

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO EM  
MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA

por

Flavio Vanderlei Zancanaro Júnior

Dissertação para obtenção do Título de  
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, maio 2010.

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO EM  
MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA

por

Flavio Vanderlei Zancanaro Júnior  
Engenheiro Industrial Mecânico

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Horácio Antonio Vielmo

Aprovada por:

Prof. Dr. Francisco José de Souza..... POSGRAD / UFU

Prof. Dr. Adriane Prisco Petry..... PROMEC / UFRGS

Prof. Dr. Paulo Smith Schneider..... PROMEC / UFRGS

Prof. Dr. Horácio A. Vielmo  
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 17 maio de 2010.

*Ao meu filhão Luiz Othavio,  
à minha mãe, pai e irmãos,  
com muito amor e carinho.*

*A Deus meu muito obrigado!*

## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente gostaria de agradecer ao meu filho Luiz Othavio, aos meus pais, Flavio e Ivania, e irmãos, Fabio e Fagner pelo constante apoio e incentivo durante toda a minha vida acadêmica.

Ao Professor Horácio Antonio Vielmo, pela orientação, confiança e por disponibilizar um ambiente adequado para o desenvolvimento do trabalho; sobre cuja orientação reitero a honra e privilégio de ter trabalhado.

Agradeço também ao meu orientador na graduação Prof. Sandi I. S. de Souza pelo incentivo e confiança em minha pessoa.

A todos os professores e colegas do departamento, que ajudaram na conclusão deste trabalho. Em especial aos amigos do GESTE e laboratório de motores pelo incentivo em dias difíceis.

Ao Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica desta Universidade por todo apoio e por disponibilizar um ambiente adequado para realização deste trabalho.

A Capes que me contemplou com bolsa de estudos totalizando dois anos de financiamento que foi fundamental para minha estada em Porto Alegre neste período.

Ao CESUP/UFRGS por disponibilizar o recurso computacional.

Por fim, um agradecimento especial à Ellen Machado Contreira, que além da compreensão e carinho, assumiu todas as minhas responsabilidades como pai para que eu pudesse me dedicar à confecção do presente trabalho, obrigado.

## RESUMO

Com os grandes avanços ocorridos na disponibilização de computadores, existe uma tendência contínua para a utilização de técnicas computacionais auxiliando no projeto de equipamentos de engenharia. Cada vez mais estão se obtendo resultados bastante próximos às condições reais, incluindo a simulação de motores de combustão interna.

Neste sentido o presente trabalho tem o objetivo de analisar o escoamento turbulento no processo de admissão de ar em um motor operando em ciclo Diesel. A investigação é focada na determinação da influência do passo de tempo no cálculo do coeficiente de descarga e razão de *swirl*. Adicionalmente, o campo de velocidades, pressão, energia cinética turbulenta e outros parâmetros são apresentados e analisados, com o objetivo de auxiliar no entendimento da dinâmica envolvida. Essencialmente, dois modelos de turbulência são empregados, juntamente com dois tratamentos de parede. Seus resultados também são confrontados e discutidos. A geometria considerada é de um motor Fiat 1.9 L quatro tempos com duas válvulas. A análise é concentrada em um único cilindro. O pacote computacional utilizado é o Star-cd, e seu aplicativo *es-ice*. A independência de malha foi obtida, chegando a 1.672.056 volumes.

Os resultados são apresentados de duas formas. A primeira delas refere-se a resultados de simulações em regime permanente, realizadas em boa parte por outros autores, com ênfase na determinação do coeficiente de descarga e razão de *swirl*, estes confrontados com valores experimentais, visando à validação da metodologia. Fica evidente a importância da escolha do modelo de turbulência na simulação de motores de combustão interna, assim como das funções de interpolação utilizadas. Na segunda parte os resultados referem-se a uma análise transiente, considerando o movimento do pistão e válvulas, a 1500 RPM. Observa-se a grande exigência quanto ao passo de tempo requerido no transiente real, ficando demonstrado que para esta velocidade o menor passo de tempo utilizado,  $0,05^\circ$  ( $5.5555E-6$  s), ainda é insuficiente para alguns momentos do ciclo. É possível notar maior influência no coeficiente de descarga do que na razão de *swirl*, em relação aos passos de tempo utilizados. A forte dependência do modelo de turbulência nos resultados obtidos é mais uma vez confirmada, conforme o esperado, já que as hipóteses sobre a física do fenômeno são diferentes em cada modelo. Os resultados quanto ao tratamento na parede não apresentaram significantes diferenças, quando aplicados junto ao modelo de turbulência *k- $\omega$  SST*.

Palavras-chave: Motor Diesel, CFD, malha móvel, modelos de turbulência, passo de tempo.

## ABSTRACT

Considering the increase in the availability of computers, there is a continuing trend toward the use of computational simulation aiding in the design of engineering equipments. Reasonable results, close to the real conditions, are obtained, including the simulation of internal combustion engines.

In this way, the present work has the objective of analyzing the turbulent flow in the air intake process of an engine operating in Diesel cycle. The investigation focuses on the determination of the time step in the calculation of the air discharge coefficient and swirl ratio. Additionally, the turbulent kinetic energy, pressure and velocity fields, besides other parameters, are presented and analyzed, with the objective of aiding in the understanding of the involved dynamics. Essentially, two turbulence models are employed, together with two wall treatments. Their results are also confronted and discussed. The considered geometry is a four-stroke, 1.9-L FIAT engine, with two valves. The analysis is concentrated on a single cylinder. The software package used is the Star-cd, and its application *es-ice*. The mesh independence is carried out, arriving in 1.672.056 volumes.

The results are presented in two ways. The first one refers to simulation results of the steady state, also accomplished by other authors, with emphasis in the determination of the discharge coefficient and swirl ratio. These data are confronted with experimental values, aiming to validate the applied methodology. The importance of the choice of the turbulent model becomes evident in the simulation of internal combustion engines, as well as the interpolation functions used. In the second part the results refer to a transient analysis, considering the valves and piston movement, at 1500 rpm. It is observed the great demand on time step required is observed for the real transient, demonstrating that, for this speed, the smallest time step used,  $0.05^\circ$  ( $5.5555E-6$  s), is still insufficient for some moments of the cycle. Also regarding the time step, it is possible to notice a greater influence in the discharge coefficient than in the swirl ratio. The strong dependence of the turbulence model on the results is once again confirmed, as expected, since the hypotheses about the physics of the phenomenon are different in each model. The results, regarding the wall treatment, presented no significant differences, when applied together with the SST  $k-\omega$  turbulence model.

Keywords: Diesel engine, CFD, moving mesh, turbulence model, time step.

# ÍNDICE

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
1.1	DADOS DO PROBLEMA .....	2
1.1.1	Ciclo de Operação .....	2
1.1.2	Características do Motor .....	4
1.1.3	Propriedades Termofísicas .....	6
1.2	OBJETIVOS E ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO .....	7
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>8</b>
2.1	ANÁLISE NUMÉRICA EM ICE .....	8
<b>3</b>	<b>MODELAGEM DO ESCOAMENTO TURBULENTO.....</b>	<b>14</b>
3.1	EQUAÇÕES MÉDIAS DE REYNOLDS .....	16
3.1.1	Decomposição de Reynolds .....	17
3.1.2	Conservação de Massa .....	19
3.1.3	Transporte da Quantidade de Movimento .....	19
3.1.4	Conservação de Energia .....	21
3.2	MODELAGEM DA TURBULÊNCIA - RANS .....	22
3.2.1	Modelos de Viscosidade Turbulenta (EVM).....	22
3.2.1.1	Modelos EVM de Duas Equações .....	25
3.2.1.1.1	Modelo $k-\varepsilon$ Padrão Linear e Não-Linear.....	26
3.2.1.1.2	Modelo $k-\omega$ SST .....	27
3.3	APROXIMAÇÃO DE BAIXO NÚMERO DE REYNOLDS .....	30
3.4	CONDIÇÃO DE CONTORNO DO ESCOAMENTO TURBULENTO .....	32
3.4.1	Condição de Contorno na Parede .....	32
3.4.1.1	Condição de Contorno na Parede com Tratamento Padrão - Aproximação de Baixo Número de Reynolds.....	33
3.4.1.2	Condição de Contorno na Parede com Tratamento Híbrido .....	34
3.4.2	Condição de Contorno de Entrada.....	35
<b>4</b>	<b>METODOLOGIA NUMÉRICA .....</b>	<b>36</b>
4.1	ETAPAS DA SOLUÇÃO NUMÉRICA.....	36
4.2	PROPRIEDADES DO MÉTODO NUMÉRICO .....	37
4.2.1	Consistência.....	37

4.2.2	Estabilidade .....	39
4.2.3	Convergência .....	39
4.3	DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES PELO MÉTODO DE VOLUMES FINITOS .....	40
4.3.1	Método dos Volumes Finitos (MVF) .....	40
4.3.2	Esquemas de Discretização no Espaço – Funções de Interpolação .....	41
4.3.2.1	Esquema de Diferença Central - CD .....	42
4.3.2.2	Esquema de Diferenças Upwind - UD .....	43
4.3.2.3	Esquema de Diferenças Upwind Linear - LUD .....	44
4.3.2.4	Esquema <i>Blended Differencing</i> - BD .....	45
4.3.3	Esquema de Discretização Temporal .....	45
4.4	ACOPLAMENTO PRESSÃO-VELOCIDADE .....	46
4.5	CONDIÇÕES DE CONTORNO .....	48
<b>5</b>	<b>CRIAÇÃO DO MODELO MONOCILÍNDRICO COM O <i>ES-ICE</i> .....</b>	<b>50</b>
5.1	METODOLOGIA DO <i>ES-ICE</i> .....	51
5.2	DESCRIÇÃO DO MODELO .....	57
5.2.1	Condição Inicial .....	60
5.2.2	Condição de Contorno .....	60
5.2.3	Paralelização do Cálculo .....	61
5.2.4	Independência de Malha .....	63
5.3	DINÂMICA DOS GASES NO PROCESSO DE ADMISSÃO .....	64
5.3.1	Coefficiente de Descarga .....	65
5.3.2	Razão de <i>Swirl</i> .....	66
<b>6</b>	<b>RESULTADOS .....</b>	<b>69</b>
6.1	ANÁLISE EM REGIME PERMANENTE .....	69
6.1.1	Dados Experimentais .....	69
6.1.2	Simulação em Regime Permanente .....	70
6.2	ANÁLISE EM REGIME TRANSIENTE .....	72
6.2.1	Influência do Passo de Tempo .....	74
6.2.1.1	Parâmetros Relacionados à Estrutura do Escoamento .....	74
6.2.1.2	Parâmetros Relacionados à Turbulência .....	84
6.2.2	Influência da Condição de Contorno na Parede .....	87
6.2.3	Influência do Modelo de Turbulência .....	90



<b>7</b>	<b>CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE CONTINUIDADE.....</b>	<b>94</b>
7.1	CONCLUSÕES.....	94
7.2	SUGESTÕES DE CONTINUIDADE .....	96
<b>8</b>	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>97</b>
	<b>ANEXO A.....</b>	<b>104</b>
	<b>ANEXO B.....</b>	<b>107</b>
	<b>APÊNDICE A .....</b>	<b>109</b>

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1 - Ciclo de operação Diesel: (a) admissão; (b) compressão; (c) expansão; (d) exaustão	3
Figura 1.2 - Ciclo Diesel Ideal. [adaptado de Pulkrabek, 1997]	4
Figura 1.3 - Motor monocilíndrico Fiat [Fiat Research Center, 1982; 1983]	5
Figura 1.4 - Geometria do motor [Baratta et al., 2009]	5
Figura 3.1 - Componentes da velocidade $u$ bem como a média temporal e sua flutuação: (a) escoamentos em que $u$ não depende do tempo; (b) situação onde $u$ depende do tempo [adaptado de Bird et al., 2004]	18
Figura 3.2 - Ilustração da célula próxima à parede [Star-cd Methodology, 2009]	34
Figura 4.1 - Volume de controle para uma situação bidimensional [Patankar, 1980]	41
Figura 4.2 - Variação com o número de Peclet [Maliska, 2004]	44
Figura 4.3 - Esquema de discretização temporal – Euler totalmente implícito [Star-cd Methodology, 2009]	46
Figura 5.1 - Primeiros tipos de malha aplicadas a motores: (a) malha polar-cilíndrica; (b) malha adaptada ( <i>body-fitted mesh</i> ) [adaptado de Gosmam, 1985]	50
Figura 5.2 - Orientação do pistão e válvulas [adaptado de Star-cd User Guide es-ice, 2008]	52
Figura 5.3 - Reconhecimento das válvulas: (a) determinação do sistema de coordenadas; (b) criação do perfil [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]	52
Figura 5.4 - Separação das células: (a) cilindro e plano de simetria; (b) pistão; (c) outras partes, exceto válvulas [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]	53
Figura 5.5 - Definição das linhas da geometria [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]	54
Figura 5.6 - <i>Template</i> 2D [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]	54
Figura 5.7 - Ajuste do <i>Template</i> 2D [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]	55
Figura 5.8 - <i>Template</i> 3D [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]	55
Figura 5.9 - Corte do <i>Template</i> [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]	56
Figura 5.10 - Malha <i>trimmed</i> : (a) extrusão; (b) montagem final [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]	57
Figura 5.11 - Vista superior da malha hexaédrica <i>trimmed</i>	58
Figura 5.12 - Vista isométrica	59
Figura 5.13 - Adição e remoção de células da malha: (a) PMS (360°); (b) PMI (540°)	59
Figura 5.14 - Curso das válvulas	61

Figura 5.15 - Tempo computacional para processamento em paralelo em função do número de processadores [Gosman, 1999]	62
Figura 5.16 - Análise da independência de malha	63
Figura 5.17 - Movimentos de rotação no interior do cilindro	65
Figura 5.18 - Configurações utilizadas para geradores de <i>swirl</i> : (a) válvula com defletor; (b) coletor de entrada direta; (c) coletor helicoidal [Pulkrabek, 1997]	67
Figura 6.1 – Malhas na simulação em regime permanente	71
Figura 6.2 - Velocidade do pistão versus o ângulo do eixo de manivelas para 1500 RPM	73
Figura 6.3 - (a) Plano detalhe A; (b) corte A-A e corte B-B	73
Figura 6.4 - Campo de velocidade no corte A-A, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°	74
Figura 6.5 - Representação do escoamento no detalhe A, em 1154°	75
Figura 6.6 - Campo de velocidade no corte A-A, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°	76
Figura 6.7 - Campo de velocidade no corte B-B, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°	77
Figura 6.8 - Campo de velocidade no corte B-B, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°	77
Figura 6.9 - Pressão absoluta no corte A-A, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°	78
Figura 6.10 - Pressão absoluta no corte A-A, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°	78
Figura 6.11 - Pressão absoluta no corte B-B, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°	79
Figura 6.12 - Pressão absoluta no corte B-B, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°	79
Figura 6.13 - Pressão absoluta média no cilindro e coletor de admissão	80
Figura 6.14 - Evolução do coeficiente de descarga no curso de admissão	82
Figura 6.15 - Evolução da razão de <i>swirl</i> no curso de admissão	83
Figura 6.16 - Trajetória do escoamento: (a) em 1095°; (b) 1140°; (c) 1206°	84
Figura 6.17 - Energia cinética turbulenta no corte A-A, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°	84
Figura 6.18 - Energia cinética turbulenta no corte A-A, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°	85
Figura 6.19 - Energia cinética turbulenta	85
Figura 6.20 - Taxa de dissipação específica	86
Figura 6.21 - Escala de Comprimento da turbulência	87
Figura 6.22 - $y^+$ , passo de tempo 0,05°, $k-\omega$ SST: (a) tratamento padrão; (b) tratamento híbrido	88
Figura 6.23 - Comparativo entre tratamentos na parede para $C_D$	89
Figura 6.24 - Comparativo entre tratamentos na parede para $R_s$	90
Figura 6.25 – Campo de velocidade no corte A-A: (a) $k-\omega$ SST; (b) $k-\varepsilon$ Cúbico	91
Figura 6.26 - Campo de pressão no corte A-A: (a) $k-\omega$ SST; (b) $k-\varepsilon$ Cúbico	92

Figura 6.27 - Taxa de massa na exaustão	93
Figura A.1 - Geometria do cilindro, pistão, biela e eixo manivela, onde, $V_c$ = volume da câmara de combustão, $V_d$ = volume deslocado pelo pistão, $s$ = distância entre o eixo de manivelas e o pino do pistão, $B$ = diâmetro do cilindro, $L$ = curso, $lb$ = comprimento da biela, $a$ = raio do eixo manivela e $\theta$ = ângulo do eixo de manivelas [adaptado de Heywood, 1988]	104
Figura A.2 - Evolução da pressão no cilindro	109
Figura A.3 - Evolução da pressão no coletor de admissão	110
Figura A.4 - Evolução da pressão no coletor de exaustão	111
Figura A.5 - Corte C-C: (a) vista isométrica; (b) vista frontal	111
Figura A.6 - Campo de velocidades no corte C-C: (a) em 1080°; (b) 1095°; (c) 1115°; (d) 1130°; (e) 1145°; (f) 1206°	112

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1.1 - Características do motor	6
Tabela 1.2 - Propriedades do ar	6
Tabela 2.1 - Síntese dos principais trabalhos consultados	13
Tabela 3.1 - Constituintes relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ cúbico padrão	25
Tabela 3.2 - Coeficientes do modelo $k-\varepsilon$ não-linear	27
Tabela 3.3 - Coeficientes do conjunto $C_{\phi 1}$ para o modelo $k-\omega$ SST	28
Tabela 3.4 - Coeficientes do conjunto $C_{\phi 2}$ para o modelo $k-\omega$ SST	29
Tabela 5.1 - Detalhes da decomposição utilizada	62
Tabela 5.2 - Descrição das malhas analisadas.	63
Tabela 5.3 - Tempo computacional	64
Tabela 6.1 - Valores experimentais do coeficiente de descarga e razão de <i>swirl</i> .	70
Tabela 6.2 - Resultados regime permanente	72
Tabela 6.3 - Coeficiente de descarga em 1154°	81
Tabela 6.4 - Razão de <i>swirl</i> em 1154°	82
Tabela 6.5 - Comparação entre tratamentos na parede, em 1154°	88

## LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

BD	Blended Differencing
CD	Central Differencing
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
EDP	Equação diferencial parcial
EVC	Exhaust Valve Close
EVM	Eddy Viscosity Models
EVO	Exhaust Valve Open
ICE	Internal Combustion Engine
IVC	Intake Valve Close
IVO	Intake Valve Open
LDA	Laser-Doppler Anemometer
LES	Large Eddy Simulation
LUD	Linear Upwind Differencing
PISO	Pressure Implicit Splitting of Operators
PMI	Ponto Morto Inferior
PMS	Ponto Morto Superior
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RNG	Renormalization Group
RPM	Rotações por minuto
RSM	Reynolds Stress Models
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
SGS	Sub Grid Scale
SST	Shear Stress Transport
UD	Upwind Differencing
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes

## LISTA DE SÍMBOLOS

### *Letras Romanas*

$A$	Variável qualquer
$A_{ch}$	Área do topo do cilindro, m <sup>2</sup>
$A_p$	Área da superfície do pistão, m <sup>2</sup>
$a$	Raio do eixo de manivelas, m
$a_1$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$B$	Diâmetro do cilindro, m
$B$	Variável qualquer
$C_{A0}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{A1}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{A2}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{A3}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_D$	Coefficiente de descarga
$\bar{C}_D$	Coefficiente de descarga global
$CD_{K\omega}$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$C_{NL1}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{NL2}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{NL3}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{NL4}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{NL5}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{NL6}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_{NL7}$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$\bar{c}_p$	Calor específico médio a pressão constante na temperatura $T$ , J/kg·K
$c_p^0$	Calor específico de referência a temperatura $T_0$ , J/kg·K
$C_1$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_2$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_3$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_4$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_5$	Coefficiente empíricos relacionado ao modelo $k-\varepsilon$ padrão cúbico
$C_\mu$	Coefficiente empírico relacionado ao modelo de turbulência

$C_{\varepsilon 1}$	Coeficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{\varepsilon 2}$	Coeficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{\varepsilon 3}$	Coeficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{\varepsilon 4}$	Coeficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{\phi}$	Coeficiente empírico relacionado ao modelo $k-\omega$ SST
$C_{\phi 1}$	Coeficiente empírico relacionado ao modelo $k-\omega$ SST
$C_{\phi 2}$	Coeficiente empírico relacionado ao modelo $k-\omega$ SST
$d$	Diâmetro da válvula, m
$E$	Coeficiente constante
$F$	Função de combinação do modelo $k-\omega$ SST
$F_1$	Função de combinação do modelo $k-\omega$ SST
$F_2$	Função de combinação do modelo $k-\omega$ SST
$F_{h,j}$	Fluxo de energia por difusão, W/m <sup>2</sup>
$f_{\mu}$	Função de amortecimento
$g$	Aceleração gravitacional, m/s <sup>2</sup>
$h$	Entalpia estática, J
$I$	Intensidade turbulenta, m/s
$k$	Energia cinética turbulenta, m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
$L$	Curso do pistão, m
$l$	Escala de comprimento da turbulência, m
$lb$	Comprimento da biela, m
$\dot{m}_{real}$	Vazão mássica real, kg/s
$\dot{m}_{ideal}$	Vazão mássica ideal, kg/s
$M$	Número de nós da malha
$N$	Rotação do motor, RPM
$n_1$	Número de repetição de experimentos
$\tilde{p}$	Pressão instantânea, Pa
$p$	Pressão média, Pa
$p'$	Flutuação da pressão instantânea, Pa
$\tilde{p}_s$	Pressão estática, Pa
$\tilde{p}_{st}$	Pressão de estagnação, Pa



$p_{out}$	Pressão de saída, Pa
$Pe$	Número de Peclet, $[\rho U \Delta x / \Gamma_\phi]$
$r_c$	Razão de compressão
$R$	Relação comprimento da biela e raio do eixo de manivelas
$R$	Constante universal dos gases, kJ/k·mol·K
$Re$	Número de Reynolds, $[\rho U \Delta x / \mu]$
$Re_t$	Número de Reynolds turbulento, $[y\sqrt{k} / \nu]$
$R_s$	Razão de swirl
$s$	Distância entre o eixo de manivelas e o pino do pistão, m
$s$	Fonte, W/m <sup>3</sup>
$s_{ij}$	Tensor taxa de deformação
$Sp_{max}$	Velocidade máxima do pistão, m/s
$\bar{S}_p$	Velocidade média do pistão, m/s
$S_p$	Velocidade do pistão, m/s
$S^*$	Tensor de deformação adimensional
$S_{ij}$	Tensor de deformação média
$S_\phi$	Termo fonte por unidade de volume, W/m <sup>3</sup>
$S_\omega$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$t$	Tempo, s
$t_l$	Intervalo de tempo, s
$t_{ij}$	Tensor de tensão viscosa, Pa
$T_0$	Temperatura instantânea, K
$T$	Temperatura média, K
$\tilde{T}_0$	Temperatura instantânea de referência, K
$T_{st}$	Temperatura de estagnação, K
$U$	Magnitude da velocidade média local, m/s
$\tilde{u}$	Velocidade instantânea na direção x, m/s
$u$	Velocidade média na direção x, m/s
$u'$	Flutuação instantânea da velocidade na direção x, m/s
$u^+$	Velocidade adimensional
$V$	Volume, m <sup>3</sup>

$V_d$	Volume de deslocado pelo pistão, m <sup>3</sup>
$V_c$	Volume da câmara de combustão, m <sup>3</sup>
$\tilde{v}$	Velocidade instantânea na direção y, m/s
$v$	Velocidade média na direção y, m/s
$v'$	Flutuação instantânea da velocidade na direção y, m/s
$y$	Distância normal a partir da parede, m
$y^+$	Distância adimensional da parede
$\tilde{w}$	Velocidade instantânea na direção z, m/s
$w$	Velocidade média na direção z, m/s
$w'$	Flutuação instantânea da velocidade na direção z, m/s
$\Delta x$	Incremento espacial, m
$\Delta t$	Incremento temporal (passo de tempo), s

### *Letras Gregas*

$\beta_1$	Coefficiente constante
$\beta_{\phi_1}$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\beta_{\phi_1}^*$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\beta_{\phi_2}$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\beta_{\phi_2}^*$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\varepsilon$	Taxa de dissipação, m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
$\phi$	Variável escalar dependente
$\gamma$	Fator de combinação do esquema numérico
$\gamma$	Relação de calor específico
$\kappa$	Constante de Von Kármán
$\lambda$	Condutividade térmica, W/m·K
$\tilde{\mu}$	Viscosidade dinâmica molecular instantânea, kg/m·s
$\mu$	Viscosidade dinâmica molecular média, kg/m·s
$\mu'$	Flutuação da viscosidade dinâmica molecular, kg/m·s

$\mu_t$	Viscosidade turbulenta, Pa·s
$\tilde{\nu}$	Viscosidade cinemática instantânea, m <sup>2</sup> /s
$\nu$	Viscosidade cinemática média, m <sup>2</sup> /s
$\nu'$	Flutuação instantânea da viscosidade cinemática, m <sup>2</sup> /s
$\theta$	Ângulo do eixo de manivelas, ° (graus)
$\tilde{\rho}$	Densidade instantânea, kg/m <sup>3</sup>
$\rho$	Densidade média, kg/m <sup>3</sup>
$\rho'$	Flutuação instantânea da densidade, kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Número de Prandtl turbulento
$\sigma_{k\phi 1}^\omega$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\sigma_{k\phi 1}^\omega$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\sigma_{k\phi 2}^\omega$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\sigma_{k\phi 2}^\omega$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\tau_{ij}$	Tensor de tensão de Reynolds
$\omega$	Taxa de dissipação específica, m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
$\omega_s$	Velocidade angular, rad/s
$\zeta$	Fator de mistura
$\Omega^*$	Tensor vorticidade adimensional
$\Omega_{ij}$	Tensor vorticidade média
$\Gamma_\phi$	Difusão da grandeza considerada, m <sup>2</sup> /s

### *Superíndices*

$n$  Nível de tempo

### *Subíndices*

$o$  Coordenada de referência  
 $C$  Centróide da célula  
 $E$  Orientação da célula, leste  
 $e$  Face do volume, leste

$i$	Direção $i$
$j$	Direção $j$
$k$	Direção $w$
$m$	Massa
$N$	Orientação da célula, norte
$n$	Faces do volume, norte
$P$	Ponto no centro da célula
$S$	Orientação da célula, sul
$s$	Face do volume, sul
$W$	Orientação da célula, oeste
$w$	Face do volume, oeste
$\infty$	Denota a condição à frente
$\phi$	Variável escalar dependente

# 1 INTRODUÇÃO

A aplicação da dinâmica dos fluidos computacional (CFD - *Computational Fluid Dynamics*) em problemas de engenharia vem crescendo gradativamente nos últimos tempos, especialmente na área de motores de combustão interna (ICE – *Internal Combustion Engine*). Hoje em dia, é indispensável o uso desta técnica, que através de simulações, permite obter resultados bastante próximos das condições reais. A análise computacional pode reduzir significativamente o número de testes em laboratório e número de protótipos construídos, proporcionando assim redução de custo e tempo de projeto.

Tradicionalmente, as simulações numéricas em ICE eram feitas apenas em regime permanente, embora os motores a pistão operem em regime transiente. Atingir resultados exatos e confiáveis nesta condição torna-se um processo desafiador. Porém, com o avanço da computação e códigos computacionais, consegue-se reproduzir o fenômeno em sua forma transiente. A compreensão e capacidade de simulação deste processo são fundamentais para melhorar as características relacionadas ao motor. Atualmente as técnicas de CFD já são capazes de reproduzir com certa precisão os fenômenos relacionados ao escoamento, envolvendo transferência de calor e massa [Rakopoulos e Giakoumis, 2009].

Entretanto, as dificuldades concentram-se já na abordagem do problema, que apresenta normalmente geometrias complexas, associada a um movimento mútuo, tanto do pistão como das válvulas de admissão e exaustão. O escoamento turbulento no interior do cilindro e canais de admissão e escapamento se estabelece devido aos altos gradientes de pressão existentes. Como estes são altamente transientes, a turbulência se dá ao longo de um grande espectro de frequências. Esta dinâmica e suas geometrias controlam o processo de mistura ar-combustível nos ICE e, portanto são fundamentais no próprio processo de combustão. Também possui um impacto significativo na transferência de calor. O padrão do escoamento inicial no interior do cilindro é determinado pelo sistema de admissão.

Neste âmbito, os modelos de viscosidade turbulenta (EVM - *Eddy Viscosity Models*) são bastante utilizados, embora forneçam informações gerais do comportamento turbulento. Aproximações lineares são fortemente criticadas devido à insuficiência de base física, centrando-se na hipótese de Boussinesq e na hipótese de equilíbrio. Enquanto isso, modelos não-lineares representam um bom compromisso entre os fundamentos físicos do fechamento de momento, embora sejam mais suscetíveis a instabilidades numéricas.

O presente trabalho concentra-se na investigação da influência dos modelos de turbulência e passo de tempo (na aplicação em motores, normalmente o passo de tempo é utilizado em graus, logo, considerando um passo de tempo de  $0,05^\circ$  para uma rotação de 1500 RPM equivale a  $5,555E-6$  s) empregados na solução numérica, na previsão das características do escoamento no processo de admissão de um ICE. A abordagem é, essencialmente de caráter numérico, onde é analisada a estrutura do escoamento a frio<sup>1</sup> operando em ciclo Diesel sobre condição motorizada<sup>2</sup>. A geometria é de um motor Fiat 1.9 L [Fiat Research Center, 1982, 1983], composta de um cilindro e duas válvulas. A solução numérica é obtida mediante a construção de uma malha tridimensional e a utilização de um código comercial em Volumes Finitos para resolvê-la. Em particular, os efeitos sobre o coeficiente de descarga e razão de *swirl* são calculados e discutidos.

## 1.1 Dados do Problema

Esta seção será dedicada a uma breve descrição das informações envolvidas no trabalho. Em particular, descrevem-se as características funcionais do motor estudado e as propriedades termofísicas do fluido. As propriedades, faz-se referência aos dados do código de cálculo do Star-cd, o qual será efetuado a simulação.

### 1.1.1 Ciclo de Operação

O funcionamento de um motor de quatro tempos operando no ciclo Diesel é mostrado na Figura 1.1. Os pontos que limitam o curso do pistão são conhecidos como ponto morto superior (PMS), onde o volume do cilindro é mínimo e ponto morto inferior (PMI), quando o volume do cilindro é máximo. Mais informações de grandezas geométricas e cinemáticas são apresentadas no ANEXO A. A seqüência de eventos que produz um ciclo termodinâmico é dividido em quatro etapas: admissão, compressão, expansão e exaustão. Estas etapas são descritas da seguinte forma [Heywood, 1988; Ferrari, 2005]:

---

<sup>1</sup> Escoamento a “frio” refere-se à inexistência de injeção de combustível, e portanto da combustão.

<sup>2</sup> A denotação “motorizada” é utilizada para caracterizar a maneira como o ICE opera; tracionado por um motor elétrico.

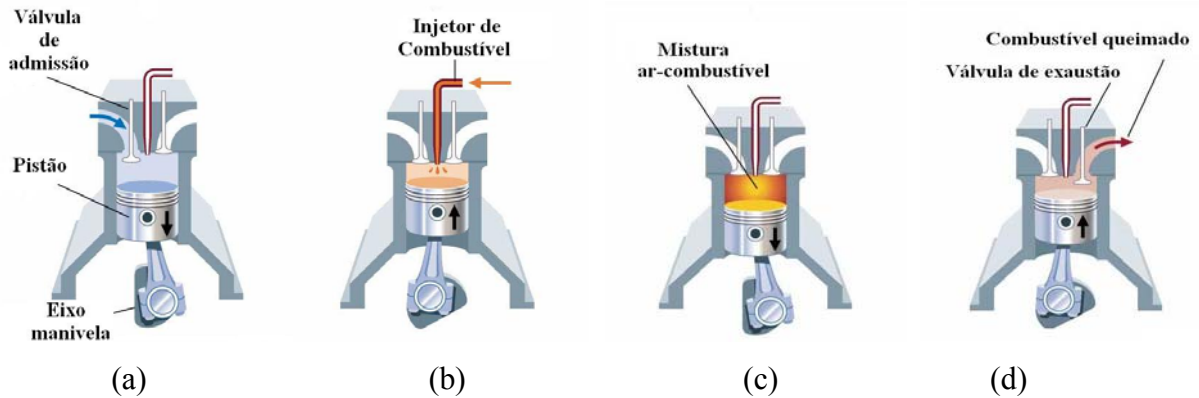


Figura 1.1 - Ciclo de operação Diesel: (a) admissão; (b) compressão; (c) expansão; (d) exaustão

- (a) Curso de admissão: o pistão realiza um movimento descendente ao longo do seu curso criando uma depressão dentro do cilindro, fazendo com que a carga fresca seja admitida por meio da(s) válvula(s) de admissão. À medida que o pistão se aproxima do PMI, a depressão diminui, finalizando o processo de admissão. Esta etapa é fundamental na definição do campo de velocidades no interior do cilindro, a partir da geometria do motor.
- (b) Curso de compressão: à medida que o pistão sobe, o volume do cilindro diminui, aumentando a pressão e temperatura no seu interior. Ao se aproximar do PMS o combustível é injetado e inicia-se o processo de combustão. Com a queima da carga, gera-se uma grande liberação de energia e um elevado aumento de pressão no cilindro.
- (c) Curso de expansão: o pistão realiza um movimento do PMS para o PMI, recebendo trabalho da expansão dos gases.
- (d) Curso de exaustão: os gases gerados pela combustão são liberados através de um movimento ascendente do pistão juntamente com a abertura da válvula de exaustão.

O ciclo Diesel ideal, para um motor naturalmente aspirado, é ilustrado pelo gráfico de pressão versus volume do cilindro, apresentado na Figura 1.2. A descrição das etapas são as seguintes [Heywood, 1988]:

- Processo de 1 a 2: Compressão isentrópica do ar até o volume mínimo;
- Processo de 2 a 3: Combustão a pressão constante da mistura ar-combustível;
- Processo de 3 a 4: Expansão isentrópica da mistura de produtos de combustão, até o volume máximo.

- Processo de 4 a 5: Equalização de pressão com o sistema de exaustão (expansão com troca de massa com o exterior) devido à abertura da válvula de exaustão.
- Processo de 5 a 6: Exaustão dos gases queimados em função do movimento ascendente do pistão terminando com o fechamento da válvula de exaustão;
- Processo de 6 a 1: Admissão do ar em função do movimento descendente do pistão.

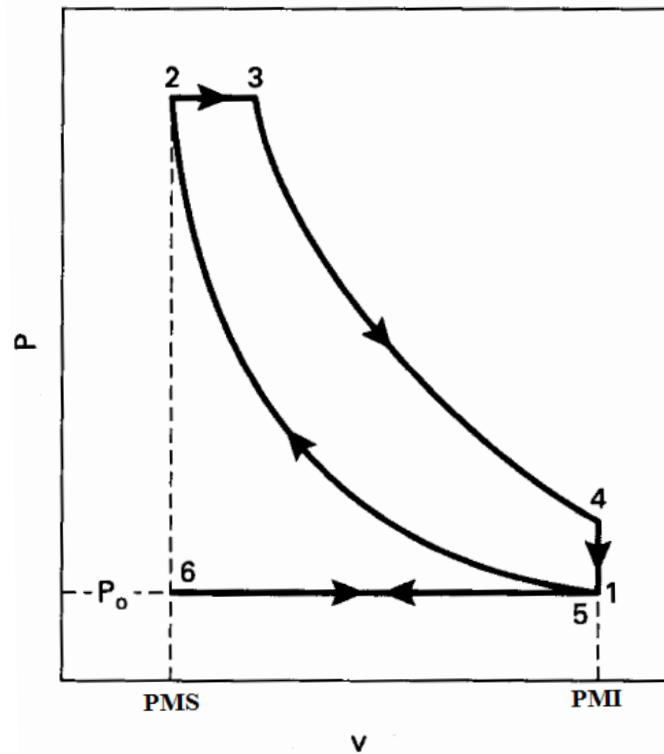


Figura 1.2 - Ciclo Diesel Ideal. [adaptado de Pulkrabek, 1997]

### 1.1.2 Características do Motor

O motor considerado no presente trabalho é apresentado na Figura 1.3. Trata-se de um quatro tempos monocilíndrico com duas válvulas, fornecido pelo Centro de pesquisa da Fiat [Fiat Research Center, 1982, 1983] e derivado de um motor automotivo comercial. Suas características principais são ilustrada na Tabela 1.1.



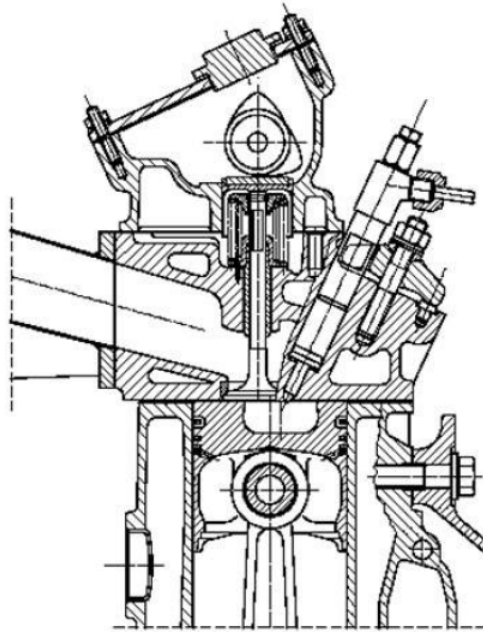


Figura 1.3 - Motor monocilíndrico Fiat [Fiat Research Center, 1982; 1983]

O pistão é do tipo *bowl*, desalinhado em relação ao eixo do cilindro. Esta característica geométrica é comum em motores operando em ciclo Diesel, por favorecer o movimento de *squish* no curso de compressão. O coletor de admissão é do tipo helicoidal, forçando assim o fluido a rotacionar sobre o eixo da válvula antes de entrar no cilindro. Este movimento é conhecido com *swirl* e promove uma melhor mistura entre o combustível e o ar. O coletor de exaustão é do tipo convencional. A Figura 1.4 mostra o formato do coletor de admissão e exaustão, bem como a câmara de combustão.



Figura 1.4 - Geometria do motor [Baratta et al., 2009]

Tabela 1.1 - Características do motor

Descrição	Valor
Diâmetro do Cilindro ( $B$ )	79,50 mm
Curso do Pistão ( $L$ )	86,00 mm
Cilindrada Unitária	427 cm <sup>3</sup>
Razão de Compressão ( $r_c$ )	18:1
Abertura da Válvula de Admissão (IVO)	5° antes do PMS
Fechamento da Válvula de Admissão (IVC)	55° após o PMI
Abertura da Válvula de Exaustão (EVO)	55° antes do PMI
Fechamento da Válvula de Exaustão (EVC)	5° após o PMS
Diâmetro da Válvula de Admissão	34,50 mm
Diâmetro da Válvula de Exaustão	29,50 mm
Curso ( $Lift$ ) Máximo da Válvula de Admissão	8,10 mm
Curso ( $Lift$ ) Máximo da Válvula de Exaustão	8,10 mm

Fiat Research Center, 1982, 1983.

### 1.1.3 Propriedades Termofísicas

O fluido de trabalho é o ar. Suas propriedades são resumidas na Tabela 1.2. A compressibilidade do ar é considerada, sendo tratado como gás perfeito.

Tabela 1.2 - Propriedades do ar

Propriedade	Valor
Densidade	Ideal $f(T,p)$
Viscosidade	$1,81 \times 10^{-5}$ kg/m·s
Calor Específico	1006 J/kg·K
Condutividade	0,02637 W/m·K
Peso Molecular	28,96 kg/K·mol

Star-cd Methodology, 2009.

## 1.2 Objetivos e Organização do Trabalho

O trabalho tem o objetivo de analisar o escoamento turbulento no processo de admissão de um motor operando em ciclo Diesel. A investigação tem foco na determinação da influência do passo de tempo no cálculo do coeficiente de descarga e razão de *swirl*. Adicionalmente, os campos de velocidade, pressão, energia cinética turbulenta e outros parâmetros que contribuem na geração de *swirl* são mostrados, com o objetivo de auxiliar no entendimento da dinâmica envolvida. Dois modelos de turbulência são empregados, juntamente com dois tratamentos na parede. Seus resultados também são confrontados e discutidos.

Neste capítulo é apresentada uma introdução sobre o tema. Em seguida informações geométricas e funcionais do motor em estudo são passadas juntamente com as propriedades do fluido em consideração.

No capítulo 2 é apresentada uma revisão bibliográfica dos principais trabalhos numéricos de escoamentos em motores, sistematizando os aspectos já estudados. Ao final do capítulo é apresentada uma tabela com os principais trabalhos consultados. Também são realizados comentários sobre a forma que foi abordada a metodologia para resolver o fenômeno e seus resultados.

