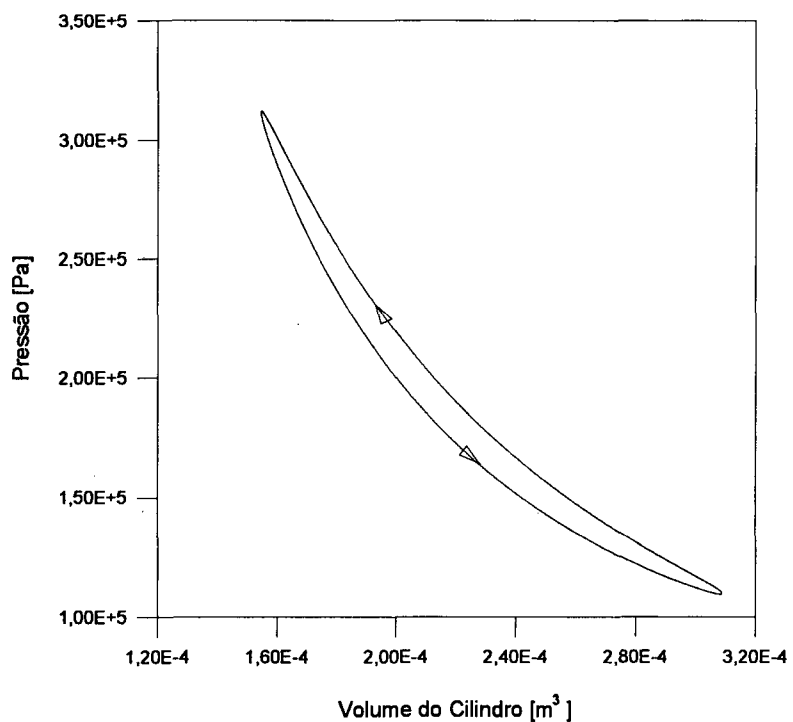


Fig. 6.15 - Diagrama pressão - volume; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.

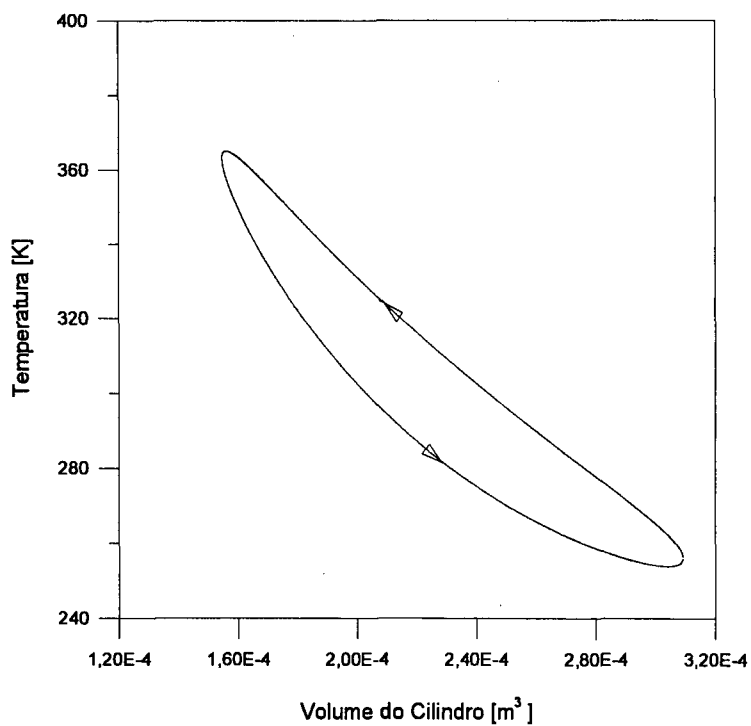


Fig. 6.16 - Diagrama temperatura - volume; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.

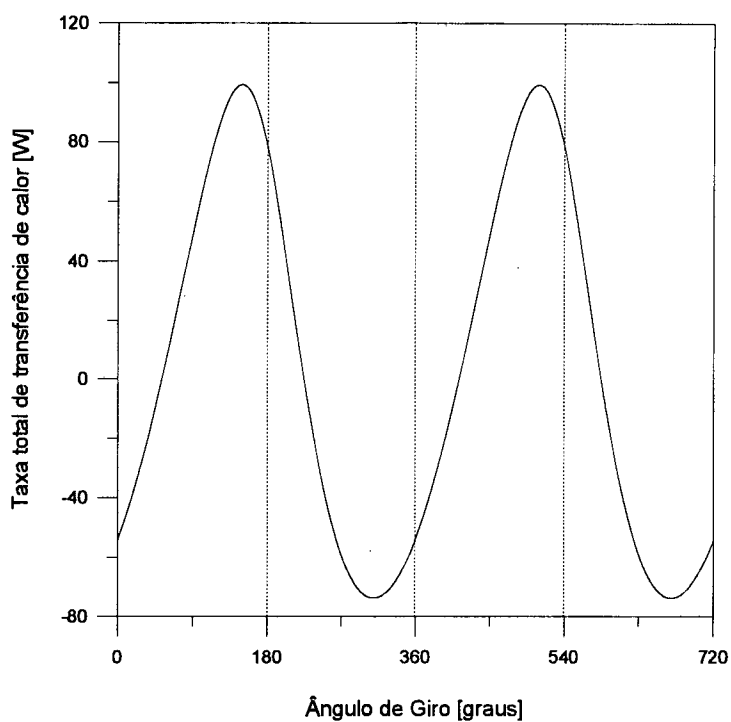


Fig. 6.17 - Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.

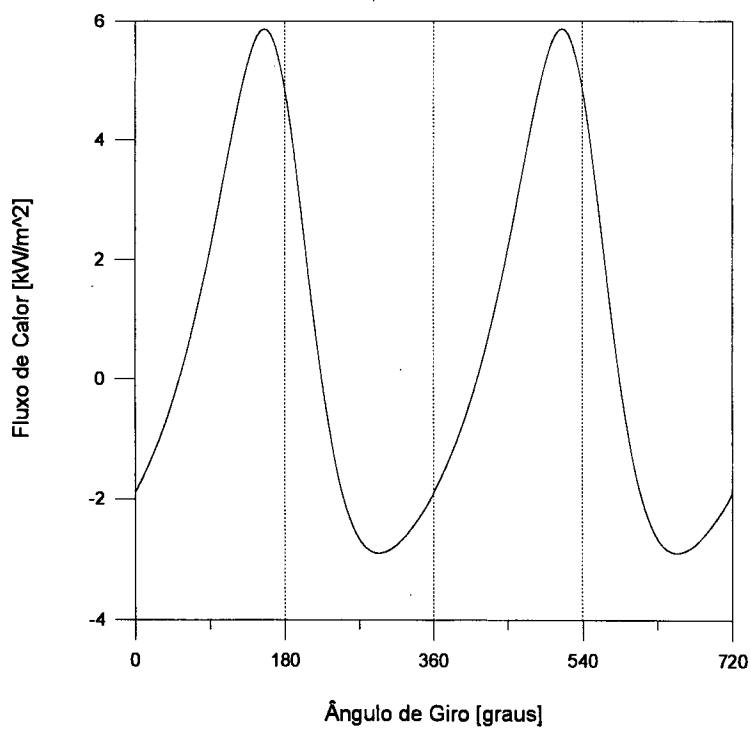


Fig. 6.18 - Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.

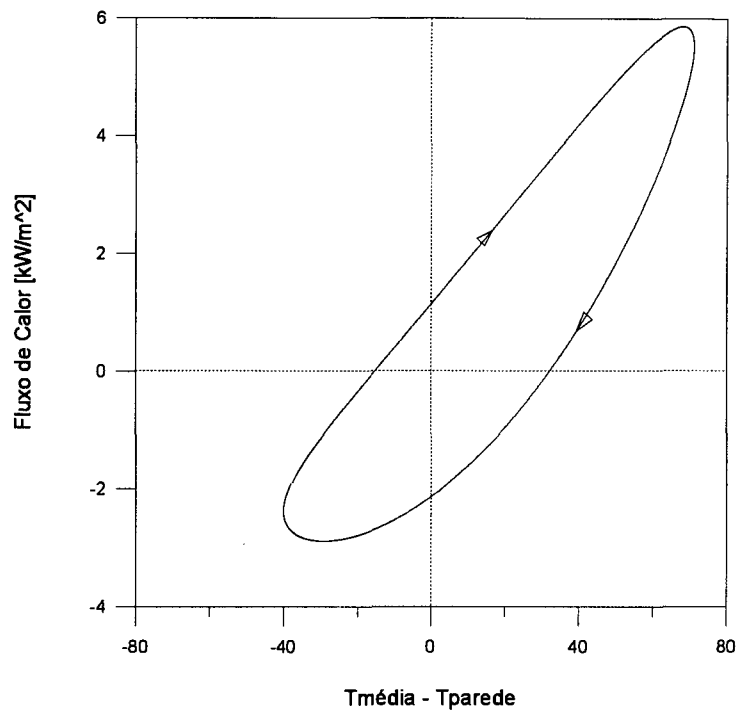


Fig. 6.19 - Fluxo de calor (kW/m²) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com gás hélio a 100 rpm.

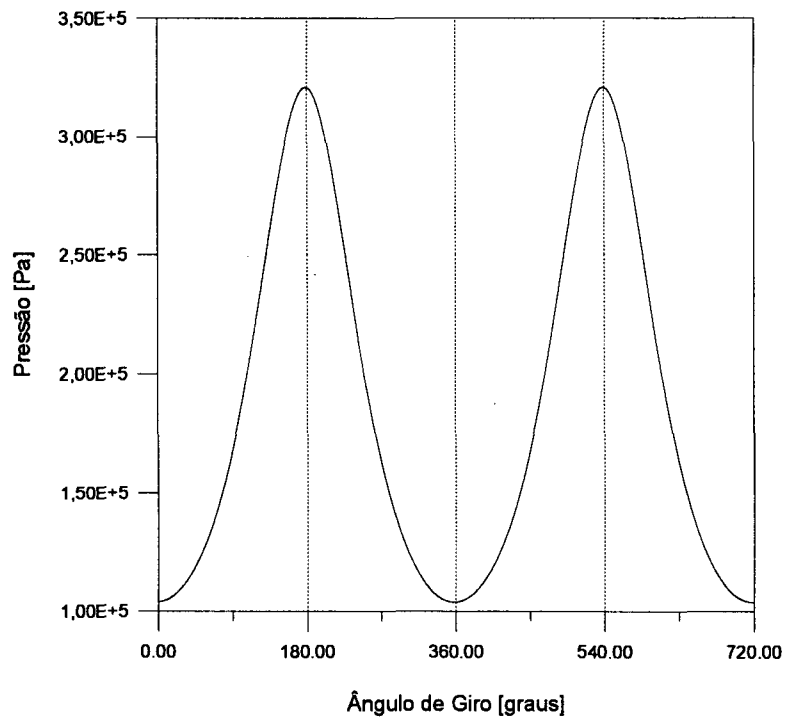


Fig. 6.20 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.

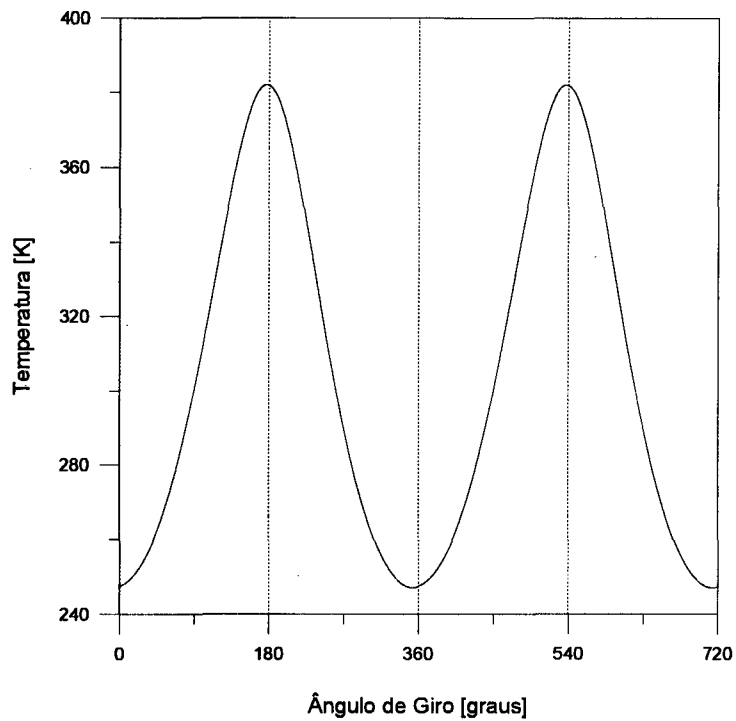


Fig. 6.21 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.

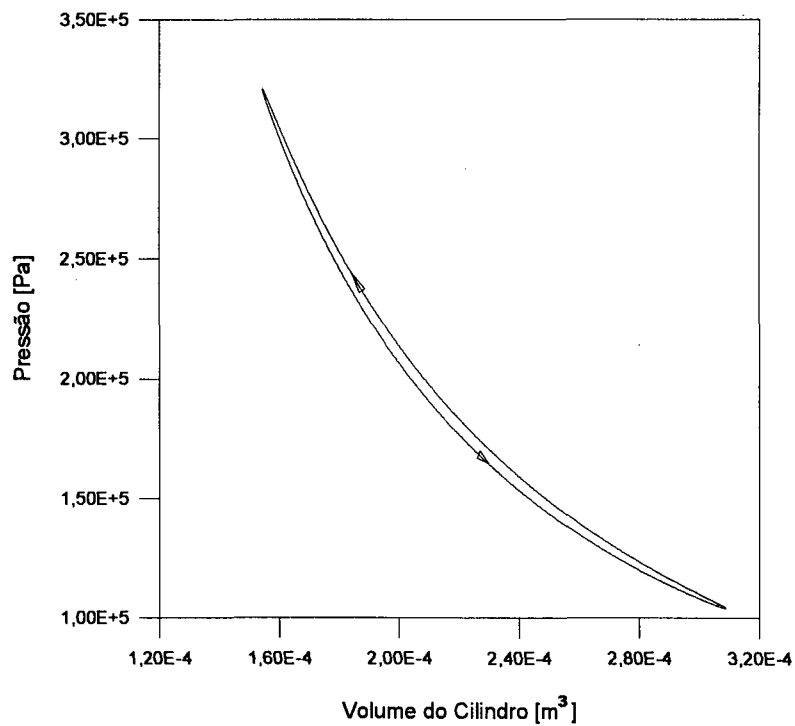


Fig. 6.22 - Diagrama pressão - volume; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.

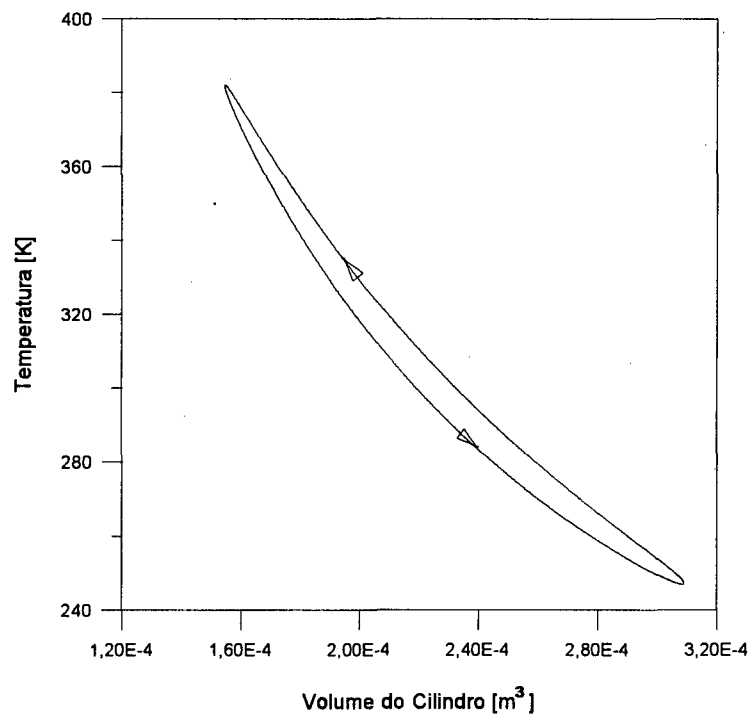


Fig. 6.23 - Diagrama temperatura - volume; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.

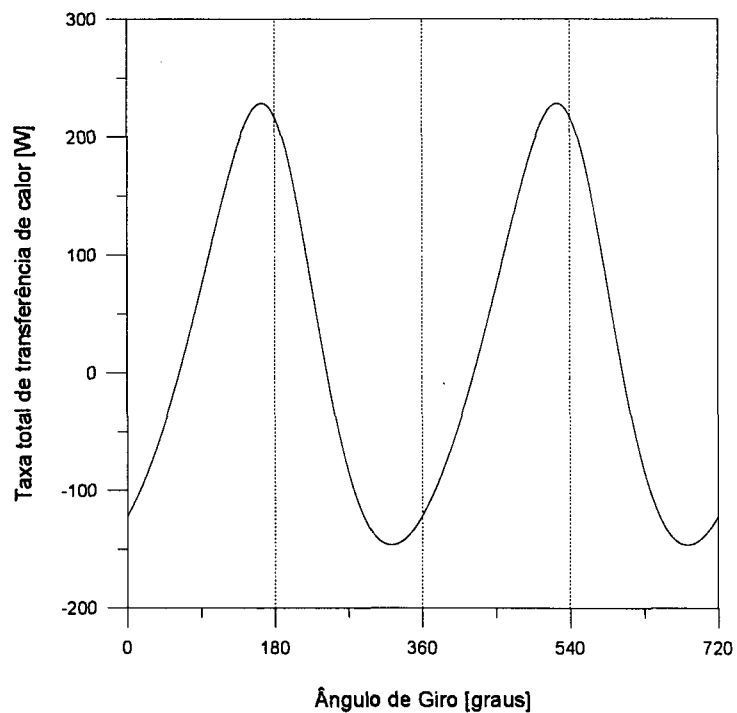


Fig. 6.24 - Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.

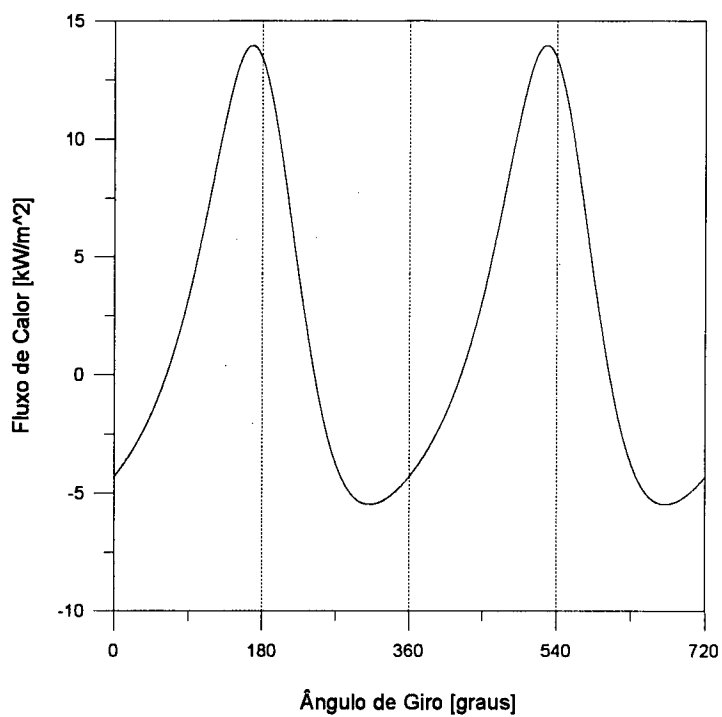


Fig. 6.25 - Fluxo de calor (kW/m²) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 1000 rpm.

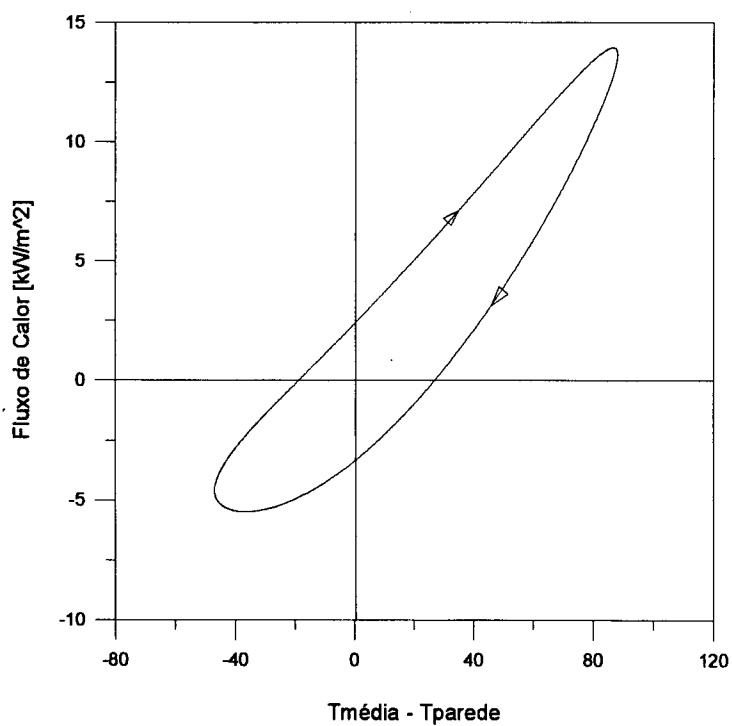


Fig. 6.26 - Fluxo de calor (kW/m²) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com gás Hélio a 1000 rpm.

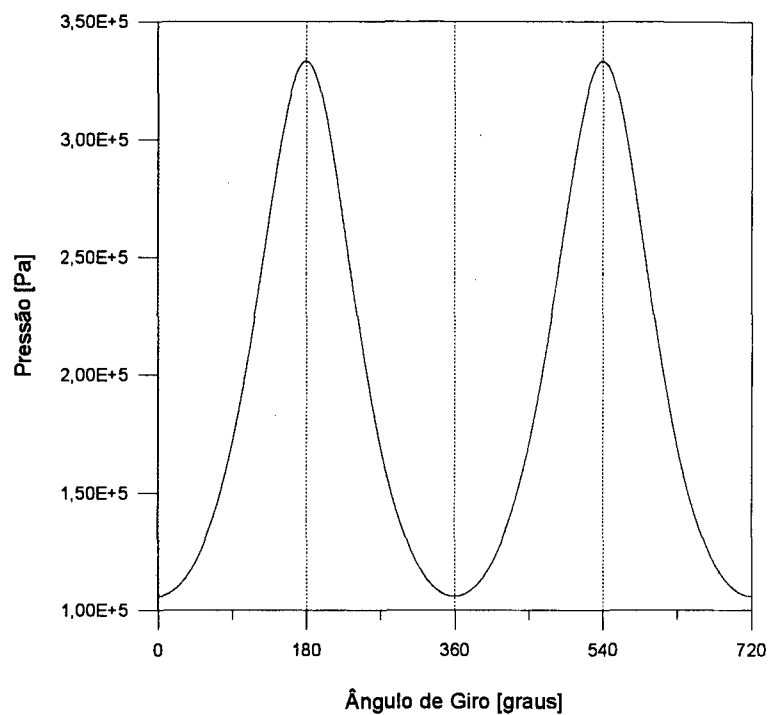


Fig. 6.27 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.

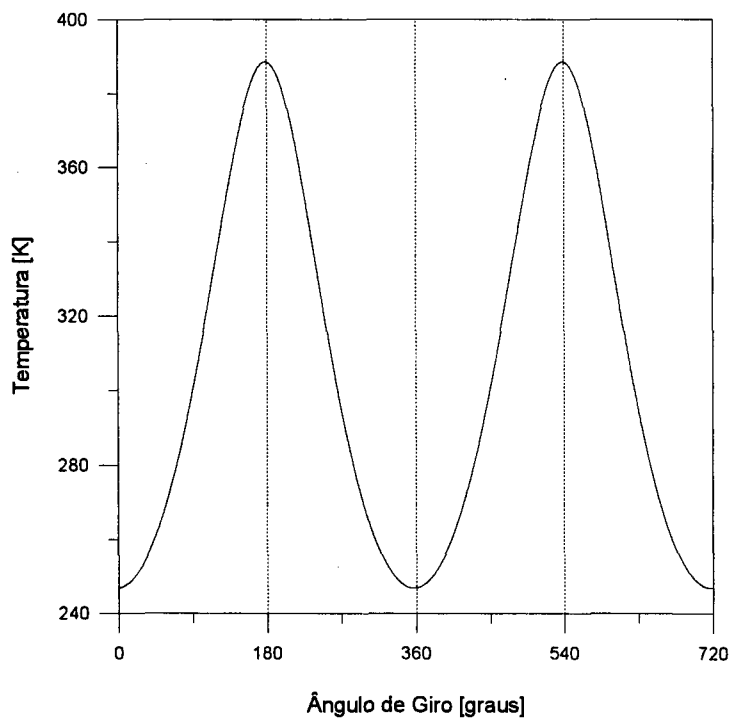


Fig. 6.28 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.

