

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

Fernanda Perazzolo Disconzi

**ANÁLISE NUMÉRICA DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO
INTERIOR DE CILINDROS DE COMPRESSORES
ALTERNATIVOS DE REFRIGERAÇÃO DOMÉSTICA**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina, para a obtenção do grau de Mestre Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Cesar J. Deschamps, Ph.D.

Florianópolis

2011

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

D611a Disconzi, Fernanda Perazzolo
Análise numérica da transferência de calor no interior
de cilindros de compressores alternativos de refrigeração
doméstica [dissertação] / Fernanda Perazzolo Disconzi ;
orientador, César José Deschamps. - Florianópolis, SC, 2011.
127 p.: il., grafs., tabs.

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

Inclui referências

1. Engenharia mecânica. 2. Compressores. 3. Modelagem
computacional. 4. Turbulência. 5. Transferência de calor.
I. Deschamps, Cesar Jose. II. Universidade Federal de Santa
Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.
III. Título.

CDU 621

Fernanda Perazzolo Disconzi

**ANÁLISE NUMÉRICA DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO
INTERIOR DE CILINDROS DE COMPRESSORES
ALTERNATIVOS DE REFRIGERAÇÃO DOMÉSTICA**

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica, na área de concentração de Engenharia e Ciências Térmicas, aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 1 de julho de 2011.

Prof. Júlio César Passos, Dr.
Coordenador do Curso

Prof. Cesar Jose Deschamps, Ph.D. – Orientador
UFSC

Banca examinadora:

Prof. António Fábio Carvalho da Silva, Dr.Eng. – Presidente
UFSC

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

Prof. Juan Pablo de Lima Costa Salazar, Ph.D.
UFSC

AGRADECIMENTOS

A Deus, em primeiro lugar;

Ao Prof. Cesar pela orientação, ajuda e ensinamentos transmitidos no período do mestrado;

A todos aqueles que, de uma forma ou de outra, ajudaram-me na realização do trabalho;

Aos membros da banca examinadora deste trabalho, bem como aos demais professores do programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da UFSC;

À CAPES e à EMBRACO pelo apoio financeiro a esta pesquisa;

Finalmente, agradeço aos meus pais, a minha irmã e ao meu namorado pelo apoio recebido durante a realização da presente dissertação.

“A caminhada nada mais é do que uma sucessão de primeiros passos.”

RESUMO

A eficiência de compressores alternativos de refrigeração é afetada de forma significativa pelo superaquecimento do gás através do sistema de sucção e, posteriormente, em sua entrada no cilindro. Dentro deste contexto, estimar corretamente o fluxo de calor que ocorre entre as paredes do cilindro e o fluido é crucial na determinação das eficiências volumétrica e isentrópica e, assim, para a otimização do desempenho de compressores. A presente dissertação apresenta o estudo numérico da transferência de calor transiente em cilindros de compressores alternativos de refrigeração doméstica, considerando os processos de compressão, descarga, expansão e sucção. A modelagem computacional do problema, envolvendo formulações bidimensionais e tridimensionais, utiliza o método de volumes finitos e os modelos de turbulência SST, RNG $k-\epsilon$ e $k-\epsilon$ Realizável na solução do escoamento turbulento e compressível, na presença de transferência de calor. A dinâmica das válvulas é descrita com um modelo de um grau de liberdade. Os resultados mostram que o escoamento de alta velocidade que ocorre nos momentos iniciais de abertura das válvulas de sucção e descarga produz taxas elevadas de transferência de calor no cilindro. Efeitos tridimensionais sobre o fluxo de calor no cilindro foram investigados a partir de geometrias de orifício de sucção com três diferentes ângulos de inclinação. Constatou-se que a inclinação do orifício produz uma variação da distribuição do fluxo de calor na lateral do cilindro, mas não altera de forma significativa o calor total trocado no cilindro ao longo de um ciclo. Observou-se que estimativas de fluxo de calor obtidas de correlações disponíveis na literatura apresentam pouca concordância em relação aos resultados obtidos no presente estudo. Uma nova correlação de transferência de calor é proposta e avaliada para diferentes condições de operação do compressor, produzindo resultados satisfatórios.

Palavras-chave: Compressor alternativo, Superaquecimento, Modelação da turbulência, Transferência de calor.

ABSTRACT

The efficiency of reciprocating compressors adopted for refrigeration purpose is significantly affected by gas superheating that takes place as the refrigerant flows through the suction system and enters the cylinder. Therefore, it is quite important to correctly predict heat transfer between the cylinder walls and the refrigerant in order to optimize the compressor performance, by increasing its volumetric and isentropic efficiencies. This dissertation considers the numerical modeling of the heat transfer process within the cylinder of reciprocating compressors used for household refrigeration, taking into account contributions of the compression, discharge, expansion and suction processes. The mode is tested for two-dimensional and three-dimensional formulations and numerically solved via the finite volume method. Three different turbulence models (SST, Realizable $k-\epsilon$ and RNG $k-\epsilon$) have been adopted to solve the associated compressible, turbulent flow in the presence of heat transfer. The dynamics of both valves is described with a single degree-of-freedom model. The results show that high-speed flow that occurs in the initial opening stages of the suction and discharge valves gives rise to high rates of heat transfer in the cylinder. On the other hand, the analysis reveals that the inclination of the suction orifice, commonly adopted in actual compressors, affects the heat flux distribution on the cylinder lateral wall. Nevertheless, the overall heat transfer over a complete cycle is virtually insensitive to such geometric feature. It was also observed that estimates for in-cylinder heat flux given by correlations available in the literature are not in agreement with the numerical results obtained in the present study. A new correlation is proposed and tested for different compressor operating conditions, showing satisfactory results.

Keywords: Reciprocating compressor, Superheating, Turbulence modeling, Heat transfer.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – (a) Ciclo de refrigeração. (b) Diagrama P-h.....	20
Figura 2 – Componentes de um compressor alternativo hermético: (a) Vista do conjunto com a carcaça e detalhe do motor; (b) Vista isolada do mecanismo de compressão.	22
Figura 3 – (a) Posições do pistão: (A) início da expansão, (B) início da sucção, (C) início da compressão, (D) início da descarga. (b) Diagrama P-V.	23
Figura 4 – Fontes de perdas termodinâmicas em um compressor de 900 BTU/h, operando com R134a.....	25
Figura 5 – Variação da pressão e fluxo de calor no cabeçote do cilindro, para diferentes velocidades: (a) 1500rpm e (b) 2500rpm. Reproduzido de Rakopoulos e Mavropoulos (2000).	30
Figura 6 – (a) Esquema do domínio computacional. (b) Taxa de transferência de calor. Reproduzido de Recktenwald et al. (1986).	33
Figura 7 – Variações locais do coeficiente de transferência de calor com relação ao ângulo do eixo. Reproduzido de Mohammadi et al. (2008).	35
Figura 8 – Comparação entre o resultado numérico e resultado da correlação para o coeficiente de transferência de calor. Reproduzido de Mohammadi et al. (2008).	35
Figura 9 – (a) Posições 1, 2 e 3 no cabeçote. (b) Processos I, II, III e IV. Reproduzido de Mohammadi e Yaghoubi. (2010).	36
Figura 10 – Comparação de valores de h obtidos por simulação e estimados por correlações. Reproduzido de Mohammadi e Yaghoubi. (2010).	37
Figura 11 – Comparação entre fluxos de calor obtidos por medição experimental e por utilização de correlações, em quatro pontos do cabeçote de um motor GM. Reproduzido de Rakopoulos et al. (2010).	39
Figura 12 – Regiões do escoamento junto à parede.	52
Figura 13 – Célula junto à parede.	54
Figura 14 – Identificação dos locais das dimensões do compressor.	63

Figura 15 – Representação esquemática da geometria axissimétrica: (a) modelo de sucção; (b) modelo de descarga.....	65
Figura 16 – Geometria tridimensional.	66
Figura 17 – Ângulos de inclinação do orifício de sucção.	66
Figura 18 – Modelo de camadas dinâmicas.	70
Figura 19 – Modelo de como é aplicada as interfaces deslizantes.	71
Figura 20 – (a) Malha para o modelo da sucção. (b) Malha para o modelo da descarga.....	76
Figura 21 – Fluxo de calor total no cilindro para as três malhas, nos processos de compressão (A), descarga (B), expansão (C) e sucção (D).	77
Figura 22 – Fluxo de calor total para diferentes discretizações de tempo.	79
Figura 23 – Convergência da solução dos modelos de turbulência em relação ao refino de malha.	81
Figura 24 – Fluxos de calor total para os modelos de turbulência analisados.....	82
Figura 25 – Fluxos de calor para função-parede padrão e tratamento de parede aprimorado.	84
Figura 26 – Detalhe da malha tridimensional no plano de simetria.	86
Figura 27 – Representação dos planos de simetria do modelo tridimensional para os diferentes ângulos de inclinação.....	86
Figura 28 – (a) Fluxo de calor e (b) coeficiente de transferência de calor para os casos bi e tridimensional.....	88
Figura 29 – Campos de magnitude de velocidade (a) e de intensidade turbulenta (b) para os três graus de inclinação do orifício.	90
Figura 30 – (a) Campos de pressão. (b) Campos de temperatura.....	91
Figura 31 – Divisão da parede lateral do cilindro.	92
Figura 32 – Distribuição do fluxo de calor nas laterais do cilindro para diferentes inclinações do orifício de sucção: (a) 30° e (b) 60°.....	93
Figura 33 – Coeficientes de transferência convectiva de calor nas laterais do cilindro para diferentes inclinações do orifício de sucção: (a) 30° e (b) 60°.....	94

Figura 34 – Fluxo de calor total para os três graus de inclinação do orifício.	95
Figura 35 – Deslocamento da válvula de sucção e fluxo de massa na entrada do cilindro.....	96
Figura 36 – Fluxo de calor das paredes da câmara de compressão.	97
Figura 37 – Vetores que evidenciam o refluxo durante o fechamento da válvula de descarga.	98
Figura 38 – Vetores velocidade e campo de temperatura [$^{\circ}\text{C}$] para (a) $\omega t = 228^{\circ}$ e (b) $\omega t = 255^{\circ}$	99
Figura 39 – Deslocamento da válvula e fluxo de massa.	101
Figura 40 – Linhas de corrente próximas à válvula de descarga, correspondentes às posições I, II, III e IV da Figura 39.	102
Figura 41 – Coeficiente de transferência de calor para as paredes do cilindro.	103
Figura 42 – Valores de $y +$ junto às paredes do cilindro.	103
Figura 43 – Comparação entre valores constantes e expressões para Prt , para o modelo Realizable $k-\epsilon$	104
Figura 44 – Fluxos de calor previsto no presente estudo e estimados através de correlações.....	107
Figura 45 – Fluxo de calor previsto pela simulação e estimado pelas correlações propostas.	109
Figura 46 – Fluxo de calor estimado pela correlação e previsto pela simulação, para as rotações de (a) 1500rpm e (b) 4500rpm.	110
Figura 47 – Fluxo de calor estimado pela correlação e previsto pela simulação, para as condições (a) MBP e (b) HBP.....	111
Figura 48 – Fluxo de calor estimado pela correlação e previsto pela simulação, para o fluido R600a.	112

LISTA DE SÍMBOLOS

c_p	Calor específico à pressão constante
C	Comprimento da biela
D	Diâmetro do cilindro
f	Frequência de operação
h	Coefficiente de transferência convectiva de calor ($h = Q/(T_p - T_f)$)
K	Condutividade térmica
k	Energia cinética turbulenta
L	Curso do pistão
l_μ, l_ε	Escalas de comprimento
\dot{m}	Fluxo de massa
Nu	Número de Nusselt ($Nu = hD/K$)
P	Pressão
Pe	Número de Peclet ($Pe = c_p L \rho \bar{V}_p / K$)
Pr	Número de Prandtl ($Pr = c_p \mu / K$)
Pr_t	Número de Prandtl turbulento
Q	Fluxo de calor
\dot{Q}	Taxa de troca de calor
R	Constante Universal dos gases perfeitos
Re	Número de Reynolds
Re_y	Número de Reynolds turbulento
t	Tempo
T	Temperatura
T_p, T_f	Temperaturas da parede e do fluido, respectivamente
u^+	Velocidade adimensional
u^*	Velocidade de fricção
\bar{V}_p	Velocidade média do pistão
y	Distancia até a parede
y^+	Distância adimensional da parede ($y^+ = u^* y / \nu$)
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta

κ	Constante de Von Kármán (= 0.4187)
ν	Viscosidade cinemática do fluido
μ	Viscosidade dinâmica do fluido
μ_t	Viscosidade turbulenta
ρ	Densidade
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	CONSIDERAÇÕES INICIAIS	19
1.2	O CICLO DE REFRIGERAÇÃO	20
1.3	COMPRESSOR ALTERNATIVO DE REFRIGERAÇÃO DOMÉSTICA	21
1.4	O SUPERAQUECIMENTO E SEUS EFEITOS	24
1.5	OBJETIVO GERAL	25
1.6	ORGANIZAÇÃO DO DOCUMENTO	25
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	26
2.1	INTRODUÇÃO	26
2.2	INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL	26
2.3	ANÁLISE NUMÉRICA	31
2.4	OBJETIVOS ESPECÍFICOS	39
3	MODELAGEM MATEMÁTICA	41
3.1	INTRODUÇÃO	41
3.2	EQUAÇÕES GOVERNANTES	41
3.3	MODELOS DE VISCOSIDADE TURBULENTA	44
3.3.1	Modelo RNG k- ϵ	45
3.3.2	Modelo k- ϵ Realizável	48
3.3.3	Modelo SST	49
3.4	TRATAMENTO DA REGIÃO JUNTO ÀS PAREDES SÓLIDAS	51
3.4.1	Tratamento de parede para modelos de turbulência de altos números de Reynolds	53
3.4.2	Modelo SST	60
3.5	O NÚMERO DE PRANDTL TURBULENTO	60
4	MODELOS E PROCEDIMENTO DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA	62

4.1	INTRODUÇÃO.....	62
4.2	CARACTERÍSTICAS DO PROBLEMA	62
4.3	MODELOS DE SIMULAÇÃO.....	63
4.3.1	Modelos bidimensionais	64
4.3.2	Modelos tridimensionais	66
4.4	MÉTODO NUMÉRICO.....	67
4.5	FRONTEIRAS MÓVEIS	68
4.6	CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO	71
5	RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES E DISCUSSÕES	73
5.1	INTRODUÇÃO.....	73
5.2	VERIFICAÇÃO DO MODELO	73
5.2.1	Erros de truncamento	73
5.2.2	Modelação da turbulência	79
5.3	EFEITOS GEOMÉTRICOS NA TRANSFERÊNCIA DE CALOR.....	85
5.3.1	Campos de velocidade e intensidade turbulenta.....	87
5.3.2	Campos de pressão e temperatura.....	89
5.3.3	Transferência de calor	92
5.4	ANÁLISE DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO CILINDRO	96
5.5	EFEITO DO NÚMERO DE PRANDTL TURBULENTO	103
5.6	CORRELAÇÃO PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO CILINDRO.....	105
5.7	CONSIDERAÇÕES FINAIS	113
6	CONCLUSÕES.....	115
6.1	CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES	115
6.2	PRINCIPAIS CONCLUSÕES	115
6.3	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	117
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	118
	APÊNDICE A – Detalhamento do Modelo de Turbulência SST ..	125

1 INTRODUÇÃO

1.1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS

Segundo Dossat (1980, p. 159), “a refrigeração é definida como o ramo da ciência que trata dos processos de redução e conservação da temperatura de um espaço ou material, abaixo da temperatura do ambiente circundante”. Ou ainda, em uma definição bem mais simples, refrigeração é o processo de remoção de calor de um corpo ou ambiente.

Assim sendo, sistemas de refrigeração foram desenvolvidos com a finalidade de refrigerar um corpo ou um espaço. Tais sistemas são extremamente importantes em aplicações industriais, comerciais e domésticas, sendo utilizados na climatização de ambientes, no arrefecimento de componentes eletrônicos, na estocagem e transporte de alimentos perecíveis, etc.

O desenvolvimento dos sistemas de refrigeração é baseado em diferentes tecnologias de refrigeração, sendo que a mais empregada utiliza o princípio da compressão mecânica de vapor, na qual o efeito de refrigeração é produzido pela retirada de calor do ambiente através da evaporação de um líquido a baixa temperatura e pressão. Para alcançar a refrigeração, utilizam-se também sistemas de absorção, adsorção, ciclos a gás (Brayton), Stirling e termoeletricidade.

Após 1930, os sistemas de refrigeração por compressão de vapor passaram a dominar o mercado devido à:

- invenção dos CFCs (Cloro-Fluor-Carbono), utilizados como fluido refrigerante. Esses fluidos se caracterizaram por serem atóxicos, não infamáveis e menos corrosivos que os refrigerantes até então utilizados, como a amônia e o butano;
- redução do preço da energia elétrica;
- utilização de verniz isolante em motores elétricos, reduzindo seu tamanho e, conseqüentemente, seu custo.

A partir da metade do século XX ocorreram grandes avanços em relação ao desempenho de sistemas de refrigeração por compressão mecânica de vapor, através, principalmente, do aumento da eficiência do compressor.

1.2 O CICLO DE REFRIGERAÇÃO

O ciclo de refrigeração por compressão mecânica de vapor é composto por quatro processos fundamentais, onde há mudança de estado ou condição do fluido refrigerante: expansão, vaporização, compressão e condensação, sendo Perkins (1834) o primeiro a fazer uma descrição completa deste ciclo. Ele propôs um mecanismo (Figura 1(a)), no qual um fluido refrigerante, à baixa temperatura e pressão, evapora no interior de um trocador de calor (evaporador) que está em contato térmico com o ambiente ou substância que se deseja resfriar. Assim, o fluido que evapora, retira calor do meio ou da substância, produzindo o efeito de refrigeração desejado. Após passar pelo evaporador, o fluido refrigerante em estado gasoso é admitido e comprimido pelo compressor, elevando sua temperatura e pressão, sendo descarregado no condensador. No condensador, o fluido condensa, cedendo calor para o ambiente que o envolve, o qual está a uma temperatura mais baixa. Em seguida, o líquido passa por um dispositivo de expansão, reduzindo assim a pressão até o valor da pressão necessária no evaporador, iniciando então um novo ciclo.

O processo de compressão é muitas vezes considerado como adiabático, no qual a entalpia do gás é aumentada por uma quantidade igual ao trabalho efetuado na compressão do gás. Isto, na verdade não ocorre, pois existe sempre transferência de calor entre o gás e as paredes do cilindro do compressor.

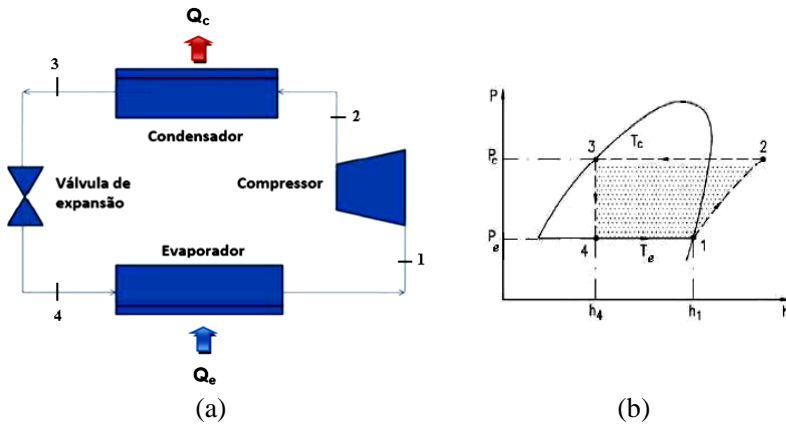


Figura 1 – (a) Ciclo de refrigeração. (b) Diagrama P-h.

Cada processo no ciclo é de grande importância, pois a mudança de qualquer um deles provocará mudanças em todos os demais processos do ciclo. Os processos termodinâmicos associados ao ciclo de refrigeração podem ser representados através de um diagrama pressão-entalpia (P-h), conforme ilustrado na Figura 1(b).

1.3 COMPRESSOR ALTERNATIVO DE REFRIGERAÇÃO DOMÉSTICA

O compressor tem grande importância no ciclo de refrigeração, pois é responsável pela elevação de pressão e pela vazão de fluido refrigerante necessárias no sistema.

Existem vários tipos de compressores, sendo os compressores alternativos (Figura 2) os mais utilizados em sistemas de refrigeração doméstica. Esses compressores são denominados herméticos, uma vez que o conjunto motor-compressor fica dentro de uma carcaça hermeticamente selada, evitando assim o vazamento de fluido refrigerante.

Sinteticamente, o compressor alternativo é estruturalmente composto por três mecanismos ou sistemas: sucção, compressão e descarga. Cada mecanismo possui seus componentes que são responsáveis pelo funcionamento do mesmo. No sistema de sucção e descarga de compressores alternativos é comum a utilização de válvulas de palheta, cuja abertura e fechamento são controlados pela diferença de pressão entre as câmaras de sucção ou descarga e a câmara de compressão.

A compressão é feita em uma câmara, cujo volume varia devido ao movimento alternado de um pistão ligado, por exemplo, a um mecanismo do tipo biela-manivela. Quando o pistão em movimento ascendente no cilindro comprime o gás, a válvula de descarga abre e deixa o gás escapar após ser atingida a pressão de descarga. Ao final do movimento de ascensão, a válvula de descarga fecha e o pistão inverte então o sentido de seu movimento. Depois de certo intervalo de tempo, a válvula de sucção abre e gás é admitido no cilindro, preenchendo a câmara à medida que o pistão se move.

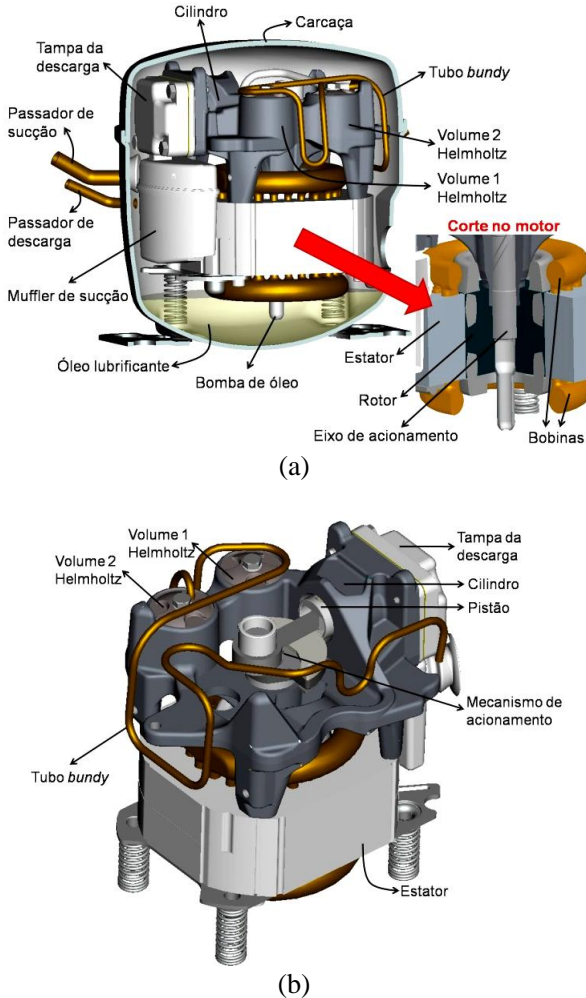


Figura 2 – Componentes de um compressor alternativo hermético: (a) Vista do conjunto com a carcaça e detalhe do motor; (b) Vista isolada do mecanismo de compressão.

A Figura 3 mostra a posição do pistão em quatro pontos de seu trajeto dentro do cilindro e o respectivo ciclo de compressão. O ciclo de compressão pode ser iniciado com a reexpansão do fluido refrigerante da posição A até a posição B, conforme o movimento descendente do pistão. Neste período, a pressão diminui gradativamente até chegar ao

ponto B, onde a pressão no cilindro é menor que a pressão na câmara de sucção, ocorrendo a abertura da válvula de sucção. Do ponto B ao ponto C, fluido refrigerante é admitido para dentro da câmara de compressão. Quando a válvula de sucção fecha, no ponto C, o pistão inicia seu movimento ascendente, comprimindo o fluido. No momento em que o pistão atinge o ponto D, a pressão no cilindro alcança um valor maior do que a pressão na câmara de descarga e, então, a válvula de descarga abre. Da posição D até a posição A, ocorre a descarga do fluido refrigerante para a câmara de descarga. No fim de curso do pistão, posição A, as pressões da câmara de descarga e de compressão estão praticamente iguais e assim a válvula de descarga se fecha, reiniciando-se um novo ciclo. O ciclo de compressão pode ser representado por um diagrama pressão-volume (P-V), no qual estão indicadas as posições A, B, C e D do pistão (Figura 3 (b)).

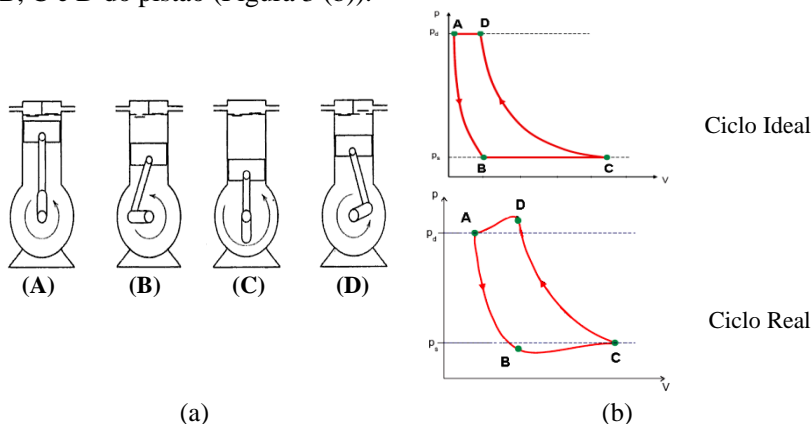


Figura 3 – (a) Posições do pistão: (A) início da expansão, (B) início da sucção, (C) início da compressão, (D) início da descarga. (b) Diagrama P-V.

O ciclo de compressão como descrito anteriormente é considerado ideal. No ciclo real, os processos de sucção e de descarga não ocorrem à pressão constante, pois uma diferença de pressão é sempre necessária para superar a rigidez e a inércia da válvula durante a sua abertura. Além disto, em um ciclo real a posição do pistão no momento de fechamento da válvula de sucção nem sempre coincide com o ponto morto inferior.

1.4 O SUPERAQUECIMENTO E SEUS EFEITOS

Na região da câmara de compressão (cilindro) ocorre a transferência de calor do cilindro para o gás durante o processo de sucção, um fenômeno denominado superaquecimento do gás. O superaquecimento durante a entrada de gás no cilindro reduz a eficiência volumétrica do compressor, uma vez que provoca a expansão do gás, reduzindo assim a massa que encherá o cilindro e que será disponibilizada ao sistema. O aquecimento no cilindro aumenta quando a taxa de compressão aumenta, pois o trabalho de compressão torna-se maior e o mesmo acontecendo com a temperatura no final da compressão. Isto causa uma elevação na temperatura das paredes do cilindro e outras partes do compressor, contribuindo sobre o superaquecimento até mesmo no sistema de sucção.

A eficiência volumétrica (η_v) é um parâmetro importante na análise do superaquecimento e é definida como a razão entre a vazão mássica real e a vazão mássica ideal que seria obtida se todo o volume deslocado pelo compressor fosse preenchido com fluido refrigerante com densidade igual àquela na entrada do compressor:

$$\eta_v = \frac{m}{V} \times v_1 \quad (1.1)$$

onde m [kg] representa a massa total de gás admitida até o completo fechamento da válvula de sucção, V [m³] representa a soma do volume total deslocado pelo compressor com o volume morto e v_1 [m³/kg] é a densidade do fluido refrigerante na entrada do compressor. À medida que η_v aumenta, melhora-se o desempenho do compressor, pois há maior quantidade mássica sendo disponibilizada ao sistema.

Além de afetar a eficiência volumétrica, o superaquecimento influi também nas irreversibilidades termodinâmicas, conforme resultados de Ribas et al. (2008), reproduzidos na Figura 4.

Recentemente, o interesse na transferência de calor em compressores alternativos tem se intensificado devido à sua importância no desempenho do mesmo. A avaliação da transferência de calor entre o refrigerante e a parede do cilindro requer uma análise em regime transiente do ciclo de compressão, devido à variação do volume da câmara de compressão e também pela ação das válvulas de sucção e de descarga, os quais alteram o padrão de escoamento no cilindro.

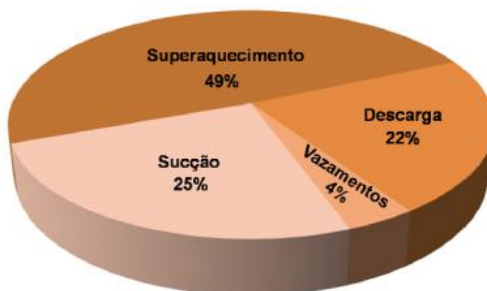


Figura 4 – Fontes de perdas termodinâmicas em um compressor de 900 BTU/h, operando com R134a.

1.5 OBJETIVO GERAL

A presente dissertação considera a análise numérica da transferência de calor no interior de cilindros de compressores alternativos de refrigeração doméstica, buscando determinar a sua influência no superaquecimento do fluido refrigerante no compressor.