O capítulo 3 refere-se à modelagem matemática pertinente ao escoamento turbulento simulado. A formulação matemática é descrita com base no equacionamento que o programa utiliza para resolver os casos em estudo.

O capítulo 4 apresenta a modelagem numérica utilizada pelo programa para resolver as equações diferenciais. Faz-se menção apenas na formulação empregada.

O capítulo 5 demonstra a metodologia utilizada para gerar o domínio de cálculo. Características sobre a criação do modelo, condições iniciais e de contorno são introduzidas. Em seguida, é mostrada a estratégia adotada de paralelização do cálculo, juntamente com resultados preliminares que determinam a independência da malha. Por fim, a formulação dos parâmetros de interesse é apresentada.

O capítulo 6 é pertinente aos resultados obtidos pela simulação numérica. Primeiramente, são mostrados resultados de simulações em regime permanente realizadas por outros autores. Subseqüentemente, os resultados em regime transiente para o curso de admissão são apresentados e discutidos.

O capítulo 7 refere-se às conclusões e considerações finais deste trabalho, apontando as particularidades relevantes para uma possível continuação deste assunto em etapas futuras.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A turbulência é um dos assuntos mais importante em ICE, em razão da sua influência nas características da combustão. Para obter boas condições no processo de combustão é essencial se ter um controle da turbulência durante o processo de admissão, sendo que o projeto de um motor requer um preciso detalhamento das grandezas e fenômenos envolvidos. O maior desafio nos últimos anos é assimilar o escoamento altamente tridimensional, turbulento e transiente em modelos de turbulência que tenham bom compromisso com a física envolvida. Por outro lado, a experimentação, quando bem planejada e executada, conduz a bons resultados, mas apresenta ainda deficiências na questão de visualização e, em alguns casos, é proibitiva quando se deseja analisar um grande número de variantes no projeto [Lakshminarayanan e Aghav, 2010].

Nesta seção será apresentada uma revisão dos principais trabalhos numéricos que se aproximam da situação estudada.

### 2.1 Análise Numérica em ICE

Um dos pioneiros na aplicação da técnica de CFD em motores a pistão, Gosman, 1985, apresentou uma avaliação do estado da arte da modelagem do escoamento multidimensional nestas máquinas. O autor observa significantes avanços na metodologia numérica, a ponto de ser possível o cálculo de escoamentos tridimensionais complexos presentes dentro da câmara de combustão de ICE, embora ainda exista um grande custo e esforço envolvido na criação da malha e solução dos sistemas de equações algébricas decorrentes. Um breve comentário sobre modelos de turbulência aplicados a motores é apresentado, onde são realçadas as deficiências do modelo  $k-\epsilon$  e frisado que a abordagem LES (*Large Eddy Simulation*) poderia vir a tornar-se uma opção útil no futuro.

Aita et al., 1991, analisam através da simulação numérica o escoamento em regime permanente e transiente para o curso de admissão e compressão, operando na condição motorizada. O coletor de admissão é do tipo helicoidal, influenciando na geração de momento angular durante o curso de admissão. Os resultados da simulação permanente são confrontados com medições experimentais. Na investigação transiente, a malha é tridimensional, contendo 25.000 células. Dois modelos de turbulência foram utilizados: SGS (*Sub Grid Scale*) Smagorinski e o modelo  $k-\epsilon$  padrão. Os autores concluem que os resultados

no regime transiente representam melhor as características no escoamento no interior do cilindro. Também concluem que o modelo de turbulência e, obviamente, o tamanho da malha influenciam nos resultados.

Rutland et al., 1993, estudam o escoamento no coletor de admissão e no cilindro. A modelagem tridimensional é realizada para o regime permanente e para o regime transiente, levando em conta o movimento das válvulas e do pistão, na velocidade de rotação de 1600 RPM. A malha é gerada em 20 blocos, totalizando 50.000 células. Os resultados da análise transiente apenas foram mostrados e quantificados, já na análise permanente eles foram comparados com resultados experimentais. Em geral, obtiveram boa concordância, ficando dentro da margem de erro estimada na experimentação. Atribuem a pequena discrepância em função da malha não possuir o refinamento adequado.

Chen et al., 1998, utilizam a simulação numérica para determinar o campo de velocidade no coletor de admissão e na câmara de combustão de um motor Diesel Volkswagen 1.9 L, operando sobre a condição motorizada. A modelagem é tridimensional, com o objetivo de comparar a influência da velocidade de rotação no escoamento. Duas rotações são consideradas, 1000 e 2000 RPM. A validação é feita através da comparação com dados obtidos experimentalmente, utilizando a técnica de LDA (*Laser-Doppler Anemometer*) durante três períodos: cruzamento de válvulas, fechamento, e seu máximo curso. Os resultados confrontados apresentam boa concordância para os escoamentos médios. A diferença na magnitude da velocidade em regiões próximas às recirculações é atribuída ao modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  padrão não ser apropriado e, também, às incertezas de medição.

Gosman, 1999, novamente fornece uma visão geral sobre o estado da arte na área de modelagem numérica, e menciona a simulação em motores como uma ferramenta de pesquisa e projeto. Os aspectos abordados incluem a estrutura e geração da malha, bem como a metodologia de solução englobando o algoritmo numérico. O motor estudado pelo autor possui quatro válvulas e opera em ciclo Otto. Movimentos do pistão e das válvulas são considerados. O autor utiliza a técnica de paralelização, onde decompôs seu domínio em 8 processadores. A redução do tempo computacional foi clara, concluindo assim a importância dessa técnica para a evolução da CFD em motores.

Hayworth, 1999, e Smirnov et al., 1999, relatam os passos dados em direção a aplicação de LES em simulações de motores de combustão interna, devido a sua capacidade de melhor capturar a natureza transiente da turbulência. Embora a idéia do método LES seja fascinante do ponto de vista teórico, ela ainda possui a desvantagem do alto custo

computacional que atualmente, em alguns casos, restringe o uso para aproximações de baixo número de Reynolds na prática de escoamentos em ICE.

Jasak et al., 1999, apresentam uma visão geral sobre a simulação de motores utilizando técnicas rápidas de geração de malha e de paralelização do domínio de cálculo. Os autores aconselham que o número de células para o cálculo da combustão, seja de 600.000 células quando o pistão se encontra no PMS, podendo chegar até três vezes mais quando se aproxima do PMI. Para os coletores de admissão e exaustão o tamanho da malha fica em torno de 300.000 células. Já o passo de tempo é usualmente na ordem de  $0,1^\circ$  do eixo de manivelas, incorrendo em um tempo de aproximadamente 2 meses para concluir a simulação de um ciclo termodinâmico ( $720^\circ$ ), sem o uso da paralelização de processamento. Em seu estudo, a simulação tridimensional é realizada em um motor Daimler-Benz M111, utilizando o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  padrão com funções de parede, passo de tempo de  $0,1^\circ$  e velocidade de rotação de 1500 RPM. Ao resolver a simulação com a técnica de paralelização, utilizando 32 processadores, os resultados da simulação sem combustão, para  $720^\circ$ , levaram dois dias, enquanto que ao considerar a combustão este tempo sobe para três dias. Com isso, concluem que é essencial a continuidade do estudo na tentativa de melhorar e adequar os códigos numéricos à paralelização.

Bianchi et al., 2002a, 2002b, compararam o modelo  $k-\varepsilon$ , baseado na viscosidade turbulenta, linear e não linear (quadrático e cúbico) e concluem que a relação cúbica para as tensões médias de Reynolds apresenta melhor concordância com os dados experimentais. Em outro trabalho, Bianchi e Fontanesi, 2003, investigaram o modelo para altos e baixos Reynolds, com tratamento próximo à parede, ambos com funções de interpolação cúbica entre as tensões médias de Reynolds e deformações. Concluíram que a aproximação para baixos Reynolds, embora com aumento do esforço computacional, apresenta maior capacidade de capturar os detalhes do escoamento no coletor de admissão.

Kaario et al., 2003, compararam o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  RNG (*Renormalization Group*) com o modelo LES utilizando a aproximação de escoamento incompressível e isotérmico, que permitiu melhor capturar as estruturas complexas do escoamento do que o modelo  $k-\varepsilon$  RNG, porém com esforço computacional muito elevado.

Utilizando o código comercial CFX, Sridhar et al., 2004, geraram uma malha com aproximadamente 200.000 células para duas geometrias: com pistão plano e com pistão do tipo *bowl*. A simulação CFD é conduzida para dois ciclos termodinâmicos completos, com a finalidade de obter resultados independentes da condição inicial. Para realização da simulação simplificações foram necessárias; os coletores de admissão e exaustão não são calculados,

onde no seu lugar são introduzidas condições de contorno retiradas de medições experimentais do motor real. Também o cruzamento de válvulas existente no motor real não foi simulado, onde é afirmado que não é esperada uma influência desse fenômeno devido à inexistência do processo de combustão. Apesar de todas estas simplificações, a simulação envolve o movimento das válvulas e do pistão para uma rotação de 1500 RPM e para duas razão de compressão. O modelo de turbulência utilizado foi o  $k-\varepsilon$  padrão com funções de parede. O passo de tempo foi considerado  $0,01^\circ$  quando as válvulas se aproximavam do fechamento, e no restante do cálculo  $0,5^\circ$ . A técnica de minimizar o tempo computacional utilizando condições de contorno prescritas, retiradas de experimentação, parece promissora, desde que as medições experimentais sejam capazes de captar os efeitos dinâmicos.

Miles, et al., 2004, analisam a influência da razão de *swirl* na estrutura do escoamento turbulento em um motor Diesel operando sobre condição motorizada. Simultaneamente medições da componente radial e tangencial da velocidade em diversas posições dentro da câmara de combustão foram realizadas, e comparadas com resultados gerados por simulação numérica. Os resultados mostraram-se coerentes na comparação numérico x experimental.

Kurniawan et al., 2007, investigam os efeitos da geometria do pistão na caracterização do escoamento dentro da câmara de combustão, para o curso de admissão e compressão. O cálculo numérico foi realizado em um motor 1.6 L quatro tempos com velocidade de rotação de 2000 RPM e operando na condição motorizada. A análise é tridimensional e transiente, com movimento do pistão e das válvulas. O domínio computacional é formado por células hexaédricas com variação de 90.000 células quando o pistão se encontra no PMS e em torno de 200.000 células no PMI. O modelo  $k-\varepsilon$  padrão com aproximação de alto número de Reynolds foi empregado e o cálculo foi realizado com a técnica de paralelização. A discretização temporal é implícita com variação do passo de tempo, no início e no final do curso de admissão, onde o curso da válvula é pequeno;  $0,1^\circ$  devido às altas velocidades na zona de descarga. Também foi empregado este passo de tempo à medida que o pistão se aproxima do PMS, no curso de compressão. Já para outras situações foram utilizado  $0,25^\circ$ . Esta técnica diminui o custo computacional, embora não sejam apresentados mais detalhes da influência da variação do passo de tempo nos resultados. Por fim, dois parâmetros são evidenciados: razão de *tumble* e *swirl*. Os autores concluem que a geometria do pistão não altera o movimento global do fluido dentro do cilindro, mas afeta o campo de velocidades próximo à superfície do pistão durante o curso de compressão.

Utilizando o programa comercial KIVA3V, Micklow e Gong, 2007, investigam o escoamento no processo de admissão e compressão de um motor Diesel. A análise é

tridimensional, envolvendo o movimento do pistão e das válvulas. A malha é gerada com o gerador K3PREP, totalizando 142.035 células. Os resultados obtidos com a simulação numérica foram confrontados com medições experimentais, de forma satisfatória. Os autores ressaltam a importância da qualidade da malha, particularmente na região de interseção do coletor com o cilindro, devendo-se evitar distorções e não-uniformidades. A falta de atenção na criação da malha pode gerar resultados indesejáveis, e contribuir para gerar instabilidade numérica.

Son et al, 2007, exploram a capacidade de três modelos de turbulência não-lineares [Shih et al, 1993; Craft et al, 1996; Lien et al, 1996] na aplicação de ICE, confrontando os resultados com modelos  $k-\varepsilon$  padrão linear e RNG. Primeiramente, os modelos não-lineares passaram por um processo de validação, onde foram testados para um escoamento em um duto quadrado e sobre uma condição de degrau. Após a validação inicial, os modelos foram aplicados em uma simples montagem pistão-cilindro, com movimento do pistão e a válvula central fixa, e os resultados comparados com medições experimentais. Os autores concluíram que apenas os modelos cúbicos apresentaram modestos melhoramentos nos resultados, entretanto foram requeridos valores do passo de tempo e de subrelaxações muito pequenos.

Baratta et al., 2008a, analisam, em regime permanente, o escoamento que ocorre no sistema de admissão e cilindro de um motor Diesel. A solução numérica é resolvida com o código comercial Star-cd, e os resultados obtidos são comparados com experimentais. Para confrontar com resultados experimentais, a solução numérica foi empregada utilizando o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  padrão cúbico e o esquema de diferenciação *Blended Differencing*. Os resultados foram satisfatórios, apresentando boa concordância com experimental na comparação de valores globais do coeficiente de descarga e razão de *swirl*. Posteriormente, diversos modelos de turbulência e esquemas diferenciais foram analisados, onde se observa divergência entre os resultados produzidos por eles.

Baratta et al., 2009, realizaram a simulação em regime transiente considerando os movimentos do pistão e das válvulas. O motor sob investigação opera no ciclo Diesel e possui o coletor de admissão do tipo helicoidal. A análise compara os resultados obtidos para dois modelos de turbulência:  $k-\omega$  SST (*Shear Stress Transport*) e  $k-\varepsilon$  padrão cúbico. Os coeficientes de descarga e razão de *swirl* são utilizados como parâmetros da comparação. A malha é tridimensional, possuindo 1.117.871 células. O passo de tempo considerado é  $0,1^\circ$  e a velocidade de rotação de 2000 RPM. Os resultados obtidos da comparação apresentaram uma pequena diferença para coeficiente de descarga, e cerca de 10 % de diferença na razão de *swirl*. Esta mesma discrepância é observada nos campos de velocidade e pressão.



Uma síntese dos principais trabalhos é apresentada na Tabela 2.1. As principais observações que pode ser feitas apesar de o modelo  $k-\varepsilon$  padrão não ser o mais adequado para simulação em motores, ele é o mais utilizado. A maioria dos autores consultados justifica a utilização do modelo linear por apresentar boa estabilidade e menor tempo computacional comparados com outros modelos. Apesar dos códigos e da potência dos computadores terem evoluído exponencialmente nos últimos anos, não se observou um significativo aumento no número de células utilizado. Quanto ao passo de tempo, este parâmetro é de um modo geral, pouco informado pelos autores, que dificilmente buscam a sua independência, em função do alto tempo computacional requerido. Esta relevante lacuna é uma das principais motivações do presente trabalho.

Tabela 2.1 - Síntese dos principais trabalhos consultados

Pesquisadores	Passo de tempo [°]	Número de células da malha	Modelo de turbulência
Aita et al., 1991	NI	25.000	SGS Smagorinski $k-\varepsilon$ padrão
Chen et al., 1998	NI	145.472	$k-\varepsilon$ padrão
Jasak et al., 1999	0,1°	140.000 – 300.000	$k-\varepsilon$ padrão
Bianchi et al., 2002a	-	625.000	$k-\varepsilon$ padrão $k-\varepsilon$ padrão quadrático $k-\varepsilon$ padrão cúbico $k-\varepsilon$ RNG
Bianchi e Fontanesi, 2003	-	1.200.000 – 1.750.000	$k-\varepsilon$ padrão cúbico
Sridhar et al., 2004	0,01° e 0,5°	200.000	$k-\varepsilon$ padrão
Kurniawan et al., 2007	0,1° e 0,25°	200.000	$k-\varepsilon$ padrão
Baratta et al., 2009	0,1°	1.100.000	$k-\varepsilon$ padrão cúbico $k-\omega$ SST

NI = Não Informado.

### 3 MODELAGEM DO ESCOAMENTO TURBULENTO

A turbulência é um fenômeno inerentemente tridimensional, rotacional e dependente do tempo. Assim, uma enorme quantidade de informações é requerida para completamente descrever o escoamento turbulento. Certamente, deve-se esperar a complexidade da matemática envolvida e esta aumenta na medida em que se deseja um detalhamento do estudo. Por outro lado, quando se almeja uma simples informação global sobre o escoamento, um modelo de *comprimento de mistura* basta. Porém, ao requerer um completo histórico de cada aspecto do escoamento de turbulento, a solução das equações de Navier-Stokes se faz necessária. Tais equações necessitam de um tratamento numérico para serem resolvidas, sem mencionar o recurso computacional necessário.

A turbulência é caracterizada por flutuações, não havendo assim uma abordagem determinística do problema, onde deve-se utilizar métodos estatísticos para resolver. Mesmo que se tenha um completo histórico do escoamento turbulento, deve-se geralmente integrar as propriedades do escoamento de interesse ao longo do tempo para obter uma média temporal. Por outro lado, a operação de média conduz a utilizar correlações estatísticas nas equações de movimento. Este é o clássico problema de fechamento, onde as equações de transporte turbulento passaram a ter variáveis desconhecidas (tensor de Reynolds) e elas devem ser relacionadas com o escoamento em forma acoplada à própria solução. Por isso é necessário adicionar relações diferenciais ou algébricas.

Na mecânica dos fluidos computacional, basicamente duas maneiras de se resolver o problema de fechamento são conhecidas:

- Os que utilizam as equações RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) e consideram a hipótese de fechamento para o tensor Reynolds. Esta família de modelos pode ser subdividida em:
  - (a) Modelos que utilizam a consideração da hipótese de Boussinesq (EVM);
  - (b) Modelos que introduzem a equação de transporte para cada um dos seis termos do tensor de Reynolds (RSM - *Reynolds Stress Models*).
- Os que utilizam o procedimento LES: Simula os vórtices maiores e modela os vórtices menores.

Uma alternativa, ainda que computacionalmente inviável, é resolver diretamente as equações que descrevem o escoamento, com a necessária discretização espacial e temporal. Este procedimento é conhecido como DNS (*Direct Numerical Simulation*).

A qualidade de uma simulação numérica depende do modelo de turbulência e do método numérico utilizado para resolver as equações. Com o desenvolvimento da computação, a simulação encontra-se em um estágio onde os erros numéricos são mantidos sobre controle, enquanto que, os modelos de turbulência introduzem um grau de incerteza.

Apesar de três décadas de desenvolvimento, existem alguns efeitos físicos os quais modelos de turbulência não têm obtido resultados satisfatórios, são eles: escoamentos com curvaturas bruscas, pontos de separação, tridimensionalidade, *swirl*, modelagem próximo a parede, rotação e empuxo são, talvez, exemplos mais expressivos. Estes efeitos estão presentes em muitos escoamentos turbulentos. No entanto, sua modelagem ainda apresenta dificuldades, não apenas devido à insuficiente compreensão da física, mas também por causa de uma aparente necessidade de empregar formulações matemática e esquemas numéricos de maior complexidade do que até então tenha sido usado para modelos mais simples.

Um dos modelos que se faz menção é a família do modelo  $k-\varepsilon$  padrão linear, apesar de apresentar deficiências aos tipos de escoamento citados anteriormente, ainda não foi encontrado um substituto viável, que combine eficiência, estabilidade e uma aplicabilidade geral para grande faixa de escoamentos [Speziale, 1987]. Dessa maneira, existe uma grande necessidade de melhorar os modelos de turbulências. Esta evolução é especialmente essencial para escoamentos em motores de combustão interna, onde a complexa física de sprays, mistura de ar-combustível e a própria combustão vem sendo considerada nas atuais simulações.

Shih et al., 1993, buscaram melhorias para o modelo  $k-\varepsilon$  padrão linear, tratando o tensor de Reynolds de forma não-linear, assim ajustado-o para satisfazer restrições físicas e matemáticas da tensão normal turbulenta. Os autores recordam que a aproximação de Boussinesq tem apenas uma estreita aplicabilidade, na medida em que apenas modelos bidimensionais cisalhantes são, de certa forma, satisfeitos. Assim, o modelo não-linear trunca os termos em alta ordem. Para determinar a estrutura dos coeficientes, usa-se um tensor de taxa de deformação arbitrário, onde apenas duas componentes da diagonal não têm seu valor igual à zero. Este ajuste adicional das constantes por Shih et al., 1993, foi feito para aplicar o modelo em escoamento em canais totalmente desenvolvidos bidimensionais e escoamentos cisalhantes homogêneos.

Craft et al., 1996, observaram que a maioria dos modelos não-lineares na literatura utilizam termos quadráticos e que desta forma os efeitos de curvatura para o tensor de Reynolds não são adequadamente contabilizados. O modelo cúbico proposto por Craft et al., 1996, é o primeiro modelo completo utilizando termos cúbicos para descrição do tensor de Reynolds, perante a uma relação cúbica entre o tensor de vorticidade e deformação e o tensor de tensão. Muitos detalhes de como os coeficientes foram ajustados não é informado. Testes com escoamentos simples mostram bons resultados, onde o escoamento médio, bem como as tensões turbulentas normais e de cisalhamento, foram precisas em comparação com dados experimentais para um escoamento em um canal curvo totalmente desenvolvido.

Lien et al., 1996, também desenvolve um modelo cúbico, onde utiliza a mesma formulação de Shih et al., 1993, para os termos quadráticos e a mesma expressão para o coeficiente  $C_\mu$ . Este é combinado com a formulação de Craft et al., 1996, para termos cúbicos. Testes realizados para escoamento em um canal curvo mostraram similaridades com resultados do modelo de Craft et al., 1996, enquanto que outros casos tiveram bons resultados comparados com dados experimentais.

Já Menter, 1993, inovou com sua proposta de um modelo híbrido, que utiliza o modelo  $k-\varepsilon$  padrão [Launder e Spalding, 1974] nas regiões afastadas da parede e o modelo  $k-\omega$  original [Wilcox, 1988] nas regiões próximas a parede. A transição entre os modelos é realizada com o auxílio de uma função, que varia entre 1 nas proximidades da parede, e 0 nas regiões livres de cisalhamento. O modelo é conhecido com  $k-\omega$  SST e traz boa aproximação para situações onde há descolamento da camada limite e alguns casos da camada cisalhante livre.

O presente capítulo apresenta em detalhes as equações governantes e modelos de turbulência utilizados para a simulação de escoamento de interesse. O embasamento teórico utilizará a formulação adotada pelo programa comercial Star-cd. Por fim, o equacionamento é apresentado sob notação cartesiana indicial.

### **3.1 Equações Médias de Reynolds**

A solução analítica da equação de Navier-Stokes só é possível para situações particulares, não sendo, portanto, um método viável para maioria dos escoamentos. Entretanto, a resolução da equação por um método numérico é a forma usualmente adotada para o cálculo na maioria dos problemas de engenharia que envolva escoamento. Porém, para

escoamentos turbulentos, a resolução numérica direta destas equações exige um esforço computacional muito grande.

Em Chen e Jaw, 1998, encontra-se uma estimativa para simulação numérica direta da turbulência, onde a ordem de grandeza das malhas de cálculo é obtida por análise dimensional, dado pela seguinte relação:

$$M \approx Re^{9/4} \quad (3.1)$$

onde  $M$  representa o número de nós da malha de cálculo e  $Re$  é o número de Reynolds. Portanto para um número de Reynolds de  $10^5$ , será necessário uma malha de cálculo com cerca de  $10^{11}$  nós. Assim, a resolução numérica direta de escoamentos turbulentos, provocará um elevado custo computacional decorrente do tamanho da malha de cálculo.

Outra maneira de abordagem é a substituição das variáveis instantâneas, da equação de Navier-Stokes, por variáveis médias do escoamento turbulento. Essa alternativa reduz enormemente o custo computacional, pelo fato de que as equações médias admitem o uso de malhas com menor número de nós e podem ser obtidas soluções médias. Porém, esta abordagem causa perda de informações, inerentes ao processo de transformação das equações instantâneas.

A obtenção das equações de Navier-Stokes pelo processo de média é realizada pela introdução da decomposição de Reynolds e suas equações apresentadas a seguir.

### 3.1.1 Decomposição de Reynolds

Essa abordagem, proposta por Osborne Reynolds em 1885, reescreve as equações do movimento turbulento em termos de médias temporais, denominadas médias *ensembles*. O valor instantâneo da velocidade,  $\tilde{u}$ , é definido por [Tennekes e Lumley, 1972, Hinze, 1975]

$$\tilde{u} = u + u' \quad (3.2)$$

onde  $u$  é a velocidade média e  $u'$  a flutuação instantânea da velocidade, de modo que  $\overline{u'} = 0$ . Este procedimento também é conhecido como decomposição de Reynolds.

Ao utilizar o valor médio, a informação sobre as flutuações é perdida, como mostra a Figura 3.1. Seu valor médio  $u$  é definido a partir da média *ensemble*, de acordo com as Equações (3.3) e (3.4), respectivamente [Tennekes e Lumley, 1972, Hinze, 1975],

$$u = \lim_{t_1 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_1} \int_t^{t+t_1} \tilde{u}(t) dt \quad (3.3)$$

$$u = \lim_{n_1 \rightarrow \infty} \frac{1}{n_1} \sum_{n=1}^{n_1} \tilde{u}(t) \quad (3.4)$$

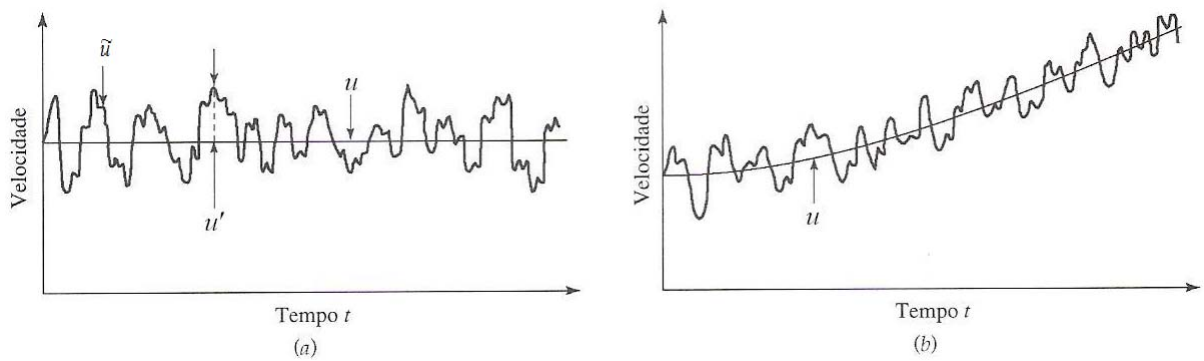


Figura 3.1 - Componentes da velocidade  $u$  bem como a média temporal e sua flutuação:  
 (a) escoamentos em que  $u$  não depende do tempo; (b) situação onde  $u$  depende do tempo  
 [adaptado de Bird et al., 2004]

sendo  $t_1$  o intervalo de tempo suficientemente longo para fornecer uma função média suave,  $n_1$  o número de repetição de experimentos e  $t$  o tempo.

Portanto, a idéia de Reynolds foi decompor cada propriedade em uma média mais uma variável flutuante

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= u + u' & \tilde{v} &= v + v' & \tilde{w} &= w + w' & \tilde{p} &= p + p' & \tilde{\rho} &= \rho + \rho' \\ & & \tilde{\nu} &= \nu + \nu' & \tilde{\mu} &= \mu + \mu' & & & & \end{aligned} \quad (3.5)$$

onde  $u, v, w$  é a velocidade nas direções  $x, y$  e  $z$ , respectivamente. Já,  $p$  é a pressão,  $\rho$  é a densidade,  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $\mu$  é a viscosidade molecular.

### 3.1.2 Conservação de Massa

A equação da conservação de massa, também conhecida como equação da continuidade, pode ser obtida analisando a taxa mássica do escoamento que entra e sai de um determinado volume de controle infinitesimal. Em notações cartesianas temos [Warsi, 1981]

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\rho} \tilde{u}_j) = s_m \quad (3.6)$$

onde  $\tilde{u}_j$  representa o componente da velocidade instantânea na direção  $j$  e  $s_m$  é a fonte de massa. Considerando um volume de controle infinitesimal, o acréscimo e decréscimo temporal da massa específica são controlados pelo transporte convectivo de massa sobre as fronteiras deste volume de controle.

A equação da continuidade para escoamento compressível ( $\tilde{\rho} \neq \text{constante}$ ) em termos da formulação da média *ensemble* resulta na seguinte relação:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = s_m \quad (3.7)$$

### 3.1.3 Transporte da Quantidade de Movimento

As equações de movimento são derivadas da Segunda Lei de Newton, a qual estabelece que o produto da massa pela aceleração é igual a soma das forças externas atuando sobre um corpo [Schlichting, 1979]. Assim, no movimento do fluido é necessário considerar duas classes de forças: forças que agem sobre a massa do corpo (forças de campo) e forças que atuam na fronteira (pressão e atrito).

A forma não-conservativa do termo convectivo é inconveniente para resolução numérica da equação. As soluções obtidas a partir de formas conservativas são sempre significativamente menos sensíveis a erros numéricos. Em notação cartesiana, a equação do transporte da quantidade de movimento,  $\tilde{\rho} \tilde{u}_i$ , para um escoamento compressível pode ser escrita como [Warsi, 1981]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\tilde{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tilde{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j - t_{ij}) = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + s_i \quad (3.8)$$

onde  $s_i$  é o termo fonte. Em princípio, o Star-cd acomoda qualquer forma especificada pelo usuário para o termo fonte. A pressão,  $\tilde{p}$ , que aparece na Equação (3.8) refere-se à pressão piezométrica, onde é definida da seguinte forma:

$$\tilde{p} = \tilde{p}_s - \tilde{\rho}_0 g x_0 \quad (3.9)$$

sendo que,  $\tilde{p}_s$  é a pressão estática,  $\tilde{\rho}_0$  a densidade de referência,  $g$  é a aceleração gravitacional e  $x_0$  é a coordenada relativa a posição que a densidade de referência é definida. Por fim,  $t_{ij}$  é o tensor de tensão viscosa. Para este último, assumindo a *hipótese de Stokes*, que reduz o número de propriedades que caracterizam o campo de tensões em um escoamento compressível e, assim, podem-se simplificar as equações a partir da convenção de Einstein [Schlichting, 1979]. Portanto, o tensor é definido por [Star-cd Methodology, 2009]

$$t_{ij} = 2\tilde{\mu} s_{ij} - \frac{2}{3}\tilde{\mu} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.10)$$

onde  $\delta_{ij}$  representa o delta de Kronecker ( $\delta_{ij} = 1$  para  $i = j$  e  $\delta_{ij} = 0$  para  $i \neq j$ ) e  $s_{ij}$  é o tensor de taxa de deformação, definido por

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.11)$$

A equação média da quantidade de movimento é obtida ao aplicar o conceito de média *ensemble* ao termo de velocidade na equação do movimento, como mostrado na Equação (3.12). Outras quantidades turbulentas, tais como pressão e densidade, também são representadas pela média *ensemble*, resultando em

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + s_i \quad (3.12)$$



A equação acima é usualmente denominada como URANS (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*). Ao comparar a Equação (3.8) com (3.12), observa-se o surgimento de um novo termo,  $\tau_{ij}$ , que resulta da aplicação da média e representa o valor médio da taxa de transferência de quantidade de movimento devida às flutuações turbulentas. Este tensor é conhecido com tensor das tensões de Reynolds, e em muitas vezes aparece da seguinte forma:

$$\tau_{ij} = t_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j} \quad (3.13)$$

O Tensor de Reynolds  $\tau_{ij}$ , por ser simétrico, possui seis componentes independentes. Sendo assim, as equações representativas do escoamento turbulento são compostas por dez variáveis: seis correspondentes ao tensor de Reynolds, três definidas pelas componentes médias de velocidade e mais a componente de pressão. Portanto, o sistema de equações médias de Reynolds é composto por dez incógnitas e quatro equações. Para resolver este problema de fechamento, é necessário que as correlações turbulentas que compõem o tensor de Reynolds sejam modeladas. A modelagem pode ser de natureza constitutiva, apoiada na realidade experimental, ou de natureza evolutiva, resultantes de procedimentos analíticos aplicadas às equações da continuidade e quantidade de movimento.

### 3.1.4 Conservação de Energia

A formulação matemática da equação da energia pode ser obtida de muitas formas. A maneira apresentada aqui é em função da entalpia estática, como proposto por Jones, 1980:

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\rho} \tilde{h} \tilde{u}_j + F_{h,j}) = \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_j} + t_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + s_h \quad (3.14)$$

onde  $s_h$  é termo fonte de energia e  $\tilde{h}$  é a entalpia estática, definida por

$$\tilde{h} = \bar{c}_p \tilde{T} - c_p^0 \tilde{T}_0 \quad (3.15)$$

sendo  $\bar{c}_p$  o calor específico médio a pressão constante na temperatura  $\tilde{T}$  e  $c_p^0$  o calor específico de referência na temperatura  $\tilde{T}_0$ . O fluxo de energia por difusão,  $F_{h,j}$ , é obtido pela lei de Fourier, e é definido por

$$F_{h,j} = -\lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (3.16)$$

onde  $\lambda$  é a condutividade térmica e  $\tilde{T}$  a temperatura instantânea.

Ao aplicar o processo de médias na equação da energia, semelhante ao feito na equação de movimento, surge um novo termo,  $\bar{\rho} \overline{u'_j h'}$ , resultado do escoamento turbulento. Este termo é conhecido como fluxo de calor de Reynolds. O método de modelagem deste termo será introduzido em breve.

### 3.2 Modelagem da Turbulência - RANS

Em função da complexidade do fenômeno envolvida, especialmente quando considerado escoamento em motores de combustão internas, devido à presença de separação do escoamento e alta variação do número de Reynolds em todo domínio computacional, optou-se em utilizar modelos de turbulência que buscam maior fidelidade nos resultados para dada situação. Portanto, os modelos utilizados são: modelo  $k-\varepsilon$  padrão não-linear [Shih et al., 1993] e o modelo  $k-\omega$  SST [Menter, 1993].

Uma vez que o presente trabalho emprega a metodologia RANS, no texto a seguir se realiza uma incursão descritiva sobre esta metodologia. Serão apresentadas, de forma sucinta, as equações de transporte dentro da formulação compressível, bem como as propriedades pertinentes aos modelos utilizados.

#### 3.2.1 Modelos de Viscosidade Turbulenta (EVM)

A primeira tentativa de modelar o tensor de Reynolds foi feita por Joseph Boussinesq (1842-1929). A hipótese de Boussinesq continua como ponto de partida para a maioria dos modelos de turbulência empregados atualmente.

Esta hipótese é baseada na analogia entre o processo de difusão molecular e o movimento turbulento. O Tensor de Reynolds e o fluxo escalar turbulento são diretamente conectados a gradientes locais do campo de velocidade média através da difusividade e viscosidade turbulenta. Ao longo dos anos, a hipótese de Boussinesq, em uma forma generalizada proposta por Kolmogorov (1942), tem sido um dos métodos mais empregados para a previsão de escoamentos turbulentos [Silva Freire et al., 2002]. Os constituintes relacionados a modelos de turbulência lineares [Launder e Spalding, 1974] são

$$-\bar{\rho} \overline{u'_i u'_j} = \mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij} \quad (3.17)$$

$$\bar{\rho} \overline{u'_j h'} = - \frac{\mu_t}{\sigma_{h,t}} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (3.18)$$

onde

$$k \equiv \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \quad (3.19)$$

sendo,  $k$  a energia cinética turbulenta,  $\mu_t$  a viscosidade turbulenta,  $\sigma_{h,t}$  o número de Prandtl turbulento. O tensor de deformação médio é definido como

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (3.20)$$

A viscosidade turbulenta é relacionada a  $k$  e  $\varepsilon$  (taxa de dissipação da energia cinética turbulenta) como segue

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (3.21)$$

onde  $C_\mu$  é um coeficiente empírico, normalmente considerado como constante,  $f_\mu$  é a função de amortecimento, a ser definida para cada modelo individual. Portanto, seu valor depende da

aproximação assumida, por exemplo: para aproximações de altos números de Reynolds seu valor é considerado 1.

Em modelos lineares o tensor de Reynolds é uma combinação linear da viscosidade turbulenta e do gradiente de velocidade média. Para o modelo  $k$ - $\varepsilon$  não-linear, onde o tensor de Reynolds é representado de forma anisotrópica, os constituintes relacionados para o modelo cúbico assumem a seguinte forma [Star-cd Methodology, 2009]

$$\begin{aligned} \overline{\rho} \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} = & \frac{2}{3} \left( \frac{\mu_t}{k} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho \right) \delta_{ij} - \frac{\mu_t}{k} S_{ij} + C_1 \frac{\mu_t}{\varepsilon} \left[ S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{kl} S_{kl} \right] + \\ & C_2 \frac{\mu_t}{\varepsilon} \left[ \Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki} \right] + C_3 \frac{\mu_t}{\varepsilon} \left[ \Omega_{ik} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \Omega_{kl} \Omega_{kl} \right] + \\ & C_4 \mu_t \frac{k}{\varepsilon^2} (S_{ki} \Omega_{lj} + S_{kj} \Omega_{li}) S_{kl} + C_5 \mu_t \frac{k}{\varepsilon^2} (S_{kl} \Omega_{kl} - \Omega_{kl} \Omega_{kl}) S_{ij} \end{aligned} \quad (3.22)$$

onde os coeficientes  $C_1$  a  $C_5$  são determinados empiricamente. O tensor de vorticidade médio,  $\Omega_{ij}$ , é dado por

$$\Omega_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (3.23)$$

A formulação dos coeficientes  $C_1$  a  $C_5$  é representado nas equações abaixo [Lien et al., 1996; Shih et al., 1993]:

$$\begin{aligned} C_1 = \frac{C_{NL1}}{(C_{NL6} + C_{NL7} S^3) C_\mu} ; \quad C_2 = \frac{C_{NL2}}{(C_{NL6} + C_{NL7} S^3) C_\mu} ; \quad C_3 = \frac{C_{NL3}}{(C_{NL6} + C_{NL7} S^3) C_\mu} \\ C_4 = C_{NL4} C_\mu^2 ; \quad C_5 = C_{NL5} C_\mu^2 \end{aligned} \quad (3.24)$$

Na formulação não-linear do tensor tensão de Reynolds, o produto do tensor deformação e tensor vorticidade são adicionados aos termos lineares. A Equação (3.22) mostra a expressão geral para o tensor tensão de Reynolds não-linear. Embora a viscosidade turbulenta seja dada pela mesma equação de um modelo linear, o coeficiente  $C_\mu$  não é uma constante, mas um valor dependente do escoamento, onde é calculado a partir das invariâncias da deformação e vorticidade. Estes coeficientes adicionais gerados pelo produto de tensores

são mostrados na Tabela 3.1. Portanto, como comentado, o coeficiente  $C_\mu$  não assume um valor constante, e é formulado como segue [Lien et al., 1996; Shih et al., 1993]:

$$C_\mu = \frac{C_{A0}}{C_{A1} + C_{A2} \left( \frac{k}{\varepsilon} S^* \right) + C_{A3} \left( \frac{k}{\varepsilon} \Omega^* \right)} \quad (3.25)$$

Os termos  $S^*$  e  $\Omega^*$  são as invariantes da deformação e vorticidade adimensionais, definidos da seguinte forma:

$$S^* = \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}} \quad ; \quad \Omega^* = \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad (3.26)$$

Os termos  $C_{NL1}$  a  $C_{NL7}$  e  $C_{A0}$  a  $C_{A3}$ , que aparecem nas Equações (3.24) e (3.25), respectivamente, são coeficientes empíricos, cujos valores são dados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Constituintes relacionado ao modelo  $k$ - $\varepsilon$  cúbico padrão

$C_{A0}$	$C_{A1}$	$C_{A2}$	$C_{A3}$	$C_{NL1}$	$C_{NL2}$	$C_{NL3}$	$C_{NL4}$	$C_{NL5}$	$C_{NL6}$	$C_{NL7}$
0,667	1,25	1,0	0,9	0,75	3,75	4,75	-10,0	-2,0	1000,0	1,0

Shih et al., 1993.

### 3.2.1.1 Modelos EVM de Duas Equações

No campo da aplicabilidade das equações de Navier-Stokes para escoamentos turbulentos complexos, os modelos de turbulência de duas equações mais populares são os modelos  $k$ - $\varepsilon$  [Launder e Spalding, 1974] e  $k$ - $\omega$  [Wilcox, 1988]. Estes modelos resolvem duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta,  $k$ , outra equação é relacionada à escala de comprimento, ou tempo.