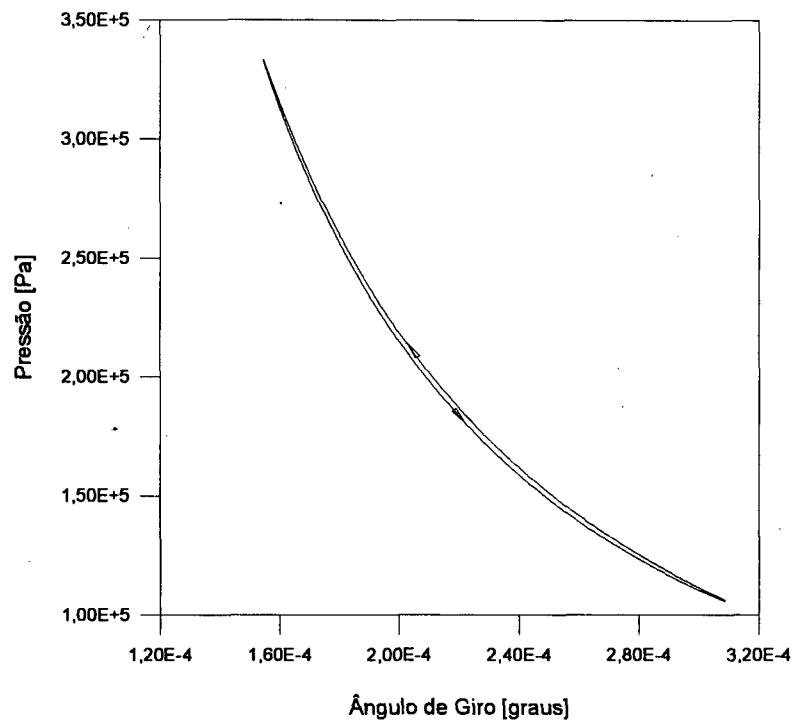


Fig. 6.29 - Diagrama pressão - volume; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.

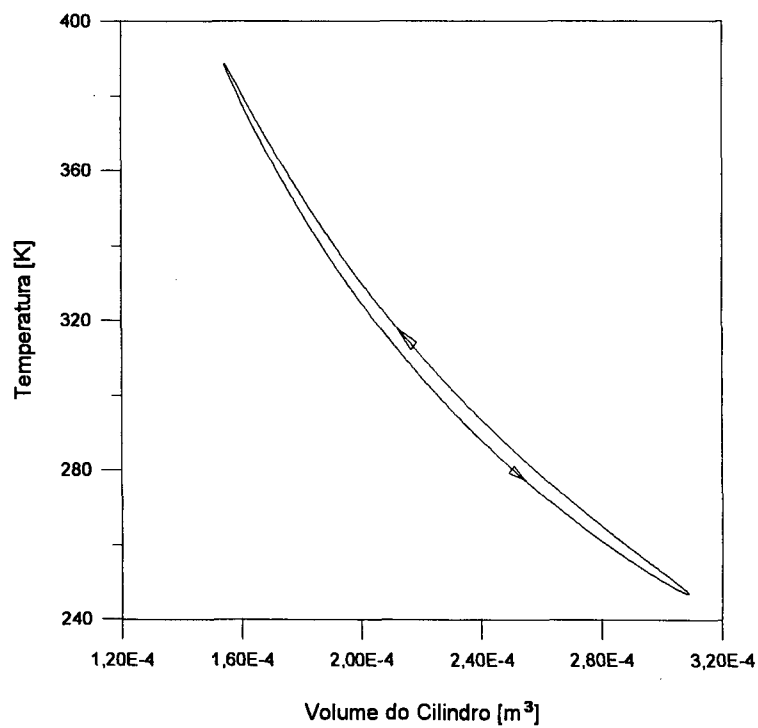


Fig. 6.30 - Diagrama temperatura - volume; cilindro operando com gás Hélio a 3500 rpm.

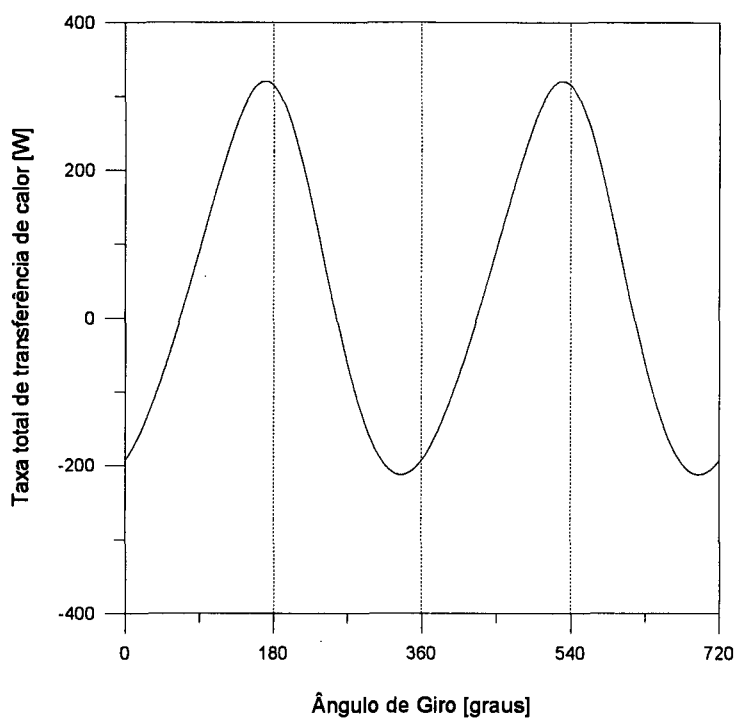


Fig. 6.31 - Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.

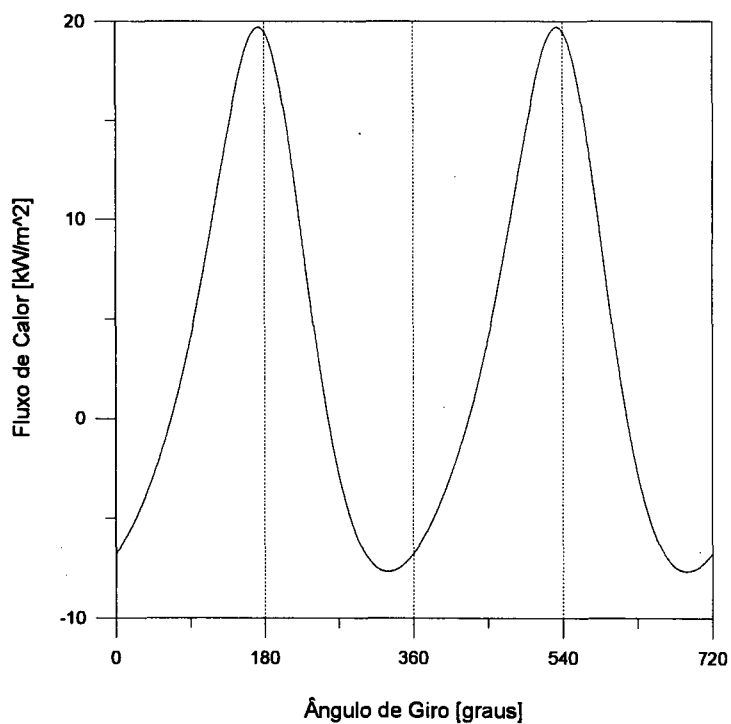


Fig. 6.32 - Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.

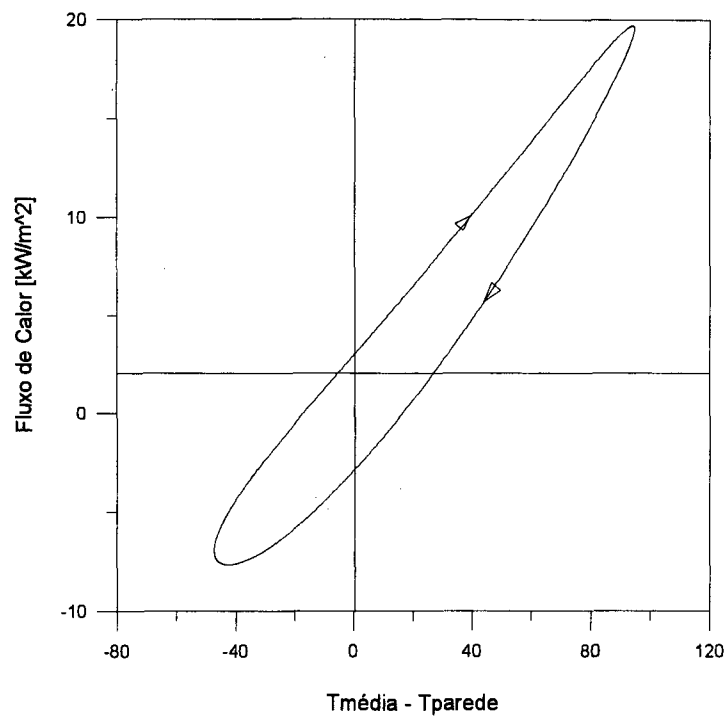


Fig. 6.33 - Fluxo de calor (kW/m²) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com gás hélio a 3500 rpm.

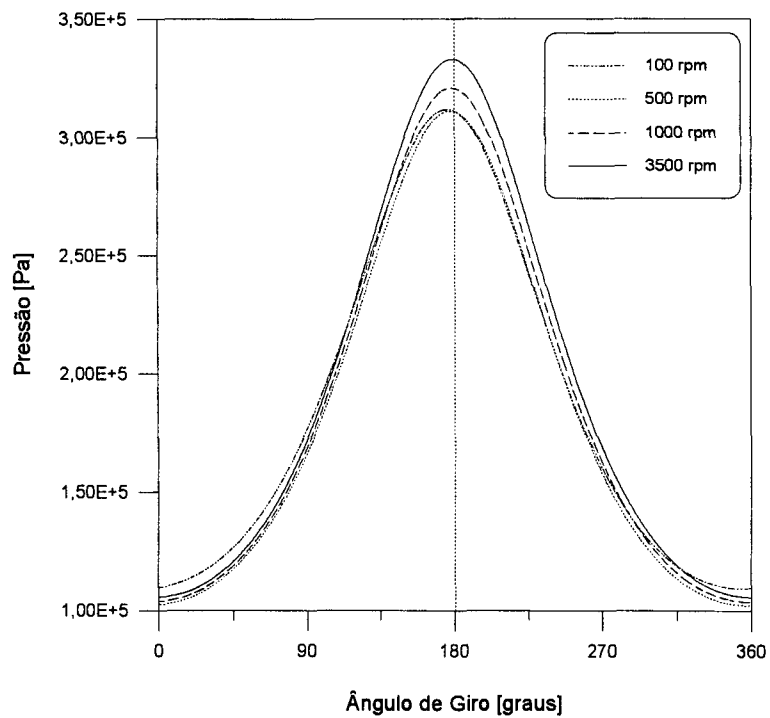


Fig 6.34 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio para várias rotações.

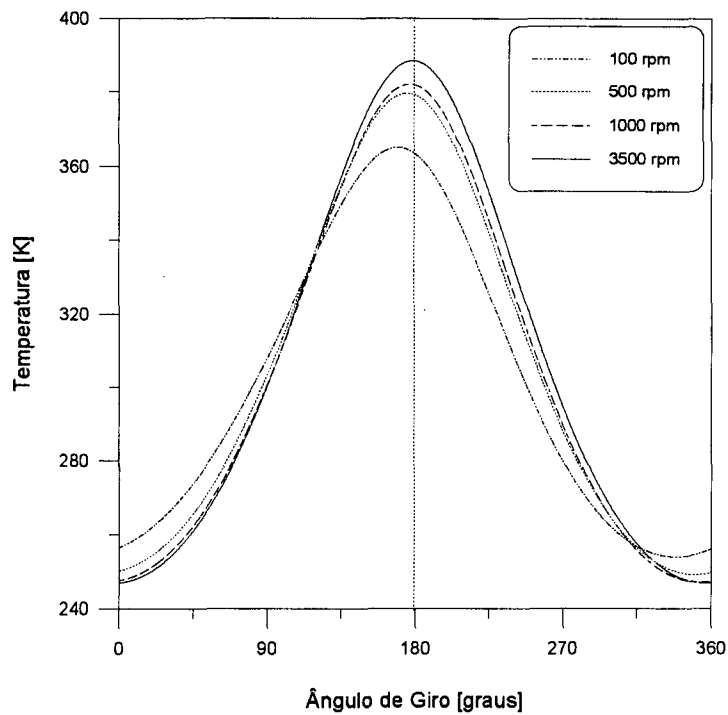


Fig 6.35 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio para várias rotações.

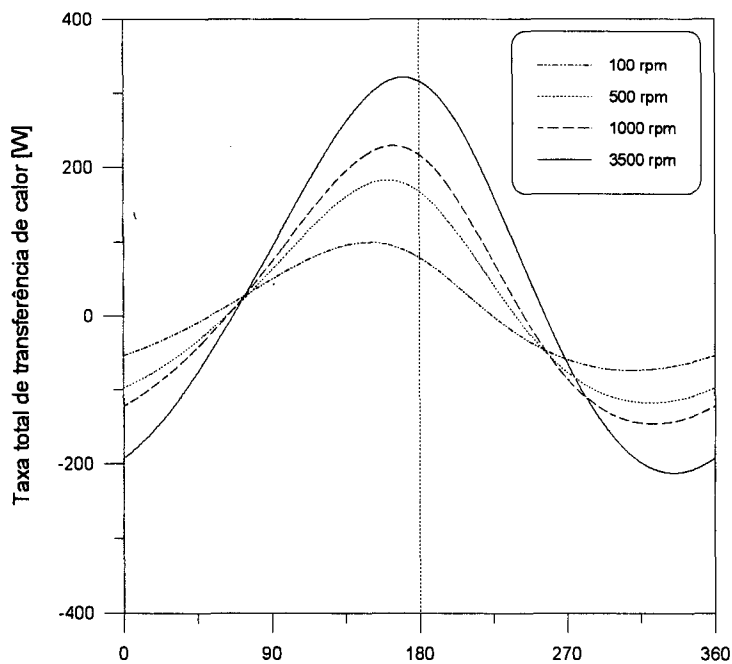


Fig 6.36 - Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio várias rotações.

Pode-se observar da figura 6.37 que o fluxo de calor aumenta com a rotação, e desta forma a parcela real do número de Nusselt também aumenta. A parcela imaginária do número de Nusselt também segue este comportamento, devido ao aumento da amplitude do fluxo de calor, mas em razão bem menor do que ocorre com a parcela real. A tabela 6.1, apresenta os valores obtidos para as parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt para algumas rotações. Para 1000 rpm apresenta-se ainda a variação das componentes reais e imaginárias do número de Nusselt com a razão de volume. Os mesmos valores da tabela 6.1, são apresentados em forma gráfica na figura 6.39.

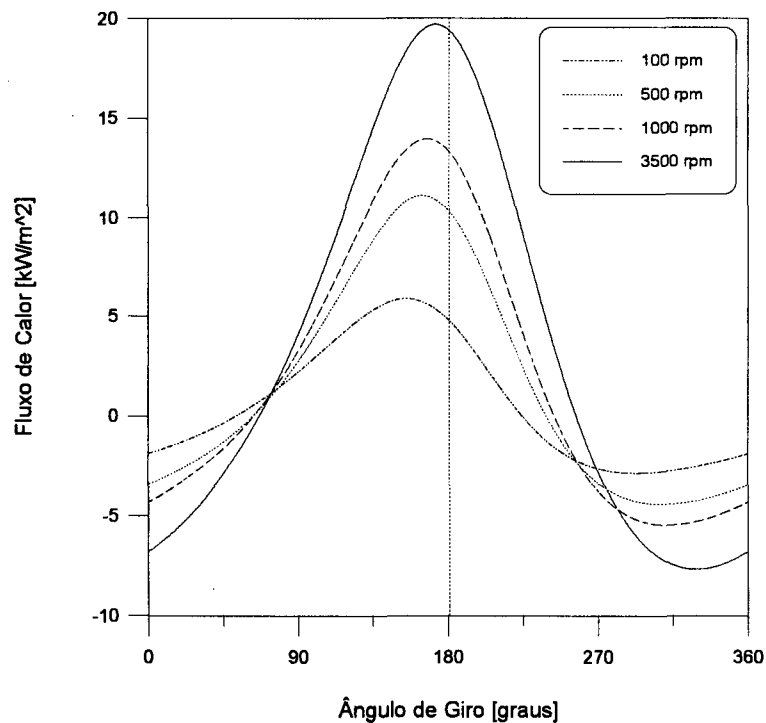


Fig 6.37 - Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com gás hélio para várias rotações.

A figura 6.38 apresenta a comparação dos resultados obtidos para o fluxo de calor entre o gás e as paredes do cilindro operando em 1000 rpm, utilizando a formulação aqui proposta tendo como base os trabalhos de Kornhauser e Smith e utilizando-se da Primeira Lei da Termodinâmica. São apresentados também na figura 6.38 os resultados obtidos a partir de algumas correlações empíricas bastante utilizadas

na indústria de compressores e de uma proposta de correlação para motores de combustão interna, todas apresentadas no Anexo IV do presente trabalho.

Nesta figura percebe-se que a correlação proposta por Kornhauser e Smith (1994) permite uma boa aproximação do fluxo de calor calculado pelo modelo numérico, embora modificações nas constantes da equação proposta por Lawton ($A=0,28$; $B=0,65$ e $C=0,25$) forneçam resultados ainda melhores, devendo ainda ser estendido o uso desta correlação para outras condições de operação.

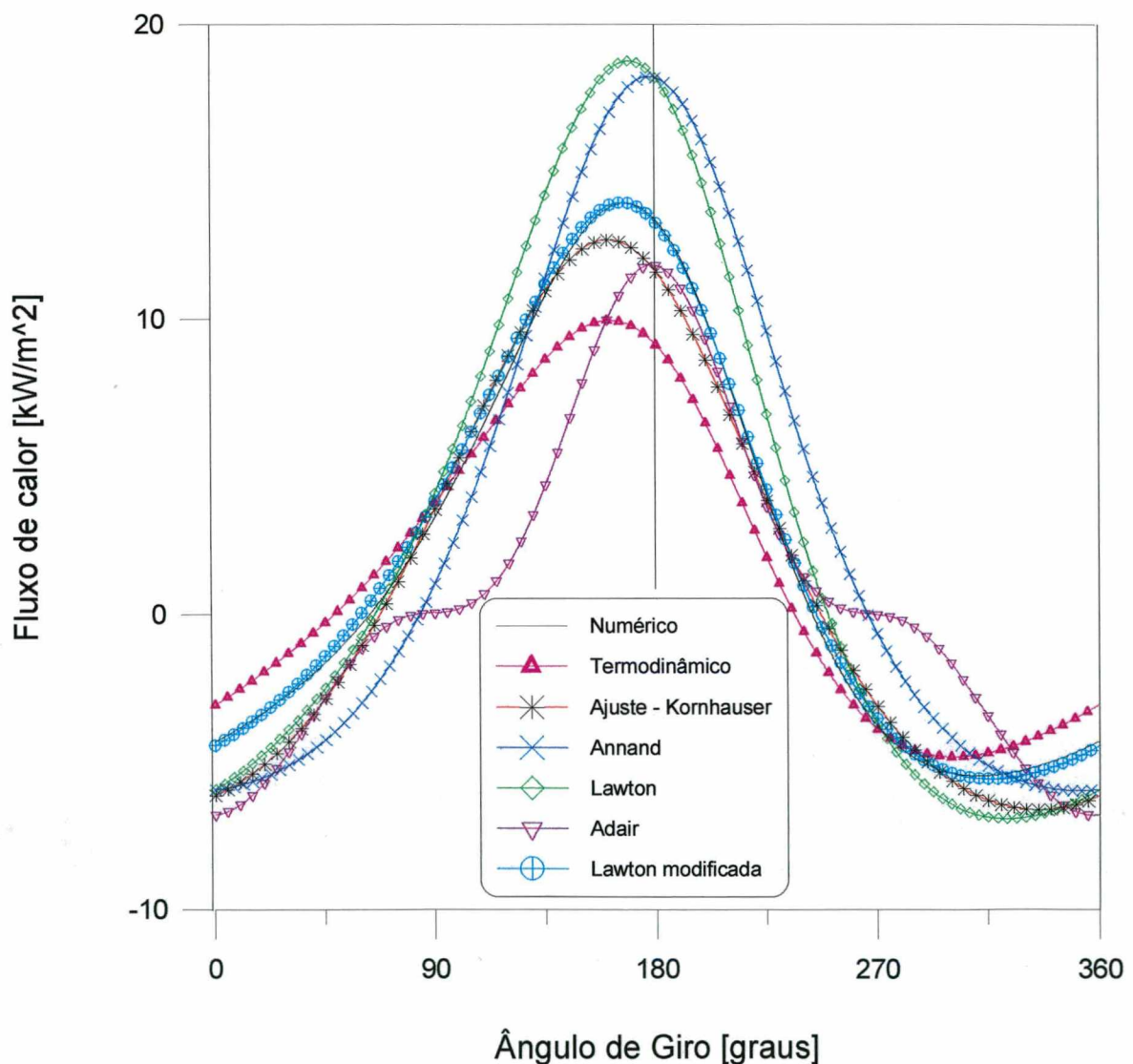


Fig 6.38 - Comparação entre o modelo termodinâmico, o modelo numérico do presente trabalho e as correlações empíricas para avaliação do fluxo de calor (kW/m^2) entre o gás hélio e as paredes; cilindro operando a 1000 rpm.

Tab. 6.1 - Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt, para um cilindro fechado operando com gás hélio, razão de volume igual a 2.

Rotação (rpm)	$P_{\text{média}}$ (Pa)	$T_{\text{média}}$ (K)	$\rho_{\text{média}}$ (kg/m ³)	Pe_{ω}	Nu_R	Nu_I
100	$2,11 \times 10^5$	309,4	0,3095	47,819	19,18	8,43
400	$2,06 \times 10^5$	314,0	0,2962	183,036	28,97	10,59
500	$2,07 \times 10^5$	314,4	0,2962	228,796	30,21	10,19
700	$2,15 \times 10^5$	314,8	0,3095	334,724	33,83	11,08
700*	$4,20 \times 10^5$	320,0	0,6043	653,529	40,85	12,84
1000	$2,12 \times 10^5$	315,0	0,3033	468,629	37,13	11,62
1000*	$5,03 \times 10^5$	383,2	0,4044	476,228	57,44	8,33
3500	$2,19 \times 10^5$	317,7	0,3101	1676,504	51,95	10,81

* - Razão de volume - 4,0

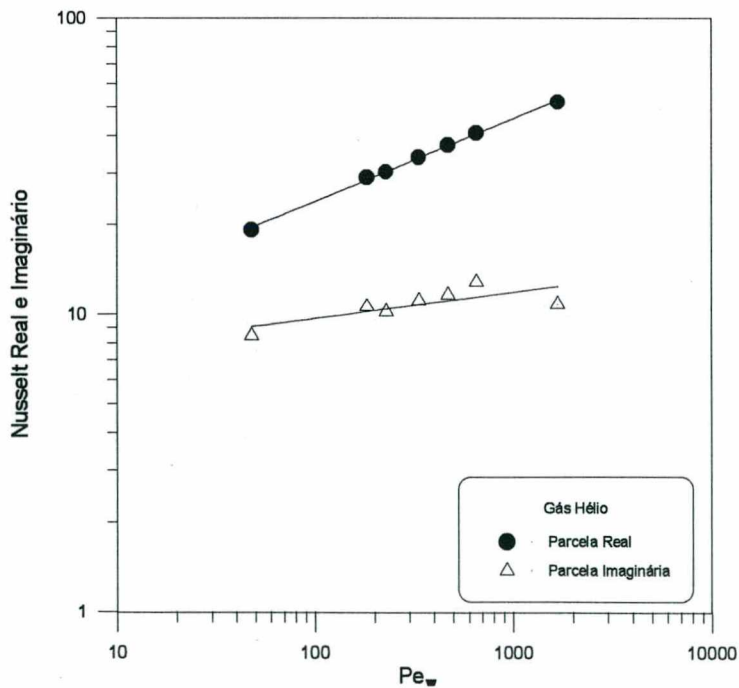


Fig. 6.39 - Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt, cilindro operando com gás hélio; razão de volume 2.