1.6 ORGANIZAÇÃO DO DOCUMENTO

Após a presente introdução, o capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica do estado da arte da pesquisa da transferência de calor em cilindros de compressores e motores de combustão interna, indicando também os objetivos específicos do estudo. Na sequência, a modelagem matemática é descrita em detalhes no capítulo 3, com destaque às equações governantes e modelos de turbulência. No capítulo 4, apresentam-se os modelos numéricos desenvolvidos para a simulação do escoamento e da transferência de calor no cilindro. O capítulo 5 é dedicado à apresentação e discussão dos resultados e o capítulo 6 traz uma síntese das principais conclusões, contribuições do estudo e sugestões para trabalhos futuros.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 INTRODUÇÃO

Conforme já discutido, a transferência de calor no interior do cilindro de compressores alternativos é de grande importância no superaquecimento do fluido refrigerante. A presente revisão bibliográfica considerou os estudos realizados tanto em compressores como em motores de combustão interna, em função da similaridade de seus processos de compressão. A fim de facilitar o entendimento das informações, os trabalhos foram separados de acordo com a sua natureza: investigação experimental ou análise numérica. No final deste capítulo, apresenta-se um resumo da situação atual das pesquisas e definem-se os objetivos específicos da dissertação.

2.2 INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL

Annand e Ma (1970) caracterizaram experimentalmente o fluxo de calor instantâneo no interior da câmara de compressão de um motor de combustão interna. As medições de temperatura foram realizadas com termopares especialmente desenvolvidos para esta finalidade e o fluxo de calor foi calculado de forma indireta através dessas medições. O fluxo de calor foi dividido em uma componente estacionária, avaliada de médias temporais das medições de temperatura dentro da parede metálica, e em uma componente transiente obtida das variações de temperatura na superfície da parede. Os autores concluíram que não é adequado considerar o fluxo de calor por meio de uma formulação unidimensional, pois existe uma variação significativa de temperatura ao longo da superfície, ocorrendo de forma não linear. Os resultados demonstraram que a magnitude do fluxo de calor ao longo do ciclo depende bastante da posição na parede. A partir dos dados experimentais, uma correlação foi proposta para o cálculo da transferência de calor instantânea na câmara de compressão, levando em conta as trocas de calor por convecção e por radiação.

Provavelmente, a primeira investigação experimental da transferência de calor instantânea em cilindro de compressores alternativos foi realizada por Adair et al. (1972). Com base nas medições de um termopar de resposta rápida montado no cabeçote do cilindro, eles propuseram uma expressão para a transferência de calor instantânea que correlaciona a média temporal de dados de transferência

de calor. Mais tarde, Liu e Zhou (1984) mediram a distribuição de temperatura na parede do cilindro para diferentes razões de pressão, temperaturas de sucção e velocidades do compressor, obtendo uma correlação de transferência de calor através da aplicação da primeira lei da termodinâmica.

Lee e Smith (1980) mediram a temperatura, a pressão e o volume deslocado no cilindro de um compressor alternativo e calcularam o fluxo de massa instantâneo, a fim de estimar a taxa de transferência de calor através da primeira lei da termodinâmica. Observaram que o baixo desempenho do compressor é causado pela geração de entropia associada com a transferência de calor entre a parede do cilindro e o gás. Também constataram que havia uma diferença de fase entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura média do gás e a parede. Além disso, os autores notaram que a transferência de calor instantânea no cilindro é bastante alta, porém, quando integrada sobre um ciclo completo, é aproximadamente zero.

Kornhauser e Smith (1989) analisaram a transferência de calor no interior de um duto de seção anular no qual foi induzido um escoamento oscilatório, observando que a transferência de calor pode ficar defasada em relação à diferença entre a temperatura média do fluido e a temperatura da parede. Assim, os autores sugeriram uma descrição da transferência de calor através de um número de Nusselt complexo, proposto inicialmente por Pfriem em 1940, no qual o fluxo calor consiste de uma parcela proporcional à diferença de temperatura mais uma parcela proporcional à taxa de variação da temperatura. Resultados experimentais para fluxo de calor instantâneo e temperatura do gás em seis locais ao longo do duto mostraram que o número de Nusselt complexo é adequado para descrever o fluxo de calor na parede.

Shiva Prasad (1992) obteve experimentalmente a taxa de transferência de calor nas paredes do cilindro, com o emprego de um sensor de fluxo de calor comercial de tamanho pequeno e flexível para se ajustar à curvatura da parede. Dois sensores foram montados no interior do cilindro, um entre as válvulas de sucção e outro entre as válvulas de descarga. Juntamente com o sensor de fluxo de calor, foi montado um termopar para medir a temperatura da superfície. A temperatura do gás dentro do cilindro foi medida usando micro-termopares em três locais, dois deles junto aos sensores de fluxo de calor e um no centro do cabeçote.

Através dos dados experimentais, Shiva Prasad (1992) observou que temperaturas e taxas de transferência de calor variam espacialmente. Verificou também que a transferência de calor na parede próxima à

válvula de sucção é bem menor do que aquela junto à válvula de descarga, justificando que isso se deve ao fato da temperatura da parede ser consideravelmente maior perto da válvula de descarga. Da mesma forma como observado em outros trabalhos na literatura, o autor constatou um atraso entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura entre o gás e a parede nos processos de expansão e de sucção. O autor concluiu que o calor entregue ao gás na câmara de compressão é uma das principais contribuições para o superaquecimento em compressores alternativos.

Fagotti et al. (1994) fizeram uma avaliação de correlações de transferência de calor disponíveis na literatura, com referência a medições de temperatura realizadas em um pequeno compressor hermético alternativo. Segundo os autores, os modelos de Polman (1981) e Liu e Zhou (1984) dão origem a resultados inconsistentes para algumas condições de operação. As melhores concordâncias observadas entre dados experimentais e correlações foram verificadas com as correlações de Brok et al. (1980), Adair et al. (1972) e Annand (1963), sendo esta última a proposta que melhor previu os dados experimentais.

Complementando o estudo anterior, Kornhauser e Smith (1994) afirmaram que a transferência de calor durante a compressão e a expansão pode ficar defasada em relação à diferença entre a temperatura média do fluido e a temperatura da parede do cilindro. Os autores explicaram que embora quase todos os modelos de transferência de calor sejam baseados na lei de resfriamento de Newton, a mesma pode não ser válida durante os processos de compressão e de expansão. Como consequência desta diferença de fase, a definição convencional do número de Nusselt pode resultar em valores negativo, infinito e zero, mesmo quando a diferença de temperatura indicaria um valor positivo. Kornhauser e Smith (1994) propuseram uma extensão da lei de resfriamento de Newton que permite modelar a diferença de fase entre a transferência de calor e a diferença entre a temperatura média do fluido e a temperatura da parede do cilindro. Para tanto, definiram um número de Nusselt complexo que se mostrou capaz de correlacionar a magnitude e a fase das medidas de transferência de calor como uma função de um número de Peclet oscilante.

Cheng (1995) desenvolveu um aparato experimental semelhante ao de Kornhauser e Smith (1989), porém com algumas melhorias para medições mais precisas de velocidade, pressão, temperatura e fluxo de calor. Seus resultados confirmaram a defasagem entre a diferença de temperatura e o fluxo de calor. Os resultados mostraram ainda que a diferença de fase depende de um número de Peclet oscilante e ângulo de

manivela do compressor. O autor explica que durante a compressão, trabalho de compressão é feito pelo pistão sobre o fluido e a temperatura média deste aumenta para um valor acima da temperatura da parede. A lei de resfriamento de Newton é uma correlação para fenômenos estacionários e, como tal, preveria uma transferência de calor líquida do fluido para a parede. Entretanto, a temperatura da porção de fluido junto às paredes do cilindro pode ser bem próxima daquela da parede do cilindro em processos transientes, fazendo com que a transferência de calor real seja diferente do valor previsto pela lei de resfriamento de Newton. Por outro lado, no processo de expansão ocorre um fenômeno similar, mas de natureza inversa. Há momentos no ciclo de compressão em que não existe diferença entre a temperatura média da mistura e a temperatura da parede, mas há uma transferência de calor não nula, resultando em um número de Nusselt infinito se a lei do resfriamento fosse usada. Cheng (1995) observou que as correlações desenvolvidas para regime estacionário não podem ser aplicadas em tais condições transientes. Concluiu ainda que a diferença de fase entre a transferência de calor e a diferença de temperatura é própria em fenômenos oscilatórios.

Hsieh e Wu (1996) investigaram experimentalmente a transferência de calor em um compressor alternativo de dois estágios, propondo correlações a partir de medições de fluxo de calor e de grandezas associadas ao escoamento. Constataram que durante o processo de descarga torna-se necessário adicionar um termo na correlação de transferência de calor. Tal termo é representado pelo número de Reynolds baseado na velocidade do pistão e nas propriedades do escoamento no início do processo de descarga. Isto se deve ao fato de haver maior taxa de transferência de calor devido ao aumento da velocidade do escoamento no interior do cilindro.

Rakopoulos e Mavropoulos (2000) analisaram experimentalmente o fluxo de calor instantâneo no cabeçote do cilindro, durante o ciclo de um motor diesel quatro tempos, refrigerado a ar, com injeção direta. Os sinais de temperatura transiente foram separados em duas partes. Uma delas se refere a termos de resposta longa, resultantes de grandes escalas de tempo, da ordem de segundos. A outra é associada a termos de pequena escala de tempo, resultantes de flutuações de temperatura e pressão do gás ao longo do ciclo do motor, da ordem de milissegundos. Uma formulação de condução de calor unidimensional e uma análise de Fourier de dados de temperatura foram adotadas para calcular o fluxo de calor instantâneo no cilindro. Os autores concluíram que o aumento da velocidade do motor, sob carga constante, aumenta o

pico do fluxo de calor no cabeçote do cilindro, devido ao aumento do coeficiente de transferência de calor (Fig. 5). Os registros de pressão sob as mesmas condições confirmam esta conclusão, uma vez que o pico de máximo é reduzido. Também foi observado que o fluxo de calor no cabeçote do cilindro fica praticamente em fase com a respectiva pressão do gás.

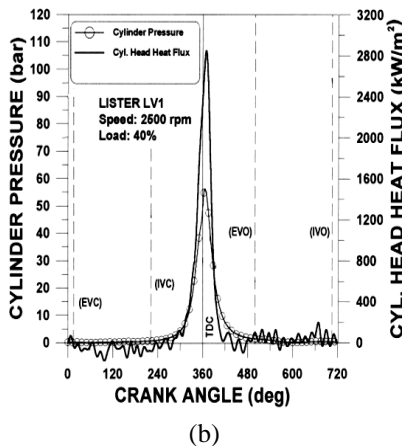
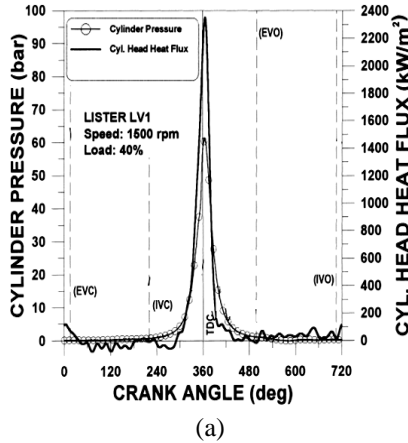


Figura 5 – Variação da pressão e fluxo de calor no cabeçote do cilindro, para diferentes velocidades: (a) 1500rpm e (b) 2500rpm. Reproduzido de Rakopoulos e Mavropoulos (2000).

2.3 ANÁLISE NUMÉRICA

Chong et al. (1976) apresentaram um procedimento de solução numérica para a transferência de calor e pressão no cilindro de um compressor alternativo de ar, com diâmetro de 8,23cm e curso do pistão de 12,7cm. Os autores assumiram algumas simplificações, tais como geometria axissimétrica, escoamento laminar e calor específico variando somente com a temperatura. Um sistema de coordenadas cilíndricas foi empregado em conjunto com uma malha computacional com número fixo de elementos, fazendo com que a mesma se contraia quando o pistão realiza o processo de compressão.

As previsões de Chong et al. (1976) foram feitas para o processo de compressão com as velocidades de 10 e 600rpm e razão de compressão de 6:1. Para a velocidade de 10rpm, os autores verificaram que uma camada limite se desenvolve junto à parede do cilindro e que ao final do curso de compressão surge um vórtice toroidal que, com o retorno do pistão, se move em direção ao eixo do cilindro. A formação do vórtice tende a aumentar a transferência de calor para as superfícies do cilindro pela convecção forçada. O núcleo central de fluido mais aquecido é transportado por meio da advecção em direção às regiões de paredes mais frias, enquanto o fluido mais frio na interface do pistão com a lateral do cilindro é forçado em direção ao núcleo, aumentando a transferência de calor. Também foi observado que o pico do fluxo de calor nas paredes laterais do cilindro é alcançado antes da máxima temperatura do gás, pois há a redução da área de transferência de calor. Para a velocidade de 600rpm, as variações da velocidade, temperatura, pressão e fluxo de calor são similares àquelas para baixa velocidade, porém a espessura da camada limite é bastante reduzida e há pouca ou nenhuma recirculação do fluido. Além disto, para a velocidade de 600rpm, os picos de pressão e de fluxo de calor previstos são cerca de 7% e 30%, respectivamente, maiores do que aqueles da menor velocidade.

Chong et al. (1976) observaram que a convecção é suprimida e a transferência de calor por condução torna-se dominante quando a velocidade aumenta de 10 rpm para 600 rpm. Para uma velocidade intermediária de 100 rpm, a transferência convectiva de calor não é significativa. Em tais condições, a transferência de calor pode ser considerada como um problema de condução unidimensional, devido à espessura da camada limite térmica em cada uma das superfícies do cilindro.

Recktenwald et al. (1986) utilizaram dois modelos numéricos para investigar a transferência de calor instantânea entre as paredes do cilindro e o gás em um compressor alternativo. Um dos modelos, o modelo integral, utilizou balanços integrais de energia e massa para prever as propriedades termodinâmicas globais médias do gás no cilindro, com a transferência de calor sendo calculada a partir de uma correlação para o coeficiente de transferência de calor. O outro modelo, o modelo diferencial, resolve as equações diferenciais transientes da continuidade, quantidade de movimento e energia para o gás dentro do cilindro com a técnica de diferenças-finitas.

No modelo integral, analisaram-se as câmaras de descarga e sucção e o cilindro e, em cada uma dessas regiões, a pressão e a temperatura foram consideradas uniformes. A dinâmica das válvulas foi incluída para estimativas de fluxos transientes nos orifícios de passagem das mesmas. O escoamento nas válvulas foi relacionado à abertura das válvulas e à diferença de pressão entre o cilindro e as câmaras de sucção e de descarga. No modelo diferencial, os autores adotaram um domínio de cálculo bidimensional, axissimétrico, delimitado pelo cabeçote, paredes laterais do cilindro, pistão e o eixo de simetria do cilindro, conforme Fig. 6(a). O domínio foi dividido em três regiões: (1) volume morto, (2) espaço entre o volume morto e a válvula de sucção, (3) espaço entre a válvula de sucção e o pistão. A malha computacional se ajusta de acordo com os movimentos da válvula de sucção e do pistão. Foi empregada a hipótese de gás ideal em conjunto com um modelo de turbulência simplificado, onde a viscosidade turbulenta é dada por $\mu_t = \rho \bar{V}_p D / Re_y$, sendo \bar{V}_p a velocidade média do pistão, D o diâmetro do cilindro, ρ a densidade e Re_y o número de Reynolds turbulento igual a 250 (escolhido por estar entre os valores que ocorrem em situações práticas). O método SIMPLER foi adotado para o acoplamento entre as previsões numéricas dos campos de pressão e de velocidade.

Os autores verificaram que a pressão no cilindro, prevista pelos dois modelos, apresentam boa concordância, exceto durante o processo de descarga. Por outro lado, os resultados dos dois modelos para a variação de temperatura se apresentaram com valores bem distintos. O modelo integral prevê temperaturas mais elevadas durante os processos de descarga e expansão, enquanto o modelo diferencial prevê temperaturas maiores durante sucção e compressão. As discrepâncias entre os históricos de temperaturas é um reflexo da notável discordância nas taxas instantâneas de transferência de calor avaliadas nas paredes, conforme ilustra a Fig.6(b). Durante a compressão a taxa da

transferência de calor previsto pelo modelo diferencial alcança um pico de -6850W enquanto que o modelo integral prevê uma taxa de apenas -150W (o sinal negativo representa que calor é transferido do gás para a parede). Durante o processo de sucção o modelo diferencial prevê um pico de 3340W e o modelo integral fornece uma estimativa de 340W . É importante notar que há grandes diferenças entre os resultados de ambos os métodos, porém é difícil concluir sobre qual deles recai a maior imprecisão.

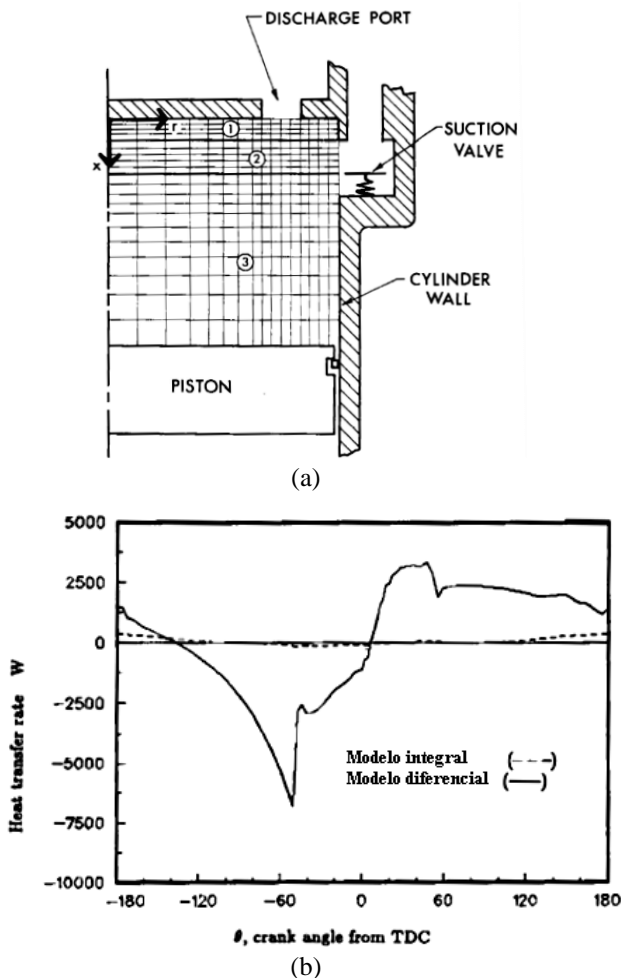


Figura 6 – (a) Esquema do domínio computacional. (b) Taxa de transferência de calor. Reproduzido de Recktenwald et al. (1986).

Fagotti e Prata (1998) apresentaram uma correlação para considerar a diferença de fase entre o fluxo de calor instantâneo e a diferença entre as temperaturas da parede do cilindro e do gás em compressores alternativos. Os autores aplicaram a correlação de transferência de calor proposta por Lawton (1987) para motores de combustão interna, mas com constantes derivadas da solução numérica do escoamento bidimensional associado a um conjunto pistão-cilindro sem válvulas. A correlação ajustada foi incorporada a um código de simulação térmica do compressor e boa concordância foi observada entre a previsão e os dados experimentais para temperatura. No entanto, o modelo foi derivado para uma geometria específica de compressor e os autores sugerem que o mesmo deveria ser ajustado para outras configurações.

Pawar e Jajoo (2005) desenvolveram um modelo para avaliar variações de temperatura e transferência de calor em um motor diesel, com e sem a presença de um revestimento isolante térmico de cerâmica no cabeçote do cilindro e nas faces das válvulas. A transferência de calor entre o gás e a parede foi calculada através da correlação de Annand (1963) desenvolvida para motores de combustão interna. Observaram que a redução da transferência de calor no cilindro resulta em um aumento da entalpia dos gases da exaustão. Os resultados do trabalho mostraram que os picos de pressão e temperatura no interior do cilindro são função do ângulo de manivela, sendo 12,6% e 15% maiores, respectivamente, em motores com isolamento térmico.

Mohammadi et al. (2008) simularam o escoamento, a transferência de calor e a combustão em um motor de quatro tempos monocilíndrico, na presença de válvulas fechadas. Observou-se que o coeficiente local de transferência de calor depende consideravelmente da posição no cilindro, mas com variações similares em relação ao ângulo de manivela, como mostra a Figura 7. Os autores também concluíram que a temperatura máxima não ocorre no mesmo instante de tempo em que ocorre a pressão máxima, mas que isto ocorre com o fluxo de calor no cilindro. Obtendo estimativas de correlações propostas para o coeficiente de transferência de calor na câmara de combustão, Mohammadi et al. (2008) observaram que as mesmas concordam com os resultados numéricos, conforme indicado na Figura 8.

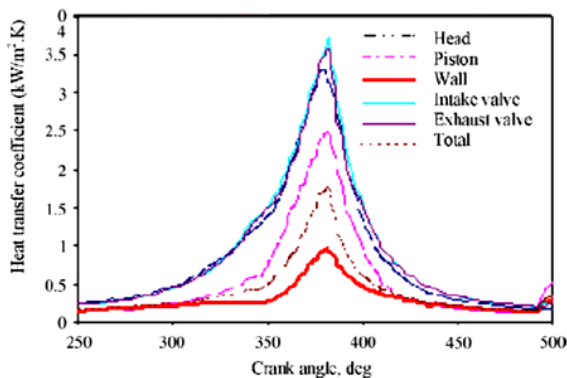


Figura 7 – Variações locais do coeficiente de transferência de calor com relação ao ângulo do eixo. Reproduzido de Mohammadi et al. (2008).

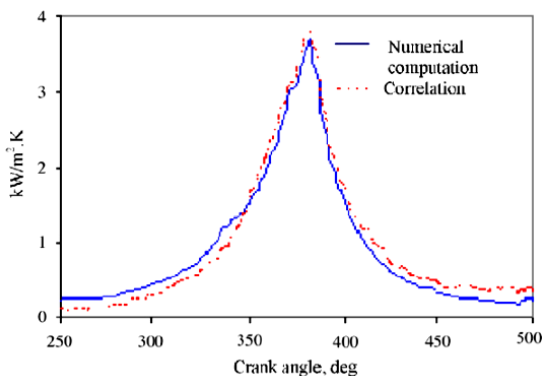


Figura 8 – Comparação entre o resultado numérico e resultado da correlação para o coeficiente de transferência de calor. Reproduzido de Mohammadi et al. (2008).

Pereira et al. (2009) investigaram numericamente a transferência de calor no interior de cilindros de compressores alternativos de pequena capacidade, incluindo o escoamento turbulento através das válvulas de sucção e de descarga. Na solução numérica empregaram funções parede para evitar a solução do escoamento na subcamada limite viscosa e, assim, reduzir o custo de processamento computacional. Por outro lado, a dinâmica das válvulas foi descrita através de um modelo com um grau de liberdade. Resultados foram obtidos para condições de operação típicas de compressores de refrigeração doméstica e comparados com

correlações propostas na literatura. Os autores constataram que o fluxo de calor durante o processo de descarga é maior do que no processo de sucção, devido aos maiores níveis de velocidade do escoamento nesse processo.

Mohammadi e Yaghoubi (2010) avaliaram os parâmetros adimensionais, número de Nusselt local ($Nu = hD/K$) e número de Reynolds ($Re = \rho \bar{V}_p D / \mu$), na superfície do cilindro de um motor de combustão interna para várias velocidades. Primeiramente, foram selecionados três locais na superfície do cabeçote do cilindro e o ciclo completo foi dividido em quatro processos: admissão (I), compressão (II), combustão (III), e exaustão (IV), conforme Figura 9. Com a utilização de simulação numérica, os autores obtiveram então novas correlações para a transferência de calor local instantânea para cada um desses processos (Tabela 1).

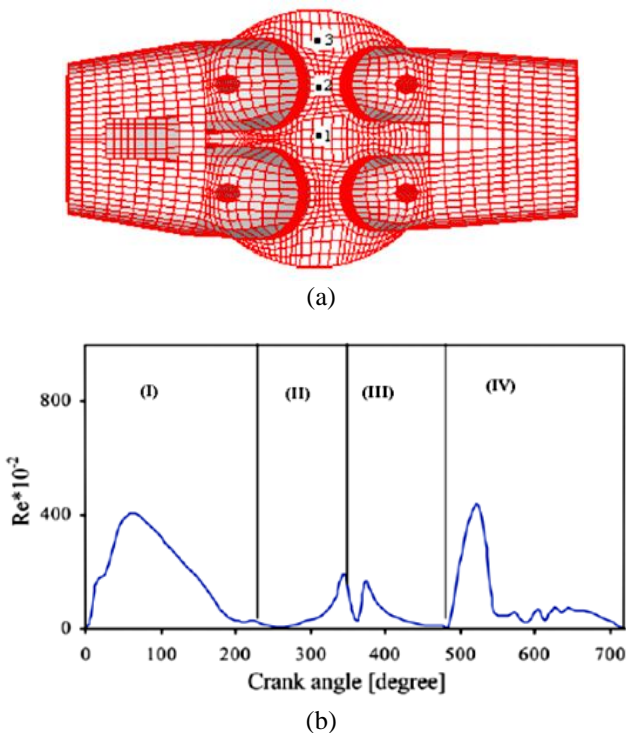


Figura 9 – (a) Posições 1, 2 e 3 no cabeçote. (b) Processos I, II, III e IV. Reproduzido de Mohammadi e Yaghoubi. (2010).

Tabela 1 – Correlações para cada processo, conforme a posição.

Processo	Posição		
	1	2	3
I	$Nu = 0,084Re^{0,87}$	$Nu = 0,052Re^{0,85}$	$Nu = 0,09Re^{0,88}$
II	$Nu = 2,1Re^{0,69}$	$Nu = 8,28Re^{0,48}$	$Nu = 7,8Re^{0,49}$
III	$Nu = 2,1Re^{0,64}$	$Nu = 0,66Re^{0,78}$	$Nu = 2,37Re^{0,64}$
IV	$Nu = 0,32Re^{0,72}$	$Nu = 0,21Re^{0,82}$	$Nu = 1,91Re^{0,48}$

A Figura 10 ilustra a comparação entre os valores dos coeficientes de transferência de calor (h) na posição 2 previstos através da nova correlação e com a correlação de Woschni (1967). Constataram que os valores se encontram muito próximos no processo de admissão e no início do processo de compressão, mas, após a combustão, apresentam diferenças significativas entre si, sendo que a nova correlação proposta no estudo prevê um melhor coeficiente de transferência de calor do que a correlação de Woschni. Os autores analisaram ainda a influência da variação da velocidade de rotação do motor sobre a transferência de calor e concluíram que, com o aumento da rotação, o coeficiente de transferência de calor aumenta também, devido ao aumento da velocidade do gás dentro do cilindro.

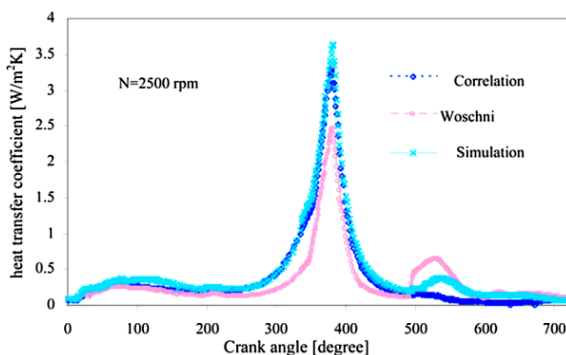


Figura 10 – Comparação de valores de h obtidos por simulação e estimados por correlações. Reproduzido de Mohammadi e Yaghoubi. (2010).

Rakopoulos et al. (2010) determinaram uma nova função-parede capaz de prever adequadamente o mecanismo de transferência de calor em uma ampla gama de configurações de motores alternativos e condições de operação. Quatro funções-parede comumente empregadas em códigos comerciais para prever a transferência de calor foram avaliadas a partir de comparações com dados experimentais, utilizando-se um modelo numérico desenvolvido pelos autores para a simulação de motores de ignição por centelha e de motores diesel. A comparação revelou que a maioria das funções-parede não consegue prever adequadamente o histórico e o valor de pico do fluxo de calor. Para contornar essa deficiência, os autores desenvolveram uma nova função-parede a partir das existentes que foi então utilizada para a simulação da transferência de calor nas paredes do cilindro. Compararam-se os fluxos de calor calculados através dos cinco modelos de função-parede com dados experimentais para vários locais do cilindro. Rakopoulos et al. (2010) concluíram que o novo modelo prevê com maior acurácia a transferência de calor durante o curso de compressão e o pico do fluxo de calor. Segundo os autores, o modelo de Launder e Spalding (1974), bastante usado na simulação de motores, prevê menores fluxos de calor.

A Figura 11 mostra a comparação entre o fluxo de calor medido em quatro posições do cabeçote de um motor e o fluxo calculado com as cinco formulações de funções-parede, ficando claro que a formulação de Rakopoulos et al. (2010) prediz adequadamente o fluxo de calor. Essa nova função-parede é muito similar ao modelo de Han e Reitz (1997), porém inclui um número de Prandtl variável para o perfil de temperatura e um termo adicional, relacionado ao gradiente de pressão, no cálculo do fluxo de calor. Este termo adicional permite a obtenção do fluxo de calor negativo durante a fase de expansão, o que não ocorre com a utilização de funções-parede que não incluem o termo de pressão. Na Figura 11, o fluxo negativo é observado depois do ponto morto superior, por volta do ângulo de manivela igual a 205° .

