EDUARDO HENRIQUE CRUCIANI

COMPARAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAL ENTRE UM ENSAIO DE SWIRL ESTÁTICO E CONTÍNUO

São Paulo

2019

EDUARDO HENRIQUE CRUCIANI

COMPARAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAL ENTRE UM ENSAIO DE SWIRL ESTÁTICO E CONTÍNUO

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Mestre em Ciências

São Paulo

2019

EDUARDO HENRIQUE CRUCIANI

COMPARAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAL ENTRE UM ENSAIO DE SWIRL ESTÁTICO E CONTÍNUO

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Mestre em Ciências

Área de concentração: Engenharia Mecânica – Energia e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Marcos de Mattos Pimenta

São Paulo

2019

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, _____ de _____ de _____

Assinatura do autor: _____

Assinatura do orientador: _____

Catalogação-na-publicação

Cruciani, Eduardo Henrique
Comparação Numérica e Experimental entre um Ensaio de Swirl Estático e Contínuo / E. H. Cruciani -- versão corr. -- São Paulo, 2019.
126 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

1.Dinâmica dos fluidos computacional 2.Motores de combustão interna 3.Swirl I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecânica II.t.

RESUMO

O presente trabalho tem como escopo validar qualitativa e quantitativamente o ensaio de swirl em cabeçotes de motores Diesel realizado de maneira contínua, comparando-o com o padrão estático amplamente aplicado na indústria no controle de qualidade deste componente. A modificação metodológica do ensaio permite ensaios muito mais velozes do que os atuais, podendo, com todas as verificações necessárias, ser extensível a uma linha de montagem, permitindo controle de qualidade diretamente após o processo de usinagem do fundido ou antes de montar o cabeçote no bloco do motor. O presente trabalho apresenta a metodologia aplicada para o tratamento do problema bem como os resultados obtidos até o momento, indicando também os que ainda serão obtidos. No escopo do projeto, apresenta-se de maneira sucinta todo o procedimento utilizado para as simulações estáticas e transiente dos métodos de medição a partir do método do volume finitos de um código comercial, destacando a metodologia para determinação das malhas, seleção dos modelos e esquemas de discretização utilizados, destacando por fim uma comparação entre diferentes aberturas de válvula do ensaio estático e os primeiros resultados da simulação com abertura de válvula ao longo do tempo de simulação. Do ponto de vista experimental, descreveu-se o equipamento utilizado bem como as adaptações realizadas, principalmente no que tangem a automação do controle de válvula, no escopo do presente projeto, apresentando por fim alguns resultados do ensaio contínuo na bancada em comparação com o estático. Os ensaios e simulações numéricas estática e transientes apresentaram coerência em seus resultados. As simulações, quando comparadas entre si e com os resultados do PIV, mostram que os perfis de escoamento são bastante parecidos em todas as situações, o que permite concluir que existe a possibilidade de se realizar o ensaio de *swirl* de forma dinâmica para esta configuração específica.

Palavras-chave: Dinâmica dos Fluidos Computacional. Motores de Combustão Interna. Swirl.

ABSTRACT

The present work aims to validate qualitatively and quantitatively the swirl test in diesel engine heads performed continuously, comparing it with the static standard widely applied in industry in the quality control of this component. The methodological modification of the test allows for tests much faster than the current ones and can be extensible to an assembly line, allowing quality control directly after the cast machining process or before mounting the engine block. The present work presents the applied methodology for the treatment of the problem as well as the results obtained so far, also indicating the ones that will be obtained. In the scope of the project, the whole procedure used for the static and transient simulations of the measurement methods based on the finite volume method of a commercial code is presented, highlighting the methodology for determining the meshes, selection of models and schemes of discretization. At last, a comparison between different valve openings of the static test and the first results of the simulation with valve opening during the simulation time will be presented. From the experimental point of view, the equipment used was described, as well as the adaptations made, mainly in what concerns the automation of valve control, within the scope of the present project. Some results of the continuous test in the bench are presented and compared with the static ones. The static and dynamic tests and simulations presented good coherence among their results. The simulations, when compared one with each other and to the PIV test results, showed great similarities among the in-cylinder flow velocity profiles, what might lead to the conclusion that it is possible to test cylinder heads dynamically, at least with the presented configuration.

Keywords: Computational Fluid Dynamics. Internal Combustion Engines. Swirl.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Esquema ilustrativo do movimento de *swirl* (a) e de *tumble* (b) num motor com ignição por centelha 23

Figura 2.2 - Tipos distintos de dutos de admissão para geração de *swirl*: (a) parede defletora; (b) direcionado; (c) helicoidal com rampa suave; (d) helicoidal com rampa íngreme 24

Figura 2.3 - Esquemas representativos de um medidor de *swirl* do tipo *paddle-wheel* (a) e *impulse meter* (b) 25

Figura 2.4 - Esquema de bancada de PIV para a medição do escoamento gerado pelo cabeçote no interior do cilindro 26

Figura 2.5 - Aparato experimental utilizado por Kim (2009) no estudo de um ensaio quasi-estático para medição de *swirl* 29

Figura 2.6 - Velocidade do *paddle-wheel* para diferentes tempos de abertura de válvula 31

Figura 2.7 - Resposta dos filtros partindo de um valor inicial com a linha cheia o filtro de espectro fino, a linha tracejada o filtro de Gauss e a linha traço-ponto o filtro *top hat* 45

Figura 2.8 - Exemplificação do processo de filtragem a partir de uma largura de filtro Δ=0,35 tanto para o campo de velocidades U quanto para o campo residual u'. Nota-se que perturbações com comprimento de onda menor do Δ não constam na curva filtrada representada pela linha grossa 46

Figura 3.1 - Bancada de medição do número de *swirl* 52

Figura 3.2 - Medidor de torque 53

Figura 3.3 - Esquema dos componentes internos do medidor de torque: 1. Retificador de fluxo; 2. Fios; 3. Eixo; 4. Alvo; 5. Sensor de deslocamento a laser 54

Figura 3.4 - Representação tridimensional da unidade de sucção de ar da bancada de medição de *swirl* 55

Figura 3.5 - (a) imagem do compressor; (b) mapa de desempenho do compressor 56

Figura 3.6 - Curva de calibração para a bancada de sucção a partir do uso de placas de orifício 57
Figura 3.7 - Atuador automático de válvulas com sistema Neoyama .. 59
Figura 3.8 - Sistema National Instruments de automação de abertura de válvulas 60
Figura 3.9 - Sistema de aquisição de dados da bancada de testes 62
Figura 3.10 - Interface do usuário do programa de operação da bancada de testes para o ensaio contínuo 63
Figura 3.11 - Comparação entre os ensaios de *swirl* estático e contínuo 65
Figura 3.12 - Geometria do cabeçote em estudo com (a) o cabeçote e (b) a geometria do fluido 67
Figura 3.13 - Regiões de uso dos tratamentos para a camada limite 73
Figura 3.14 - Processo utilizado para determinação da malha 75
Figura 3.15 - Corte longitudinal da geometria em estudo com as regiões de refinamento diferencial destacadas 77
Figura 3.16 - Exemplo de estudo de sensibilidade de malha para o levantamento de válvula de 14 mm 79
Figura 3.17 - Gráfico do perfil de pressão imposto nas primeiras 500 iterações (valor final relativo a entrada = -2492 Pa ou ~254 mmH_2O) 82
Figura 3.18 - Deformação da malha imposta com a variação da posição da válvula 84
Figura 4.1 - Curvas experimentais de razão de *swirl* em função do levantamento de válvula para o caso estacionário e para o caso contínuo (ensaios realizados no mesmo cabeçote) 88
Figura 4.2 - Gráfico da variação de pressão nos ensaios contínuos ao longo das aberturas de válvula 90
Figura 4.3 - Efeito do retificador de fluxo no escoamento a jusante 91
Figura 4.4 - Comparação da velocidade axial na seção de cota -156 mm e abertura de válvula de 14 mm para os casos com e sem retificador de fluxo 92

Figura 4.5 - Comparação da velocidade tangencial na seção de cota -156 mm e abertura de válvula de 14 mm para os casos com e sem retificador de fluxo 92
Figura 4.6 - Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 7 mm 94
Figura 4.7 - Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 7 mm 94
Figura 4.8 - Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 9 mm 95
Figura 4.9 - Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 9 mm 95
Figura 4.10 - Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 11 mm 96
Figura 4.11 - Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 11 mm 96
Figura 4.12 - Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 14 mm 97
Figura 4.13 - Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 14 mm 97
Figura 4.14 - Velocidade axial no plano 1,2D e abertura de válvula de 7 mm 98
Figura 4.15 - Velocidade tangencial no plano 1,2D e abertura de válvula de 7 mm 98
Figura 4.16 - Velocidade axial no plano 1,2D e abertura de válvula de 9 mm 99
Figura 4.17 - Velocidade tangencial no plano 1,2D e abertura de válvula de 9 mm 99
Figura 4.18 - Velocidade axial no plano 1,2D e abertura de válvula de 11 mm 100
Figura 4.19 - Velocidade tangencial no plano 1,2D e abertura de válvula de 11 mm 100
Figura 4.20 - Velocidade axial no plano 1,2D e abertura de válvula de 14 mm 101

Figura 4.21 - Velocidade tangencial no plano 1,2D e abertura de válvula de 14 mm 101
Figura 4.22 - Razão de Swirl para diferentes levantamentos de válvula e diferentes medições/simulações 103
Figura 4.23 - Resultados obtidos em regime permanente no plano 1,75D para aberturas de válvula distinta 104
Figura 4.24 - Campo de velocidades em uma particular seção para diferentes aberturas de válvula 105
Figura 4.25 - Razão de *swirl* para diferentes levantamentos de válvula e diferentes medições/simulações 106
Figura 4.26 - Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 7 mm 107
Figura 4.27 - Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 7 mm 108
Figura 4.28 - Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 9 mm 108
Figura 4.29 - Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 9 mm 109
Figura 4.30 - Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 11 mm 109
Figura 4.31 - Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 11 mm 110
Figura 4.32 - Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 14 mm 110
Figura 4.33 - Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 14 mm 111
Figura 4.34 - Velocidade axial no plano 1,20D e abertura de válvula de 7 mm 111
Figura 4.35 - Velocidade tangencial no plano 1,20D e abertura de válvula de 7 mm 112
Figura 4.36 - Velocidade axial no plano 1,20D e abertura de válvula de 9 mm 112

Figura 4.37 - Velocidade tangencial no plano 1,20D e abertura de válvula de 9 mm 113
Figura 4.38 - Velocidade axial no plano 1,20D e abertura de válvula de 11 mm 113
Figura 4.39 - Velocidade tangencial no plano 1,20D e abertura de válvula de 11 mm 114
Figura 4.40 - Velocidade axial no plano 1,20D e abertura de válvula de 14 mm 114
Figura 4.41 - Velocidade tangencial no plano 1,20D e abertura de válvula de 14 mm 115
Figura 4.42 - Resultados obtidos em regime transiente no plano 1,75D para aberturas de válvula distinta 117
Figura 4.43 - Campo de velocidades tangenciais em uma seção particular para diferentes aberturas de válvula 118