Dando continuidade a esta etapa do trabalho, e buscando trazer esta análise para a realidade dos compressores, modelou-se o comportamento de cilindros operando com outros fluidos que não o gás hélio; o ar foi então utilizado como fluido de trabalho. Tal escolha deu-se pelo fato de o ar apresentar o comportamento próximo ao de um gás ideal, assim como o hélio, e pelo próprio interesse de desenvolvimento de compressores que operam com ar.

Inicialmente abordou-se o problema considerando que o conjunto opera em iguais condições às que foram utilizadas para o gás hélio, a menos da temperatura nas paredes, as quais prescreveu-se a temperatura constante de 344 K, ao invés dos 294 K utilizados anteriormente. Esta temperatura é mais próxima das condições reais de funcionamento desta classe de compressores. A seguir apresentam-se também os valores utilizados para as propriedades do fluido.

Tab. 6.2 - Valores utilizados para o modelo com ar.

Constante do Gás	287,0 J/kg K
Calor Específico	1002,0 J/kg K
Condutividade Térmica	$2,63 \times 10^{-02}$ W/m K
Viscosidade Absoluta	$1,85 \times 10^{-05}$ Pa.s

Observa-se das figuras que seguem, 6.40 até 6.53, que para uma mesma rotação, as amplitudes da pressão, temperatura e fluxo de calor para o ar, são menores que os valores correspondentes obtidos para o gás hélio.

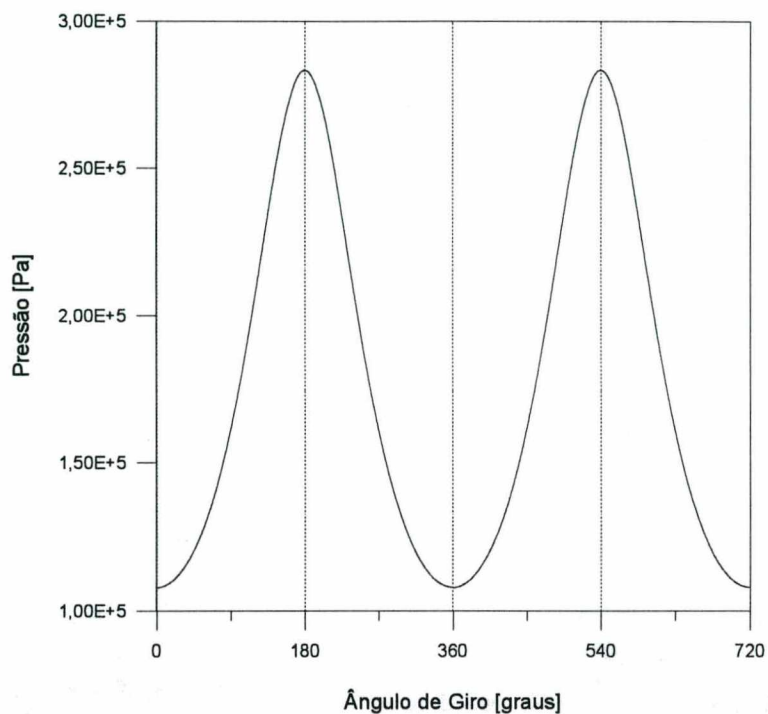


Fig. 6.40 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 500 rpm.

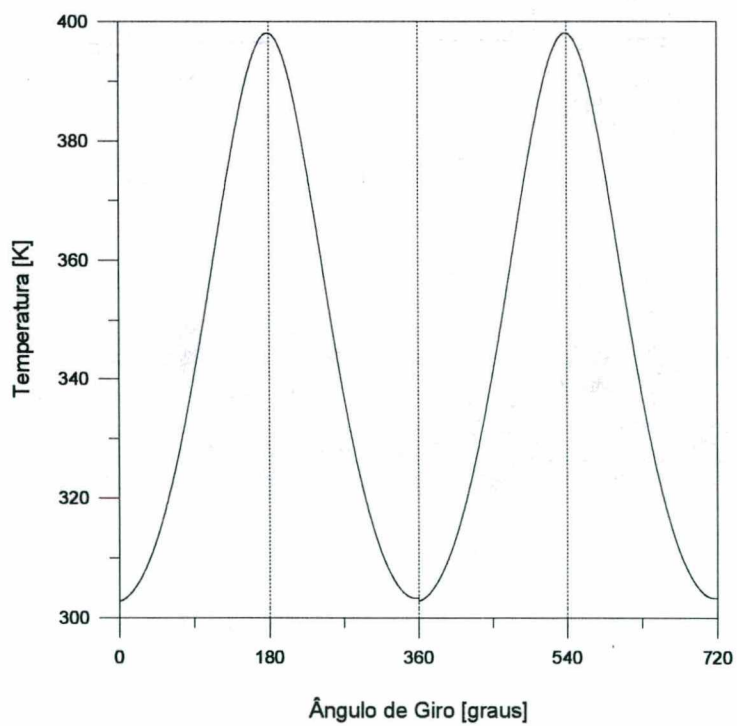


Fig. 6.41 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 500 rpm.

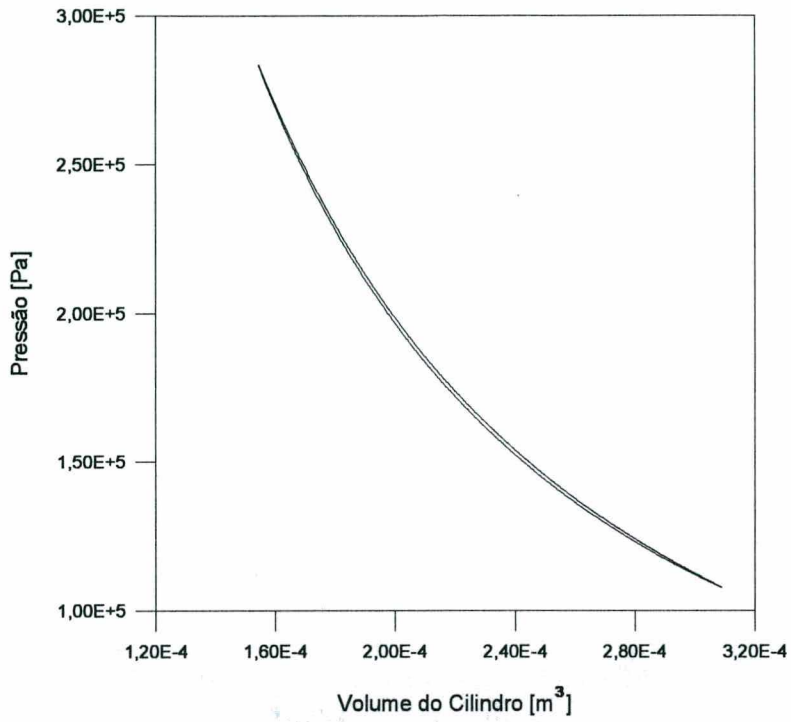


Fig 6.42 - Diagrama pressão-volume; cilindro operando com ar a 500 rpm.

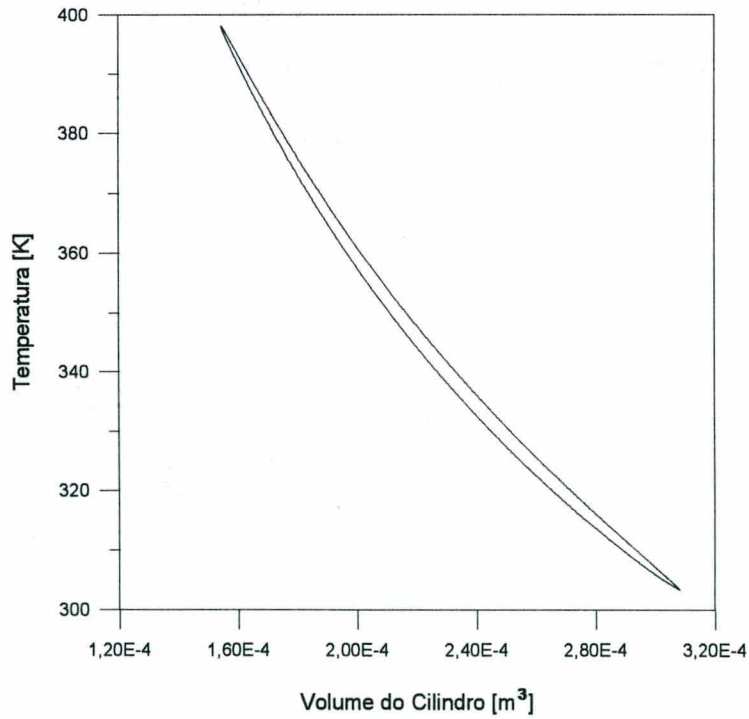


Fig 6.43 - Diagrama temperatura-volume; cilindro operando com ar a 500 rpm.

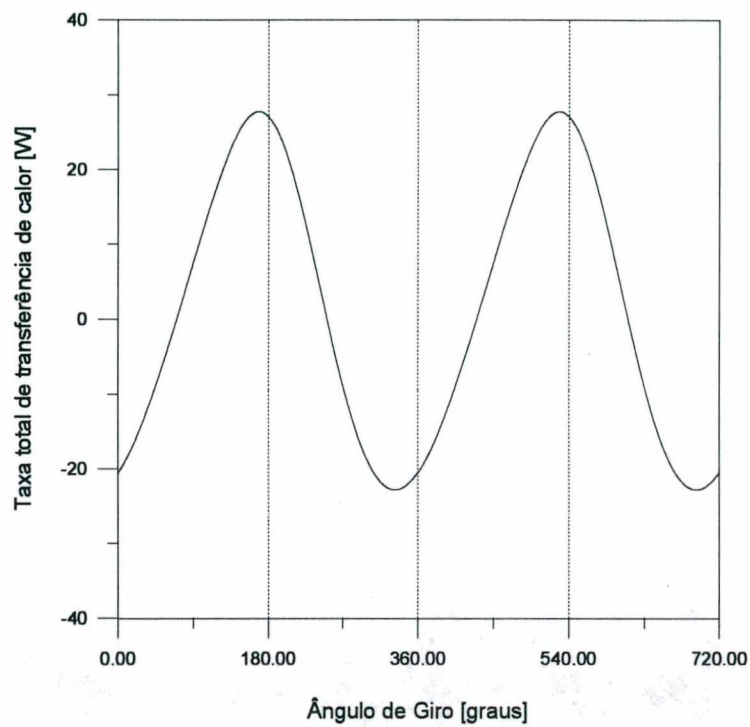


Fig. 6.44 - Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 500 rpm.

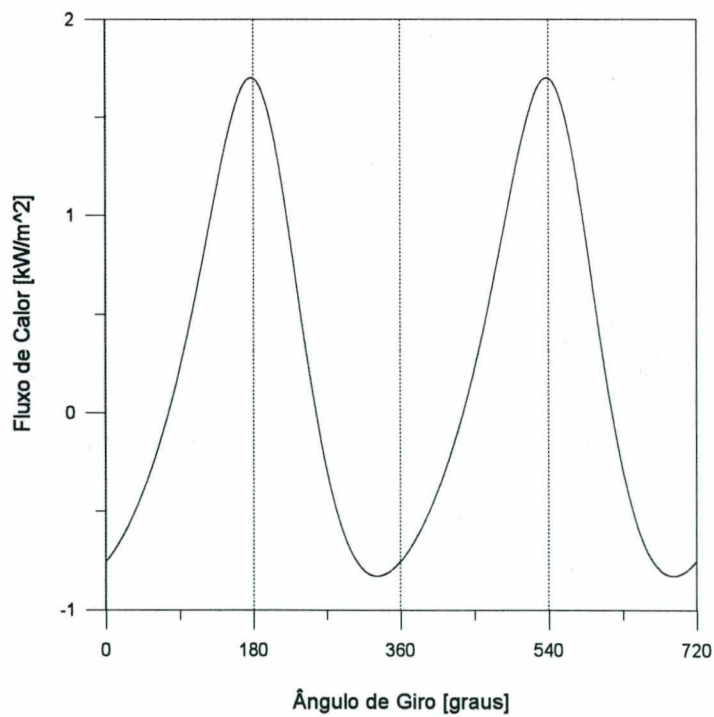


Fig. 6.45 - Fluxo de calor (kW/m²) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 500 rpm.

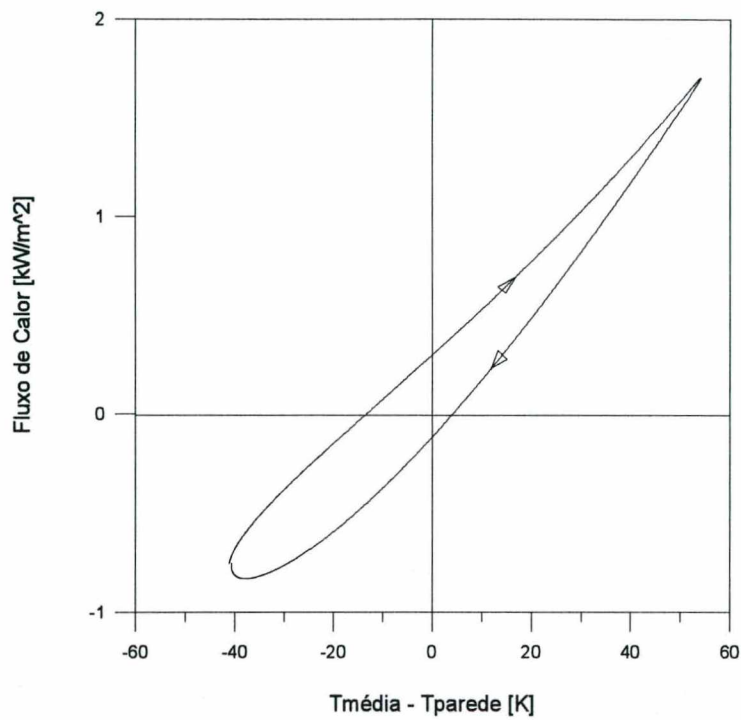


Fig. 6.46 - Fluxo de calor (kW/m²) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com ar a 500 rpm.

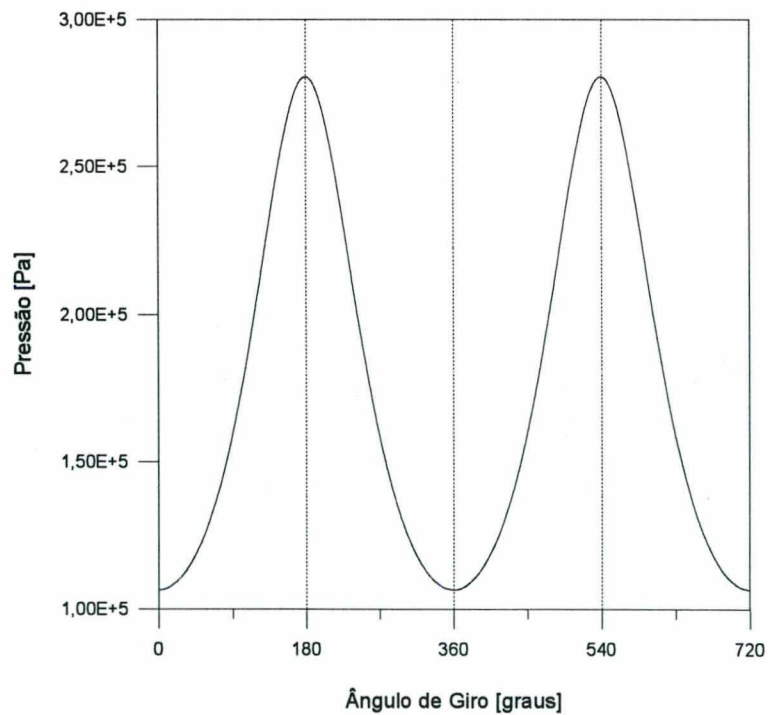


Fig. 6.47 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 1000 rpm.

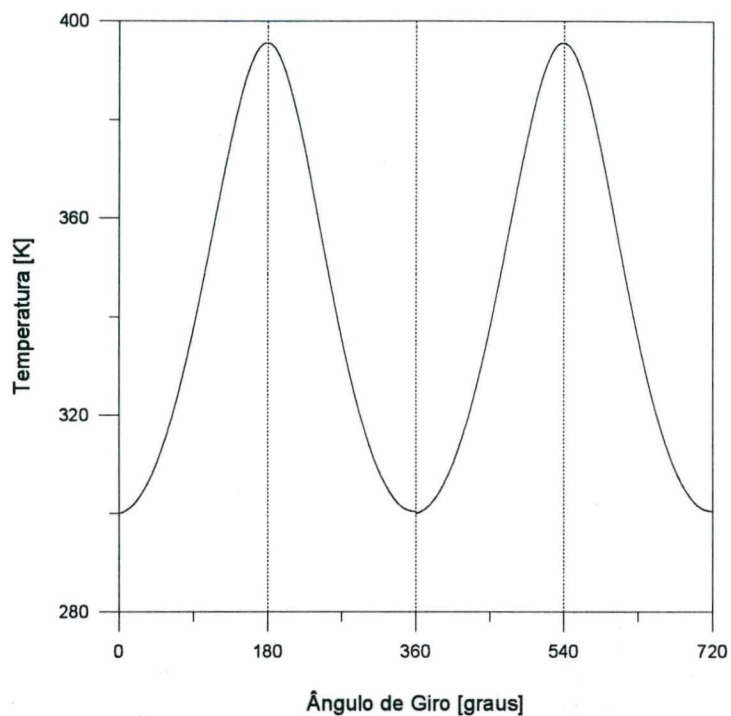


Fig. 6.48 - Perfil de temperatura em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 1000 rpm.

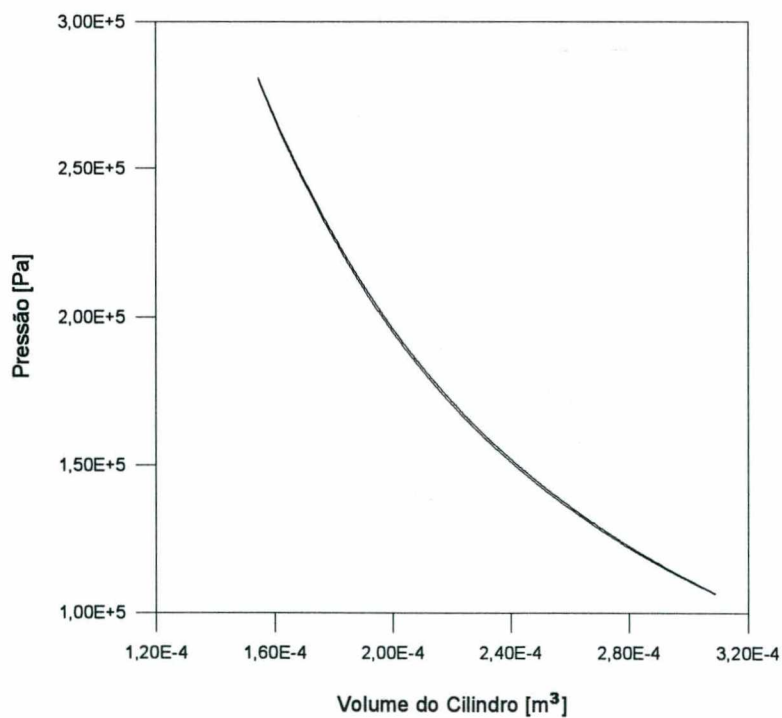


Fig. 6.49 - Diagrama pressão-volume; cilindro operando com ar a 1000 rpm.

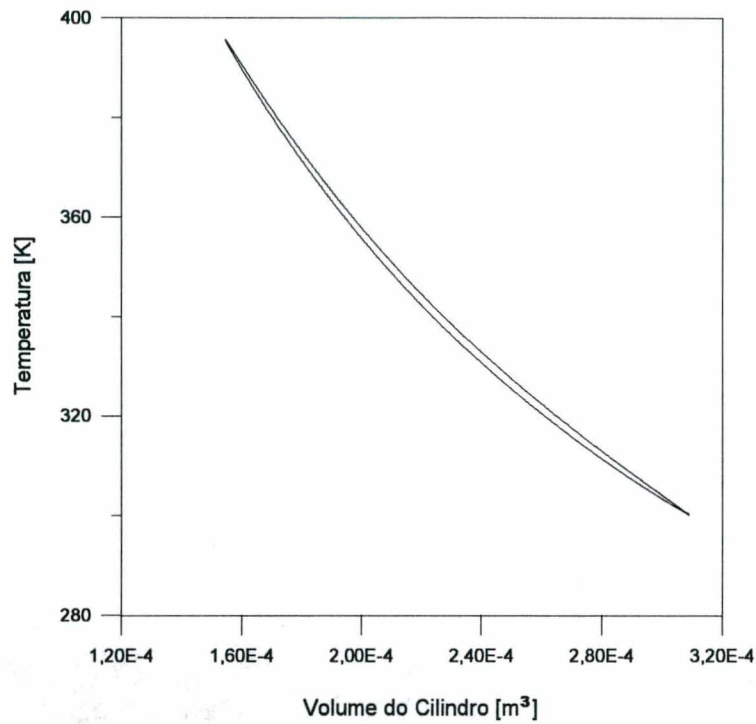


Fig. 6.50 - Diagrama temperatura-volume; cilindro operando com ar a 1000 rpm.

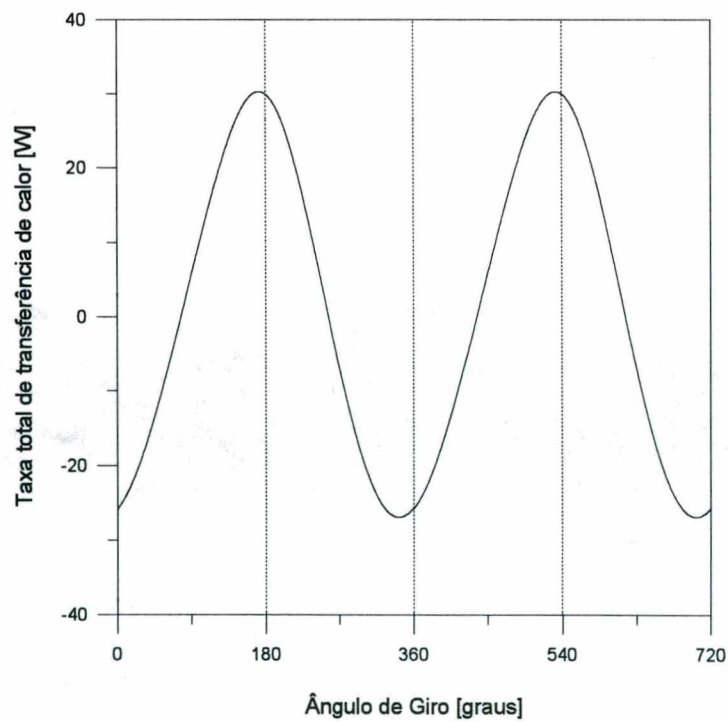


Fig. 6.51 - Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 1000 rpm.