Nos escoamentos usuais em ICE, devido ao largo espectro de velocidades, em geometrias complexas que causam fortes efeitos tridimensionais, gradientes de pressão adversa, descolamentos, recirculações e escoamentos secundários, o modelo  $k$ - $\varepsilon$  linear apresenta deficiências. Neste âmbito surge o modelo  $k$ - $\varepsilon$  não-linear, que atende melhor a física do fenômeno, em sua forma quadrática ou cúbica. Este modelo é ilustrado a seguir.

### 3.2.1.1.1 Modelo $k$ - $\varepsilon$ Padrão Linear e Não-Linear

O conceito de EVM proposto por Boussinesq pressupõem que os eixos principais do tensor de Reynolds estejam coincidentes com os eixos principais do tensor de deformação média, ao longo de toda massa fluida em escoamento. Esta formulação é a mesma na descrição laminar da tensão. Uma vez que a viscosidade turbulenta, ao contrário da viscosidade molecular, não é uma propriedade do fluido, mas sim do escoamento, uma simples descrição linear do tensor de Reynolds não alcança o necessário nível de descrição da realidade na modelagem das tensões turbulentas presentes nos escoamentos em ICE. De fato, em situações onde há existência de variações bruscas nas taxas de deformação média, e também das taxas de deformação suplementares no escoamento, originadas por uma rápida dilatação do escoamento, ou por curvaturas acentuadas, ocorre um desbalanceamento das componentes normais do tensor de Reynolds que contrariam a condição de isotropia [Wilcox, 2000].

Semelhante ao modelo  $k$ - $\varepsilon$  linear, o modelo não-linear resolve duas equações de transporte, uma para energia cinética turbulenta,  $k$ , e outra equação para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta,  $\varepsilon$ . A formulação da equação energia cinética turbulenta, para um escoamento compressível é dada por [El Tahry, 1983]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j k - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t (P + P_B) - \rho \varepsilon - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \mu_t P_{NL} \quad (3.27)$$

onde,  $\sigma_k$  é o número de Prandtl turbulento e

$$P \equiv S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} ; P_B \equiv - \frac{g_i}{\sigma_{h,t}} \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} ; P_{NL} = - \frac{\rho}{\mu_t} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \left[ P - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\rho k}{\mu_t} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] \quad (3.28)$$

O primeiro termo do lado direito da Equação (3.27) representa a geração turbulenta por tensões normais, tensões de cisalhamento e forças de empuxo. O segundo termo representa a dissipação viscosa. O terceiro termo é a amplificação ou atenuação devido a efeitos de compressibilidade. O quarto termo é referente à contribuição da não linearidade. Este último, para modelos lineares é igual a zero [Star-cd Methodology, 2009].

A equação de transporte para a taxa de dissipação é a seguinte:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j \varepsilon - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[ \mu_t P - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] + \\ C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_{NL} \end{aligned} \quad (3.29)$$

onde,  $\sigma_\varepsilon$  é o número de Prandtl turbulento e  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$ ,  $C_{\varepsilon 3}$  e  $C_{\varepsilon 4}$  são coeficientes cujos valores são dados pela Tabela 3.2. O primeiro termo do lado direito representa a contribuição para a produção de dissipação devida a efeitos de compressão/dilatação e tensões lineares. O segundo termo é a contribuição devida ao empuxo, o terceiro termo é responsável pela destruição da dissipação, o quarto termo é a contribuição devida à mudança de densidade média temporal e o quinto termo é a contribuição devida às tensões não lineares [Star-cd Methodology, 2009].

Tabela 3.2 - Coeficientes do modelo  $k-\varepsilon$  não-linear

$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_h$	$\sigma_m$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{\varepsilon 4}$
0,09	1,0	1,22	0,9	0,9	1,44	1,92	0,0 ou 1,44 para $P_B > 0$	-0,33

Launder e Spalding, 1974; El Tahry, 1983.

### 3.2.1.1.2 Modelo $k-\omega$ SST

O modelo  $k-\omega$  proposto por Wilcox, 1988, difere do modelo  $k-\varepsilon$  padrão por apresentar melhor reprodução do fenômeno em situações que contêm separação de escoamento e gradiente de pressão adverso. Outra vantagem do modelo é o seu comportamento favorável próximo à parede. Ao comparar com resultados de uma simulação DNS, a equação da taxa de dissipação específica,  $\omega$ , apresentou bons resultados quando integrada até a parede, associada à aproximação de baixo número de Reynolds [Wilcox, 2000].

A fim de utilizar propriedades favoráveis de ambos os modelos,  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ , Menter, 1993, propôs combinar estes dois modelos de tal forma que o modelo se reduz a  $k-\omega$  próximo à parede e  $k-\varepsilon$  distante dela. A combinação destes dois modelos foi implementada utilizando uma função de combinação,  $F$  (*blending function*), além de algumas funções empíricas. O modelo original é multiplicado por uma função  $F_1$ , e o assim chamado modelo  $k-\varepsilon$

transformado, por uma função  $(1 - F_1)$ , sendo ambos adicionados. A função  $F_1$  é designada como 1 (um) na região próxima à parede, e como 0 (zero) distante dela. Este modelo, denominado  $k-\omega$  SST é considerado a evolução do modelo original. Seus coeficientes são expressos da seguinte forma geral:

$$C_\phi = F_1 C_{\phi_1} + (1 - F_1) C_{\phi_2} \quad (3.30)$$

sendo

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{\sigma_{\omega_2}^\omega CD_{k\omega} y^2} \right] \quad (3.31)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left( \frac{2 \rho}{\omega \sigma_{\omega_2}^\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right)$$

onde  $C_{\phi_1}$  representa qualquer constante do modelo  $k-\omega$  original ( $\sigma_{k_1}^\omega, \dots$ ),  $C_{\phi_2}$  representa qualquer constante do modelo  $k-\varepsilon$  transformado ( $\sigma_{k_2}^\omega, \dots$ ) e  $C_\phi$  é a constante correspondente ao novo modelo  $k-\omega$  SST ( $\sigma_k, \dots$ ). Dessa maneira, dois conjuntos de constantes serão utilizado:

- Os Coeficientes do conjunto  $C_{\phi_1}$  são dados pela Tabela 3.3 e Equação (3.32):

Tabela 3.3 - Coeficientes do conjunto  $C_{\phi_1}$  para o modelo  $k-\omega$  SST

$\sigma_{k\phi_1}^\omega$	$\sigma_{\omega\phi_1}^\omega$	$\beta_{\phi_1}$	$\beta_{\phi_1}^*$	$\kappa$
1,176	2,0	0,075	0,09	0,41

Menter, 1993; Star-cd Methodology, 2009.

$$\alpha_{\phi_1} = \frac{\beta_{\phi_1}}{\beta_{\phi_1}^*} - \frac{1}{\sigma_{\omega\phi_1}^\omega} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta_{\phi_1}^*}} \quad (3.32)$$

- Os Coeficientes do conjunto  $C_{\phi_2}$  são dados pela Tabela 3.4 e a Equação (3.33):



Tabela 3.4 - Coeficientes do conjunto  $C_{\phi_2}$  para o modelo  $k-\omega$  SST

$\sigma_{k\phi_2}^\omega$	$\sigma_{\phi_2}^\omega$	$\beta_{\phi_2}$	$\beta_{\phi_2}^*$	$\kappa$
1,0	1,168	0,0828	0,09	0,41

Menter, 1993; Star-cd Methodology, 2009.

$$\alpha_{\phi_2} = \frac{\beta_{\phi_2}}{\beta_{\phi_2}^*} - \frac{1}{\sigma_{\omega\phi_2}^\omega} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta_{\phi_2}^*}} \quad (3.33)$$

em adição,

$$S_\omega = 2(1-F_1) \frac{1}{\sigma_{\omega 2}^\omega} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (3.34)$$

A viscosidade turbulenta para o modelo SST é,

$$\mu_t = \frac{a_1 k}{\max\left(a_1 \omega, \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}} F_2\right)} \quad (3.35)$$

onde,

$$a_1 = 0,31 \quad , \quad F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad , \quad \arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega}\right) \quad (3.36)$$

Por fim, a forma geral da equação de  $k$  e  $\omega$  é a seguinte:*Energia cinética turbulenta:*

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j k - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k^\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t P - \rho \beta^* k \omega + \mu_t P_B \quad (3.37)$$

*Taxa de dissipação específica:*

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j \omega - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] = \alpha \frac{\omega}{k} \mu_t P - \rho \beta \omega^2 + \rho S_\omega + C_{\varepsilon 3} \mu_t P_B C_\mu \omega \quad (3.38)$$

onde a taxa de dissipação específica é definida da seguinte forma:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \quad (3.39)$$

Para o modelo  $k$ - $\omega$  SST, os coeficientes  $C_\mu$  e  $C_{\varepsilon 3}$ , são coeficientes empíricos, cujos valores padrões são  $C_\mu = 0,09$  e  $C_{\varepsilon 3} = 0,0$  ou  $1,44$  quando  $P_B > 0$ .

### 3.3 Aproximação de Baixo Número de Reynolds

As aproximações chamadas de altos números de Reynolds, e outras que requerem o uso de funções de parede, não lidam bem com escoamentos onde os efeitos da viscosidade molecular são importantes. Para tornar possível a integração das equações próxima à parede, modificações são necessárias para considerar os efeitos viscosos e também os efeitos de parede não viscosos. As primeiras modificações feitas nos EVM não distinguiam entre efeitos viscosos e não viscosos na parede. Envolviam uma simples modificação da viscosidade unicamente no número de Reynolds turbulento local. Mais tarde, Jones et al., 1973, realizaram a modificação das equações de transporte de  $k$  e  $\varepsilon$ .

Assim, a aproximação do tipo baixo Reynolds torna-se possível, em função da integração das equações de transporte até a parede. Para este procedimento, algumas mudanças nas equações que governam o modelo  $k$ - $\varepsilon$  necessitam ser realizadas, introduzindo uma função de amortecimento,  $f_\mu$ , capaz de incluir na modelagem da turbulência o efeito da dissipação viscosa existente na proximidade da parede. Estas são geralmente funções não lineares e seu comportamento não pode ser facilmente controlado por técnicas convencionais de linearização. Dessa forma, podem interferir nas propriedades de convergência do esquema.

A função de amortecimento introduzida tanto para modelos  $k$ - $\varepsilon$  padrão linear ou não-linear assume a seguinte forma [Lien et al., 1996]:

$$f_\mu = \left[ 1 - e^{-0,0198 R_{ey}} \right] \left( 1 + \frac{5,29}{R_{ey}} \right) \quad (3.40)$$

onde

$$R_{ey} = \frac{y\sqrt{k}}{\nu} \quad (3.41)$$

onde  $y$  é a distancia normal a partir da parede. O número de Reynolds turbulento,  $R_t$ , é formulado da seguinte maneira:

$$R_t = \frac{k^2}{\nu \varepsilon} \quad (3.42)$$

A equação da taxa de dissipação turbulenta definida anteriormente sofre modificações quando não se deseja utilizar um tratamento de parede para resolver a região viscosa. Dessa maneira, segundo Lien et al., 1993, ela assume a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j \varepsilon - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = \\ C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left\{ \mu_t (P + P_{NL} + P') - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right\} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B - \\ C_{\varepsilon 2} \left( 1 - 0,3 e^{-R_t^2} \right) \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (3.43)$$

Já  $P$ ,  $P_B$  e  $P_{NL}$  são dados pela Equação (3.28). Os coeficientes  $C_{\varepsilon 1}$  a  $C_{\varepsilon 4}$  estão na Tabela 3.2, a viscosidade turbulenta é determinada pela Equação (3.21), o número de Reynolds turbulento é embasado pela Equação (3.42) e o termo adicional  $P'$  é dado por

$$P' = 1,33 \left[ 1 - 0,3 e^{-R_t^2} \right] \left[ P + P_{NL} + 2 \frac{\mu}{\mu_t} \frac{k}{y^2} \right] e^{-0,00375 R_{ey}^2} \quad (3.44)$$

A equação da taxa de dissipação não é resolvida na célula próxima à parede. Pelo contrário, a dissipação  $\varepsilon_p$ , na célula próxima à parede, é calculada com a seguinte relação:

$$\varepsilon_p = \frac{2 \nu k}{y^2} \quad (3.45)$$

Por fim, para empregar esta metodologia é necessário um refinamento na região próxima da parede. Mais detalhes sobre esta particularidade e uma alternativa para não se torna tão dependente do refinamento é introduzido na seção seguinte.

### 3.4 Condição de Contorno do Escoamento Turbulento

Estas devem ser aplicadas na parede sólida e em situações onde existam entrada e saída de escoamento, sendo que particular atenção deve ser prestada para implementar as condições de contorno de parede e entrada. O tratamento destas condições, no presente trabalho, é apresentado a seguir.

#### 3.4.1 Condição de Contorno na Parede

Para as condições de contorno na parede, quatro alternativas de não-deslizamento estão disponíveis [Star-cd Methodology, 2009]:

- Aproximações de duas-camadas e aproximações de baixo número de Reynolds, onde as condições de não-deslizamento são aplicadas diretamente na camada limite, onde são computadas resolvendo as equações do modelo de turbulência, massa e momento.
- Aproximações de alto número de Reynolds, que utilizam função de parede, onde relações algébricas são assumidas para o cálculo da distribuição de velocidade, temperatura e parâmetros da turbulência em toda a camada limite. Comparado com as soluções de baixo número de Reynolds, esta aproximação possui menos fundamentação no ponto de vista teórico e fornece resultados inferiores em situações particulares, mas é muito utilizada porque permite um menor refinamento da malha próximo à parede e, portanto, um inferior tempo computacional.
- Condição de contorno híbrida, onde o tratamento próximo à parede é aplicado para modelos de turbulência que utilizam aproximações de baixo número de Reynolds. Este tratamento fornece condições de contorno válidas para o

momento, turbulência, energia e espécies químicas, para uma grande faixa de densidades de malha próximo à parede.

As condições de contorno na parede utilizadas neste estudo foram: aproximações de baixo número de Reynolds com seu tratamento padrão e, também, condições híbridas. Mais detalhes sobre suas formulações são apresentado abaixo

### 3.4.1.1 Condição de Contorno na Parede com Tratamento Padrão - Aproximação de Baixo Número de Reynolds

A região próxima à parede é tratada da mesma forma que o escoamento no interior, com a condição de não-deslizamento imposta na face da célula limite. A única diferença é que no centróide  $C$  da célula próxima à parede (Figura 3.2), o valor de  $\varepsilon$  é dado por,

$$\varepsilon_C = \left[ \frac{\mu_t}{\rho} (P + P_{NL}) + \varepsilon_p \right]_C \quad (3.46)$$

onde  $P$  e  $P_{NL}$  são dados pela Equação (3.28) e  $\varepsilon_p$  pela Equação (3.45). A correspondente expressão é ajustada para o modelo  $k-\omega$ , onde a equação para o cálculo da primeira célula assume a seguinte forma:

$$\omega_C = \frac{60 \nu}{\beta_1 y_C^2} \quad (3.47)$$

Na Equação (3.47),  $y_C$  é a distância mostrada na Figura 3.2 e  $\beta_1 = 0,075$ , enquanto que  $u_w$  é a velocidade tangencial da parede. O refinamento da malha na direção normal à parede deve ser suficiente para que o valor de  $y^+$  corresponde ao centróide da célula próximo à parede seja de aproximadamente 1.

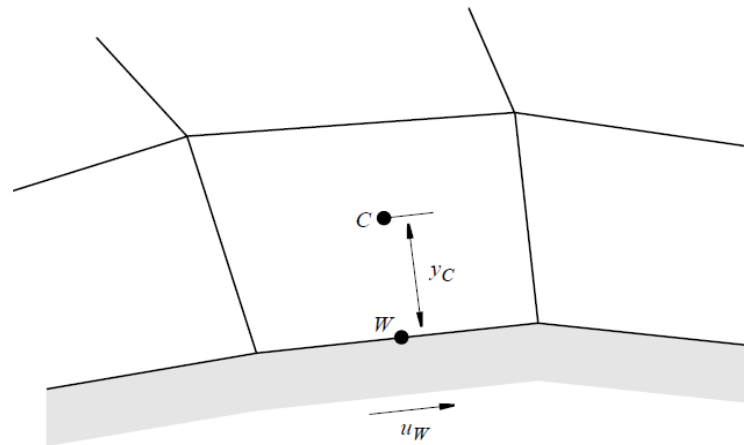


Figura 3.2 - Ilustração da célula próxima à parede [Star-cd Methodology, 2009]

### 3.4.1.2 Condição de Contorno na Parede com Tratamento Híbrido

É aplicada apenas para modelos de turbulência que utilizam aproximações de baixo número de Reynolds, e dispensa a obrigatoriedade de ter que gerar um elevado refinamento próximo à parede para atender o  $y^+$ . O valor do  $y^+$  da condição de contorno híbrida é alcançado utilizando uma expressão assintótica, válida para  $0,1 < y^+ < 100$ , por uma combinação de expressões de baixo e alto número de Reynolds. O fator de combinação,  $\zeta$ , é baseado no valor de  $y^+$ , onde é estimado utilizando uma expansão assintótica de quarta ordem [Star-cd Methodology, 2009], conforme mostrado a seguir;

$$y^+ = u^+ + \frac{1}{E} \left( e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \dots - \frac{(\kappa u^+)^4}{4!} \right) \quad (3.48)$$

$$\zeta = \left( 1 - e^{-y^+/-y_m^+} \right)^2 \quad (3.49)$$

onde  $E$  é um coeficiente empírico com valor  $E = 9,0$ ,  $u^+$  é a velocidade adimensional definida como  $u^+ = (u - u_w)/u_\tau$ , sendo que  $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$  e  $y_m^+$  é dado pela equação:

$$y_m^+ - \frac{1}{\kappa} \ln(E y_m^+) = 0 \quad (3.50)$$

Mais detalhes sobre a implementação numérica desta condição são encontrados em Rung, 1999.

### 3.4.2 Condição de Contorno de Entrada

A energia cinética turbulenta  $k$  é algumas vezes disponível de medições, podendo-se determinar as tensões normais turbulentas. Na ausência deste dado, valores admissíveis podem ser assegurados para  $\overline{u'^2}$  via estimativa de uma intensidade turbulenta local, definida como [Star-cd Methodology, 2009]:

$$I \equiv \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U} \quad (3.51)$$

onde  $U$  é a magnitude da velocidade média ou média local na condição de contorno. A intensidade turbulenta normalmente é menor do que 1, mas seu valor depende de aplicações particulares. Outra grandeza importante que deve ser estimada é a escala de comprimento da turbulência,  $l$ , normalmente definida da seguinte forma [Launder e Spalding, 1974]:

$$l = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (3.52)$$

## 4 METODOLOGIA NUMÉRICA

A dinâmica de fluidos computacional (CFD) é a área da computação científica que estuda métodos computacionais para simulação de fenômenos que envolvem fluidos em movimentos com ou sem transferência de calor e massa. Visando uma redução no número de experimentos, ela tem o objetivo de explorar fenômenos que não poderiam ser estudados em laboratórios de forma prática, por razões básicas como:

- (a) O fenômeno em estudo nem sempre é de possível reprodução, mesmo em escala reduzida;
- (b) O custo e o tempo da montagem podem ser proibitivos.

A aplicabilidade da dinâmica de fluidos computacional depende da situação tratada, sendo necessário o total conhecimento tanto dos aspectos físicos do problema quanto os aspectos numéricos da metodologia de solução.

As equações de Navier-Stokes são diferenciais parciais não lineares, e a teoria matemática dessa classe de equações ainda não está suficientemente desenvolvida para permitir a obtenção de soluções analíticas da maioria dos casos de interesse na engenharia.

No presente trabalho se aplica o método numérico dos volumes finitos para resolver as equações diferenciais parciais. Este método integra as equações diferenciais em volumes de controle, obtendo sistemas de equações algébricas a serem resolvidos.

O desenvolvimento de uma metodologia de CFD para simulações em motores é uma tarefa desafiadora, pois motores alternativos exibem muitas características e fenômenos complexos. A forma da câmara de combustão, pistão e coletores de admissão e exaustão, juntamente com o movimento das válvulas e pistão, são características que tornam mais desafiadora a tarefa.

No presente trabalho é utilizado o programa comercial Star-cd, CD-Adapco, 2009. A metodologia numérica utilizada é descrita nas seções abaixo, onde buscou-se, essencialmente, enfocar apenas a formulação proposta pelo programa e utilizada neste estudo. Outras formulações não serão apresentadas.

### 4.1 Etapas da Solução Numérica

As etapas a serem cumpridas são as seguintes [Hirsch, 2007; Ferziger e Perić, 2002]:



*Definição do modelo matemático:* definir o processo físico que se deseja simular, e assim selecionar o modelo matemático que melhor o descreve.

*Método de discretização e sistema de coordenadas:* metodologia de construção da malha de volumes finitos que discretiza o domínio de cálculo, podendo implicar em uma malha estruturada ou não-estruturada, móvel ou fixa.

*Esquema numérico:* é o conjunto de relações algébricas entre os pontos da malha. Ele deve satisfazer certas regras e condições, visando minimizar o erro numérico inerente a cada esquema.

*Fase de solução:* solução dos sistemas algébricos resultantes da integração das equações diferenciais que descrevem o fenômeno, no espaço e no tempo, incluindo técnicas de estabilidade e aceleração da convergência.

*Pós-processamento:* o pós-processamento dos dados numéricos resultantes da solução, e interpretação dos seus significados físicos.

## 4.2 Propriedades do Método Numérico

O conjunto de equações definida por um esquema numérico necessita de uma análise em suas propriedades, isso é, investigar a validade da discretização e sua precisão, na tentativa de quantificar os erros numéricos associados. São então definidos conceitos, tais como; consistência, estabilidade e convergência. Tais conceitos são descritos abaixo.

### 4.2.1 Consistência

A consistência é uma condição relativa ao esquema numérico, que deve tender à equação diferencial quando os tamanhos da malha espacial ( $\Delta x$ ) e temporal ( $\Delta t$ ) tendam a zero [Hirsch, 2007].

Alguns métodos de discretização conduzem a erros de truncamento que são funções da razão de  $\Delta x$  para  $\Delta t$ , ou vice-versa. Neste caso a exigência de consistência é apenas condicionalmente cumprida:  $\Delta x$  e  $\Delta t$  devem ser reduzidos de modo que permitam uma razão adequada para tender à zero.

Caso o erro de truncamento vá para zero, a discretização é consistente com a equação diferencial parcial (EDP). Para melhor compreensão, considere-se a equação diferencial da difusão, em regime transiente:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \Gamma_{\phi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (4.1)$$

onde  $\phi$  é uma variável escalar dependente,  $\Gamma_{\phi}$  é a difusão da grandeza considerada e  $n$  denota o nível de tempo. Resolvendo numericamente por aproximações de diferenças finitas;

$$\phi_i^{n+1} = \phi_i^n + \Gamma_{\phi} (\Delta t) \frac{\phi_{i-1}^n - 2\phi_i^n + \phi_{i+1}^n}{(\Delta x)^2} \quad (4.2)$$

Para verificar que a discretização da Equação (4.2) é consistente com a Equação (4.1), deve-se escrevê-la a partir da expansão da série de Taylor, os termos  $\phi_{i+1}^n$ ,  $\phi_{i-1}^n$  e  $\phi_i^{n+1}$  em torno do ponto  $(x_i, t_n)$ :

$$\begin{aligned} \phi_{i\pm 1}^n &= \phi_i^n \pm (\Delta x) \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_i + \frac{(\Delta x)^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \Big|_i \pm \frac{(\Delta x)^3}{3!} \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^3} \Big|_i + O(\Delta x)^4 \\ \phi_i^{n+1} &= \phi_i^n + (\Delta t) \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_i + \frac{(\Delta t)^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \Big|_i + O(\Delta t)^3 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Substituindo a Equação (4.3) em (4.2), obtêm-se:

$$\underbrace{\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_i^n}_{EDP} = \Gamma_{\phi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \Big|_i^n - \underbrace{\left[ \frac{\Delta t}{2!} \right] \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \Big|_i^n}_{\text{Erro de truncamento}} + O[(\Delta t)^2, (\Delta x)^2] \quad (4.4)$$

Quando  $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$ , o erro de truncamento na Equação (4.4) tende a zero, fornecendo a equação diferencial definida na partida. Isso indica que a discretização da Equação (4.2) é consistente com a EDP representada na Equação (4.1).

No que tange à metodologia utilizada no presente trabalho, todo método numérico desenvolvido a partir das equações na forma conservativa, usando volumes finitos, é consistente [Ferziger e Perić, 2002].

### 4.2.2 Estabilidade

Um método numérico estável é aquele no qual quaisquer erros ou perturbações na solução não são amplificados sem limite. Essa amplificação é puramente relativa ao método numérico, e não à física do problema, portanto deve ser evitado.

Diversos fatores interferem na estabilidade, tais como erro de arredondamento da máquina, que vão se multiplicando e podem desestabilizar a solução; dificuldade de acoplamentos entre as variáveis, fazendo com que algumas variáveis evoluam mais rapidamente que outras, provocando a instabilidade [Maliska, 2004].

Em relação à estabilidade, os métodos numéricos podem ser classificados em [Fortuna, 2000]:

- (a) Condicionalmente estáveis: para fornecerem soluções numéricas estáveis, devem satisfazer uma condição de estabilidade. Métodos explícitos, em geral, são desse tipo;
- (b) Incondicionalmente estáveis: não necessitam satisfazer quaisquer critérios de estabilidade para produzirem soluções estáveis. Em geral, métodos implícitos e alguns explícitos muito particulares pertencem a essa categoria;
- (c) Incondicionalmente instáveis: não existem valores de  $\Delta t$  que permitam a eles fornecerem soluções estáveis.

Métodos implícitos apresentam usualmente maior estabilidade que métodos explícitos. Por isso, apesar de as formulações explícitas fornecerem equações lineares simples de serem calculadas, ao contrário daquelas fornecidas pelas discretizações implícitas, a possibilidade de utilizar valores de  $\Delta t$  maiores nos métodos implícitos os torna atrativos. Quando a EDP é linear, a aproximação mais usada para o estudo da estabilidade é a técnica conhecida como *análise de estabilidade de Von Neumann*.

### 4.2.3 Convergência

Uma solução numérica é dita convergente quando é estável e consistente. Em particular, o esquema numérico é consistente e, junto com a estabilidade, são condições necessárias e suficientes para que se tenha convergência.

Ao satisfazer  $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$  e não retornar à equação diferencial original, também a solução numérica não se aproximará da solução exata da equação diferencial original, mas

sim de outras. No entanto, um esquema consistente é inútil se a solução numérica não for convergente [Fortuna, 2000].

### 4.3 Discretização das Equações pelo Método de Volumes Finitos

Historicamente, o método dos volumes finitos foi introduzido no campo da dinâmica dos fluidos computacional em 1971 na forma bidimensional, e em 1973 na forma tridimensional [Hirsch, 2007].

Embora em muitas vezes o método de volumes finitos seja confundido com o método de diferenças finitas, os dois possuem formulações diferentes. O esquema de diferenças finitas tem uma dedução puramente matemática, substituindo-se os operadores diferenciais por outros algébricos, obtidos a partir da série de Taylor. O método de volumes finitos tem base física e o esquema numérico é aplicado na integração das equações de conservação. O método de volumes finitos utiliza pequenos volumes de controle, enquanto o de diferenças finitas utiliza um domínio discretizado em pontos.

#### 4.3.1 Método dos Volumes Finitos (MVF)

O MVF é particularmente útil quando a malha não é uniforme, especialmente em situações bi e tridimensionais, sendo portanto adequado para geometrias complexas. Conservativa por construção, sua formulação satisfaz a conservação das entidades físicas envolvidas.

Considere a equação da conservação para uma quantidade genérica escalar  $\phi$ , onde se assume que o campo de velocidade e todas as propriedades do escoamento são conhecidas,

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (4.5)$$

onde  $S_\phi$  é o termo fonte por unidade de volume. Para resolver-se numericamente, a equação diferencial deve ser integrada sobre um volume de controle fixo no espaço, conforme a Figura 4.1.  $P$  é o nó central do volume de controle, enquanto  $N$ ,  $S$ ,  $E$  e  $W$  são os nós adjacentes. Já  $n$ ,  $s$ ,  $e$  e  $w$  são as faces do volume e  $\Delta x$  e  $\Delta y$  são as distâncias de um ponto ao outro nas coordenadas  $x$  e  $y$ , respectivamente.

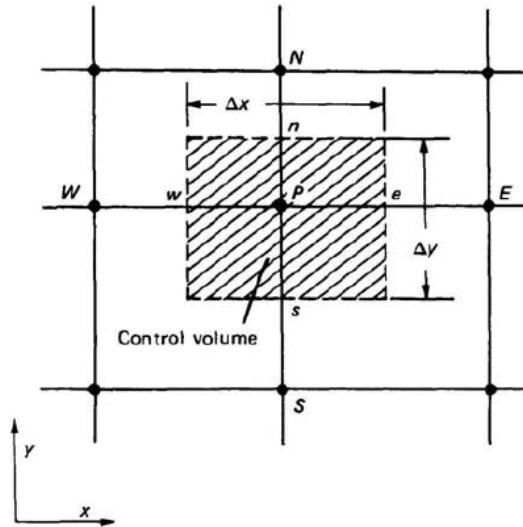


Figura 4.1 - Volume de controle para uma situação bidimensional [Patankar, 1980]

A espessura, na coordenada  $z$ , é assumida como unitária. Portanto, na integração da Equação (4.5) neste volume de controle

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV + \int_S \rho u_j \phi dS = \int_S \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} dS + \int_V S_\phi dV \quad (4.6)$$

os índices  $V$  e  $S$  denotam integrais de volume e superfície, respectivamente. A Equação (4.6) representa o balanço da propriedade  $\phi$  no volume de controle.

### 4.3.2 Esquemas de Discretização no Espaço – Funções de Interpolação

A maneira como os fluxos convectivos e difusivos são formulados é um dos principais fatores que determinam a precisão e estabilidade. Existem duas principais classes de aproximações de fluxos convectivos, de uso generalizado, que são:

- (a) Esquemas de primeira-ordem, onde a equação discretizada é resolvida com maior facilidade, produzindo soluções coerentes com a física, mas em alguns casos pode levar à difusão numérica. Neste esquema, o erro de truncamento diminui à medida que a malha for refinada, porém aumenta o tempo computacional [Leschziner, 1980].
- (b) Esquemas de alta-ordem, que comportam-se melhor na presença de fortes gradientes, mas as equações são resolvidas com mais dificuldade. Em casos extremos podem

causar instabilidade e até mesmo dispersão numérica. Estas situações podem ser amenizadas com o refinamento da malha, subrelaxação da solução, ou pelo uso de esquemas que combinam discretizações de primeira com segunda-ordem (*blended differencing*) [Hirsch, 2007].

#### 4.3.2.1 Esquema de Diferença Central - CD

Os termos fonte ( $S_\phi$ ) e difusivo ( $\Gamma_\phi \partial\phi/\partial x_i$ ), não apresentam problema com esta aproximação. A atenção recai sobre o termo advectivo ( $\rho u \phi$ ). Adotando um problema unidimensional de advecção/difusão da propriedade  $\phi$ , sem o termo transiente e de fonte;

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \quad (4.7)$$

e integrando a equação no volume elementar com nó  $P$ , obtém-se:

$$\int_w^e \frac{d}{dx}(\rho u \phi) dx = \int_w^e \frac{d}{dx} \left( \Gamma_\phi \frac{d\phi}{dx} \right) dx \quad (4.8)$$

$$(\rho u)_e \phi_e - (\rho u)_w \phi_w = \left( \Gamma_\phi \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left( \Gamma_\phi \frac{d\phi}{dx} \right)_w$$

Os subíndices  $e$  e  $w$  representam as fronteiras do volume de controle onde devem ser avaliados os fluxos advectivos e difusivos. Portanto a Equação (4.8) assume a seguinte forma:

$$(\rho u)_e \frac{\phi_E + \phi_P}{2} - (\rho u)_w \frac{\phi_P + \phi_W}{2} = \Gamma_e \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} - \Gamma_w \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x} \quad (4.9)$$

após rearranjada, na forma

$$A_P \phi_P = A_e \phi_E + A_w \phi_W \quad (4.10)$$

os coeficientes são dados por

$$\begin{aligned}
A_e &= -\frac{(\rho u)_e}{2} + \frac{\Gamma_e}{\Delta x} \\
A_w &= \frac{(\rho u)_w}{2} + \frac{\Gamma_w}{\Delta x} \\
A_p &= A_e + A_w + ((\rho u)_e - (\rho u)_w)
\end{aligned} \tag{4.11}$$

Considerando a velocidade  $u$  positiva, a seguinte relação deve ser satisfeita, para que o coeficiente  $A_E$  seja positivo, a fim de não violar a física do problema,

$$\frac{\rho u \Delta x}{\Gamma_\phi} \leq 2 \tag{4.12}$$

onde a expressão à esquerda da inequação é reconhecida como o número de Reynolds do volume de controle. Observa-se que, quando a velocidade  $u$  aumenta, a malha deve ser reduzida proporcionalmente. Dessa forma, o uso de diferenças centrais na aproximação dos termos advectivos cria, quase sempre, coeficientes negativos, pois é impossível, em problemas reais, refinar a malha até forçar sua positividade [Maliska, 2004].

#### 4.3.2.2 Esquema de Diferenças Upwind - UD

O esquema CD ao ser aplicado nos termos advectivos não leva em conta a física do problema. Patankar, 1980, propôs que os termos difusivos permaneçam inalterados, mas os termos advectivos sejam calculados da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
\phi_e &= \begin{cases} \phi_P & \text{se } u_e > 0 \\ \phi_E & \text{se } u_e < 0 \end{cases} \\
\phi_w &= \begin{cases} \phi_W & \text{se } u_w > 0 \\ \phi_P & \text{se } u_w < 0 \end{cases}
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Os coeficientes da Equação (4.10) tornam-se então:

$$\begin{aligned}
A_e &= \frac{\Gamma_e}{\Delta x} + \max[-(\rho u)_e, 0] \\
A_w &= \frac{\Gamma_w}{\Delta x} + \max[(\rho u)_w, 0] \\
A_p &= A_e + A_w + (\rho u)_e - (\rho u)_w
\end{aligned}
\tag{4.14}$$

As conseqüências são mostradas na Figura 4.2, que representa o comportamento de  $\phi$  entre dois nós. A curva B corresponde a um problema puramente difusivo, onde  $d/dx(-\Gamma d\phi/dx) = 0$ , ou seja, o número de Peclet;  $Pe = \rho u \Delta x / \Gamma_\phi$ . Neste caso particular vale a média aritmética para a aproximação de  $\phi_e$ . Mas quando a velocidade  $u > 0$ , obtêm-se as curvas C e A, representando  $Pe > 0$ . No limite, a curva A corresponde a um problema de advecção pura. Do mesmo modo, quando a velocidade  $u < 0$ , tem-se o inverso, curvas E e D.

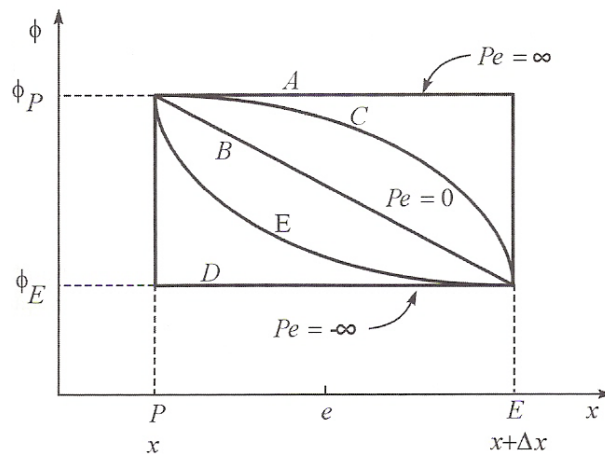


Figura 4.2 - Variação com o número de Peclet [Maliska, 2004]

O esquema UD é estável para qualquer valor do número de Peclet. Por outro lado, por ser de primeira ordem, apresentam resultados menos exatos do que um esquema estável de segunda ordem. A aproximação assumida para o termo advectivo é precisa apenas quando o módulo de  $Pe$  é muito grande, isso é, quando se tem predominantemente advecção.

#### 4.3.2.3 Esquema de Diferenças Upwind Linear - LUD

O esquema Upwind Linear (LUD – *Linear Upwind Differencing*) é adaptado de uma formulação de segunda ordem para malhas não-estruturadas e derivadas de um esquema originalmente proposto para malhas estruturadas. Resulta em menos difusão numérica do que



o esquema UD, mas pode produzir soluções que estão fora dos limites físicos de  $\phi$  (dispersão numérica). Mais informações sobre o método pode ser encontrado em Wilkes e Thompson, 1983, segundo Star-cd Methodology, 2009.

#### 4.3.2.4 Esquema *Blended Differencing* - BD

Este esquema combina esquemas de alta ordem, como CD e LUD com o esquema de baixa ordem UD. Portanto, o fator de combinação (*blending factor*),  $\gamma$ , é especificado pelo usuário. Sua composição é a seguinte [Star-cd Methodology, 2009]:

$$\phi_E^{BD} = \gamma \phi_E^{CD/LUD} + (1 - \gamma) \phi_E^{UD} \quad (4.15)$$

O programa permite escolher individualmente, para cada equação de transporte, a opção de usar este método ou não.

No presente trabalho foi utilizada esta aproximação.

#### 4.3.3 Esquema de Discretização Temporal

No Star-cd apenas esquemas implícitos para o avanço no tempo estão disponíveis.

No presente trabalho é utilizada aproximação de primeira ordem denominada esquema de Euler totalmente implícito. Esta aproximação usa a suposição da variação linear da variável entre dois níveis de tempo. A única integração em relação ao tempo na equação da conservação, Equação (4.6), ocorre no termo não estacionário. Portanto, utilizando a Figura 4.3, a aproximação temporal assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV \approx \frac{(\rho \phi \Delta V)^n - (\rho \phi \Delta V)^{n-1}}{\Delta t} \quad (4.16)$$

A formulação totalmente implícita permite passos de tempo usualmente maiores do que as formulações explícitas. Para um problema transiente, o  $\Delta t$  deve ser pequeno o suficiente para limitar erros de aproximações temporais a níveis aceitáveis [Richtmeyer e Morton, 1967]. Um detalhado exame desta questão é realizado no presente trabalho.

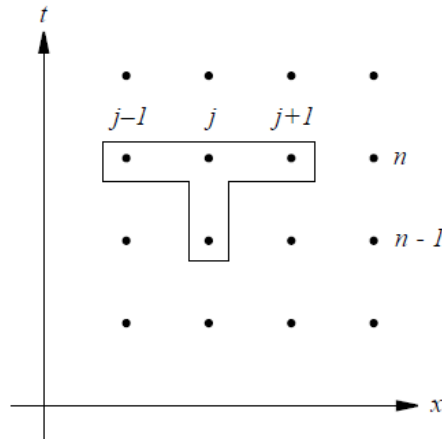


Figura 4.3 - Esquema de discretização temporal – Euler totalmente implícito [Star-cd Methodology, 2009]

A escolha de um método de primeira ordem foi devido à aproximação de segunda ordem ser rigorosamente preservada apenas para situações onde a densidade apresenta-se constante e onde não haja movimento de malha. Também é a aproximação recomendado para escoamentos compressíveis [Star-cd Methodology, 2009].

#### 4.4 Acoplamento Pressão-Velocidade

A natureza segregada do processo de solução requer que cada variável tenha uma equação evolutiva para ser avançada. As variáveis  $u$ ,  $v$ ,  $w$  e  $T$  podem ser avançadas por meio da equação do movimento nas três direções e pela equação da energia, respectivamente. Para avançar a pressão, para que esta tenha sua própria equação, o escoamento deve ser compressível, ou seja,  $\rho$  deve variar com a pressão. Portanto, é necessário determinar um campo de pressões que, quando inserido nas equações do movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação da conservação da massa [Maliska, 2004].

Se  $\rho$  tem variação considerável com  $p$ , então a equação de estado, relacionando  $\rho$  com a temperatura e a pressão, é a relação empregada para o fechamento do problema. A equação de estado é então a equação evolutiva para a pressão, enquanto a equação da continuidade é para a massa específica. Essa formulação onde todas as variáveis dependentes possuem a sua equação de evolução é chamada de formulação compressível.

Qualquer problema compressível pode ser resolvido dentro do procedimento a seguir, avançando a solução de um tempo  $t$  para um tempo  $t + \Delta t$ . Os valores no instante  $t$  são conhecidos através das condições reais do problema (transiente real) ou através de uma

estimativa que dá o início ao processo iterativo (transiente distorcido). Os passos são os seguintes [Maliska, 2004]:

- Calcular  $\rho$  no instante  $t + \Delta t$ , usando a equação da conservação da massa;
- Calcular a temperatura a partir da equação da energia;
- Calcular a pressão a partir da equação de estado;
- Calcular as velocidades pelas equações de movimento para cada direção;
- Reiniciar o cálculo de  $\rho$ , e avançar a solução para um novo intervalo de tempo até atingir o regime permanente (transiente real) ou até atingir a convergência (transiente distorcido).