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Resultados obtidos para o número de *swirl* calculado segundo resultados obtidos do ensaio quase-estático 30

Tabela 2.2 - Coeficientes usuais para o modelo $k-\epsilon$ *standard* 37

Tabela 2.3 - Coeficientes usuais para o modelo $k-\omega$ 38

Tabela 2.4 - Coeficientes usuais para o modelo $k-\omega$ SST 40

Tabela 3.1 - Modelos comuns as simulações realizadas 69

Tabela 3.2 - Valores dos parâmetros de cada uma das malhas utilizadas na simulação do escoamento em estudo (PL representa a camada prismática e Sup. a superfície) 80

Tabela 4.1 - Resumo dos valores do número de *swirl* e do $\mu\sigma$ para os ensaios realizados 89

LISTA DE SÍMBOLOS

A_p	Área do pistão
$B_i()$	Função base da BSpline
c	Velocidade de avanço do pistão
c_m	Velocidade média de avanço do pistão
c_p	Calor específico
C_1	Coeficiente do efeito da rotação na calibração do compressor roots
C_2	Coeficiente do efeito da rotação e da diferença de pressão na calibração do compressor roots
C_3	Coeficiente do efeito do vazamento de ar entre os lóbulos do compressor roots
C_4	Coeficiente de calibração do torque medido por um sensor de distância laser
$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$	Constantes na equação que modela ε
C_S	Constante de Smagorinsky
C_μ	Constante da viscosidade turbulenta
d_v	Diâmetro das válvulas
$D_{cilindro}$	Diâmetro do cilindro
D_{ij}	Termo de difusão do modelo Reynolds Stress
E	Parâmetro de rugosidade
F_C	Termo de relaxação para cálculo das propriedades no modelo $k-\omega\ SST$
g	Função peso para o tratamento All Y+ para a camada limite
$G()$	Função filtro do LES
$h_{válvula}$	Posição da válvula (abertura)
ℓ	Escala de comprimento da turbulência
l_i	Distância medida pelo sensor laser
L_{biela}	Comprimento da biela

$\mathcal{L}_{ij}$	Tensor das tensões resolvido (LES)
$\mathcal{L}_{ij}^{S}$	Parcela anisotrópica do tensor das tensões resolvido (LES)
k	Energia cinética turbulenta
k_r	Energia cinética turbulenta das escalas *subgrid* (LES)
k_T	Coeficiente de condutividade térmica
Ko	Constante de Kolmogorov
M	Torque gerado pelo ar
M_{ij}	Funções de campo (LES)
$\dot{m}$	Vazão mássica
n	Rotação do motor
n_D	Rotação das pás do *paddle wheel*
p	Pressão estática
p_{amb}	Pressão estática no ambiente
p_{plenum}	Pressão estática medida no interior do *plenum*
P_{ij}	Termo de produção do Modelo Reynolds Stress
P_b	Termo de produção de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade média
P_k	Termo de produção de energia cinética turbulenta devido ao empuxo
$\dot{q}$	Vazão volumétrica
r	Distância de um ponto até o centro do cilindro
R_{ij}	Tensor de Reynolds das direções i, j
Re	Número de Reynolds
s	Curso do pistão
S_ϕ	Termo fonte para a variável ϕ
s_{ij}	Componentes do tensor das tensões S_{ij}
S_{ij}	Tensor das deformações das direções i, j
t	Tempo
T	Temperatura estática
$\bar{T}$	Temperatura estática média
T'	Variação da temperatura estática
T_{amb}	Temperatura ambiente estática

T_{plenum}	Temperatura estática no interior do *plenum*
T_{ij}	Tensor das tensões residuais (LES)
u_i	Velocidade escalar na direção i $(x, y, z\ ou\ r, \theta, \phi)$
$\overline{U}_i$	Velocidade escalar média na direção i $(x, y, z\ ou\ r, \theta, \phi)$
$\widetilde{U}_i$	Velocidade escalar média na direção i filtrada (LES)
u_i'	Variação da velocidade escalar na direção i $(x, y, z\ ou\ r, \theta, \phi)$
$\vec{u}$	Velocidade vetorial
u^+	Velocidade adimensional do escoamento em relação à parede
ϑ	Escala de velocidade turbulenta
y	Distância em relação à parede
y^+	Distância adimensional em relação à parede
$Y+$	Distância adimensional em relação à parede
z	Número de válvulas de admissão
α	Ângulo do virabrequim
$\beta^*, \beta_1, \beta_2$	Coeficientes dos modelos $k-\omega$ e $k-\omega\ SST$
δ_{ij}	Elemento do Tensor Delta de Kronecker
Δ	Largura do filtro para solução do escoamento (LES)
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
E	Termo de dissipação viscosa
γ_1, γ_2	Coeficientes dos modelos $k-\omega$ e $k-\omega\ SST$
Γ_ϕ	Coeficiente do termo gradiente das equações de Navier Stokes
Γ_T	Condutividade térmica
κ	Constante de Von Karman
λ	Razão entre o raio do cilindro e o comprimento da biela
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta
Π_{ij}	Termo relacionado às interações entre pressão e deformação do modelo Reynolds Stress
μ	Viscosidade dinâmica
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta
$\mu\sigma$	Razão entre a vazão mássica medida e a teórica
$\mu\sigma_m$	Coeficiente de escoamento médio

ω	Frequência turbulenta
ω_k	Vetor de rotação
ω_p	Velocidade angular das pás do *paddle wheel*
Ω_{ij}	Termo de rotação do modelo Reynolds Stress
Ω_{IJ}^{R}	Tensor da taxa média de rotação
ϕ	Variável qualquer do escoamento por unidade de massa
$\overline{\Phi}$	Variável qualquer do escoamento por unidade de massa média
ϕ'	Variação da variável qualquer do escoamento por unidade de massa
φ	Coeficientes da BSpline
ρ	Densidade do ar
ρ_{2_i}	Densidade do ar na saída dos dutos de admissão do cabeçote
σ_k	Número de Pradtl turbulento para a energia inétic
σ_ε	Número de Prandtl turbulento para a dissipação
$\sigma_{\omega,1}, \sigma_{\omega,2}$	Coeficientes dos modelos $k-\omega$ e $k-\omega\ SST$
$\sigma_{T,t}$	Número de Prantl laminar
τ_{ij}^{r}	Tensor residual (LES)
ξ	Resíduo entre o ponto alvo e o ponto de interpolação da BSpline

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO 19
1.1. OBJETIVOS 20
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA..... 21
2.1. ESCOAMENTO NO PROCESSO DE ADMISSÃO EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA 21
2.1.1. *Tumble* 21
2.1.2. *Swirl* 23
2.2. MEDIÇÃO DO *SWIRL* 24
2.3. METODOLOGIA AVL/THIEN PARA O CÁLCULO DO NÚMERO DE *SWIRL* 26
2.4. ENSAIO DE *SWIRL* QUASI-ESTÁTICO 29
2.5. SOLUÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS 31
2.5.1. Conceitos fundamentais 31
2.5.2. Modelos de turbulência 35
2.5.2.1. O modelo $k-\epsilon$ *standard* 35
2.5.2.2. O modelo $k-\omega$ 38
2.5.2.3. Modelo $k-\omega$ SST (*Shear Stress Transport*) 39
2.5.2.4. Modelo Reynolds *Stress* (RSM) 41
2.5.3. *Large Eddy Simulation* 42
2.5.3.1. O processo de filtragem 44
2.5.3.2. Modelagem das tensões *subgrid* 46
3. MATERIAIS E MÉTODOS 52
3.1. ENSAIO EXPERIMENTAL DO NÚMERO DE *SWIRL* UTILIZANDO MENSURAÇÃO CONTÍNUA 52
3.1.1. Bancada de ensaios 52
3.1.1.1. Medidor de torque 53
3.1.1.2. Unidade de sucção 55
3.1.1.3. Automação 58
3.1.1.3.1. Sistema Neoyama 58
3.1.1.3.2. Sistema National Instruments 60

3.1.1.4. Aquisição dos dados 62
3.1.2. Metodologia contínua de medição de *Swirl* 64
3.1.2.1. Metodologia de cálculo 65
3.2. SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO 67
3.2.1. Geometria 67
3.2.2. Casos de simulação 69
3.2.3. Modelos selecionados 69
3.2.3.1. Modelos comuns a todas as simulações 69
3.2.3.1.1. Modelo de turbulência 70
3.2.3.1.2. Desacoplamento das equações 73
3.2.3.2. Modelos utilizados somente na simulação transiente 74
3.2.3.3 Métodos de interpolação 74
3.2.4. Malha computacional 75
3.2.4.1. Regiões com refinamentos de malha distintos 76
3.2.4.2. Estratégia para refinamento 78
3.2.4.3. Análise de sensibilidade da malha 78
3.2.4.4. Apresentação das malhas obtidas para cada um dos levantamentos de válvula para o ensaio estático 79
3.2.5. Condições de contorno 80
3.2.6. Condições iniciais 82
3.2.7. Cálculo da razão de s*wirl* no software StarCCM+ 82
3.2.8. Simulação numérica do ensaio de s*wirl* contínuo (transiente) 83
3.2.9. *Setup* computacional 87
4. RESULTADOS E DISCUSSÕES 88
4.1. RESULTADOS EXPERIMENTAIS 88
4.2. SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO ATRAVÉS DO CABEÇOTE 91
4.2.1. Efeito do retificador de fluxo no escoamento a montante do cilindro 91
4.2.2. Comparação da simulação estática com os resultados obtidos do PIV para um cabeçote semelhante 93
4.2.3. Simulações em regime permanente do ensaio de s*wirl* 103
4.2.4. Simulação do ensaio contínuo 106

5. CONCLUSÕES 121

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 123

1. INTRODUÇÃO

Com a introdução gradual de normas de emissão de poluentes cada vez mais rígidas na Europa – tal como a Euro 5 e Euro 6 – e em todos os demais continentes, a avaliação de parâmetros do motor de combustão interna que influam diretamente nas emissões passou a ser uma preocupação ainda maior, dada a necessidade de atender a algumas rígidas tolerâncias impostas pelas regulamentações.

Dentre estes requisitos, encontra-se, por exemplo, um mais rígido controle das emissões de NO_x. Uma alternativa reside no controle do *swirl* gerado pelo escoamento através da passagem do ar por pórticos devidamente projetados a fim de garantir que uma determinada qualidade de escoamento seja obtida. Da relação do *swirl* gerando mistura de ar combustível em uniformidade tal qual necessária, obtém-se um determinado controle da queima de combustível, possibilitando assim o controle de tais emissões.