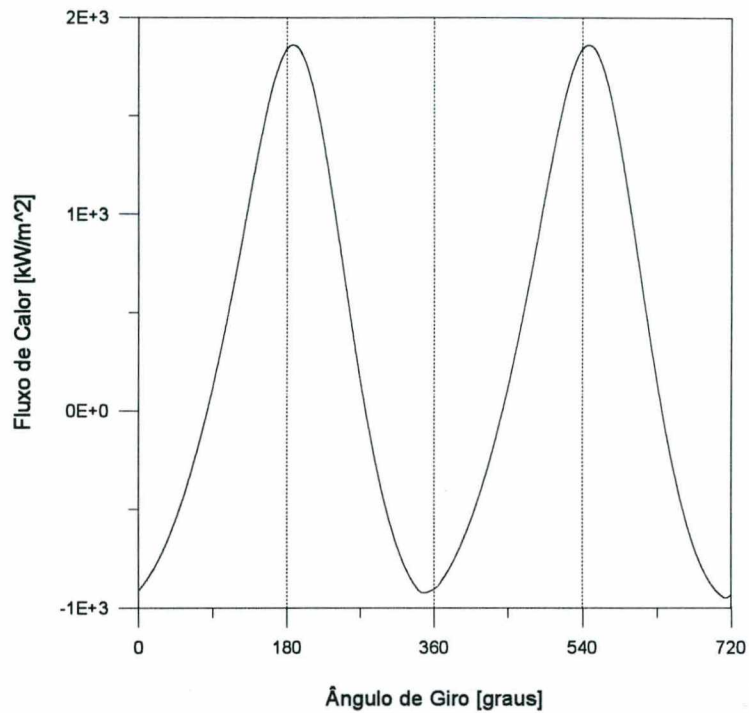


Fig. 6.52 - Fluxo de calor (kW/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com ar a 1000 rpm.

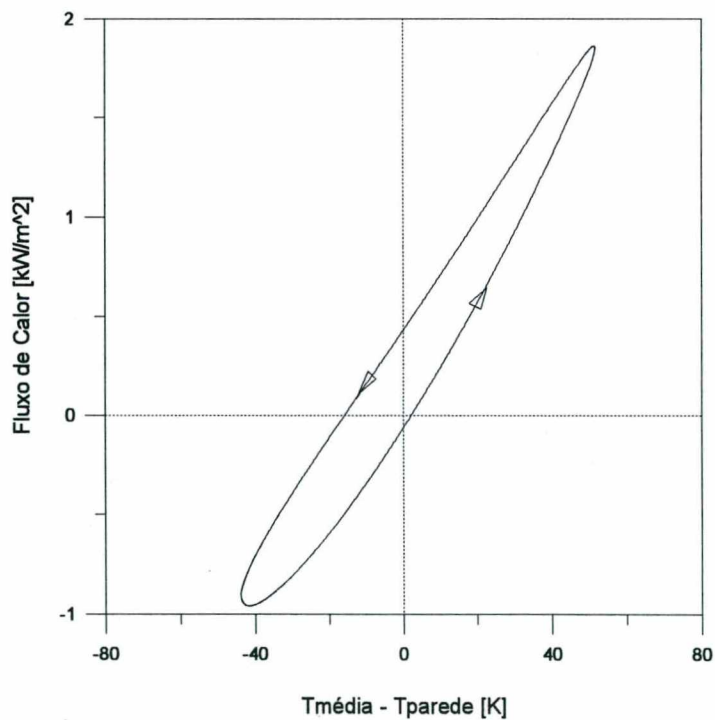


Fig. 6.53 - Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com ar a 1000 rpm.

Resultados semelhantes foram obtidos para outras rotações e agrupados na tabela 6.3. Percebe-se através da tabela que a variação das parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt para o ar é mais suave do que aquelas obtidas para o mesmo cilindro operando com gás hélio. A figura 6.54, apresenta novamente a comparação entre os valores para o fluxo de calor oriundos do modelo numérico, os valores obtidos com as correlações empíricas e obtidos através do modelo termodinâmico. Percebe-se que novamente a forma proposta por Kornhauser e Smith se destaca em relação às demais.

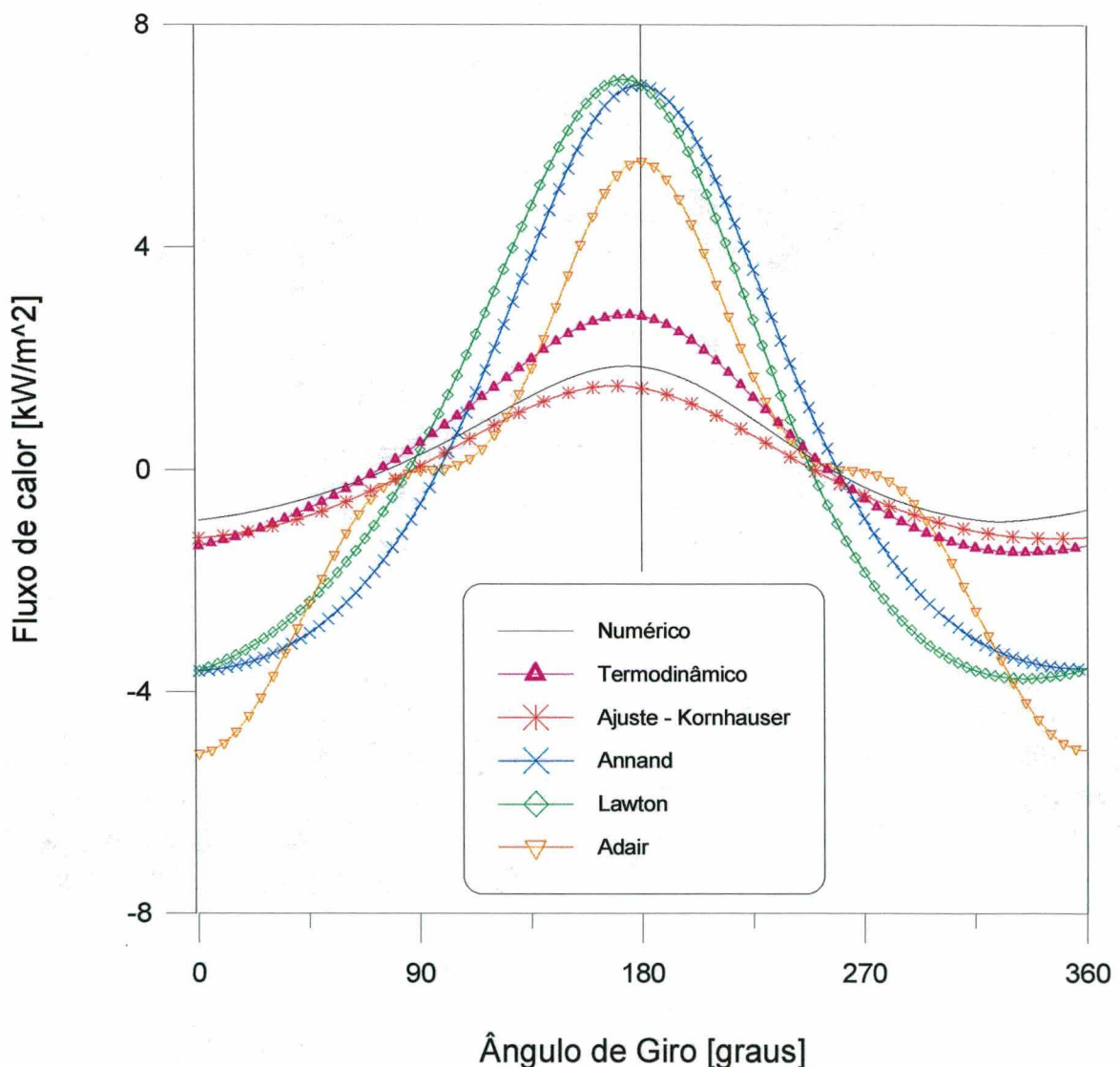


Fig 6.54 - Comparação entre o modelo termodinâmico, o modelo numérico do presente trabalho e as correlações empíricas para avaliação do fluxo de calor (kW/m^2) entre o ar e as paredes; cilindro operando a 1000 rpm.

Tab. 6.3 - Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt, para um cilindro fechado operando com ar.

Rotação (rpm)	$P_{m\acute{e}dia}$ (Pa)	$T_{m\acute{e}dia}$ (K)	$\rho_{m\acute{e}dia}$ (kg/m ³)	Pe_{ω}	Nu_R	Nu_I
100	$1,94 \times 10^5$	349,4	1,8292	315,199	25,87	9,27
500	$1,95 \times 10^5$	350,2	1,8603	1602,70	40,98	6,16
1000	$1,93 \times 10^5$	348,0	1,8339	3194,60	44,78	7,94
3500	$1,93 \times 10^5$	351,1	1,8295	5789,32	47,82	6,82

Os valores das parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt em função do número de Peclet, são apresentados em forma gráfica na figura 6.55, para uma razão de compressão igual a 2.

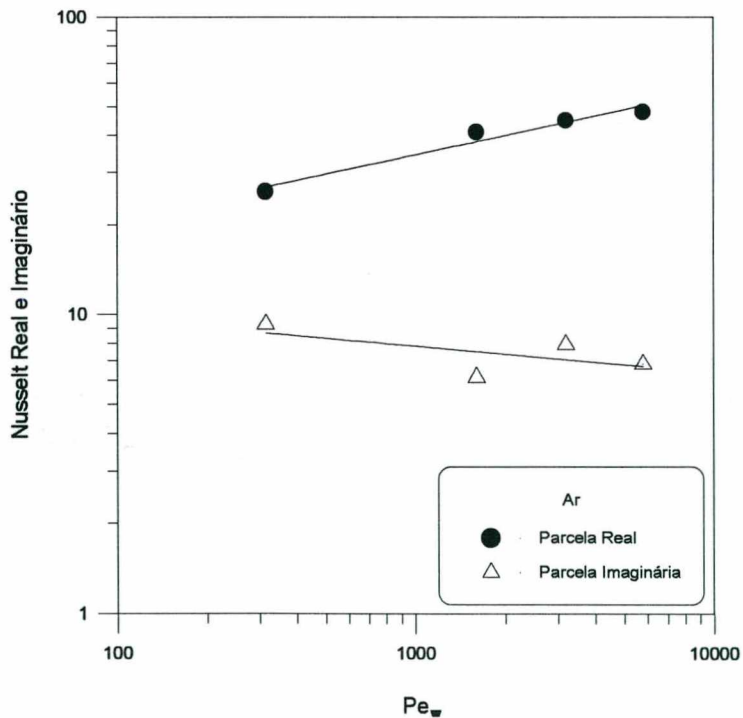


Fig. 6.55 - Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt; cilindro operando com ar, razão de volume 2,0.

Finalizando, repetiu-se a análise anterior, agora utilizando o fluido refrigerante R134a, utilizado em compressores de refrigeração. O fluido foi caracterizado pelas propriedades que seguem,

Tab. 6.4 - Valores utilizados para o modelo com R134a.

Constante do Gás	896,0 J/kg K
Calor Específico	970,0 J/kg K
Condutividade Térmica	$1,88 \times 10^{-02}$ W/m K
Viscosidade Absoluta	$166,7 \times 10^{-05}$ Pa.s

Nas figuras 6.56 até 6.62, são apresentados os resultados para um cilindro operando a 500 rpm e com razão de volume igual a 2. Na seqüência, figuras 6.63 até 6.65, são apresentados os comportamentos obtidos para o mesmo sistema sujeito a uma razão de volume igual a 20. Em todos os casos nos quais utilizou-se o R134a, adotou-se nas superfícies sólidas a temperatura constante de 324 K.

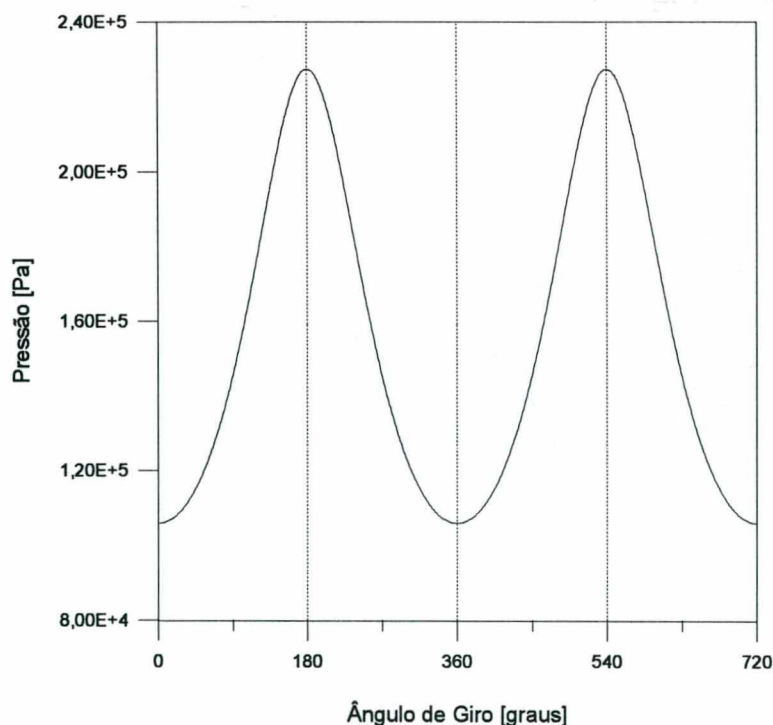


Fig. 6.56 - Perfil de pressão em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com R134a a 500 rpm.

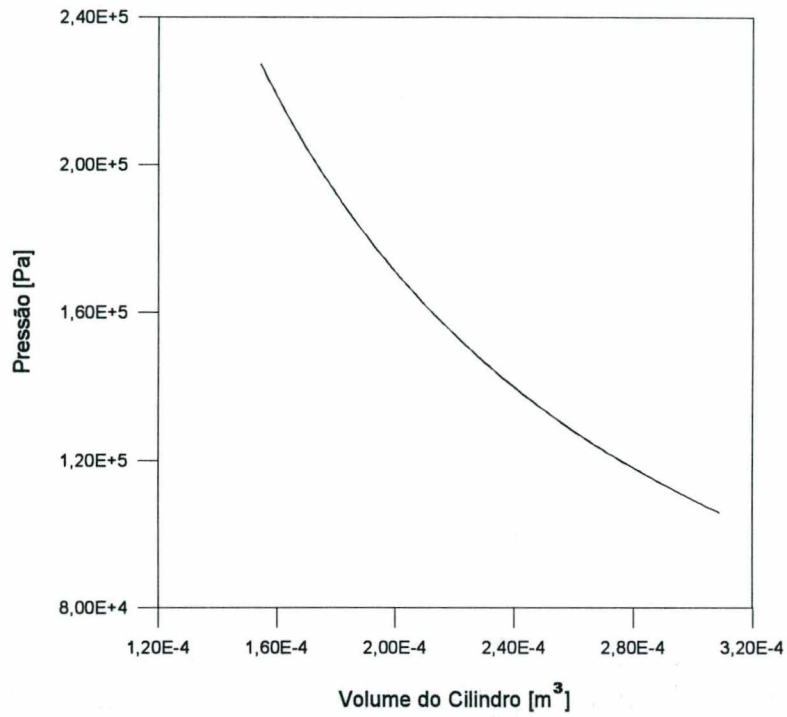


Fig. 6.57 - Diagrama pressão-volume; cilindro operando com R134a a 500 rpm.

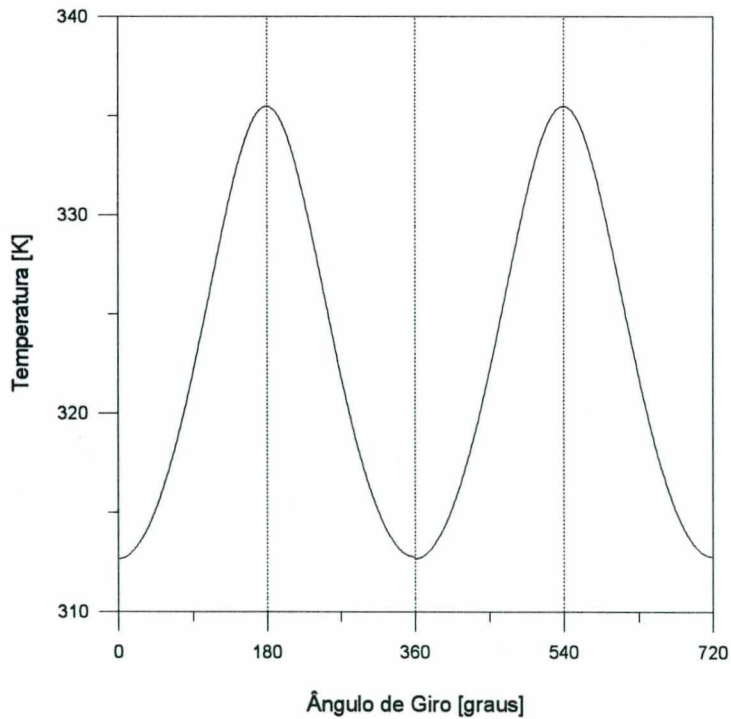


Fig. 6.58 - Perfil de temperatura; cilindro operando com R134a a 500 rpm.

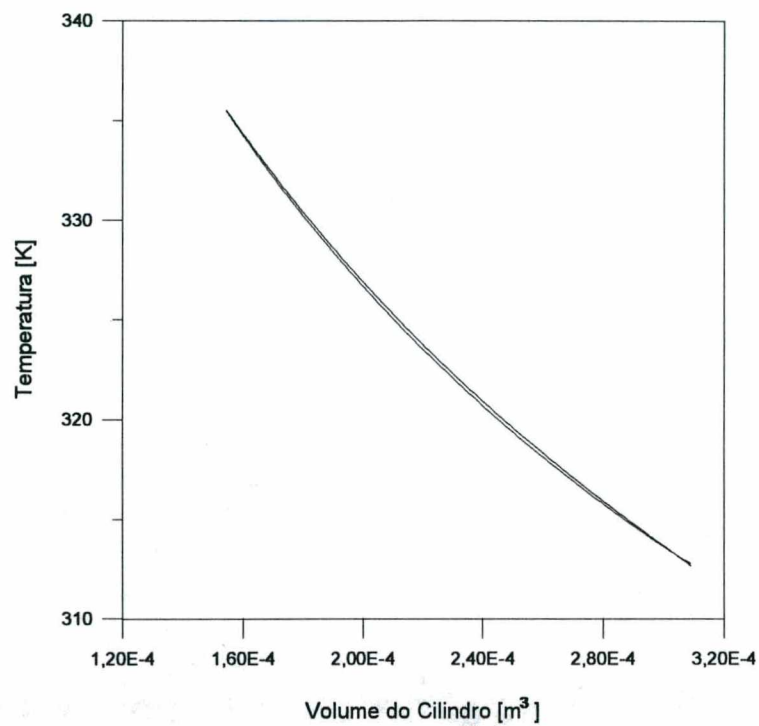


Fig. 6.59 - Diagrama temperatura-volume; cilindro operando com R134a a 500 rpm.

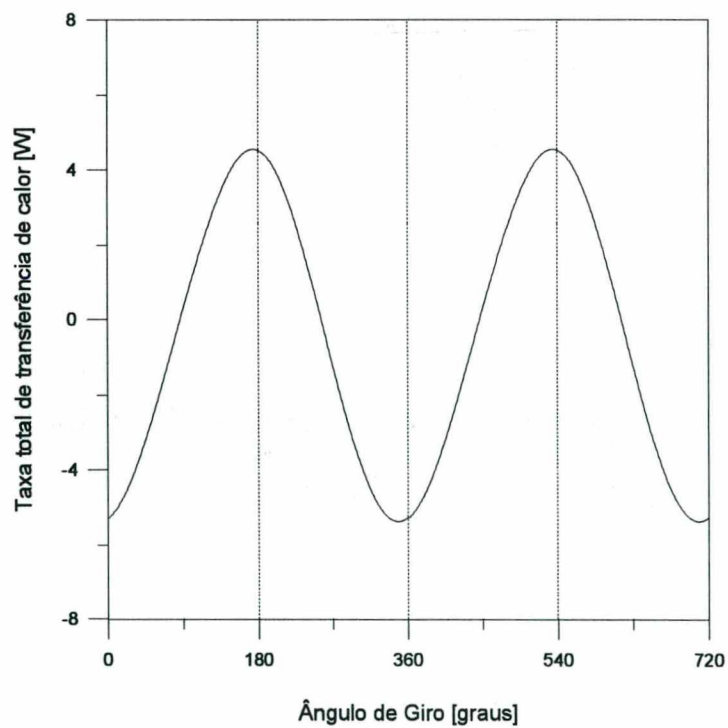


Fig. 6.60 - Taxa total de transferência de calor (W) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com R134a a 500rpm.

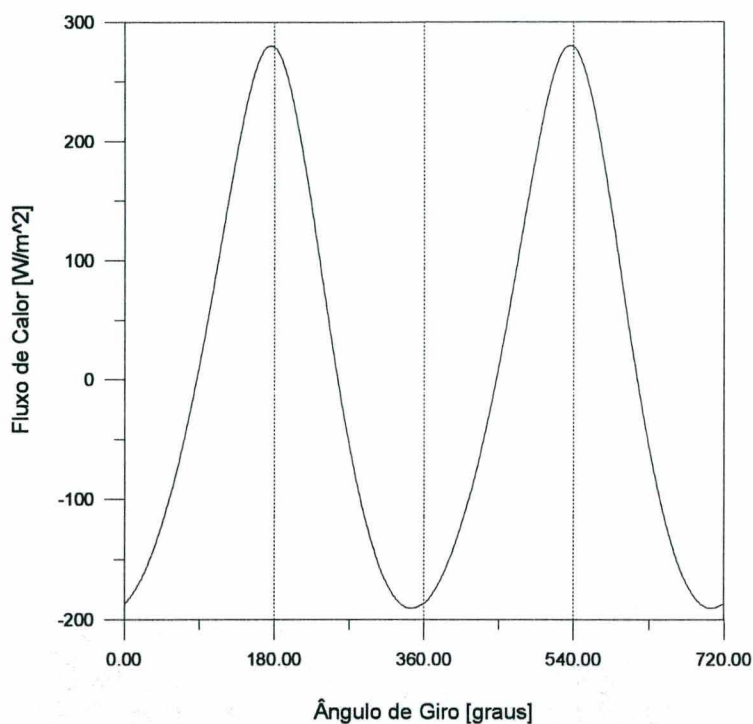


Fig 6.61 - Fluxo de calor (W/m^2) em função do ângulo de giro do mecanismo acionador; cilindro operando com R134a a 500rpm.

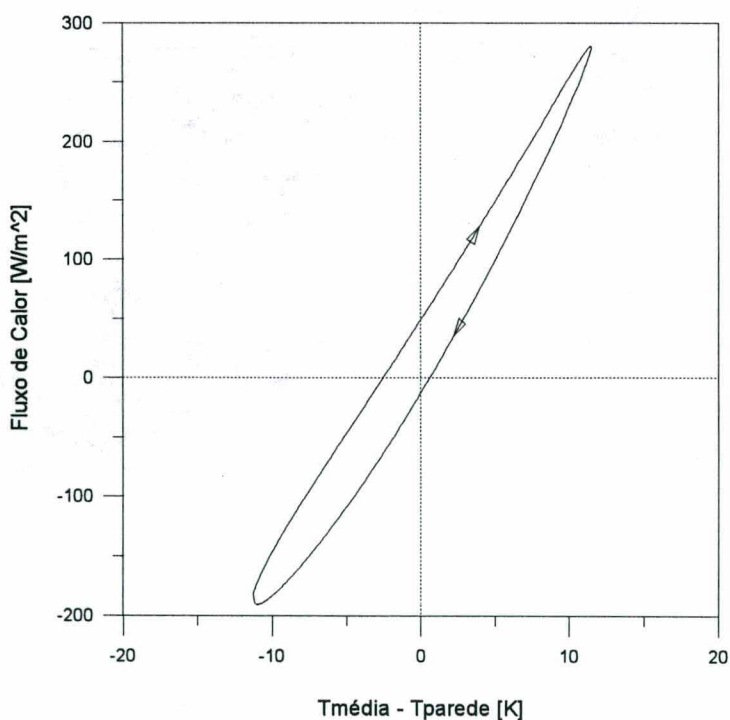


Fig. 6.62 - Fluxo de calor (W/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com R134a a 500 rpm.