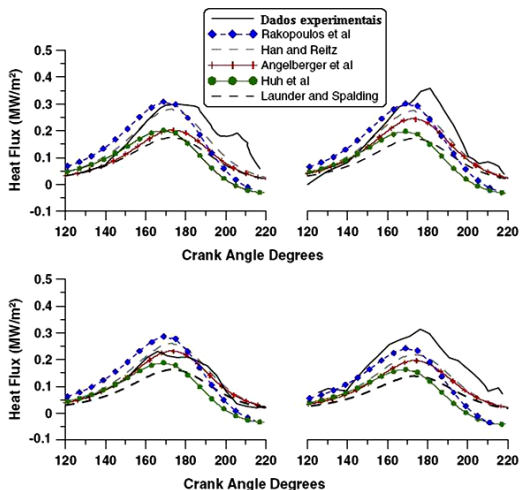


Figura 11 – Comparação entre fluxos de calor obtidos por medição experimental e por utilização de correlações, em quatro pontos do cabeçote de um motor GM. Reproduzido de Rakopoulos et al. (2010).

2.4 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Através da revisão bibliográfica, pode-se perceber que ainda há algumas questões que devem ser estudadas para a melhor compreensão dos mecanismos que afetam a transferência de calor no interior de cilindros de compressores. Para tanto, os seguintes objetivos específicos foram estabelecidos para a presente dissertação:

- i) Modelação numérica da transferência de calor em cilindros de compressores alternativos, considerando efeitos da compressão do gás e do escoamento em válvulas;
- ii) Verificação do tratamento mais adequado da região da parede para a modelação da transferência de calor;
- iii) Investigação do modelo de turbulência necessário para descrever o escoamento turbulento compressível e a transferência de calor no interior do cilindro e através das válvulas;
- iv) Verificação de efeitos tridimensionais sobre o fenômeno da transferência de calor;
- v) Avaliação do efeito do número de Prandtl turbulento na caracterização da difusão turbulenta de calor.

vi) Análise detalhada da transferência de calor no interior do cilindro, considerando o escoamento em válvulas, velocidade de operação e temperaturas de evaporação.

vii) Proposição de uma nova correlação de transferência de calor para o cilindro de compressores alternativos de refrigeração doméstica, considerando os movimentos de abertura e fechamento das válvulas.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

3.1 INTRODUÇÃO

O objetivo deste capítulo é apresentar o modelo matemático adotado para descrever os mecanismos físicos envolvidos no ciclo de compressão de um compressor alternativo. Neste sentido, inicialmente são apresentadas as equações governantes do escoamento para o problema em questão. Em seguida, considerando a natureza turbulenta do escoamento no interior do cilindro, fornecem-se detalhes dos modelos de viscosidade turbulenta empregados, com destaque para o modelo RNG $k-\varepsilon$, modelo $k-\varepsilon$ Realizável e modelo SST. Além disto, discutem-se o tratamento da região junto às paredes sólidas e as condições de contorno para os modelos de turbulência. Finalmente, apresentam-se as correlações disponíveis na literatura para o número de Prandtl turbulento que são testadas no presente estudo.

3.2 EQUAÇÕES GOVERNANTES

A maioria dos escoamentos encontrados na natureza e em aplicações de engenharia ocorre em regime turbulento. Tais escoamentos são diferenciados por uma série de características, dentre elas a presença de variações de velocidade e de propriedades escalares em todas as direções e também no tempo.

Apesar do comportamento complexo do escoamento turbulento, as equações de Navier-Stokes são válidas para a sua descrição. Deste modo, é possível resolver todas as escalas de tempo e de comprimento da turbulência diretamente a partir dessas equações, um procedimento comumente referenciado como Simulação Numérica Direta (Direct Numerical Simulation – DNS). Porém, a DNS é quase sempre impraticável para problemas de engenharia, pois requer recursos computacionais extremamente elevados para a resolução de todas as escalas da turbulência.

Uma alternativa para a previsão numérica de escoamentos turbulentos é a Simulação de Grandes Escalas (LES – Large Eddy Simulation). Embora com requerimentos computacionais bem menores do que a DNS, esta técnica de solução também não pode ser usada na maior parte dos problemas de engenharia.

Indiscutivelmente, o método de solução através do conceito de média de Reynolds é a forma mais difundida e rotineiramente

empregada nas mais diversas situações de escoamento turbulento. Nesta técnica, efetua-se a média temporal das equações de Navier-Stokes, resultando em um conjunto de equações para o comportamento médio do escoamento e que são computacionalmente muito mais econômicas de serem resolvidas. Porém, essas novas equações contêm variáveis desconhecidas que carregam a contribuição do transporte turbulento de quantidade de movimento e de propriedades escalares, sendo assim necessários modelos de fechamento, comumente denominados modelos de turbulência.

No processo de média temporal, as propriedades instantâneas Φ do escoamento são escritas como a soma de um valor médio ($\bar{\Phi}$) e uma flutuação (φ) associada à turbulência:

$$\Phi = \bar{\Phi} + \varphi \quad (3.1)$$

Mediante a utilização desta média, é possível escrever as equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia em termos de grandezas médias (Versteeg e Malalasekera, 1995):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right] + F_i \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{H})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{U}_i \rho \bar{H})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \overline{\rho u_i h} \right) \quad (3.4)$$

onde ρ é a densidade, \bar{U}_i é a média da componente de velocidade na direção i , μ é a viscosidade molecular, \bar{P} é a média da pressão, F_i é a média das forças de corpo atuando sobre o fluido, \bar{H} é a média da entalpia do fluido, K é a condutividade térmica do fluido e \bar{T} é a média da temperatura.

O termo $\overline{u_i u_j}$ que aparece na Eq. (3.3) é o tensor de Reynolds, ou o fluxo da quantidade de movimento turbulento. Este tensor é simétrico e, assim, possui seis componentes que devem ser determinadas. De fato, são justamente as componentes do termo $\overline{u_i u_j}$ que devem ser avaliadas através de hipóteses de “fechamento”, a fim de permitir a determinação da solução do escoamento médio. Para o fechamento do problema, têm-se duas possibilidades: i) derivar equações de transporte para as tensões

de Reynolds ou ii) propor algum modelo para as mesmas através de quantidades conhecidas do escoamento.

A primeira opção, embora pareça ser mais direta, possui o inconveniente de resultar em mais seis equações de transporte, cada uma das quais com novas grandezas não conhecidas, envolvendo correlações turbulentas de terceira ordem e correlações entre flutuações de pressão e velocidade. Na segunda opção, os termos são modelados utilizando-se o conceito de viscosidade turbulenta proposto inicialmente por Boussinesq em 1877 e generalizado por Kolmogorov (1942), com as tensões de Reynolds sendo escritas como proporcionais à deformação do escoamento médio:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho \bar{k} + \mu_t \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (3.5)$$

onde $k = \overline{u_i u_i}/2$ é a energia cinética turbulenta, δ_{ij} é o delta de Kronecker, μ_t é a viscosidade turbulenta, a qual é uma propriedade do escoamento e não do fluido, necessitando ser modelada. Os modelos para a determinação da viscosidade turbulenta serão apresentados na seção 3.3.

O termo $\overline{\rho u_i h}$, na Eq. 3.4, é o fluxo turbulento de energia e é geralmente relacionado através da hipótese de uma analogia com o transporte de quantidade de movimento:

$$-\overline{\rho u_i h} = \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) \quad (3.6)$$

onde c_p é o calor específico do fluido a pressão constante e Pr_t é o número de Prandtl turbulento que expressa a razão entre as difusividades turbulentas de quantidade de movimento ν_t e de calor α_t , sendo definido como:

$$Pr_t \equiv \frac{\nu_t}{\alpha_t} = \frac{c_p \mu_t}{K_t} \quad (3.7)$$

onde K_t é a condutividade térmica turbulenta.

Muitas simulações de escoamentos turbulentos em dutos e canais consideram que o número de Prandtl turbulento é aproximadamente igual a 0,85. Porém, correlações também foram propostas para determinar o valor de Pr_t , considerando-o uma função do número de Prandtl molecular (Pr), da distância às paredes sólidas (y) e da condição local de turbulência (μ_t/μ). Tais relações serão apresentadas na seção 3.5.

Ao substituir as Eqs. (3.5) e (3.6) nas Eqs. (3.3) e (3.4), obtém-se um sistema de equações, escritos com base no conceito de viscosidade turbulenta:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{p} + \frac{2}{3} \rho k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{ef} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right] + F_i \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{H})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{U}_i \rho \bar{H})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{ef} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) \quad (3.10)$$

sendo que μ_{ef} ($= \mu + \mu_t$) e K_{ef} ($= K + K_t$) representam a viscosidade e a condutividade térmica efetivas, respectivamente, definidas como a soma das contribuições devido às difusões molecular e turbulenta de quantidade de movimento e de calor.

Em escoamentos compressíveis é necessária ainda uma equação de estado que relacione a densidade com a pressão e a temperatura. Para um gás ideal:

$$\rho = \frac{\bar{P}}{R\bar{T}} \quad (3.11)$$

3.3 MODELOS DE VISCOSIDADE TURBULENTA

Nos escoamentos turbulentos as tensões de Reynolds atuam sobre o movimento médio de tal forma que a difusão aumenta. Isto é o fundamento teórico central no desenvolvimento de um grande número de modelos de turbulência conhecidos como modelos de viscosidade turbulenta.

Os modelos de viscosidade turbulenta são baseados na hipótese de Boussinesq, que relaciona as tensões de Reynolds, ou tensões turbulentas, às taxas de deformação do escoamento médio. Entre tais modelos, destacam-se os modelos a duas equações que utilizam equações de transporte para grandezas convenientemente definidas para a avaliação das escalas de velocidade e de comprimento da turbulência. Dentro dessa categoria, o modelo RNG k- ϵ , o modelo k- ϵ Realizável e o modelo SST são bastante utilizados em simulações de escoamentos industriais e são adotados no presente estudo.

O modelo SST é um modelo híbrido, resultante de uma combinação entre o modelo k- ϵ e o modelo k- ω . Já o modelo RNG k- ϵ e o modelo k- ϵ Realizável possuem muitas similaridades com o modelo k- ϵ padrão (Launder e Spalding, 1974), com diferenças sendo associadas aos seguintes aspectos:

- Método de cálculo da viscosidade turbulenta;
- Números de Prandtl turbulentos que regem a difusão turbulenta de k e ϵ ;
- Termos de geração e destruição na equação de ϵ .

3.3.1 Modelo RNG k- ϵ

O modelo de turbulência RNG k- ϵ é derivado das equações de Navier-Stokes, empregando uma técnica matemática conhecida como Grupo de Renormalização (*Renormalization Group* – RNG) indicada em Orszag et al. (1993). Tal modelo inclui os seguintes aperfeiçoamentos em relação ao modelo k- ϵ padrão de Launder e Spalding (1974):

- Um termo adicional na equação da dissipação, ϵ , que melhora a acurácia da previsão de escoamentos com taxas de deformação elevadas.
- Incorporação do efeito de movimentos rotatórios (*swirl*) sobre a turbulência.
- Expressão analítica para avaliar números de Prandtl turbulentos;
- Equação diferencial para determinação da viscosidade efetiva μ_{ef} que pode ser usada em regiões com baixos números de Reynolds.

A derivação das equações resulta em um modelo com constantes diferentes daquelas do modelo k- ϵ padrão.

As equações de transporte para o modelo RNG k- ϵ são:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{ef} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \epsilon \bar{U}_i)}{\partial x_i} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\epsilon \mu_{ef} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) \\ & - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R_\epsilon + S_\epsilon \end{aligned} \quad (3.13)$$

sendo S_k e S_ε termos fonte. As constantes do modelo $C_{1\varepsilon} = 1,42$ e $C_{2\varepsilon} = 1,68$ têm valores determinados analiticamente pela teoria da renormalização.

Os termos α_k e α_ε são o inverso do número de Prandtl efetivo para k e ε , respectivamente, calculados de acordo com a seguinte relação:

$$\left| \frac{\alpha - 1,3929}{\alpha_0 - 1,3929} \right|^{0,6321} \left| \frac{\alpha + 2,3929}{\alpha_0 + 2,3929} \right|^{0,3679} = \frac{\mu}{\mu_{ef}} \quad (3.14)$$

onde $\alpha_0 = 1$. Para números de Reynolds elevados ($\mu/\mu_{ef} \ll 1$), $\alpha_k = \alpha_\varepsilon \approx 1,393$.

O termo $G_k (= \mu_t S^2)$ representa a geração de energia cinética turbulenta devido à deformação do escoamento médio, onde $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ e S_{ij} o tensor taxa de deformação, definido como:

$$S_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.15)$$

O termo G_b representa a geração de energia cinética turbulenta devido ao empuxo, sendo modelado por:

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \quad (3.16)$$

Na expressão acima, $\beta [= -(\partial\rho/\partial\bar{T})_p/\rho]$ é o coeficiente de expansão térmica $Pr_t = 1/\alpha$ e g_i é a componente do vetor gravitacional na direção i . O grau em que ε é afetado pelo empuxo é determinado pela constante $C_{3\varepsilon} (= \tanh|v/u|)$, com v e u sendo as componentes de velocidade paralela e perpendicular ao vetor gravitacional, respectivamente.

O efeito da compressibilidade do escoamento sobre a turbulência é representado por Y_M e modelado de acordo com Sarkar e Balakrishnan (1990):

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_\tau^2 \quad (3.17)$$

sendo $M_\tau = \sqrt{k/a^2}$ e $a \equiv \sqrt{\gamma R\bar{T}}$ a velocidade do som.

No modelo RNG k- ε , a equação para a viscosidade turbulenta é modelada através da seguinte forma diferencial:

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right) = 1,72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 + 99}} d\hat{v} \quad (3.18)$$

onde, $\hat{v} = \mu_{ef}/\mu$.

A Eq. 3.18 é integrada para obter uma descrição do transporte turbulento efetivo em função do número de Reynolds efetivo, permitindo a modelação adequada de escoamentos com baixo número de Reynolds junto a paredes sólidas. No limite de altos números de Reynolds, a equação (3.18) resulta em $\mu_t = \rho C_\mu k^2/\varepsilon$, com $C_\mu = 0,0845$.

A principal diferença entre o modelo RNG k- ε e o modelo k- ε padrão reside no termo adicional R_ε na equação de ε :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} k \quad (3.19)$$

onde $\eta \equiv Sk/\varepsilon$, $\eta_0 = 4,38$ e $\beta = 0,012$.

Os efeitos deste termo podem ser mais claramente vistos quando se reorganiza a equação de ε :

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon\bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{ef} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.20)$$

na qual:

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (3.21)$$

Nas regiões onde $\eta < \eta_0$, o termo R_ε produz uma contribuição positiva, e $C_{2\varepsilon}^*$ torna-se maior que $C_{2\varepsilon}$. Na camada logarítmica, por exemplo, $\eta \approx 3,0$, resultando em $C_{2\varepsilon}^* \approx 2,0$, que é aproximadamente igual ao valor de $C_{2\varepsilon}$ no modelo k- ε padrão. Como resultado, para deformações fracas a moderadas do escoamento, o modelo RNG tende a fornecer resultados comparáveis ao modelo k- ε padrão.

Em regiões de grande taxa de deformação ($\eta > \eta_0$), o termo R_ε produz uma contribuição negativa, resultando em um valor de $C_{2\varepsilon}^*$ menor do que $C_{2\varepsilon}$ e, assim, em valores maiores para ε , reduzindo k e a viscosidade efetiva. Como resultado, em escoamentos com taxas de deformação elevadas o modelo RNG produz menor viscosidade turbulenta do que o modelo k- ε padrão.

No transporte turbulento de calor, a condutividade térmica efetiva, K_{ef} , é expressa por:

$$K_{ef} = \alpha c_p \mu_{ef} \quad (3.22)$$

com α calculado da Eq. (3.14) e $\alpha_0 = 1/Pr = K/(\mu c_p)$.

3.3.2 Modelo k- ε Realizável

O modelo k- ε Realizável difere do modelo k- ε padrão principalmente em dois aspectos: i) contém uma nova formulação para a viscosidade turbulenta e ii) utiliza uma equação de transporte diferente para dissipação da energia cinética turbulenta, ε . Este modelo é mais adequado do que o modelo k- ε padrão para escoamentos envolvendo rotação, camadas limites sob a ação de gradientes adversos de pressão, escoamentos com regiões de separação e recirculação. Também prevê com maior precisão a taxa de espalhamento de jatos planos e circulares.

As equações de transporte para k e ε do modelo k- ε Realizável são escritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon \bar{U}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (3.24)$$

onde $\nu \equiv \mu/\rho$. O valor de C_1 na Eq. (3.24) é representado através da seguinte expressão:

$$C_1 = \max \left[0,43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \quad (3.25)$$

Outros parâmetros do modelo k- ε Realizável são: $C_{1\varepsilon} = 1,44$; $C_2 = 1,9$; $\sigma_k = 1,0$; $\sigma_\varepsilon = 1,2$.

A viscosidade turbulenta é modelada como no caso do modelo k- ε padrão:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.26)$$

O valor de C_μ é calculado através da seguinte equação:

$$C_\mu = \frac{1}{4,04 + \sqrt{6} \cos \Psi \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (3.27)$$

onde

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad ; \quad \tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \quad ; \quad (3.28)$$

$$\Psi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W) \quad ; \quad W = \frac{S_{ij}S_{ij}S_{ki}}{(\sqrt{S_{ij}S_{ij}})^3}$$

com $\Omega_{ij} (= \overline{\Omega_{ij}} - \varepsilon_{ijk}\omega_k)$ sendo o tensor vorticidade e ω_k a componente do tensor vorticidade na direção k .

As expressões de G_k e G_b são idênticas ao modelo RNG k- ε . Para o transporte de calor $K_{ef} = K + c_p\mu_t/Pr_t$, onde K é a condutividade térmica molecular e $Pr_t = 0,85$.

3.3.3 Modelo SST

Wilcox (1988) propôs o modelo k- ω no qual a dissipação da energia cinética, ε , é substituída pela vorticidade ou taxa de dissipação específica, ω , da seguinte maneira:

$$\omega = \varepsilon/k \quad (3.29)$$

As equações de transporte do modelo para k e ω são:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k1}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \beta' \rho k \omega + S_k \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega \bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \alpha_1 \frac{\omega}{k} G_k \quad (3.31)$$

$$- \beta_1 \rho \omega^2 + S_\omega$$

onde G_k é a geração de energia cinética turbulenta devido as deformações do escoamento médio, enquanto que S_k e S_ω são termos fontes.

O uso da taxa de dissipação específica, ω , possibilita a aplicação do modelo até paredes sólidas, sem a necessidade da utilização de funções-parede ou funções de amortecimento. Além disso, o modelo k- ω fornece valores menores para as escalas de comprimento junto às paredes quando comparados aos valores geralmente excessivos do modelo k- ε padrão. Porém, o modelo k- ω apresenta algumas deficiências, tais como a previsão de valores excessivamente elevados para o coeficiente de atrito, na presença de gradientes adversos de pressão e a sensibilidade às condições de escoamento livre.

Menter (1994) propôs o modelo SST (*Shear-Stress Transport*) com o objetivo de eliminar as deficiências supracitadas. Através de um limitador na equação da viscosidade turbulenta, Menter (1994) corrigiu a primeira deficiência. Para contornar a segunda deficiência, sua estratégia foi combinar a aplicação do modelo k- ω na região próxima à parede com o modelo k- ε na região distante da parede, este último com $\varepsilon = \omega k$. A versão modificada do modelo k- ε possui as seguintes equações de transporte para k e ε :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \beta' \rho k \omega + S_k \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega \bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \alpha_2 \frac{\omega}{k} G_k - \beta_2 \rho \omega^2 \\ + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + S_\omega \end{aligned} \quad (3.33)$$

Os valores das constantes dos modelos k- ω e k- ε modificado estão presentes na Tabela A.1 do Apêndice A.

Para fazer a combinação dos modelos k- ω e k- ε , as equações do modelo k- ω são multiplicadas por uma função de transição F_1 . As equações do modelo k- ε modificado são então multiplicadas por uma função $(1-F_1)$ e depois somadas às equações do modelo k- ω , resultando nas duas equações de transporte do modelo SST. A função F_1 é proposta de tal forma a ser igual a um junto às paredes, ativando o modelo k- ω , e zero caso contrário, ativando o modelo k- ε .

Além de possuir a função de transição F_1 , o modelo SST incorpora um termo de difusão-cruzada na equação de ω , assegurando que as equações do modelo comportem-se apropriadamente em regiões próximas e longes da parede. Estas características fazem com que o modelo k- ω SST forneça maior acurácia na previsão de vários tipos de escoamento em comparação ao modelo k- ω padrão.

As equações de transporte para o modelo SST têm forma parecida ao modelo k- ω padrão:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k \bar{U}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho \omega \bar{U}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (3.35)$$

As funções de transição F_1 e F_2 possuem papéis similares, pois ajustam o comportamento dos modelos de turbulência de acordo com a distância à parede.

A viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada de acordo com um limitador, evitando que a mesma seja superestimada:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max[1/\alpha^*, SF_2/(0,31\omega)]} \quad (3.36)$$

O detalhamento do modelo SST, com todos os parâmetros adotados em sua construção, encontra-se no Apêndice A.

Deve ser mencionado que não existe um único modelo de turbulência que seja sempre superior aos demais em qualquer situação. Assim, a escolha do modelo de turbulência mais adequado depende de considerações sobre o tipo de escoamento, o nível de acurácia requerido e os recursos computacionais disponíveis para a simulação.

3.4 TRATAMENTO DA REGIÃO JUNTO ÀS PAREDES SÓLIDAS

Escoamentos turbulentos são significativamente influenciados pela presença de paredes sólidas devido ao amortecimento originado pelas condições de não escorregamento e de parede impermeável. À medida que se afasta dessa região, a turbulência cresce rapidamente devido à produção de energia cinética turbulenta originada pelos níveis elevados de deformação do escoamento médio.

Vários estudos mostram que a região do escoamento adjacente à parede pode ser subdividida em três regiões: i) subcamada viscosa bem próxima à parede, onde a difusão molecular domina a transferência de quantidade de movimento, calor e massa; ii) região turbulenta, uma camada mais externa, onde a difusão turbulenta tem papel dominante; iii) região de amortecimento, entre a subcamada viscosa e a região turbulenta, onde as difusões molecular e turbulenta são igualmente importantes. Tais regiões podem ser observadas na Figura 12.

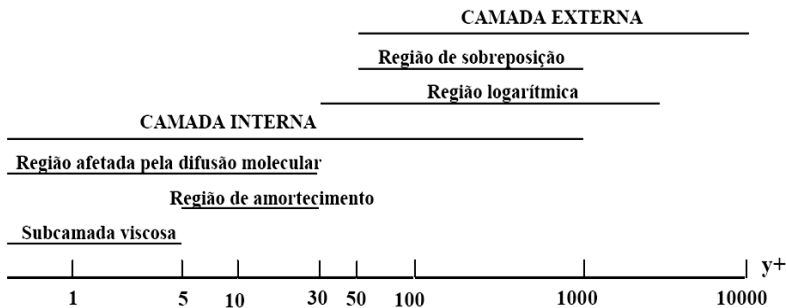


Figura 12 – Regiões do escoamento junto à parede.

Na região afetada pela difusão molecular, as propriedades efetivas de transporte mudam a uma taxa de no mínimo duas vezes mais rápida do que em qualquer outro lugar do escoamento (Craft et al., 2006).

A modelação da região próxima à parede tem grande impacto sobre a acurácia da solução numérica, visto que as paredes são as principais fontes de vorticidade e turbulência.

Muitos dos modelos de turbulência foram desenvolvidos para serem aplicados em regiões longe de paredes, sendo denominados modelos de turbulência para altos números de Reynolds. Logo, a influência da parede sobre essas regiões deve ser avaliada de uma forma conveniente, conforme mostra a seção 3.4.1. Outros modelos, tais como o modelo SST, foram desenvolvidos para serem aplicados até a parede, sendo classificados como modelos para baixos números de Reynolds. As condições de contorno para este último tipo de modelo são apresentadas no item 3.4.2.

3.4.1 Tratamento de parede para modelos de turbulência de altos números de Reynolds

Há duas abordagens para tratar a região próxima à parede. Em uma delas, a região afetada pela difusão molecular (subcamada viscosa e região de amortecimento) não é resolvida e, assim, são então utilizadas expressões semi-empíricas denominadas “funções-parede”. Em outra abordagem, denominada de “tratamento de parede aprimorado”, o escoamento é resolvido até a parede.

Na maioria dos escoamentos com alto número de Reynolds, a abordagem de função-parede economiza recursos computacionais, pois a solução do escoamento na subcamada viscosa e na região de amortecimento requer um refino extremamente elevado da malha computacional. A função-parede é econômica, robusta e razoavelmente precisa, tornando-se uma opção prática para tratamentos da região de parede em simulações de alguns escoamentos. Porém, esta alternativa de modelação é inadequada em situações onde os efeitos do baixo número de Reynolds estão presentes em todo o domínio ou quando as hipóteses adotadas para as regiões adjacentes à função-parede deixam de ser válidas. Tais situações requerem modelos de parede modificados a fim de considerar a região afetada pela difusão molecular, sendo conseqüentemente integráveis até a parede.

As funções-parede são um conjunto de expressões semi-empíricas que transmitem a influência da parede sobre o um ponto adjacente à parede na região totalmente turbulenta, sem a necessidade da solução da região afetada pela difusão molecular. Essas funções abrangem leis de parede para velocidade e temperatura médias (ou outras grandezas escalares) e para quantidades turbulentas próximas às paredes.

Para os modelos do tipo $k-\varepsilon$, o código adotado no presente estudo (ANSYS, 2010) oferece três abordagens para o tratamento da região junto à parede: funções-parede padrão; funções-parede de não-equilíbrio e o tratamento de parede aprimorado. No presente estudo, foram utilizadas as funções-parede padrão e o tratamento de parede aprimorado, os quais são descritos a seguir.

a) Funções-parede padrão

As funções-parede padrão são baseadas no trabalho de Launder e Spalding (1974) e são um dos tratamentos de parede mais utilizados.

Esse tratamento de parede emprega o perfil logarítmico da velocidade média que ocorre na região turbulenta adjacente à parede:

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (3.37)$$

onde a velocidade adimensional é dada por:

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (3.38)$$

e a distância adimensional:

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (3.39)$$

onde κ é a constante de Von Kármán (= 0,4187); E é uma constante empírica (= 9,793); U_P é a velocidade média do fluido no ponto P, junto à parede; k_P é a energia cinética turbulenta no ponto P, junto à parede e y_P é a distância do ponto P até a parede, conforme mostra a Figura 13.

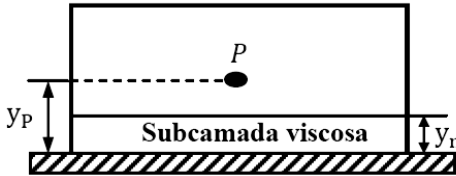


Figura 13 – Célula junto à parede.

A lei logarítmica para a velocidade média é válida para a região turbulenta da parede ($30 < y^* < 300$), mas é comumente empregada quando $y^* > 11,2$. Quando algum nó das células adjacentes à parede está em uma posição com $y^* < 11,2$ aplica-se então uma relação tensão-deformação linear, característica da subcamada-limite viscosa, e que pode ser escrita como $U^* = y^*$.

A analogia de Reynolds para as difusões turbulenta de quantidade de movimento e de energia estabelece uma lei logarítmica também para o perfil de temperatura média. Na implementação do código adotada neste trabalho (ANSYS, 2010) a função-parede para a temperatura adotada inclui também a contribuição do aquecimento viscoso que ocorre em situações de escoamento com números de Mach elevados. Assim, a lei da parede para a temperatura tem a seguinte forma:

$$T^* = \frac{(T_w - T_p)\rho c_p k_p^{1/2}}{\dot{q}} = \quad (3.40)$$

$$\begin{cases} Pr y^* + \frac{1}{2}\rho Pr \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} U_p^2 & (y^* < y_T^*) \\ Pr_t \left[\frac{1}{K} \ln(Ey^*) + P \right] + \frac{1}{2}\rho \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} \{Pr_t U_p^2 + (Pr - Pr_t) U_c^2\} & (y^* > y_T^*) \end{cases}$$

Para paredes lisas, o termo P que aparece na Eq. (3.40) é dado por:

$$P = 9,24[(Pr/Pr_t)^{3/4} - 1][1 + 0,28e^{-0,007Pr/Pr_t}] \quad (3.41)$$

sendo ρ e c_p a densidade e o calor específico do fluido, \dot{q} o fluxo de calor através parede, T_p a temperatura do ponto P do volume adjacente à parede, T_w a temperatura da parede. Por outro lado, Pr é o número de Prandtl molecular ($\mu c_p/K$) e Pr_t é o número de Prandtl turbulento, geralmente considerado igual a 0,85 para escoamento de ar. Finalmente, U_c é a magnitude da velocidade média em $y^* = y_T^*$, com y_T^* sendo a espessura adimensional da região afetada pela difusão molecular de calor.

Uma vez que as propriedades físicas do fluido são especificadas, o número de Prandtl molecular pode ser calculado. Então, com o valor de Pr , calcula-se a espessura da região térmica viscosa (y_T^*) pela intersecção dos perfis linear e logarítmico. Durante o procedimento iterativo de solução, dependendo do valor de y^* na célula junto à parede, o perfil linear ou perfil logarítmico é utilizado para calcular a temperatura da parede ou o fluxo de calor na parede, de acordo com o tipo de condição de contorno adotada.

Nos modelos do tipo k- ε , a equação de k é resolvida em todo o domínio incluindo as células adjacentes à parede, para as quais se impõe que a difusão na parede é nula. Esta condição de contorno para k é escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (3.42)$$

onde n é a direção normal à parede.