Se a massa específica não varia significativamente com a pressão, mas tem variação considerável com a temperatura, o problema ainda pode ser definido como compressível. Entretanto, a equação de estado  $p = p(\rho, T)$  não pode ser usada, pois erros cometidos no cálculo de  $\rho$ , através da equação de conservação da massa, poderão produzir grandes erros em  $p$ .

A equação de estado passa a ser uma equação para  $\rho$ , e a pressão passa a não possuir uma equação evolutiva, aparecendo sua influência apenas através do seu gradiente nas equações de movimento. A equação da conservação da massa não serve de equação evolutiva para nenhuma variável e passa a ser, apenas, uma restrição que deve ser obedecida pelo campo de velocidades. Portanto é necessário determinar um campo de pressões que, quando inserido nas equações do movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação da conservação da massa. O fato de  $\rho$  não variar com  $p$  introduz uma dificuldade para tratar o acoplamento entre a pressão e a velocidade. Esta formulação é chamada de incompressível.

Fundamentalmente, o procedimento de avanço da solução do instante  $t$  para o instante  $t + \Delta t$  é dado por:

- Fornecer os valores iniciais das variáveis dependentes;
- Calcular  $T$ ,  $\rho$  e  $p$  através da equação da energia,  $\rho = \rho(T)$  e de um algoritmo respectivamente;
- Calcular os componentes do vetor velocidade, usando as equações do movimento;

- Verificar se as velocidades satisfazem à equação da conservação da massa. Caso não satisfaçam, voltar e recalcular a pressão, a temperatura depende das velocidades, portanto deve-se recomeçar o processo;
- Após a convergência, avançar novo intervalo de tempo, até que o regime permanente seja alcançado ou até atingir-se o tempo de simulação desejado.

Na literatura existem vários algoritmos para determinar a pressão. Na formulação do Star-cd, dois algoritmos implícitos estão disponíveis, são eles: o método SIMPLE [Patankar, 1972, 1980] e o método PISO [Issa, 1986; Issa et al., 1986], especialmente adaptado para os requisitos do programa. Entre muitas características que os dois métodos têm em comum, o algoritmo SIMPLE pode ser considerado, em muitos aspectos, como um subconjunto do PISO, porém consiste em fazer apenas uma correção para a pressão, obedecendo à equação da continuidade, seguida de uma correção da velocidade. Nos métodos para o tratamento do acoplamento pressão-velocidade, a seqüência de cálculo envolve dois passos distintos: no primeiro, as velocidades são corrigidas de maneira a satisfazer a equação da conservação da massa; no segundo, as pressões são avançadas para completar o ciclo iterativo. No método SIMPLE, as equações para a correção das velocidades são obtidas a partir das equações do movimento. Uma das vantagens desse método é o fato de não ser necessária a solução de um sistema linear para determinar a pressão, mas por outro lado a taxa de convergência pode ser baixa [Maliska, 2004; Patankar, 1980].

#### 4.5 Condições de Contorno

O Star-cd suporta a maioria das condições de contorno das situações práticas. As condições de contorno são aplicadas às faces das células e várias combinações delas são possíveis. As principais condições de contorno são descritas abaixo [Star-cd Methodology, 2009].

- (a) Entrada (*inlet*): existem dois tipos de condições de contorno de entrada; uma aplicada quando o perfil de velocidades é conhecido, e outra quando a condição de estagnação e a direção do escoamento são dadas. Na condição de fluxo de massa local ou velocidade prescrita, o valor da condição é fixo e atribuído pelo usuário. Para a condição de estagnação prescrita, este tratamento assume que os dados de entrada são atribuídos na fronteira, definido pelas seguintes expressões:

a. Temperatura de estagnação  $T_{st}$ :

$$h(T_{st}) = h(T_{\infty}) + \left( \frac{V_{\infty}^2}{2} + k_{\infty} \right) \quad (4.17)$$

b. Pressão de Estagnação  $p_{st}$  para escoamento compressível:

$$p_{st} = p_{\infty} \left( \frac{T_{st}}{T_{\infty}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4.18)$$

onde,  $V$  é a magnitude da velocidade,  $\gamma$  é a relação de calor específico e o subscrito  $\infty$  denota condições à frente (*upstream*) conhecidas. A opção de estagnação é tipicamente utilizada quando as propriedades do fluido não são influenciadas em modo significativo pelas condições de entrada no domínio. Usado principalmente nas situações compressíveis.

- (b) Saída (*outlet*): as condições de saída são estimadas em dois estágios: (I) a distribuição das variáveis no plano de saída são avaliados por uma extrapolação a partir do escoamento à frente, supondo que os gradientes de todas as variáveis ao longo da direção do escoamento na superfície de saída são considerados como zero (condição de escoamento localmente parabólico) e (II) as velocidades são ajustadas a fim de satisfazer o escoamento em massa requerido.
- (c) Pressão: a condição de pressão pode ser na forma estática, piezométrica ou ambiente. Seu valor é conhecido e a direção e magnitude do escoamento devem ser determinadas.
- (d) Parede: permite definir se ela possui deslizamento do fluido ou não. Também permite definir se a parede é permeável ou impermeável a fluxo de massa.
- (e) Temperatura: permite prescrever a temperatura na parede e o valor da resistência térmica.

## 5 CRIAÇÃO DO MODELO MONOCILÍNDRICO COM O *ES-ICE*

A simulação em motores exige técnicas avançadas para criação da malha, já que fortes gradientes de velocidade, pressão, temperatura e concentração estão presentes e não necessariamente localizados em uma mesma região. Dessa forma necessita-se de refinamento localizado em certas regiões da malha, para uma boa descrição do fenômeno. A geração de malha exige mais esforço à medida que cresce a complexidade geométrica e física, incluindo domínios móveis, como ocorre em simulações de motores de combustão interna [Jasak et al., 1999].

Os primeiros modelos aplicados a motores destacam a importância de uma correta construção da malha em certos tipos de aplicação. Em Gosman, 1985, tem-se uma discussão sobre os cuidados e dificuldade na geração da malha em motores como pode ser visto na Figura 5.1. Um problema adicional é a representação das válvulas de admissão e exaustão, que usualmente estão deslocadas do eixo do cilindro. A Figura 5.1 (b) apresenta a aplicação de coordenadas adaptadas (*body-fitted mesh*) à geometria, onde os contornos da malha ajustam-se à geometria. Entretanto, ao se aproximar do PMS a malha está se distorcendo, podendo causar erros físicos e numéricos.

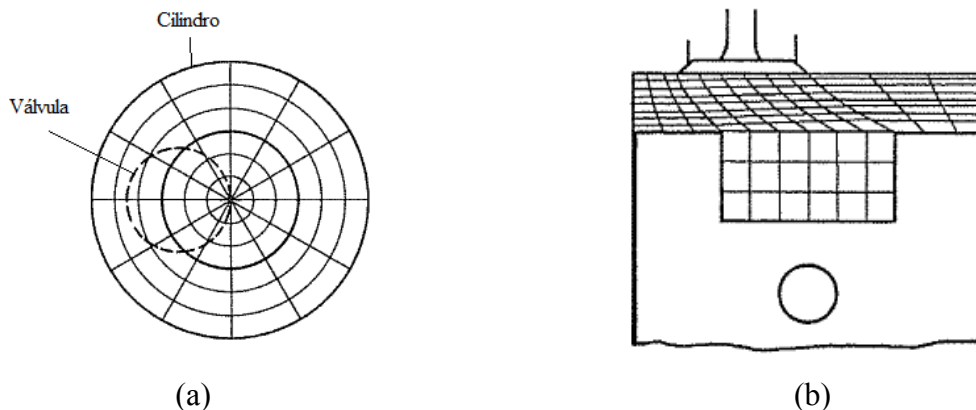


Figura 5.1 - Primeiros tipos de malha aplicadas a motores: (a) malha polar-cilíndrica; (b) malha adaptada (*body-fitted mesh*) [adaptado de Gosman, 1985]

Atualmente técnicas automáticas de geração de malha em ICE estão disponíveis, como as presentes no *es-ice* (*Expert System – Internal Combustion Engine*) do Star-cd, utilizado no presente trabalho. Portanto, neste capítulo apresentam-se as características funcionais do programa e a construção da malha do ICE abordado.

## 5.1 Metodologia do *es-ice*

Através do *es-ice* é possível gerar malhas móveis e também eventos de movimento do pistão e válvulas, ao longo do ciclo de operação do ICE. O programa permite particularizar um *template*, de modo que se aproxime da geometria do motor, mediante a especificação de alguns parâmetros. Este *template* contém todas as informações de conectividade para finalizar a malha. Pode-se simular ciclos Otto e Diesel, preparando também os arquivos necessários para processamento em paralelo.

Dois métodos estão disponíveis no *es-ice*: *trimmed* e *mapping*. O primeiro utiliza a metodologia incorporada no *pro-Star*, que cria um *template* sobre a geometria e faz o corte das células nos limites da mesma, obtendo a forma do motor. Este método requer menor tempo e intervenção do usuário. O método *mapping* baseia-se na técnica de projeção, onde o *template* é projetado sobre a superfície da geometria através de um processo de mapeamento durante o qual os vértices são redistribuídos para que possa obter uma malha válida, correspondente ao nível mais próximo da geometria. A complexidade da geometria aumenta o tempo requerido para construção com este método. Basicamente, o procedimento é dividido em três etapas [Star-cd User Guide *es-ice*, 2008]:

- Importação da geometria com as regiões, válvulas, pistão e coletores, separadas por tipo de células e respeitando a orientação;
- Criação da malha, utilizando um dos métodos;
- Realização do pré-processamento, cálculo e pós-processamento, utilizando o Star-cd.

A geometria importada deve ser adequada às convenções do programa: o movimento do pistão deve ser ao longo do eixo z, com o movimento do curso de compressão na direção z+, as válvulas devem estar fechadas e o pistão no PMS, como mostrado na Figura 5.2.

A superfície da geometria deve ser separada por grupos de células. Isso permite a manipulação das partes. Usualmente as regiões são separadas da seguinte forma; 1 a 5 para células das válvulas, 6 para o cabeçote (*dome combustion*), 7 para o cilindro e simetria, 8 para o pistão, 9 e 10 para diversas outras partes (linhas e pontos, entre outros) e 11 a 15 para os coletores. Nesta etapa podem ser criados e adicionados os arquivos de leitura do curso das válvulas, em função do ângulo do eixo de manivelas. Este arquivo tem o formato de duas colunas; na primeira está o ângulo do eixo de manivelas e na segunda a posição correspondente da válvula no seu curso.

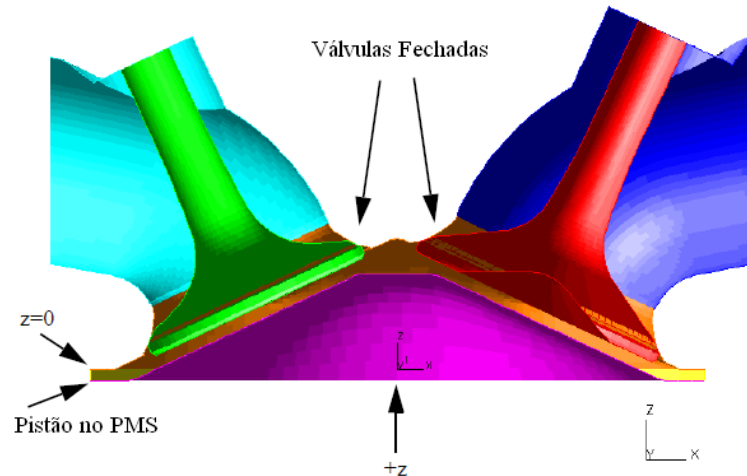


Figura 5.2 - Orientação do pistão e válvulas [adaptado de Star-cd User Guide es-ice, 2008]

Uma vez que a geometria esteja adequada, pode-se iniciar as etapas de criação da malha com o *es-ice*. Em ambos os métodos (*trimmed* e *mapping*) o reconhecimento do perfil da válvula consiste das mesmas etapas. O sistema de coordenadas é determinado pela escolha de três pontos sobre a válvula, como mostra a Figura 5.3 (a). A origem do sistema de coordenadas cilíndricas deve estar no centro da válvula, e com a direção do movimento sobre o eixo Z.

A escolha dos pontos que determinam o perfil da válvula em questão é ilustrada na Figura 5.3 (b). A versão utilizada do *es-ice* no momento não reconhece perfis de válvulas que não sejam simétricos. A definição da válvula de exaustão é feita da mesma forma.

No presente trabalho foi utilizado o método *trimmed* para criação da malha. Essa escolha é devida à complexidade da geometria estudada, que inclui o coletor de admissão do tipo helicoidal, onde no método *mapping* torna-se inviável pelo tempo exigido na construção.

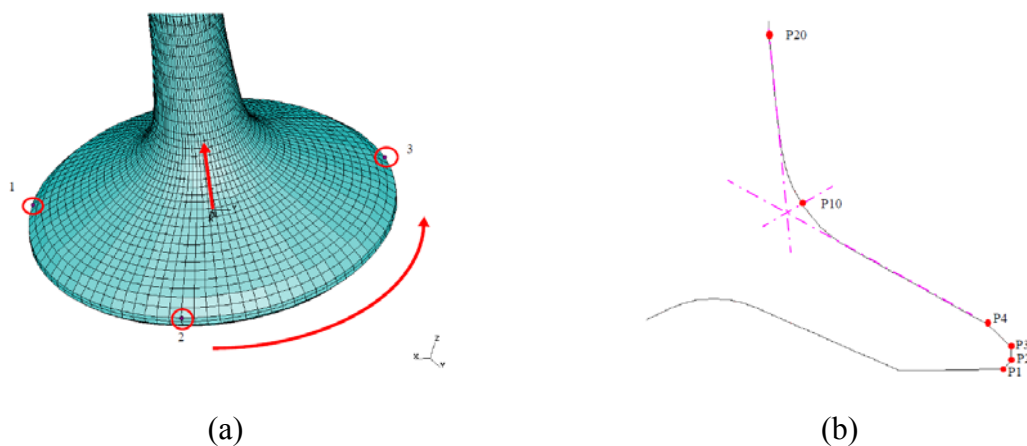


Figura 5.3 - Reconhecimento das válvulas: (a) determinação do sistema de coordenadas; (b) criação do perfil [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]



A criação da malha *trimmed* utiliza a metodologia do *pro-Star's AutoMesh*, e envolve a geração de um *template* com os parâmetros do modelo e, em seguida, o corte das células a partir dos limites da superfície do desenho. Este processo é dividido em seis passos principais: (a) modificação do conjunto das células e armazenamento destas informações; (b) criação de linhas (*splines*) dos contornos da geometria; (c) criação do *template* 2D; (d) criação do *template* 3D; (e) Corte do *template* 3D e (f) montagem dos *templates*.

Após efetuar os passos anteriores, as células que representam a superfície da geometria encontram-se separadas por grupos, sendo então isoladas e salvas as células do tipo correspondente a parte da geometria que se deseja trabalhar. Três divisões devem ser feitas e salvas separadamente, conforme a Figura 5.4 (a), que trata do cilindro e plano de simetria (se existir), denominadas *cylinder shells 1*, a Figura 5.4 (b) referente ao pistão, independente da sua configuração (plana ou *bowl*), denominada *piston shells 2*, e por fim a Figura 5.4 (c) compreendendo todas as partes, incluídas no conjunto *trimming shells 3*. Esta última não inclui a superfície das válvulas, pois suas características foram armazenadas na etapa de reconhecimento do seu perfil.

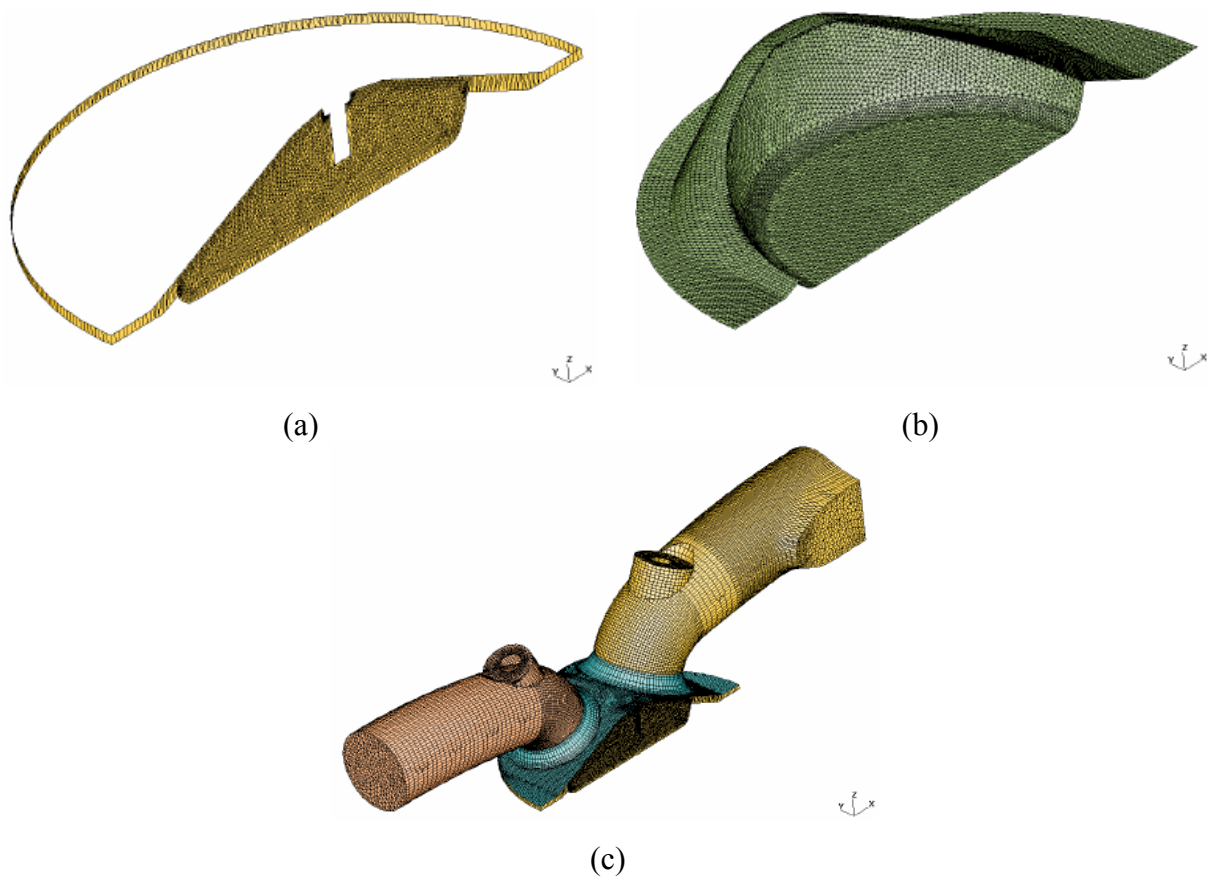


Figura 5.4 - Separação das células: (a) cilindro e plano de simetria; (b) pistão; (c) outras partes, exceto válvulas [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]

A criação das linhas que limitam a geometria pode ser feita automática ou manualmente. A quantidade de linhas necessárias aumenta com a complexidade da geometria. A Figura 5.5 apresenta um exemplo. Após salvas (*trimming splines 3*), serão utilizadas posteriormente no processo de corte.

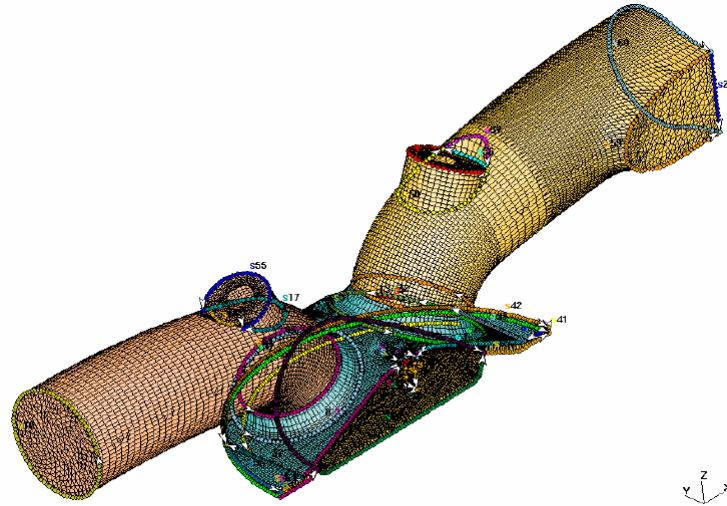


Figura 5.5 - Definição das linhas da geometria [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]

A etapa seguinte trata da criação do *template 2D* e seu primeiro passo é determinar parâmetros de configuração e funcionamento do motor, tais como diâmetro do cilindro, rotação do motor, comprimento da biela, início e final da simulação, leitura do perfil e coordenada das válvulas, entre outros. O resultado é a projeção da malha 2D com as características do cilindro e das válvulas, mostrado na Figura 5.6.

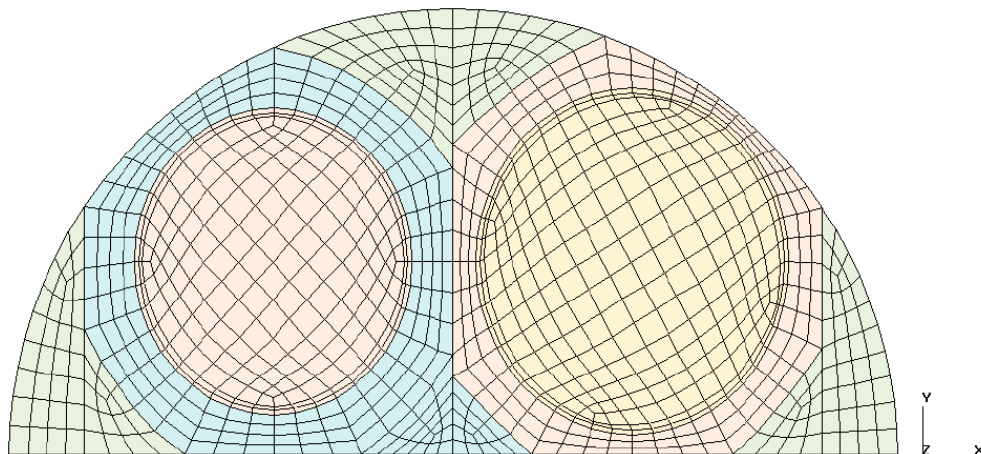


Figura 5.6 - *Template 2D* [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]

O ajuste do *template* 2D depende fortemente de parâmetros relacionados à região da válvula, como apresentado na Figura 5.7, onde o número de células circunferenciais e radiais são definidos.

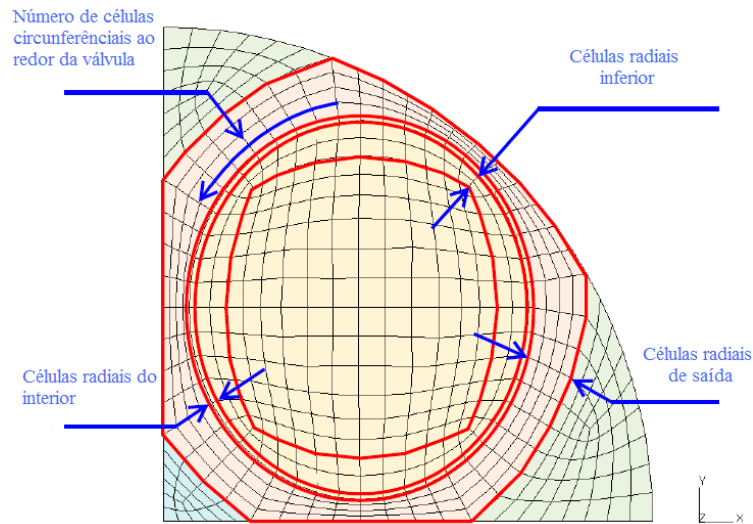


Figura 5.7 - Ajuste do *Template* 2D [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]

A geração do *template* 3D se resume à extrusão das células do *template* 2D. A distância da extrusão é determinada pelo curso do pistão e as camadas de células geradas durante o movimento são controladas nessa etapa. Ao tratar-se de uma malha *trimmed*, a geração da malha para os coletores também assume este método. O *template* 3D assume a seguinte forma.

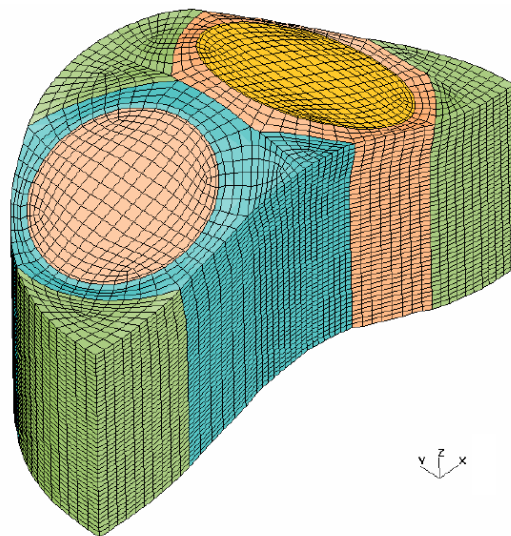


Figura 5.8 - *Template* 3D [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]

Ao termino das etapas de geração dos *templates*, a malha deve ser “cortada” para assumir a forma da geometria. Este corte é feito de forma automática. As regiões geradas são divididas e armazenadas da seguinte forma: cilindro, coletores e face inferior das válvulas. Muitas vezes o corte das células não representa a forma da geometria, ou até mesmo geram células desconectadas. Para sanar esta deficiência, o programa disponibiliza ferramentas para ajuste e criação de novas células. A Figura 5.9 ilustra a divisão das partes da malha antes da montagem. Particularmente, os vértices do cilindro devem ser armazenados separadamente (*cylinder verts 10*). Normalmente, esta "família" de vértices é determinada automaticamente pelo *es-ice*, mas algumas vezes o processo *trimmed* escolhe vértices incorretos, que precisam ser ajustados antes de prosseguir.

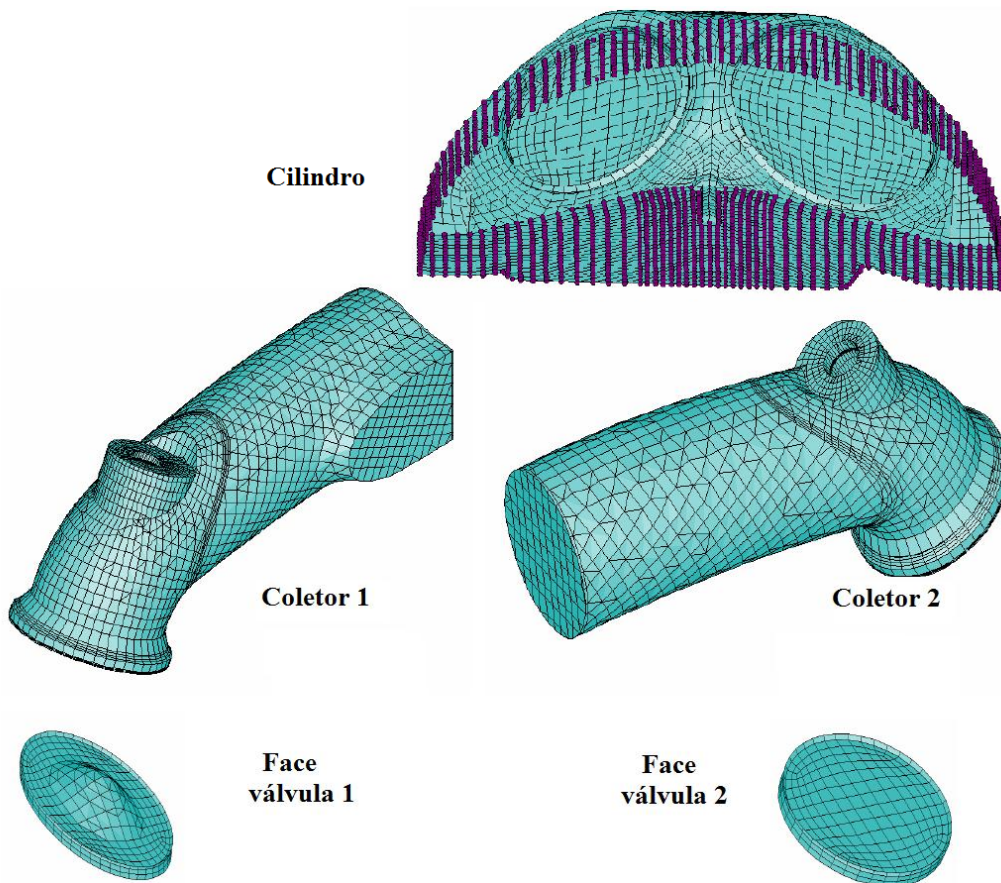


Figura 5.9 - Corte do *Template* [Star-cd Tutorial *es-ice*, 2008]

Antes da montagem das partes *trimmed* há a possibilidade de adicionar uma extrusão de uma camada de células sobre os coletores, válvulas, pistão e cilindro. Este último, especialmente, pode possuir mais de uma camada. Portanto, a malha final criada pelo método *trimmed* é apresentada na Figura 5.10 (b).



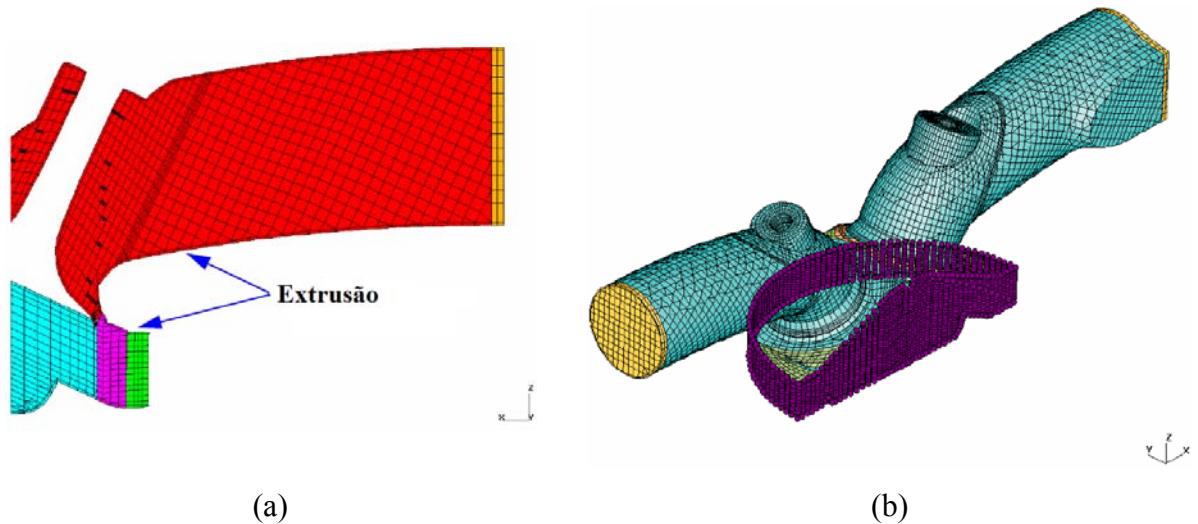


Figura 5.10 - Malha *trimmed*: (a) extrusão; (b) montagem final [Star-cd Tutorial es-ice, 2008]

Com a criação da malha efetuada com êxito, o modelo receberá as condições de contorno no *Pro-star*, outro módulo do programa onde o caso é rodado.

## 5.2 Descrição do Modelo

As Figura 5.11 e Figura 5.12 mostram uma das malhas criadas para a simulação do motor objeto do presente trabalho, cujas especificações se encontram na Tabela 1.1. A fim de capturar os maiores gradientes, a malha apresenta maior densidade próxima às paredes, sendo que a distância da parede até o centróide da primeira célula é de 0,025 mm. Esta dimensão busca atender aos requisitos da aproximação de baixo número de Reynolds.

A malha descrita tem capacidade de expandir (adição de células) e contrair (remoção de células) axialmente no tempo, para permitir o movimento do pistão e das válvulas. Um exemplo deste procedimento é mostrado na Figura 5.13, quando o pistão encontra-se no PMS e no PMI.

Toda a análise é realizada para a rotação de 1500 RPM, na condição motorizada (*motored*), sem presença de injeção e combustão (*cold flow*). Uma criteriosa análise dos passos de tempo no transiente real do motor é realizada (independência da malha temporal). Quatro passos de tempo são considerados:  $0,4^\circ$  ( $4,4444E-5$  s);  $0,2^\circ$  ( $2,2222E-5$  s);  $0,1^\circ$  ( $1,1111E-5$  s); e  $0,05^\circ$  ( $5,5555E-6$  s).

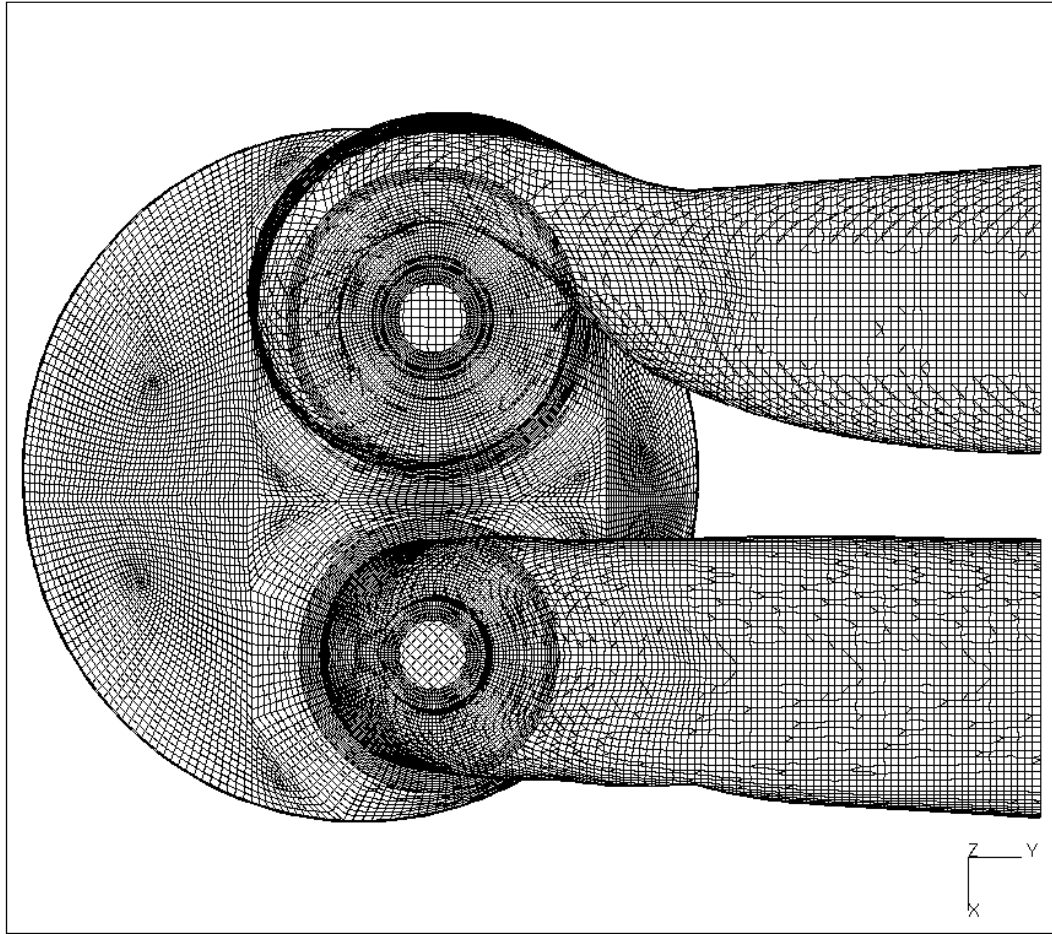


Figura 5.11 - Vista superior da malha hexaédrica *trimmed*

É empregado o esquema diferencial *Blended Differencing*, combinando o esquema de primeira ordem UD e o esquema de segunda ordem LUD. Para resolver as equações de momento, energia e o transporte de  $k$ ,  $\varepsilon$  e  $\omega$ , foi utilizado um fator de combinação de  $\gamma = 0,3$ . Para a densidade foi utilizado um fator de combinação de  $\gamma = 0,3$ , entretanto, combinando o esquema UD com o esquema CD. Em outras palavras, 30 % do esquema utilizado é de alta ordem (LUD ou CD), e o restante de baixa ordem (UD). Esta configuração foi mantida para todas as simulações. O algoritmo de solução é resolvido pela forma segregada, onde o acoplamento pressão-velocidade usado foi o SIMPLE. O critério de convergência residual exigido foi de  $10^{-4}$  para todas variáveis. O critério foi rigorosamente respeitado.

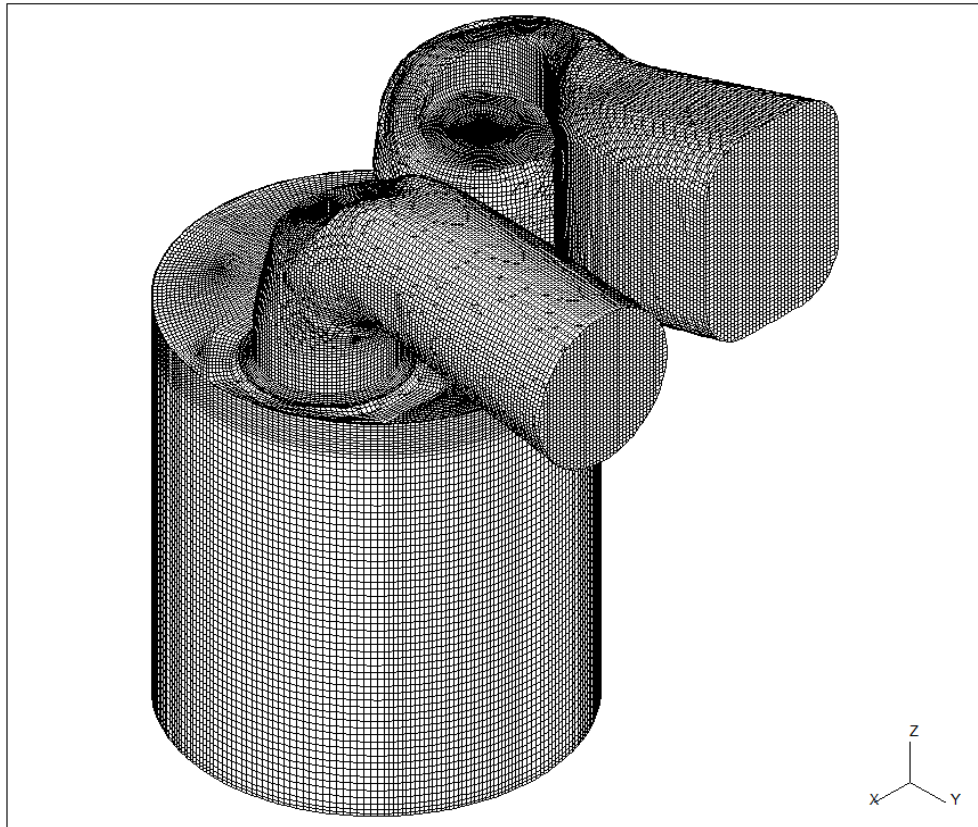


Figura 5.12 - Vista isométrica

Para o estudo de independência de malha seis malhas foram criadas. Elas são especificadas em detalhe na Tabela 5.2. O número de células varia de 867.015 a 1.752.226 para a região do cilindro, de 258.882 a 503.366 para região da admissão e 191.401 a 391.959 para a exaustão.

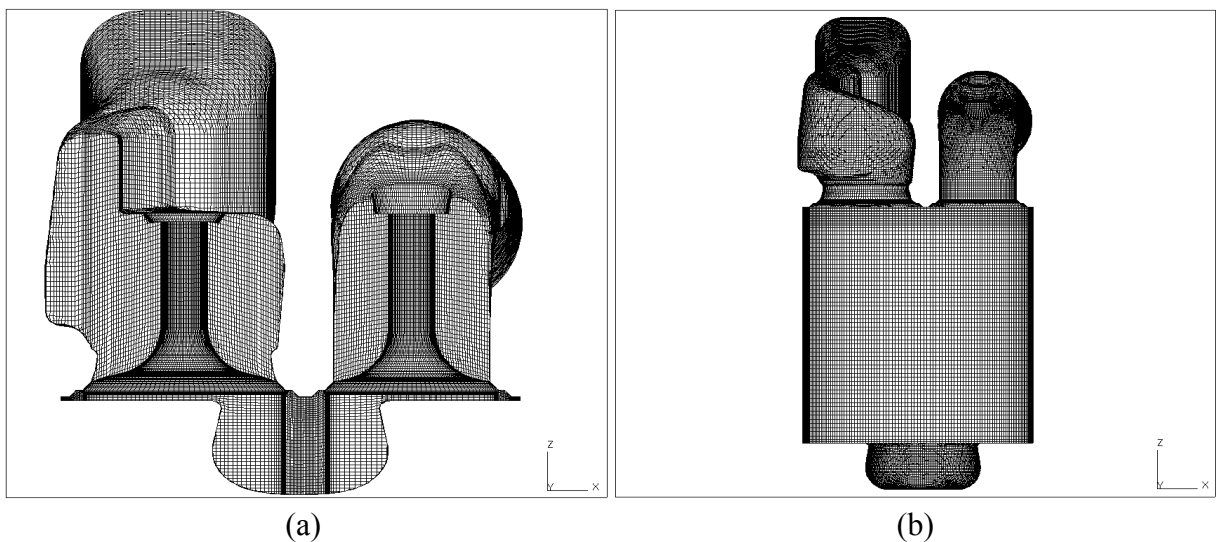


Figura 5.13 - Adição e remoção de células da malha: (a) PMS (360°); (b) PMI (540°)

### 5.2.1 Condição Inicial

A condição inicial para simulação é definida a partir do comportamento final de um ciclo anterior, exceto para etapa de independência de malha, que se constitui noutra situação.