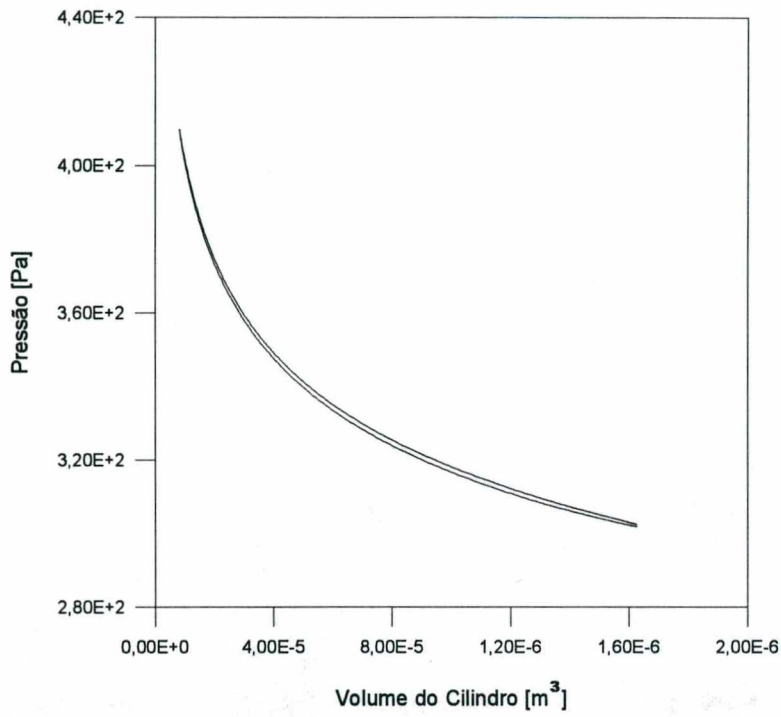


Fig. 6.63 - Diagrama pressão - volume; cilindro operando com R134a a 500 rpm; razão de volume 20.

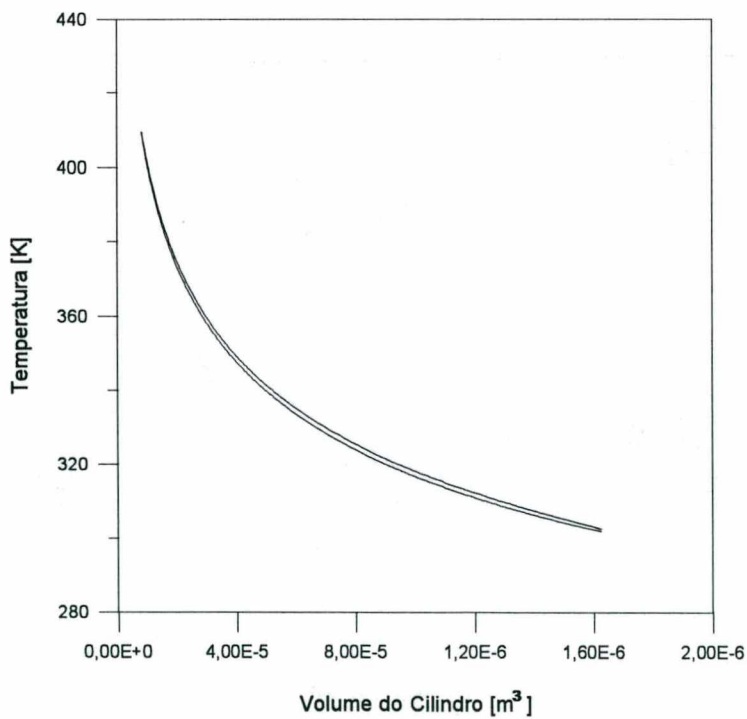


Fig. 6.64 - Diagrama temperatura - volume; cilindro operando com R134a a 500 rpm; razão de volume 20.

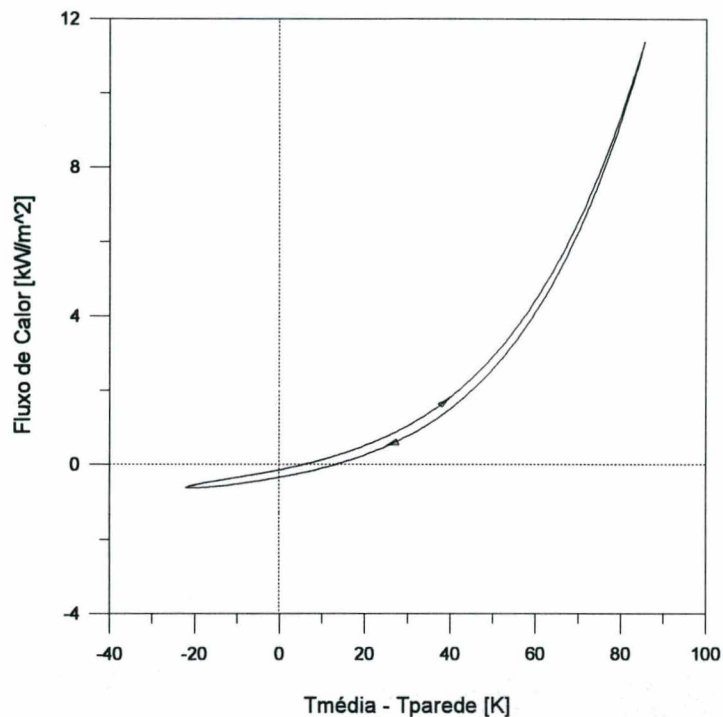


Fig. 6.65 - Fluxo de calor (kW/m^2) em função da diferença de temperatura entre o gás e as superfícies sólidas; cilindro operando com R134a a 500 rpm; razão de volume 20.

Para o R134a, percebe-se que a diferença de fase entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura entre o gás e as paredes reduziu-se acentuadamente. Da comparação entre os resultados do modelo numérico, do modelo termodinâmico, e das correlações propostas, observa-se que ocorreu uma discordância muito grande entre os modelo termodinâmico e a correlação de Lawton em relação aos demais resultados. Desta forma foi necessário inclusive separar nas figuras 6.66 e 6.67 para que o comportamento das curvas fosse observado. Uma explicação para tal fato pode estar na utilização da equação de estado, uma vez que o R134a possui comportamento muito distinto dos gases perfeitos conforme assumido.

Novamente apresenta-se um resumo dos resultados obtidos sob a forma da tabela 6.5 e da figura 6.68, onde percebe-se que a parcela imaginária do número de Nusselt, reduz-se com o aumento do número de Peclet.

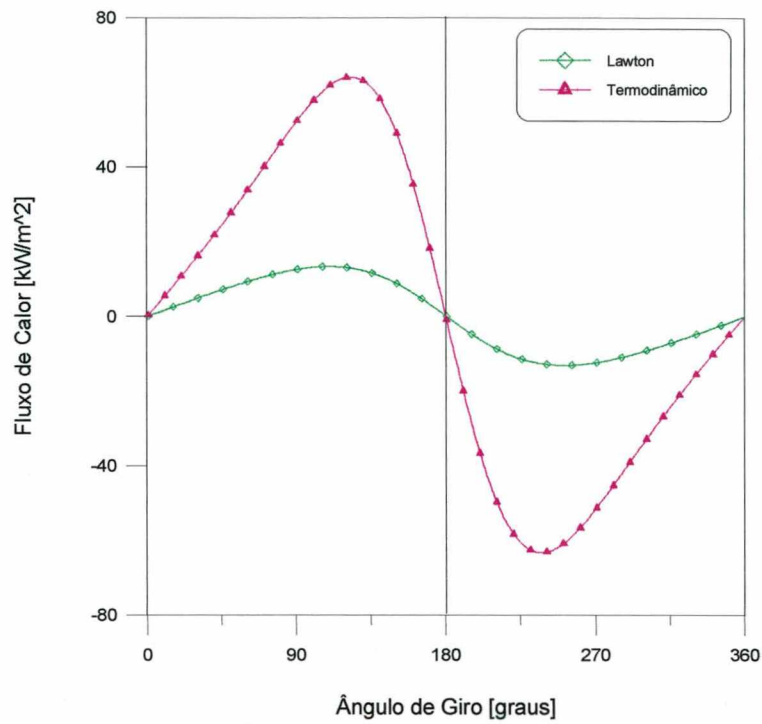


Fig 6.66 - Comparação entre o modelo termodinâmico e a correlação de Lawton para avaliação do fluxo de calor (kW/m^2) entre o gás R134a e as paredes; cilindro operando a 1000 rpm.

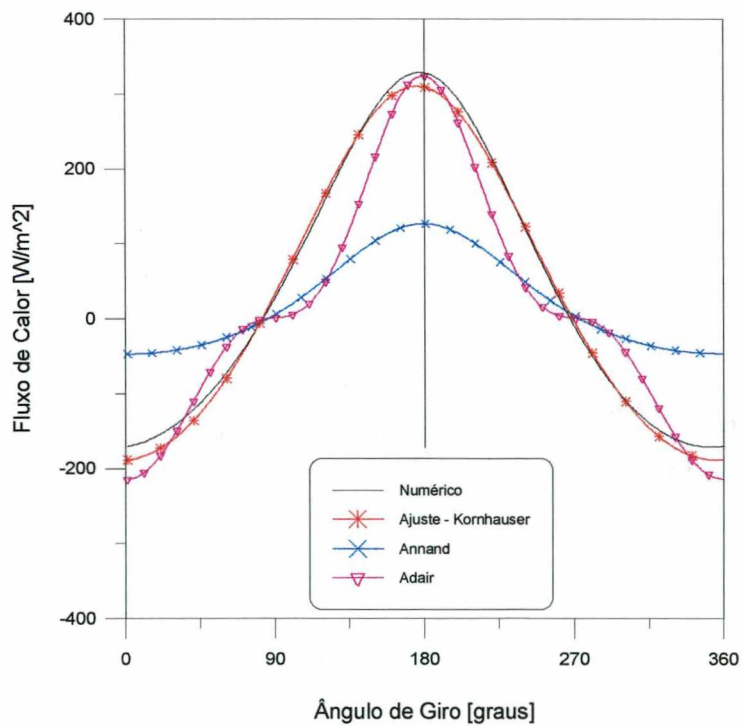


Fig 6.67 - Comparação entre o modelo numérico e as correlações empíricas para avaliação do fluxo de calor (kW/m^2) entre o gás R134a e as paredes; cilindro operando a 1000 rpm.

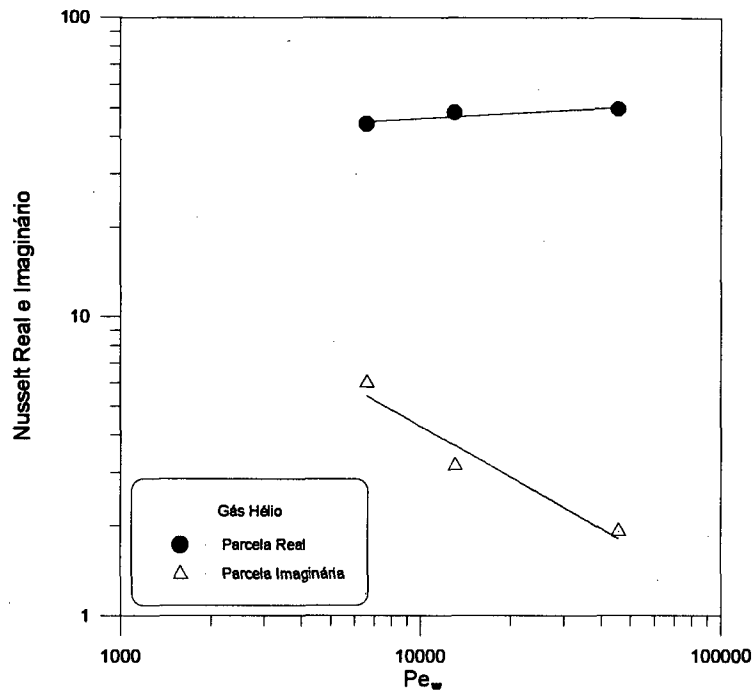


Fig. 6.68 - Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt; cilindro operando com R134a, razão de volume 2,0.

Tab. 6.5 - Parcelas reais e imaginárias do número de Nusselt, para um cilindro fechado operando com o fluido refrigerante R134a.

Rotação (rpm)	$P_{m\acute{e}dia}$ (Pa)	$T_{m\acute{e}dia}$ (K)	$\rho_{m\acute{e}dia}$ (kg/m^3)	Pe_ω	Nu_R	Nu_I
500	$1,66 \times 10^5$	324,1	5,6703	6624,8	43,89	5,98
500*	$14,38 \times 10^5$	355,7	39,6925	26953,5	14508,24	327,53
1000	$1,65 \times 10^5$	326,7	5,5803	13039,0	47,97	3,15
3500	$1,65 \times 10^5$	326,8	5,5804	45638,1	49,36	1,91

* Razão de Volume igual a 20,0.

Capítulo VII

CILINDRO COM ORIFÍCIO

7.1 - Generalidades

O passo seguinte em busca da modelação do gás no interior do cilindro do compressor, deu-se com a implementação de um algoritmo computacional cujo modelo é um cilindro adiabático, contendo orifício centrado na placa de válvulas. Desta forma, incorpora-se no modelo uma válvula que servirá tanto para sucção como descarga do gás, mantendo a axissimetria do modelo.

A possibilidade de representar ambas as válvulas com apenas um orifício é possível pelo fato de que em compressores alternativos não há cruzamento de válvulas. Tal cruzamento é, no entanto, comum em motores de combustão interna, onde pode ocorrer que ambas as válvulas estejam em operação no mesmo instante.

O modelo inicial controlava a abertura e o fechamento das válvulas, através do ângulo de giro do mecanismo acionador, no qual prescrevia-se a existência de um fluxo de massa proporcional à velocidade do pistão. O objetivo deste modelo tão simplificado, não foi de obter resultados definitivos, mas sim de avançar-se com segurança em direção à modelação mais completa do sistema. Mesmo assim, tal modelo exigiu algum esforço computacional, devido à entrada e saída de massa e à dificuldade de convergência associada.

Em seguida, passou-se a controlar a abertura e o fechamento das válvulas através do nível de pressão no interior do cilindro, ou seja, ao atingir determinados valores para a pressão, iniciava-se uma vazão de gás, a qual mantinha-se até o nível de pressão retornar aos valores previamente estabelecidos. Esta vazão de gás podia ser para dentro ou para fora do cilindro, dependendo do diferencial de pressão através da válvula.

Este tipo de tratamento dado às válvulas é semelhante aquele adotado por Recktenwald (1993) em seu trabalho de doutorado, não apresentando qualquer interferência das válvulas sobre o escoamento no interior do cilindro. No trabalho de Recktenwald, as válvulas estavam posicionadas na tampa e na lateral do cilindro, possuindo a forma de um anel, já que seu modelo era axissimétrico. Recktenwald utilizou ainda uma modelação turbulenta $k-\epsilon$ com lei da parede, obtendo resultados sobre o escoamento e a transferência de calor para razões de volume em torno de quinze.

A adoção destas baixas razões de volume, provavelmente deve-se às dificuldades encontradas na convergência do programa. À medida que esta razão é aumentada, torna-se mais lento e dificultado o avanço temporal da solução numérica. Outro aspecto a ser mencionado se deve às imperfeições do modelo de turbulência adotado por Recktenwald, que em alguns casos pode fornecer resultados irrealistas; fazendo por exemplo, que a escala de comprimento aumente à medida que o volume do cilindro diminui, podendo atingir valores até mesmo maiores que o próprio volume do cilindro.

Alguns cuidados devem ser tomados ao utilizar os resultados a serem apresentados, uma vez que o modelo não fornece uma exata previsão dos processos que ocorrem com o gás no interior do cilindro. Tal ressalva deve-se ao fato de saber-se que além de estar-se trabalhando com uma geometria idealizada, considera-se o gás como ideal, despreza-se a presença de óleo nas paredes do cilindro e misturado com o gás refrigerante, bem como as perdas por vazamento nas folgas entre o pistão e o cilindro, mais detalhes sobre tal processo pode ser obtida em Fernandes (1996). O modelo utilizado no presente trabalho também considera como constante a velocidade angular da manivela, sendo desta forma insensível à variação temporal do trabalho necessário para comprimir e expandir o gás. Outro efeito inicialmente implementado mas posteriormente desprezado, devido ao fato de estar-se agregando cada vez mais complexidade computacional, é o devido à pulsação dos gases nas câmaras de amortecimento situadas acima da placa de válvulas. Tais câmaras de amortecimento foram tratadas através do modelo de ressonador de Helmholtz; mais detalhes sobre esta modelação pode ser vista em Catto (1994).

A solução numérica das equações governantes dos problemas de mecânica dos fluidos e transferência de calor realizadas em pontos discretos do domínio de interesse, apesar das imperfeições do modelo adotado, fornecem uma estrutura qualitativa para o entendimento dos processos que ocorrem no interior do cilindro de um compressor alternativo, uma vez que as simplificações adotadas não invalidam a metodologia.

7.2 - Cilindro com orifício

Um aprimoramento neste modelo foi dado ao se introduzir informações sobre as válvulas, onde estas afetam as condições de contorno impostas ao domínio de cálculo, sendo necessária uma interação fluido-estrutura. O tratamento dado às válvulas ainda se distancia do que realmente ocorre em um compressor alternativo. Isto é particularmente verdadeiro no que se refere à sucção, para o qual a válvula está montada na parte interna do cilindro. A válvula de sucção provoca uma deflexão do escoamento que entra no cilindro axialmente mas ao encontrar a válvula é desviado radialmente. Existem diversos trabalhos que focalizam apenas o escoamento e a transferência de calor em difusores radiais, modelo simplificado utilizado para descrever alguns processos ocorrentes nas válvulas. O detalhamento destes modelos pode ser observado nos trabalhos de Deschamps (1987), Gasche (1992), Peters (1995) e Possamai (1995), por exemplo.

O modelo aqui adotado segue os seguintes passos na modelagem do escoamento com a presença da válvula.

- a) Cálculo do campo de velocidades, de pressão e de temperatura;
- b) Cálculo da posição da válvula, utilizando para isto um modelo massa-mola-amortecedor, conforme apresentado na seção 3.2.3 do presente trabalho;
- c) Obtenção das áreas efetivas de fluxo e de força, em função do deslocamento da válvula. Tais grandezas são necessárias para se obter o fluxo de massa através da válvula, apresentada na seção 3.2.2 do presente trabalho, e a força exercida pelo escoamento na válvula, obtida pela equação 3.52 desta dissertação;

d) Cálculo do fluxo de massa através da válvula, testando se é fluxo normal ou refluxo, crítico ou sub-crítico;

e) Cálculo da velocidade a ser prescrita no orifício da placa de válvulas como condição de contorno para simular o escoamento no interior do cilindro;

f) Retorna ao item .a. até a convergência neste intervalo de tempo. Em seguida avança-se no tempo e repetem-se os passos anteriores;

Utilizando esta metodologia, simulou-se um compressor com as dimensões e características de um dos modelos de compressores produzidos pela EMBRACO. Os parâmetros utilizados nesta simulação estão descritos na tabela 7.1, onde o segundo valor apresentado para a rigidez e a frequência natural da válvula de descarga são para a situação em que esta está encostada no "booster" e o primeiro é para a válvula livre. O "booster" funciona como uma segunda palheta de válvula com a finalidade de retardar o movimento da válvula após esta ser aberta, evitando assim o choque com o batente e facilitando a sua abertura, com o "booster" a válvula pode ser menos rígida.

As figuras 7.1 até 7.4 mostram as curvas utilizadas para as áreas efetivas de fluxo e de força para as válvulas de sucção e de descarga utilizadas neste trabalho, tomando como base novamente dados experimentais obtidos pela EMBRACO. As áreas efetivas de fluxo e força para o caso de refluxo são consideradas as mesmas que para o fluxo normal. Em estudos realizados por Possamai (1992), percebeu-se que estas áreas efetivas são função apenas da posição da válvula, possuindo pouca variação com o número Reynolds do escoamento.

Tab. 7.1 - Compressor utilizado para modelação de cilindro com orifício.

Diâmetro do Cilindro	22,5 mm
Excentricidade	9,0 mm
Comprimento da Biela	45,44 mm
Rotação	3500 rpm
Pressão de Sucção	1,1522 bar
Pressão de Descarga	14,701 bar
Temperatura de Sucção	328,5 K
Válvula de Sucção	Sem Batente
Diâmetro do Orifício	6,5 mm
Rigidez	385,0 N/m
Freq. Natural no 1º Modo	321,0 Hz
Força de Colamento	1,0 N
Razão de Amortecimento	0,425
Válvula de Descarga	Com Batente e com "Booster"
Diâmetro do Orifício	5,0 mm
Rigidez	300,0 N/m, 2800 N/m
Freq. Natural no 1º Modo	250,0 Hz, 550,0 Hz
Força de Colamento	2,0 N
Razão de Amortecimento	1,0
Altura do Batente	0,8 mm
Altura do "Booster"	0,2 mm
Condutibilidade	0,01879 W/m.K
Viscosidade	$166,7 \times 10^{-05}$ Pa.s
Calor Específico (C_p)	970,0 J/kg.K
Constante do Gás	89,6 J/kg.K

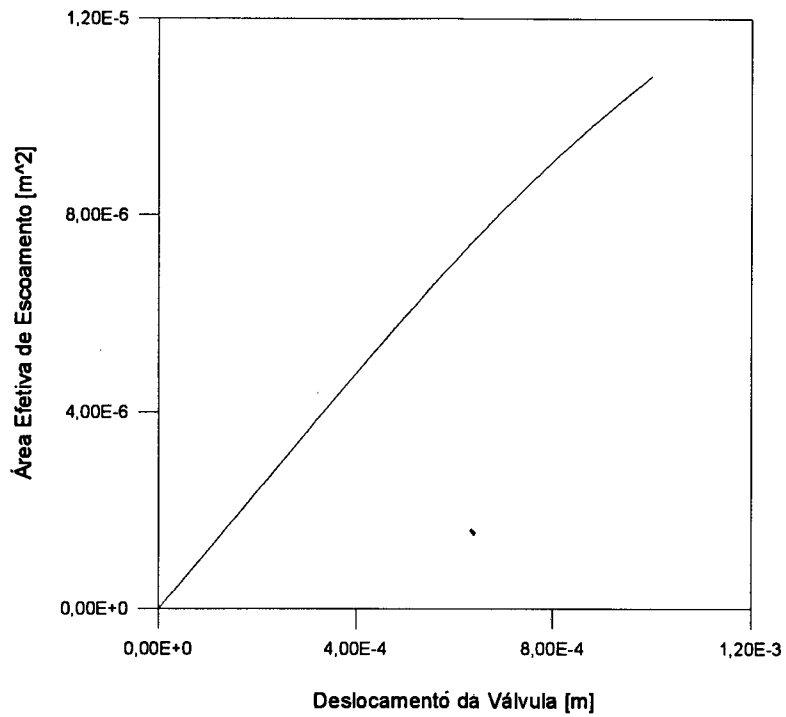


Fig. 7.1 - Área efetiva de escoamento em função do deslocamento da válvula de descarga.

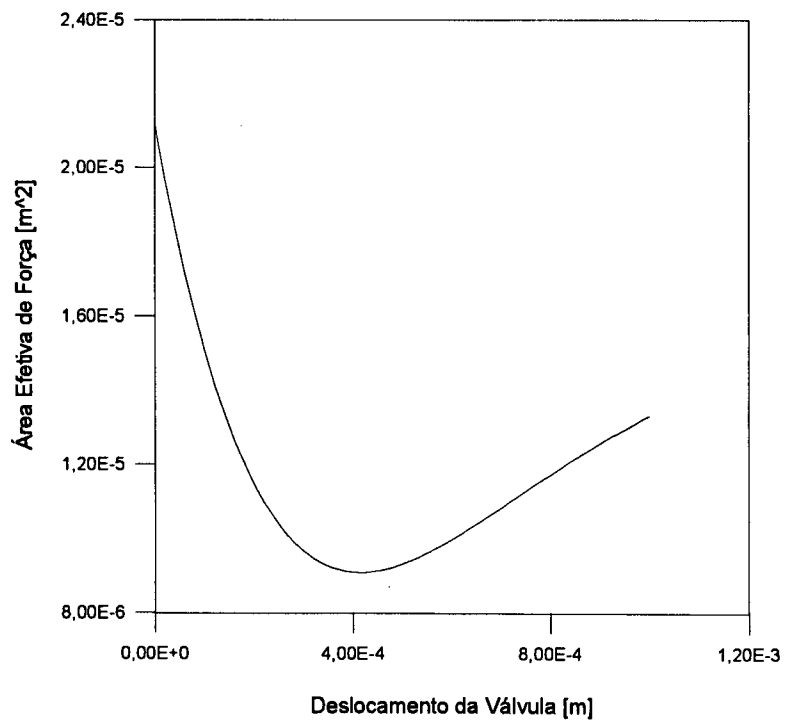


Fig. 7.2 - Área efetiva de força em função do deslocamento da válvula de descarga.