A produção de energia cinética, G_k , e sua taxa de dissipação, ε , nas células adjacentes à parede são termos fontes na equação de k e são avaliadas com base na hipótese de equilíbrio local, ou seja, a produção

de k é igual a sua taxa de dissipação no volume junto à parede. A produção de k é calculada como:

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho k_p^{1/2} y_p} \quad (3.43)$$

A dissipação ε não é obtida da solução de sua equação de transporte nas células adjacentes à parede, mas sim avaliada através da seguinte expressão algébrica:

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \quad (3.44)$$

As funções-parede padrão são adequadas para uma ampla faixa de escoamentos delimitados por paredes com elevado número de Reynolds. Contudo, as mesmas tendem a se tornar menos confiáveis quando as condições do escoamento se afastam daquelas assumidas em suas derivações. Neste sentido, as hipóteses de equilíbrio local e de difusão constante na região da parede são as que mais restringem a universalidade das funções-parede padrão. Um exemplo de situação em que a acurácia dos resultados é comprometida com o uso de funções parede ocorre quando o escoamento é sujeito a um elevado gradiente adverso de pressão.

b) Tratamento de parede aprimorado

Neste método de modelação, modelos de turbulência distintos são usados na região viscosa e na região turbulenta, combinados com “funções-parede aprimoradas” (Kader, 1979). Para tanto, a malha computacional próximo à parede deveria ser suficientemente refinada de tal modo a resolver a subcamada limite viscosa a partir de $y^+ \cong 1$.

O modelo de duas camadas é usado para especificar a dissipação ε e a viscosidade turbulenta μ_t nos volumes adjacentes à parede. Desta forma, o domínio é dividido em uma região afetada pela difusão viscosa e outra dominada pela difusão turbulenta. A demarcação dessas duas regiões é determinada por um número de Reynolds turbulento:

$$Re_y \equiv \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (3.45)$$

em que o valor de y é interpretado como a distância até a parede mais próxima.

A fim de modelar a turbulência junto à parede, seguindo o conceito de duas camadas, emprega-se um modelo do tipo k- ε na região totalmente turbulenta ($Re_y > Re_y^*$, com $Re_y^* = 200$) e na região viscosa adota-se o modelo a uma equação de Wolfshtein (1969), no qual a viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada por meio das seguintes escalas de velocidade $k^{1/2}$ e de comprimento, l_μ :

$$\mu_{t,1} = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k} \quad ; \quad l_\mu = y C_l^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu}) \quad (3.46)$$

sendo, $C_l^* = \kappa C_\mu^{-3/4}$, $C_\mu = 0,0845$, $A_\mu = 70$ e κ é a constante de Von Kármán.

Para o tratamento de duas camadas, a viscosidade turbulenta é obtida de uma relação que combina os valores correspondentes do modelo a uma equação, $\mu_{t,1}$, e do modelo k- ε , $\mu_{t,2} = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$:

$$\mu_t = \lambda_\varepsilon \mu_{t,2} + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t,1} \quad (3.47)$$

A função λ_ε é definida por:

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (3.48)$$

de forma a ser igual à unidade longe das paredes e zero no caso contrário.

Na expressão acima, a constante A [= $|\Delta Re_y| / \tanh^{-1}(0,98)$] determina a amplitude de λ_ε . O objetivo principal de λ_ε é garantir a convergência do procedimento iterativo de solução através de uma transição suave entre os valores de μ_t obtidos pelo modelo k- ε na região turbulenta e pelo modelo de Wolfshtein (1969) na região viscosa.

O valor de ε na região em que $Re_y < Re_y^*$ é calculado das escalas de velocidade ($k^{1/2}$) e de comprimento (l_ε):

$$\varepsilon = k^{3/2} / l_\varepsilon \quad (3.49)$$

onde $l_\varepsilon = y C_l^* (1 - e^{-(Re_y/A_\varepsilon)})$ e $A_\varepsilon = 2 C_l^*$.

Se todo o domínio do escoamento encontra-se na região afetada pela difusão molecular ($Re_y < 200$), a dissipação ε não é obtida através da resolução de sua equação de transporte, mas algebricamente pela equação (3.49).

No modelo a uma equação, aplicado junto às paredes, as equações da quantidade de movimento e a equação para a energia cinética turbulenta permanecem as mesmas do modelo k- ε . Da mesma forma como para a função-parede padrão, a condição de contorno para k

na parede é dada pela Eq. (3.42). Nas células adjacentes à parede, a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, ε , é avaliada da Eq. (3.49), enquanto que a termo de produção, G_k , é avaliado de:

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.50)$$

O gradiente de velocidade média na equação acima deve ser avaliado do correspondente perfil de velocidade, o qual será apresentado mais a frente nesta seção.

Para abranger toda a região da parede (subcamada limite viscosa, região de amortecimento e região turbulenta), torna-se necessário formular a lei da parede através de única expressão para o perfil de velocidade adimensional, u^+ . Isso é possível pela combinação das leis de parede da subcamada viscosa (perfil linear de velocidade) e da região turbulenta (perfil logarítmico de velocidade), utilizando a função sugerida por Kader (1979), de tal modo que:

$$\frac{du^+}{dy^+} = e^\Gamma \frac{du_{vl}^+}{dy^+} + e^{\frac{1}{\Gamma}} \frac{du_{tl}^+}{dy^+} \quad (3.51)$$

A velocidade adimensional $u^+ (= u/u^*)$ é definida com referência à velocidade de fricção u^* . Por outro lado, a função Γ :

$$\Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1 + by^+}; \quad a = 0,01; \quad b = 5 \quad (3.52)$$

estabelece o valor da propriedade em análise, neste caso a velocidade adimensional u^+ , através das leis da subcamada limite viscosa e da região logarítmica. A condição local do escoamento é caracterizada pelo parâmetro usual $y^+ (= u^*y/\nu)$.

Este tipo de abordagem permite que a lei para a região totalmente turbulenta seja facilmente modificada para considerar outros efeitos, tais como gradientes de pressão. Além disto, a expressão (3.51) também garante um comportamento assintótico correto, com uma representação aceitável do perfil de velocidade na região amortecida ($5 < y^+ < 30$).

A lei da parede para escoamentos turbulentos compressíveis com transferência de calor e gradientes de pressão é representada pela seguinte expressão:

$$\frac{du_{tl}^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa y^+} [S'(1 - \beta u^+ - \gamma(u^+)^2)]^{1/2} \quad (3.53)$$

onde $S' = 1 + \alpha y^+$ se $y^+ < y_s^+$ e $S' = 1 + \alpha y_s^+$ se $y^+ \geq y_s^+$, para $y_s^+ = 60$. Além disto,

$$\alpha = \frac{\mu}{\rho^2 (u^*)^3} \frac{dp}{dx} \quad ; \quad \beta = \frac{\sigma_t q_w}{\rho c_p T_w u^*} \quad ; \quad \gamma = \frac{\sigma_t (u^*)^2}{2 c_p T_w} \quad (3.54)$$

O parâmetro y_s^+ denota a posição a partir da qual a lei logarítmica é assumida. O coeficiente α representa a influência dos gradientes de pressão e os coeficientes β e γ representam os efeitos térmicos. Finalmente, T_w é a temperatura da parede, q_w é o fluxo de calor na parede e c_p é o calor específico à pressão constante. A Eq. (3.53) é uma equação diferencial ordinária que é resolvida analiticamente para a obtenção de u_{tl}^+ .

Para a subcamada limite viscosa, a lei de parede é escrita como:

$$\frac{du_{vl}^+}{dy^+} = 1 + \alpha y^+ \quad (3.55)$$

a qual, quando integrada, fornece:

$$u_{vl}^+ = y^+ \left(1 + \frac{\alpha}{2} y^+ \right) \quad (3.56)$$

A Equação (3.56) inclui somente o efeito de gradientes de pressão. Os efeitos da variação de propriedades devido à transferência de calor e à compressibilidade são considerados de menor importância junto à parede e, assim, desprezados.

As funções-parede para o perfil de temperatura também seguem uma ponderação entre os perfis para a subcamada limite viscosa e para a região logarítmica:

$$T^+ \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho c_p u_T}{q_w} = e^\Gamma T_{vl}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} T_{tl}^+ \quad (3.57)$$

sendo T_p a temperatura do volume adjacente à parede e Γ a função de ponderação, escrita como:

$$\Gamma = - \frac{a (Pr y^+)^4}{1 + b Pr^3 y^+} \quad (3.58)$$

As funções-parede para a subcamada limite viscosa e para a região logarítmica usadas na solução da equação da energia são:

$$T_{vl}^+ = Pr \left(u_{vl}^+ + \frac{\rho u^*}{2 q_w} u^2 \right) \quad (3.59)$$

$$T_{tl}^+ = Pr_t \left\{ u_{tl}^+ + P + \frac{\rho u^*}{2q_w} \left[u^2 - \left(\frac{Pr}{Pr_t} - 1 \right) (u_c^+)^2 (u^*)^2 \right] \right\} \quad (3.60)$$

com P sendo avaliado da Eq. (3.41). O parâmetro u_c^+ representa o valor de u^+ na intersecção do perfil linear de velocidade da subcamada limite viscosa e do perfil logarítmico da região turbulenta.

O tratamento de parede aprimorado amplia a faixa de aplicação dos modelos de turbulência para escoamentos na presença de paredes, mas requer uma malha computacional suficientemente refinada para resolver a região afetada pela difusão molecular. Para isto, o valor de y^+ na célula adjacente à parede deveria ser da ordem de 1, embora valores no intervalo $y^+ < 5$, ainda situados dentro da subcamada viscosa, sejam aceitáveis.

3.4.2 Modelo SST

As condições de contorno para a equação de k no modelo SST são tratadas da mesma forma como realizado no tratamento de parede aprimorado para os modelos do tipo k - ϵ . Assim, as condições de contorno para malhas não refinadas junto às paredes serão aquelas representadas pelas Eqs. 3.51 a 3.60. Para malhas refinadas, a condição de contorno para baixo número de Reynolds é aplicada, conforme estabelecido nas Eqs. 3.45 a 3.50.

O valor da taxa de dissipação específica ω na subcamada limite viscosa é especificado como:

$$\omega = \frac{\rho (u^*)^2}{\mu} \left[\min \left(\omega_w^+, \frac{6}{\beta_i (y^+)^2} \right) \right] \quad (3.61)$$

com $\omega_w^+ = 2500$ no caso de paredes lisas.

Na região logarítmica, ω é avaliado através de:

$$\omega = \frac{u^*}{0,3\kappa y} \quad (3.62)$$

3.5 O NÚMERO DE PRANDTL TURBULENTO

O número de Prandtl turbulento, Pr_t , é necessário na estimativa da difusão de calor turbulento em escoamentos com transferência de calor. Existem diversas propostas na literatura para a avaliação de Pr_t e,

neste estudo, decidiu-se por testar a influência dessas alternativas na previsão do fluxo de calor nas paredes do cilindro de compressores.

A relação de Hill (1972) considera que o número de Prandtl turbulento, Pr_t , é uma função do número de Peclet turbulento ($Pe_t = Pr\mu_t/\mu$):

$$Pr_t = \left(\frac{1 + \phi}{0,025Pe_t + \phi} \right) \left(1 + \frac{10}{35 + \mu_t/\mu} \right) \quad (3.63)$$

onde $\phi = 90Pr^{3/2}(\mu_t/\mu)^{1/4}$.

A correlação proposta por Kays e Crawford (1993) foi obtida a partir de um conjunto grande de dados experimentais:

$$Pr_t = \{1/(2Pr_t^\infty) + CPe_t/(Pr_t^\infty)^{1/2} - (CPe_t)^2[1 - e^{-Z}]\}^{-1} \quad (3.64)$$

onde $C = 0,3$, $Pr_t^\infty (= 0,85)$ é o valor de Pr_t longe da parede e $Z = 1/(CPe_t\sqrt{Pr_t^\infty})$.

Weigand et al. (1997) propõe uma modificação para Pr_t^∞ do modelo de Kays e Crawford (1993), a qual passa a ser avaliada por uma expressão que considera os efeitos do número de Prandtl molecular e do número de Reynolds:

$$Pr_t^\infty = 0,85 + \frac{100}{PrRe^{0,888}} \quad (3.65)$$

Segundo Weigand et al. (1997), há uma forte influência do número de Prandtl molecular sobre o valor de Pr_t para metais líquidos ($Pr \ll 1,0$), bem como da distância à parede no caso de fluidos com números de Prandtl elevados ($Pr \gg 1,0$).

Finalmente, uma última correlação também testada foi a proposta por Kays (1994) a partir de dados experimentais e numéricos:

$$Pr_t = 0,85 + \frac{0,7}{Pe_t} \quad (3.66)$$

4 MODELOS E PROCEDIMENTO DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA

4.1 INTRODUÇÃO

No presente estudo, desenvolveram-se modelos de simulação do compressor alternativo a partir de um código comercial, visando representar de forma simplificada a geometria do compressor, mas mantendo preservadas suas principais características dimensionais.

A solução das equações diferenciais que governam o escoamento e a transferência de calor no interior do cilindro foi obtida pelo método de volumes finitos.

No presente capítulo são inicialmente apresentadas as características geométricas e de operação do compressor. Na sequência, na seção 4.3, apresentam-se os modelos bidimensionais e tridimensionais testados para a simulação numérica do problema. A seção 4.4 descreve detalhes do método numérico utilizado na solução do escoamento, explicando-se as funções de interpolação e o procedimento de acoplamento pressão-velocidade requerido para a solução do sistema de equações algébricas. A seção 4.5 aborda o emprego do método de fronteiras móveis, com a descrição dos movimentos do pistão e da válvula. Finalmente, as condições iniciais e de contorno do problema são apresentadas na seção 4.6.

4.2 CARACTERÍSTICAS DO PROBLEMA

As características geométricas e de operação do compressor alternativo simulado influenciam diretamente no comportamento de todas as variáveis da solução numérica, tais como velocidade do escoamento, taxa de transferência de calor e níveis de temperatura e de pressão. As dimensões da geometria simulada e as características de operação do compressor foram mantidas constantes em todas as simulações e encontram-se indicadas na Tabela 2. A condição de operação adotada é comumente referenciada na indústria como LBP (*Low Back Pressure*), sendo definida pelas temperaturas de evaporação e de condensação iguais a $-23,3^{\circ}\text{C}$ e $54,4^{\circ}\text{C}$, respectivamente. A Figura 14 contém um esquema da geometria de um compressor alternativo com a identificação de suas principais dimensões indicadas na Tabela 2.

Tabela 2 – Dimensões e características de operação do compressor.

Características	Valores
Diâmetro do pistão (D)	20 mm
Curso do pistão (L)	20 mm
Comprimento da biela (C)	45 mm
Diâmetro do orifício de descarga (D_1)	6 mm
Diâmetro da válvula de descarga (d_1)	8 mm
Diâmetro do orifício de sucção (D_2)	7 mm
Diâmetro da válvula de sucção (d_2)	9 mm
Temperatura de evaporação (T_e)	- 23,3 °C
Pressão de evaporação (P_e)	0,115 MPa
Temperatura de condensação (T_c)	54,4 °C
Pressão de condensação (P_c)	1,47 MPa
Frequência de operação (f)	50 Hz

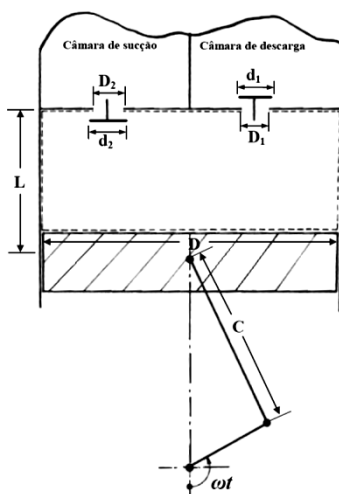


Figura 14 – Identificação dos locais das dimensões do compressor.

4.3 MODELOS DE SIMULAÇÃO

Segundo Shiva Prasad (2004), a busca pela eficiência energética tem estimulado o uso da Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) para a melhoria da previsão do desempenho de compressores alternativos, contribuindo em vários aspectos de sua tecnologia. Apesar

disso, o CFD deve ser usado com prudência, devendo-se confiar nele após a validação do modelo de simulação.

Para uma modelação simplificada do ciclo de operação do compressor, mas que originasse resultados coerentes com os fenômenos físicos inerentes do ciclo, desenvolveram-se modelos bidimensionais e tridimensionais, cujos detalhes são apresentados nas próximas seções. Apesar de suas limitações, tais modelos são muito importantes para a compreensão dos fenômenos físicos associados à transferência de calor e ao escoamento no interior do cilindro.

4.3.1 Modelos bidimensionais

A primeira alternativa adotada neste trabalho foi o emprego de uma geometria bidimensional axissimétrica, pois exige menor esforço computacional.

A formulação axissimétrica traz algumas dificuldades, tais como a dificuldade em se simular simultaneamente os sistemas de sucção e descarga. Isto ocorre porque ambos os sistemas teriam que ocupar a mesma posição em relação à placa de válvulas, a fim de manter a axissimetria geométrica. A fim de contornar essa dificuldade, os sistemas de sucção e descarga foram modelados de forma independente. Assim, desenvolveram-se dois modelos: i) modelo de descarga, incluindo a simulação dos processos de compressão e de descarga; ii) modelo de sucção, considerando a simulação dos processos de expansão e de sucção.

No desenvolvimento dos modelos bidimensionais admitiu-se que os orifícios e as válvulas de sucção e descarga fossem circulares e concêntricos ao cilindro, permitindo a simplificação do problema. Na simulação dos processos de expansão e sucção, a válvula de sucção situa-se no interior do cilindro, enquanto na simulação dos processos de compressão e descarga a válvula situa-se fora do cilindro, no interior da câmara de descarga. Ambas as válvulas permanecem paralelas ao cabeçote ao longo de seus movimentos de abertura e fechamento.

Devido às dificuldades originadas pela presença da malha computacional entre o assento e a válvula, o fechamento da válvula não caracterizado pelo contato da mesma com o assento, mas sim através da introdução de uma parede interna fictícia, indicada na Figura 15. Essa parede é eliminada quando a válvula inicia o movimento de abertura.

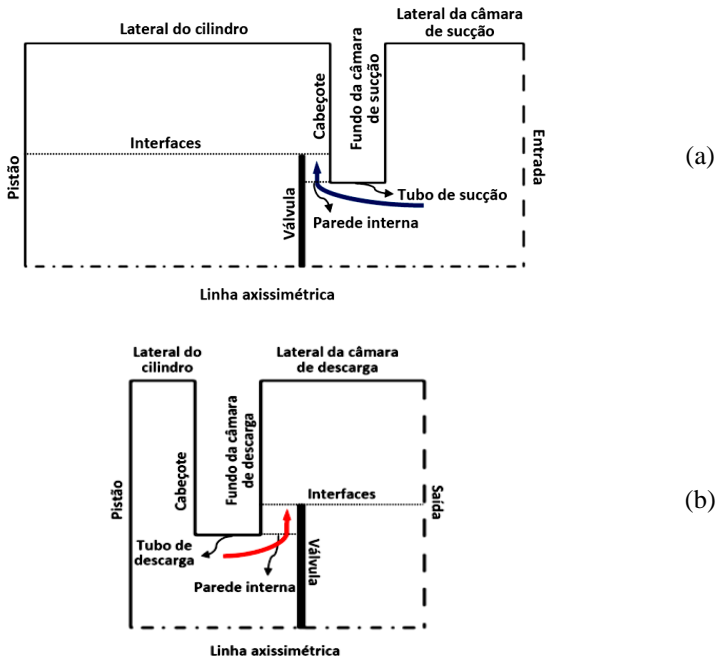


Figura 15 – Representação esquemática da geometria axissimétrica: (a) modelo de sucção; (b) modelo de descarga.

O software *Gambit* (Fluent Inc., 2005) foi utilizado para a geração da geometria e da malha computacional. O primeiro passo é determinar todos os vértices do modelo bidimensional através do fornecimento de suas respectivas coordenadas. Posteriormente, os vértices são unidos através de segmentos de reta, formando as faces de cada volume. A concentração dos pontos permite definir o refinamento da malha em uma posição qualquer. Quanto maior for o número de pontos, mais refinada será a malha e, conseqüentemente, maiores serão os requerimentos de memória e de processamento computacionais para a simulação. Depois de gerada a malha, identificam-se os diversos tipos de fronteiras (entrada, saída, interior, parede, eixo, etc.). O modelo é finalizado com a definição de todas as características da simulação, tais como condições de contorno, fluido de trabalho, movimento da malha, método de solução, critério de convergência, incremento de tempo, número de iterações, valores iniciais das variáveis dependentes (temperatura, pressão, k e ε) e arquivos de saída a serem gerados no decorrer da simulação.

4.3.2 Modelos tridimensionais

Algumas vezes, as válvulas de sucção possuem orifícios com paredes inclinadas, a fim de reduzir a resistência ao escoamento do gás de acordo com a geometria da câmara de sucção. Considerando o escopo do presente estudo, a inclinação do orifício de sucção pode influenciar o escoamento e, assim, a transferência de calor no interior do cilindro.

Apesar de suas conveniências quanto a custo computacional baixo, os modelos bidimensionais não são adequados para a avaliação do efeito da inclinação do orifício de sucção sobre a transferência de calor no cilindro. Por este motivo, essa análise foi realizada com o emprego de três modelos de sucção tridimensionais, incluindo o caso referência de ângulo nulo usado no modelo bidimensional (Figura 16).

A Figura 17 mostra três modelos geométricos preparados para analisar o efeito de três graus de inclinação do orifício de sucção (60° , 30° e 0°) sobre a transferência de calor. A mudança na inclinação do orifício direciona o escoamento para um setor da parede lateral do cilindro, influenciando também a magnitude de velocidade local.

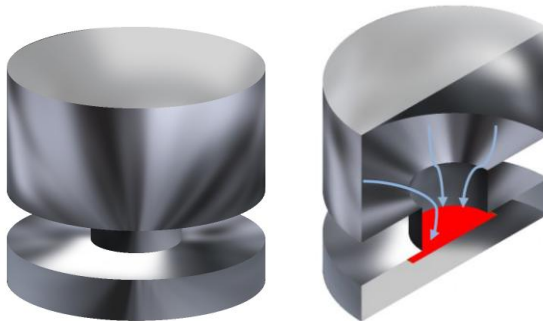


Figura 16 – Geometria tridimensional.

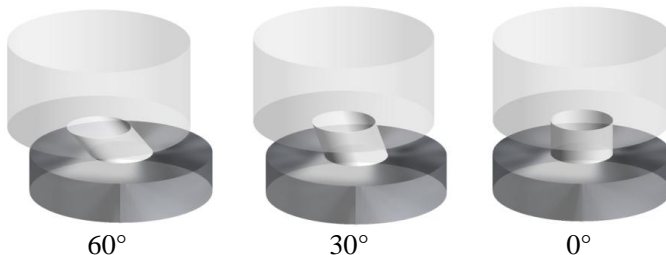


Figura 17 – Ângulos de inclinação do orifício de sucção.

As maiores desvantagens de simulações numéricas tridimensionais são a complexidade maior do processo de geração da malha e o aumento do tempo de processamento computacional. Malhas estruturadas, com elementos hexaédricos, foram geradas com o software gerador de malha para esta etapa do trabalho.

Subsídios da simulação do caso bidimensional auxiliaram a definir diversos parâmetros de simulação do modelo tridimensional, tais como discretização espacial, passo de tempo, método de solução e modelo de turbulência.

4.4 MÉTODO NUMÉRICO

Os modelos de simulação foram desenvolvidos com o código comercial *Fluent* (ANSYS, 2010), o qual utiliza a método de volumes finitos. Esse método converte as equações diferenciais (3.2), (3.3) e (3.4) em um conjunto de equações algébricas que podem ser resolvidas numericamente.

Segundo Maliska (2004), o método de volumes finitos é definido como qualquer método que satisfaz a conservação de uma dada propriedade em nível de volumes elementares na obtenção das equações algébricas. Para isto, o domínio de cálculo é dividido em um conjunto de volumes de controle discretos, utilizando-se uma malha computacional. As equações diferenciais são então integradas sobre os volumes de controle individuais, obtendo-se as equações algébricas para as variáveis dependentes discretas, ou seja, para as componentes de velocidade, pressão, temperatura, energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação. Posteriormente, as equações discretizadas são linearizadas e o sistema de equações resultante pode ser resolvido por métodos diretos ou iterativos.

Fortuna (2000) considera que a popularidade da técnica de volumes finitos pode ser explicada pela facilidade de interpretação física das equações resultantes e também pela possibilidade de aplicá-las diretamente sobre malhas com espaçamentos não-uniformes. Ou seja, as equações diferenciais parciais são integradas diretamente sobre a malha, o que facilita a obtenção das equações algébricas e sua posterior solução numérica.

Na simulação numérica do escoamento foi utilizado o algoritmo de solução segregada, no qual as equações governantes são resolvidas sequencialmente, uma após a outra, isto é, segregadas uma da outra. As equações são discretizadas através de um arranjo de malha co-localizado e são resolvidas de forma totalmente implícita, empregando o método

de Gauss-Seidel em conjunto com o método *Multigrid* (AMG) a fim de acelerar a convergência do procedimento iterativo. Embora o algoritmo segregado seja eficiente em termos do uso de memória, a taxa de convergência é relativamente lenta. Por esta razão, o acoplamento entre os campos numéricos de pressão e de velocidade requerido no algoritmo de solução segregada foi realizado através do esquema PISO (*Pressure Implicit with Separation of Operators*), reduzindo o número de iterações necessárias para a convergência, considerando a natureza transiente e compressível do problema em mãos.

Os valores discretos das propriedades do escoamento são armazenados no centro dos volumes elementares. Esquemas de interpolação são empregados para determinar valores dessas quantidades na face dos volumes, requeridos para a avaliação dos termos associados ao transporte advectivo. Neste trabalho, optou-se pelo uso do esquema de interpolação *Upwind* de segunda ordem (Barth, 1989) para os termos advectivos nas equações da quantidade de movimento e das quantidades turbulentas. Nesse esquema, o valor da propriedade em uma determinada face do volume de controle, ϕ_f , é fortemente influenciado pelos valores das propriedades nos volumes a montante, sendo assim dependente do sentido do vetor velocidade. O uso do esquema *Upwind* evita o aparecimento de coeficientes negativos nas equações algébricas e instabilidades numéricas.

4.5 FRONTEIRAS MÓVEIS

O compressor alternativo simulado neste trabalho possui o movimento prescrito para o pistão, definido em função do ângulo de manivela θ :

$$p_s = C + (L/2)(1 - \cos \theta) - \sqrt{C^2 - (L^2/4) \text{sen}^2 \theta} \quad (4.1)$$

onde p_s representa a posição do pistão, C o comprimento da biela, L o curso do pistão e θ o ângulo de manivela.

As dinâmicas das válvulas de sucção e de descarga são descritas através de um sistema massa-mola amortecido com um grau de liberdade, tanto nos modelos bidimensionais quanto nos modelos tridimensionais. Assim, assume-se que as válvulas são rígidas e se movimentam paralelamente ao assento. A equação que representa a dinâmica das válvulas é:

$$m_{eq}\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F_p + F_o \quad (4.2)$$

onde m_{eq} é a massa equivalente, c o coeficiente de amortecimento e k a rigidez da válvula. A força F_p é devida ao campo de pressão originado pelo escoamento através da válvula e a força F_o expressa o somatório de outras forças que podem também atuar sobre a válvula, tal como a força de adesão devido à presença de óleo entre a palheta e o assento. A quantidade x representa o afastamento da palheta e as derivadas \dot{x} e \ddot{x} são as suas velocidade e aceleração, respectivamente.

A massa equivalente da válvula pode ser obtida através da relação para a frequência natural (f_n) de oscilação de um sistema massa-mola não amortecido:

$$m_{eq} = \frac{k}{(2\pi f_n)^2} \quad (4.3)$$

Os movimentos do pistão e da válvula requerem que as fronteiras da geometria, assim como a malha nela contida, se adaptem ao longo do tempo. Assim, à medida que o pistão se move do ponto morto superior até o ponto morto inferior e vice-versa, volumes vão sendo criados e destruídos, respectivamente, na câmara de compressão. Além disto, durante os processos de abertura e fechamento da válvula deve haver a adaptação da malha na região entre a palheta e o assento. Para atender esses requisitos utiliza-se uma metodologia de malhas móveis.

O código *Fluent* disponibiliza três diferentes metodologias para malhas (ou fronteiras) móveis. A metodologia escolhida neste trabalho é a metodologia de camadas dinâmicas (DLM - *Dynamic Layering Method*), devido à facilidade em se adotarem malhas com elementos retangulares em geometrias bidimensionais e malhas com elementos hexaédricos e prismáticos em geometrias tridimensionais.

Na DLM, camadas de células vizinhas às fronteiras móveis são adicionadas ou removidas de acordo com a altura das células adjacentes a esta fronteira (h), sendo também permitida a especificação de uma altura ideal da célula para cada superfície móvel. Assim, de acordo com a representação esquemática da Figura 18, a camada de células próximas à fronteira móvel (camada j) é unida à camada de células adjacentes (camada i) ou dividida em mais uma camada, de acordo com a altura h .

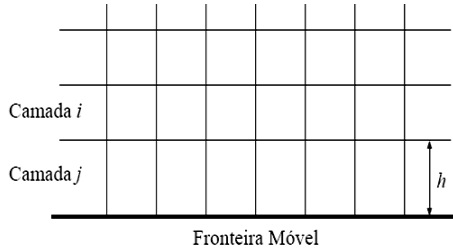


Figura 18 – Modelo de camadas dinâmicas.

Se as células na camada j estiverem sendo expandidas, a divisão das mesmas ocorrerá quando:

$$h_{min} > (1 + \alpha_s)h_{ideal} \quad (4.4)$$

onde h_{min} é a altura mínima das células na camada j , h_{ideal} é a altura ideal das células, definida como um valor constante, e α_s é o fator de divisão. Quando esta condição é encontrada, as células são divididas de maneira que a razão entre as novas células seja α_s em qualquer lugar sobre a fronteira móvel.