A medição do *swirl* gerado por cabeçotes não é feita de maneira direta durante o ciclo de enchimento do motor, mas sim através de métodos estáticos, a partir de levantamentos de válvula discretos e avaliando o torque que a massa de ar gera por meio de um medidor torque, seja ele com uso de colmeia para absorver a característica rotacional do escoamento, ou através de pá giratória. A partir destas variáveis, da vazão mássica e do curso do pistão é possível se obter um número de *swirl* característico para determinado levantamento de válvula. Estes, por sua vez, são utilizados em conjunto com o perfil projetado de levantamento de válvula, através de metodologias tais como a de Thien, utilizada na AVL, ou de Ricardo, para se determinar um número de *swirl*, devendo este ser obedecido com tolerâncias justas a fim de garantir o nível adequado de emissões para um determinado projeto de motor.

Neste contexto, surge a problemática da Scania na garantia da qualidade do número de *swirl* em cabeçotes de modo a garantir que num mesmo lote todos os cabeçotes tenham respeitado o valor deste parâmetro, sendo necessário, portanto, avaliar os efeitos geométricos que os pórticos podem apresentar, seja por falha no processo de fundição ou de usinagem, a fim de corrigí-los. Com este intuito surgiu a parceria entre a Escola Politécnica da USP e a Scania, abrindo possibilidades de avaliação da própria metodologia da mensuração de *swirl*.

A presente proposta de projeto de mestrado visa, a partir desta problemática, verificar e validar uma proposta de mensuração de *swirl* de maneira dinâmica, isto é, através do fechamento contínuo das válvulas de admissão, buscando investigar os efeitos desta condição transiente no escoamento e no número de *swirl*, comparando-o com o método estático de medição, já executado no Laboratório Scania-USP em Sorocaba. Tal modificação do paradigma do ensaio tem potencial de acelerar o processo de controle de qualidade tendo em vista que o tempo requisitado para estabilizar o escoamento em cada abertura de válvula é descartado ao se fazer todo o processo de maneira contínua.

O presente trabalho se divide, doravante, em 5 capítulos principais. O capítulo 2 traz um resumo sobre os principais conceitos utilizados ao longo do desenvolvimento do trabalho, principalmente no que tange os processos de medição de *swirl*, sejam eles estáticos ou quase-estáticos, e de modelagem de turbulência de escoamentos. O capítulo 3 apresenta os materiais e métodos utilizados no desenvolvimento do trabalho, havendo um detalhamento (i) da bancada de medição *swirl* projetada pela equipe de trabalho do referido Projeto Swirl; (ii) da proposta de nova metodologia de medição dinâmica deste parâmetro; (iii) dos métodos numéricos utilizados para a condução das simulações, apresentando a geometria utilizada, processo de definição das malhas computacionais, modelos físicos e de turbulência utilizados, condições de contorno e método para deformação da malha. O capítulo 4 traz os resultados obtidos no trabalho, separando-os em (i) comparação dos resultados dos ensaios dinâmicos realizados na bancada projetada para o projeto e aqueles experimentais estáticos realizados pela montadora de caminhões; (ii) avaliaçõ do efeito do retificador de fluxo nas simulações numéricas; (iii) comparação dos resultados da simulação do ensaio estático em relação às referidas medições e ao ensaio de PIV; (iv) comparação análoga mas com a simulação do ensaio dinâmico. Por fim o capítulo 6 traz as principais conclusões obtidas com os resultados do trabalho.

1.1. OBJETIVOS

O principal escopo do projeto é estudar qualitativamente a variação no número de *swirl* originado pelos cabeçotes de motores de combustão interna de ciclo Diesel a

partir de simulação numérica do problema de mecânica dos fluidos, buscando validar as medições realizadas através de ensaios na bancada de testes.

Dentro deste objetivo maior há uma série de outros parciais que são importantes para a conclusão do projeto:

a) Simulação em regime estacionário e transiente do ensaio de *swirl* no cabeçote de um motor de combustão interna ciclo Diesel de modelo particular através do uso de dinâmica dos fluidos computacional;
b) Avaliação da solução transiente em termos qualitativos e quantitativos em relação ao resultado obtido para o número de *swirl* em testes estáticos (simulação e ensaio físico);
c) Adaptação da bancada de ensaios para realização de experimentos em cabeçotes reais com intuito se obter resultados experimentais a serem confrontados com aqueles oriundos das simulações.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1. ESCOAMENTO NO PROCESSO DE ADMISSÃO EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA

Na fase de admissão do ar através dos dutos do cabeçote, a configuração dos mesmos bem como a variação da abertura das válvulas acarretam em movimentos coerentes do jato de ar, isto é, com escalas de velocidade muito menores do que aquelas da turbulência. Tais movimentos são denominados *tumble* e *swirl* e possuem grande relevância no processo de combustão por favorecerem o aumento de turbulência durante a compressão, conforme será discutido.

Durante a admissão, conforme apresentado por Lumley (1999), o jato de ar, além de possuir estruturas coerentes, é bastante turbulento e parte da energia não-turbulenta também é convertida em turbulência, garantindo elevados níveis desta na entrada de ar. Na segunda metade do processo de admissão, devido ao fim do jato e da viscosidade, muito desta turbulência é dissipada.

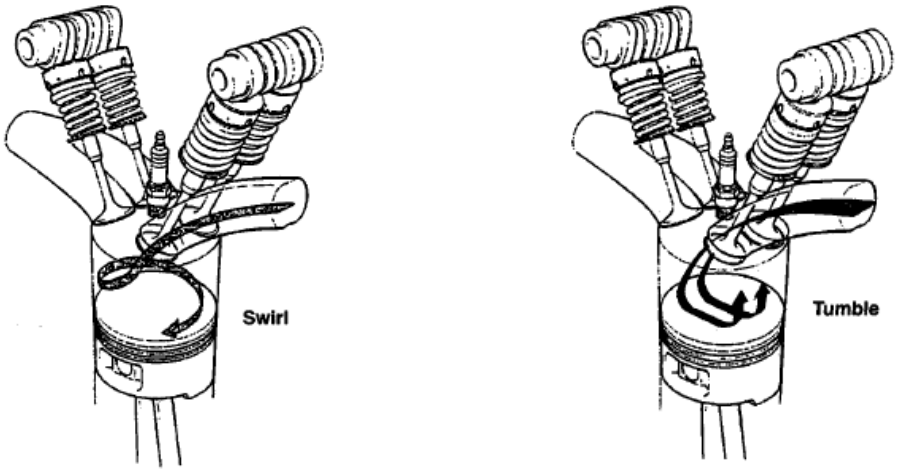
No processo de compressão, principalmente em seu final, a escala geométrica permitida pela câmara de combustão, quando o pistão está no ponto morto superior (PMS), é pequena, muito menor do que aquela do jato de ar, do *tumble* e, em caso de pistões com geometria que permite o *squish*, do próprio *swirl*. Tal redução de escala acarreta em aumento da turbulência, útil para uma evolução mais rápida da frente de chama no processo de queima tendo em vista a maior homogeneidade da mistura ar-combustível.

2.1.1. *Tumble*

O *tumble* é caracterizado pelo movimento cíclico do ar num eixo perpendicular ao do eixo do cilindro. Sua importância se dá, conforme Lumley (1999), por aumentar a turbulência do escoamento no interior do cilindro. O primeiro caso diz respeito ao fato do *tumble* sempre ter seus vórtices de escalas maiores reduzidos ao longo do

processo de compressão até o ponto em que a folga seja tão pequena, como por exemplo aquela da câmara de combustão com o pistão no PMS, que acarrete na quebra dos maiores vórtices em outros com escalas menores, amplificando a turbulência do escoamento interno ao cilindro no ato da queima do combustível, promovendo uma mais eficiente mistura do ar e do combustível dadas as características de transporte de escoamentos turbulentos. Isto é possível pois o *tumble*, antes da compressão, não está tão sujeito a dissipação pela viscosidade como a turbulência do próprio jato, podendo assim fornecer esta turbulência adicional. A figura 2.1 ilustra os movimentos de *swirl* e *tumble*.

Figura 2.1 – Esquema ilustrativo do movimento de *swirl* (a) e de *tumble* (b) num motor com ignição por centelha



(a) (b)

Fonte: Lumley (1999)

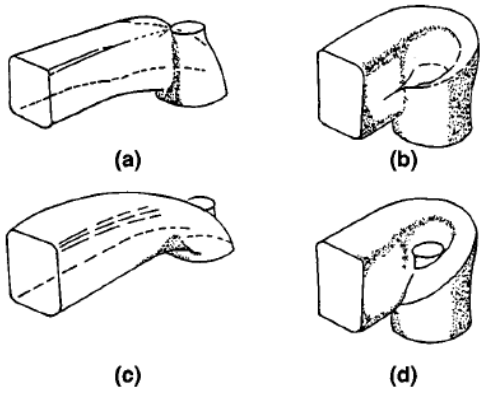
2.1.2. *Swirl*

O *swirl*, diferentemente do *tumble*, é caracterizado como um movimento circular ao redor do eixo do cilindro. É virtualmente impossível dissociar o *swirl* do *tumble*, tendo em vista que há direcionamento do escoamento rotatório para a região inferior do cilindro, formando assim um movimento helicoidal no interior do cilindro.

A formação do *swirl* provém tanto da geometria dos dutos quanto das válvulas. Há uma série de estratégias utilizadas para sua formação, conforme Lumley (1999).

O escoamento pode ser rotacionado diretamente através do pórtico, saindo da válvula já com momento angular e na forma de um vórtice. Pode-se direcioná-lo tangencial a parede, permitindo assim mesmo uma rotação tangencial do escoamento em relação à geometria das paredes do cilindro. Pode-se também combinar as estratégias, como é o caso do cabeçote objeto da presente análise, caracterizado por um duto curto e curvo que já permite certo grau de rotação do escoamento quando aso entrar cilindro, e um duto reto e longo que direciona o escoamento diretamente para a parede do cilindro. Tais escoamentos se misturam no interior do cilindro, culminando em uma estrutura com dois hélices principais. A figura 2.2 ilustra alguns dutos com geometrias distintas utilizados para a indução de *swirl*.