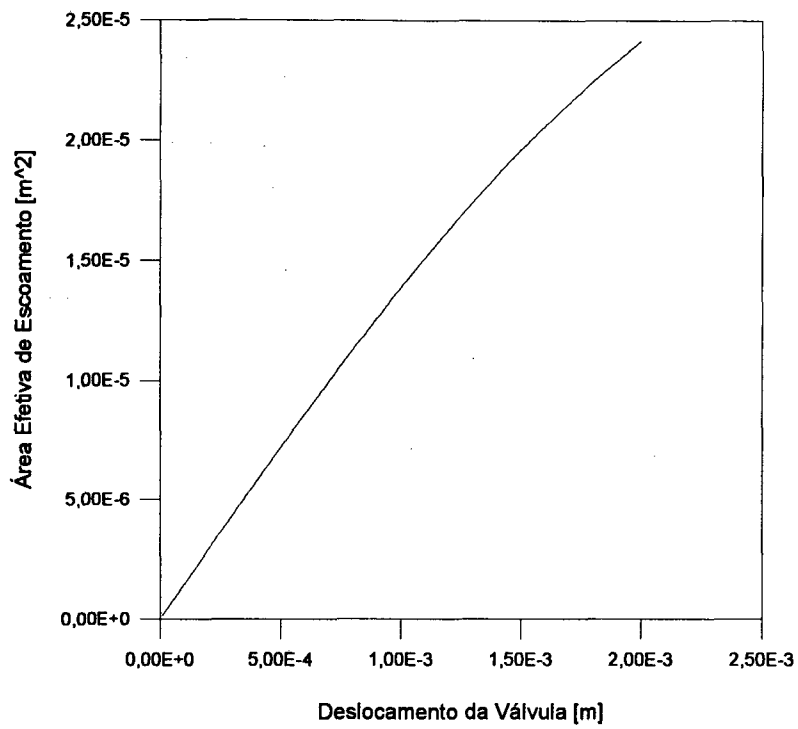


Fig. 7.3 - Área efetiva de escoamento em função do deslocamento da válvula de sucção.

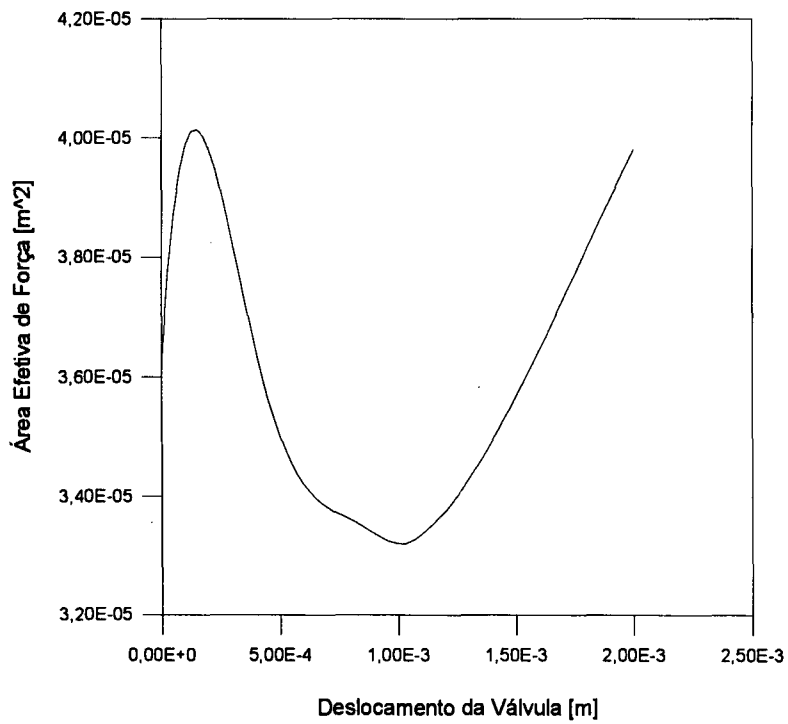


Fig. 7.4 - Área efetiva de força em função do deslocamento da válvula de sucção.

As figuras 7.5 e 7.6 apresentam os perfis de pressão e de temperatura no interior do cilindro em função do ângulo de giro do mecanismo acionador, para um ciclo de compressão, em regime periódico permanente. Percebe-se a semelhança entre os resultados do modelo e os perfis obtidos experimentalmente para esta classe de compressores. Pode-se notar a presença de picos ou vales nos valores para a pressão, nas regiões das curvas que compreendem os processos de sucção e descarga. Isto se deve ao próprio comportamento da válvula, que possui uma certa inércia para abrir, além da presença de uma força de colamento. Esta força de colamento ocorre devido à presença de um filme de óleo entre a válvula e a placa de válvulas do compressor, que dá origem a uma tensão superficial, que por sua vez passa a exigir esforço adicional para ser rompido.

Ressalta-se que este tipo de modelação traz uma nova dificuldade; quando começa-se a avançar no tempo, não se conhece a posição da válvula, necessitando assim efetuarem-se os cálculos para vários ciclos de compressão, agravando o problema de convergência explanado nos capítulos anteriores. Desta forma a convergência de tais casos, somente ocorre após dez mil minutos de CPU em um processador SUN - SPARC 10, o que representa cerca seis dias em tempo real. Tais tempos deram-se com uma malha com 30x30 volumes e com cerca de dez mil passos de tempo por ciclo, dependendo da razão de volume adotada.

A figura 7.7 mostra a posição da válvula de descarga, em função do ângulo de giro do mecanismo acionador. Como pode-se observar, esta abre muito rapidamente, o que evidencia a importância da presença do "booster", permanecendo encostada no batente durante parte do tempo em que está operante. O ponto onde a válvula desprende-se do "booster" também é facilmente notado pelo pequeno patamar criado na curva em sua porção descendente. Estes resultados estão bastante próximos à tendência de movimento observada experimentalmente em válvulas tipo palheta de compressores de refrigeração, o que considera-se bastante positivo.

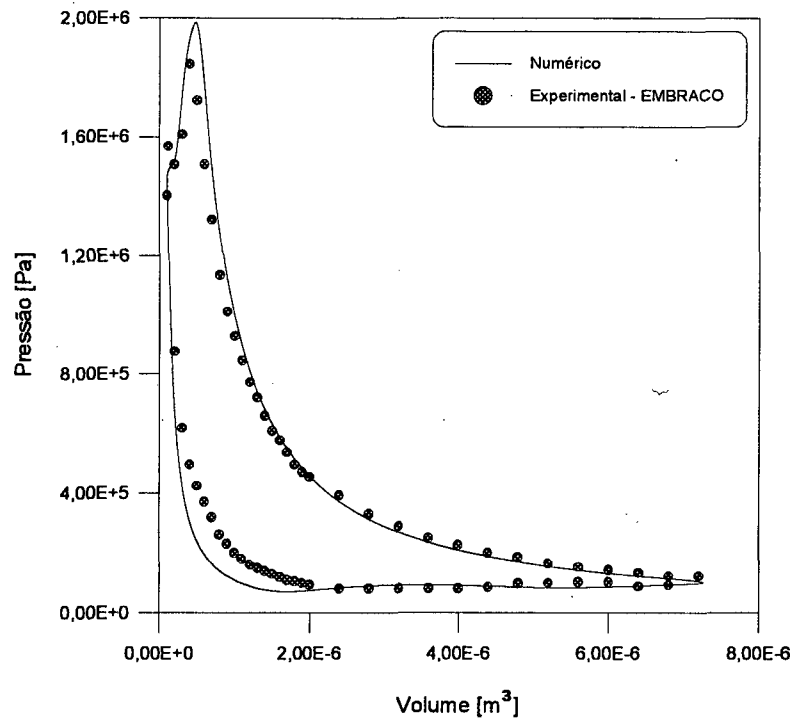


Fig. 7.5 - Diagrama pressão-volume; cilindro com orifício operando com $R_v=150$.

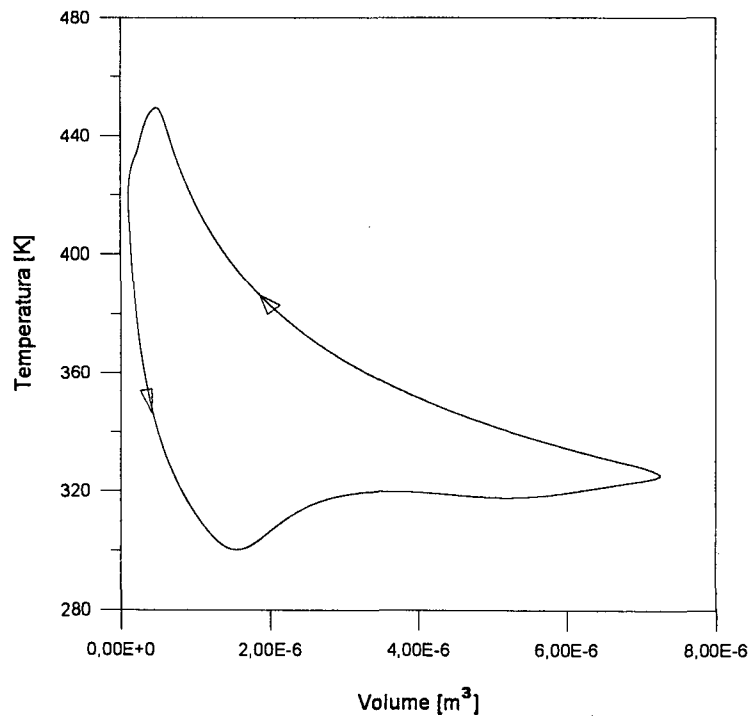


Fig. 7.6 - Diagrama temperatura-volume; cilindro com orifício operando com $R_v=150$.

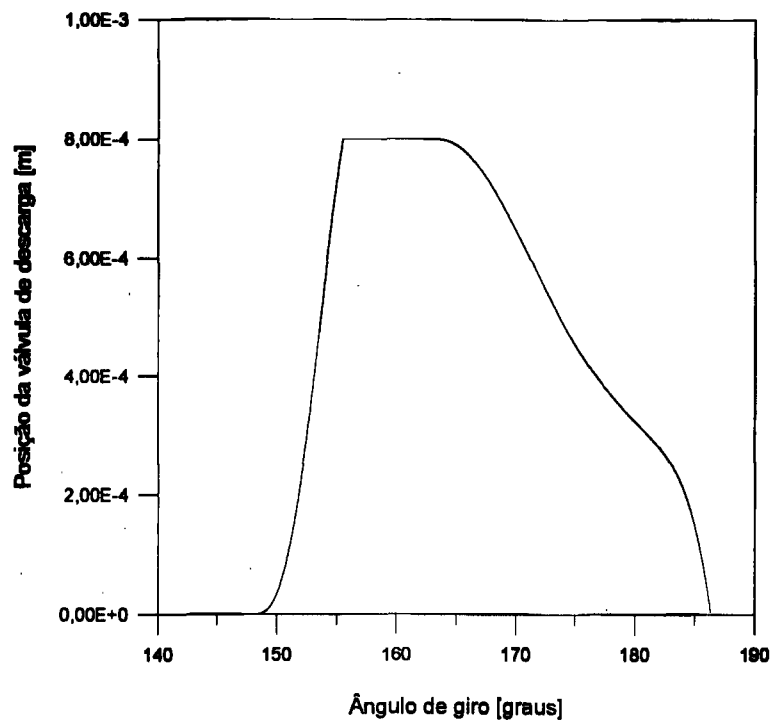


Fig. 7.7 - Posição da válvula de descarga para um ciclo de compressão em um cilindro com orifício; $R_v=150$.

A posição da válvula de sucção é apresentada na figura 7.8. Observa-se da figura que o comportamento não é tão simples como o da válvula de descarga, uma vez que a válvula de sucção encontra-se livre durante todo o período em que está operante. As oscilações apresentadas estão de acordo com os resultados experimentais, apenas diferindo nos valores encontrados que na modelação são menores. Neste contexto deve-se notar que as oscilações são muito dependentes dos parâmetros utilizados para descrever o sistema massa-mola-amortecedor, que são de difícil obtenção experimental.

A figura 7.9 apresenta as velocidades médias prescritas no orifício das válvulas, para dois ciclos subsequentes de compressão durante o regime periódico permanente. As figuras 7.10 e 7.11, apresentam as velocidades médias prescritas no orifício das válvulas de descarga de sucção, respectivamente. Percebe a presença de um pequeno refluxo na descarga e de uma oscilação muito intensa na válvula de sucção, causada possivelmente, pelo fato da pulsação dos gases nas câmaras de amortecimento não ter sido incorporada

no modelo. Este tipo de comportamento repetiu-se nos vários casos explorados, sendo que este apresentado demonstrou as maiores oscilações na sucção, tanto na posição da válvula como nas velocidades.

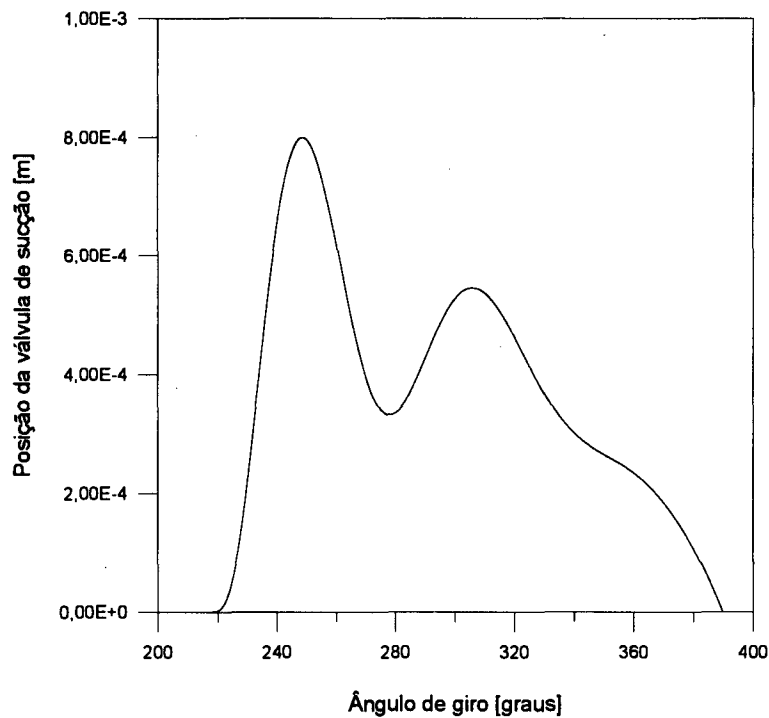


Fig. 7.8 - Posição da válvula de sucção para um ciclo de compressão em um cilindro com orifício, $R_v=150$.

Um parâmetro que atesta a repetibilidade do processo é a massa de gás que permanece no cilindro em cada instante de tempo, indicada na figura 7.12. Os patamares vistos na figura correspondem aos períodos em que o cilindro encontra-se fechado; percebe-se também o efeito das oscilações apresentadas na sucção, correspondendo aos trechos ascendentes da curva.

O fator limitante na simulação deste tipo de problema, além de sua geometria tridimensional, não contemplada aqui, é sem dúvida o alto valor para a razão de volume dos compressores de refrigeração. Neste trabalho considera-se ter conseguido um grande avanço neste sentido, uma vez que para o modelo em questão obteve-se bons resultados para razões de até 170, o que significa que os volumes de controle deformaram-se de

170 vezes a sua altura original. Tal fato é que leva a utilizar um refino elevado no tempo. Desta forma apresentam-se os resultados obtidos com duas razões de volume diferentes, inicialmente para $R_v = 72$, valor que não requeria tanto esforço computacional, e $R_v = 170$, como sendo o valor limitante superior, tal comparação pode ser observada na figura 7.12.

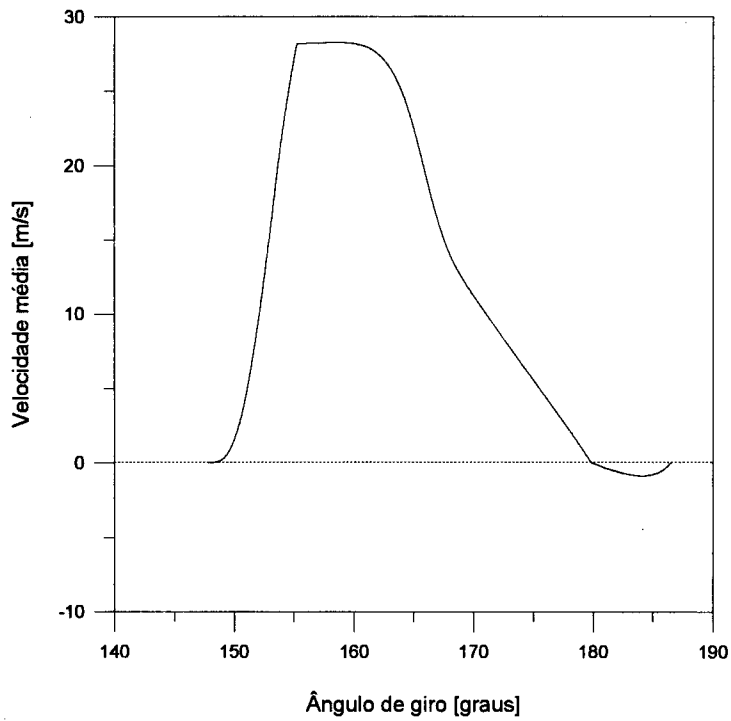


Fig. 7.9 - Velocidade média no orifício de descarga para um ciclo de compressão em um cilindro com orifício, $R_v=150$.

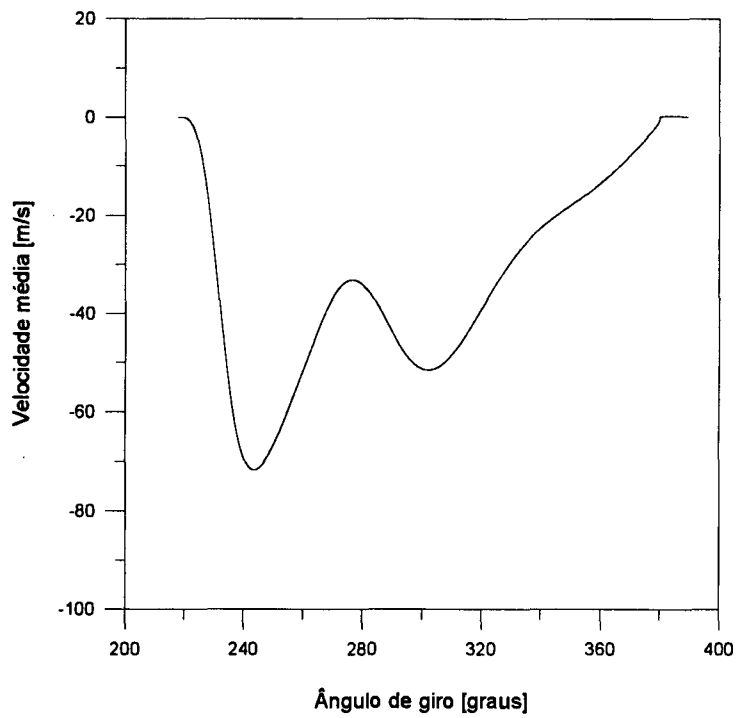


Fig. 7.10 - Velocidade média no orifício de sucção para um ciclo de compressão em um cilindro com orifício, $R_v=150$.

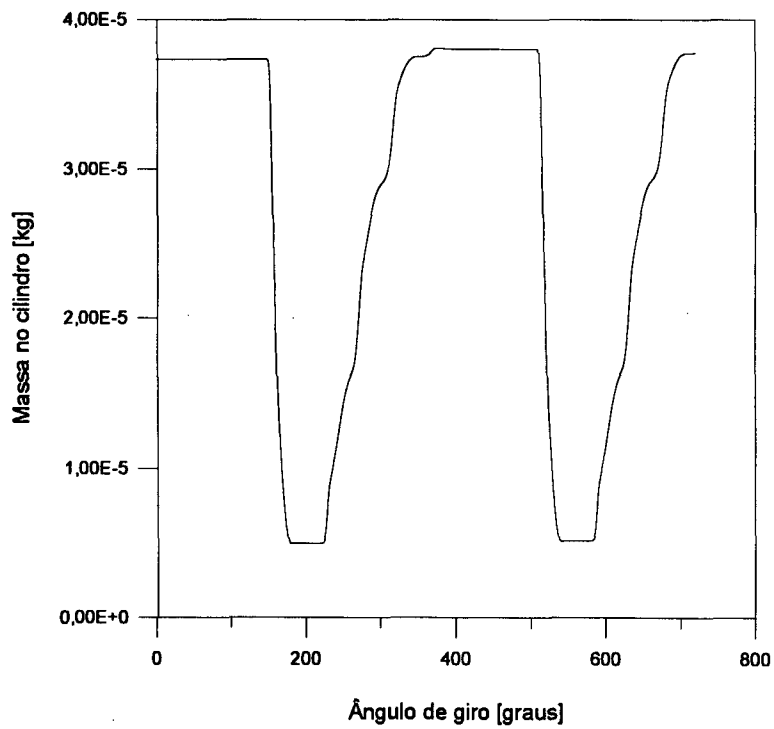


Fig. 7.11 - Massa do fluido contida no cilindro para dois ciclos subsequentes de compressão, $R_v=150$.

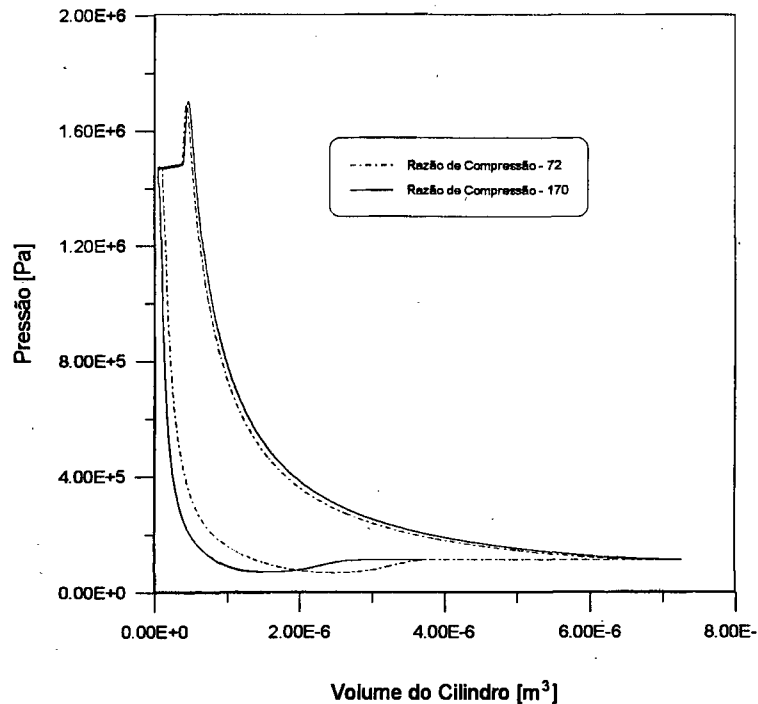


Fig. 7.12 - Diagramas pressão-volume para razões de volume 72,0 e 170,0.

7.3 - Comentários finais

O presente trabalho encerra-se com a elaboração de uma metodologia para a modelação do escoamento e da transferência de calor no interior de um cilindro de um compressor alternativo, considerando os efeitos da válvula de sucção no escoamento do fluido. Esta válvula se localiza no interior do cilindro, causando uma deflexão no escoamento. Desta forma passa-se a utilizar duas malhas, ambas móveis, estando uma entre a válvula e a placa de válvulas e outra entre a válvula e o pistão.