Se as células na camada j estão sendo comprimidas, a união entre as células ocorrerá quando:

$$h_{min} < \alpha_c h_{ideal} \quad (4.5)$$

onde α_c é um fator de colapso. Quando esta condição é satisfeita, as células da camada j são unidas às células da camada i .

Para a utilização da metodologia de camadas dinâmicas em superfícies que não se estendem de uma fronteira a outra do domínio computacional, como no caso das válvulas, foi necessária a separação das regiões onde ocorreu a criação/destruição de malha das demais regiões, através da criação de subdomínios. No código *Fluent* isto é feito através do uso de interfaces deslizantes, conforme ilustrado na Figura 19, permitindo que as localizações dos nós das malhas não sejam idênticas nas interfaces.

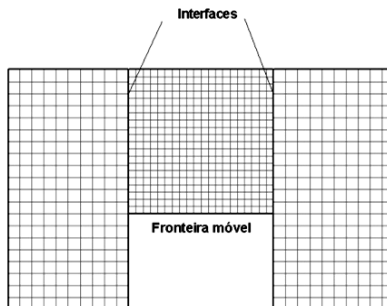


Figura 19 – Modelo de como é aplicada as interfaces deslizantes.

4.6 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

Grande parte do sucesso de uma simulação numérica decorre do correto estabelecimento das condições iniciais e das condições de contorno do problema. Por isso, procurou-se estimar corretamente essas condições, dentro dos limites compatíveis com seus significados físicos.

Tanto para os modelos bidimensionais quanto para os modelos tridimensionais, o refrigerante R134a é o fluido de trabalho e a frequência de operação é 50 Hz. As propriedades do fluido refrigerante foram obtidas através da hipótese de gás ideal.

No caso da simulação dos processos de expansão e sucção, as fronteiras do domínio com seus respectivos nomes podem ser visualizados na Figura 15(a). No contorno denominado “entrada”, definiu-se uma intensidade turbulenta (I) de 6%, correspondente à condição de turbulência desenvolvida no interior de tubulações. A escala de comprimento da turbulência foi aproximada como sendo igual ao diâmetro hidráulico da câmara de sucção. Por outro lado, a pressão é associada à temperatura de evaporação de $-23,3^{\circ}\text{C}$, sendo assim igual a 0,115 MPa. Finalmente, a temperatura de sucção é especificada como sendo 57°C com base em estimativas de superaquecimento observadas no sistema de sucção deste tipo de compressor.

Para os processos de compressão e descarga, cujas fronteiras podem ser visualizadas na Figura 15(b), estabeleceu-se uma intensidade turbulenta de 6% na fronteira de saída. Geralmente, a condição nessa fronteira é localmente parabólica, mas condições de contorno para as propriedades são necessárias no caso de refluxo. Da mesma forma, a escala de comprimento da turbulência é aproximada como igual ao diâmetro hidráulico da câmara de descarga. A pressão corresponde à

condição de saturação da temperatura de condensação de 54,4 °C, que é 1,47 MPa . A temperatura na câmara também é baseada em observação experimental e fixada em 152°C.

Nas paredes sólidas, as condições de não escorregamento e de superfície impermeável foram adotadas para as componentes de velocidade. Para a equação da energia, assumiu-se parede isotérmica de 87°C para as paredes do cilindro, placa de válvulas e pistão. As paredes das câmaras de sucção e de descarga, bem como as paredes dos orifícios das válvulas e válvulas, foram consideradas adiabáticas.

Uma síntese das condições de contorno adotadas na simulação se encontra Tabela 3.

Tabela 3 – Condições de contorno dos modelos de descarga e sucção.

Fronteira	Condições
Entrada	$T = 57^{\circ}\text{C}$; $I = 6\%$; $D_h = 20 \text{ mm}$; $P_e = 0,115 \text{ MPa}$
Saída	$T = 152^{\circ}\text{C}$; $I = 6\%$; $D_h = 20 \text{ mm}$; $P_c = 1,47 \text{ MPa}$
Paredes do cilindro, cabeçote e pistão	$T = 87^{\circ}\text{C}$; $u = v = w = 0$
Paredes das câmaras, orifícios e válvulas	$Q = 0$; $u = v = w = 0$

Na simulação dos processos de compressão e de descarga, o pistão inicia seu movimento a partir do ponto morto inferior ($\omega t = 0^{\circ}$). A pressão e a temperatura inicial do gás dentro do cilindro foram estimadas de acordo com as condições de operação do compressor, sendo inicializadas com os valores de 0,115 MPa e 57°C, respectivamente.

Por outro lado, a simulação dos processos de expansão e sucção é iniciada no ponto morto superior ($\omega t = 180^{\circ}$) e os valores iniciais de temperatura e pressão dentro do cilindro são tomados de resultados obtidos da simulação do processo de descarga, sendo iguais a 152°C e 1,47 MPa, respectivamente.

5 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES E DISCUSSÕES

5.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo são apresentados e discutidos os principais resultados das simulações do escoamento e da transferência de calor no interior do cilindro do compressor alternativo. A verificação do modelo incluiu avaliações da influência das discretizações espacial e temporal, dos modelos de turbulência e tratamentos de parede. Na seção 5.3, o efeito da geometria sobre a transferência de calor é verificado através da comparação de resultados obtidos com modelos bi e tridimensionais. Após a definição da modelação mais adequada, avaliou-se em detalhes o fenômeno da transferência de calor no cilindro e como o mesmo é afetado pela definição do número de Prandtl turbulento. Por fim, uma nova correlação de transferência de calor é proposta para o cilindro a partir de simulações do compressor em diferentes condições de operação, sendo comparada com outras correlações disponíveis na literatura.

5.2 VERIFICAÇÃO DO MODELO

A verificação do modelo engloba a análise de erros de truncamento através de testes de discretização espacial e temporal, da modelação da turbulência e do tratamento da turbulência junto às paredes sólidas.

O modelo deve representar o mais próximo possível o comportamento do fenômeno sendo investigado.

5.2.1 Erros de truncamento

Para garantir a acurácia da solução numérica devem-se realizar análises de erros de truncamento devido às discretizações espacial e temporal. Logo, tanto o refino de malha, representado pelo tamanho dos seus volumes, como o refino de tempo, dado pelo avanço temporal da solução, devem ser avaliados.

A solução numérica deveria ser independente do refinamento adicional da malha. Porém, quanto mais refinada for a malha, maior será o custo computacional da simulação, podendo até inviabilizar a simulação. Assim, por uma questão de economia computacional, todos os testes de refino de malha foram realizados somente para os modelos

bidimensionais de descarga e sucção. Em todas essas simulações o modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$ foi adotado em conjunto com o tratamento de parede aprimorado.

a) Testes de discretização espacial

Devido à forte interação entre o escoamento médio e a turbulência, os resultados numéricos para escoamentos turbulentos tendem a ser mais suscetíveis à dependência da malha do que aqueles para escoamentos laminares. Atenção especial deve ser dada à região afetada pela difusão molecular, pois as variações espaciais das propriedades de transporte ali são no mínimo duas vezes maiores do que em qualquer outra região do escoamento. Assim, adotando-se uma mesma estratégia numérica, é necessária uma malha muito mais refinada para resolver o escoamento junto às paredes. Consequentemente, embora a região viscosa ocupe somente cerca de 1% do escoamento, a solução desta região requer um tempo de processamento computacional de 3 a 300 vezes maior do que seria necessário se o refino da malha fosse mantido comparável àquele adotado na região totalmente turbulenta do escoamento (Craft et al., 2006). Naturalmente, o tempo de processamento computacional depende do problema sendo simulado, do modelo de turbulência e do tipo de algoritmo de solução utilizado.

Fortuna (2000) argumenta que a solução numérica adequada de um escoamento depende em muito do refino da malha em regiões nas quais os gradientes das variáveis são elevados. Assim, uma vez que os gradientes de temperatura são muito maiores junto às paredes, é muito importante que o escoamento nessa região seja resolvido com a maior exatidão possível.

Considerando o exposto, avaliaram-se os erros de truncamento na solução numérica, devido à discretização espacial, através do refino sistemático da malha computacional. Foram analisados três refinamentos de malha para os modelos bidimensionais de descarga e de sucção. A Tabela 4 apresenta os valores correspondentes de y^+ , altura mínima e máxima dos elementos junto às paredes do domínio de solução, razão de crescimento da malha (variação entre duas camadas de volumes adjacentes) e o número mínimo e máximo de volumes para cada nível de refinamento. Como se trata de uma geometria móvel, o número de volumes varia de acordo com o ângulo de manivela, tendo-se assim um número mínimo, quando o pistão se encontra no ponto morto superior, e um número máximo, quando o pistão se encontra no ponto morto inferior.

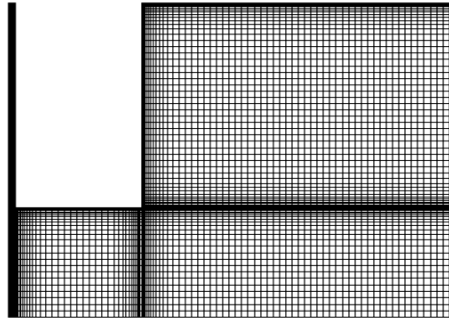
Tabela 4 – Características dimensionais da malha computacional.

	M01	M02	M03
y^+	1,15	0,9	0,85
$\Delta y_{\text{mínimo}}$ (mm)	0,0075	0,0075	0,0075
$\Delta y_{\text{máximo}}$ (mm)	0,2	0,2	0,2
Razão de crescimento	1,3	1,1	1,06
Número de células mínimo e máximo	6050 - 16800	13050 - 33100	25500 - 60000

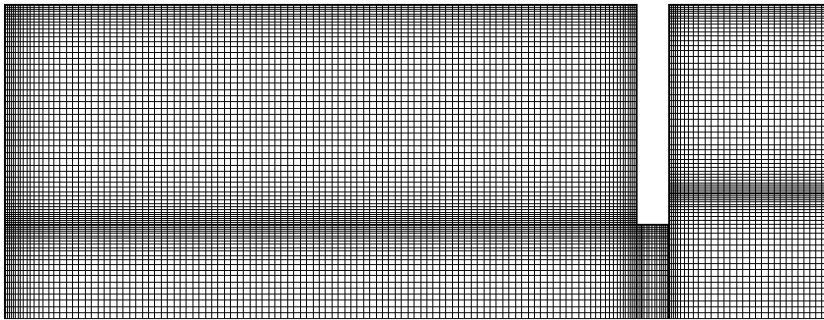
Para assegurar a estabilidade numérica do procedimento iterativo e também devido a restrições associadas com a adaptação da malha em função dos movimentos do pistão e da válvula, o avanço de tempo foi restringido a pequenos incrementos de ângulo de manivela, entre $0,01^\circ$ e $0,2^\circ$. Quando as válvulas se encontram fechadas, adota-se um o incremento temporal máximo correspondente a $0,2^\circ$, pois os níveis de velocidade são muito baixos e o procedimento iterativo converge facilmente. O passo de tempo é reduzido para o valor mínimo ($0,01^\circ$) imediatamente antes da abertura das válvulas, através do monitoramento da força resultante sobre elas. Depois de fechadas, o passo no tempo é novamente alterado para o seu valor máximo, sendo que este processo de transição é feito de forma gradativa para evitar problemas de instabilidade numérica.

Os incrementos de ângulo de manivela mínimo ($0,01^\circ$) e máximo ($0,2^\circ$) correspondem a incrementos de tempo iguais a $5,56 \times 10^{-7}$ s e $1,11 \times 10^{-5}$ s, respectivamente. Estes passos de tempo foram definidos com base no requerimento da malha mais refinada, de modo que a condição imposta pelo modelo de malhas móveis fosse satisfeita. De acordo com esta condição, o movimento relativo entre uma fronteira móvel e a camada de células adjacentes a ela não pode ser maior que a altura destas células durante qualquer avanço no tempo.

A Figura 20 ilustra as malhas computacionais adotadas para as simulações do processo de sucção e de descarga, com o pistão nos pontos mortos superior e inferior, respectivamente. São malhas estruturadas com elementos quadrangulares e uma razão de aspecto entre os volumes na faixa de 1 a 26.



(a)



(b)

Figura 20 – (a) Malha para o modelo da sucção. (b) Malha para o modelo da descarga.

Na presente análise, compararam-se resultados para o fluxo de calor médio nas superfícies que delimitam a câmara de compressão (cilindro, pistão e placa de válvulas), durante o período de um ciclo completo do compressor, correspondente a um giro do eixo $\omega t = 360^\circ$ ou um período de tempo $T = 0,02s$. A Figura 21 mostra resultados para o fluxo de calor total instantâneo nas paredes da câmara de compressão em função do ângulo de manivela ωt , obtidos com o modelo RNG k- ϵ e os diferentes níveis de refino de malha. O fluxo de calor total é a soma dos fluxos de calor na placa de válvulas, no pistão e na lateral do cilindro, ponderadas por suas respectivas áreas. Os valores negativos representam o calor sendo transferido do gás para a parede do cilindro, e vice-versa.

A fim de auxiliar na explicação dos principais fenômenos associados à transferência de calor, os períodos correspondentes a cada

processo de um ciclo completo estão indicados na Figura 21: compressão (A), descarga (B), expansão (C) e sucção (D). Os processos de descarga e sucção estão situados nos intervalos ωt de 150° a 190° e de 216° a 360° , respectivamente, sendo delimitados pelas linhas verticais tracejadas.

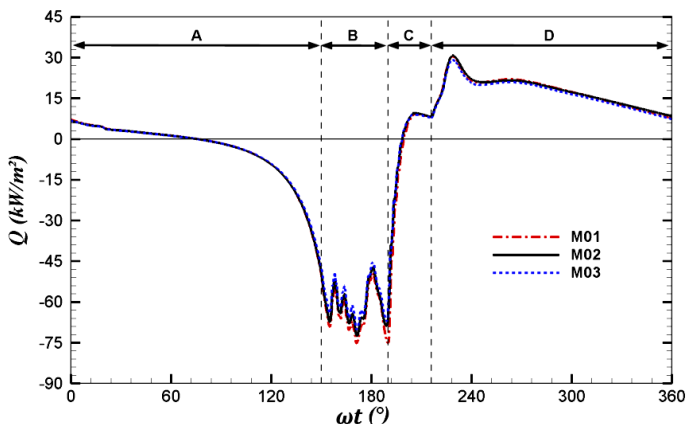


Figura 21 – Fluxo de calor total no cilindro para as três malhas, nos processos de compressão (A), descarga (B), expansão (C) e sucção (D).

Da Figura 21 fica evidente que os resultados das diferentes malhas são muito próximos. Isto é um reflexo do fato de o estudo de refino de malha ter utilizado informações de discretização usada em simulações semelhantes (Pereira et al., 2009).

Apesar da similaridade entre os resultados mostrados na Figura 21, é conveniente quantificar as diferenças entre as previsões de cada malha computacional. Com este objetivo, calculou-se a taxa de troca de calor total \dot{Q} no cilindro durante um ciclo completo do compressor ($\omega t = 360^\circ$ ou $T = 0,02s$). Nesta análise, o fluxo de calor instantâneo Q é multiplicado pela área instantânea de troca de calor A_t , resultando na quantidade QA_t . Integrandose ao longo do período T , obtém-se a quantidade de calor q [J]:

$$q = \int_0^T QA_t dt \quad (5.1)$$

Finalmente, multiplicando-se a quantidade de calor (q) pela frequência de operação do compressor (f), obtém-se a taxa de troca de calor \dot{Q} ($= qf$).

A Tabela 5 apresenta os resultados da taxa de troca de calor total no cilindro. A primeira linha mostra os valores de \dot{Q} para cada malha computacional. O sinal positivo indica que a troca líquida de calor é das paredes do cilindro para o gás. A segunda linha da tabela representa as diferenças entre as previsões de troca de calor com as malhas M01 e M02 em relação à previsão da malha mais refinada (M03). A menor diferença é registrada na malha M02. Fica claro que as previsões para a quantidade de calor são bastante próximas quando se adotam as malhas mais refinadas (M02 e M03).

Tabela 5 – Taxa de troca de calor total e diferença em relação à malha M03.

	M01	M02	M03
\dot{Q} [W]	3,72	4,15	4,21
Δ [%]	-11,6	-1,4	--

A malha M02 apresenta um custo computacional bem inferior, pois contém aproximadamente a metade do número de células da M03. Assim, a M02 foi empregada para a obtenção dos resultados de transferência de calor, campos de temperatura e velocidade, níveis de intensidade turbulenta e valores de y^+ , necessários para a presente análise.

b) Testes de discretização temporal

Além de verificar a discretização espacial, realizou-se também uma análise da discretização temporal através de simulações bidimensionais dos processos de descarga e de sucção com três pares de incremento de tempo, Δt , apresentados na Tabela 6. Os passos de tempo Δt mínimo e máximo correspondem àqueles adotados nos períodos em que as válvulas estão abertas e fechadas, respectivamente.

Os resultados para fluxo de calor obtidos dos testes com os pares de incremento temporal são apresentados na Figura 22. Como se pode perceber, os resultados são praticamente insensíveis à discretização temporal. Deve ser mencionado que o modelo apresentou dificuldades de convergência nas simulações com os maiores passos de tempo (dt01 e dt02). Para avanços de tempo ainda maiores que os testados aqui, o deslocamento da válvula e do pistão entre dois instantes de tempo pode ultrapassar o limite imposto pelo modelo de malhas móveis utilizado, impedindo a simulação completa do ciclo de compressão. Em função

desses aspectos, optou-se pela discretização temporal $dt03$ mais refinada como padrão para as demais simulações realizadas neste trabalho.

Todas as equações adotaram como critério de convergência um resíduo absoluto menor do que $\varepsilon = 10^{-4}$ (definido por $|\phi_{n+1} - \phi_n| < \varepsilon$, sendo ϕ_{n+1} e ϕ_n as soluções da variável de interesse em duas iterações sucessivas), exceto para a equação da energia, cujo critério foi alcançar um resíduo menor que 10^{-6} . O número máximo de iterações por passo de tempo foi de 30.

Tabela 6 – Pares de incremento temporal.

Discretizações	Δt mínimo	Δt máximo
dt01	$5,56 \times 10^{-6}$ s ($\omega t = 0,10^\circ$)	$2,77 \times 10^{-5}$ s ($\omega t = 0,50^\circ$)
dt02	$2,77 \times 10^{-6}$ s ($\omega t = 0,05^\circ$)	$1,39 \times 10^{-5}$ s ($\omega t = 0,25^\circ$)
dt03	$5,56 \times 10^{-7}$ s ($\omega t = 0,01^\circ$)	$1,11 \times 10^{-5}$ s ($\omega t = 0,20^\circ$)

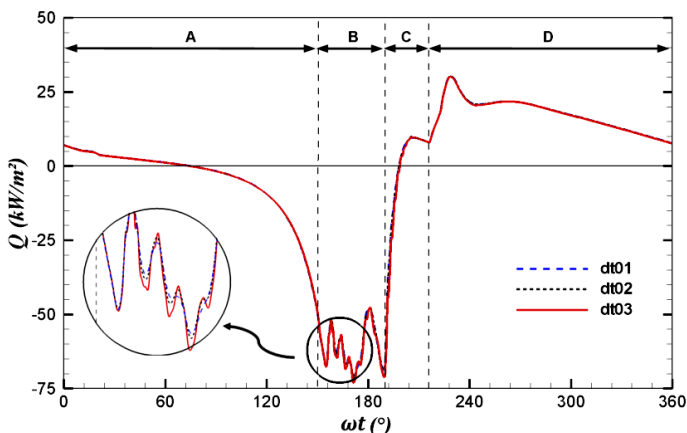


Figura 22 – Fluxo de calor total para diferentes discretizações de tempo.

5.2.2 Modelação da turbulência

Nesta seção, diversos modelos de turbulência e tratamentos de parede foram avaliados para a representação dos fenômenos físicos relevantes à transferência de calor no interior do cilindro.

a) Modelos de turbulência

Inicialmente, os resultados de dois outros modelos de turbulência (k- ϵ Realizável e SST) foram comparados com as previsões do modelo RNG k- ϵ . No entanto, a fim de tornar esta comparação conclusiva, procedeu-se uma análise de erro de truncamento nos resultados obtidos com as três malhas indicadas na seção 5.2.1. Conforme mostra a Tabela 7 e ilustra a Figura 23, todos os modelos apresentam um comportamento adequado de convergência da solução com o refino da malha. Na Figura 23, N representa o número de elementos das malhas computacionais.

As discretizações espacial e temporal escolhidas para as simulações restantes com os três modelos de turbulência correspondem à malha M02 (Tabela 4) e ao passo de tempo dt03 (Tabela 6). Além da previsão do fluxo de calor total no cilindro durante um ciclo completo de compressão ($\omega t = 360^\circ$), valores instantâneos de fluxo de calor nas superfícies, vazão mássica nos orifícios de sucção e de descarga, bem como a temperatura e pressão na câmara de compressão foram também monitorados.

Tabela 7 – Previsões para a troca de calor total ao longo de um ciclo de compressão para diferentes modelos de turbulência e refinamentos de malha.

Malhas	Q̇ [W]		
	k- ϵ Realizável	RNG k- ϵ	SST
M01	3,49	3,72	3,92
M02	3,87	4,15	4,02
M03	3,91	4,21	4,13

Menter (1994) indica que o modelo SST permite a descrição adequada do transporte das tensões cisalhantes turbulentas, resultando em predições acuradas de regiões de separação em escoamentos sob gradientes adversos de pressão. Como tais regiões estão presentes no escoamento através de válvulas e também no interior do cilindro, o modelo SST parece ser conveniente para o caso em estudo.

O modelo RNG k- ϵ e o modelo k- ϵ Realizável foram duas outras estratégias analisadas. Esses modelos são bastante utilizados na simulação de escoamentos turbulentos de interesse prático, sendo adequados para prever escoamentos com taxas de deformação e gradientes de pressão elevados.

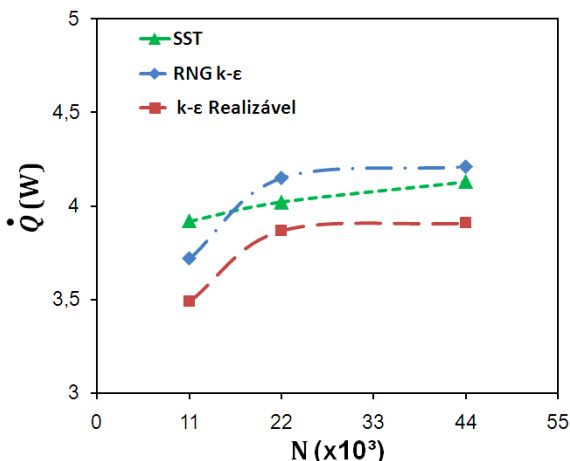


Figura 23 – Convergência da solução dos modelos de turbulência em relação ao refinamento da malha.

Para as simulações com o modelo RNG k-ε e com o modelo k-ε Realizável, utilizou-se o tratamento de parede aprimorado a fim de resolver o escoamento até a parede, incluindo a região viscosa, permitindo uma comparação conclusiva com os resultados do modelo SST.

Resultados obtidos com os modelos RNG k-ε, k-ε Realizável e SST para o fluxo de calor total instantâneo, \dot{Q} , nas paredes da câmara de compressão são apresentados na Figura 24 em função do ângulo de manivela ωt . Com base nesses resultados, calculou-se a taxa de troca de calor total durante um ciclo completo do compressor para cada um dos modelos (Tabela 8). Como mostrado na Figura 24, existe bastante similaridade entre os resultados de fluxo de calor instantâneo. A máxima diferença entre os resultados para o calor integrado ao longo do ciclo é de 6,7% entre os modelos RNG k-ε e k-ε Realizável.

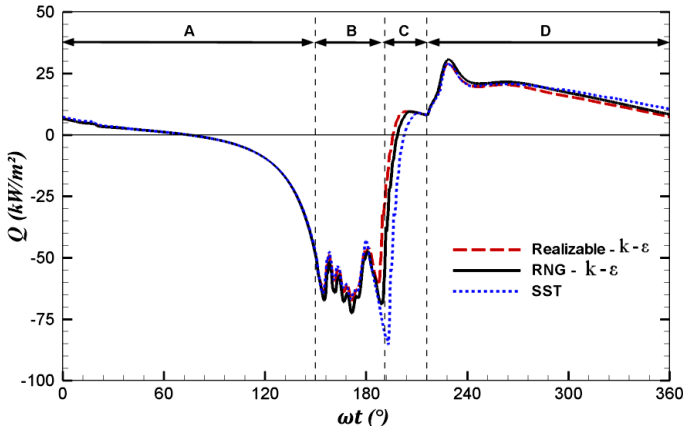


Figura 24 – Fluxos de calor total para os modelos de turbulência analisados.

Tabela 8 – Previsões para a taxa de troca de calor total ao longo de um ciclo de compressão com a variação do modelo de turbulência.

	k-ε Realizável	RNG k-ε	SST
\dot{Q} [W]	3,87	4,15	4,02
Δ [%]	-6,7	--	- 3,1

O passo seguinte foi avaliar os modelos de turbulência para a simulação do ciclo de compressão com a temperatura de evaporação $T_e = 7,2^\circ\text{C}$ (condição HBP). A Tabela 9 mostra que os resultados obtidos com os três modelos são similares entre si, embora a diferença máxima tenha aumentado para 11,3% entre os modelos SST e RNG k-ε. Naturalmente, essa diferença é maior se o modelo k-ε Realizável for escolhido como referência.

Tabela 9 – Previsões para a troca de calor total ao longo de um ciclo de compressão para $T_e = 7,2^\circ\text{C}$ e diferentes modelos de turbulência.

	k-ε Realizável	RNG k-ε	SST
\dot{Q} [W]	18,14	19,40	21,60
Δ [%]	-6,5	--	11,3

Finalmente, o ciclo de compressão para a condição LBP ($T_e = -23,3^\circ\text{C}$) foi dividido em dois períodos: i) quando o pistão vai do ponto morto inferior ao ponto morto superior entre os ângulos de manivela 0° e 180° ; ii) quando o pistão vai do ponto morto superior ao ponto morto inferior entre os ângulos de manivela 180° e 360° . Através da Tabela 10, pode-se verificar que durante o período em que ocorre o processo de sucção (180° a 360°), o gás absorve calor. Situação contrária acontece no período que ocorre a descarga (0° a 180°), no qual o gás rejeita calor para as paredes. Observa-se que este aspecto é registrado pelos três modelos de turbulência.

Com base nos resultados apresentados nesta seção, o modelo RNG k- ϵ foi escolhido para as simulações restantes do escoamento e da transferência de calor no interior do cilindro. Esta escolha se deve basicamente ao fato de que o modelo RNG k- ϵ possibilita uma maior estabilidade numérica do procedimento iterativo de solução.

Tabela 10 – Taxa de calor em dois períodos do ciclo para os modelos de turbulência.

Período	\dot{Q} [W]		
	k- ϵ Realizável	RNG k- ϵ	SST
$0^\circ - 180^\circ$	-4,10	-4,15	-3,93
$180^\circ - 360^\circ$	7,97	8,30	7,95

b) Tratamento de paredes sólidas

Para o modelo RNG k- ϵ e o modelo k- ϵ Realizável existem três alternativas de tratamentos para a região da parede, conforme detalhado na seção 3.4.1. Optou-se por analisar a função-parede padrão (Lauder e Spalding, 1974) e o tratamento de parede aprimorado (Kader, 1979). Basicamente, a primeira alternativa evita a necessidade de solução das equações governantes do problema em uma malha refinada junto à parede e adota formulações algébricas de baixo custo computacional para estimar a influência da mesma sobre a transferência de calor e a quantidade de movimento. Já no tratamento de parede aprimorado, uma malha refinada, com $y^+ \cong 1$ junto à parede, é empregada para resolver o escoamento até a parede, seguindo os detalhes descritos na seção 3.4.1.

A função-parede padrão exige que o valor de y^+ do nó do volume adjacente à parede esteja entre 30 e 300, situando-o assim na região

totalmente turbulenta. Desta forma, malhas menos refinadas foram construídas para os processos de sucção e descarga a fim de satisfazer o valor elevado de y^+ . Malhas estruturadas com dimensões de 0,1 mm e 0,2 mm junto à parede para os modelos de descarga e de sucção, respectivamente, foram adotadas com volumes de dimensões igual a 0,5 mm na região central do cilindro. Para o tratamento de parede aprimorado, a malha M02, descrita na seção 5.2.1, foi escolhida em função de atender o requisito de $y^+ \approx 1$ e também por permitir a geração de resultados com erros de truncamento pequenos.

De acordo com a Figura 25, observa-se que a função-parede padrão (SWF) prevê um fluxo de calor menor do que o tratamento de parede aprimorado (EWT), especialmente no final do processo de compressão (período A) e durante a descarga (período B). Decorrente do aumento da disponibilidade de recursos computacionais cada vez maiores, Launder (1984) sugeriu que a função-parede padrão deva ceder espaço para modelos de turbulência que possam ser integrados até a parede. Em estudo recente, Rakopoulos et al. (2010) mostraram que a função-parede padrão prevê uma menor transferência de calor em cilindro de motores, um resultado em linha com o observado na presente investigação. Considerando-se esses aspectos, o tratamento de parede aprimorado foi escolhido para as análises restantes do presente estudo.