O primeiro ciclo parte de  $320^\circ$ , isto é,  $40^\circ$  antes do PMS, evoluindo para o curso de admissão, e seu término após  $720^\circ$ . Cada simulação parte então com base no comportamento final da simulação após um ciclo termodinâmico completo. Como para o primeiro ciclo completo de simulação não existem dados de um ciclo prévio, os campos das variáveis são definidos a partir de estimativas. Portanto, a condição inicial para os campos de velocidade e pressão no cilindro e nos coletores de admissão e exaustão assume-se  $1 \text{ m/s}$  e  $101,35 \text{ kPa}$  ( $1 \text{ atm}$ ), respectivamente. Os campos de temperatura são iniciados com  $298,15 \text{ K}$  para ambas as situações. Assim, o segundo ciclo é iniciado a partir de campos resolvidos, constituindo-se em uma condição inicial mais realística.

### 5.2.2 Condição de Contorno

As condições de contorno para entrada do escoamento foi assumida como pressão de estagnação prescrita com valor de  $101,32 \text{ kPa}$  ( $1 \text{ atm}$ ) e temperatura de  $293,15 \text{ K}$ . Para a saída, a descarga ocorre à pressão atmosférica e  $293,15 \text{ K}$ .

Em relação ao problema de transferência de calor, a análise é considerada a frio. A temperatura da parede do cilindro e pistão é considerada constante, a  $400 \text{ K}$ . Para os coletores e válvulas esta temperatura é  $350 \text{ K}$ , e para a superfície do cabeçote  $450 \text{ K}$ . Em ambas as situações a resistência térmica assume o valor de  $0,004 \text{ m}^2\text{K/W}$ .

A operação do motor é caracterizada por uma velocidade de rotação de  $1500 \text{ RPM}$  e apresenta cruzamento de válvulas como mostrado na Figura 5.14. A abertura e o fechamento da válvula de admissão acontecem em  $355^\circ$  e  $595^\circ$ , respectivamente, e a abertura e o fechamento da válvula de exaustão em  $125^\circ$  e  $365^\circ$ , respectivamente.

Relativamente aos modelos de turbulência, nos coletores e cilindro são assumidos intensidade turbulenta  $I \equiv 0,05$  e escala de comprimento  $l = 0,0035 \text{ m}$ , em consequência das características do escoamento e dimensões dos coletores de admissão e escapamento.



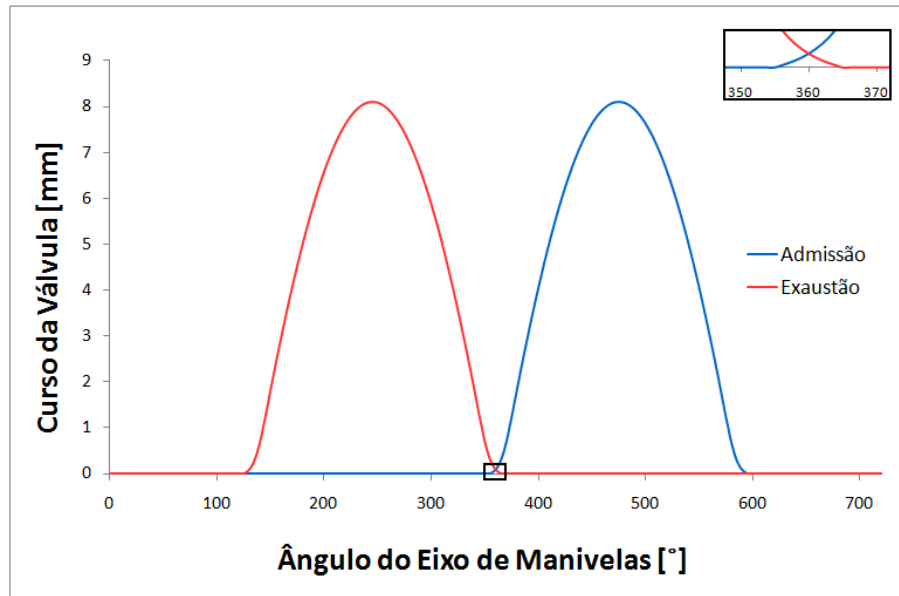


Figura 5.14 - Curso das válvulas

### 5.2.3 Paralelização do Cálculo

O aumento da capacidade de processamento em simulações de CFD é possível pela decomposição do domínio em blocos, onde cada bloco é resolvido por um processador. Os resultados preliminares são transferidos entre processadores, mantendo assim uma evolução consistente rumo à solução.

Gosman, 1999, na Figura 5.15, mostra o tempo computacional de um período da simulação de um motor Mercedes-Bens M111, em função do número de processadores. Três tipos de supercomputadores são utilizados, observando-se uma redução substancial à medida que o número de processadores é aumentado. Entretanto, ao continuar aumentando o número de processadores, o tempo computacional começa a sofrer influência e predominância do tempo de comunicação entre os processadores. Isto explica a baixa redução do tempo computacional após 8 processadores.

Para as simulações realizadas neste trabalho, a paralelização é feita através da decomposição do domínio em 28 blocos, cada um resolvido por um processador. A decomposição da malha e as ferramentas de paralelização fazem parte do pacote comercial utilizado. Para melhorar a comunicação entre os processadores, busca-se dividir igualmente a carga entre os processadores. A decomposição realizada neste trabalho é feita pelo método *Metis* (Copyright 1997, Regents of University of Minnesota). A divisão de uma malha com 1.672.056 volumes é apresentada na Tabela 5.1.

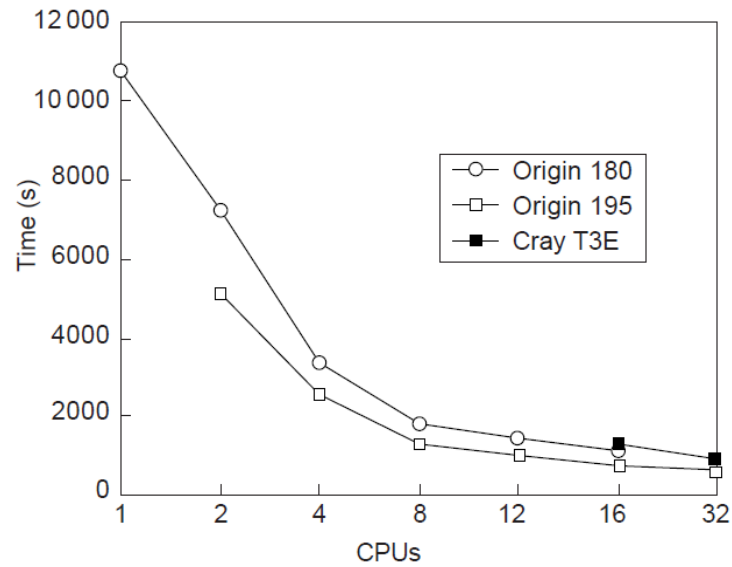


Figura 5.15 - Tempo computacional para processamento em paralelo em função do número de processadores [Gosman, 1999]

O *Star-cd/es-ice* permite a construção prévia das malhas que serão usadas ao longo do tempo, denominadas *ahead*. Dessa maneira, durante a solução elas vão sendo lidas, ao invés de serem geradas. Este processo de leitura também é paralelizado, utilizando 02 processadores, chegando-se portanto a 30 processadores. Dessa forma, o processamento foi realizado num cluster SunFire X2200 com processadores AMD Opteron QuadCore de 2,2 Ghz e 16 GB de memória por nó.

Tabela 5.1 - Detalhes da decomposição utilizada

Processador	Nº. Células	Processador	Nº. Células	Processador	Nº. Células
01	<b>61.242</b>	11	<b>60.826</b>	21	<b>58.447</b>
02	<b>58.348</b>	12	<b>59.697</b>	22	<b>59.548</b>
03	<b>60.495</b>	13	<b>60.672</b>	23	<b>61.939</b>
04	<b>61.885</b>	14	<b>60.895</b>	24	<b>58.452</b>
05	<b>61.894</b>	15	<b>58.971</b>	25	<b>61.997</b>
06	<b>58.348</b>	16	<b>57.344</b>	26	<b>58.567</b>
07	<b>58.449</b>	17	<b>60.071</b>	27	<b>61.730</b>
08	<b>57.857</b>	18	<b>59.385</b>	28	<b>59.110</b>
09	<b>60.871</b>	19	<b>60.000</b>	29	Leitura da malha ( <i>ahead</i> )
10	<b>56.333</b>	20	<b>58.683</b>	30	

### 5.2.4 Independência de Malha

Iniciada a fase de solução propriamente dita, o primeiro passo foi realizar o estudo de independência de malha. Seis malhas foram consideradas como mostra a Tabela 5.2.

Tabela 5.2 - Descrição das malhas analisadas.

Nº de células Casos	Cilindro	Admissão	Exaustão	Total de Células
Caso A	867.015	258.882	191.401	<b>1.317.298</b>
Caso B	1.057.084	352.976	261.996	<b>1.672.056</b>
Caso C	1.196.544	352.976	261.996	<b>1.811.516</b>
Caso D	1.281.089	382.811	288.549	<b>1.952.449</b>
Caso E	1.501.392	440.881	331.044	<b>2.273.317</b>
Caso F	1.752.226	503.366	391.959	<b>2.647.551</b>

Neste estudo foi utilizado o modelo  $k-\varepsilon$  padrão linear com passo de tempo de  $0,4^\circ$ . A condição inicial é definida a partir dos dados do primeiro ciclo e as condições de contorno foram às mesmas informadas anteriormente. A Figura 5.16 mostra resultados de taxa de massa e pressão absoluta no cilindro (Equação (B.1)) em função do número de células para situação de interesse, que é  $434^\circ$  do eixo de manivelas, tendo partido de  $320^\circ$ . A Tabela 5.3 demonstra o tempo de CPU necessário para cada malha.

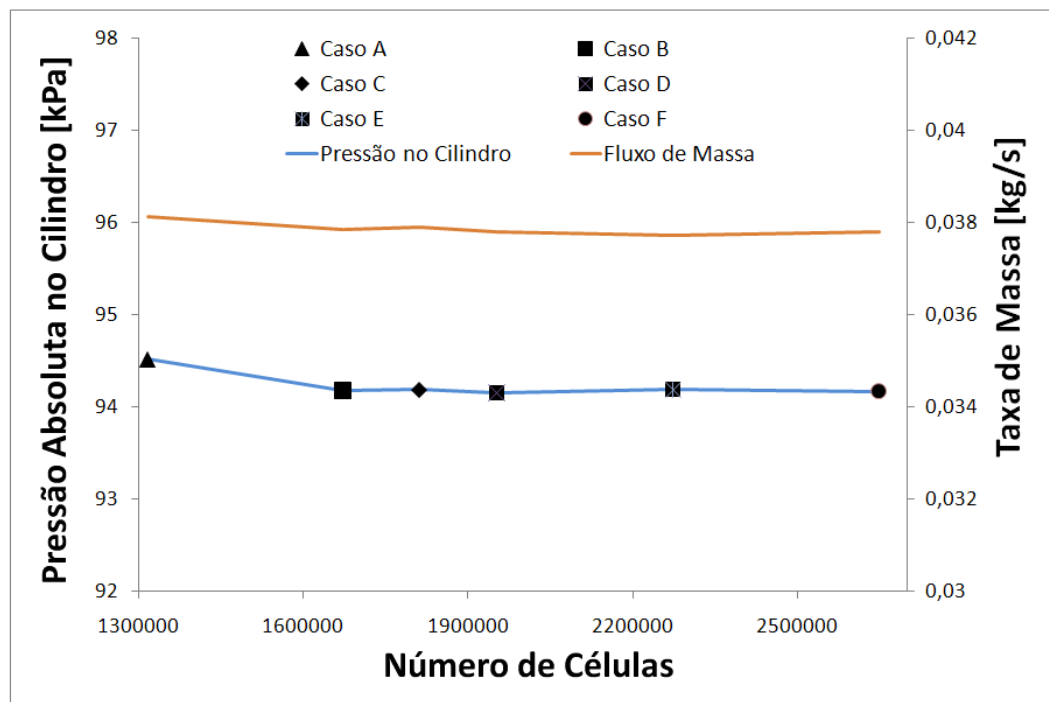


Figura 5.16 - Análise da independência de malha

Tabela 5.3 - Tempo computacional

Casos	Tempo total aproximado de CPU* [horas]
Caso A	69
Caso B	72
Caso C	82
Caso D	98
Caso E	117
Caso F	133

\*Para o período de 320° a 470° do eixo de manivelas.

Com base nestes resultados, optou-se pelo Caso B, por produzir resultados para a pressão e taxa de massa (definido experimentalmente ou numericamente) próximos aos outros casos mais refinados (região assintótica da solução) e, também, menor tempo computacional para esta condição. Dessa maneira, a malha do Caso B será utilizada para realizar as simulações do fenômeno daqui em diante.

### 5.3 Dinâmica dos Gases no Processo de Admissão

O campo de concentrações da mistura ar-combustível no interior do cilindro é um dos fatores principais para o controle da combustão em motores de combustão interna. As características iniciais do escoamento são determinadas pelo sistema de admissão, e sofrem variações durante a compressão. O campo de velocidades médio e a turbulência na câmara de combustão controlam o processo de evaporação do combustível e sua mistura com o ar. Também tem um efeito sobre os coeficientes de troca de calor com as paredes, das quais depende o grau de sollicitação térmica, a taxa de transferência de calor e concentração de poluentes emitidos para o escape. Portanto, é evidente a importância de prever estes campos, em termos de parâmetros de projeto e operação do motor [Ferrari, 2005].

Os fenômenos dinâmicos no coletor de admissão têm influência sobre a quantidade de massa admitida no cilindro. Estes fenômenos dizem respeito tanto aos aspectos fluidodinâmicos, quanto às oscilações de pressão resultantes do funcionamento das válvulas e pistão. Além disso, o comportamento do escoamento em um coletor influencia no escoamento dos demais. Considerando a vazão mássica de ar, essa influência pode ser proveitosa ou não, dependendo do regime de funcionamento do motor.

Os principais movimentos de rotação organizados do fluido na câmara de combustão são:

- O *swirl* é caracterizado por um movimento vortical cujo eixo é paralelo ao eixo do cilindro, e é derivado da componente tangencial da velocidade com que o fluido entra no cilindro;
- O *tumble* é um movimento vortical cujo eixo é perpendicular ao eixo do cilindro, e começa se formar durante o curso de admissão;
- O *squish* é um movimento radial, no plano perpendicular ao eixo do cilindro, fortemente influenciado pelo formato do pistão, já que é impulsionado pelas variações do volume entre a cabeça do pistão e o cabeçote do motor.

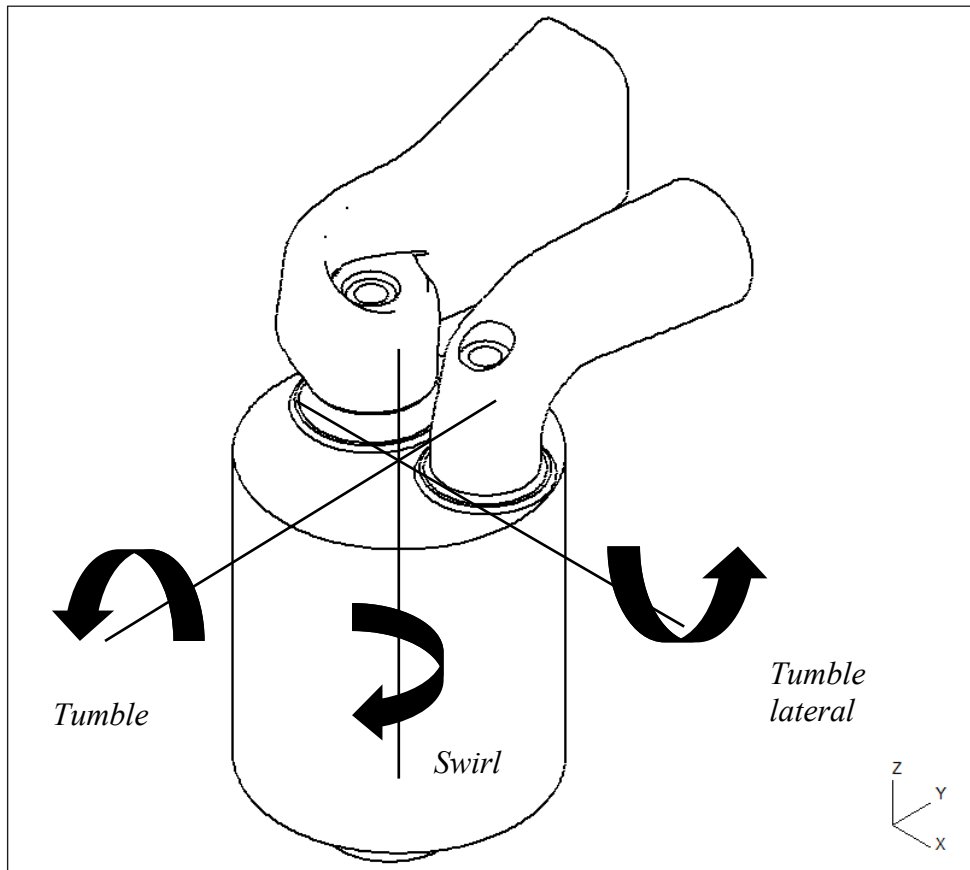


Figura 5.17 - Movimentos de rotação no interior do cilindro

### 5.3.1 Coeficiente de Descarga

Na análise da alimentação de ICE, é conveniente comparar o caso real com uma situação idealizada, onde a velocidade, temperatura e pressão permanecem uniformes através

de qualquer seção perpendicular à direção do escoamento. Outra hipótese consiste em considerar o escoamento reversível e adiabático [Ferrari, 2005; Taylor, 1988], e sem a obstrução causada pela válvula. O coeficiente de descarga,  $C_D$ , é então a relação entre a vazão mássica real de ar,  $\dot{m}_{real}$ , e a vazão mássica ideal,  $\dot{m}_{ideal}$ , obtida na expansão isentrópica descrita acima, através da área  $\pi d_v^2/4$ . Portanto, para o cálculo do  $C_D$  em uma determinada posição de abertura de válvula, a equação assume a seguinte forma [Heywood, 1988; Ferrari, 2005]

$$C_D = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{ideal}} = \frac{\dot{m}_{real}}{\frac{\pi d_v^2}{4} \frac{p_0}{(RT_0)^{1/2}} \left(\frac{p_{out}}{p_{st}}\right)^{1/\gamma} \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ 1 - \left(\frac{p_{out}}{p_{st}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \right\}^{1/2}} \quad (5.1)$$

onde,  $\dot{m}_{real}$  é obtida experimentalmente ou numericamente,  $p_{out}$  a pressão na saída,  $R$  a constante universal dos gases e  $T_0$  a temperatura absoluta.

O valor do coeficiente de descarga para a fase de abertura da válvula varia em função do ângulo do eixo de manivelas. Por fim, para determinar o coeficiente de descarga global,  $\bar{C}_D$ , relativo ao processo de abertura da válvula, para um ciclo de motor quatro tempos, tem-se a seguinte relação [Ferrari, 2005]:

$$\bar{C}_D = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} C_D(\theta) d\theta \quad (5.2)$$

onde,  $\theta$  refere-se ao ângulo do eixo de manivelas.

### 5.3.2 Razão de *Swirl*

A intensificação do *swirl* pode ser alcançada pela inserção de obstáculos no escoamento, tais como defletor na válvula de admissão, ou encurvamento do coletor de admissão. Tais procedimentos elevam a perda de carga, mas mesmo assim são vantajosos em muitos casos. A Figura 5.18 ilustra configurações de coletores e válvulas de admissão com estes artifícios. A válvula com defletor, embora seja mais utilizada em motores experimentais,

apresenta a desvantagem de reduzir a área efetiva de abertura da válvula, reduzindo portanto a eficiência volumétrica [Lumley, 2008].

A razão de *swirl* é um parâmetro adimensional que quantifica este movimento de rotação dentro do cilindro. Assume-se que a velocidade angular tenha um comportamento de movimento de rotação de corpo rígido, e assim a razão de *swirl* é obtida pela divisão da velocidade angular pela velocidade de rotação do eixo de manivelas, da seguinte forma [Heywood, 1988],

$$R_s = \frac{\omega_s}{(2\pi N)/60} \quad (5.3)$$

onde  $R_s$  é a razão de *swirl*,  $\omega_s$  a velocidade angular e  $N$  a rotação do motor. A sua orientação é determinada pela regra da mão direita. Existem ainda duas opções principais na obtenção da  $R_s$ : (a) em relação ao eixo central do cilindro; (b) em relação ao centro de massa do cilindro. Esta última é utilizada em situações onde a geometria do pistão não é assimétrica, como é o caso de pistão do tipo *bowl* deste trabalho.

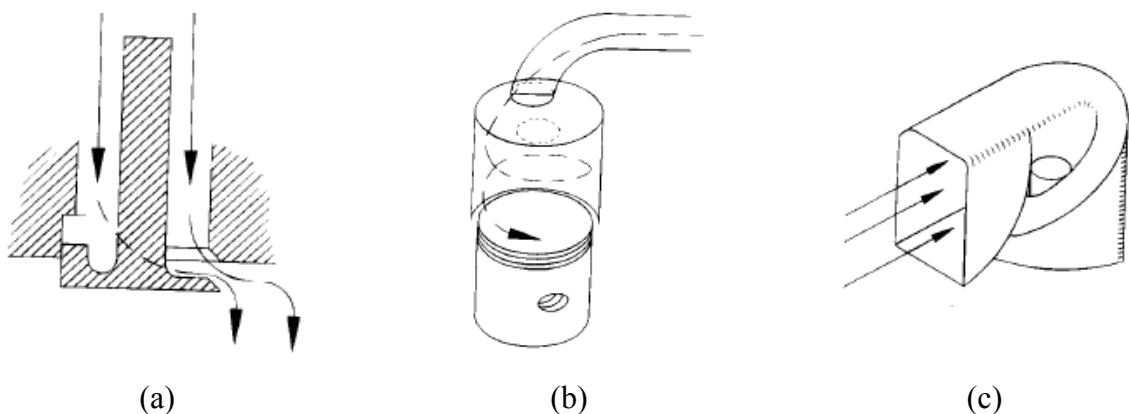


Figura 5.18 - Configurações utilizadas para geradores de *swirl*: (a) válvula com defletor; (b) coletor de entrada direta; (c) coletor helicoidal [Pulkrabek, 1997]

O cálculo da razão de *swirl* pelo Star-cd é realizado em relação ao momento angular total pela velocidade de rotação, e multiplicados pelo momento de inércia do corpo rígido equivalente;

$$R_s = \frac{\sum_{\text{células}} \rho_i V_i [(X_i - X_m) v_i - (Y_i - Y_m) u_i]}{2\pi \frac{N}{60} \sum_{\text{células}} \rho_i V_i ((Y_i - Y_m)^2 + (X_i - X_m)^2)} \quad (5.4)$$

onde,  $\rho_i$  é a densidade na célula  $i$ ,  $V_i$  o volume da célula  $i$ ,  $X_i$ ,  $Y_i$  e  $Z_i$  são as coordenadas do centróide da célula  $i$ ,  $X_m$ ,  $Y_m$  e  $Z_m$  coordenadas do centro de massa do cilindro e  $u_i$ ,  $v_i$  e  $w_i$  a velocidade do ar na célula  $i$ , nas coordenadas  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente.



## 6 RESULTADOS

A simulação multidimensional é empregada para caracterizar a evolução da estrutura do escoamento turbulento nos coletores e no cilindro sobre condição motorizada e, conseqüentemente, considerando o escoamento a frio. A evolução dos campos médios (daqui em diante o termo "médio" será negligenciado) da velocidade, pressão, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta são apresentados com o objetivo de entender o mecanismo físico e a estrutura do escoamento predominante neste tipo de aplicação. Comparações entre os coeficientes de descarga e razão de *swirl* são realizadas e a discrepância entre os passos de tempo para tais situações são mostradas. Adicionalmente, simulações em regime permanente são ilustradas, onde seus resultados são confrontados com dados experimentais, visando à validação da metodologia.

Para a análise transiente, as características geométricas e de funcionamento do motor foram introduzidas na seção 1.1. A discretização da geometria foi feita no aplicativo *es-ice* que, juntamente com o *Star solver*, originou os resultados apresentados nesta seção. Todas as simulações apresentadas nesta seção foram realizadas com a malha do Caso B.

### 6.1 Análise em Regime Permanente

A análise em regime permanente do motor envolve dados obtidos experimentalmente no Fiat Research Center, 1982, 1983, e também resultados de simulações utilizando o *Star-cd* [Favero, 2006; Baratta et al., 2008a]. No mesmo âmbito, Baratta et al., 2008b, apresenta resultados numéricos utilizando o código comercial *Fluent*.

Para realizar as medições e simulações em regime permanente, o motor passou por modificações, onde o pistão foi removido. Desta forma, a dimensão do cilindro foi estendida para 160 mm. Por tratar de uma simulação do tipo bancada de fluxo, o coletor e válvula de exaustão foram removidos, implicando na implementação da condição de contorno de pressão na parte inferior do cilindro.

#### 6.1.1 Dados Experimentais

Os resultados das medições são apresentados na Tabela 6.1. As medições foram feitas para três posições da válvula de admissão, em regime permanente, onde a posição das

medições ao longo do eixo central foi definida à distância de um diâmetro do cilindro. O coeficiente de descarga e a razão de *swirl* foram apresentados com base em valores globais, onde suas formulações são determinadas pela integração dos valores obtidos ao longo do ângulo do eixo de manivelas, referente à abertura e fechamento da válvula de admissão. Os resultados experimentais têm uma estimativa de erro de 4 %.

Tabela 6.1 - Valores experimentais do coeficiente de descarga e razão de *swirl*.

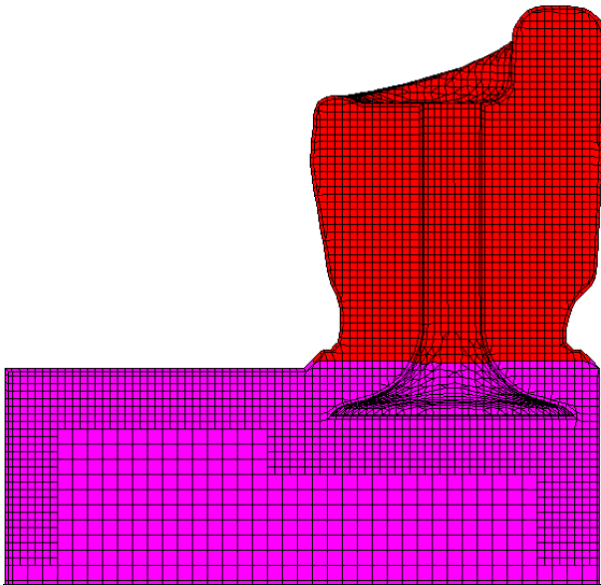
Coeficiente de Descarga global ( $\overline{C_D}$ )	Razão de <i>Swirl</i> ( $R_s$ )
0,372	2,61

Fiat Research Center, 1983.

### 6.1.2 Simulação em Regime Permanente

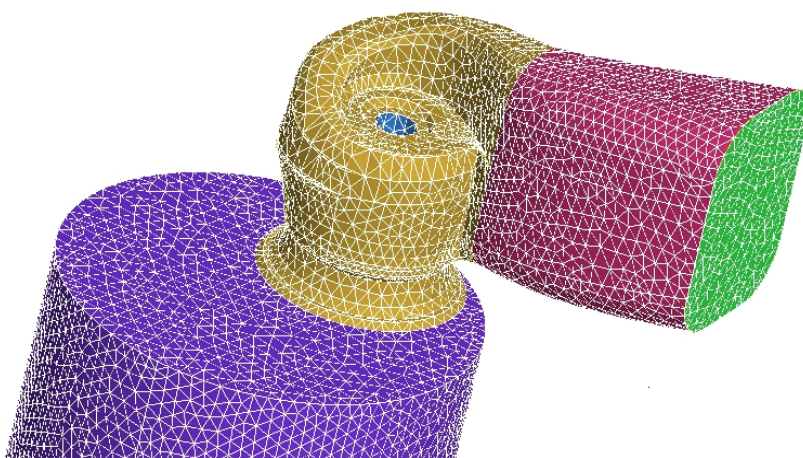
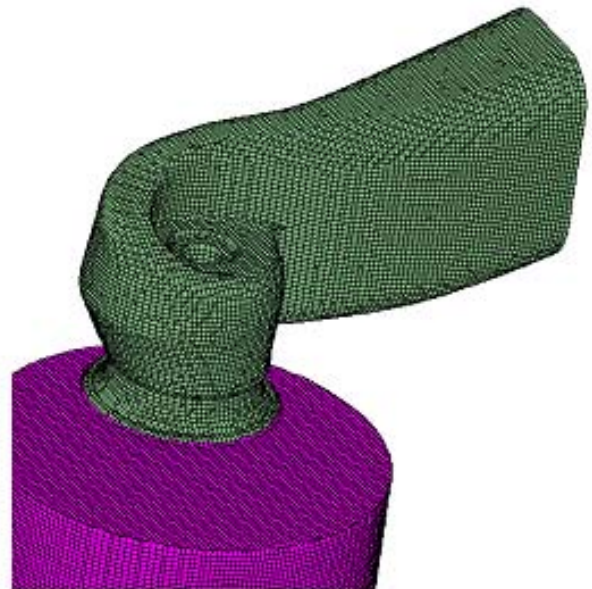
Para a modelagem numérica permanente foram utilizados dois códigos comerciais de CFD. Favero, 2006, e Baratta et al., 2008a, utilizaram o Star-cd, enquanto que em outro trabalho de Baratta et al., 2008b, foi utilizado o Fluent. Conseqüentemente, diferentes topologias de malhas foram empregadas para resolver o escoamento, conforme mostrado na Figura 6.1.

As condições de contorno empregadas nas simulações seguiram os parâmetros utilizados no aparato experimental, buscando a validação dos resultados numéricos. Portanto, as condições são as seguintes: pressão de entrada  $p_{st} = 111,46$  kPa (1,1 atm), pressão na saída  $p_{out} = 101,32$  kPa (1 atm) e temperatura de  $T = 293$  K. A seção para o cálculo do coeficiente de descarga e razão de *swirl* também foi a mesma das medições experimentais ( $z = B$ ). Os resultados obtidos podem ser visto na Tabela 6.2.



(a) Malha hexaédrica, Star-cd  
[Favero, 2006]

(b) Malha hexaédrica, método *Trimmed*,  
Star-cd [Baratta et al., 2008a]



(c) Malha tetraédrica,  
ICEM-CFD / Fluent  
[Baratta et al., 2008b]

Figura 6.1 – Malhas na simulação em regime permanente

Tabela 6.2 - Resultados em regime permanente

Casos	Esquema Advectivo	Modelos de turbulência	$\overline{C_D}$	$R_s$
Experimental	-	-	0,372	2,61
Favero, 2006	LUD - $\gamma = 0,01$	$k-\varepsilon$ padrão	0,398	2,08
Baratta et al., 2008a	LUD - $\gamma = 0,6$	$k-\varepsilon$ padrão cúbico	0,355	2,57
Baratta et al., 2008b	Segunda Ordem Upwind	$k-\varepsilon$ padrão	0,349	-

Fiat Research Center, 1983, Favero, 2006, e Baratta et al., 2008a, 2008b.

As diferenças verificadas entre os resultados devem-se, em maior ou menor escala, aos diferentes níveis de refinamento de malha, modelos de turbulência e funções de interpolação. Em Favero, 2006, o esquema de interpolação utilizado é praticamente de primeira ordem. Já os resultados obtidos por Baratta et. al., 2008a, que utiliza o modelo na forma não-linear, e um adequado refinamento de malha, apresentam bom compromisso com o experimental. Este último, tendo em vista os erros experimentais declarados, da ordem de 4%, serviu como validação da presente metodologia, embasando o prosseguimento do trabalho rumo às simulações em regime transiente.

## 6.2 Análise em Regime Transiente

Conforme descrito nas seções 5.2.1 e 5.2.2, a fim de reproduzir os efeitos dinâmicos do escoamento, primeiramente foi simulado um ciclo completo de  $720^\circ$ , partindo de um ângulo de  $40^\circ$  antes do PMS, em exaustão. Partindo então desta condição inicial, e visando comparar os resultados produzidos para dois modelos de turbulência e quatro passos de tempo, a análise é feita no instante em que o pistão atinge a velocidade máxima ( $Sp_{max}$ ), pois neste ponto ocorrem as situações extremas em relação à complexidade do escoamento. A velocidade máxima se dá aproximadamente a  $74^\circ$  do eixo de manivelas (Figura 6.2), após o PMS. Em virtude da preparação da condição inicial, a  $320^\circ$ , completa-se então  $1154^\circ$  ou  $0,0926667$  s, a 1500 RPM. O curso de abertura da válvula de admissão neste momento é 6,839 mm. As condições de contorno, condição inicial e o esquema diferencial foram iguais para todos os casos, independentemente do passo de tempo e do modelo de turbulência.

Os resultados da simulação são apresentados no plano formado pelo corte A-A passando pelo centro das válvulas e no plano formado pelo corte B-B, localizado a 0,3B, como mostrado na Figura 6.3. Nesta figura também é definido o plano detalhe A.

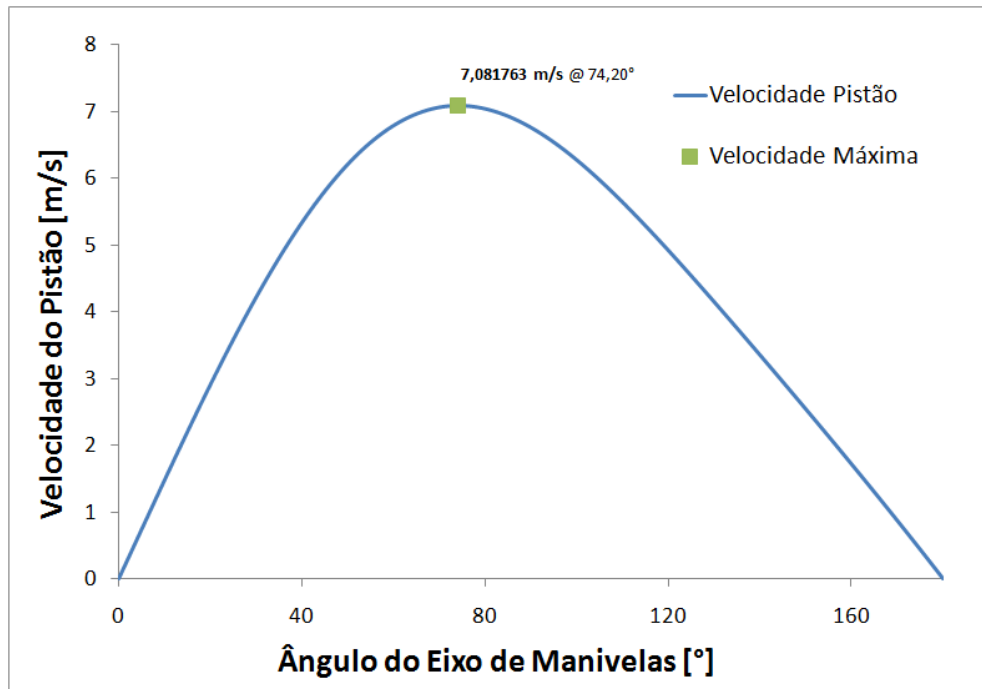


Figura 6.2 - Velocidade do pistão versus o ângulo do eixo de manivelas para 1500 RPM

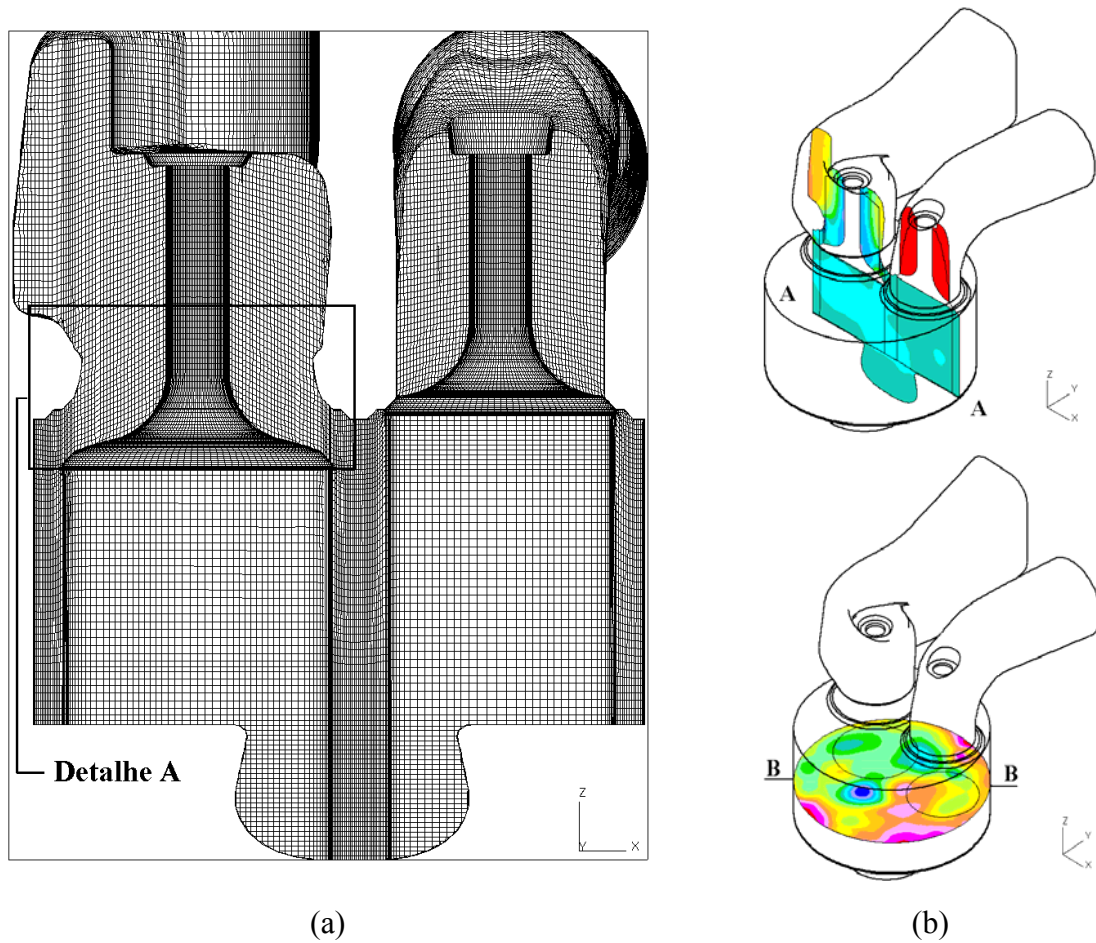


Figura 6.3 - (a) Plano detalhe A; (b) corte A-A e corte B-B

## 6.2.1 Influência do Passo de Tempo

### 6.2.1.1 Parâmetros Relacionados à Estrutura do Escoamento

Na literatura, normalmente o estudo da independência de malha é encontrado de forma mais expressiva do que a independência do passo de tempo. Entretanto, ambas as características tem forte influência sobre o resultado final. Por esta razão, quatro passos de tempo são estudados para quantificar o coeficiente de descarga e razão de *swirl*. Os campos de velocidade, pressão, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta para o curso de admissão são apresentados e discutidos. Nesta seção, os resultados são determinados apenas para o modelo  $k-\omega$  SST com tratamento padrão na parede. O comparativo com o tratamento híbrido é mostrado na seção 6.2.2. Os resultados obtidos no intervalo de  $320^\circ$  a  $1040^\circ$ , este último atribuído como condição inicial, podem ser encontrado no APÊNDICE A, juntamente com a evolução da pressão e o campo de velocidade em ângulos diferentes aos analisados nesta seção.