Com a inserção deste novo desafio, deve-se ter o cuidado de manter uma certa continuidade entre as malhas, ou seja, o algoritmo de geração da malha deve ser flexível suficiente para poder buscar sempre um refino adequado junto à válvula de forma evitar volumes vizinhos com as dimensões da direção axial muito diferentes. Com isto, a dificuldade computacional elevou-se consideravelmente, sendo que até o momento não conseguiu-se simular mais que dez graus do ciclo de compressão, desta forma nenhum resultado significativo referente a esta etapa pode ser apresentado.

Capítulo VIII

CONCLUSÃO

8.1 - Comentários iniciais

Com base nos objetivos inicialmente estabelecidos para o presente trabalho, é possível dizer que os mesmos foram alcançados uma vez que se conseguiu implementar a metodologia necessária para a solução de problemas compressíveis em domínios deformáveis e aplicá-lo em modelos de compressores, com ou sem entrada de massa no domínio e transferência de calor entre o gás e as paredes. Os resultados obtidos nos diferentes modelos utilizados foram considerados satisfatórios quando comparados com resultados experimentais ou obtidos por outras modelações.

8.2 - Cilindro fechado e adiabático

Neste modelo foi possível avaliar a eficácia da utilização de um modelo termodinâmico a fim de prever a pressão e a temperatura média dos gases em função do volume ocupado pelo gás no interior de um cilindro fechado e adiabático. Obtiveram resultados que permitem afirmar que o processo é isoentrópico, ou seja, reversível. Para o modelo em questão, demonstrou-se que o escoamento é unidirecional em quase todo o ciclo, apresentando recirculações nas regiões próximas à inversão do sentido de movimento do pistão. Ressalta-se no entanto que deve-se tomar alguns cuidados quando da integração do termo de trabalho na equação de energia, conforme apresentado no Anexo I desta dissertação.

8.3 - Cilindro fechado com temperatura prescrita

Ao prescrever-se temperatura, no caso constante no tempo, nas faces que representam as superfícies sólidas do compressor, o ciclo antes reversível, perde sua

reversibilidade, formando um laço de histerese nos diagramas pressão-volume e temperatura-volume. A área no interior destas curvas é proporcional à perda líquida de calor no ciclo. Tal fenômeno já havia sido reportado na literatura por Recktenwald (1989) e Kornhauser e Smith (1994). Neste modelo percebe-se também que o fluxo de calor e a diferença de temperatura entre o gás e o cilindro não estão em fase, o que faz com que a utilização da lei de Newton convencional não seja recomendada. Algumas das correlações empíricas mais utilizadas na indústria de compressores foram comparadas com os resultados obtidos por um modelo termodinâmico, com resultados do modelo numérico e com a forma apresentada por Kornhauser e Smith (1994) ajustada sobre os valores numéricos do presente trabalho. A forma proposta por Kornhauser e Smith é a que mais se aproxima do modelo numérico, tido como referência. Nota-se ainda que as correlações encontradas na literatura foram utilizadas sem que as constantes encontradas nas mesmas tivessem sido ajustadas. Normalmente para cada situação, é recomendável que as correlações empíricas sejam calibradas. Neste contexto, verifica-se que a correlação de Lawton (1987) pode vir a representar uma correlação adequada para compressores alternativos.

Ainda referente ao cilindro fechado com transferência de calor nas paredes, demonstrou-se que as variações de pressão no interior do cilindro para um mesmo instante de tempo são desprezíveis, o que representa uma importante informação no contexto das experimentações. Ao contrário, a temperatura apresentou variações razoáveis entre os valores máximos e mínimos encontrados no interior do cilindro em um mesmo instante de tempo.

Percebe-se que a amplitude de oscilação da pressão e da temperatura, bem como do fluxo de calor entre o gás e as paredes aumenta à medida que a rotação do mecanismo acionador cresce. Alternativamente, a diferença de fase entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura entre o gás e as paredes sólidas do cilindro reduz-se com o aumento da rotação do sistema.

Nos casos avaliados, o acréscimo da razão de volume do compressor provocou a redução, ou um crescimento pouco expressivo, da diferença de fase entre o fluxo de

calor e a diferença de temperatura entre o gás e as paredes. Quando o fluxo de calor é escrito na forma complexa, pode-se afirmar que, para os casos estudados, a parcela imaginária perde importância se comparada com a parcela real do fluxo de calor, à medida que aumenta a razão de volume ou a rotação. Desta forma, tal defasagem deverá ter menor importância em compressores de refrigeração que apresentam razões de volume elevadas e operam em altas rotações.

8.4 - Cilindro com orifício e com válvula

O presente trabalho analisou a entrada e saída de massa no cilindro através de um orifício centrado na placa de válvulas, mantendo assim a axissimetria do modelo. No modelo inicial a palheta da válvula não interferia no escoamento no interior do cilindro. Partindo de parâmetros construtivos e condições de operação semelhantes às que estão submetidas os compressores de refrigeração obteve-se a descrição do ciclo completo do compressor, compreendendo a compressão do gás, o processo de descarga, a expansão e a sucção do gás para o interior do cilindro. Apresentam-se os diagramas pressão-volume e temperatura-volume, onde no primeiro destes, observa-se a boa concordância do modelo numérico em comparação com resultados experimentais obtidos pela EMBRACO (Puff, 1994). Analisando o comportamento obtido da simulação para as válvulas de sucção e de descarga, percebem-se movimentos semelhantes aos encontrados em experimentações. Apesar de não se ter obtido resultados para volumes mortos tão reduzidos quanto aqueles encontrados em compressores de refrigeração, pode-se concluir que a metodologia é capaz de ser utilizada em estudos sobre o compressor alternativo, permitindo avaliar a influência de alguns parâmetros construtivos, de condições de operação e a importância do fluxo de calor sobre a eficiência do compressor. O modelo aqui desenvolvido permite ainda que se conheça mais sobre o escoamento do fluido no interior do cilindro.

8.5 - Sugestões para futuros trabalhos

À medida que a dificuldade associada ao excessivo tempo computacional requerido for superada, espera-se que a metodologia apresentada na presente dissertação seja utilizada na simulação completa de um compressor de refrigeração. No entanto, destaca-se que muitas conclusões importantes podem e devem ser extraídas de modelos simples de compressores, como os utilizados e apresentados neste trabalho. Para tanto listam-se as seguintes sugestões para trabalhos futuros:

Realizar uma análise detalhada das incertezas dos resultados numéricos, de acordo com o explanado na seção 4.6 do presente trabalho, dando destaque aos erros devidos à anisotropia da malha.

Estender a aplicação de esquemas de interpolação de alta ordem na modelação em questão, com o propósito de tornar possível a modelação com malhas menos refinadas, principalmente em casos com entrada e saída de massa.

Estender a análise realizada para um cilindro fechado com temperatura prescrita nas faces para outras condições de operação e outros fluidos de trabalho. Desta forma, poder-se-à estabelecer formas mais eficientes de correlacionar o fluxo de calor com a diferença de temperatura entre o gás e as paredes do compressor.

Implementar um modelo de turbulência, com o propósito de obter modelos mais realísticos para a avaliação do fluxo de calor entre o gás e as paredes sólidas do compressor.

Introduzir a equação de gás real ao invés de adotar a simplificação de gás perfeito utilizada neste trabalho. Espera-se assim melhorar os resultados obtidos para fluidos como o R134a, que possui um comportamento bastante diferente ao de um gás ideal.

Desenvolver estudos sobre válvulas de compressores, considerando os efeitos de compressibilidade em regime transiente, assim como foi iniciado neste trabalho e apresentado no capítulo VII. O estudo da formação ou não de jatos na sucção devido a presença da palheta no interior do cilindro é de fundamental importância para a descrição da transferência de calor entre o gás e o cilindro. Considerando que o jato seria

radial, este atingiria as paredes laterais do compressor aumentando em cerca de dez vezes o coeficiente local de transferência de calor, conforme resultados preliminares obtidos durante este trabalho.

Prescrever pressão no orifício ao invés de prescrever velocidades como utilizado na presente dissertação.

Obter dados experimentais para os laços de histerese identificados numericamente neste trabalho, com o propósito de validação e aprimoramento das metodologias computacionais.

Obter dados experimentais para o fluxo de calor entre o gás e o cilindro em compressores alternativos. Avaliar a importância da transferência de calor no desempenho do compressor, possivelmente trabalhando com compressores adiabáticos em comparação com modelos mantidos resfriados.

Desenvolver experimentação a fim de determinar os esforços aplicados sobre válvulas tipo palheta sujeitas a escoamentos pulsantes, e realizar comparações com modelos numéricos utilizando a metodologia proposta neste trabalho.

Por fim verifica-se grande necessidade de se dispender esforços para simular os compressores tendo em vista a complexidade dos mesmos e a distância que mesmo os modelos mais sofisticados estão da realidade.

Referências Bibliográficas

Adair, R. P., **Instantaneous heat flow through the cylinder walls of reciprocating compressors**, M.Sc. Thesis, West Lafayette, Purdue University, 1972.

Adair, R. P. and Qvale, E. B., Pearson, J. T., Instantaneous heat transfer to the cylinder wall in reciprocating compressors, **Proceedings of the 1972 Purdue Compressor Technology Conference**, Purdue University, West Lafayette, IN, 1972.

Ahmadi-Befrui, B., **Analysis of flow evolution in the cylinders of motored reciprocating engines**, Ph.D. Thesis, University of London, Imperial College of Science and Technology, London, UK, 1985.

Alkidas, A. C., Heat transfer characteristics of a spark-ignition engine, **Journal of Heat Transfer**, 102, 189-193, 1980.

Annand, W. J. D., Heat transfer in the cylinder of reciprocating internal combustion engines, **Proc. Instn. Mech. Engrs.**, 177, 973-996, 1963.

Annand, W. J. D., Instantaneous heat transfer rates to the cylinder head surface of a small compression-ignition engine, **Proc. Instn. Mech. Engrs.**, 185, 976-987, 1970.

Annand, W. J. D. and Pinfold, D., Heat transfer in the cylinder of a motored reciprocating engine, SAE Paper nº 800457, Society of Automotive Engineers, Warrendale, PA, 1980.

Arcoumanis, C. and Whitelaw, J. H., Fluid mechanics of internal combustion engines - a review. **Proc. Instn. Mech Engrs.**, 201, 57-74, 1987.

Brok, S. W., Touber, S. and van der Meer, J. S., Modelling of cylinder heat transfer - large effort, little effect? **Proceedings of the 1980 Purdue Compressor Technology Conference**, Purdue University, West Lafayette, IN, 1980.

Catto, A. G., Relatório de Estágio, Universidade Federal de Santa Catarina, 1994.

Courant, R., Isaacson, E. and Rees, S. M., On the solution of nonlinear hyperbolic differential equations by finite differences. **Comm. Pure and Applied Mathematics**, 5, 243-55, 1952.

Chong, M. S. and Watson, H.C., Prediction of heat and mass transfer during compression in reciprocating compressors, **Proceedings of the 1976 Purdue Compressor Technology Conference**, Purdue University, West Lafayette, IN, 1976.

Chong, M. S., Milkins, E. E. and Watson, H.C., The prediction of heat and mass transfer during compression and expansion in I.C. Engines, SAE Paper nº 760761, Society of Automotive Engineers, Warrendale, PA, 1976.

Dao, K., Uyehara, O. A. and Meyers, P. S., Heat transfer rates at gas-wall interfaces in motored piston engine, SAE Paper nº 730632, Society of Automotive Engineers, Warrendale, PA, 1973.

Deschamps, C. J., **Escoamento laminar através de válvulas de compressores**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, 1987.

Demirdzic, I. and Peric, M., Finite volume method for prediction of fluid flow in arbitrarily shaped domains with moving boundaries, **International Journal for Numerical Method in Fluids**, 10, 771-790, 1990.

Demuren, A. O. and Wilson, R. V., Estimating uncertainty in computational of two-dimensional separated flows, **Quantification of Uncertainty in Computational Fluid Dynamics**, ASME, 158, 9-18, 1993.

Diwankar, R., and El Tahry, S. H., Comparison of computed flow-fields and wall heat fluxes with measurements from motored reciprocating engine-like geometries, **Computers in Engineering, Proceedings of the 1983 International Computers and Engineering Conference and Exhibit**, ASME, NY, 1983.

Durst, F., Maxworthy, T. and Pereira, J., Piston-driven, unsteady separation at a sudden expansion in a tube: Flow visualization and LDA measurements, **Phys. Fluids**, 1, 1249-1260, 1989.

Durst, F., Fukui, K. and Pereira, J., Fluid dynamically caused cycle-to-cycle variations in piston-driven pipe expansion flows, **Experiments in Fluids**, 13, 1-10, 1992.

Fagotti, F., Todescat, M. L., Ferreira, R. T. S. and Prata, A. T., Heat transfer models in compressor cylinder, **Proceedings of the 1994 Purdue International Compressor Engineering Conference**, Purdue University, West Lafayette, IN, 1994.

Fernandes, J. R. S., **Modelo dinâmico da lubrificação do pistão em compressores alternativos**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, 1995.

Jenkin, R., James, E. and Malalasekera, W., Modeling near wall temperature gradients in motored spark ignition engines, SAE Paper nº 960070, Society of Automotive Engineers, Warrendale, PA, 1996.

Garakhani, A. and Ghoeniem, A., 3D vortex simulation of intake flow in a port-cylinder with a valve seat and a moving piston, SAE Paper nº 961195, Society of Automotive Engineers, Warrendale, PA, 1996.

Gasche, J. L., **Escoamento laminar através de válvulas excêntricas de compressores de refrigeração**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, 1992.

Gosmam, A. D., Progress in the development of multi-dimensional computer models for reciprocating engines, New Energy Conservation Technologies and Their Commercialization. **Proceedings of the International Energy Agency Conference**, Berlin, 6-10 April, Springer Verlag, 1981.

Gosmam, A. D. and Watkins, A. P., **Predictions of local instantaneous heat transfer in idealised motored reciprocating engines**. Report N° FS/79/28, Fluids Section, Mechanical Engineering Department, Imperial College of Science and Technology, London, UK, 1979.

Gosman, A. D. and Whitelaw, J. H., **Calculation and measurement of flow and heat-transfer properties of reciprocating, piston-cylinder arrangements**. Report N° FS/79/25, Fluids Section, Mechanical Engineering Department, Imperial College of Science and Technology, London, UK, 1979.

Greif, R., Namba T. and Nikanham, M. Heat transfer during piston compression including side wall and convection effects. **International Journal Heat Mass Transfer**, 22, 901-907, 1979.

Kornhauser, A. A. and Smith, J. L. Jr., A comparison of cylinder heat transfer expression based on prediction of gas spring hysteresis loss, **Fluid Flow and Heat Transfer in Reciprocating Machinery**, 62, 1987.

Kornhauser, A. A. and Smith, J. L. Jr., Application of a complex Nusselt number to heat transfer during compression and expansion, **Journal of Heat Transfer**, 116, 1994.

Kurzweg, U. and Zhao, A, Time-resolved flow field in a rectangular chamber containing a sinusoidally oscillating piston. **Phys. Fluids**, 2, 1284-1286, 1990.

Lawton, B., Effect of compression and expansion on instantaneous heat transfer in reciprocating internal combustion engines, **Proc. Instn. Mech. Engrs.**, 201, 175-186, 1987.

Lee, S., Singh, R. and Moran, M.J., First law analysis of a compressor using a computer simulation model, **Proceedings of the 1984 Purdue Compressor Technology Conference**, Purdue University, West Lafayette, IN, 1984.

Leonard, B. P., A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation, **Comp. Methods Appl. Mech. Eng.**, 19, 59-98, 1979.

Lio, M. Da and Doria, A., Bucciarelli, M., Numerical analysis of the dynamics of reed valves taking into account the acoustic coupling with the fluid. Application to compressors for domestic refrigeration, **Proceedings of the 1994 International Compressor Engineering Conference**, Purdue, 1994.

Lucht, R. P., Dunn-Rankin, D., Walter, T., Dreier, T. and Bopp, S. C., Heat transfer in engines: Comparison of CARS thermal boundary layer na heat flux measurements, SAE Paper nº 900252, Society of Automotive Engineers, Warrendale, PA, 1990.

Maliska, C. R., **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**, Rio de Janeiro, LTC - Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 1995.

Marchi, C. H., Esquemas de Alta Ordem para a Solução de Escoamentos sem Dispersão Numérica, **Revista Brasileira de Ciência Mecânicas**, XV, 231-249, 1993.

Patankar, S. V. and Spalding, D. B., A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows, **Internacional Journal Heat Mass Transfer**, 15, 1787-1806, 1972.

Patankar, S. V., **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, New York, Hemisphere Publishing Corp., 1980.

Peters, S., **Bifurcação e oscilações auto-induzidas em escoamentos de fluidos em difusores radiais**, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, 1994.

Polman, J., Heat transfer in a piston-cylinder system, **International Journal Heat Mass Transfer**, 24, 184-187, 1981.

Possamai, F. C., **Relatório de Estágio**, UFSC/EMBRACO - 1992.

Possamai, F. C., **Escoamento laminar sobre válvulas inclinadas de compressores**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, 1995.

Puff, R., **Comunicação Pessoal**, 1994.

Raithby, G. D. and Torrence, K. E., Upstream-weighted differencing scheme and their application to elliptic problems involving fluid flow, **Computers & Fluids**, 2, 191-206, 1974.

Recktenwald, G. W., **A simulation of a reciprocating compressor based on instantaneous mass and energy conservation**, M.Sc. Thesis, University of Minnesota, 1982.

Recktenwald, G. W., **A study of heat transfer between the walls and gas inside the cylinder of a reciprocating compressors**, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1989.

Roe, P. L., **Aproximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference scheme**, *Journal Computational Phys.* 43, 1981.

Roe, P. L., **Some contributions to the modeling of discontinuous flows**, *Proc. AMS/SIAM Seminar*, San Diego, 1983.

Silva, A. F. C. e Maliska, C. R., **Uma formulação segregada em volumes finitos para escoamentos compressíveis e/ou incompressíveis em coordenadas generalizadas**. *Anais do II encontro Nacional de Ciências Térmicas*. Águas de Lindóia, ABCM, p. 11-4, 1988.

Soedel, W. and Wolverton, S., **Anatomy of a compressor simulation program**, Ray W. Herrick Laboratories, Purdue University, Indiana, EUA, 1974.

Soedel, W. and Wolverton, S., **Gas pulsation in compressor and engine manifolds**, Ray W. Herrick Laboratories, Purdue University, Indiana, EUA, 1978.

Spalding, D. B., **A novel finite difference formulation for diferencial expressions involving both first and second derivatives**, *Internacional Numerical Journal*, 4, 551-560, 1972.

Ströll, H., Durst, F., Peric, M., Pereira, J. C. F. and Scheuerer, G., **Study of laminar, unsteady piston-cylinder flows**, *Journal of Fluids Engineering*, 115, 887-693, 1993.

Todescat, M. L., Fagotti, F., Ferreira, R. T. S. and Prata, A. T., **Heat transfer modeling in a reciprocating compressors**, *Proceedings of the 1992 Purdue International Compressor Engineering Conference*, Purdue University, West Lafayette, IN, 1992.

Ussyk, M. S., **Simulação numérica do desempenho de compressores herméticos alternativos**. Dissertação de Mestrado, Florianópolis, Universidade Federal de Santa Catarina, 1984.

Van Doormaal, J. P., **Numerical methods for the solution of compressible and incompressible flows**. PhD. Thesis, Waterloo, University of Waterloo, 1985.

Van Doormaal, J. P. and Raithby, G. D., Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. **Numerical Heat Transfer**, 7, 147-63. 1984.

Yang, J. and Martin, J. K., Approximate solution-one-dimensional energy equation for transient, compressible, low Mach number turbulent boundary layer flows, **Journal of Heat and Mass Transfer**, 111, 619-624, 1989.

Yang, S. L. and Shih, T. P., An algebraic grid generation technique for time-varying two-dimensional spatial domains, **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, 6, 291-304. 1986.

Zhao, A. and Kurzweg, U., Time-resolved flow field in a rectangular chamber containing a sinusoidally oscillating piston, **Phys. Fluids**, 2, 1284-1286, 1990.

Zhao, A. and Kurzweg, U., Extension of the simple algorithm to the heat transfer in time-periodic flows with moving boundaries, **Numerical Heat Transfer**, 18, 189-203, 1990.

Watkins, A. P., **Calculation of flow and heat transfer in the combustion chamber of a reciprocating engine**, M.Sc. Thesis, University of London, Imperial College of Science and Technology, London, UK. 1973.

Watkins, A. P., **Flow and heat transfer in piston/cylinder assemblies**, PhD. Thesis, University of London, Imperial College of Science and Technology, London, UK, 1977.

Watkins, A. P. and Gosman, A. D., A computer prediction method for turbulent flow and heat transfer in piston/cylinder assemblies, **Symposium on Turbulent Shear Flows**, Pennsylvania State University, University Park, PA, 1977.

Anexo I

CONCEITOS UTILIZADOS PARA A SIMULAÇÃO

I.1 - Movimento do pistão

O volume ocupado pelo fluido no interior do cilindro pode ser representado como uma função do ângulo de giro do eixo acionador. Este acionamento pode ser promovido por mecanismos do tipo biela-manivela ou "Scotch-Yoke" (cruzeta), resultando em equações distintas para cada um destes mecanismos.

Em qualquer um dos dois mecanismos citados, o volume instantâneo é dado pela soma de um volume fixo, o volume morto, com o volume variável, que é função unicamente da posição do pistão.

O volume instantâneo pode ser então representado pela seguinte equação

$$V(\theta) = V_c + \left[\frac{\pi D^2}{4} \right] Y(\theta) \quad (I.1)$$

onde:

θ - Ângulo de giro do mecanismo acionador [graus]

$V(\theta)$ - Volume instantâneo do cilindro [m^3]

V_c - Volume morto [m^3]

D - Diâmetro do cilindro [m]

$Y(\theta)$ - Posição instantânea do pistão [m]

A figura I.1 mostra o mecanismo biela-manivela enquanto a figura I.2 é útil para identificar as variáveis utilizadas para equacionar a posição do pistão. Da figura I.2 pode-se concluir que

$$y = y_1 + y_2 \quad (I.2)$$

$$b = b_1 + b_2 \quad (I.3)$$

$$\varphi = 180 - \theta \quad (I.4)$$

$$\cos(\varphi) = -\cos(\theta) \quad (\text{I.5})$$

$$\text{sen}(\varphi) = \text{sen}(\theta) \quad (\text{I.6})$$

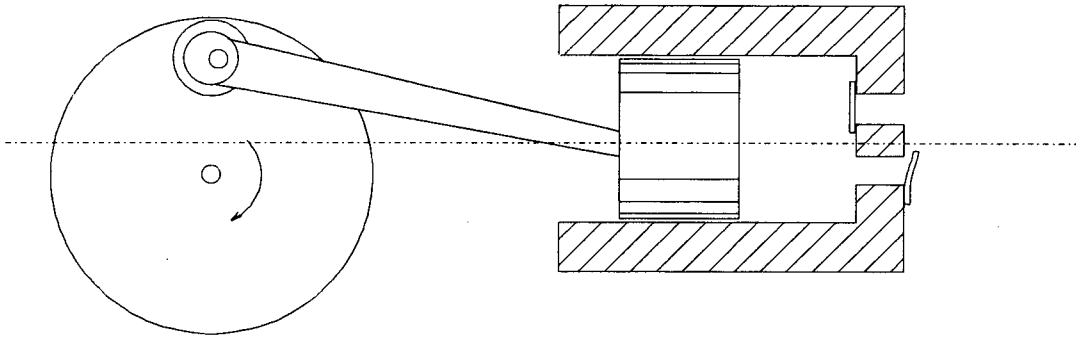


Fig I.1 - Mecanismo biela-manivela.