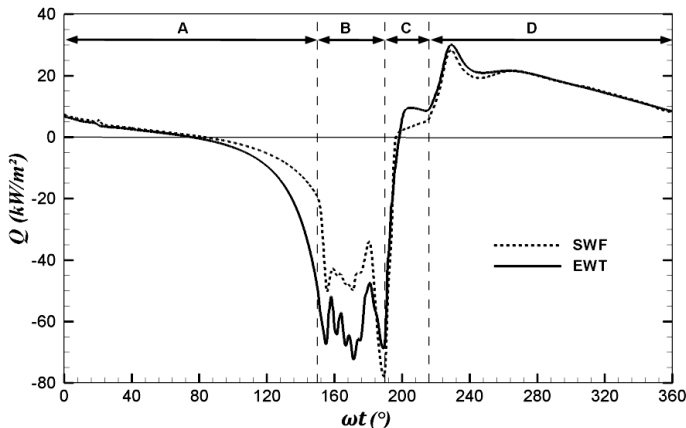


Figura 25 – Fluxos de calor para função-parede padrão e tratamento de parede aprimorado.

5.3 EFEITOS GEOMÉTRICOS NA TRANSFERÊNCIA DE CALOR

O objetivo desta seção é mostrar a adequação do modelo bidimensional para predizer o escoamento e a transferência de calor no interior do cilindro, considerando que o orifício da válvula de sucção é geralmente inclinado. Por outro lado, esse detalhe geométrico do orifício de descarga não possui um efeito significativo sobre o fenômeno, pois a abertura da válvula ocorre quando o pistão está muito próximo da placa de válvulas. Desta forma, adota-se um modelo tridimensional (3D) somente para o processo de sucção a fim de verificar o eventual efeito da inclinação do orifício sobre a transferência de calor e a dinâmica da válvula.

As geometrias escolhidas para a modelação 3D consideram três orifícios com diferentes inclinações. Na sucção o escoamento dentro do cilindro é consideravelmente afetado pela abertura e fechamento da válvula, já que a mesma se situa dentro do cilindro. Logo, a inclinação do orifício afetará também a magnitude e a direção da velocidade do escoamento na saída da válvula, bem como a transferência de calor no cilindro. O orifício reto, sem inclinação, é adotado a fim de verificar a correspondência do modelo tridimensional em relação ao modelo bidimensional.

Os modelos tridimensionais desenvolvidos possuem malha estruturada, elementos hexaédricos e as mesmas características do modelo bidimensional referente à malha M02: $y^+ = 0,9$ junto às paredes; Δy_{\min} e Δy_{\max} iguais a 0,0075mm e 0,2mm, respectivamente, para direções radial e axial; e razão de crescimento igual a 1,1. A direção circunferencial (θ) do modelo 3D foi dividida uniformemente com $\Delta\theta = 3^\circ$, ou seja, totalizando 120 divisões. Assim, o número de volumes no modelo tridimensional foi consideravelmente maior, com um mínimo de 600×10^3 e um máximo de 1500×10^3 , demandando um tempo bem maior processamento computacional. A Figura 26 ilustra um detalhe da malha da malha do modelo tridimensional com orifício reto, no plano de simetria da geometria, mostrando a região da válvula de sucção.

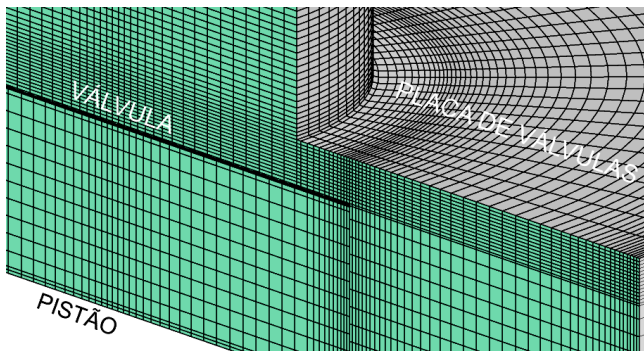


Figura 26 – Detalhe da malha tridimensional no plano de simetria.

O efeito do refino da malha na direção circunferencial sobre a solução numérica foi testado com o emprego de $\Delta\theta = 1,8^\circ$ (200 divisões na circunferência), verificando-se que é insignificante sobre a transferência de calor no cilindro.

Na análise das características do escoamento, como magnitude da velocidade, temperatura, intensidade turbulenta, pressão etc., definiu-se o plano de simetria que divide o domínio (Figura 27) como o plano a ser utilizado na visualização dos perfis destas características.

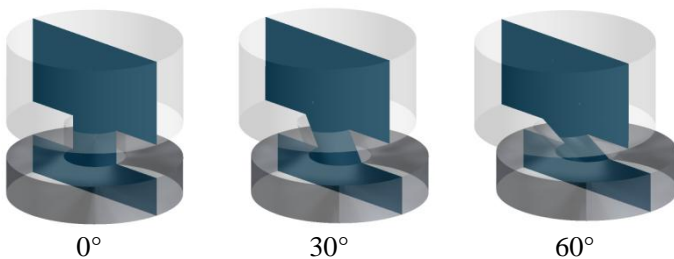


Figura 27 – Representação dos planos de simetria do modelo tridimensional para os diferentes ângulos de inclinação.

Inicialmente, procedeu-se a verificação do modelo tridimensional através da comparação do modelo 3D de orifício reto com o modelo bidimensional, com base em resultados para fluxo de calor (Q) e coeficiente de transferência de calor (h , definido como $h = Q/(T_p - T_f)$). Esta análise possibilitou julgar se a implementação 3D, englobando

estratégia de malhas móveis, dinâmica de válvulas e modelos de turbulência, está em concordância com a do modelo 2D.

A Figura 28 apresenta resultados para os processos de expansão (período C; $190^\circ < \omega t < 216^\circ$), e de sucção (período D; $216^\circ < \omega t < 360^\circ$) delimitados pela linha vertical tracejada, mostrando que as soluções numéricas dos dois modelos são semelhantes. Pode ser observado na Tabela 11 que a diferença entre os resultados dos dois modelos para a troca de calor total em um ciclo é bastante pequena, com exceção da lateral do cilindro onde o calor absorvido pelo gás é cerca de 4,9% menor no modelo 2D. Do ponto de vista global a diferença é de 3,7% foi considerada aceitável para a investigação do efeito da inclinação do orifício. Justificam-se as diferenças encontradas nos dois modelos pelo fato do critério de convergência não ter sido alcançado de forma igual em alguns momentos da simulação do caso tridimensional.

5.3.1 Campos de velocidade e intensidade turbulenta

A Figura 29 mostra os campos de velocidade e da intensidade turbulenta $I [= (2k/3)^{1/2}/V_r]$ no plano de simetria da câmara de compressão logo após a abertura da válvula ($\omega t = 228^\circ$), quando o fluxo de calor é máximo. Na avaliação da intensidade turbulenta, adotou-se a velocidade de referência $V_r = 80$ m/s, calculada com base na vazão mássica através da válvula.

Percebe-se claramente dos campos de velocidade que, conforme o ângulo de inclinação do orifício aumenta, a velocidade máxima torna-se mais elevada. Por exemplo, para a inclinação de 60° a velocidade máxima é igual a 100 m/s, enquanto para os ângulos de 30° e 0° os respectivos valores são 85m/s e 75m/s. Neste caso, níveis maiores de velocidade originam maiores gradientes de velocidade e, assim, maior geração de turbulência pela deformação do escoamento. Isto pode ser observado dos resultados de intensidade turbulenta na Figura 29 (b), a qual aumenta com a inclinação do orifício.

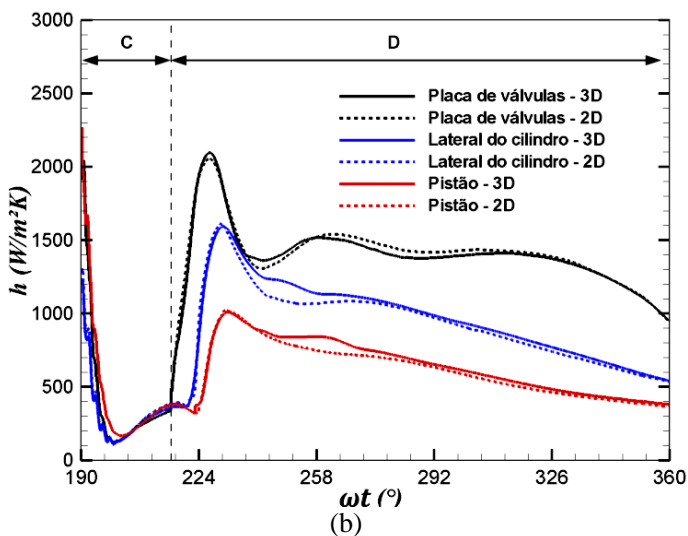
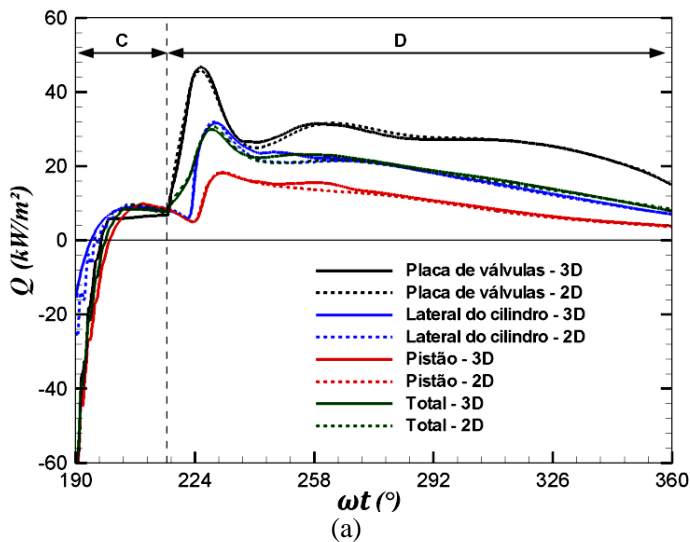


Figura 28 – (a) Fluxo de calor e (b) coeficiente de transferência de calor para os casos bi e tridimensional.

Tabela 11 – Taxa de troca de calor para os casos bi e tridimensional.

\dot{Q} [W]	2D	3D	Δ [%]
Placa de válvulas	3,01	2,98	-1,0
Lateral do cilindro	5,06	5,31	4,9
Pistão	1,19	1,24	4,2
Total	4,57	4,74	3,7

As regiões onde os gradientes de velocidade são elevados situam-se junto às regiões de recirculação do escoamento. Portanto, níveis elevados de intensidade turbulenta estão presentes em tais regiões (Figura 29). Para a inclinação de 60° , observam-se valores elevados de intensidade turbulenta logo após a entrada do gás no orifício de sucção, pois a grande inclinação e a presença de cantos-vivos geram regiões de recirculação. Na inclinação de 30° , a maior intensidade situa-se após a entrada do gás no cilindro, à esquerda do orifício. Para o orifício reto, a maior intensidade também ocorre na entrada, mas de forma simétrica. Como esperado, a intensidade turbulenta é mais elevada na inclinação de 60° , onde os níveis de velocidade e de taxa de deformação do escoamento são maiores, atingindo um valor máximo de 0,5, enquanto nos ângulos 30° e 0° a intensidade alcança valores máximos de 0,25 e 0,2, respectivamente.

5.3.2 Campos de pressão e temperatura

Ao analisar os níveis de pressão, Figura 30(a), nota-se que a maior variação de pressão ocorre no orifício de maior inclinação. A diferença de pressão entre a câmara de sucção e o cilindro é obtida entre as pressões médias dos mesmos, alcançando um valor mínimo de -18,2 kPa e um máximo de 3 kPa para a inclinação de 60° . Enquanto que, para a inclinação de 30° e para o orifício reto, a depressão dentro do cilindro chega aos valores de -11,5 e -9,7 kPa, respectivamente.

Os perfis de temperatura, Figura 30(b), indicam que ocorre aumento da temperatura do gás quando o mesmo entra no cilindro, para todas as inclinações do orifício, pois há transferência de calor das paredes aquecidas do cilindro para o gás.

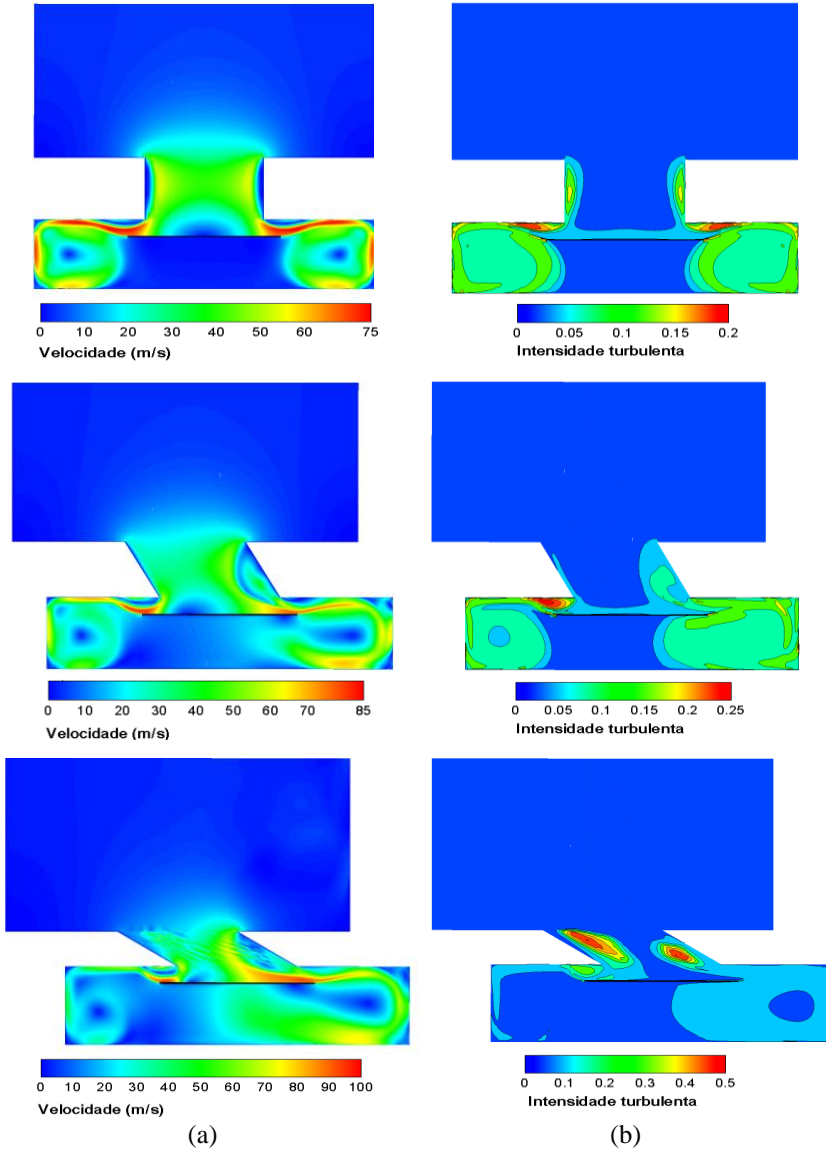


Figura 29 – Campos de magnitude de velocidade (a) e de intensidade turbulenta (b) para os três graus de inclinação do orifício.

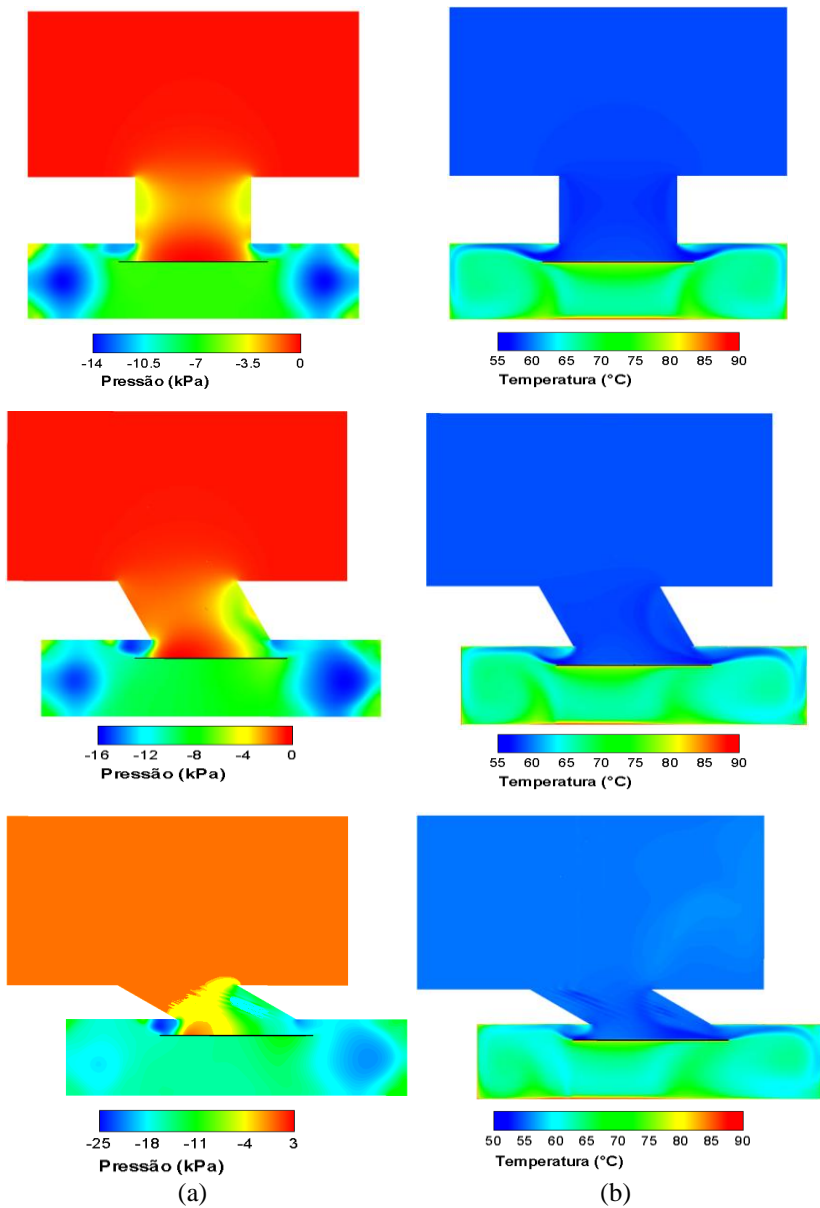


Figura 30 – (a) Campos de pressão. (b) Campos de temperatura.

5.3.3 Transferência de calor

A parede lateral do cilindro foi dividida em quatro setores (Figura 31) a fim de melhor analisar o efeito da inclinação do orifício de sucção sobre a transferência de calor. As laterais 01 e 03 são localizadas em posições opostas e, por simetria, devem trocar a mesma quantidade de calor. Embora também em posições opostas, as laterais 02 e 04 são assimétricas e devem trocar a maior e a menor quantidade de calor, respectivamente, devido à inclinação do orifício que direciona grande parte do escoamento sobre a lateral 02.

As magnitudes do fluxo de calor e do coeficiente de transferência de calor nas paredes laterais são apresentadas nas Figura 32 e 33 para as diferentes inclinações do orifício. As linhas cheias representam o resultado para o orifício com inclinação nula e as linhas pontilhadas os resultados para os orifícios com inclinação de 30° e 60° .

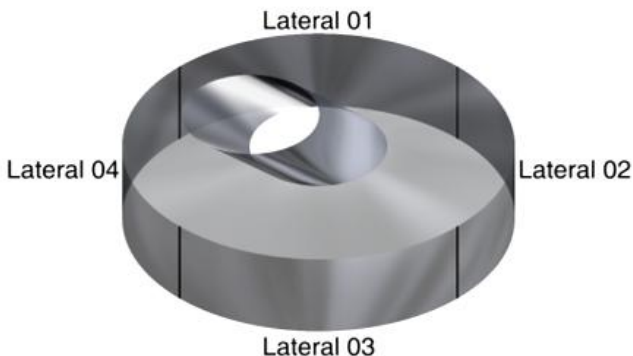
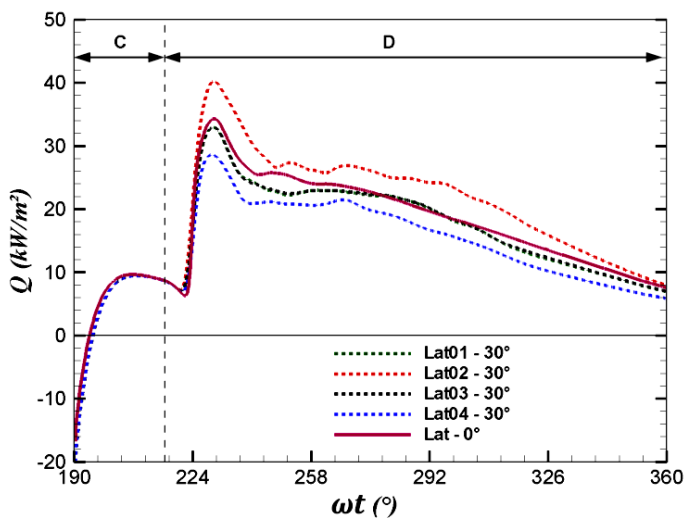


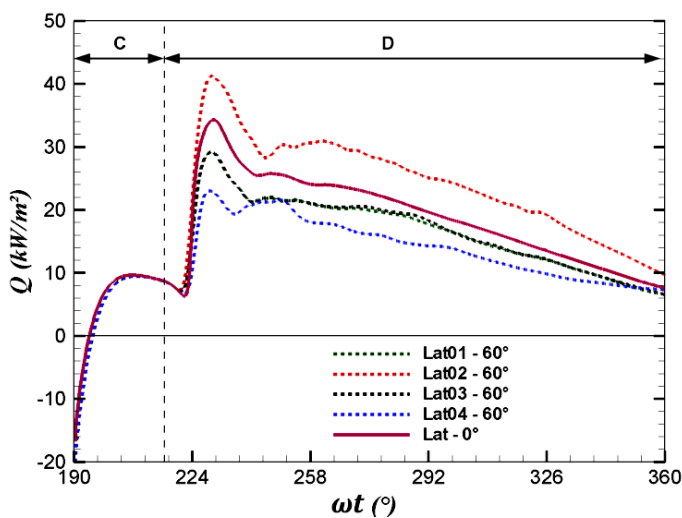
Figura 31 – Divisão da parede lateral do cilindro.

Inicialmente, pode-se constatar que para a maior inclinação (60°) os valores do fluxo e do coeficiente de transferência de calor, em todas as laterais estão mais afastados dos valores para a inclinação de 0° do que para o orifício com inclinação de 30° . Isso ocorre, pois os níveis de velocidade do escoamento se tornam mais assimétricos à medida que a inclinação do orifício aumenta. Como os orifícios inclinados direcionam a maior parte do escoamento sobre a lateral 02, é justamente sobre essa superfície que ocorrem os maiores valores de fluxo de calor e de coeficiente de transferência de calor. Conforme esperado, os valores

dessas quantidades para as laterais 01 e 03 são idênticos independentes do ângulo de inclinação do orifício devido à simetria.



(a)



(b)

Figura 32 – Distribuição do fluxo de calor nas laterais do cilindro para diferentes inclinações do orifício de sucção: (a) 30° e (b) 60°.

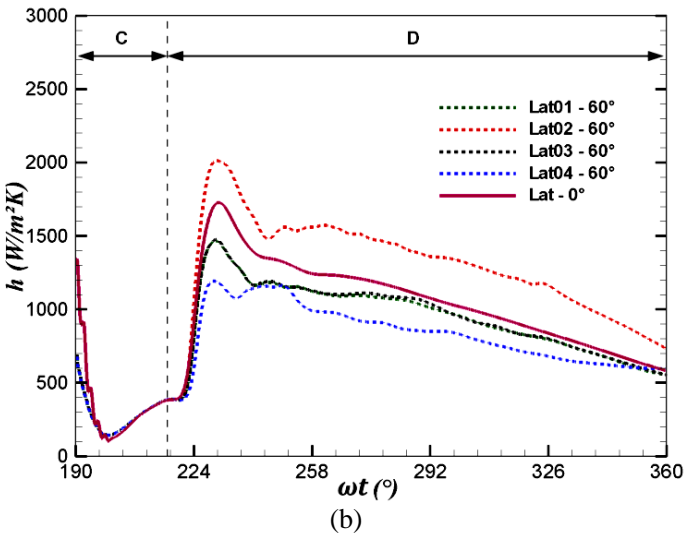
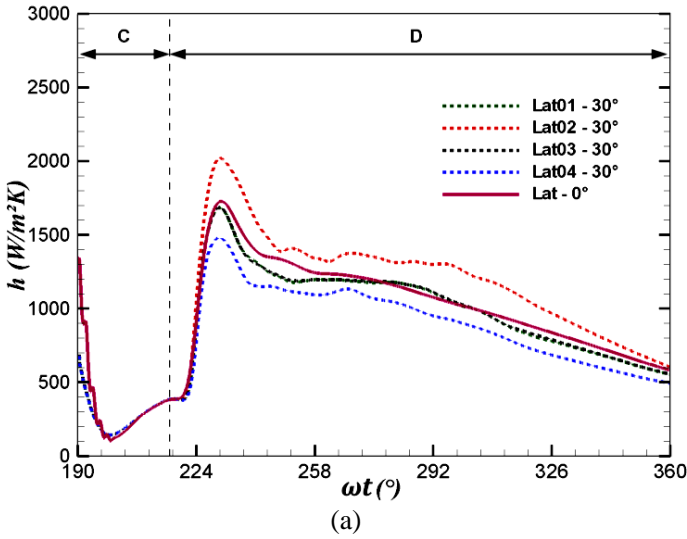


Figura 33 – Coeficientes de transferência convectiva de calor nas laterais do cilindro para diferentes inclinações do orifício de sucção: (a) 30° e (b) 60°.

Apesar das diferenças encontradas para os resultados de transferência de calor em diferentes setores da parede lateral do cilindro, de maior relevância é a verificação do eventual efeito da inclinação do

orifício sobre resultados globais de transferência de calor, dinâmica da válvula e vazão de massa através admitida no cilindro.

A Figura 34 mostra que os resultados para a troca de calor total são virtualmente iguais para as três inclinações analisadas, possivelmente por um efeito de compensação entre os valores maiores e menores encontrados nos diferentes setores.

Embora difícil de ser inferido da Figura 35, quanto maior é a inclinação do orifício de sucção, maior é a restrição à passagem do gás para o interior do cilindro. Isto é confirmado quando se integra \dot{m} ao longo do período do processo de sucção. Para a maior inclinação (60°), a quantidade de massa de gás admitida pelo orifício de sucção é igual a 22mg, enquanto para a inclinação de 30° e para o orifício reto os valores são 23,5mg e 24mg, respectivamente. A menor admissão de massa de gás se deve à presença de recirculações no escoamento dentro do orifício e do cilindro, as quais atuam como uma restrição adicional ao escoamento. Tais recirculações podem ser observadas através dos campos de magnitude de velocidade apresentados na seção 5.3.1. Finalmente, a Figura 35 mostra alterações, embora pequenas, na dinâmica da válvula de sucção, onde X representa o deslocamento da válvula.

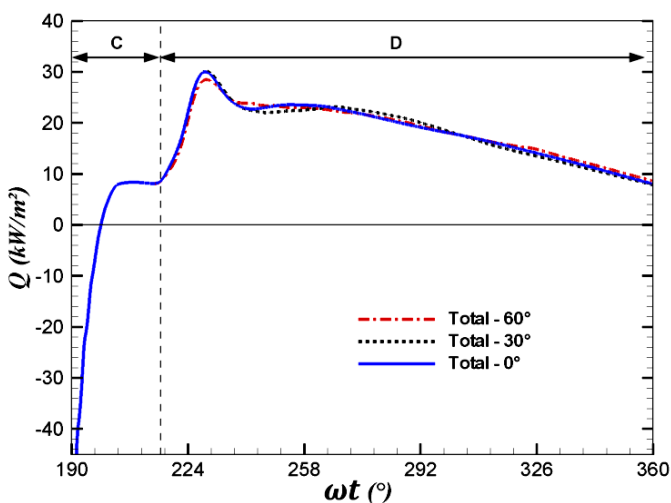


Figura 34 – Fluxo de calor total para os três graus de inclinação do orifício.

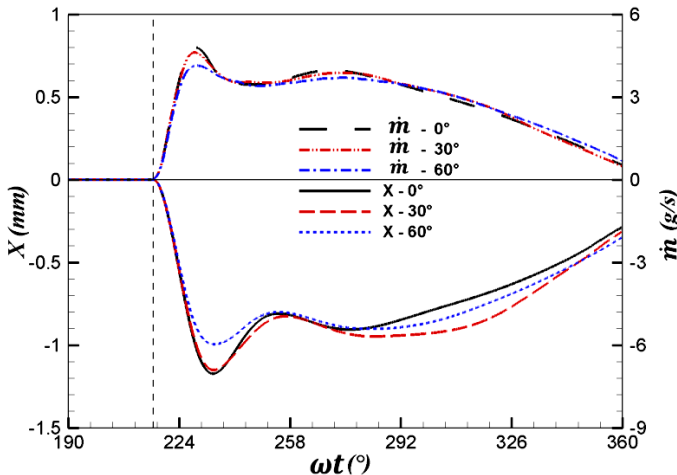


Figura 35 – Deslocamento da válvula de sucção e fluxo de massa na entrada do cilindro.

A partir dos resultados apresentados nesta seção, conclui-se que modelos bidimensionais podem prever de forma adequada a transferência de calor global em cilindros de compressores alternativos. Desta forma, por serem bem menos dispendiosos computacionalmente quando comparados a modelos tridimensionais, decidiu-se pela adoção do modelo bidimensional para o restante das análises deste estudo.