A Figura 6.4 mostra a estrutura do campo de velocidades em  $1154^\circ$ , para os passos de tempo de  $0,05^\circ$  e  $0,1^\circ$ , no corte A-A. Neste ponto, o escoamento é admitido através do coletor helicoidal, em forma de um forte jato anelar cônico e descolado da válvula. No estreitamento

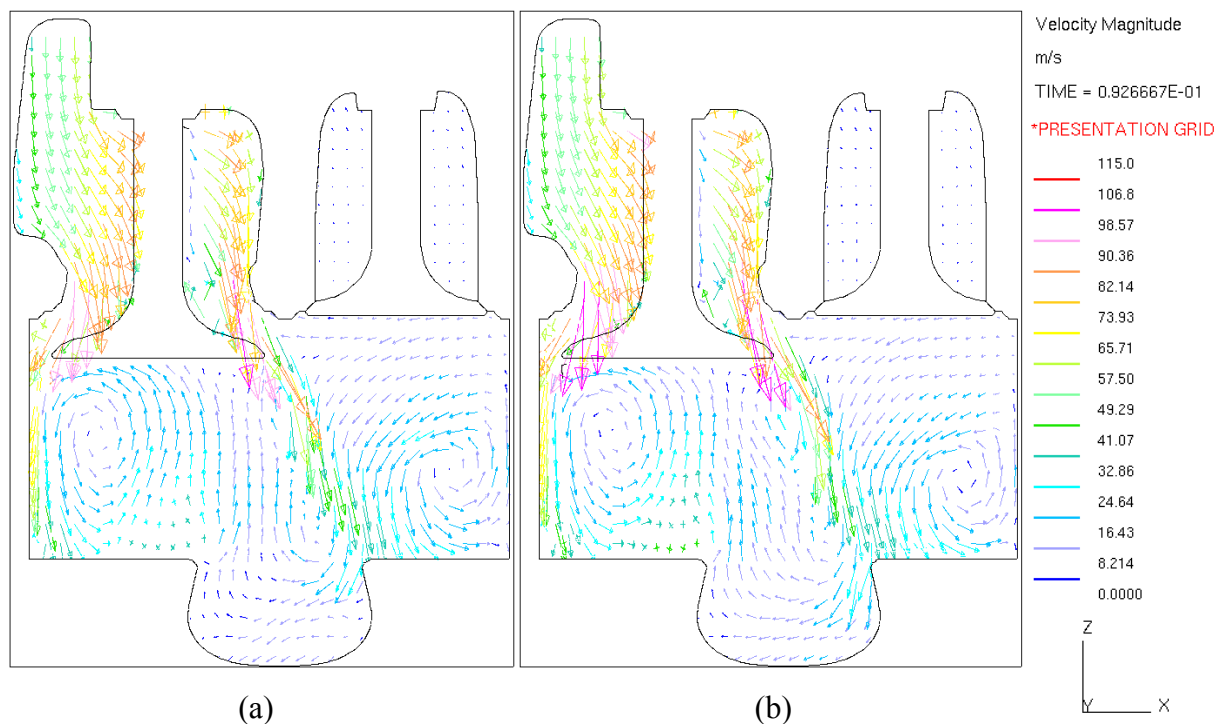


Figura 6.4 - Campo de velocidade no corte A-A, em  $1154^\circ$ : (a)  $0,05^\circ$ ; (b)  $0,1^\circ$

entre a válvula e sua sede observam-se altas velocidades. Este jato gera regiões com comportamentos distintos dentro do cilindro. O escoamento que adentra no cilindro pelo lado esquerdo escoava sobre a sua parede até a superfície do pistão, que induz a criação de um vórtice toroidal com sentido anti-horário. Este vórtice é ainda intensificado pelo escoamento que retorna da cavidade do pistão. Também observa-se a presença de outro vórtice no canto direito inferior, influenciado pelo jato principal.

A Figura 6.5 mostra que na sede da válvula também existe um descolamento e, sobre a válvula, uma recirculação. Estas características de descolamento e recirculação do escoamento na região da válvula são confirmadas na literatura [Heywood, 1988, Ferrari, 2005, e Pulkrabek, 1997], como decorrentes da geometria da válvula como fator principal. As simulações feitas por Baratta et al., 2008a, 2008b, 2009 e Chen et al., 1998, onde o motor estudado possui aspectos geométricos semelhantes, apresentaram similaridade com os resultados aqui obtidos.

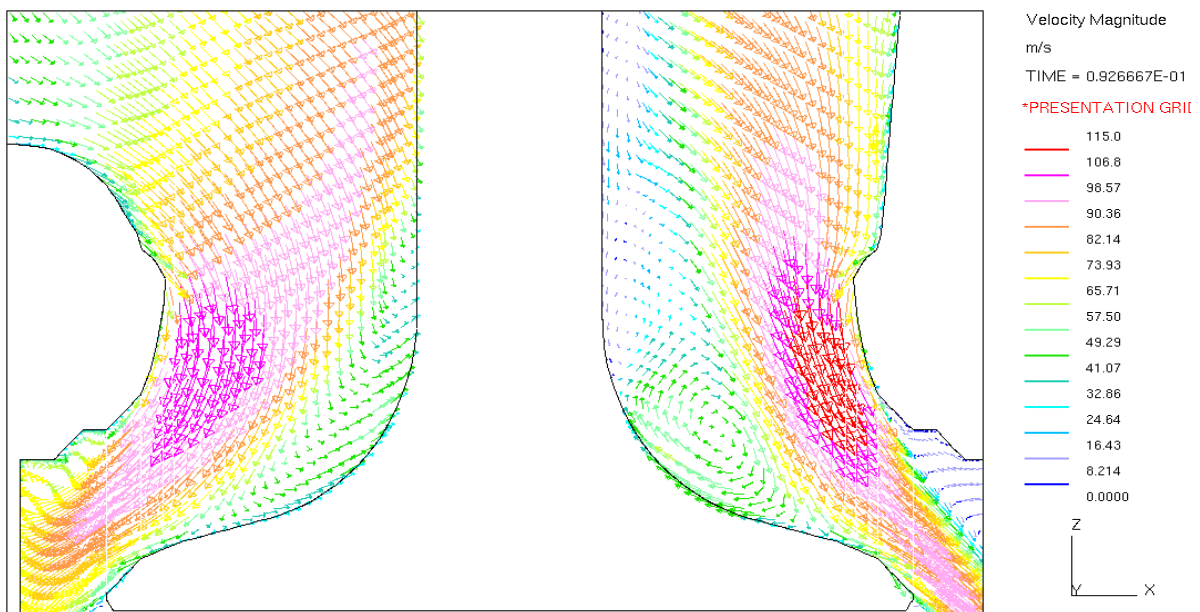


Figura 6.5 - Representação do escoamento no detalhe A, em 1154°

Analisando as soluções para os passos de tempo de 0,2° e 0,4°, observam-se os mesmos padrões de escoamentos apresentados anteriormente. Entretanto, ao compararem-se pontualmente as velocidades, discordâncias são observadas. Por exemplo, o pico de velocidade máxima no anel entre a válvula e sua sede, para passo de tempo 0,05° é 108,50 m/s, para 0,1° 107,40 m/s, para 0,2° 105,50 m/s e para 0,4° 105,00 m/s.



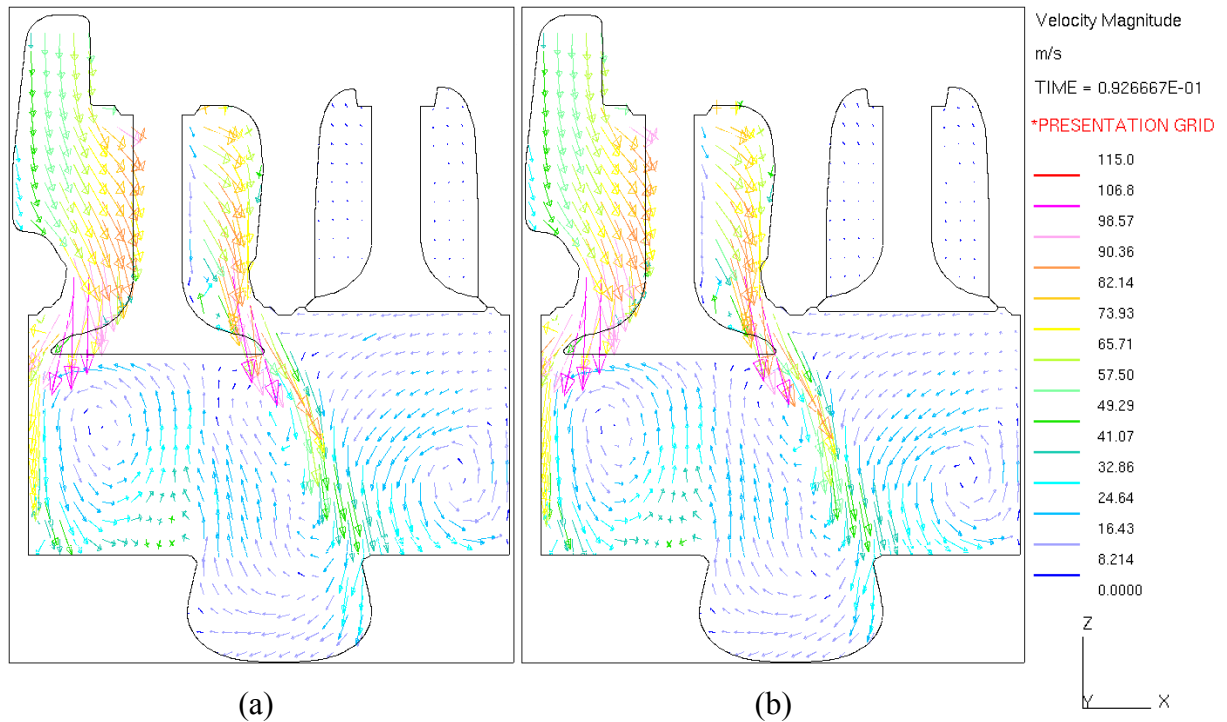


Figura 6.6 - Campo de velocidade no corte A-A, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°

Analisando o corte B-B (Figura 6.7), observa-se a complexidade do escoamento, com vórtices em sentido anti-horário e horário, em diferentes intensidades. Contrariamente ao corte A-A, aqui fica mais evidente a dependência do passo de tempo. Observe-se, por exemplo, a variação na forma dos vórtices, assim como na posição de seus centros. Relativamente às velocidades máximas; para o passo de tempo de 0,05° tem-se 61,79 m/s, para 0,1° 64,48 m/s, para 0,2° 65,92 m/s e para 0,4° 66,68 m/s. Ao contrário do corte A-A, para o plano do corte B-B, à medida que o passo de tempo é refinado ocorre à diminuição do valor da velocidade máxima. Este ponto de velocidade máxima ocorre próximo à parede do cilindro.



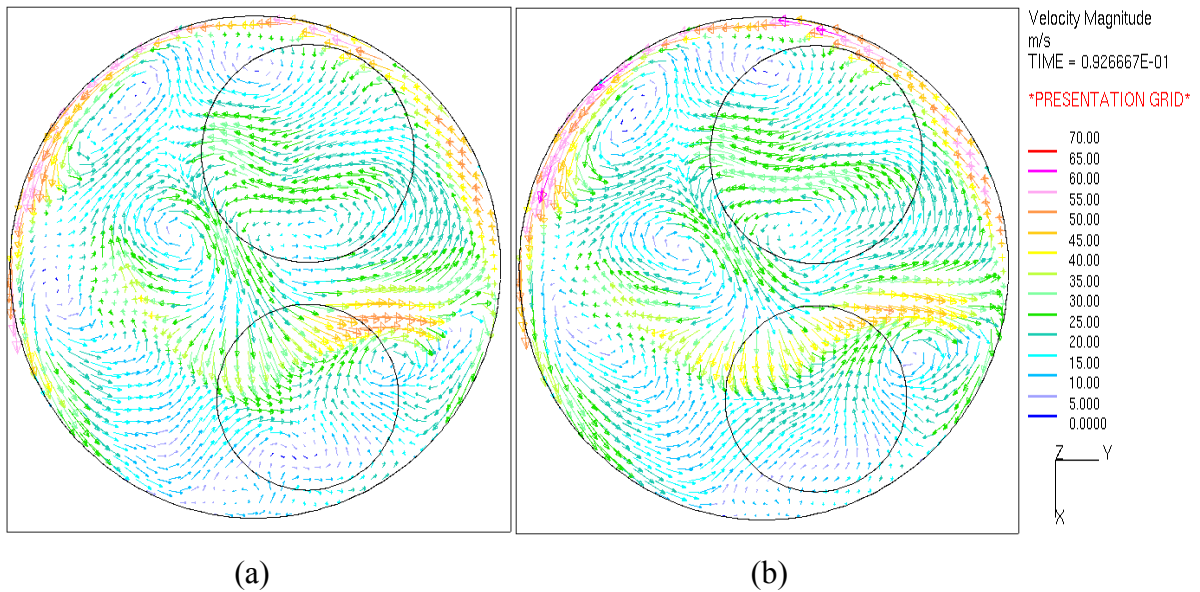


Figura 6.7 - Campo de velocidade no corte B-B, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°

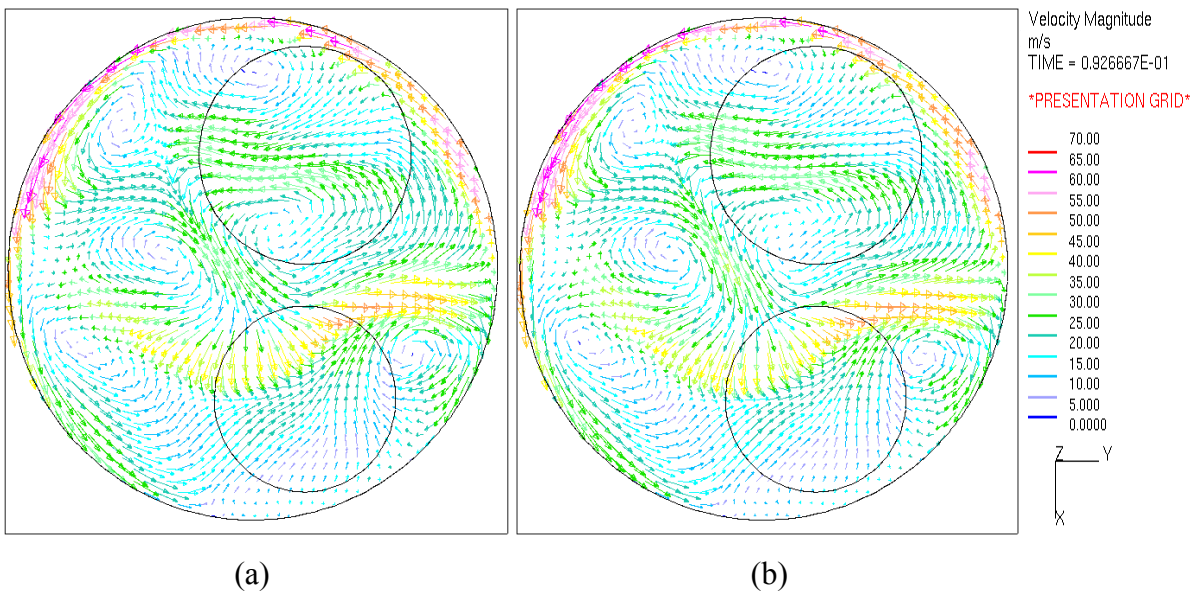


Figura 6.8 - Campo de velocidade no corte B-B, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°

Analisando o campo de pressão absoluta no corte A-A (Figura 6.9 e Figura 6.10), observam-se os menores valores em torno da haste da válvula, em virtude das altas velocidades e também do efeito ciclone, causado pelo gerador de *swirl*. Em seguida ocorre uma recuperação parcial da pressão no interior do cilindro, devida ao decaimento da velocidade. Esta recuperação é maior quanto menor for o passo de tempo (0,05°), apontando também para a dependência do passo de tempo nestas soluções, ou seja, ainda não foi alcançada a independência do passo de tempo.

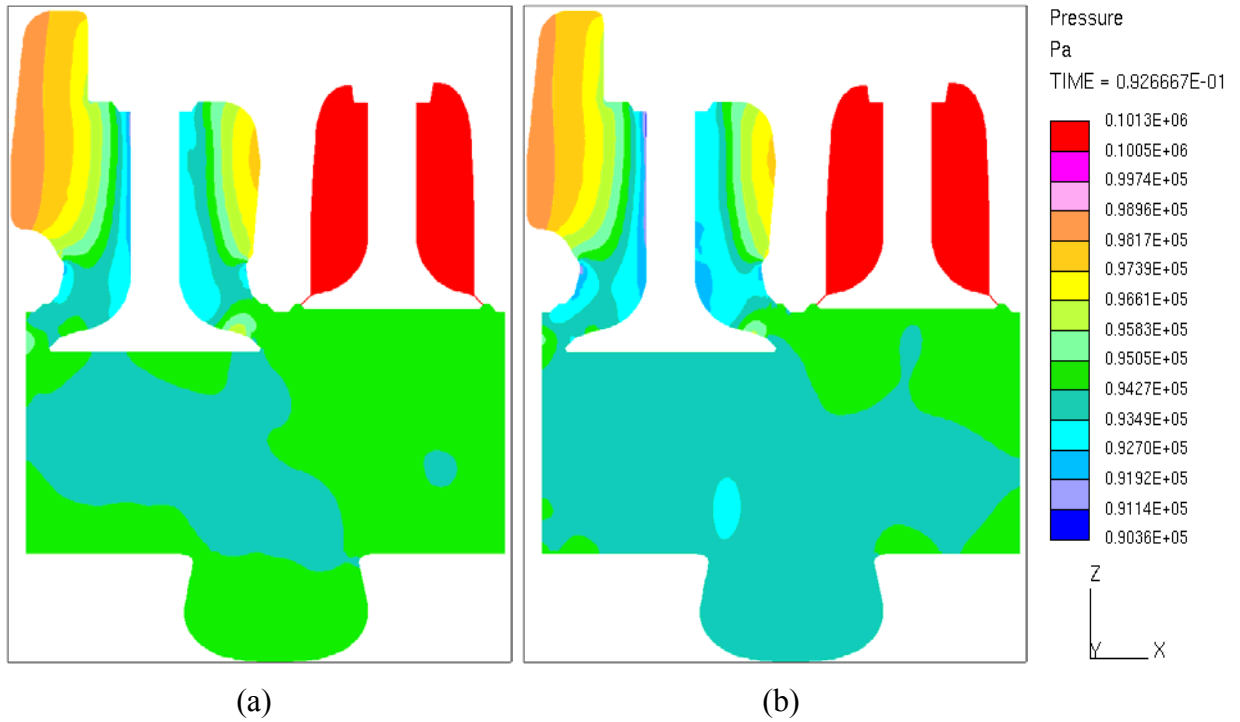


Figura 6.9 - Pressão absoluta no corte A-A, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°

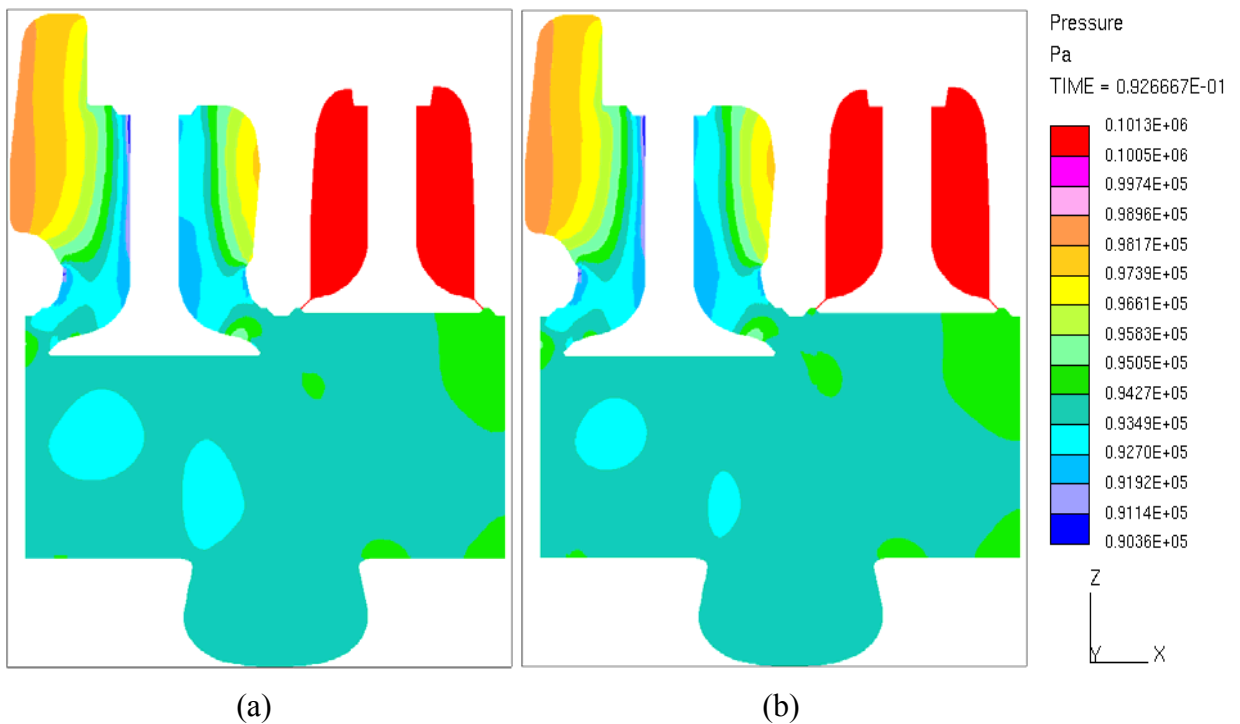


Figura 6.10 - Pressão absoluta no corte A-A, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°

Ao quantificar o valor mínimo da pressão têm-se os seguintes valores neste corte A-A: passo de tempo de 0,05° 91,46 kPa, 0,1° 90,83 kPa, 0,2° 90,51 kPa e 0,4° 90,36 kPa. Estas

diferenças podem ser notadas nas figuras de forma mais evidente do que no campo vetorial de velocidades.

A Figura 6.11 e a Figura 6.12 mostram o campo de pressões no corte B-B. Observa-se ainda a dependência do passo de tempo, embora, por trata-se de um corte transversal, o intervalo de variações seja bastante reduzido; cerca de 2% da magnitude máxima

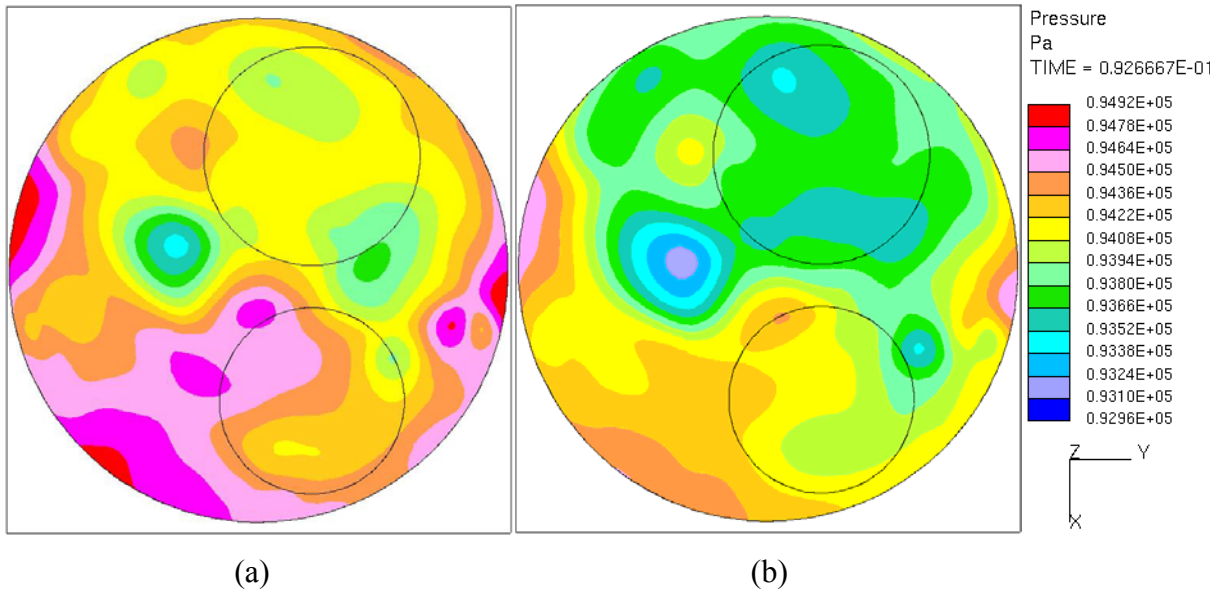


Figura 6.11 - Pressão absoluta no corte B-B, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°

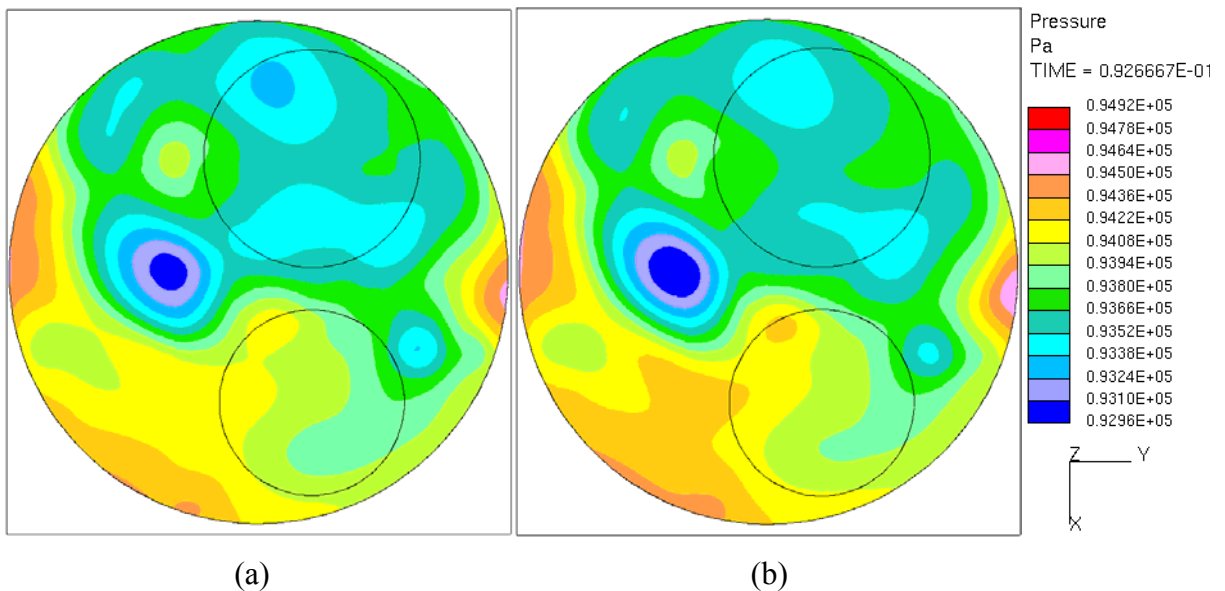


Figura 6.12 - Pressão absoluta no corte B-B, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°

A Figura 6.13 apresenta o comparativo entre as curvas de pressão absoluta média no inteiro do cilindro e coletor de admissão, determinada pela Equação (B.1), para cada passo de tempo. Na medida em que a válvula de exaustão se aproxima de sua fase final de fechamento, a pressão no cilindro aumenta, em função do progressivo aumento da perda de carga imposta pela estricção, além da conversão de energia cinética pela desaceleração do escoamento. Nas proximidades do PMS, a válvula de admissão já se encontra no seu curso de abertura, provocando a queda da pressão no coletor de admissão, e posteriormente no cilindro. O movimento descendente do pistão abre volume no cilindro, chegando a uma pressão abaixo da atmosférica, situação que persiste enquanto o cilindro vai sendo carregado de ar. Dessa maneira, o escoamento é aspirado para dentro do cilindro em alta velocidade. Em 1130° obtém-se o menor valor de pressão e, conseqüentemente, próximo a este ponto ocorre o máximo coeficiente de descarga. No coletor de admissão (linhas pontilhadas) observa-se um aumento de pressão até que a válvula de admissão inicie e acentue sua abertura. Acredita-se que este fato se deva à conversão de energia cinética do escoamento remanescente da admissão anterior.

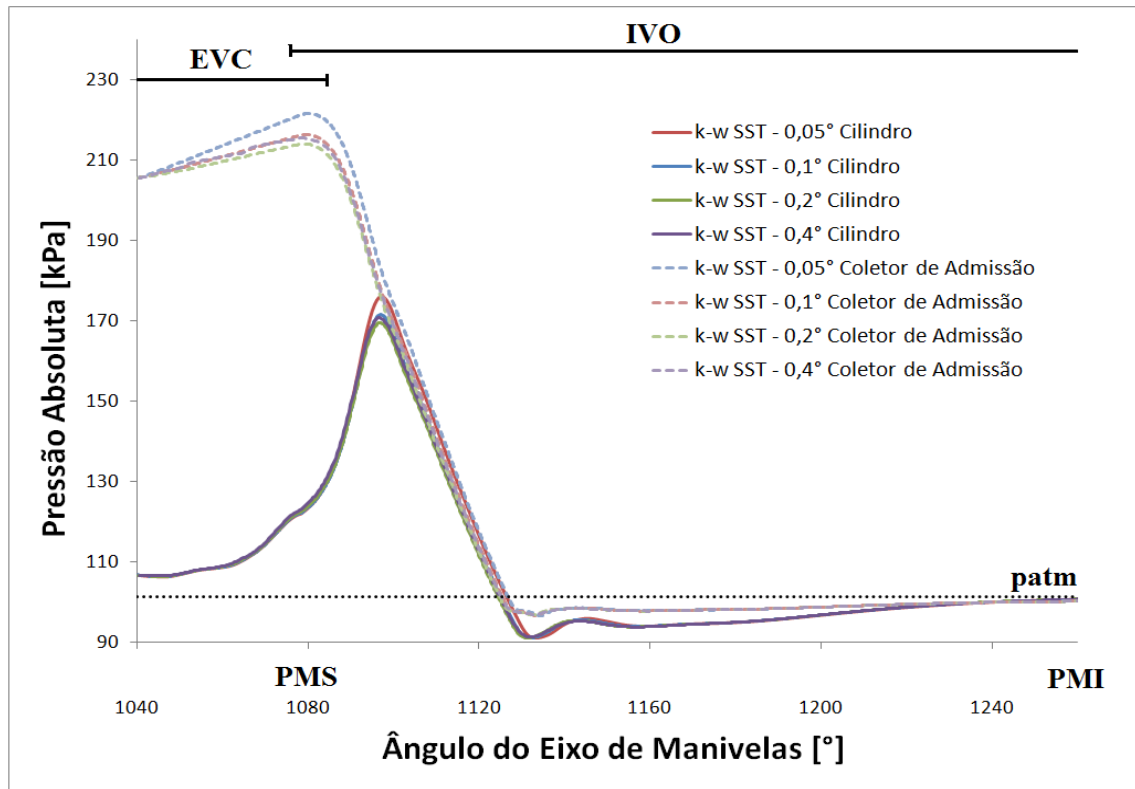


Figura 6.13 - Pressão absoluta média no cilindro e coletor de admissão

Os valores para o coeficiente de descarga são determinados pela Equação (5.1), onde as características geométricas foram apresentadas no Capítulo 1. Considerando a pressão de estagnação na entrada  $p_{st} = 111,46$  kPa (1,1 atm), pressão na saída  $p_{out} = 101,32$  kPa (1 atm), temperatura absoluta de 293,15 K e relação de calores específicos  $\gamma = 1,4$ , o valor da vazão de massa ideal calculado é  $\dot{m}_{ideal} = 0,121348$  kg/s. Portanto, os resultados obtidos para o coeficiente de descarga em 1154° são mostrados na Tabela 6.3. Observando a tabela, o valor de  $C_D$  aumenta com o aumento do passo de tempo, possivelmente, ao menos em parte, devido à pressão no cilindro diminuir para  $\Delta t$  maiores.

Tabela 6.3 - Coeficiente de descarga em 1154°

Passo de tempo [°]	Coeficiente de descarga, $C_D$	Diferença em relação ao passo de tempo de 0,05° [%]
0,05°	0,277406	-
0,1°	0,299806	8,07
0,2°	0,309165	11,44
0,4°	0,310849	12,05

A Figura 6.14 ilustra a evolução do coeficiente de descarga em função do ângulo do eixo de manivelas para o curso de admissão. Na primeira etapa da evolução do coeficiente de descarga, ocorre um forte aumento após o PMS, devido à abertura da válvula de admissão, sendo que neste instante a pressão no coletor encontra-se próxima ao dobro da pressão no cilindro. Em 1095°, o valor do  $C_D$  atinge um pico local, e depois decai devido à equalização das pressões (coletor-cilindro). Esta breve diminuição e a posterior variação do  $C_D$  podem ser atribuídas à presença de efeitos dinâmicos e recirculações na zona de entrada.

Posteriormente, em 1030°, em função da depressão criada no interior do cilindro pelo movimento descendente do pistão, a pressão do cilindro se aproxima de seu mínimo valor, que juntamente com o aumento da abertura de válvula causam um significativo aumento de  $C_D$ , até atingir o seu valor máximo. Em seguida, ocorre uma queda local, decorrente do correspondente aumento da pressão no cilindro (Figura 6.13), para finalmente diminuir até o fechamento da válvula de admissão. As diferenças verificadas entre os passos de tempo são maiores justamente em situações complexas, possivelmente pelo passo de tempo menor capturar melhor os efeitos dinâmicos em situações de maior complexidade do escoamento. Em adição, a Figura A.6 ilustra a evolução da estrutura do escoamento no coletor de admissão em um plano a 3 mm acima da superfície do cabeçote. No primeiro momento, a idéia da influência da pressão estática estar atuando é evidenciada, já que a componente angular da

velocidade é praticamente nula. Subseqüentemente, com o aumento da taxa de massa o escoamento tende a respeitar as características geométricas do coletor helicoidal, produzindo um movimento rotacional (*swirl*).

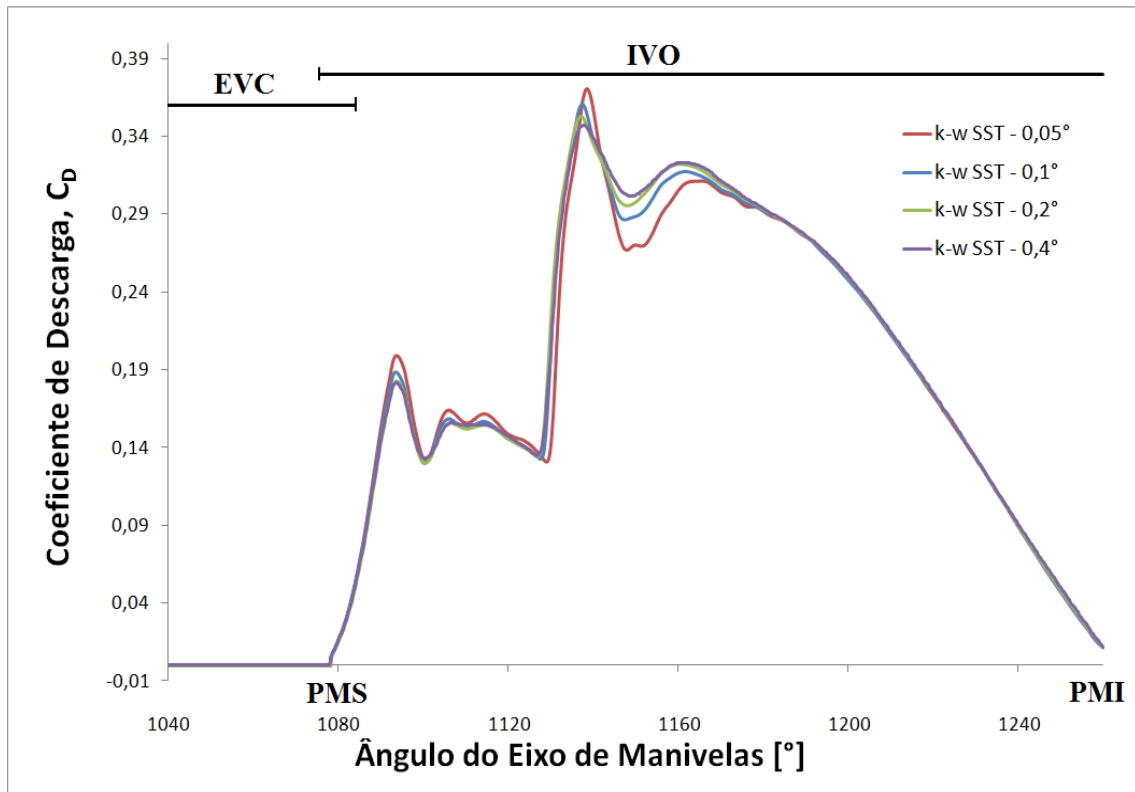


Figura 6.14 - Evolução do coeficiente de descarga no curso de admissão

Os valores para a razão de *swirl* na velocidade máxima do pistão são apresentados na Tabela 6.4. Aqui também observa-se a dependência dos resultados ao passo de tempo empregado na solução.

Tabela 6.4 - Razão de *swirl* em 1154°

Passo de tempo [°]	Razão de <i>swirl</i> , $R_s$	Diferença em relação ao passo de tempo de 0,05° [%]
0,05°	2,723647	-
0,1°	2,890877	6,14
0,2°	2,943748	8,08
0,4°	2,921623	7,26

A Figura 6.15 demonstra os resultados para a razão de *swirl* em função do ângulo do eixo de manivelas. Após o PMS, seu valor decai atingindo seu mínimo em 1095°. O valor

negativo, determinado pela regra da mão direita, indica que a resultante da rotação do fluido está no sentido horário. A Figura 6.16 (a) mostra trajetórias do escoamento neste ângulo. O que pode ser visto, devido à pequena abertura da válvula (1,23 mm) e alta pressão no coletor de admissão, o escoamento é injetado em forma de um jato cônico, sofrendo pouca influência da geometria helicoidal do coletor. Já em 1126° a componente angular é intensificada em virtude do forte aumento do coeficiente de descarga, fazendo com que o escoamento assumira predominância do sentido anti-horário, visto na Figura A.6. Este comportamento mais uniforme da  $R_s$  é pelo fato da maneira como ele é calculado.

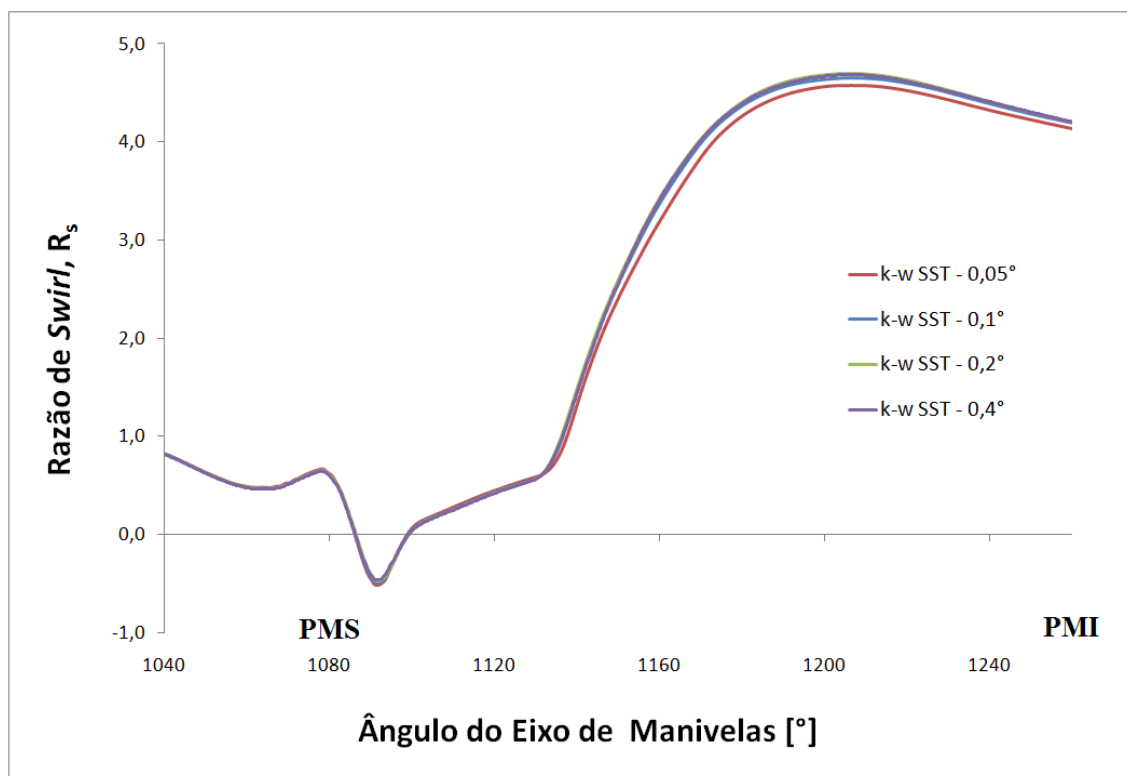


Figura 6.15 - Evolução da razão de *swirl* no curso de admissão

Já em 1206° o valor da razão de *swirl* atinge seu máximo. Na Figura A.6 (f) justifica parte deste aumento, onde nota-se que a rotação organizada no sentido anti-horário é intensa, assim, expandindo esta característica para o cilindro. Em seguida decai lentamente devido ao atrito com a parede do cilindro e pela diminuição do coeficiente de descarga.