Através da lei dos cossenos pode-se obter as seguintes relações

$$b_1^2 = e^2 + y_1^2 - 2 e y_1 \cos(\varphi) \quad (\text{I.7})$$

$$e^2 = b_1^2 + y_1^2 - 2 b_1 y_1 \cos(\alpha) \quad (\text{I.8})$$

Combinando as equações (I.7) e (I.8) obtém-se,

$$y_1 = b_1 \cos(\alpha) + e \cos(\varphi) \quad (\text{I.9})$$

Valendo-se da lei dos senos e utilizando a relação (I.6), chega-se a

$$\text{sen}(\alpha) = \frac{e}{b_1} \text{sen}(\theta) = \frac{e}{b_1} \text{sen}(\varphi) \quad (\text{I.10})$$

Sabe-se também das relações trigonométricas, que

$$\text{sen}^2(\alpha) + \cos^2(\alpha) = 1 \quad (\text{I.11})$$

a qual se combinada com a equação (I.10), fornece

$$\cos(\alpha) = \sqrt{1 - \frac{e}{b_1} \text{sen}(\theta)} \quad (\text{I.12})$$

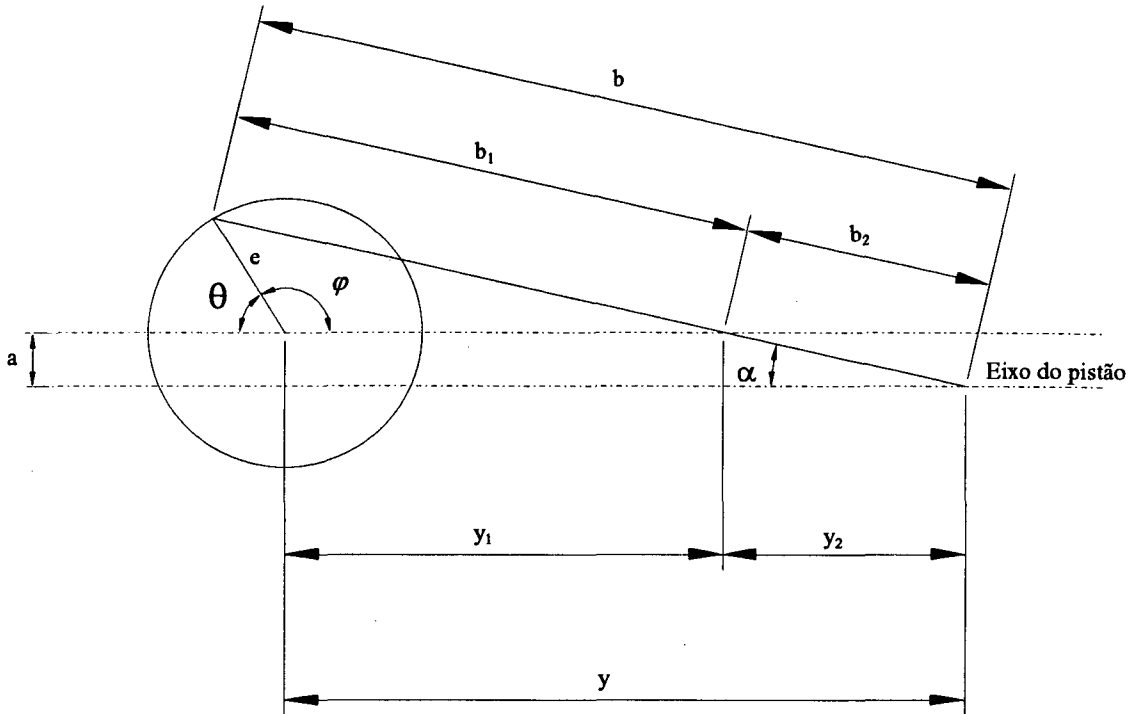


Fig I.2 - Variáveis utilizadas na descrição do movimento do pistão.

Pode-se observar também que

$$b_2 = \frac{a}{\text{sen}(\alpha)} = \frac{a}{\frac{e}{b_1} \text{sen}(\theta)} = \frac{b_1 a}{e \text{sen}(\theta)} \quad (\text{I.13})$$

A expressão anterior quando associada com a equação (I.3), fornece

$$b_1 = \frac{b e \text{sen}(\theta)}{e \text{sen}(\theta) + a} \quad (\text{I.14})$$

Finalmente, pode-se associar as equações (I.14) e (I.12) a fim de se obter a seguinte expressão em função do comprimento total da biela

$$\cos(\alpha) = \frac{1}{b} \sqrt{b^2 - [e \text{sen}(\theta) + a]^2} \quad (\text{I.15})$$

Introduzindo as equações (I.14) e (I.15) na equação (I.9), tem-se que

$$y_1 = \frac{e \text{sen}(\theta)}{e \text{sen}(\theta) + a} \sqrt{b^2 - [e \text{sen}(\theta) + a]^2} \quad (\text{I.16})$$

Da figura I.3, observa-se também que

$$y_2 = b_2 \cos(\alpha) = (b - b_1) \cos(\alpha) \quad (\text{I.17})$$

introduzindo as equações (I.14) e (I.15) na expressão (I.17), obtém-se que

$$y_2 = 1 - \frac{e \operatorname{sen}(\theta)}{e \operatorname{sen}(\theta) + a} \sqrt{b^2 - [e \operatorname{sen}(\theta) + a]^2} \quad (\text{I.18})$$

Finalmente a equação para a posição do pistão em função do ângulo de giro pode ser determinada substituindo as equações (I.16) e (I.18) na equação (I.2), obtendo

$$y(\theta) = -e \cos(\theta) + \sqrt{b^2 - [e \operatorname{sen}(\theta) + a]^2} \quad (\text{I.19})$$

Sabendo que a velocidade angular do eixo acionador é dada por

$$\omega = \frac{2 \pi n}{60} \quad (\text{I.23})$$

onde n é dado em rotações por minuto. Multiplicando esta pela derivada primeira do deslocamento do pistão, obtém-se a equação para a velocidade do pistão como sendo

$$V_p = \left[e \operatorname{sen}(\theta) - \frac{[e \operatorname{sen}(\theta) + a] e \cos(\theta)}{\sqrt{b^2 - [e \operatorname{sen}(\theta) + a]^2}} \right] \frac{2 \pi n}{60} \quad (\text{I.24})$$

I.2 - Fluxo de massa através das válvulas

Para que se possa chegar às expressões para o fluxo de massa através das válvulas, as seguintes hipóteses devem ser adotadas:

- As condições a montante da válvula serão consideradas como condições de estagnação, ou seja, considera-se que as propriedades em qualquer ponto do escoamento seriam iguais as que seriam obtidas se o fluido naquele ponto fosse desacelerado das condições locais para a velocidade zero, seguindo um processo sem atrito e adiabático.

- O fluxo é unidimensional e isentrópico.
- Utilizam-se equações de fluxo permanente para o cálculo do valor instantâneo no fluxo não permanente.
- A válvula aberta será tratada em cada instante como um orifício simples, com uma certa área efetiva da secção de passagem.

Para a dedução das equações que determinam o fluxo de massa através das válvulas, utiliza-se a nomenclatura que segue:

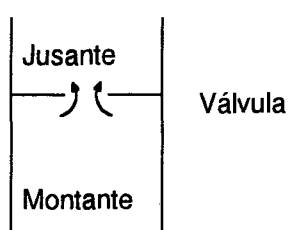


Fig I.3 - Escoamento através de orifício.

P_d - Pressão a jusante da válvula [Pa]

P_u - Pressão a montante da válvula [Pa]

A_v - Área efetiva de fluxo [m^2]

R - Constante do gás [J/kg.K]

T_d - Temperatura a jusante da válvula [K]

T_u - Temperatura a montante da válvula [K]

M - Número de Mach

V - Velocidade do fluido [m/s]

h - Entalpia [J/kg]

h_u - Entalpia de estagnação [J/kg]

h_v - Entalpia na passagem [J/kg]

r - Razão entre P_d e P_u

r_c - P_d/P_u para $M = 1$ no orifício (fluxo crítico)

Segundo a Primeira Lei da Termodinâmica, tem-se

$$h_u = h + \frac{V^2}{2} \quad (\text{I.27})$$

Para a hipótese de gás perfeito, tem-se:

$$h_u - h = c_p (T_u - T) \quad (\text{I.28})$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (\text{I.29})$$

$$R = c_p - c_v \quad (\text{I.30})$$

$$C = \sqrt{\gamma R T} \quad (\text{I.31})$$

$$c_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R \quad (\text{I.32})$$

Utilizando as equações (I.27) e (I.28), chega-se a

$$c_p (T_u - T) = \frac{V^2}{2} \quad (\text{I.33})$$

Introduzindo a equação (I.31) na equação (I.32), obtém-se

$$\frac{\gamma R}{\gamma - 1} (T_u - T) = \frac{V^2}{2} \quad (\text{I.34})$$

O número de Mach será então dado por

$$M = \frac{V}{C} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{T_u}{T} - 1 \right)} \quad (\text{I.35})$$

Para um processo adiabático reversível através de orifícios e gás ideal tem-se

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{cte} \quad (\text{I.36})$$

e ainda para um gás ideal pode-se escrever,

$$\frac{T_u}{T} = \left(\frac{P_u}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (\text{I.37})$$

Introduzindo a equação (I.37) na equação (I.35), tem-se

$$M = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{P_U}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (I.38)$$

O fluxo de massa através do orifício pode ser representado por

$$\dot{m}_v = \rho_v A_v V_v \quad (I.39)$$

Utilizando-se as condições de pressão e temperatura na passagem iguais às condições a jusante da válvula, e utilizando-se das equações (I.31) e (I.38), chega-se a

$$\dot{m}_v = \rho_v A_v \sqrt{\gamma R T_v} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{P_U}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (I.40)$$

Com auxílio da equação dos gases perfeitos juntamente com a equação (I.36), pode-se chegar a

$$\rho_v = \left(\frac{P_U}{R T_U} \right) \left(\frac{P_v}{P_U} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (I.41)$$

A equação anterior quando substituída na equação (I.40) fornece

$$\dot{m}_v = \frac{P_U A_v}{R T_U} \left(\frac{P_v}{P_U} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{\gamma R T_v} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{P_U}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (I.42)$$

Rearranjando a equação (I.37) e introduzindo o resultado na equação (I.42), chega-se finalmente à equação para o caso de termos fluxo subcrítico na válvula

$$\dot{m}_v = A_v P_U \sqrt{\frac{2k}{(\gamma-1) R T_U}} \sqrt{\left(\frac{P_v}{P_U} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_v}{P_U} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}} \quad (I.43)$$

sendo que a condição para que o fluxo seja subcrítico é que $V < C$, ou

$$\frac{P_v}{P_U} > \frac{P_{CRIT}}{P_U} \quad (I.44)$$

Para o fluxo crítico, fazendo $M=1$ na equação (I.38), obtém-se

$$\frac{P_{\text{CRIT}}}{P_U} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = r_c \quad (\text{I.45})$$

Para um dado valor de γ , a relação crítica de pressões é constante e o fluxo será sônico para relações de pressão menor que a relação crítica. Nestas condições o fluxo de massa será dado por

$$\dot{m}_{v,\text{CRIT}} = A_v P_U \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma - 1) R T_U}} \sqrt{(r_c)^{\frac{2}{\gamma}} - (r_c)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma}}} \quad (\text{I.46})$$

Esta equações são gerais e servem tanto para a válvula de sucção como para a de descarga, inclusive sob operação de fluxo reverso. Ressalta-se que devido os efeitos viscosos do escoamento em orifícios, o fluxo de massa real é dado pela relação

$$\dot{m}_{\text{real}} = C_d \dot{m}_v \quad (\text{I.47})$$

onde, para o presente trabalho, quando não se conhece as áreas efetivas de escoamento, utiliza-se o coeficiente de descarga (C_d) igual a 0,6.

Anexo II

DERIVADA TEMPORAL DO TERMO DE TRABALHO

A conservação da energia é conseguida a cada passo de tempo para os níveis de tolerância previamente estabelecidos, no entanto, pode-se obter que o balanço de energia no ciclo não seja satisfeito, conforme observou Rectenwald (1989). Segundo o mesmo, o balanço de energia do ciclo é dependente da derivada temporal de termo de trabalho.

Se considerar-se o gás do cilindro como um único volume de controle, a equação da energia é escrita como

$$\frac{d(me)}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_{in} h_{in} - \dot{m}_{out} h_{out} \quad (II.1)$$

onde m é a massa no cilindro, e é a energia interna, \dot{Q} é a taxa de adição de calor, incluindo, dissipação viscosa e outras fontes internas, e \dot{W} é a taxa em que o trabalho é realizado sobre o gás pelas fronteiras, sendo

$$\dot{W} = -p \frac{dV}{dt} \quad (II.2)$$

Os dois últimos termos na equação II.1 são o fluxo instantâneo de energia para dentro e para fora do domínio. Isto é dado pelo produto do fluxo de massa, \dot{m} , e a entalpia específica, h , do fluido atravessando a fronteira. Substituindo II.2 em II.1 e integrando o resultado ao longo de um ciclo, obtém-se uma equação para o balanço de energia do ciclo,

$$\Delta(me) = \oint \dot{Q} dt - \oint p dV \quad (II.3)$$

onde $\Delta(me)$ é o crescimento líquido na energia total do gás no espaço do cilindro. Agora, considerando-se um cilindro adiabático e sem entrada e saída de massa, como o

termo de trabalho deve ser reversível, a ausência de transferência de calor e massa deve nos conduzir a

$$\oint p dV = 0 \quad (\text{II.4})$$

O modo encontrado por Recktenwald para examinar tal ocorrência, é considerar a variação da quantidade pV no ciclo, onde uma variação diferencial no produto pV é

$$d(pV) = p dV + V dp \quad (\text{II.5})$$

e a integral cíclica da equação II.5 fornece

$$\Delta(pV) = \oint p dV + \oint V dp \quad (\text{II.6})$$

onde $\Delta(pV)$ é a variação no produto pV ao longo do ciclo. Para analisar o erro no balanço de energia no ciclo, de posse dos dados de pressão e volume do cilindro, Recktenwald realizou as integrais conforme segue

$$\oint p dV \approx \sum_{j=1}^N p_j (V_j - V_{j-1}) \quad (\text{II.7})$$

$$\oint V dp \approx \sum_{j=1}^N V_j (p_j - p_{j-1}) \quad (\text{II.8})$$

onde j é um índice que representa o passo de tempo e N é o número total de passos. O uso de II.7 e II.8 pode não satisfazer a igualdade em II.6, embora $\Delta(pV)$ seja exatamente zero.

O problema pode ser solucionado pela introdução do fator de peso do termo de trabalho, β_{pV} , e pela redefinição das duas integrais como

$$\oint p dV \approx \sum_{j=1}^N (\beta_{pV} p_j + (1 - \beta_{pV}) p_{j-1}) (V_j - V_{j-1}) \quad (\text{II.9})$$

$$\oint V dp \approx \sum_{j=1}^N (\beta_{pV} V_j + (1 - \beta_{pV}) V_{j-1}) (p_j - p_{j-1}) \quad (\text{II.10})$$

Usando um valor de $\beta_{pV} = 0,5$ a equação II.6 foi satisfeita para os dados de Recktenwald. Tal fato não deveria ser surpreendente, usar o valor de p no ponto médio do intervalo de tempo deve dar uma melhor estimativa de $(p\Delta V)$.

O fator peso do termo de trabalho deve ser implementado para ambos os cálculos, do trabalho da fronteira e para o termo fonte volumétrico, $\partial p / \partial t$ que aparece na equação da energia. O termo fonte volumétrico discretizado é calculado por

$$\frac{\partial p}{\partial t} \Delta V \approx \frac{(p_j - p_{j-1})}{\Delta t} (\beta_{pV} \Delta V_j - (1 - \beta_{pV}) \Delta V_{j-1}) \quad (\text{II.11})$$

onde ΔV é a dimensão de cada volume de controle.

Watkins (1977) analisou o mesmo problema com uma versão simplificada de seu modelo numérico, onde encontrou o valor para β_{pV} igual a 0,5 como bom, porém imperfeito. Subsequentes pesquisas, Ahmadi-Befrui (1985), concluíram que para aproximar-se bem o comportamento reversível de seus modelos, o termo de trabalho para cada volume de controle tem que ser discretizado como,

$$\frac{\partial p}{\partial t} \Delta V \approx \frac{(p_j - p_{j-1})}{\Delta t} \left(\frac{p_j}{\rho_{j-1}} \right)^2 (\Delta V_j - \Delta V_{j-1}) \quad (\text{II.12})$$

Tal modificação não foi necessário no presente trabalho, conforme pode ser visualizado pela qualidade dos resultados para o caso isentrópico apresentados no capítulo V.

Anexo III

NÚMERO DE NUSSOLT COMPLEXO

Este anexo descreve os passos seguidos por Kornhauser e Smith (1994), na obtenção de uma expressão que fosse capaz de captar a diferença de fase entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura entre o gás e as paredes do cilindro. Tais autores propuseram a utilização do número de Nusselt complexo, creditando à parte imaginária esta diferença de fase.

O fluxo de calor entre o gás e as paredes do compressor, pode ser representado pela lei de Newton, onde a temperatura e o número de Nusselt são escritos em sua forma complexa, sendo que T_c representa a temperatura do gás e T_w a temperatura das paredes sólidas.

$$q_c'' = \frac{k}{D_h} Nu_c (T_c - T_w) \quad (\text{III.1})$$

$$q_c'' = \frac{k}{D_h} (Nu_r + iNu_i) [\Re(T_c - T_w) + i\Im(T_c - T_w)] \quad (\text{III.2})$$

Como a temperatura das paredes é assumida constante no tempo, está possui apenas a parcela real. Desta forma a parte real do fluxo de calor pode ser escrita como

$$\Re(q_c'') = \frac{k}{D_h} [Nu_r [\Re(T_c) - T_w] - Nu_i \Im(T_c)] \quad (\text{III.3})$$

Assume-se também que a variação da temperatura possui a forma senoidal, oscilando em torno do valor médio T_o , escrita na forma

$$T_c = \Re(T_c) + i\Im(T_c) = T_o + T_a \cos(\omega t) + iT_a \sin(\omega t) \quad (\text{III.4})$$

onde a derivada temporal é dada por

$$\frac{dT_c}{dt} = -\omega T_a \text{sen}(\omega t) + i \omega T_a \text{cos}(\omega t) \quad (\text{III.5})$$

Comparando a parcela imaginária da temperatura com a parcela real da derivada temporal da temperatura, pode-se relacionar as partes através da expressão

$$\Im(T_c) = -\frac{1}{\omega} \Re\left(\frac{dT_c}{dt}\right) = -\frac{1}{\omega} \frac{d\Re(T_c)}{dt} \quad (\text{III.6})$$

que se inserida na equação III.3, chega-se a

$$q'' = \Re(q_c'') = \frac{k}{D_h} \left[\text{Nu}_r [\Re(T_c) - T_w] + \frac{\text{Nu}_i}{\omega} \frac{d\Re(T_c)}{dt} \right] \quad (\text{III.7})$$

Fazendo $T = \Re(T_c)$, pode-se finalmente escrever a expressão para o fluxo de calor entre o gás e as paredes na sua forma complexa

$$q'' = \frac{k}{D_h} \left[\text{Nu}_r [T_c - T_w] + \frac{\text{Nu}_i}{\omega} \frac{dT}{dt} \right] \quad (\text{III.8})$$

Anexo IV

CORRELAÇÕES PARA AVALIAR O FLUXO DE CALOR ENTRE O GÁS E AS PAREDES DO CILINDRO DO COMPRESSOR

Este anexo apresenta as correlações utilizadas no Capítulo VI, para avaliar o fluxo de calor entre o gás e as paredes sólidas do compressor. Recomenda-se a leitura dos trabalhos originais antes da utilização das correlações, a fim de obter-se maiores detalhes sobre as mesmas.

Modelo Termodinâmico

Partindo da Primeira Lei da Termodinâmica para um volume de controle que não apresenta entrada ou saída de massa, tem-se que

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} \quad (\text{IV.1})$$

onde, desprezando a energia potencial e cinética, a energia interna é apenas relacionada com a energia interna,

$$E = mu \quad (\text{IV.2})$$

Realizando a derivada temporal tem-se

$$\frac{dE}{dt} = u \frac{dm}{dt} + m \frac{du}{dt} \quad (\text{IV.3})$$

Como o volume de controle não apresenta entrada ou saída de massa, pode-se dizer que não há variação da massa do volume de controle ao longo do tempo, ou seja

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (\text{IV.4})$$

Desta forma pode-se escrever a Primeira Lei da Termodinâmica na forma

$$\frac{du}{dt} = \frac{\dot{Q}}{m} + \frac{\dot{W}}{m} \quad (\text{IV.5})$$

sendo

$$\dot{W} = \frac{dW}{dt} = -p \frac{dV}{dt} \quad (\text{IV.6})$$

Como a energia interna pode ser definida como uma função da temperatura, T , e do volume específico, v , pode-se escrever a derivada como

$$\frac{du}{dt} = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \frac{dT}{dt} + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T \frac{dv}{dt} \quad (\text{IV.7})$$

onde por convenção

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (\text{IV.8})$$

e através da equação de Gibbs para um sistema simples, tem-se que

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = T \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T - p \quad (\text{IV.9})$$

Utilizando-se também as relações de Maxwell, obtém-se

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \quad (\text{IV.10})$$

Desta forma, associando a equação IV.7 com as equações IV.8, IV.9 e IV.10, resulta em

$$\frac{du}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] \frac{dv}{dt} \quad (\text{IV.11})$$

onde pode-se fazer uso da relação

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{m} \frac{dV}{dt} - \frac{V}{m^2} \frac{dm}{dt} = \frac{1}{m} \frac{dV}{dt} \quad (\text{IV.12})$$

obtendo finalmente

$$\frac{du}{dt} = \frac{c_v}{m} \frac{dT}{dt} \frac{dV}{dt} + \frac{T}{m} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \frac{dV}{dt} - \frac{p}{m} \frac{dV}{dt} \quad (\text{IV.13})$$

Combinando as expressões IV.5 e IV.13, obtém-se a expressão para o fluxo de calor entre o gás e as paredes do cilindro do compressor

$$\dot{Q} = c_v \frac{dT}{dt} \frac{dV}{dt} + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \frac{dV}{dt} \quad (\text{IV.14})$$

Annand (1963)

Segundo Annand, o número de Nusselt para a convecção no interior do cilindro pode ser calculado por

$$\text{Nu}(t) = A [\text{Re}(t) \text{Pr}(t)]^{0,7} \quad (\text{IV.15})$$

onde A é uma constante empírica que pode assumir valores entre 0,4 e 0,7, no entanto para o presente trabalho adotou-se o valor 0,28 para a constante A, valor normalmente utilizado em simulações de compressores de refrigeração.

O número de Reynolds é dado por

$$\text{Re}(t) = \frac{\rho(t) V_p D}{\mu(t)} \quad (\text{IV.16})$$

onde a velocidade média do pistão ao longo de um ciclo é calculada por

$$V_p = \frac{4 n e}{60} \quad (\text{IV.17})$$

Adair (1972)

Segundo Adair, o número de Nusselt pode ser expresso por

$$\text{Nu}(t) = 0,053 \text{Re}(t)^{0,8} \text{Pr}(t)^{0,6} \quad (\text{IV.18})$$

onde o número de Reynolds é calculado por

$$\text{Re}(t) = \frac{\rho(t) D_e(t)^2 \omega_g}{2 \mu(t)} \quad (\text{IV.19})$$

e o diâmetro equivalente é dado pela relação

$$D_e(t) = \frac{6 V(t)}{A(t)} \quad (\text{IV.20})$$

onde $V(t)$ representa o volume instantâneo do cilindro e $A(t)$ a área instantânea de transferência de calor no cilindro.

Lawton (1987)

Lawton propôs a inserção de um termo na equação de Annand, deixando a mesma na forma

$$\text{Nu}(t) = A \text{Re}(t)^B - \frac{CL T_w}{T(t) - T_w} \quad (\text{IV.21})$$

onde $A = 0,28$, $B = 0,70$, $C = 2,75$ e

$$L = (\gamma - 1) \frac{\dot{V}(t)}{V(t)} \sqrt{\frac{d^3}{\alpha_0 u_p}} \quad (\text{IV.22})$$

sendo

$$\gamma = c_p/c_v$$

u_p - Velocidade instantânea do pistão [m/s]

$V(t)$ - Volume do cilindro [m³]

$\dot{V}(t)$ - derivada temporal do volume [m³/s]

α_0 - Difusividade na corrente de ar na entrada [m²/s]

d - diâmetro do cilindro [m]

Como seu trabalho foi desenvolvido para motores, foi necessária uma adaptação para que sua formulação pudesse ser utilizada em um cilindro fechado, onde as propriedades que referenciam-se à corrente de ar na entrada, devem ser tomadas iguais aos valores médios encontrados no problema, além de que a constante C foi utilizada igual a 0,25.