5.4 ANÁLISE DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO CILINDRO

Analisando-se inicialmente o fluxo de calor nas paredes do cilindro, percebe-se da Figura 36 que durante a fase de compressão (A) calor é inicialmente recebido pelo gás e, à medida que a sua temperatura aumenta, eventualmente calor passa a ser rejeitado para a parede. A transferência de calor para a parede aumenta de forma significativa quando o pistão se aproxima do ponto morto superior e o pico de fluxo de calor coincide com o ponto de máxima pressão no interior do cilindro. No processo de descarga (B), outros picos ocorrem, por exemplo, quando o pistão atinge o ponto morto superior ($\omega t = 180^\circ$) e próximo ao fechamento da válvula de descarga, em decorrência da existência de um refluxo do gás. A presença deste refluxo é visível através de vetores velocidade do escoamento representados na Figura 37.

Durante o processo de expansão (C) o gás residual no volume morto é expandido e provoca assim um atraso na abertura da válvula de sucção. Por volta de $\omega t = 200^\circ$, o gás residual em expansão tem sua temperatura reduzida o suficiente para passar a absorver calor das paredes do cilindro e, assim, atrasando ainda mais a abertura da válvula de sucção. Durante o processo de sucção (D), o gás recebe calor das paredes do cilindro enquanto é succionado, aumentando o seu volume específico e, assim, reduzindo a eficiência volumétrica do compressor.

Analisando-se ainda a Figura 36, nota-se que o fluxo de calor durante o processo de descarga é muito maior do que aquele existente no processo de sucção. Isso ocorre porque o pistão está muito mais perto da placa de válvulas durante a descarga e, como consequência, níveis elevados de velocidade do escoamento ocorrem no pequeno espaço entre o pistão e a placa de válvulas em direção ao orifício de descarga. Porém, à medida que o pistão se aproxima do ponto morto superior, a velocidade relativa do escoamento na parede lateral do cilindro diminui, resultando em um fluxo de calor nesta parede muito menor do que aqueles na superfície do pistão e na placa de válvulas.

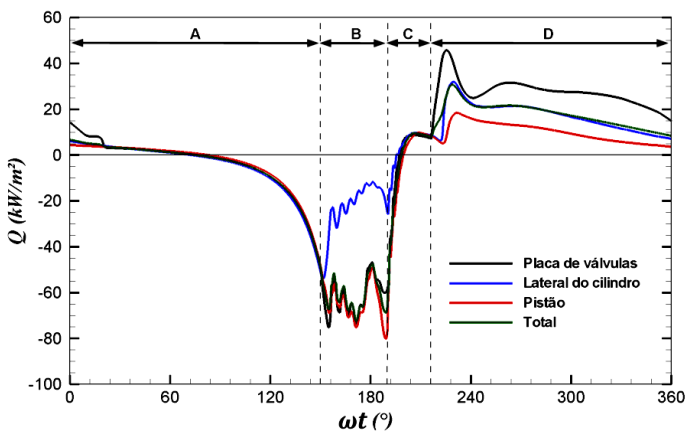


Figura 36 – Fluxo de calor das paredes da câmara de compressão.

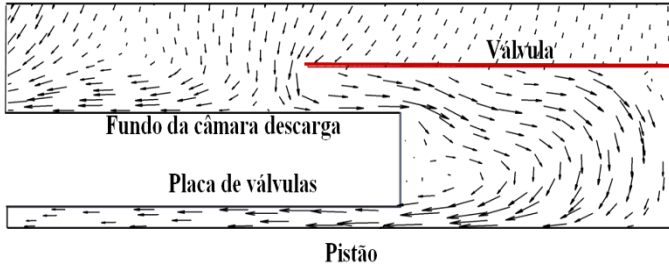


Figura 37 – Vetores que evidenciam o refluxo durante o fechamento da válvula de descarga.

Para compreender melhor o processo de sucção, a Figura 38 apresenta vetores velocidade sobrepostos ao campo de temperatura no interior da câmara de compressão, em dois instantes distintos de tempo: logo após a abertura da válvula em que o fluxo de calor é máximo ($\omega t = 228^\circ$) e em um instante posterior ($\omega t = 255^\circ$).

Durante o processo de sucção, o gás é inicialmente desviado pela válvula, escoando ao longo da placa de válvulas e mudando de direção novamente quando atinge a lateral do cilindro. Como esperado, o fluxo de calor máximo ocorre logo após a abertura da válvula de sucção, porque a velocidade do escoamento é muito alta. Por outro lado, durante o processo de sucção, o pistão está muito mais longe da placa de válvulas do que no processo de descarga. Por isso, quando o gás eventualmente atinge a superfície do pistão, sua velocidade é menor e sua temperatura mais elevada do que junto à placa de válvulas, provocando uma diminuição na intensidade de transferência de calor como mostra a Figura 36.

Após o instante de máxima troca de calor no processo de sucção, a transferência de calor diminui progressivamente em todas as superfícies em resposta a uma diminuição dos níveis de velocidade do fluxo através da válvula. Durante a sucção, a geração de turbulência é significativa junto a regiões de recirculação na entrada do cilindro, onde a taxa de deformação do escoamento é elevada.

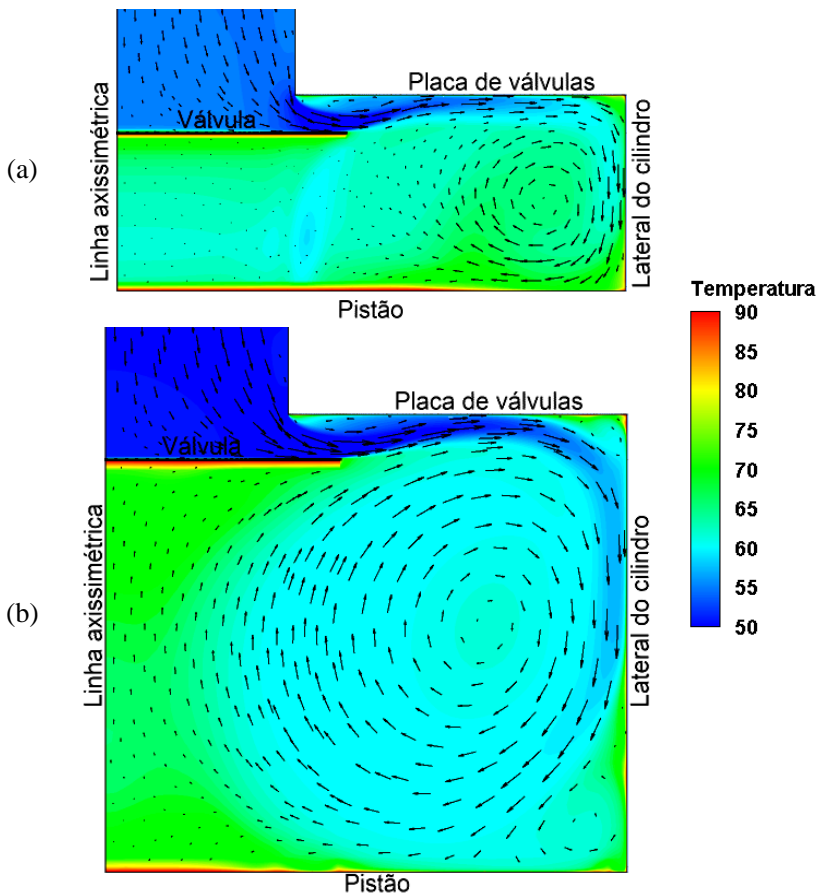


Figura 38 – Vetores velocidade e campo de temperatura [$^{\circ}\text{C}$] para (a) $\omega t = 228^\circ$ e (b) $\omega t = 255^\circ$.

A Figura 39 apresenta resultados numéricos para o deslocamento da válvula de sucção (X) e a vazão mássica (\dot{m}), em função do ângulo de manivela (ωt). Fica evidente que à medida que as válvulas de descarga e de sucção se abrem as vazões de gás, nos respectivos orifícios de saída e entrada no cilindro, aumentam.

Com o enchimento do cilindro durante a sucção, a diferença de pressão existente entre câmara de sucção e cilindro diminui, mas a válvula de sucção continua a abrir devido a sua inércia. A desaceleração provocada pela rigidez da válvula faz com que a mesma inicie o seu

fechamento depois de certo período de tempo. Quando o pistão inverte seu sentido de movimento e inicia a compressão do gás, a válvula de sucção ainda não está totalmente fechada. Apesar disto, não há um refluxo significativo de gás para a câmara de sucção, como pode ser observado na Figura 39, entre os ângulos 0° a 20° .

O fluxo de massa na sucção segue uma variação em linha com a abertura da válvula. Por outro lado, existe uma defasagem entre o pico máximo de fluxo de calor que ocorre por volta de $\omega t = 228^\circ$ e o instante de máxima abertura da válvula de sucção ($\omega t \approx 235^\circ$). Esta defasagem de aproximadamente 7° do ângulo de manivela deve-se à grande diferença de pressão entre a câmara de sucção e o cilindro no início da sucção. Além disto, a abertura da válvula de sucção é mais lenta do que a da válvula de descarga, de modo que o pico do fluxo de massa ocorre antes da abertura máxima.

Na descarga, o aumento da pressão dentro do cilindro, em relação à pressão da câmara de descarga, determina o momento da abertura da válvula de descarga. O processo de abertura é rápido devido à grande diferença de pressão entre o cilindro e a câmara de descarga nesse momento. Com o esvaziamento do cilindro, a diferença de pressão cai e a válvula inicia seu fechamento. Quando o pistão está próximo ao ponto morto superior, há uma grande restrição ao escoamento na pequena folga deixada entre o pistão e o placa de válvulas. Assim, a pressão no cilindro volta a subir. Dependendo da dinâmica da válvula, o pistão pode estar em seu movimento de expansão antes do completo fechamento da válvula. Neste tipo de situação, a pressão na câmara de descarga pode resultar maior que a pressão no cilindro, ocorrendo então refluxo de gás.

O fluxo de massa na descarga relaciona-se à diferença de pressão e à variação da área efetiva de escoamento (A_{ef}), definida por Schwerzler e Hamilton (1972) como:

$$A_{ef} = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{ideal}} A_o \quad (5.2)$$

sendo \dot{m}_{real} e \dot{m}_{ideal} os fluxos de massa real e ideal através da válvula, respectivamente, e A_o a área do orifício.

A variação da área efetiva é afetada pela presença de regiões de recirculação no escoamento através da válvula. Para ilustrar esse fenômeno, a Figura 39 associa quatro posições (I, II, III ou IV) sobre a curva do fluxo de massa com sucessivas formação e dissipação de regiões de recirculação identificadas na Figura 40. No instante em que

válvula encontra-se totalmente aberta uma recirculação forma-se entre a válvula e o seu assento (posição I), a qual restringe a passagem do gás. O fluxo de massa então decai até o momento em que esta região de recirculação deixa de existir (posição II) devido ao aumento da pressão na região, por volta de $\omega t = 160^\circ$. Em $\omega t = 163^\circ$, surge outra região de recirculação um pouco menor sobre o assento (posição III), restringindo novamente a passagem do gás. Outra vez, a região de recirculação é dissipada na posição IV indicada na Figura 40. Resumidamente, pode-se concluir que a formação de regiões de recirculação diminui a área de passagem do gás, ocasionando uma redução do fluxo de massa e também da transferência de calor. Quando as regiões de recirculação são eliminadas pela ação do próprio escoamento, tem-se um aumento da área efetiva de escoamento e um aumento do fluxo de massa e da transferência de calor. O processo de geração e destruição de regiões de recirculação na válvula são os responsáveis pelas oscilações do fluxo de massa e da transferência de calor no processo de descarga.

Esse processo de geração e dissipação de recirculações não é observado na sucção. Há somente a formação de uma recirculação entre a válvula e a placa de válvulas, a qual permanece até o fechamento da válvula, pois a pressão na câmara de sucção, a montante do escoamento, tem uma variação pequena.

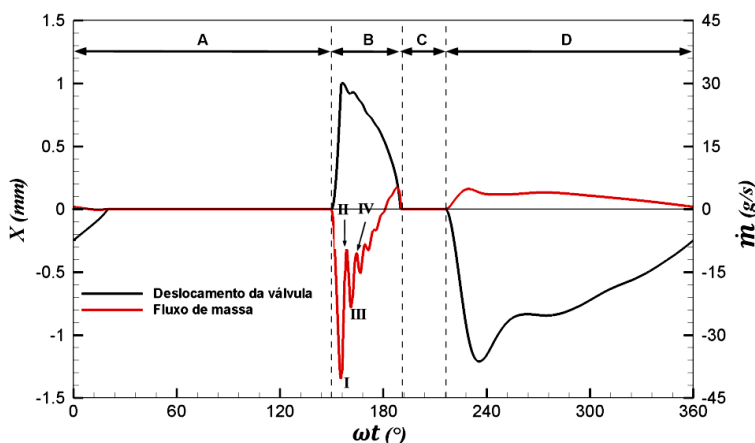


Figura 39 – Deslocamento da válvula e fluxo de massa.

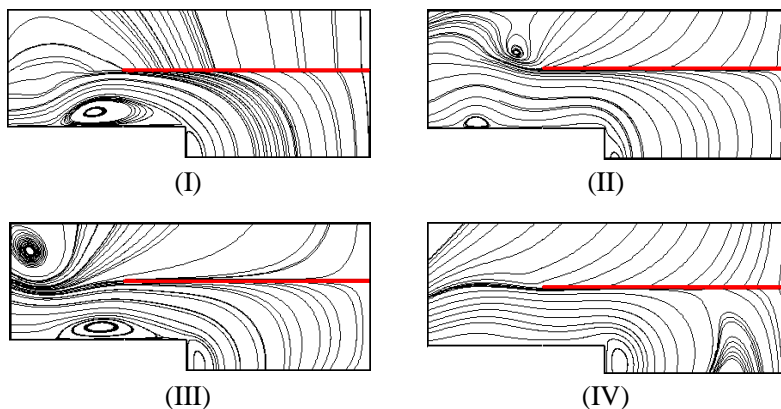


Figura 40 – Linhas de corrente próximas à válvula de descarga, correspondentes às posições I, II, III e IV da Figura 39.

O aumento da vazão logo após a abertura das válvulas provoca um ponto de máximo na transferência de calor devido à alta velocidade do escoamento. De fato, este aumento da transferência de calor se deve ao aumento da energia interna do gás, sendo que o coeficiente de transferência convectiva de calor, h , junto às paredes do cilindro aumenta também. Os valores de h mostrados na Figura 41 indicam um escoamento com elevada troca de calor pelo mecanismo convectivo, tanto na descarga como na sucção. No entanto, como as diferenças entre as temperaturas da parede e do gás são bem maiores durante a descarga, o fluxo de calor é bem maior nesse processo.

Valores de $y^+ (= yu^*/\nu)$ junto às paredes do cilindro, da placa de válvulas e do pistão são apresentados na Figura 42 em função do ângulo de manivela. A variação dos valores de y^+ ao longo do ciclo de compressão está relacionada ao próprio escoamento junto à parede, pois y^+ está associada à tensão na parede. Desta forma, à medida que a velocidade do escoamento aumenta junto à parede, como no caso do processo de descarga, há um aumento considerável na tensão na parede e, portanto, em y^+ .

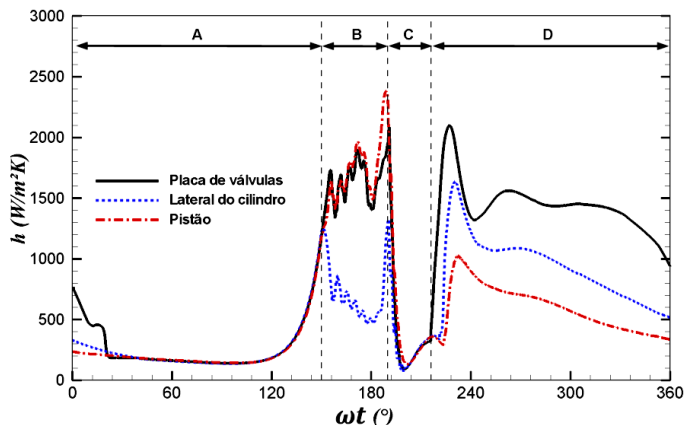


Figura 41 – Coeficiente de transferência de calor para as paredes do cilindro.

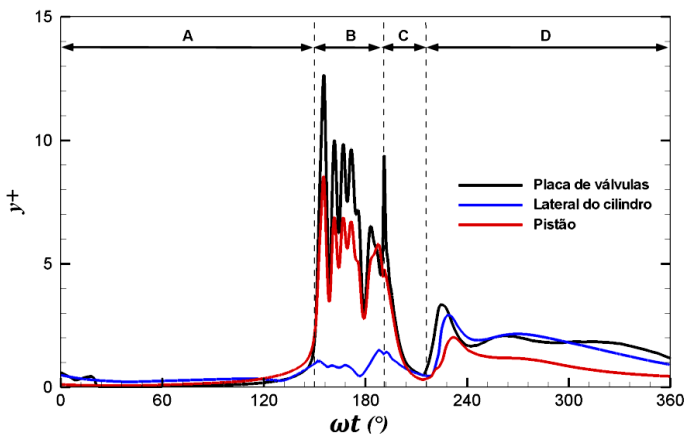


Figura 42 – Valores de y^+ junto às paredes do cilindro.

5.5 EFEITO DO NÚMERO DE PRANDTL TURBULENTO

Diferentes correlações para o número de Prandtl turbulento, Pr_t , foram testadas em conjunto com o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ Realizável, pois a implementação disponível do modelo SST fixa um valor constante para Pr_t , enquanto o modelo RNG $k-\varepsilon$ adota uma formulação para Pr_t que também não pode ser alterada.

A Figura 43 mostra que as diferenças entre os resultados de fluxo de calor total nas paredes do cilindro obtidos com o modelo $k-\epsilon$ Realizável. Nessa figura, os resultados para Pr_t constante são representados pela linha cheia e resultados para Pr_t variável através de linhas tracejadas. Para o caso de número de Prandtl variável, foram testadas as propostas de Hill (1972), Kays e Crawford (1993), Weigand et al. (1997) e Kays (1994), apresentadas na seção 3.5. Observam-se que os resultados de transferência de calor no cilindro obtidos com as diferentes valores de Pr_t são praticamente idênticos.

Através de uma análise da taxa de calor total (Tabela 12), durante um ciclo, foi possível verificar com mais clareza as diferenças que podem ocorrer quando se adotam correlações para avaliar o número de Prandtl turbulento. Assim, a maior diferença encontrada entre o uso de Pr_t constante e Pr_t variável foi no resultado obtido pela aplicação da correlação de Hill (1972), com -7,0%, e a menor através da correlação de Kays (1994), com -3,9%. Deste modo, observa-se que a formulação comumente adotada de Pr_t constante é suficiente para a análise numérica do fenômeno.

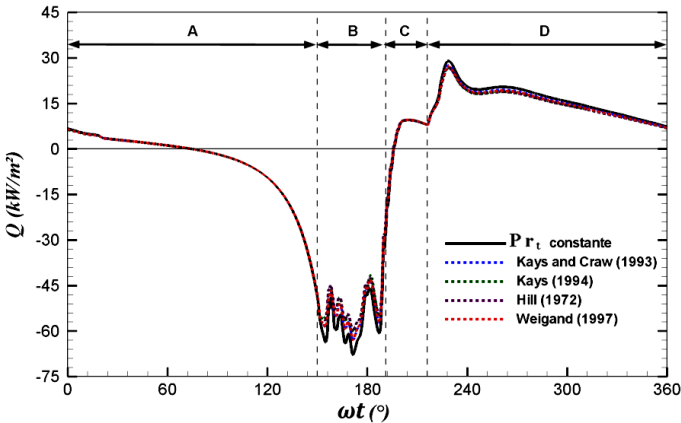


Figura 43 – Comparação entre valores constantes e expressões para Pr_t , para o modelo Realizable $k-\epsilon$.

Tabela 12 – Quantidades de calor estimadas por correlações.

\dot{Q} [W]	Hill (1972)	Kays e Crawford (1993)	Kays (1994)	Weigand et al. (1997)	Pr_t Constante
Total	3,60	3,61	3,72	3,62	3,87
Δ [%]	-7,0	-6,7	-3,9	-6,5	-

5.6 CORRELAÇÃO PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO CILINDRO

Os resultados obtidos neste estudo para transferência de calor no cilindro foram comparados com estimativas retornadas por correlações propostas na literatura. A maioria dessas correlações foi desenvolvida para motores de combustão interna, tais como as propostas de Annand (1963) e de Woschni (1967). Por outro lado, apenas algumas correlações foram desenvolvidas especificamente para compressores alternativos, como as de Adair (1972), Liu e Zhou (1984) e Hsieh e Wu (1996).

Annand determinou uma correlação para o número de Nusselt baseada somente no número de Reynolds:

$$Nu = 0,7Re^{0,7} \quad (5.3)$$

Sendo definidos $Nu = hD/K$ e $Re = \rho D \bar{V}_p / \mu$, onde D é o diâmetro do cilindro, h é o coeficiente de transferência de calor, μ e K são a viscosidade molecular e a condutividade térmica do fluido, e \bar{V}_p é a velocidade média do pistão.

Woschni (1967) assumiu uma correlação na forma:

$$Nu = 0,035Re^{0,8} \quad (5.4)$$

de modo que o coeficiente de transferência de calor fosse dado por:

$$h = 3,26D^{-0,2}p^{0,8}T^{-0,55}w^{0,8} \quad (5.5)$$

onde w é a velocidade média do gás no cilindro, p e T são a pressão e a temperatura do gás.

Adair propôs a correlação:

$$Nu = 0,053Re^{0,8}Pr^{0,6} \quad (5.6)$$

na qual o número de Reynolds, $Re = \rho De^2 w_g / 2\mu$, é definido em termos do diâmetro equivalente De e de uma velocidade rotacional do gás (*swirl velocity*), proporcional à velocidade de rotação do motor.

Liu e Zhou (1984) também adotaram a mesma velocidade e comprimento característicos para definir o número de Reynolds, sendo determinada uma expressão similar para o número de Nusselt:

$$Nu = 0,75Re^{0,8}Pr^{0,6} \quad (5.7)$$

De acordo com a Figura 44, durante o processo de descarga (B), as correlações de Annand (1963) e Liu e Zhou (1984) indicam níveis de fluxo de calor maiores, enquanto que as propostas de Adair et al. (1972) e Woschni (1967) retornaram estimativas menores, em relação à previsão numérica obtida neste estudo. O presente modelo previu níveis intermediários de fluxo de calor que concordam melhor com a correlação de Woschni (1967), embora níveis de transferência de calor maiores sejam previstos no processo de sucção (D). Deve ser observado que a previsão correta da transferência de calor no processo de sucção é particularmente importante para estimar o superaquecimento do gás e, como consequência, as eficiências volumétricas e isentrópicas do compressor.

Deve ser mencionado que as correlações desenvolvidas por Annand (1963) e Woschni (1967) baseiam-se em dados obtidos para transferência de calor no interior do cilindro de um motor de combustão interna. Assim, considerando as diferenças existentes entre as geometrias de válvulas de compressores e de motores de combustão interna, não é uma surpresa a diferença observada entre esses dados e os resultados numéricos do presente estudo. Naturalmente, cada tipo de válvula origina um padrão distinto de escoamento no interior do cilindro, especialmente nos estágios iniciais de abertura e fechamento da válvula, afetando o processo de transferência de calor. No entanto, aspectos como, por exemplo, a geometria de válvulas reais tem sobre o campo de escoamento e transferência de calor, ainda devem ser investigados.

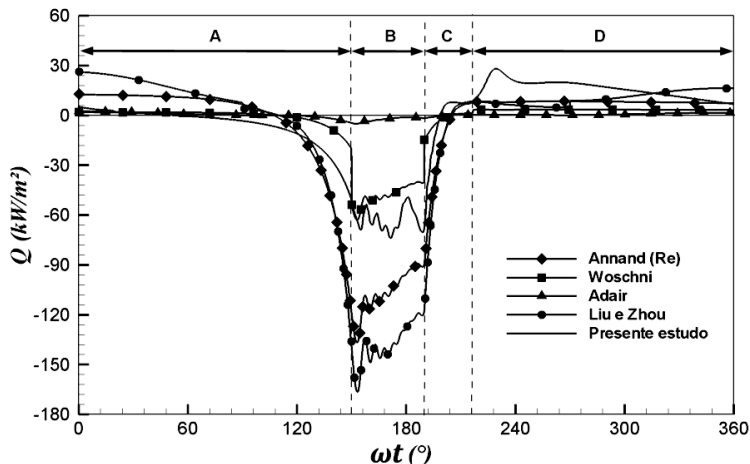


Figura 44 – Fluxos de calor previsto no presente estudo e estimados através de correlações.

A partir de uma análise das correlações utilizadas no presente estudo, desenvolveu-se uma nova correlação para a transferência de calor no interior do cilindro de compressores alternativos. A principal diferença desta correlação em relação às demais existentes na literatura é a definição da velocidade característica do número de Reynolds a partir do fluxo de massa nas válvulas de descarga e de sucção.

A nova correlação é escrita na forma:

$$Nu = aRe^b Pr^c \quad (5.8)$$

com o número de Nusselt definido como $Nu = hD/K$ e sendo Pr ($= c_p \mu / K$) o número de Prandtl molecular, onde D é o diâmetro do cilindro, c_p , μ e K são o calor específico, a viscosidade molecular e a condutividade térmica do fluido, respectivamente.

Para os processos de compressão e expansão, definiu-se um número de Reynolds igual em ambos os processos, baseado na velocidade média do pistão:

$$\bar{V}_p = 2Lf \quad (5.9)$$

na qual L é o curso do pistão e f a frequência de operação.

Para os processos de sucção e de descarga, o número de Reynolds, Re , é baseado na velocidade \bar{V}_p e na velocidade instantânea:

$$V_c = \frac{|\dot{m}(t)|}{\rho(t)A_c} \quad (5.10)$$

onde $\dot{m}(t)$ é o fluxo de massa instantâneo, $\rho(t)$ é a densidade instantânea e $A_c (= \pi D^2/4)$ a área transversal do cilindro. Em todos os processos, o comprimento característico é definido através do diâmetro do cilindro, D . Os valores de a , b e c na Eq. (5.8) foram ajustados com referência à curva do fluxo de calor total no cilindro, obtida através da simulação numérica. Os valores das potências utilizados para as velocidades \bar{V}_p e V_c foram escolhidos de maneira a satisfazer o requisito de aumento da velocidade do escoamento nos processos de descarga e sucção. Os números de Reynolds e os valores das constantes das correlações são apresentados na Tabela 13.

Tabela 13 – Números de Reynolds e as constantes para cada processo.

Processo	Número de Reynolds	Constantes
Compressão	$Re = \frac{\rho(t)D\bar{V}_p}{\mu(t)}$	$a = 0,08$ $b = 0,8$ $c = 0,6$
Descarga	$Re = \frac{\rho(t)D \left(\bar{V}_p + \bar{V}_p^{0,8} V_c(t)^{0,2} \right)}{\mu(t)}$	$a = 0,08$ $b = 0,8$ $c = 0,6$
Expansão	$Re = \frac{\rho(t)D\bar{V}_p}{\mu(t)}$	$a = 0,12$ $b = 0,8$ $c = 0,6$
Sucção	$Re = \frac{\rho(t)D \left(\bar{V}_p + 2\bar{V}_p^{-0,4} V_c(t)^{1,4} \right)}{\mu(t)}$	$a = 0,08$ $b = 0,9$ $c = 0,6$

A Figura 45 apresenta uma comparação entre os resultados para o fluxo de calor no cilindro previsto pela simulação computacional e pela nova correlação de transferência de calor. Nota-se que a nova correlação estima com precisão razoável o fluxo de calor instantâneo.

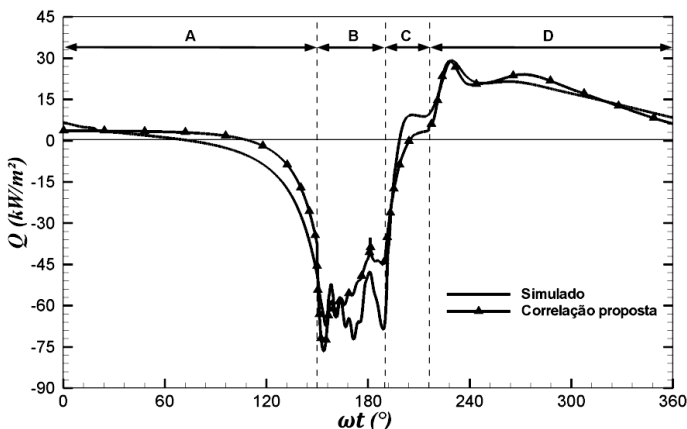


Figura 45 – Fluxo de calor previsto pela simulação e estimado pelas correlações propostas.

Para verificar a generalidade da nova correlação, realizou-se uma série de simulações para diferentes condições de operação do compressor, tais como velocidade, tipo de fluido refrigerante e temperatura de evaporação. Para isto, foram testadas as velocidades de 1500rpm e 4500rpm, o fluido refrigerante R600a, além das temperaturas de evaporação iguais a $-6,7^{\circ}\text{C}$ (MBP) e $7,2^{\circ}\text{C}$ (HBP), mantendo a temperatura de condensação em $54,4^{\circ}\text{C}$ para ambas as condições.

Em compressores alternativos de refrigeração doméstica o fluido refrigerante R600a é comumente utilizado em função de gerar baixo impacto ambiental e produzir boa eficiência energética. As velocidades do compressor escolhidas impõem níveis diferentes de velocidade no escoamento, além de modificar a dinâmica das válvulas. Já para as condições de operação MBP e HBP, a temperatura de evaporação define a pressão na entrada da câmara de sucção, a qual interfere na vazão e nos movimentos de abertura e fechamento das válvulas. Em todas essas situações ocorre também uma variação do calor gerado pela compressão do gás no cilindro, alterando desta forma o fluxo de calor na parede. Por simplicidade, as temperaturas na câmara de sucção e na parede do cilindro foram mantidas nos mesmos valores do caso referência. Este é um aspecto que deve ser avaliado em estudos futuros.