Figura 2.2 – Tipos distintos de dutos de admissão para geração de *swirl*: (a) parede defletora; (b) direcionado; (c) helicoidal com rampa suave; (d) helicoidal com rampa íngreme



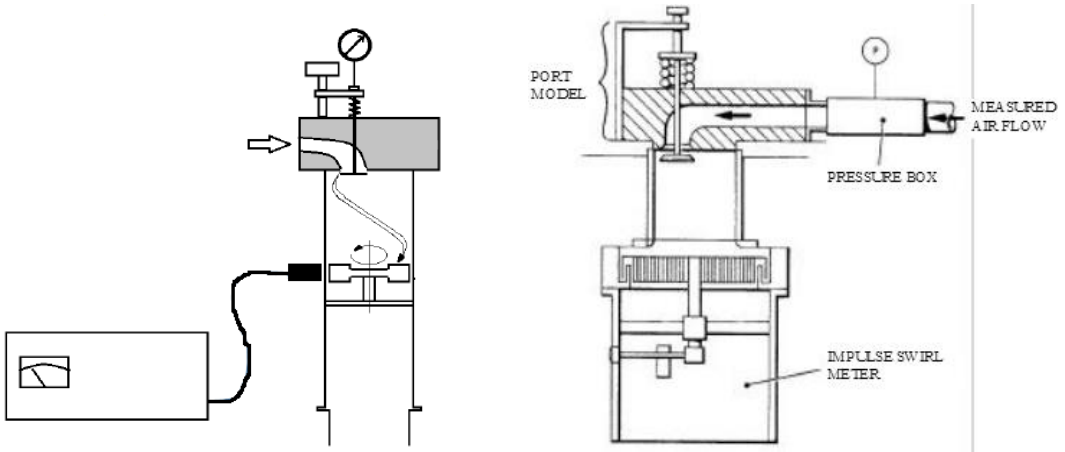
Fonte: Lumley (1999)

2.2. MEDIÇÃO DO *SWIRL*

Em geral, a medição do *swirl* é feita em uma bancada estática através da medição do torque associado ao movimento rotacional do ar no cilindro por meio de algum medidor de torque. Os medidores mais comuns consistem no *paddle-wheel* e no *impulse meter*. O primeiro consiste na medição do *swirl* através da rotação de uma pá solidária a um eixo alinhado ao eixo do cilindro, permitindo assim relacioná-la

diretamente com a rotação do virabrequim para a mesma vazão mássica, determinada pela abertura particular de válvula. O *impulse meter*, por sua vez, consiste na utilização de um retificador de fluxo a fim de transformar o momento angular do escoamento em torque, medido através de uma célula de carga. A figura 2.3 (a) ilustra esquematicamente um medidor o de torque do tipo *paddle-wheel* e a figura 2.3 (b), um do tipo *impulse meter*.

Figura 2.3 – Esquemas representativos de um medidor de *swirl* do tipo *paddle-wheel* (a) e *impulse meter* (b)

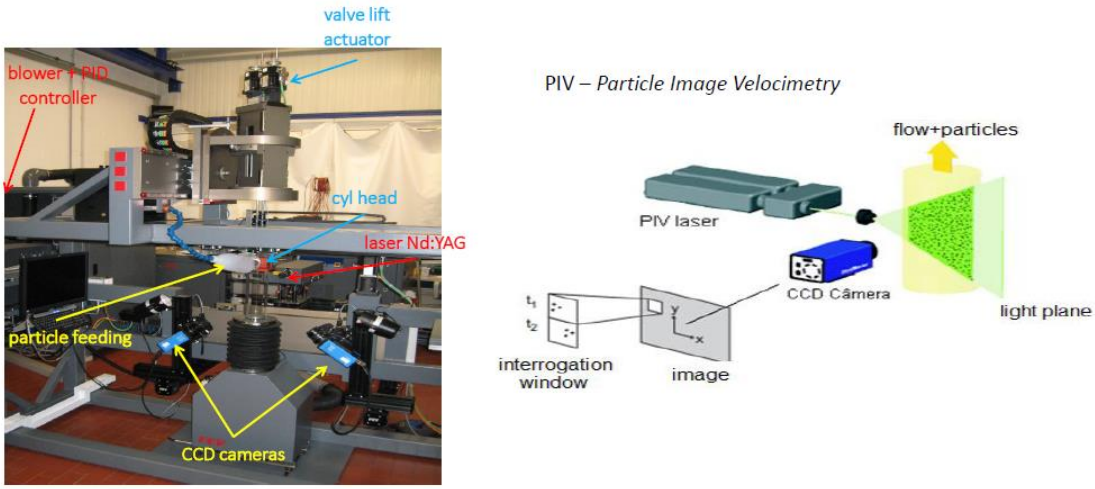


(a) (b)

Fonte: Sierens (1986); Cussons (2014)

A técnica de *Particle Image Velocimetry* (PIV) tem sido extensivamente utilizada para a avaliação do *swirl* bem como para uma análise qualitativa do escoamento, a fim de se verificar estruturas formadas. Os trabalhos de Johnson (2013) e Rabault (2015) estão relacionados ao escoamento de ar através de cabeçotes similares ao objeto de estudo do presente texto valendo-se desta tecnologia. A figura 2.4 ilustra esquematicamente uma bancada de PIV para o estudo do escoamento no interior do cilindro e, por conseguinte, utilização para mensuração do *swirl*.

Figura 2.4 - Esquema de bancada de PIV para a medição do escoamento gerado pelo cabeçote no interior do cilindro



Fonte: Projeto *Swirl* (2016)

O procedimento de medição consiste na pulverização de gotículas de algum fluido especial que serão carregadas pelo escoamento. A incidência de feixes de *lasers* nestas permite a captura, por meio de uma câmera, de fotos do escoamento. Tais imagens são superpostas e tratadas, fornecendo uma representação do escoamento em cada um dos planos de medição para os quais o equipamento é ajustado. A grande vantagem do método é fornecer uma imagem do real escoamento, possibilitando um entendimento mais amplo do escoamento e fornecendo subsídios para melhorias nos modelos numéricos para a solução do escoamento.

2.3. METODOLOGIA AVL/THIEN PARA O CÁLCULO DO NÚMERO DE SWIRL

O número de *swirl*, segundo Crnojevic et. al (1998) e Heywood (1986), é definido como a quociente entre o fluxo da quantidade de movimento angular e o fluxo da quantidade de movimento axial, sendo representado pela equação (2.1).

$$Swirl = \frac{\int_0^R \rho u_z u_\theta r^2 dr}{\int_0^R \rho u_z^2 r dr} \qquad (2.1)$$

Com ρ a densidade do fluido, u_z a velocidade axial (alinhada ao eixo do cilindro), u_θ a velocidade tangencial e r a posição radial na qual as propriedades estão sendo avaliadas. R representa o raio do cilindro.

Para a determinação do número de *swirl*, conforme AVL (2011), inicialmente se determina um valor denominado *razão de swirl* para posteriormente, por meio de interpolação e integração na curva do perfil do levantamento de válvula, se determinar o *número de swirl*. Procedimento análogo é utilizado na determinação do $\mu\sigma$.

A razão de *swirl* é definida, para cada abertura de válvula, segundo a equação (2.2), com M o torque medido através da conversão do momento angular no retificador de fluxo, s o curso do pistão, ρ a densidade do ar e $\dot{q}$ a vazão volumétrica.

$$\frac{n_D}{n} = \frac{2sM}{\rho \dot{q}^2} \tag{2.2}$$

A utilização da nomenclatura n_D/n provém do conceito de razão de *swirl* para a medição através de *paddle-wheel*, no qual n_D é a rotação das pás e n a rotação do motor para determinada vazão mássica. A justificativa para a obtenção da equação (2.2) para um medidor de impulso está na suposição do movimento giratório do ar como o de um corpo rígido, acarretando no torque calculado segundo a equação (2.3), com u_z constante.

$$M = \rho \dot{q} \omega \frac{D_{cilindro}^2}{8} \tag{2.3}$$

Com D o diâmetro do cilindro e $\omega = r/u_\theta$, correspondente à rotação das pás segundo (2.4). A rotação do motor é definida segundo (2.5)

$$n_D = \frac{30\omega_p}{\pi} \tag{2.4}$$

$$n = \frac{30\dot{m}}{\rho s A_p} \tag{2.5}$$

Com $A_p = \pi D^2/4$ a área do pistão. Tomando a razão de (2.4) por (2.5) e substituindo (2.3), obtém-se a razão de *swirl* conforme apresentada por (2.2).

$$\frac{n_D}{n} = \frac{30\rho s \pi D^2}{120\dot{m}\pi}\left(\frac{8M}{\rho \dot{q} D^2}\right) = \frac{2sM}{\dot{m}\dot{q}} = \boxed{\frac{2sM}{\rho \dot{q}^2}}$$

A partir da razão de *swirl* para cada uma das aberturas de válvulas, o número de *swirl* é calculado a partir da integração destas ponderadas pela razão quadrática entre a velocidade instantânea no pistão para o ângulo equivalente do virabrequim e a velocidade média do pistão ($c_m = sn/30$), conforme a equação (2.6).

$$\left(\frac{n_D}{n}\right)_m = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} \frac{n_D}{n}\left(\frac{c(\alpha)}{c_m}\right)^2 d\alpha \tag{2.6}$$

Com $c(\alpha)/c_m$ calculado com base na geometria do conjunto biela/manivela do pistão conforme a equação (2.7).

$$\frac{c(\alpha)}{c_m} = \frac{\pi}{2}\left[1 + \frac{\lambda\cos(\alpha)}{\sqrt{1-\lambda^2 sen^2(\alpha)}}\right] sen(\alpha) \tag{2.7}$$

E λ a razão entre o raio do cilindro e o comprimento da biela:

$$\lambda = \frac{D_{cilindro}}{2L_{biela}}$$

O $\mu\sigma$, por sua vez, é definido como a razão entre a vazão mássica medida e a vazão mássica teórica, suposta para um escoamento isoentrópico. Para cada abertura de válvula, é definido segundo a equação (2.8).

$$\mu\sigma = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{teórica}} \tag{2.8}$$

Com a vazão mássica teórica definida pela equação (2.9)

$$\dot{m}_{teórica} = z\rho\frac{\pi d_v^2}{4}\sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \tag{2.9}$$

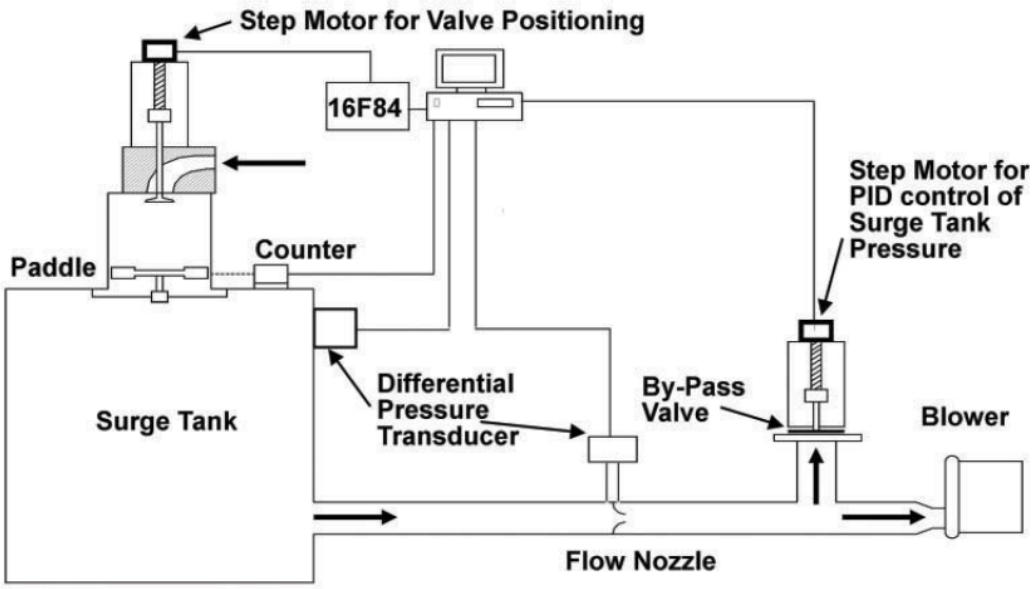
Tal que z representa o número de válvulas, d_v o diâmetro das válvulas e Δp a queda de pressão de referência entre a face de pressão e de sucção do cabeçote. O cálculo do $\mu\sigma$ para todo o processo de admissão é dado pelo coeficiente do escoamento médio, definido pela equação (2.10).