Ao contrário do resultado do  $C_D$ , não é notada grande diferença entre os passos de tempo.

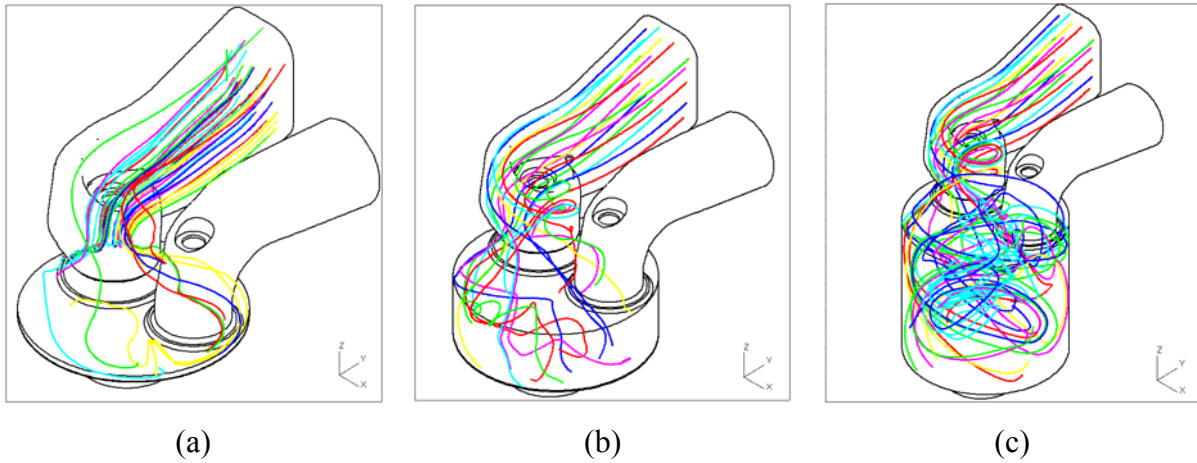


Figura 6.16 - Trajetória do escoamento: (a) em 1095°; (b) 1140°; (c) 1206°

### 6.2.1.2 Parâmetros Relacionados à Turbulência

O campo de energia cinética turbulenta, em 1154° é mostrado nas Figura 6.17 e Figura 6.18. Como esperado, seu valor máximo ocorre na região próxima à válvula de admissão, associado ao jato. Fora deste, no restante do cilindro,  $k$  é relativamente baixa. Todos os passos de tempo geram estruturas semelhantes na evolução para o interior do cilindro.

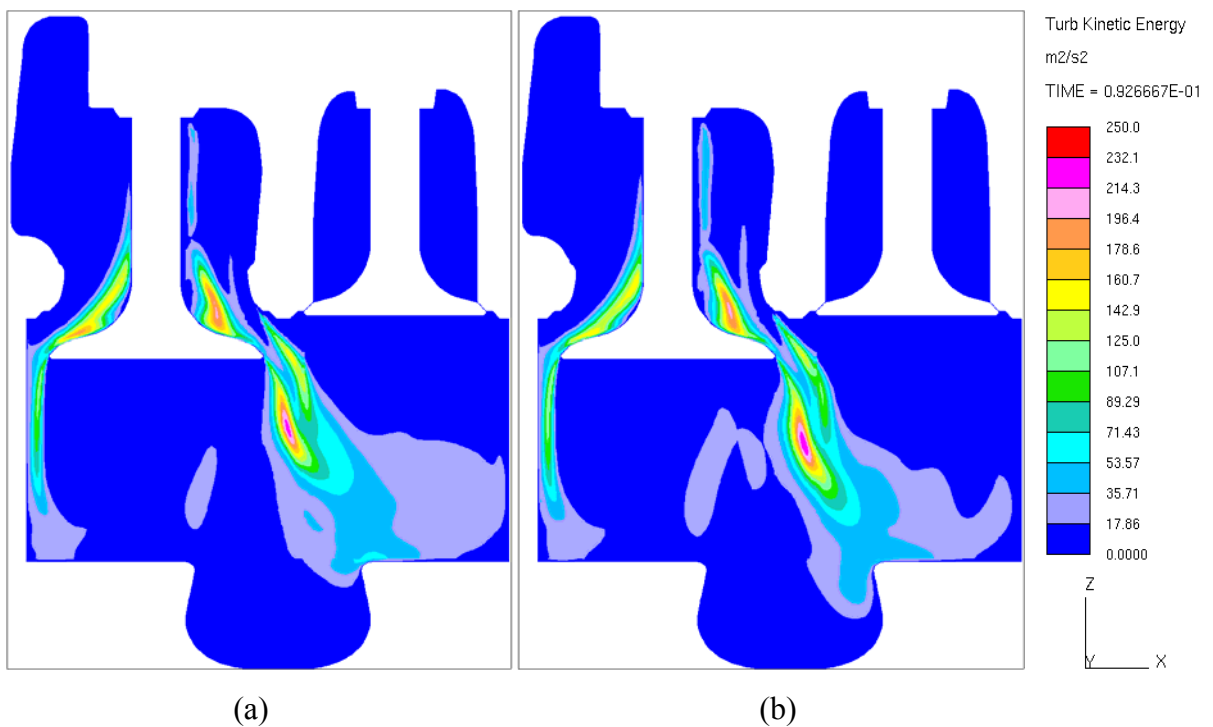


Figura 6.17 - Energia cinética turbulenta no corte A-A, em 1154°: (a) 0,05°; (b) 0,1°



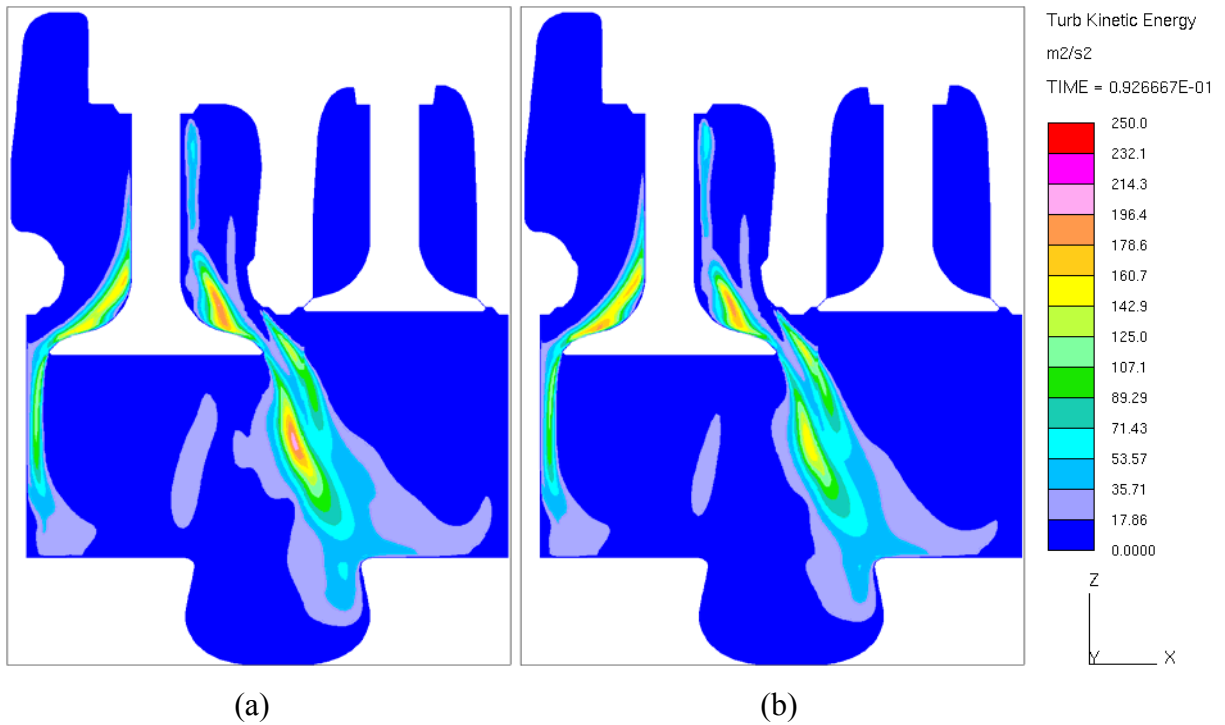


Figura 6.18 - Energia cinética turbulenta no corte A-A, em 1154°: (a) 0,2°; (b) 0,4°

A Figura 6.19 quantifica a evolução da energia cinética turbulenta média, conforme definida pela Equação (B.5), durante o processo de admissão. As maiores discrepâncias são observadas nos picos, onde o modelo de turbulência é mais exigido.

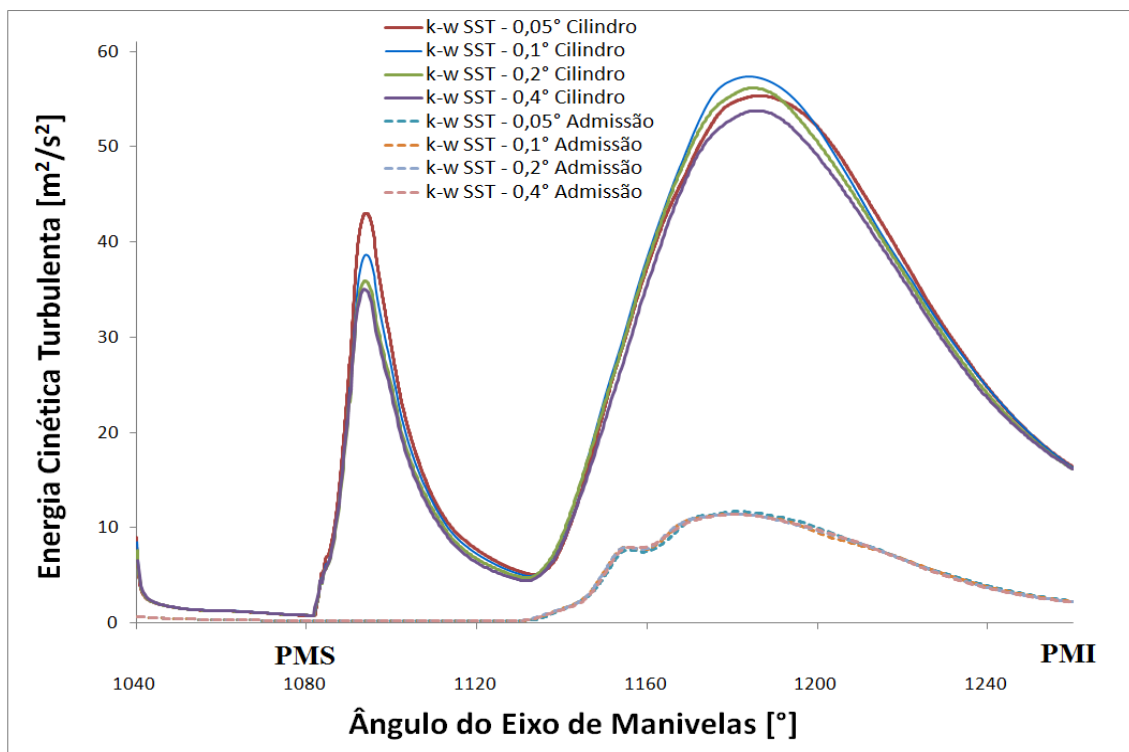


Figura 6.19 - Energia cinética turbulenta

A produção e destruição da energia cinética turbulenta estão sempre associadas à taxa de dissipação turbulenta. Esta é grande onde a produção de energia cinética turbulenta é grande. A evolução da dissipação turbulenta é mostrada na Figura 6.20, conforme a Equação (B.6). O passo de tempo não mostrou significativa influência nos resultados da taxa de dissipação.

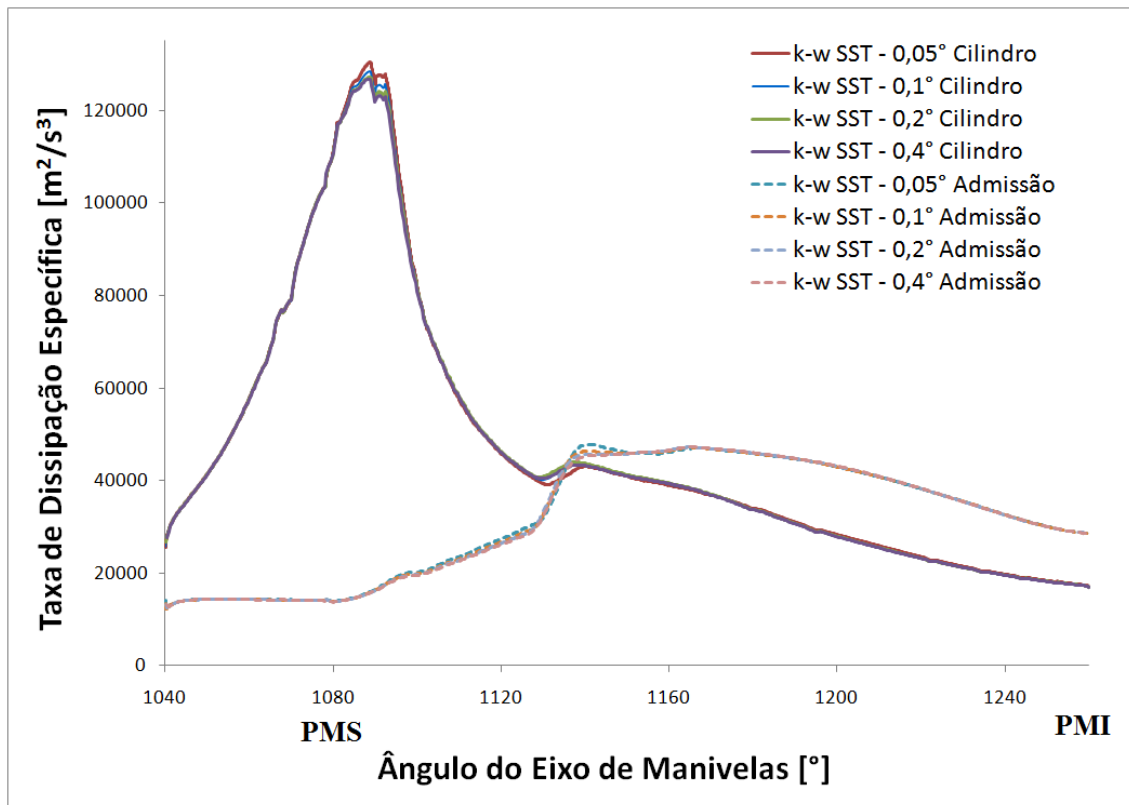


Figura 6.20 - Taxa de dissipação específica

A escala de comprimento da turbulência está diretamente ligada à dissipação turbulenta (Equação (B.8)). A Figura 6.21 ilustra sua evolução em função do ângulo do eixo de manivelas. Em 1080°, com o estabelecimento do jato de entrada no cilindro, existe uma elevação local da curva. Depois disto decai e volta a subir de maneira acentuada com o trecho de maior enchimento do cilindro, e maior *swirl*. O coletor de admissão acompanha este segundo pico, mas com valores menores. Entretanto não acompanha o primeiro pico, porque já observou-se que neste momento o escoamento no seu interior não segue o padrão helicoidal. Ao observar o passo de tempo, uma diferença significativa acontece após a máxima velocidade do pistão, para a escala de comprimento no cilindro.

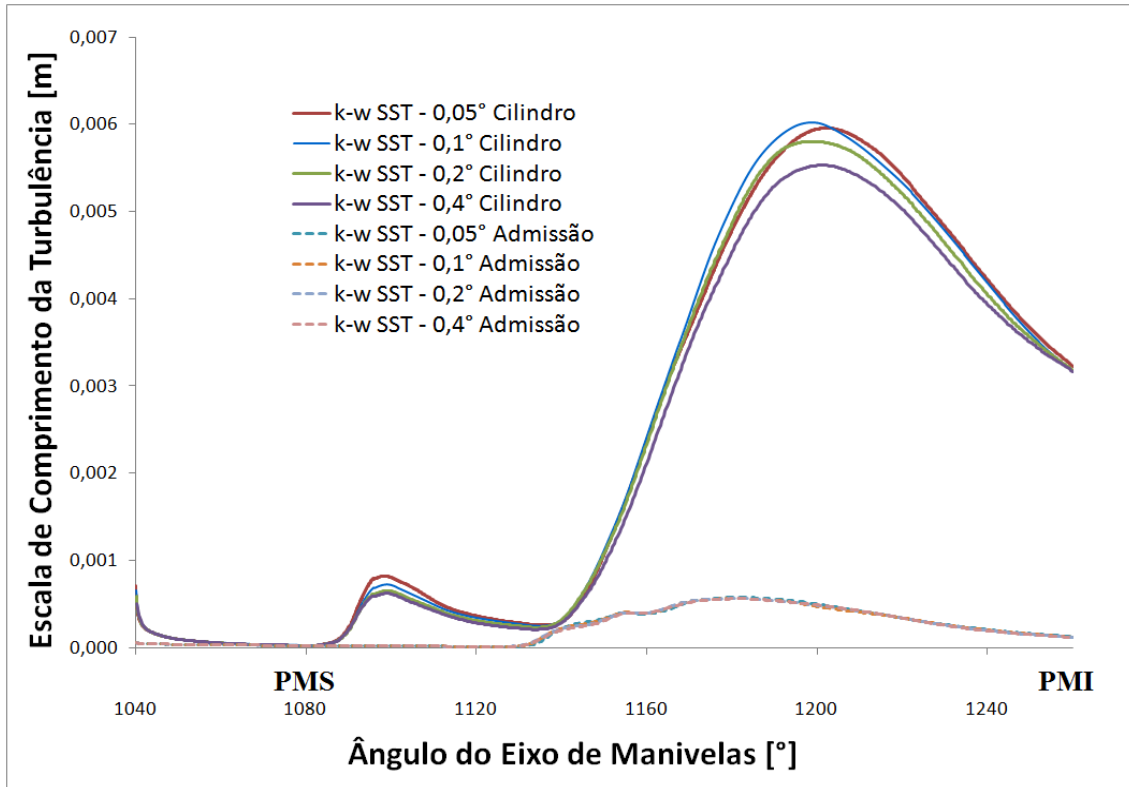


Figura 6.21 - Escala de Comprimento da turbulência

### 6.2.2 Influência da Condição de Contorno na Parede

A correta implementação da condição de contorno na parede é muito importante quando se trata de ICE, devido à complexidade do fenômeno. As situações distintas dentro do domínio tornam desafiadora a tarefa de criação da malha. Ao escolher a aproximação de baixo número de Reynolds, o Star-cd disponibiliza a opção de dois principais tipos de tratamento na parede, padrão e híbrido. Como comentado anteriormente, o tratamento padrão exige cuidado na discretização da camada limite, onde a distância adimensional ( $y^+$ ) deve ser na ordem de 1. Já o tratamento híbrido é mais flexível, obtendo uma faixa mais larga  $0,1 < y^+ < 100$  [Star-cd Methodology, 2009].

A Figura 6.22 ilustra o comportamento do  $y^+$  sobre o domínio em  $1154^\circ$ . Observa-se que na região da válvula ocorre um rápido crescimento do  $y^+$ . Este comportamento não é desejado para o tratamento de parede padrão, empregando a aproximação de baixo número de Reynolds. Porém, para o tratamento de parede híbrido o compromisso fica sob a responsabilidade do método, constituindo-se em uma boa alternativa para esta situação.

Entretanto, são pouco encontrados na literatura trabalhos que ilustrem comparações entre estes tratamentos em ICE.

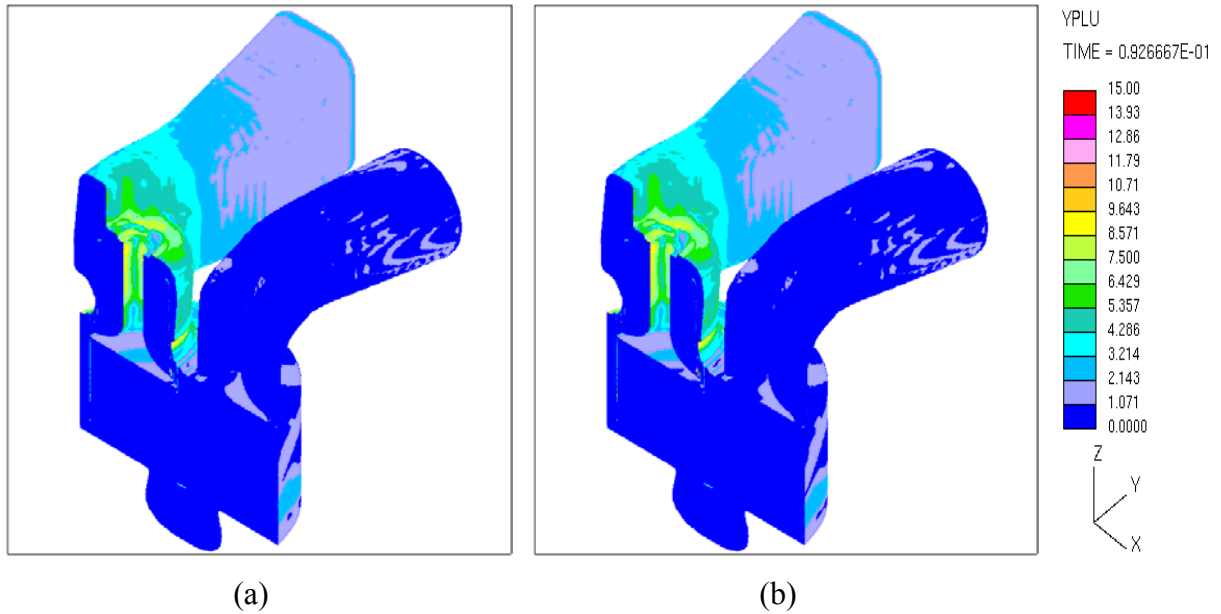


Figura 6.22 -  $y^+$ , passo de tempo  $0,05^\circ$ ,  $k-\omega$  SST: (a) tratamento padrão; (b) tratamento híbrido

A Tabela 6.5 mostra o comparativo do coeficiente de descarga e razão de *swirl*. A diferença entre eles não é grande, bem menor do que 1 % em quase todas as situações. O passo de tempo de  $0,1^\circ$  foi o que apresentou menos erros aos comparar os tratamentos.

Tabela 6.5 - Comparação entre tratamentos na parede, em  $1154^\circ$

Passo de tempo	Modelo de turbulência $k-\omega$ SST					
	Tratamento padrão		Tratamento híbrido		Diferença em relação ao tratamento padrão [%]	
	$C_D$	$R_s$	$C_D$	$R_s$	$C_D$	$R_s$
$0,05^\circ$	0,277406	2,723647	0,279590	2,739364	0,78	0,57
$0,1^\circ$	0,299806	2,890877	0,300000	2,884977	0,06	-0,20
$0,2^\circ$	0,309165	2,943748	0,309548	2,948230	0,12	0,15
$0,4^\circ$	0,310849	2,921623	0,312868	2,967719	0,64	1,57

A evolução do  $C_D$  para efeitos de comparação é mostrada na Figura 6.23, onde embora o  $y^+$  em alguns pontos não seja o desejável para o tratamento padrão, não foi possível observar diferenças significativas.

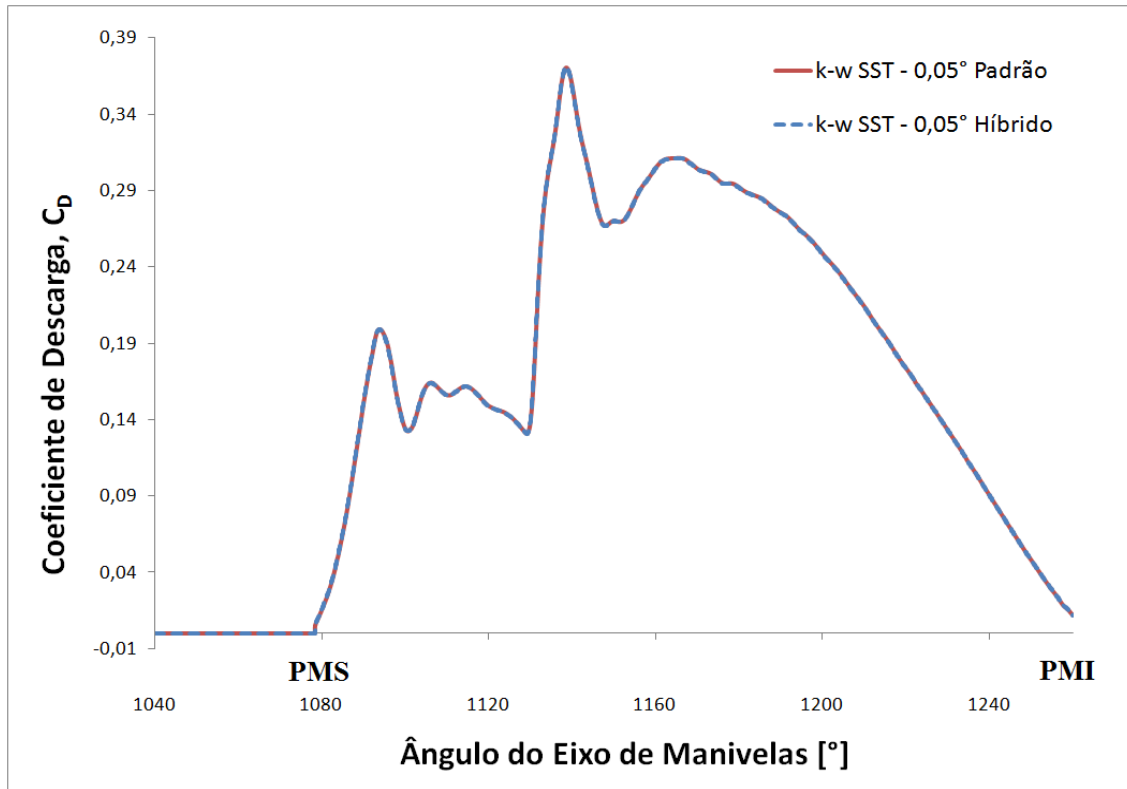


Figura 6.23 - Comparativo entre tratamentos na parede para  $C_D$

O mesmo aconteceu para a evolução da razão de *swirl* mostrada na Figura 6.24. Os resultados dos dois tratamentos são bem próximos.

O comparativo de outros parâmetros não será apresentado para não tornar repetitivos os resultados. No geral, todos tiveram resultados próximos ao tratamento padrão. A intensidade de turbulência e a energia cinética turbulenta resultaram em pequenas diferenças apenas em situações de pico de velocidade.

Do exposto acima, pode-se afirmar que, apesar de não encontrar referências que justifiquem o uso do tratamento híbrido em simulações de ICE, sua utilização apresentou resultados coerentes, ao se comparar com o tratamento padrão.

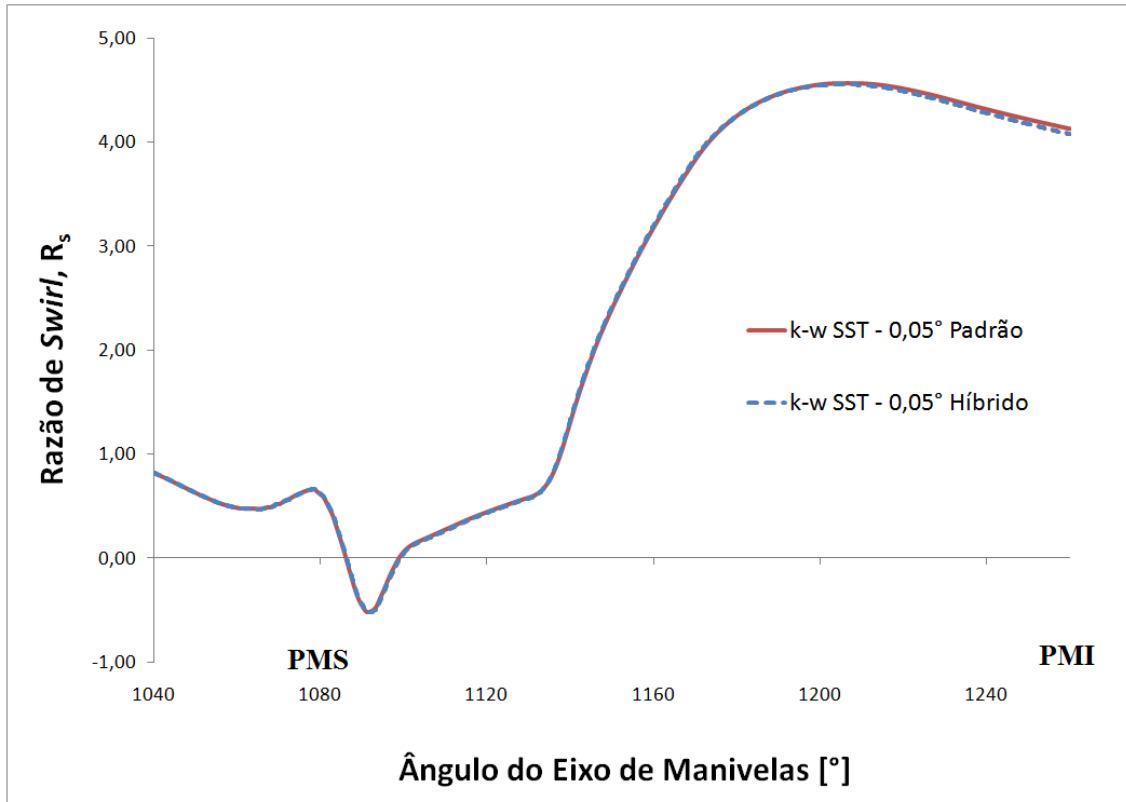


Figura 6.24 - Comparativo entre tratamentos na parede para  $R_s$

### 6.2.3 Influência do Modelo de Turbulência

Apesar do fato de modelos lineares serem muito utilizados, são fortemente criticado em função da insuficiência de base física. Por outro lado, os modelos não-lineares, apresentam um bom compromisso com a física, mas são afetados por instabilidades numéricas. Assim, nesta seção almeja-se comparar os resultados obtidos pela simulação numérica para os modelos de turbulência  $k-\omega$  SST e  $k-\varepsilon$  padrão cúbico.

O modelo cúbico apresentou fortes instabilidades numéricas quando a válvula de exaustão se aproxima de seu fechamento total. Segundo Sridhar et al., 2004, ao aproximar do fechamento das válvulas o passo de tempo deve ser reduzido para  $0,01^\circ$ , quando no restante da simulação pode-se utilizar  $0,5^\circ$ . Son et al., 2007, complementa que para simulações com modelos não-lineares o passo de tempo deve ser aproximadamente 20 vezes menor ao habitual, utilizado com modelos lineares. Baratta et al., 2009, utiliza outra alternativa, realizando a simulação com modelo  $k-\varepsilon$  padrão cúbico, entretanto, ao fechar à válvula as células do coletor de admissão são desconectadas e deixam de ser resolvidas, eliminando a

instabilidade numérica gerada. Embora esta opção de exclusão<sup>3</sup> das células do coletor esteja presente na metodologia do *es-ice*, neste trabalho optou-se em manter os coletores. Esta escolha é pouca utilizada, em função do aumento do tempo computacional e instabilidades, mas buscou-se considerar todos os efeitos dinâmicos envolvido na simulação.

Dessa maneira, os resultados obtidos pela simulação do modelo não-linear se estendem até 1080° (PMS). Posteriormente a este ponto, fortes instabilidades numéricas causam a divergência dos cálculos. Apenas o tratamento padrão na parede, e aproximação de baixo número de Reynolds são utilizados, com passo de tempo de 0,05°. Valores do  $C_D$  e  $R_S$  não são apresentados, em função de a válvula de admissão se apresentar praticamente fechada. Por outro lado, parâmetros relacionados ao processo de exaustão serão plotados. O campo de velocidades e pressão é mostrado em 1050°, para o corte A-A. Esta escolha se deve ao fato deste instante apresentar melhor visualização da diferença entre os modelos.

A Figura 6.25 mostra o campo de velocidades calculado para o processo de exaustão. Devido ao movimento ascendente do pistão, o fluido é descarregado para o coletor. A diferença entre os modelos é clara na zona próxima à válvula de exaustão. O modelo  $k-\omega$  SST gera uma velocidade máxima local de 129 m/s, enquanto que no modelo  $k-\varepsilon$  Cúbico sua velocidade máxima local é de 139,50 m/s. Esta velocidade se localiza sobre a sede da válvula, em função da área restrita encontrada.

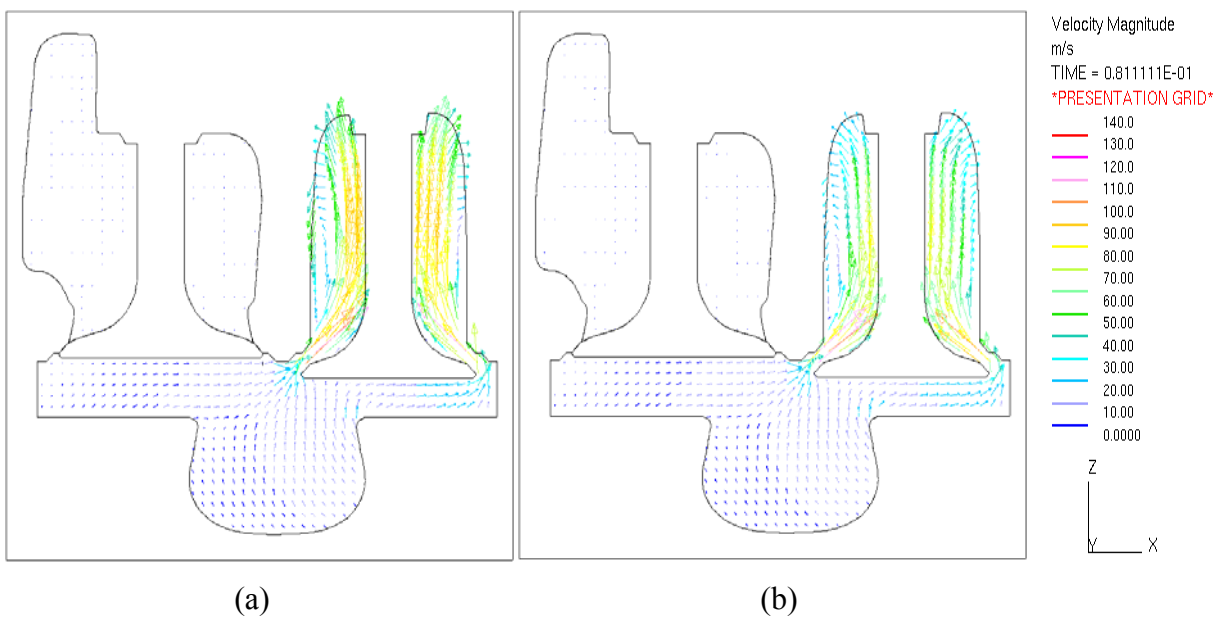


Figura 6.25 – Campo de velocidade no corte A-A: (a)  $k-\omega$  SST; (b)  $k-\varepsilon$  Cúbico

<sup>3</sup> As células são excluídas no intervalo em que a válvula encontra-se fechada, porém todas as informações das variáveis são mantidas na memória e, quando solicitadas, elas são introduzidas ao cálculo.

Em concordância com o campo de velocidade, as pressões no cilindro e coletor (Figura 6.26) realçam o comportamento apresentado pelo modelo  $k-\omega$  SST, onde na região acima da entrada da válvula sua velocidade continua intensa, ao contrário do modelo linear.

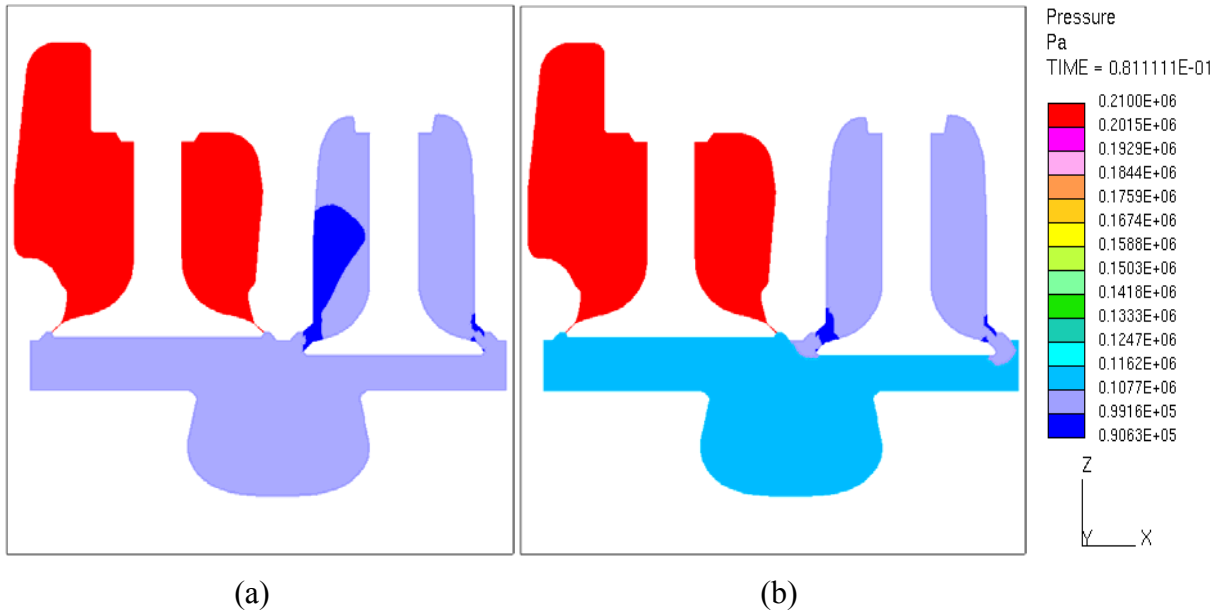


Figura 6.26 - Campo de pressão no corte A-A: (a)  $k-\omega$  SST; (b)  $k-\varepsilon$  Cúbico

A Figura 6.27 demonstra a evolução da taxa de massa. Para a velocidade máxima local o modelo  $k-\omega$  SST apresentou-se mais dissipativo, enquanto que ao analisar o domínio o modelo cúbico se apresenta mais dissipativo. Baratta et al., 2008c, e Bianchi et al., 2002a, frisam que isto afeta diretamente no cálculo da taxa de massa, dessa forma, o valor da taxa para modelos lineares é superior ao dos modelos não-lineares. Porém, esta comparação foi realizada com a família  $k-\varepsilon$  padrão, que sabidamente tem deficiência ao descrever escoamentos com recirculações importantes. Assim, no presente trabalho, os resultados obtidos para a taxa de massa, apesar do modelo  $k-\omega$  SST ser linear, não é notada uma diferença significativa. Num primeiro momento, associa-se isto ao fato do modelo  $k-\omega$  SST possuir uma melhor formulação para este tipo de escoamento.