Na variação da velocidade do compressor, constatou-se que a nova correlação estima de forma satisfatória o fluxo de calor previsto numericamente para as velocidades 1500rpm e 4500rpm, como pode ser observado na Figura 46. Adicionalmente, observa-se que o aumento da

rotação gera um aumento no fluxo de calor no interior do cilindro, devido ao aumento da energia interna pela compressão do gás e também dos níveis de velocidade do gás dentro do cilindro.

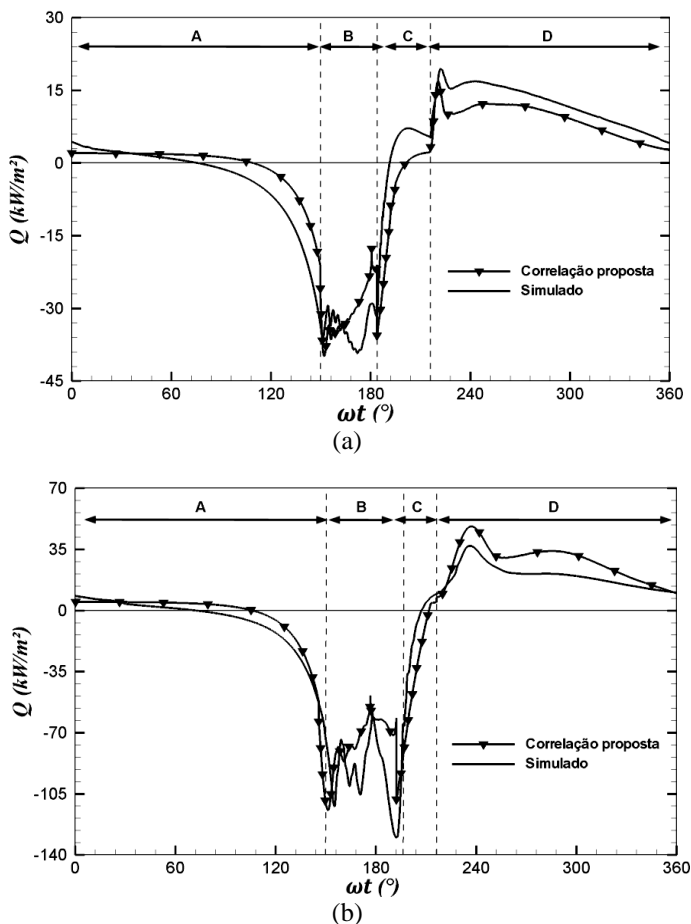


Figura 46 – Fluxo de calor estimado pela correlação e previsto pela simulação, para as rotações de (a) 1500rpm e (b) 4500rpm.

Modificando-se a temperatura de evaporação para as temperaturas de $-6,7^\circ\text{C}$ (MBP – *Medium Back Pressure*) e $7,2^\circ\text{C}$ (HBP – *High Back Pressure*), observa-se novamente a correlação proposta se ajusta de maneira satisfatória aos resultados de fluxo de calor previsto pela simulação numérica durante os processos de compressão, descarga

e expansão. Porém, a correlação superestima os valores do fluxo de calor instantâneo no processo de sucção, principalmente para a condição HBP (Figura 47).

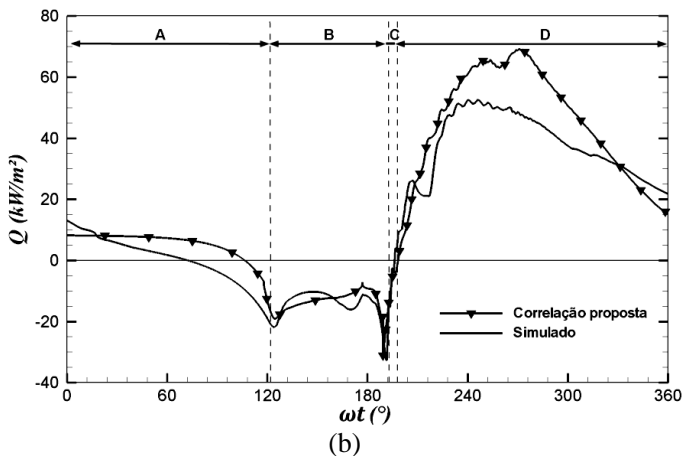
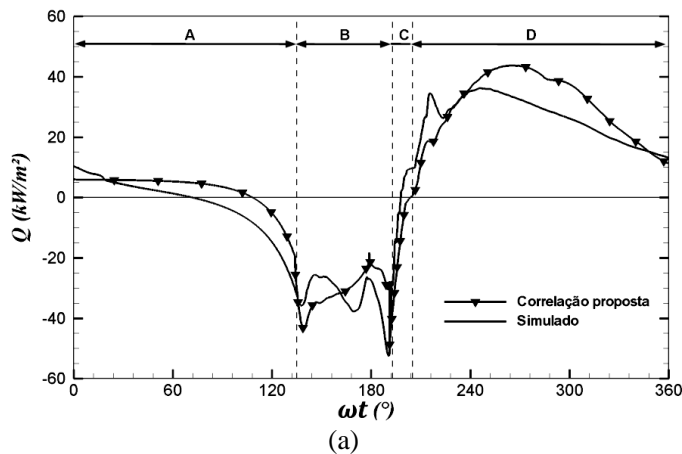


Figura 47 – Fluxo de calor estimado pela correlação e previsto pela simulação, para as condições (a) MBP e (b) HBP.

Finalmente, ao avaliar o fluido refrigerante R600a, mantendo a velocidade em 3000rpm e a condição de operação LBP do caso referência, constatou-se que as correlações propostas subestimam o fluxo de calor, principalmente no processo de sucção (Figura 48).

Observa-se assim que há a necessidade de estender a análise para aprimorar a correlação para diferentes fluidos.

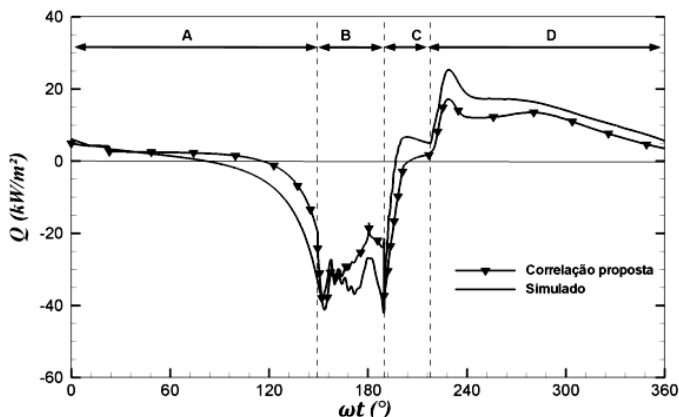


Figura 48 – Fluxo de calor estimado pela correlação e previsto pela simulação, para o fluido R600a.

As condições de operação adotadas na verificação da generalidade da nova correlação foram analisadas em relação à transferência de calor para cada processo do ciclo de compressão.

A Tabela 14, mostra os resultados para a taxa de troca de calor no cilindro, \dot{Q} , para as diferentes condições de operação. Observa-se que, conforme a temperatura de evaporação aumenta de $-23,3^{\circ}\text{C}$ (LBP) para $-6,7^{\circ}\text{C}$ (MBP) e de $-6,7^{\circ}\text{C}$ para $7,2^{\circ}\text{C}$ (HBP), a taxa de troca de calor rejeitada pelo gás é reduzida, nos processos de compressão, descarga e expansão. No caso da compressão, isto se deve ao fato de que a temperatura do gás no interior do cilindro se encontra mais próxima da temperatura da parede. No processo de sucção a quantidade de calor absorvida pelo gás é maior devido a dois aspectos: maior período de abertura das válvulas e maiores níveis de velocidade no interior do cilindro decorrente das maiores vazões à medida que a temperatura de evaporação aumenta. A soma das quantidades de calor dos quatro processos do ciclo resulta um valor positivo, ou seja, o gás absorve mais calor do que rejeita. A maior quantidade de calor absorvido pelo gás acontece na condição HBP.

Como esperado, com o aumento da velocidade do compressor aumenta a taxa de calor trocado, pois uma maior quantidade de energia é despendida no processo de compressão por unidade de tempo.

Na análise do fluido refrigerante, observa-se na Tabela 14 que a taxa de troca de calor, \dot{Q} , é maior em todos os processos do ciclo para o R134a, mas o resultado da soma dos quatro processos é maior para o R600a.

Tabela 14 – Taxa de troca de calor \dot{Q} nos processos do ciclo com a variação das condições de operação.

Condições de operação		\dot{Q} [W] nos processos do ciclo de compressão				
		Compressão	Descarga	Expansão	Sucção	Total
T _e (°C)	-23,3	-1,79	-4,23	-0,06	10,23	4,15
	-6,7	-1,39	-3,43	-0,02	15,72	10,88
	7,2	-0,74	-2,01	-0,00	22,15	19,40
Rotação (rpm)	1500	-1,22	-2,07	0,12	6,90	3,73
	3000	-1,79	-4,23	-0,06	10,23	4,15
	4500	-2,55	-7,58	-0,44	11,59	1,02
Refrigerante	R600a	-1,05	-2,40	0,06	8,29	4,90
	R134a	-1,79	-4,23	-0,06	10,23	4,15

A partir dos resultados de todas as condições de operação testadas, percebe-se que a maior troca de calor ocorre no processo de sucção, evidenciando a importância da previsão correta da transferência de calor nesse processo na avaliação do superaquecimento do fluido refrigerante.

5.7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste capítulo considerou-se a análise do fluxo de calor nas paredes do cilindro de um compressor alternativo com geometria típica de aplicações em refrigeração doméstica. Um modelo bidimensional foi adotado na maior parte das simulações numéricas, mas efeitos da inclinação do orifício de sucção sobre o escoamento e o fluxo de calor

no cilindro foram também investigados a partir de uma formulação tridimensional.

Observou-se que o escoamento através das válvulas de sucção e de descarga influencia significativamente a transferência de calor no cilindro. Durante o processo de descarga, a taxa de troca de calor no cilindro é maior do que durante a sucção, devido aos níveis elevados de velocidade do escoamento na folga entre o pistão e a placa de válvulas.

Para a obtenção das eficiências volumétricas e isentrópicas do compressor alternativo é necessário que se determine corretamente a troca de calor no cilindro. Demonstrou-se que as principais correlações de transferência de calor disponíveis na literatura estimam com pouca exatidão os níveis de fluxo de calor no cilindro principalmente durante os processos de sucção e descarga. Parte dessa limitação se deve às diferenças existentes entre as geometrias das válvulas para as quais tais correlações foram desenvolvidas. De fato, algumas correlações nem mesmo consideram a abertura de válvulas, desprezando os processos de sucção e descarga. Com base nos resultados das simulações deste estudo, uma nova correlação de transferência de calor foi proposta, mostrando-se satisfatória para diferentes condições de operação do compressor.

6 CONCLUSÕES

6.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

A transferência de calor no cilindro de compressores alternativos ocorre no sentido de expandir o gás refrigerante que é succionado, reduzindo assim a eficiência volumétrica do compressor e a capacidade de refrigeração do sistema. Além disso, o superaquecimento do gás acarreta em um aumento no trabalho específico de compressão, reduzindo também a eficiência isentrópica.

Dentro deste contexto, o desenvolvimento de métodos de simulação para os processos do ciclo de compressão na presença de transferência de calor é particularmente importante para a otimização do desempenho de compressores alternativos. O presente trabalho considerou o desenvolvimento de modelos para simulação e análise da transferência de calor no interior de cilindros de compressores alternativos de refrigeração. A verificação da solução numérica foi realizada através da análise de erros de truncamento para diferentes refinamentos de malha. Nas seções seguintes, apresentam-se as principais conclusões do estudo e sugestões para investigações futuras.

6.2 PRINCIPAIS CONCLUSÕES

Dois aspectos extremamente importantes na formulação do modelo numérico são a modelagem da turbulência e o seu tratamento junto a paredes sólidas. A escolha do modelo de turbulência para a simulação do fenômeno foi realizada a partir de uma análise comparativa entre os resultados obtidos em diferentes refinamentos de discretização espacial. Verificou-se que o modelo RNG k- ϵ permite uma convergência adequada da solução com o refinamento da malha. Além disso, o modelo RNG k- ϵ possibilita uma maior estabilidade numérica do procedimento iterativo de solução. O tratamento de parede aprimorado permite a solução do escoamento na subcamada limite viscosa e, conforme argumentado por Launder (1984) é mais adequada para a previsão da transferência de calor. Verificou-se que o uso da função-parede padrão subestima a transferência de calor, conforme também mostrado por Rakopoulos et al. (2010).

O efeito do número de Prandtl turbulento foi avaliado através da implementação de algumas correlações propostas na literatura, mas os correspondentes resultados não apresentaram grandes diferenças entre

si. Desta forma, considera-se que a formulação comumente adotada de Pr_t constante é suficiente para a análise numérica do fenômeno.

O efeito da tridimensionalidade do escoamento sobre a transferência de calor, induzido pelas válvulas, foi avaliado através da inclinação do orifício de sucção. Como esperado, observou-se que as inclinações do orifício de sucção resultam em uma distribuição assimétrica do fluxo de calor na parede lateral do cilindro. Porém, ao se analisar os resultados de fluxo de calor total para três inclinações, verificou-se que os mesmos são bastante próximos entre si e com os resultados para a situação com orifício sem inclinação, devido a uma compensação entre os valores maiores e menores encontrados nos diferentes setores. Por este motivo, uma formulação bidimensional é capaz de captar os fenômenos físicos que ocorrem no ciclo de compressão, com a vantagem de ser computacionalmente mais econômica.

Em relação ao fenômeno físico da transferência de calor no interior do cilindro, observou-se que o fluxo de calor é bastante afetado pelo aumento dos níveis de velocidade nos processos de sucção e descarga. No processo de descarga verificou-se uma oscilação na vazão de massa que é governada pela geração ou dissipação de regiões de recirculação do escoamento entre a válvula e o assento, diminuindo e aumentando, respectivamente, a área efetiva de passagem do escoamento. Como consequência dessas variações na vazão de massa, oscilações no fluxo de calor nas paredes do cilindro são também observadas. Constatou-se que a maior transferência de calor ocorre no processo de sucção, devido ao maior período de tempo em que a válvula fica aberta quando comparado ao processo de descarga.

A partir dos resultados numéricos do presente estudo, verificaram-se algumas correlações propostas na literatura para a previsão da transferência de calor em cilindros de compressores. De maneira geral, tais correlações consideram o número de Nusselt como uma função de um número de Reynolds, Re , definido com base na velocidade média do pistão e com o comprimento característico igual ao diâmetro do cilindro. As estimativas de fluxo de calor obtidas com essas correlações possuem magnitudes bem diferentes da previsão numérica obtida com o modelo RNG $k-\epsilon$. Por este motivo, decidiu-se propor uma nova correlação para a troca de calor em cilindros de compressores, considerando a particularidade de cada um dos processos do ciclo de compressão. Por exemplo, a velocidade instantânea através das válvulas foi adotada para a definição de um número de Reynolds mais representativo para os processos de descarga e sucção. A nova

correlação foi testada para diferentes condições de operação do compressor e mostrou-se adequada na previsão do fluxo de calor.

6.3 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Na presente dissertação, realizou-se uma investigação detalhada da transferência de calor no interior do cilindro de um compressor alternativo.

A análise do fenômeno pode ser ainda complementada com algumas atividades em trabalhos posteriores:

- Adoção de uma equação de estado para gases reais a fim de determinar as propriedades do fluido refrigerante. Neste trabalho adotou-se a hipótese de gás ideal, o que pode não ser adequado em alguns instantes do ciclo de compressão;
- Emprego de uma geometria real de compressor, com o objetivo de analisar a influência de chanfros nas bordas dos orifícios de descarga e sucção;
- Inclusão de uma metodologia para a determinação das temperaturas das paredes do cilindro do compressor de acordo com a condição de operação. Os testes realizados neste estudo para velocidade do compressor, tipo de fluido refrigerante e temperatura de evaporação, mantiveram a temperatura da parede do cilindro em 87 °C;
- Medição do fluxo de calor na parede do cilindro, permitindo a validação do modelo numérico;
- Aperfeiçoamento da correlação proposta, incluindo os efeitos da variação da geometria e outras condições de operação do compressor;
- Implementação da nova correlação de transferência de calor em um modelo de simulação integral a fim de verificar a sua adequação para a previsão da troca de calor no ciclo de compressão.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ADAIR, R. P., QVALE, E. B., PEARSON, J. T. **Instantaneous Heat Transfer to the Cylinder Wall on Reciprocating Compressors**. West Lafayette, USA: Proc. Purdue Compressor Technology Conference, p. 521-526, 1972.

ANNAND, W. J. D. **Heat Transfer in the Cylinders of Reciprocating Internal Combustion Engines**. Proceedings Institution of Mechanical Engineers, v. 117, p. 973-996, 1963.

ANNAND, W. D., MA, T. H. **Instantaneous heat transfer rates to the cylinder head surface of a small compression-ignition engine**. Proceedings Institution of Mechanical Engineers, v. 185, p. 976-987, 1970.

ANSYS Inc., **ANSYS FLUENT**, V.12.1.4., 2010.

BARTH, T. J., JESPERSEN, D. **The design and application of upwind schemes on unstructured meshes**. Reno, USA: Technical Report AIAA-89-0366, AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting, 1989.

BROK, S. W., TOUBER, S., VAN DER MEER, J. S. **Modeling of Cylinder Heat Transfer - Large Effort, Little Effect?** West Lafayette, USA: Proc. Purdue Compressor Technology Conference, p. 43-50, 1980.

CELIK, I. B. **Procedure for Estimation and Reporting of Discretization Error in CFD Applications**. Cópia eletrônica obtida em <http://journaltool.asme.org/Content/JFENumAccuracy.pdf>, em 25/01/2011, 2005.

CHENG, P. D. L. **Experiments in Heat Transfer Under Conditions of Oscillating Pressure and Flow**. Cambridge, MA, USA: Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica, Massachusetts Institute Technology, 1995.

CHONG, M. S., WATSON, H. C. **Prediction of heat and mass transfer during compression in reciprocating compressors**. West

Lafayette, USA: Proc. Purdue Compressor Technology Conference, p. 466-472, 1976.

CRAFT, T., GANT, S., GERASIMOV, A., IACOVIDES, H., LAUNDER, B. E. **Development and application of wall-function treatments for turbulent forced and mixed convection flows.** Fluid Dynamics Research, v. 38, p. 127-144, 2006.

DOSSAT, R. J. **Princípios de Refrigeração.** São Paulo: Hemus, 1980.

FAGOTTI, F., TODESCAT, M. L., FERREIRA, R. T. S., PRATA, A. T. **Heat transfer modeling in a reciprocating compressor.** West Lafayette, USA: Proc. Purdue Compressor Technology Conference, p. 605-610, 1994.

FAGOTTI, F., PRATA, A. T. **A New Correlation for Instantaneous Heat Transfer between Gas and Cylinder in Reciprocating Compressors.** West Lafayette, USA: Proc. Purdue Compressor Technology Conference, p. 871-876, 1998.

FLUENT INC., **GAMBIT 2.4.6,** Lebanon, New Hampshire, 2005.

FORTUNA, A. O. **Técnicas computacionais para Dinâmica dos Fluidos: Conceitos Básicos e Aplicações.** São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 2000.

HAN, Z., REITZ, R. D. **A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling.** Int J Heat Mass Transfer, v. 40, n.3, p. 613-25, 1997.

HILL, J. W. **Estimation of Eddy Diffusivities in Isotropic Turbulence.** San Francisco: 6th Annual AiChE Meeting, 1972.

HSIEH, W. H., WU, T. T. **Experimental Investigation of Heat Transfer in a High-Pressure Reciprocating Gas Compressor.** Nova York, USA: Experimental Thermal and Fluid Science, v. 13, p.44-54, 1996.

KADER, B. Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers. Int. J. Heat Mass Transfer, v. 24, n. 9, p. 1541-1544, October, 1979.

KAYS, W. M. Turbulent Prandtl Numbers – Where are We? J. Heat Transfer, Trans. ASME, v.116, p.284-295, 1994.

KAYS, W. M., CRAWFORD, M. E. Convective Heat and Mass Transfer. New York, USA: 3rd Edition, McGraw-Hill, 1993.

KOLMOGOROV, A. N. Equations of turbulent flow of an incompressible viscous liquid. Journal of Physics – USSR 6 (5), p. 227-228, 1942.

KORNHAUSER, A. A., SMITH JR., J.L. Heat transfer with oscillating pressure and oscillating flow. Proc. IEEE, p. 2347-2353, 1989.

KORNHAUSER, A. A., SMITH JR., J.L. Application of a Complex Nusselt Number to Heat Transfer During Compression and Expansion. Nova York: Transaction of the ASME, v. 116, p. 536-542, 1994.

LAUNDER, B. E. Numerical computation of convective heat transfer in complex turbulent flows: Time to abandon wall functions. Int. J. Heat and Mass Transfer, v. 27, p. 1485-1491, 1984.

LAUNDER, B. E., SPALDING, D. B. The Numerical Computation of Turbulent Flows. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, v. 32, p.69-289, 1974.

LAWTON, B. Effect of Compression and Expansion on Instantaneous Heat Transfer in Reciprocating Internal Combustion Engines. Proc. Instn. Mech. Engrs., 201, A3, p. 175-186, 1987.

LEE, K., SMITH, J. L. Time Resolved Mass Flow Measurement for a Reciprocating Compressor. West Lafayette, USA: Proc. Purdue Compressor Technology Conference, p. 51-57, 1980.

LIU, R., ZHOU, Z. **Heat Transfer Between Gas and Cylinder Wall of Refrigeration Reciprocating Compressor**. West Lafayette, USA: Proc. Purdue Compressor Technology Conference, p. 110-115, 1984.

MALISKA, C. R. **Transferência de calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**. Rio de Janeiro: LTC, 2ª Ed., 2004.

MENTER, F. R. **Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications**. AIAA Journal, v. 32, n.8, p. 1598-1605, August, 1994.

MOHAMMADI, A., YAGHOUBI, M., RASHIDI, M. **Analysis of local convective heat transfer in a spark ignition engine**. International Communications in Heat and Mass Transfer, v. 35, p. 215-224, 2008.

MOHAMMADI, A., YAGHOUBI, M. **Estimation of instantaneous local heat transfer coefficient in spark-ignition engines**. Int. J. Thermal Sciences, v. 49, p. 1309-1317, 2010.

ORSZAG, S. A., YAKHOT, V., FLANNERY, W. S., BOYSAN, F., CHOUDHURY, D., MARUZEWSKI, J., PATEL B. **Renormalization Group Modeling and Turbulence Simulations**. Tempe, Arizona: In International Conference on Near-Wall Turbulent Flows, 1993.

PAWAR, A. N., JAJJO, B. N. **Analysis of Heat Transfer in Ceramic Coated Cylinder Head and Valves of Diesel Engines**. India: Journal of the Institution of Engineers, v.86, 2005.

PEREIRA, E. L. L., DESCHAMPS, C. J., RIBAS, F. A. **Numerical prediction of heat transfer inside the cylinder of a reciprocating compressor**. Papiernička: International Conference on Compressors and Coolants, October, 2009.

POLMAN, J. **Heat Transfer in a Piston-Cylinder System**. Int. J. Heat Mass Transfer, v. 24, p. 184-187, 1981.

RAKOPOULOS, C. D., MAVROPOULOS, G. C. **Experimental instantaneous heat fluxes in the cylinder head and exhaust manifold of an air-cooled diesel engine**. Energy Conversion & Management, v. 41, p. 1265-1281, 2000.

- RAKOPOULOS, C. D., KOSMADAKIS, G. M., PARIOTIS, E. G. **Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation.** International Journal Applied Energy, v. 87, p. 1612-1630, 2010.
- RECKTENWALD, G. W., RAMSEY, J. W., PATANKAR, S. V. **Predictions of Heat Transfer in Compressor Cylinders.** West Lafayette, USA: Proc. Purdue Compressor Technology Conference, p. 159-174, 1986.
- RIBAS JR., F. A., DESCHAMPS, C. J., FAGOTTI, F., MORRIESEN, A., DUTRA, T. **Thermal analysis of reciprocating compressors – A critical review.** Purdue: Proceedings of the Int. Compressor Eng. Conf. at. 2008, 2008.
- ROACHE, P. J. **Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies.** ASME Journal of Fluids Engineering, v.116, September, 1994.
- SARKAR, S., BALAKRISHNAN, L. **Application of a Reynolds-stress turbulence model to the compressible shear layer.** ICASE Report 90-18, NASA CR 182002, 1990.
- SCHWERZLER, D. D., HAMILTON, J. F. **An analytical method for determining effective flow and force areas for refrigeration compressor valving systems.** International Compressor Engineering at Purdue, p. 30-36, 1972.
- SHIVA PRASAD, B. G. **Regenerative heat transfer in reciprocating compressors.** Paper based on original version presented at the 1992 PCRC.
- SHIVA PRASAD, B. G. **CFD for Positive Displacement Compressors.** International Compressor Engineering Conference at Purdue, p. 12-15, July, 2004.
- VERSTEEG, H. K., MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics.** Nova York, USA: Longman Scientific & Technical, 1995.

WEIGAND, B., FERGUSON, J. R., CRAWFORD, M. E. An Extended Kays and Crawford Turbulent Prandtl Number Model. Int. Journal of Heat and Mass Transfer, v. 40, p. 4191-4196, 1997.

WILCOX, D. C. Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. AIAA Journal, v. 26, n. 11, p. 1299-1310, 1988.

WOLFSHTEIN, M. The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient. Int. J. Heat Mass Transfer, v.12, p. 301-318, 1969.

WOSCHNI, G. Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine. SAE paper 670931, SAE Trans., v. 76, 1967.

APÊNDICE A – Detalhamento do Modelo de Turbulência SST

As equações de transporte para o modelo SST são as seguintes:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (\text{A. 1})$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega \bar{U}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (\text{A. 2})$$

O termo \tilde{G}_k é a geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade média:

$$\tilde{G}_k = \min[G_k, 10\rho\beta_i^*(1 + 1,5F(M_t))k\omega] \quad (\text{A. 3})$$

sendo,

$$\beta_i^* = \beta' \left(\frac{4/15 + (Re_t/R_\beta)^4}{1 + (Re_t/R_\beta)^4} \right); \quad Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}; \quad (\text{A. 4})$$

A função $F(M_t)$ corresponde à correção da compressibilidade do modelo k- ω , sendo avaliado por:

$$F(M_t) = \begin{cases} 0, & M_t \leq M_{t0} \\ M_t^2 - M_{t0}^2, & M_t > M_{t0} \end{cases} \quad (\text{A. 5})$$

na qual $M_t^2 \equiv \frac{2k}{a^2}$; ; $a = \sqrt{\gamma R \bar{T}}$.

O termo G_ω representa a produção de ω :

$$G_\omega = \frac{\alpha}{\nu_t} \tilde{G}_k \quad (\text{A. 6})$$

O coeficiente α é definido por:

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t/R_\omega}{1 + Re_t/R_\omega} \right); \quad (\text{A. 7})$$

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\beta_i/3 + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right); \quad \beta_i = \beta_1 F_1 + \beta_2 (1 - F_1) \quad (\text{A. 8})$$

$$\alpha_{\infty} = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (\text{A. 9})$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_1}{\beta'} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega 1} \sqrt{\beta'}} \quad (\text{A. 10})$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_2}{\beta'} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega 2} \sqrt{\beta'}} \quad (\text{A. 11})$$

Os números de Prandtl turbulento, σ_{k3} e $\sigma_{\omega 3}$, são para k e ω , respectivamente,

$$\sigma_{k3} = \frac{1}{F_1/\sigma_{k1'} + (1 - F_1)/\sigma_{k2}} \quad (\text{A. 12})$$

$$\sigma_{\omega 3} = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega 1} + (1 - F_1)/\sigma_{\omega 2}} \quad (\text{A. 13})$$

A viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada conforme:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{0,31\omega}\right]} \quad (\text{A. 14})$$

As funções de transição, F_1 e F_2 , são definidas por:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left[\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega 2} D_{\omega}^+ y^2} \right) \right]^4 \right\} \quad (\text{A. 15})$$

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (\text{A. 16})$$

com

$$D_{\omega}^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (\text{A. 17})$$

onde y é a distância até a superfície mais próxima.

As dissipações de k e ω , Y_k e Y_{ω} , devido à turbulência, são representadas pelas equações:

$$Y_k = \rho\beta_i^*(1 + 1,5F(M_t))k\omega \quad ; \quad Y_\omega = \rho\beta\omega^2 \quad (\text{A. 18})$$

$$\text{com } \beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} 1,5F(M_t) \right]$$

O termo de difusão cruzada, D_ω , é calculado conforme a equação:

$$D_\omega = 2(1 - F_1)\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{A. 19})$$

As constantes dos modelos k- ω , k- ϵ modificado e SST estão na Tabela A.1.

Tabela A.1 – Constantes dos modelos k- ω , k- ϵ modificado e SST.

β'	α_1	β_1	σ_{k1}	$\sigma_{\omega 1}$	α_2	β_2	σ_{k2}
0,09	0,556	0,075	2,0	2,0	0,44	0,0828	1,0
$\sigma_{\omega 2}$	R_β	M_{t0}	α_0	R_ω	R_k	α_∞^*	$\sigma_{k1'}$
1,168	8,0	0,25	1/9	2,95	6,0	1,0	1,176