$$(\mu\sigma)_m = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi}\left(\frac{c(\alpha)}{c_m}\right)^3 \frac{1}{(\mu\sigma)^2} d\alpha}} \tag{2.10}$$

2.4. ENSAIO DE *SWIRL* QUASI-ESTÁTICO

Kim (2009) apresentou um estudo referente à utilização de levantamento contínuo de válvula na medição do número de *swirl*, diferenciando assim o ensaio em relação a metodologia padrão. O equipamento utilizado consistiu numa bancada padrão de medição de *swirl*, utilizando um medidor do tipo *paddle wheel.* De maneira bastante simplificada, a bancada consistia no medidor de *swirl*, um *plenum*, um compressor para gerar a depressão necessária a fim de permitir o escoamento e um medidor de vazão. A automação do processo foi realizada a partir da adaptação de um motor de passo para abrir/fechar as válvulas e uma válvula *by-pass* a montante do compressor, controlando a pressão no interior do *plenum*. A figura 2.5 ilustra um esquema do aparato experimental utilizado.

Figura 2.5– Aparato experimental utilizado por Kim (2009) no estudo de um ensaio quasi-estático para medição de *swirl*



Fonte: Kim (2009)

O ensaio proposto consistiu no fechamento sucessivo da válvula de 11,46 mm a 2,44 mm, em intervalos de tempo de 1, 3 e 5 s a fim de verificar se haviam discrepâncias na medição. Para tanto, a válvula *by-pass* foi fechada, permitindo que

a pressão no interior do *plenum* (pressão de referência) variasse livremente. As medições para cada um dos intervalos de tempo foram repetidas 5 vezes a fim de se verificar a repetibilidade. A tabela 2.1 traz um resumo dos resultados obtidos.

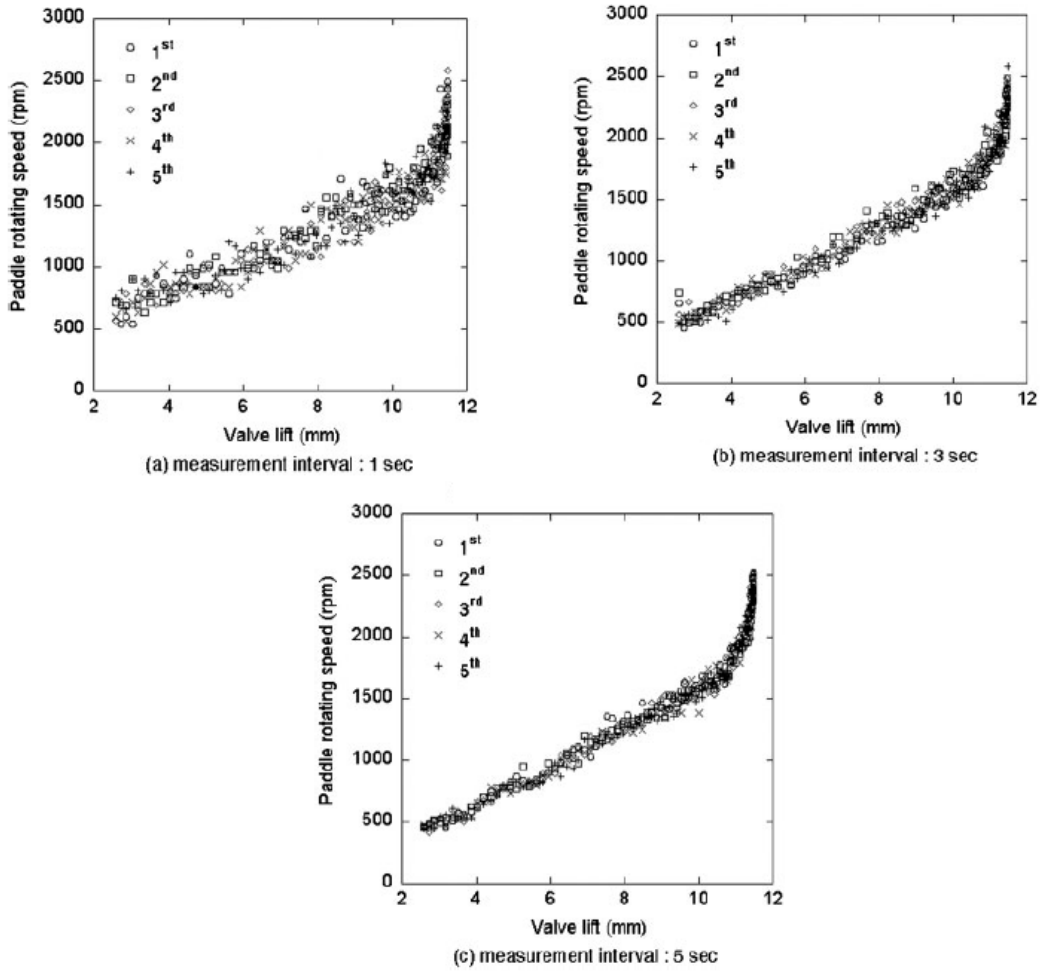
Tabela 2.1 – Resultados obtidos para o número de *swirl* calculado segundo resultados obtidos do ensaio quase-estático

	Mean swirl ratio for the following lifting time intervals		
	1 s	3 s	5 s
First measurement	2.01	1.99	2.04
Second measurement	2.02	2.02	2.02
Third measurement	1.96	2.01	2.02
Fourth measurement	1.96	2.02	2.01
Fifth measurement	1.97	2.01	2.01
Average	1.99	2.01	2.02
Error (%)	2	1	2
Precision (%)	1.50	1.00	0.99

Fonte: Kim (2009)

O que se notou dos resultados é que a média do número de Swirl calculado entre as medições em diferentes tempos de fechamento das válvulas é similar e próximo do valor de 2, esperado conforme ensaios estáticos também realizado. Há menor desvio no caso em que o tempo de fechamento é menor, garantindo uma emulação mais significativa do ensaio estático. Para 1 s de tempo de recuo das válvulas a dispersão do erro é maior uma vez que o tempo para a acomodação do escoamento é bastante limitado, acarretando assim em efeitos distintos na estrutura instantânea dos mesmos que acarretam em medições ligeiramente distintas. A figura 2.6 ilustra de maneira clara tal dispersão para a velocidade angular do *paddle-wheel.*

Figura 2.6 – Velocidade do *paddle-wheel* para diferentes tempos de abertura de válvula



Fonte: Kim, (2009)

2.5. SOLUÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS

2.5.1. Conceitos fundamentais

Conforme exposto em Maliska (2013) e Malalasekera (1995), as equações diferenciais que regem os fenômenos de transporte do escoamento podem ser representadas genericamente por uma equação que, além do termo transiente, traz consigo os termos relacionados ao transporte convectivo, difusivo e do termo fonte. Se escrita em termos de ϕ, qualquer propriedade por unidade de massa, tem-se que:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{u}\phi) = \nabla \cdot \left(\Gamma_\phi \nabla\phi\right) + S_\phi \tag{2.11}$$

Para o caso de $\phi = 1$, $s_\phi = 0$ e $\Gamma_\phi = 0$, tem-se a equação da continuidade:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{u}) = 0 \tag{2.12}$$

Já se $\phi = T$, $\Gamma_T = k_T/c_p$, $S_T = \frac{1}{c_p}\frac{Dp}{Dt} + \frac{\mu}{c_p}\mathrm{E}$, com E o termo de dissipação viscosa, k o coeficiente de condutividade térmica, c_p o calor específico e μ a viscosidade do fluido, tem-se a equação da energia (ou 1ª Lei da Termodinâmica):

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{u}T) = \nabla \cdot \left(\frac{k_T}{c_p}\nabla T\right) + \frac{1}{c_p}\frac{Dp}{Dt} + \frac{\mu}{c_p}\mathrm{E} \tag{2.13}$$

Com $\phi = u_i$ e $\Gamma_{u_i} = \mu$, tem-se cada um dos componentes da equação da quantidade de movimento, com i = 1, 2 e 3 respectivamente correspondendo as direções x, y e z num sistema de coordenadas cartesiano, tipicamente utilizado com malhas estruturadas.

$$\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{u}u_x) = \nabla \cdot (\mu\nabla \mathrm{u_x}) - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu\nabla\cdot\vec{u}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u_y}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial u_z}{\partial x}\right) \tag{2.14}$$

$$\frac{\partial(\rho u_y)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho\vec{u}u_y\right) = \nabla \cdot \left(\mu\nabla \mathrm{u_y}\right) - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u_y}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu\nabla\cdot\vec{u}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u_x}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial u_z}{\partial y}\right) \tag{2.15}$$

$$\frac{\partial(\rho u_z)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{u}u_z) = \nabla \cdot (\mu\nabla \mathrm{u_z}) - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu\nabla\cdot\vec{u}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u_x}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u_y}{\partial z}\right) \tag{2.16}$$

O conjunto de equações de (2.11) a (2.16) somadas a equação de estado para gases ideais ou reais, são suficientes para a solução de escoamentos a baixas velocidades em regime laminar. Entretanto, em escoamentos no interior de cilindro de motores a combustão interna há grandes variações de velocidade dependendo da região em análise (proximidade das válvulas, por exemplo), acarretando assim num escoamento que não pode ser caracterizado, em todo o domínio, como puramente laminar. Isto acontece porque o número de Reynolds aumenta muito rápido, garantindo a existência de escoamento turbulento, fazendo-se necessário lidar com este fenômeno na solução do problema.