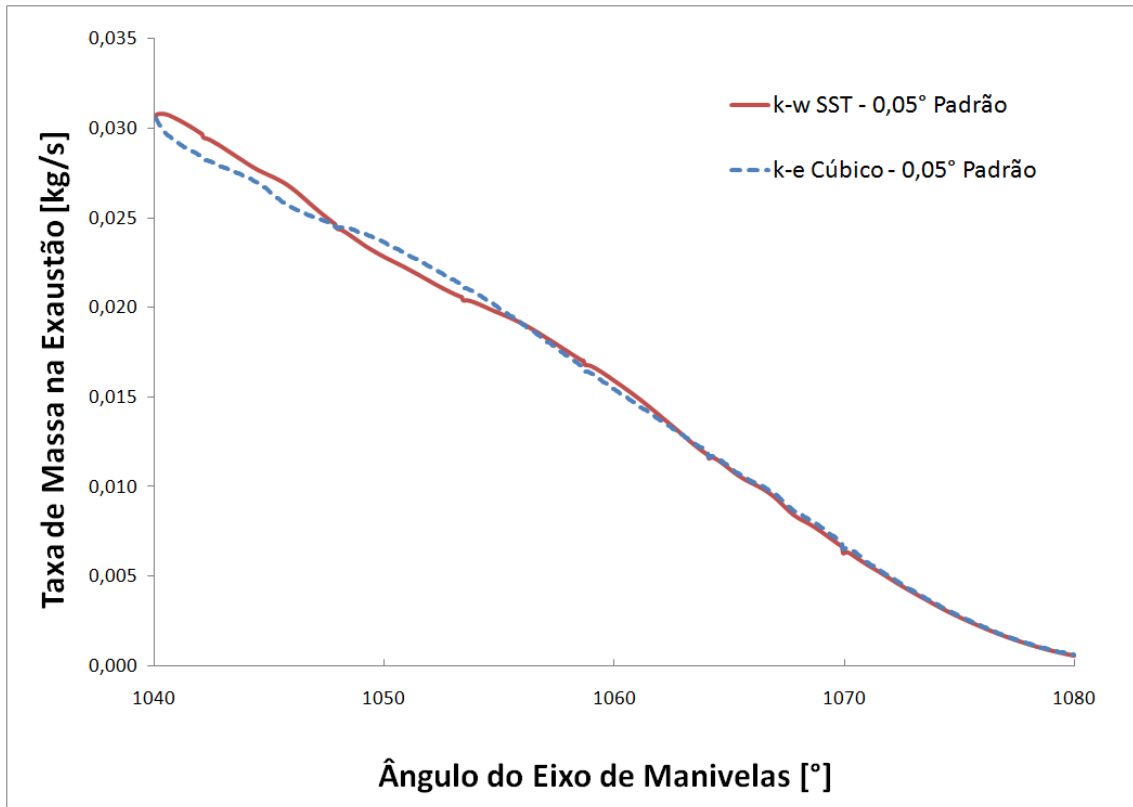


Figura 6.27 - Taxa de massa na exaustão

Fica assim demonstrada a dificuldade de empregar modelos não-lineares na simulação dos complexos escoamentos que ocorrem em ICE.

## 7 CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE CONTINUIDADE

### 7.1 Conclusões

Através da abordagem do tema, observou-se que até poucos anos atrás a pesquisa na área de CFD utilizava, em boa parte, códigos próprios, feitos na própria instituição, ou por grupos de pesquisadores. O pesquisador tinha total liberdade para implementar o seu algoritmo conforme suas necessidades e anseios. Entretanto, dificuldades crescentes ao abordar problemas mais complexos, tempo de programação envolvido, dificuldades na manutenção e atualização dos softwares, sem levar em conta o fato de não serem códigos genéricos, levou à crescente adoção de códigos comerciais.

Por outro lado, o alto custo de aquisição, tempo de treinamento e limitações pertinentes aos algoritmos genéricos, são dificuldades associadas aos códigos comerciais.

Neste trabalho foi utilizando o código comercial Star-cd, e seu aplicativo *es-ice*, tendo como objetivo avaliar a influência do passo de tempo na caracterização do escoamento para o processo de admissão. Particularmente, dois parâmetros foram considerados para quantificar os efeitos dinâmicos envolvidos. Também simulações em regime permanente foram apresentadas, demonstrando a importância do modelo de turbulência não-linear na simulação em motores, onde a abordagem foi validada comparativamente a resultados experimentais, para este caso particular.

Uma vez que o estudo de independência de malha também foi realizado, as condições foram ajustadas para a malha proposta e algumas características fenomenológicas interessantes puderam ser reproduzidas. As principais conclusões, obtidas através dos resultados para o curso de admissão, são as seguintes:

- Em função da pressão no coletor de admissão, ao se iniciar a abertura da sua válvula, o fluido é descarregado em forma de jato para o interior do cilindro, formando neste um padrão complexo, com diversos vórtices. À medida que a abertura da válvula de admissão aumenta, o jato assume um movimento rotacional no sentido anti-horário, causado pelo gerador de *swirl* do coletor de admissão. Quanto ao padrão do escoamento no interior do cilindro não se observa significativa diferença entre os resultados obtidos através de diferentes passos de tempo. As diferenças se restringem a deslocamentos do centro dos vórtices, assim como maior ou menor alongamento. Nos resultados do campo

de pressão, se observa uma diferença entre os passos de tempo. Atribui-se esta diferença ao fato dos menores passos de tempo capturarem melhor os efeitos dinâmicos. Nas regiões com maiores velocidades concentraram-se pontos de baixa pressão. Pode-se observar zonas de recirculações e separações próximas à sede da válvula.

- O comportamento do coeficiente de descarga durante o curso de admissão é altamente ligado aos campos de pressão e velocidades. Quando se atinge a menor pressão no interior do cilindro ocorre o maior valor do coeficiente de descarga. Variações de altos e baixos valores estão presentes em função do escoamento altamente turbulento provocado pelo coletor do tipo helicoidal. Recirculações sobre a válvula também influenciam nestas variações. Uma significativa diferença é notada entre os passos de tempo quando o pistão se encontra na máxima velocidade. O cruzamento de válvulas não afeta o valor do coeficiente de descarga.
- A razão de *swirl* demonstra ser fortemente influenciada pelo coeficiente de descarga e pela geometria do coletor de admissão. Seu valor tem mais relevância à medida que a intensidade turbulenta no coletor de admissão aumenta, dessa forma, introduzindo no cilindro um escoamento com característica vortical. Após iniciar o fechamento da válvula de admissão, a razão de *swirl* diminui em virtude da dissipação do escoamento e da diminuição do coeficiente de descarga.
- O tratamento padrão na parede apresenta bom resultado, quando comparado ao tratamento híbrido. No início da abertura e no fechamento da válvula de admissão, elevadas velocidades estão presentes na região da sede da válvula, provocando uma pequena diferença nos resultados em comparação.
- A comparação entre modelos de turbulência não foi muito extensa, em virtude de o modelo não-linear apresentar instabilidades numéricas, causando divergência.
- A título de fechamento, pode-se concluir que o passo de tempo de  $0,05^\circ$ , para a rotação de 1500 RPM, no motor analisado, ainda é insuficiente. Já a independência da malha espacial foi atingida.

## 7.2 Sugestões de Continuidade

Com o resultado da experiência adquirida durante a execução deste trabalho, listam-se algumas sugestões de continuidade para possíveis trabalhos futuros.

- Continuar o estudo com modelos não-lineares;
- Refinar mais o passo de tempo, talvez variável, até atingir a independência;
- Testar a modelagem empregando o modelo LES;
- Após ter definido a melhor opção em passo de tempo e modelo de turbulência, simular o ciclo completo, incluindo o processo de compressão;
- Construir a malha pelo método *mapping*;
- Introduzir modelos de combustão.

## 8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Aita, S.; Tabbal, A.; Munck, G.; Montmayeur, N.; Takenaka, Y.; Aoyagi, Y.; Obana, S. Numerical Simulation of Swirling Port-Valve-Cylinder Flow in Diesel Engines, **SAE paper** N°. 910263, 1991.

Baratta, M.; Catania, A.E.; Pesce, F.C.; Spessa, E.; Rech, C.; Vielmo, H.A. Multidimensional Modeling of a High Swirl-Generating Helical Intake Port for Diesel Engines, **12th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences**, Belo Horizonte - MG, Proceedings of ENCIT, Rio de Janeiro, RJ: ABCM, 2008a.

Baratta, M.; Catania, A.E.; Pesce, F.C.; Spessa, E.; Rech, C.; Vielmo, H.A. Comparisons Between Steady State Analyses of a High Swirl-Generating Helical Intake Port for Diesel Engines, **12th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences**, Belo Horizonte - MG. Proceedings of ENCIT, Rio de Janeiro, RJ: ABCM, 2008b.

Baratta, M.; Catania, A.E.; d'Ambrosio, S. Nonlinear Versus Linear Stress-Strain Relations in Engine Turbulence Modeling Under Swirl and Squish Flow Conditions, **ASME paper**, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol. 130: pp. 062802-1-062802-11, 2008c.

Baratta, M.; Catania, A.E.; Pesce, F.C.; Spessa, E.; Rech, C.; Zancanaro, F.V.Jr; Vielmo, H.A. Transient Numerical Analysis of a High Swirled Diesel Engine, **20th International Congress of Mechanical Engineering**, Gramado – RS, Proceedings of COBEM, Rio de Janeiro, RJ: ABCM, 2009.

Bianchi, G.M.; Cantore, G.; Fontanesi, S. Turbulence Modeling in CFD Simulation of ICE Intake Flows: The Discharge Coefficient Prediction, **SAE Paper** No 2002-01-1118, 2002a.

Bianchi, G.M.; Cantore, G.; Parmeggiani, P.; Michelassi, V. On Application of Nonlinear k- $\epsilon$  Models for Internal Combustion Engine Flows, **Transactions of the ASME** vol. 124, pp. 668-677, 2002b.

Bianchi, G.M.; Fontanesi, S. On the Applications of Low-Reynolds Cubic  $k-\varepsilon$  Turbulence Models in 3D Simulations of ICE Intake Flows, **SAE Paper** No 2003-01-0003, 2003.

Bird, R.B.; Stewart, W.E.; Lightfoot, E.N. **Fenômenos de Transporte**, 2 ed., LTC, Rio de Janeiro, 2004.

Chen, A.; Veshagh, A.; Wallace, S. Intake Flow Predictions of a Transparent DI Diesel Engine, **SAE paper** 981020, 1998a.

Chen, C.J.; Jaw, S.Y. **Fundamentals of Turbulence Modeling**, Taylor & Francis, New York, 1998.

Craft, T.J.; Launder, B.E.; Suga, K. Development and Application of a Cubic Eddy-Viscosity Model of Turbulence, **Int. J. Heat and Fluid Flow**, 17, pp. 108-115, 1996.

El Tahry, S.H.  $k-\varepsilon$  Equation for Compressible Reciprocating Engine Flows, **AIAA Journal Energy**, 7(4), pp. 345-353, 1983.

Favero, F. **Tecniche di Modellazione e di Analisi Numerica per lo Studio del Moto della Carica in Camera di Combustione e loro Applicazione ad un Motore Diesel ad Elevato Swirl**, Thesis, IC Engines Advanced Lab, Politecnico di Torino, Italy, 2006.

Ferrari, G. **Motori a Combustione Interna**, Torino, Ed il Capitello, 2005.

Ferziger, J.H.; Perić, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**, Springer, New York, 2002.

Fiat Research Center; Consiglio Nazionale delle Ricerche, **Metodologia per la Caratterizzazione dei Condotti di Aspirazione Motori in Flusso Stazionario**. Contract N° 82.00047.93, 1983.

Fiat Research Center; Consiglio Nazionale delle Ricerche **Motore Monocilindro Diesel con Distribuzione a 2 Valvole e Protezioni Termiche Camera di Combustione**, Contract N° 82.00047.93, 1982.

Fortuna, A.O. **Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos: Conceitos Básicos e Aplicações**, Ed. USP, São Paulo, 2000.

Gosman, A.D. Multidimensional Modeling of Cold Flows and Turbulence in Reciprocating Engine, **SAE paper** N°. 850344, 1985.

Gosman, A.D. State of the Art of Multi-Dimensional Modeling of Engine Reacting Flows, **Oil & Gas Science and Technology** - Rev. IFP, Vol. 54 N°. 2: pp. 149-59, 1999.

Hayworth, D.C. Large-Eddy Simulation of In-Cylinder Flows, **Oil & Gas Science and Technology** – Rev. IFP, Vol. 54 N°. 2: pp. 175-185, 1999.

Heywood, J.B. **Internal Combustion Engine Fundamentals**, McGraw-Hill, New York, 1988.

Hinze, J.O. **Turbulence**, 2<sup>nd</sup> Edition, McGraw-Hill, New York, 1975.

Hirsch, C. **Numerical Computation of Internal and External Flows - Vol II: Fundamentals of Computational Fluid Dynamics**, John Wiley & Sons, New York, 2007.

Issa, R.I.; Gosman, A. D.; Watkins, A. P. The Computation of Compressible and Incompressible Recirculating Flows by a Non-Iterative Implicit Scheme, **Journal. Comp. Phys.**, 62, pp. 66-82, 1986.

Issa, R.I. Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting, **Journal. Comp. Phys.**, 62, 99 40-65, 1986.

Jasak, H.; Luo, J.Y.; Kaludercic, B.; Gosman, A.D.; Echtele, H.; Liang, Z.; Wirbeleit, F.; Wierse, M.; Rips, S.; Werner, A.; Fernstr.m, G.; Karlsson, A. Rapid CFD Simulation of Internal Combustion Engines, **SAE paper** N°. 1999-01-1185, 1999.

Jones, W. P.; Launder, B.E. The Calculation of Low-Reynolds-Number-Phenomena With a Two-Equation Model of Turbulence, **Int. J. Heat Mass Transf.**, Vol. 16, pp. 119-1130, 1973.

Jones, W.P. **Prediction Methods for Turbulence Flow**. Hemisphere, Washington, D. C., pp. 1-45, 1980.

Kaario, O.; Pokela, H.; Kjaldman, L.; Tiainen, J.; Larmi, M. LES and RNG Turbulence Modeling in DI Diesel Engines, **SAE paper** N°. 2003-01-1069, 2003.

Kurmiawan, W.H.; Abdullah, S.; Shamsudeen, A. A computational Fluid Dynamics Study of Cold-Flow Analysis for Mixture Preparation in a Motored Four-Stroke Direct Injection Engine, **Journal of Applied Sciences** 7 (19), pp. 2007-2724, 2007.

Lakshminarayanan, P.A.; Aghav, Y. V. **Modelling Diesel Combustion**, Springer, Mechanical Engineering Series, 2010.

Launder, B.E.; Spalding, D.B. The Numerical Computation of Turbulent Flows, **Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.**, 3, PP. 269-289, 1974.

Leschziner, M.A. Practical Evaluation of Three Finite Difference Schemes for the Computation of Steady-State Recirculating, **Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.**, 23, pp. 293-312, 1980.

Lien, F.S.; Chen, W.L.; Leschziner, M. A.; Low Reynolds Number Eddy Viscosity Modeling Based on Non-Linear Stress-Strain/Vorticity Relations, **Proceedings of Third Symposium on Engineering turbulence modeling and measurements**, Crete, Greece, 1996.

Lumley, J.L. **Engines: An introduction**, Cambridge, New York, 2008.

Maliska, C.R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**, LTC, Rio de Janeiro, 2 ed., 2004.



Menter, F.R. Zonal Two Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows, Proc. 24th Fluid Dynamics Conf., Orlando, Florida, USA, 6-9 July, **AIAA Journal** 93-2906, 1993.

Micklow G.J.; Gong, W-D. Intake and In-Cylinder Flow Filed Modelling of a Four-Valve Diesel Engine, **Proc. IMechE Vol. 221 Part D: Journal Automobile Engineering**, 2007.

Miles, P.; Choi, D.; Megerle, M.; RempelEwert, B.; Reitz, R.D.; Lai, M.D.; Sick, V. The Influence of Swirl Ratio on Turbulent Flow Structure in a Motored HSDI Diesel Engine - A Combined Experimental and Numerical Study, **SAE paper** N°. 2004-01-1678, 2004.

Patankar, S.V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, Hemisphere, Washington, USA, 1980.

Pulkrabek, W.W. **Engineering Fundamentals of the Internal Combustion Engine**. 1. ed. Upper Saddle River, N.J.: Prentice-Hall, Inc., 1997.

Rakopoulos, C.D.; Giakoumis, E.G. **Diesel Engine Transient Operation: Principles of Operation and Simulation Analysis**, Springer, Athens, 2009.

Richtmeyer, R.D.; Morton, K.W. **Difference Methods for Initial-Value Problems**, 2<sup>nd</sup> Edition, Wiley-Interscience, New York, 1967.

Rung, T. **Formulierung universeller Wandrandbedingungen für Transportgleichungsturbulenzmodelle**, Institutsbericht Nr. 02/99, Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Berlin, 1999.

Rutland, C.J.; Pieper, C.M.; Hessel, R. Intake and Cylinder Flow Modeling With a Dual-Valve Port, **SAE paper** N°. 930069, 1993.

Schlichting, H. **Boundary-Layer Theory**. McGraw-Hill, 7<sup>a</sup> ed, United State, 1979.

Shih, T.H.; Zhu, J.; Lumley, J.L. A realizable Reynolds Stress Algebraic Equation Model, **NASA Technical Memo** 105993, 1993.

Silva Freire, A.P.; Menut, P.P. M.; Su, J. **Turbulência**, ABCM, Rio de Janeiro, vol. 1, 2002.

Smirnov, A.; Yavuz, I.; Celik, I. Diesel Combustion and LES of In-Cylinder Turbulence for IC-Engines, **ASME paper** N°. 99-ICE-247, ICE-Vol. 33-3, ICE ASME Fall Technical Conference, 1999.

Speziale, C. G. On Nolinear  $k-l$  and  $k-\varepsilon$  Models of Turbulence, **J. Fluids Mech.**, 178, pp. 459-475, 1987.

Son, C. H.; Shethaji, T.A.; Rutland, C.J.; Barths, H.; Lippert, A.; El Tahry, S.H. Application of Non-Linear Turbulence Models in an Engine-Type Flow Configuration, **Proc. IMechE Vol 8: Int. J. Engine Res.**, pp. 449-464, 2007.

Star-cd Version 4.10: **Methodology**, CD-adapco, 2009.

Star-cd Version 2.10: **User Guide es-ice**, CD-adapco, 2008.

Star-cd Version 2.10: **Tutorial es-ice**, CD-adapco, 2008.

Taylor, C. **Análise dos Motores de Combustão Interna**, Vol.1 e Vol.2, Edgard Blücher, São Paulo, 1988.

Tennekes, H.; Lumley, J. L. **A First Course in Turbulence**, The MIT Press, United States, 1972.

Tindal, M.J.; Williams, T.J.; Aldoory, M. The Effect of Inlet Port Design on Cylinder Gas Motion in Direct Injection Diesel Engines, **ASME paper**, Flows in Internal Combustion Engines, pp. 101-111, 1982.

Warsi, Z.V.A. Conservation Form of the Navier-Stokes Equations in General Nonsteady Coordinates, **AIAA Journal**, 19, pp. 240-242, 1981.

Wilcox, D.C. **Turbulence Modeling for CFD**, 2nd, DCW Industries, Inc. La Cañada, California, 2000.

Wilcox, D.C. Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models, **AIAA Journal**. Vol. 26, Nov., pp. 1299-1310, 1988.

Wilkes, N.S.; Thompson, C. P. An Evaluation of Higher-Order Upwind Differencing for Elliptic Flow Problems, CSS 137, **AERE**, Harwell, 1983.

## ANEXO A

As propriedades dos motores de combustão são definidas através de parâmetros básicos e da geometria do motor. Os parâmetros básicos são definidos através da geometria do cilindro, pistão, biela e eixo de manivelas, conforme a figura abaixo [Heywood, 1988].

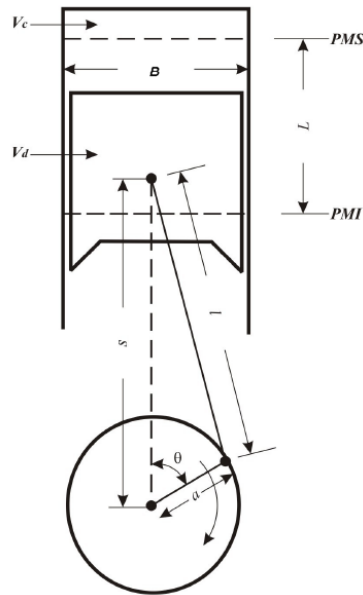


Figura A.1 - Geometria do cilindro, pistão, biela e eixo manivela, onde,  $V_c$  = volume da câmara de combustão,  $V_d$  = volume deslocado pelo pistão,  $s$  = distância entre o eixo de manivelas e o pino do pistão,  $B$  = diâmetro do cilindro,  $L$  = curso,  $lb$  = comprimento da biela,  $a$  = raio do eixo manivela e  $\theta$  = ângulo do eixo de manivelas [adaptado de Heywood, 1988]

A razão de compressão,  $r_c$ , é a razão entre o volume máximo do cilindro e o volume da câmara de combustão, logo,

$$r_c = \frac{\text{volume máximo do cilindro}}{\text{volume da câmara de combustão}} = \frac{V_d + V_c}{V_c} \quad (\text{A.1})$$

Relação entre o diâmetro do cilindro e o curso do pistão:

$$R_{bs} = \frac{B}{L} \quad (\text{A.2})$$

Relação entre o comprimento da biela e o raio do eixo de manivelas:

$$R = \frac{lb}{a} \quad (\text{A.3})$$

Relação entre o curso do pistão e o raio do eixo de manivelas:

$$L = 2a \quad (\text{A.4})$$

Volume do cilindro em qualquer posição angular ( $\theta$ ) do eixo de manivelas:

$$V = V_c + \frac{\pi B^2}{4}(lb + a - s) \quad (\text{A.5})$$

onde a distância entre o eixo de manivelas e o pino do pistão é determinado da seguinte forma:

$$s = a \cos \theta + (lb^2 - a^2 \text{sen}^2 \theta)^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

Substituindo a Equação (A.6) em (A.5) e reorganizando os membros, obtêm-se:

$$\frac{V}{V_c} = 1 + \frac{1}{2}(r_c - 1) \left[ R + 1 - \cos \theta - (R^2 - \text{sen}^2 \theta)^{1/2} \right] \quad (\text{A.7})$$

A área da superfície interna da câmara de combustão é:

$$A = A_{ch} + A_p + \pi B (lb + a - s) \quad (\text{A.8})$$

sendo,  $A_{ch}$  a área do topo do cilindro e  $A_p$  a área da superfície do pistão. Para um pistão com superfície plana  $A_p = \pi B^2/4$ .

A velocidade média do pistão é freqüentemente um parâmetro mais adequado do que a rotação do eixo de manivelas para correlacionar comportamento em função da velocidade. Assim, a velocidade média do pistão,  $\bar{S}_p$ , é definida da seguinte forma:

$$\bar{S}_p = 2LN \quad (\text{A.9})$$

Enquanto que, a velocidade instantânea do pistão,  $S_p$ , é obtida pela formulação abaixo:

$$\frac{S_p}{\bar{S}_p} = \frac{\pi}{2} \operatorname{sen} \theta \left[ 1 + \frac{\cos \theta}{(R^2 - \operatorname{sen}^2 \theta)^{1/2}} \right] \quad (\text{A.10})$$

## ANEXO B

Boa parte dos projetos de motores está interessada em valores médios dentro do cilindro ou em seus coletores. O Star-cd/*es-ice* possui uma grande opção de valores que podem ser monitorados, como: volume, pressão, velocidade, temperatura, densidade, calor específico, entre outros. Portanto, as formulações estão descritas nas expressões abaixo [Star-cd User Guide *es-ice*, 2008].

Pressão média na região de interesse:

$$\bar{p} = \frac{\sum_{\text{células}} p_i V_i}{\sum_{\text{células}} V_i} \quad (\text{B.1})$$

Temperatura média na região de interesse:

$$\bar{T} = \frac{\sum_{\text{células}} \rho_i V_i T_i}{\sum_{\text{células}} \rho_i V_i} \quad (\text{B.2})$$

Densidade média na região de interesse:

$$\bar{\rho} = \frac{\sum_{\text{células}} \rho_i V_i \rho_i}{\sum_{\text{células}} \rho_i V_i} \quad (\text{B.3})$$

Calor específico médio na região de interesse:

$$\bar{C}_p = \frac{\sum_{\text{células}} \rho_i V_i C_{pi}}{\sum_{\text{células}} \rho_i V_i} \quad (\text{B.4})$$

Energia cinética turbulenta média na região de interesse:

$$\bar{k} = \frac{\sum_{células} \rho_i V_i k_i}{\sum_{células} \rho_i V_i} \quad (\text{B.5})$$

Dissipação da energia cinética turbulenta média na região de interesse:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum_{células} \rho_i V_i \varepsilon_i}{\sum_{células} \rho_i V_i} \quad (\text{B.6})$$

Intensidade turbulenta média na região de interesse:

$$\bar{I} = \frac{\sum_{células} \rho_i V_i \left(\frac{2}{3} k_i\right)^{0,5}}{\sum_{células} \rho_i V_i} \quad (\text{B.7})$$

Escala de comprimento da turbulência média na região de interesse:

$$\bar{l} = \frac{\sum_{células} \rho_i V_i 0,09^{0,75} \frac{k_i^{1,5}}{\varepsilon_i}}{\sum_{células} \rho_i V_i} \quad (\text{B.8})$$



## APÊNDICE A

Esta seção apresenta os resultados obtidos no período de 320° a 1040°, que se faz necessária para tornar os resultados independentes da condição inicial. O passo de tempo empregado é de 0,4° e o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  padrão linear, escolhido por apresentar maior estabilidade. O primeiro ciclo gera instabilidade em função da condição inicial assumida não ser realista.

Também, serão apresentados resultados para o campo de pressão e velocidades em diferentes ângulos do eixo de manivelas.

A Figura A.2 mostra a evolução da pressão no interior do cilindro ao longo do primeiro ciclo termodinâmico, denominado como cálculo da condição inicial.

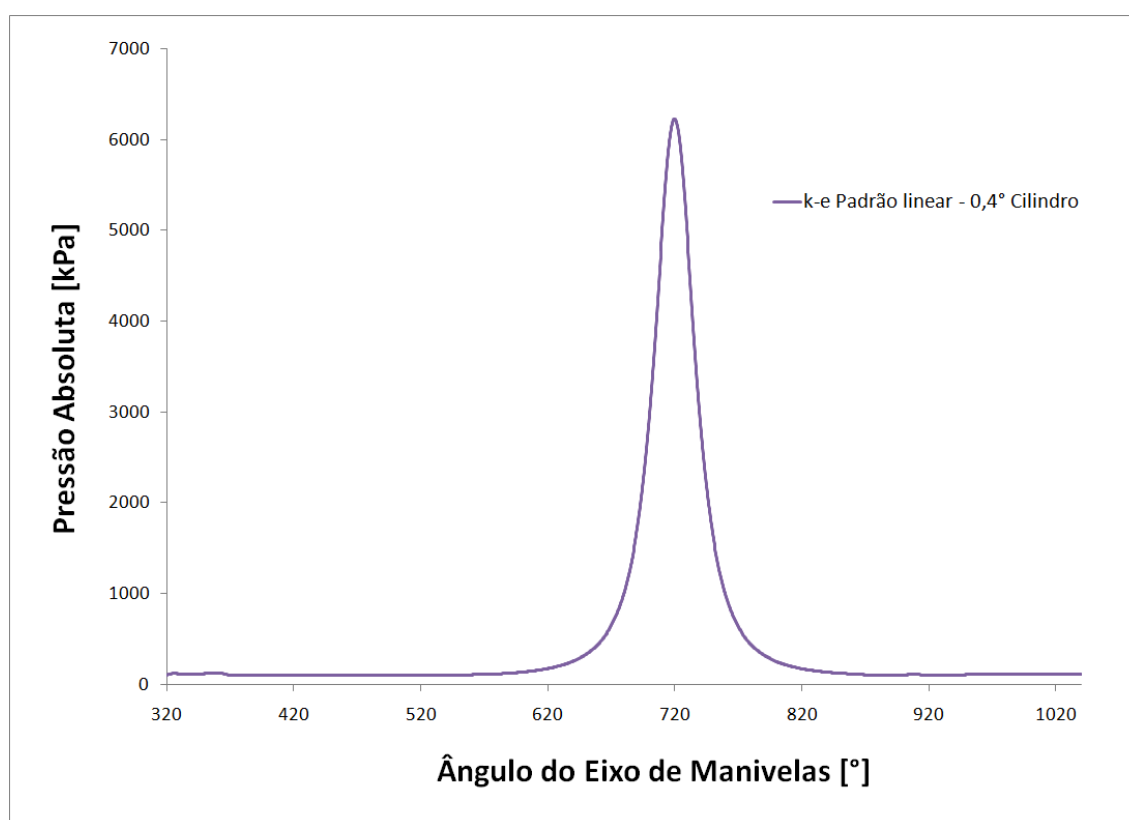


Figura A.2 - Evolução da pressão no cilindro

A Figura A.3 é referente à pressão no coletor de admissão. Uma importante observação deve ser ressaltada quanto ao valor da condição inicial. Ao iniciar o ciclo em 320°, a pressão assumida foi 101,32 kPa, entretanto ao final de 720° (que é a condição inicial

para o segundo ciclo) seu valor é bem superior. Isso demonstra a importância da condição inicial para o cálculo transiente.

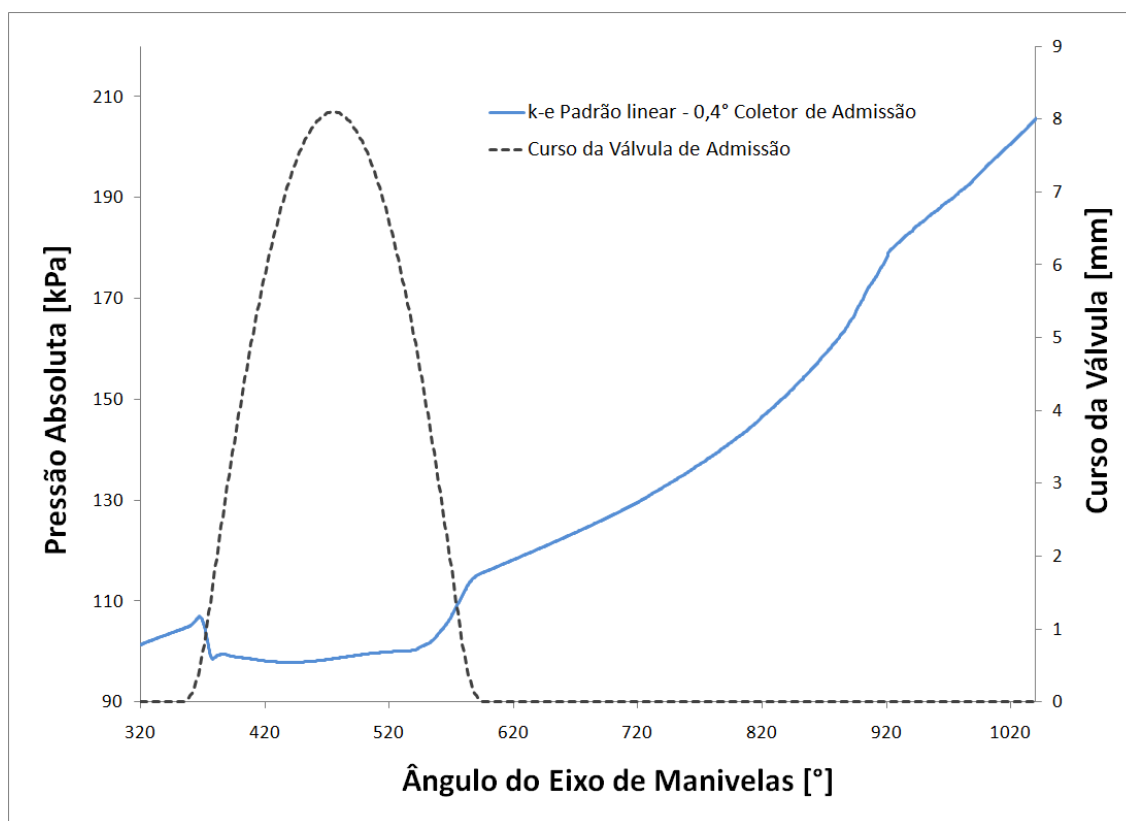


Figura A.3 - Evolução da pressão no coletor de admissão

Da mesma maneira que a pressão no coletor de admissão, a Figura A.4 ilustra a pressão no coletor de exaustão, onde é observado que a pressão no final do curso não sofreu tanto influência do efeito dinâmico na condição inicial.

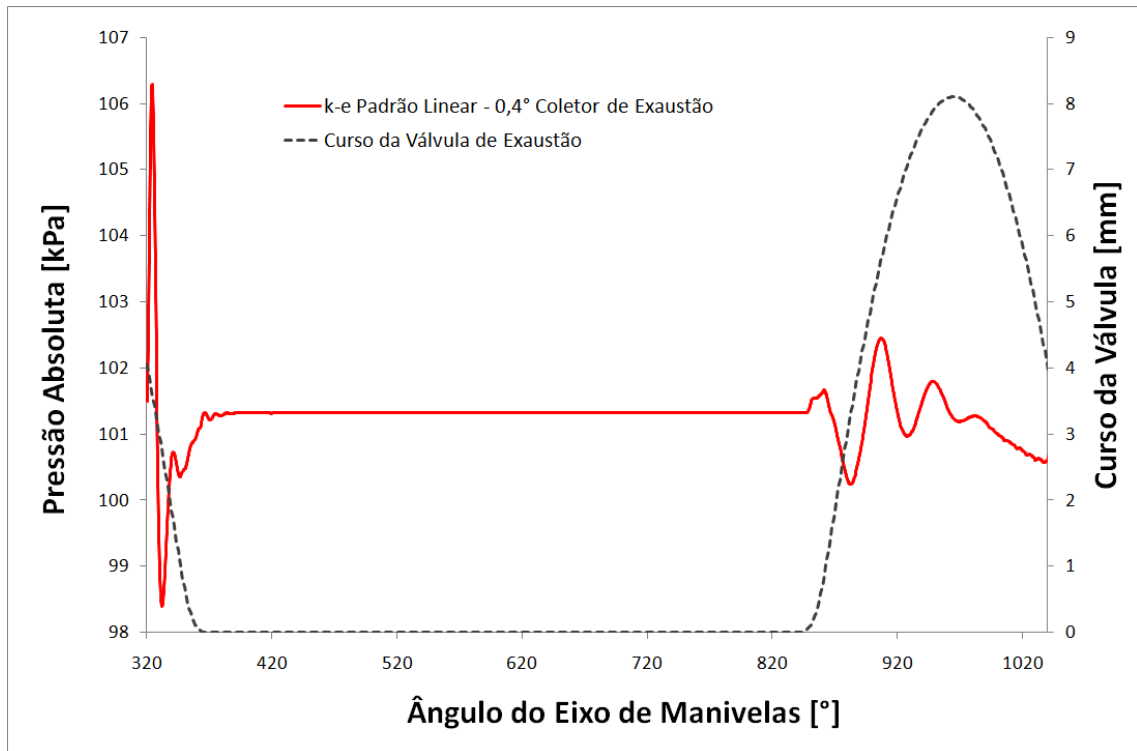


Figura A.4 - Evolução da pressão no coletor de exaustão

A Figura A.5 demonstra a posição do corte C-C, referente à Figura A.6, localizado a 3 mm do cabeçote.

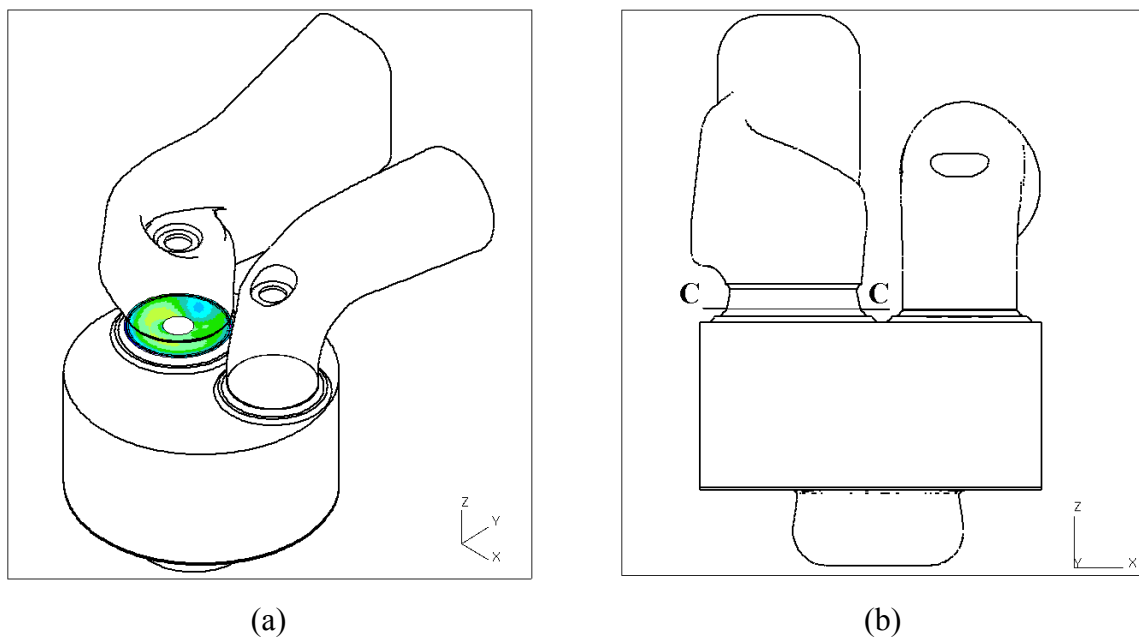


Figura A.5 - Corte C-C: (a) vista isométrica; (b) vista frontal

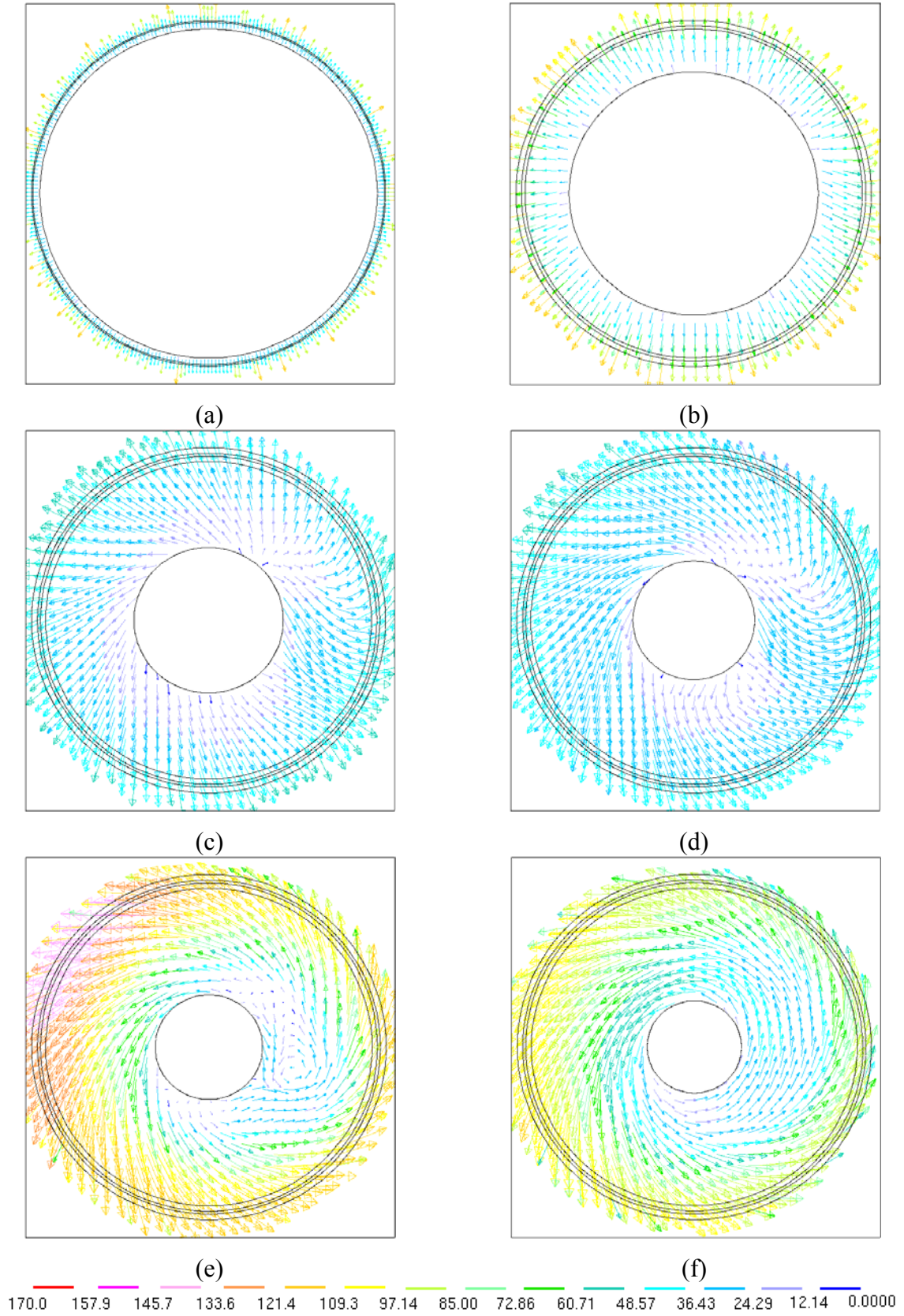


Figura A.6 - Campo de velocidades no corte C-C: (a) em 1080°; (b) 1095°; (c) 1115°; (d) 1130°; (e) 1145°; (f) 1206°