De maneira bem simplificada, a turbulência é um fenômeno caracterizado por oscilações caóticas e aleatórias das propriedades do escoamento ao longo do tempo. Este tipo de escoamento é regido pelas forças inerciais do fluido e caracterizado pela presença de vórtices de diferentes dimensões, que transferem partículas fluidas de uma região para outra, acarretando em bruscas mudanças de momento e garantindo misturas mais eficientes, daí a necessidade desta em motores a combustão que utilizam ciclo Diesel. O tratamento matemático para tal consiste na formulação de que uma propriedade pode ser representada por um valor médio adicionado de uma variação, conforme segue:

$$\phi = \overline{\Phi} + \phi'$$

Substituindo esta expressão nas equações (2.11) a (2.16) e tomando seu valor médio é obtido um sistema de equações que leva em conta as flutuações caraterísticas de escoamentos turbulentos a partir de termos denominados tensões de Reynolds. Este conjunto de equações é dado pelas equações (2.17) a (2.21), conforme listadas em Malalasekera (1995), para o caso de escoamento compressível.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\overline{\rho \vec{u}}\right) = 0 \tag{2.17}$$

$$\frac{\partial \left(\overline{\rho U_x}\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\overline{\rho \vec{u} U_x}\right) = \nabla \cdot \left(\mu \nabla \overline{U_x}\right) - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \left[- \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_x'^2}\right)}{\partial x} - \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_x' u_y'}\right)}{\partial y} - \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_x' u_z'}\right)}{\partial z} \right] + S_{u_x} \tag{2.18}$$

$$\frac{\partial \left(\overline{\rho U_y}\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\overline{\rho \vec{u} U_y}\right) = \nabla \cdot \left(\mu \nabla \overline{U_y}\right) - \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + \left[- \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_y' u_x'}\right)}{\partial x} - \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_y'^2}\right)}{\partial y} - \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_y' u_z'}\right)}{\partial z} \right] + S_{u_y} \tag{2.19}$$

$$\frac{\partial \left(\overline{\rho U_z}\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\overline{\rho \vec{u} U_z}\right) = \nabla \cdot \left(\mu \nabla \overline{U_z}\right) - \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \left[- \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_z' u_x'}\right)}{\partial x} - \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_z' u_y'}\right)}{\partial y} - \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_z'^2}\right)}{\partial z} \right] + S_{u_z} \tag{2.20}$$

$$\frac{\partial \left(\overline{\rho T}\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\overline{\rho \vec{u} T}\right) = \nabla \cdot \left(\mu \nabla \bar{T}\right) + \left[- \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_x' T'}\right)}{\partial x} - \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_y' T'}\right)}{\partial y} - \frac{\partial \left(\overline{\bar{\rho} u_z' T'}\right)}{\partial z} \right] + S_T \tag{2.21}$$

A solução deste conjunto de equações, denominado *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS) ou *Favre Averaged Navier-Stokes* traz dificuldades computacionais tendo em vista a escala de tempo e de comprimento dos fenômenos envolvidos. Há, conforme exposto em Malalasekera (1995), três principais modos de solução para tal conjunto de equações.

O primeiro diz respeito a simulação de grandes vórtices (*Large Eddy Simulation* – LES), baseado na simulação em regime transiente para o cômputo dos vórtices de maior dimensão, rejeitando os de escalas de comprimento diminuta que passam a ser considerados a partir da adoção de um *sub-grid.* Este problema traz dificuldades em relação ao (i) tempo de processamento dada a necessidade de simular todo o transiente em malhas finas, e (ii) com geometrias complexas.

A solução direta das equações de Navier Stokes se mostra de difícil implementação até os dias atuais tendo em vista a escala diminuta do fenômeno de turbulência tanto em no que diz respeito ao tempo, quanto às escalas de comprimento, requerendo malhas finas e passos temporais diminutos a fim de capturar toda a história do escoamento, garantindo, desta forma, convergência. Dadas estas necessidades, não há recurso computacional disponível para a solução direta de maneira adequada, inviabilizando seu uso.

Por fim há o tratamento das equações a partir do uso de modelos de turbulência para a solução do escoamento. Esta modalidade de solução consiste em analisar as propriedades médias do escoamento e o efeito que as variações impõem sobre estas através da inclusão de novas equações ao sistema já explicitado. Em geral são classificados de acordo com o número de equações diferenciais que introduzem a resolução do problema, tal como explicitado em Cebeci (2004), literatura esta que em conjunto com ANSYS (2009) traz discussões acerca de uma série de modelos de turbulência.

No presente caso será utilizado um modelo de turbulência de duas equações diferenciais baseado nas hipóteses de Boussinesq para as tensões de Reynolds, a ser discutido brevemente posteriormente. Antes, vale uma revisão acerca de dois modelos de duas equações diferenciais bastante difundidos: $k-\epsilon$ standard e $k-\omega$ standard.

2.5.2. Modelos de turbulência

2.5.2.1. O modelo k – ϵ *standard*

O modelo $k-\epsilon$ *standard* é basedo no conceito da viscosidade induzida pelos vórtices. Sua nomenclatura se deve às variáveis introduzidas na resolução das equações diferenciais: k a energia cinética turbulenta e ϵ a taxa de dissipação viscosa, dadas por:

$$k = \frac{1}{2}\overline{u_i' u_i'}$$

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho}\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}}$$

Os valores de k e ϵ são utilizados para definir as escalas de velocidade e comprimento característicos do escoamento turbulento, dados por:

$$\ell = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$$

$$\vartheta = k^{\frac{1}{2}}$$

As equações introduzidas no sistema de equações formado pelas RANS são análogas aquelas de transportes já deduzidas, sendo sempre um balanço das taxas de geração de k e ϵ, transporte convectivo e difusivo das propriedaes, além das taxas de produção e destruição das mesmas. As equações (2.22) e (2.23) trazem ambas equações diferenciais.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\vec{u}k) = \nabla\cdot\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\nabla k\right) + 2\mu_t S_{ij}\cdot S_{ij} - \rho\varepsilon \tag{2.22}$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\vec{u}\varepsilon) = \nabla\cdot\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}\nabla\varepsilon\right) + 2C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}\mu_t S_{ij}\cdot S_{ij} - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{2.23}$$

Com μ_t a viscosidade induzida pelos vórtices, dada, através de análise dimensional, pela equação (2.24).

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2.24}$$

S_{ij} é o tensor de deformações, dado por (2.25).

$$S_{ij} = \begin{bmatrix} s_{xx} & s_{xy} & s_{xz} \\ s_{yx} & s_{yy} & s_{yz} \\ s_{zx} & s_{zy} & s_{zz} \end{bmatrix} \tag{2.25}$$

Com

$$s_{xx} = \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial u'_x}{\partial x}$$

$$s_{yy} = \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial u'_y}{\partial y}$$

$$s_{zz} = \frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{\partial u'_z}{\partial z}$$

$$s_{xy} = s_{yx} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial (U_x + u'_x)}{\partial y} + \frac{\partial (U_y + u'_y)}{\partial x}\right)$$

$$s_{xz} = s_{zx} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial (U_x + u'_x)}{\partial z} + \frac{\partial (U_z + u'_z)}{\partial x}\right)$$

$$s_{yz} = s_{zy} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial (U_z + u'_z)}{\partial y} + \frac{\partial (U_y + u'_y)}{\partial z}\right)$$

Conforme previamente destacado, o modelo $k - \epsilon$ *standard* é baseado na hipótese de Boussinesq, o que implica nas tensões de Reynolds sendo representadas pela equação (2.26).

$$-\rho\overline{u'_i u'_j} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \tag{2.26}$$

Com δ_{ij} o tensor delta de Kronecker, o qual $\delta = 1$ quando i = j e $\delta = 0$ quando $i \neq j$. As constantes adotadas para o modelo são resumidas na tabela 2.2 e foram adotadas a partir de extensa interpolação em variados escoamentos turbulentos.

Tabela 2.2 – Coeficientes usuais para o modelo $k - \epsilon$ standard

Coeficiente	Valor
C_μ	0,09
σ_k	1,00
σ_ϵ	1,30
$C_{1\epsilon}$	1,44
$C_{2\epsilon}$	1,92

Fonte: Malalasekera (1995)

Este modelo traz dificuldades na avaliação das características do escoamento nas proximidades da parede, daí a necessidade do uso de funções de parede, principalmente quando há valores de número de Reynolds grandes e com gradientes adversos de pressão. Tal problema foi extensivamente estudado, destacando-se os esforços de Spalding (1970, 1973, 1977, 1980) em gerar e demonstrar resultados obtidos por outros pesquisadores. Malalasekera (1995), propõe o uso de funções de parede tais como descritas por (2.27) e (2.28).

$$u^+ = \frac{1}{\kappa}\ln\left(E y_p^+\right), k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}}, \epsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa y} \tag{2.27}$$

$$T^+ = \sigma_{T,t}\left(u^+ + P\left[\frac{\sigma_{T,l}}{\sigma_{T,t}}\right]\right) \tag{2.28}$$

Com $\kappa = 0{,}41$ a constante de Von Karman, $E = 9{,}8$ como parâmetro da rugosidade da parede, $\sigma_{T,t}$ o número de Prandtl turbulento, $\sigma_{T,l} = \mu c_p/\Gamma_T$ o número de Prandtl laminar, com Γ_T a condutividade térmica. P é uma função de correção que depende da razão entre os números de Prandtl laminar e turbulento.

2.5.2.2. O modelo k – ω

A maior diferença entre este modelo e o modelo $k-\epsilon$ está na escolha da escala de comprimento utilizada, deixando de ser baseada na taxa de disspação viscosa, ϵ, e passando a se basear na frequência turbulenta, dada por:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k}$$

Garantindo que:

$$\ell = \frac{\sqrt{k}}{\omega}$$

As equações de transporte são semelhantes àquelas do modelo $k-\epsilon$, sendo dadas por:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\vec{u}k) = \nabla\cdot\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\nabla k\right) + P_k - \beta^*\rho k\omega \tag{2.29}$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\vec{u}\omega) = \nabla\cdot\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}\right)\nabla\omega\right) + \gamma_1\left(2\rho S_{ij}\cdot S_{ij} - \frac{2}{3}\rho\omega\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\delta_{ij}\right) - \beta_1\rho\omega^2 \tag{2.30}$$

Com

$$P_k = 2\mu S_{ij}\cdot S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\delta_{ij}$$

E os coeficientes listados na tabela 2.3.

Tabela 2.3 – Coeficientes usuais para o modelo $k-\omega$

Coeficiente	Valor
γ_1	0,553
σ_k	2,00
σ_ω	2,00
β_1	0,075
β^*	0,09

Fonte: Malalasekera (1995)

As tensões de Reynolds são dadas por:

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\rho k\delta_{ij}-\frac{2}{3}\mu_t\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij}$$

E

$$\mu_t = \rho\frac{k}{\omega}$$

Esta abordagem é vista com bons olhos tendo em vista a habilidade em lidar com regiões próximas as paredes, onde os efeitos viscosos e gradientes adversos de pressão são importantes, sem a utilização de funções de parede para amortecer a solução. A grande dificuldade em sua aplicação reside na dependência da solução do valor adotado para ω em escoamentos livres, tal como em regiões distantes a um corpo imerso em fluído, o que acarreta em resultados potencialmente errados.

2.5.2.3. Modelo k – ω SST (*Shear Stress Transport*)

Este modelo, proposto por Menter, alia as vantagens de cada um dos modelos previamente apresentados. Ou seja, a habilidade do $k-\epsilon$ em lidar com escoamentos distantes da parede e o tratamento adequado do $k-\omega$ para as proximidades das paredes. Isto o torna um modelo adequado para aplicações gerais de simulação computacional de escoamentos.

Menter utilizou a equação diferencial da energia cinética turbulenta oriunda do modelo $k-\omega$ e substituiu ϵ por $k\omega$ a fim de obter uma nova equação diferencial para ω. Resumidamente são dadas pelas equações (2.31) e (2.32).

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\vec{u}k) = \nabla\cdot\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\nabla k\right)+P_k-\beta^*\rho k\omega \tag{2.31}$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\vec{u}\omega) = \nabla\cdot\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{\omega,1}}\right)\nabla\omega\right)+\gamma_2\left(2\rho S_{ij}\cdot S_{ij}-\frac{2}{3}\rho\omega\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\delta_{ij}\right)-\beta_2\rho\omega^2 + 2\frac{\rho}{\sigma_{\omega,2}}\frac{\partial k}{\partial x_k}\frac{\partial\omega}{\partial x_k} \tag{2.32}$$

Novos coeficientes foram obtidos para o modelo, sendo eles listados na tabela 2.4.

Tabela 2.4 – Coeficientes usuais para o modelo $k-\omega$ SST

Coeficiente	Valor
γ_2	0,44
σ_k	1,00
$\sigma_{\omega,1}$	2,00
$\sigma_{\omega,2}$	1,17
β_2	0,083
β^*	0,09

Fonte: Malalasekera (1995)

Sabendo que utilizar a abordagem do modelo $k-\epsilon$ para o cômputo das propriedades ao longe e do $k-\omega$ para o das propriedades próximas a parede, há, invariavlemente, transições bruscas entre as regiões o que requer funções para "relaxar" as propriedades. Um exemplo se dá tomando o termo C_1 do modelo $k-\epsilon$ e C_2 do modelo $k-\omega$:

$$C = C_1 F_c + (1 - F_c) C_2$$

Tal como ilustrado em Malalasekera (1995). F_c é um termo de relaxação que depende tanto das escalas de comprimento quanto do número de Reynolds, sendo escolhida de modo que, de maneira suave, seu valor seja nulo na parede e tenda a unidade ao longe da mesma.

Além das transições abruptas serem suavizadas a partir de estratégia parecida com a relaxação, Malalasekera (1995) destaca também a limitação da viscosidade induzida por vórtices a fim de garantir adequada solução em regiões com gradientes de pressão adversos, bem como limitação da taxa de produção da energia cinética turbulenta a fim de evitar acumulo de turbulência em regiões estagnadas.

$$\mu_t = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega, F_2 \sqrt{2 S_{ij} \cdot S_{ij}})}$$

$$P_k = min\left(10\beta^* \rho k \omega, 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\delta_{ij}\right)$$

2.5.2.4. Modelo Reynolds *Stress* (RSM)

A grande diferença deste modelo em relação aos modelos de 2 equações é o fato da hipótese de Boussinesq não ser utilizada no tratamento das tensões de Reynolds, havendo uma equação de transporte para cada uma delas além de uma equação para a dissipação da energia cinética turbulenta, adicionando 7 equações ao sistema em solução. Malalasekera (1995) define a equação do transporte do tensor de Reynolds segundo a equação (2.33).

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij} \tag{2.33}$$

Com $R_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$.

O termo de produção, dado por (2.34), é utilizado em sua forma exata.

$$P_{ij} = -\left(R_{im}\frac{\partial U_j}{\partial x_m} + R_{jm}\frac{\partial U_i}{\partial x_m}\right) \tag{2.34}$$

O termo de difusão é modelado assumindo a hipótese de que a taxa de transporte das tensões de Reynolds por difusão é proporcional aos gradientes das tensões de Reynolds. Tal termo é dado pela equação (2.35).

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_m}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k}\frac{\partial R_{ij}}{\partial x_m}\right) \tag{2.35}$$

Com

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, C_\mu = 0{,}09 \; e \; \sigma_k = 1{,}0$$

A taxa de dissipação é modelada assumindo que os pequenos vórtices dissipativos são isotrópicos, afetando somente as tensões de Reynolds quando nas direções principais.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\varepsilon\delta_{ij} \tag{2.36}$$

O termo relacionado as interações entre pressão e deformação possuem dois principais efeitos que devem ser modelados: flutuações de pressão devido a interação entre dois vórtices e também devido a interação dos vórtices com alguma região do fluido com velocidade média diferente. A equação (2.37) apresenta a equação proposta para tal parcela do transporte das tensões de Reynolds.

$$\Pi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k}\left(R_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}\right) - C_2\left(P_{ij} - \frac{2}{3}p\delta_{ij}\right) \tag{2.37}$$

Com

$$C_1 = 1{,}8 \; e \; C_2 = 0{,}6$$

O termo de rotação é dado pela equação (2.38), com ω_k o vetor de rotação e e_{ijk} o símbolo de alternância.

$$\Omega_{ij} = -2\omega_k(R_{jm}e_{ikm} + R_{im}e_{jkm}) \tag{2.38}$$

A taxa de dissipação da energia cinética turbulenta é dada por (2.39).

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \nabla \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\nabla\varepsilon\right) + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}2\nu_t E_{ij}.E_{ij} - C_{2\varepsilon}\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{2.39}$$

Com $C_{1\varepsilon} = 1{,}44$ e $C_{2\varepsilon} = 1{,}92$.

Embora tal método forneça cálculos muito mais precisos das propriedades médias do escoamento bem como de todas as tensões de Reynolds, isto vem a um custo computacional muito mais elevado dado o sistema de 7 equações a ser resolvido. Também possui, segundo Malalasekera (1995), problemas na solução de jatos axissimétricos e escoamentos recirculantes não-confinados.

2.5.3. *Large Eddy Simulation*

Conforme exposto por Pope (2000), o LES tem como objetivo simular numericamente somente as grandes escalas turbilhonares do escoamento e utilizar modelos para contabilizar o efeito das escalas menores - da ordem das escalas de

Kolmogorov – a fim de obter um campo de velocidades W_i estatisticamente similar ao campo filtrado $\overline{U_\iota}$ (Pope, 2004). O argumento utilizado para esta separação entre parcela simulada diretamente e parcela simulada está no fato das escalas turbilhonares maiores, por terem caráter anisotrópico, serem mais sensíveis a variações geométricas impostas pelo pelos contornos do escoamento sendo, portanto, menos robustas segundo uma simples modelagem. O contrário ocorre para as escalas pequenas que, partindo da hipótese de Kolmogorov (Lumley, 1972), são isotrópicas, independendo da geometria externa ao problema, possibilitando a utilização de modelos de maneira mais segura (Piomelli, 2001).

As equações de transporte utilizadas em LES são bastante parecidas com aquelas obtidas a partir da decomposição de Reynolds, entretanto o processo pelo qual são obtidas difere bastante de uma separação da variável em uma parte média e outra relativa a perturbação. Neste tipo de simulação, conforme Pope (2000) os campos transportados sofrem um processo de filtragem através do qual se escolhe as escalas a serem simuladas numericamente e uma fração residual que tem de ser modelada segundo alguma estratégia. O processo de filtragem acarreta na obtenção de um campo de velocidades, por exemplo, definido por:

$$u = \overline{U} + u' \tag{2.40}$$

Filtrando a expressão da equação da continuidade para um escoamento incompressível:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \rightarrow \boxed{\frac{\partial \overline{U}_\iota}{\partial x_i} = 0} \tag{2.41}$$

$$\frac{\partial (u_i - \overline{U}_\iota)}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \tag{2.42}$$

Analogamente com a expressão do transporte da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial \overline{U}_\iota}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U_\iota U_J}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial \overline{U}_\iota}{\partial x_j}\right) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \tag{2.43}$$

Dado o processo de filtragem, segundo Pope (2000), $\overline{U_\iota U_J} \neq \overline{U}_\iota \overline{U}_J$, desta forma define-se um tensor residual da forma dada pela equação (2.44) e finalmente se substitui este na equação (2.43) obtendo a forma final da equação do transporte da quantidade de movimento (ou de Navier-Stokes Filtrada) conforme apresentada em (2.45).

$$\tau_{ij}^{r} = \overline{U_\iota U_J} - \overline{U}_\iota \overline{U}_J \tag{2.44}$$

$$\boxed{\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U_i U_j}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}\right) - \frac{\partial \tau_{ij}^{r}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i}} \tag{2.45}$$

O tensor das tensões residuais, também conhecido como tensor das tensões das escalas *subgrid* (*subgrid-scale*, SGS, *stresses*), conforme definido por Piomelli (2001) são de importância ímpar para a solução completa do escoamento dado que é a partir deste tensor, analogamente ao tensor das tensões de Reynolds, que o acoplamento da solução do escoamento em suas grandes escalas é acoplado com os modelos que regem a contribuição das menores. Dentre estes modelos citam-se o de Smagorinsky, de dois pontos, dinâmicos, dentre outros a serem tratados *a posteriori*.

2.5.3.1. O processo de filtragem

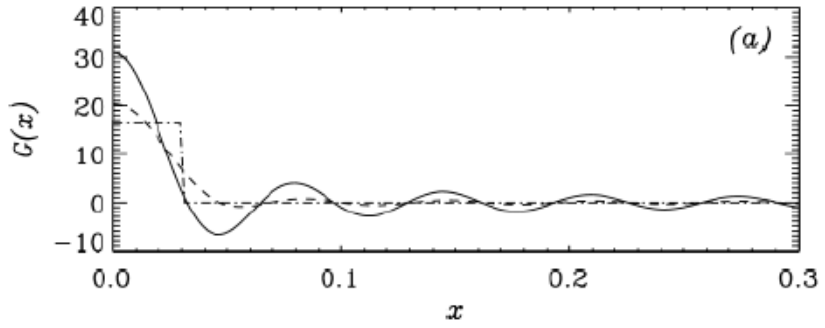
Diferentemente da decomposição de Reynolds que leva a RANS, os campos transportados na LES passam por um processo de filtragem para selecionar o que efetivamente será resolvido através das equações de transporte. A operação chave de filtragem consiste na convolução de uma função filtro $G(x')$ e da função do campo sendo filtrada, no caso em particular o de velocidades, $U(x)$. Desta forma, este campo filtrado é dado por:

$$U(x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x')U(x - x')dx' \tag{2.46}$$

Os filtros utilizados, tal como bem ilustrado em Pope (2000), podem ser quaisquer, com os mais comuns sendo o Gaussiano, o de caixa e o de Espectro Fino,

apresentados na figura 2.7 para o caso de a função do mesmo partir de um valor inicial.

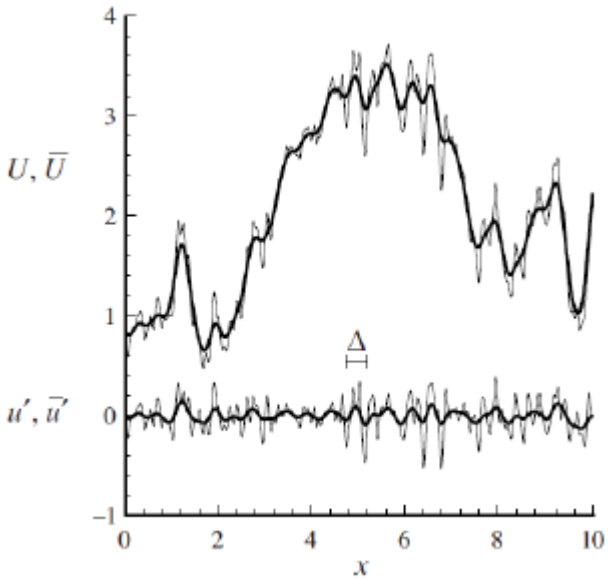
Figura 2.7 – Resposta dos filtros partindo de um valor inicial com a linha cheia o filtro de espectro fino, a linha tracejada o filtro de Gauss e a linha traço-ponto o filtro *top hat*



Fonte: Pope (2000)

Um parâmetro fundamental na especificação do filtro e que está intimamente ligada a função deste, é a largura de filtragem Δ que representa, simplificadamente, o maior comprimento de onda dentre todas as escalas do escoamento que será filtrado. Em outras palavras, Δ serve como um valor de corte a partir do qual as escalas menores do escoamento serão filtradas. Este parâmetro acarreta em efeitos diretos para a qualidade da simulação dada a extensão do filtro utilizado, bem como nos requisitos computacionais tendo em vista que a dimensão característica (local ou global) h da malha para simulação numérica está intimamente relacionado com este parâmetro. A figura 2.8 ilustra de maneira clara o significado do parâmetro Δ para o processo de filtragem.

Figura 2.8 – Exemplificação do processo de filtragem a partir de uma largura de filtro Δ=0,35 tanto para o campo de velocidades U quanto para o campo residual u'. Nota-se que perturbações com comprimento de onda menor do Δ não constam na curva filtrada representada pela linha grossa



Fonte: Pope (2000)

2.5.3.2. Modelagem das tensões *subgrid*

Piomelli (2001) e Sagaut (2006) apresentam de maneira clara a interação entre maiores (resolvidas) e menores escalas (modeladas) de um escoamento turbulento simulado através de LES. As equações 2.47 e 2.48 representam, respectivamente, o transporte do dobro da energia cinética resolvida e o dobro da energia cinética das escalas *subgrid*.

$$\underbrace{\frac{\partial K}{\partial t}}_{1}+\underbrace{\frac{\partial\left(K\bar{U}_j\right)}{\partial x_j}}_{2}=\underbrace{-2\frac{\partial(\bar{p}\bar{U}_i)}{\partial x_j}}_{3}+\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu\frac{\partial K}{\partial x_j}\right)}_{4}-\underbrace{2\frac{\partial\left(\tau_{ij}^r\bar{U}_i\right)}{\partial x_j}}_{5}-\underbrace{2\nu\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}}_{6}+\underbrace{2\tau_{ij}^r\bar{S}_{ij}}_{7} \tag{2.47}$$

$$\underbrace{\frac{\partial k_{sgs}}{\partial t}}_{1}+\underbrace{\frac{\partial\left(k_{sgs}\bar{U}_j\right)}{\partial x_j}}_{2}=\underbrace{-\frac{\partial\left(\overline{U_\iota U_\iota U_j}-\bar{U}_\iota\bar{U}_\iota\bar{U}_j\right)}{\partial x_j}}_{3}+\underbrace{-2\frac{\partial(\overline{pU_\iota}-\bar{p}\bar{U}_i)}{\partial x_j}}_{4}+$$
$$\underbrace{+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu\frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j}\right)}_{5}+\underbrace{2\frac{\partial\left(\tau_{ij}\bar{U}_i\right)}{\partial x_j}}_{6}-\underbrace{2\nu\left(\overline{\frac{\partial U_\iota}{\partial x_j}\frac{\partial U_\iota}{\partial x_j}}-\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}\right)}_{7}-\underbrace{2\tau_{ij}\bar{S}_{ij}}_{8} \tag{2.48}$$

Termo	Eq. (8)	Eq. (9)
1	Transiente	Transiente
2	Advecção de K	Advecção de k_{sgs}
3	Difusão de K^2 devido à pressão	Transporte turbulento
4	Difusão de K^2 devido à viscosidade	Difusão de k_{sgs} devido à pressão
5	Difusão devido às escalas *subgrid*	Difusão viscosa de k_{sgs}
6	Dissipação viscosa de K^2	Difusão devido às escalas *subgrid*
7	Dissipação devido às escalas *subgrid*	Dissipação viscosa de k_{sgs}
8	-	Dissipação devido às escalas *subgrid*

O que se nota de (2.47) e (2.48) é que estrutura do transporte de energia é sempre análogo (e também similar ao que se tem na equação da energia cinética turbulenta obtida através da RANS), havendo redistribuição, difusão e advecção da energia cinética tanto para as escalas resolvidas quanto para as não resolvidas. Também fica evidente que termos de dissipação de energia cinética na equação (2.47) devido ao efeito da cascata de energia para as escalas menores aparece como termos fontes na equação (2.48).

Analisado os efeitos de acoplamento entre o campo resolvido e o campo residual de escalas menores do que aquelas da malha, resta expor alguns dos modelos mais utilizados no tratamento do fenômeno para estas últimas. O modelo clássico de viscosidade turbilhonar a partir da hipótese de Boussinesq (Lumley, 1972) estendendo-se ao modelo de Smagorinsky, dinâmicos, de desconvolução e de transporte serão apresentados.

O modelo de viscosidade turbilhonar, tal como empregado por exemplo no modelo $k-\epsilon$ baseia-se na modelagem do tensor residual contabilizando o efeito da taxa de deformação do campo resolvido nas escalas não resolvidas através de obtenção de uma viscosidade artificial turbulenta que necessita de modelagem. Simplificadamente:

$$\tau_{ij}^{r} = -2\nu_r \bar{S}_{ij} = -2\nu_r \left(\frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} \right) \tag{2.50}$$

Assim como definido para o modelo $k-\epsilon$ (Malalasekera, 2013), a viscosidade turbulenta é, por análise dimensional, produto de uma escala de comprimento característica por uma velocidade característica. No modelo LES, o comprimento característico é a dimensão da largura do filtro (Δ) já que esta separa o que será resolvido do restante do escoamento. A escala de velocidade, por sua vez, é em dada pelo traço da raiz quadrada da energia cinética turbulenta das escalas *subgrid* (q_{sgs}).

Há de se destacar, por fim, tal como mencionado em Piomelli (2001) que uma hipótese forte utilizada neste tratamento é o de equilíbrio local suportado pelo fato de as pequenas escalas de turbulência terem dinâmica e escalas de comprimento tão menores do que as demais, qualquer readequação destas é instantânea perto dos demais fenômenos, acarretando em:

$$-\tau_{ij}^{r}\bar{S}_{ij} = \varepsilon_{\nu}$$

Ou seja, nas escalas menores há a dissipação da energia associada as escalas maiores, tal como bem ilustrado pela cascata de energia (Pope, 2000).

O modelo de Smagorinsky (1963) foi apresentado inicialmente a uma aplicação de modelagem de problema atmosférico sendo estendido para outros problemas. Seu cerne consiste no uso da hipótese de Boussinesq de que as tensões residuais podem ser aproximadas como a interação dissipativa das menores escalas turbilhonares sob a forma de uma viscosidade suposta modelada, com a taxa de deformação do campo filtrado, seguindo a representação indicada pela equação (2.51). No caso em particular, ν_r é modelada como um produto de uma constante – a constante de Smagorinsky – dimensão de corte do filtro $\overline{\Delta}$ e a taxa de deformação filtrada $\overline{S}$, culminando em:

$$\nu_r = \underbrace{C_S^2\overline{\Delta}^2}_{l_S^2}\,\bar{S} \qquad (2.51)$$

Com Cs podendo ser determinado como Lilly (1967) a partir da avaliação do modelo para números de Reynolds muito elevados, condição na qual o escoamento é turbulento e dominado quase em sua totalidade por efeitos inerciais, com Δ tal que esteja contido na zona inercial (zona em que há transferência de energia das maiores para as menores escalas do escoamento, tal como Pope, 2000). Para estes casos, a hipótese de equilíbrio local é válida, acarretando em:

$$P_r = -\tau_{ij}^{r}\bar{S}_{ij} = \nu_r 2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij} = \nu_t\bar{S}^2 = l_S^2\bar{S}^3 = \epsilon \qquad (2.52)$$

Lilly (1967) a partir do uso do filtro de espectro fino, determinou o valor em (2.51) para a constante de Smagorinsky.

$$C_S = \frac{1}{\pi}\left(\frac{2}{3C}\right)^{3/4} \approx 0{,}17 \tag{2.53}$$

$$C_S = \frac{\sqrt{A}}{\pi\sqrt{Ko}}\left(\frac{3Ko}{2}\right)^{-1/4} \approx 0{,}148 \tag{2.54}$$

Sagaut (2006) apresenta uma segunda relação para a determinação da constante de Smagorinsky (2.54) também se baseando no equilíbrio local, com Ko a constante de Kolmogorov e A uma constante igual a 0,483. A principal conclusão obtida é a de que Cs é determinado de tal forma que satisfaça mais adequadamente determinados tipos de escoamento, daí a grande variação que se nota na literatura tal como Deardoff (1970) que usa $C_S = 0{,}1$ para um escoamento plano dentro de canal, valor este bastante distante dos determinados. Sagaut (2006) afirma que valores entre 0,1 e 0,12 são comumente encontrados na literatura.

Talvez a maior limitação relacionada ao modelo de Smagorinsky seja o fato da constante característica ser fixa, determinada a priori da resolução do escoamento. Embora possa representar adequadamente a maior parte destes, tende a incorrer em erros para casos em que localmente o escoamento apresenta regimes diferentes do que aquele para o qual a constante foi determinada. Desta necessidade é que em Germano (1991) introduziu um modelo dinâmico para uma determinação mais adequada do valor da constante C_S localmente. A tática utilizada para determinação de C_S parte de do uso de um filtro de teste no campo filtrado a partir de uma dimensão de corte maior do que a utilizada no filtro original ($\tilde{\Delta} > \overline{\Delta}$), resultando num novo campo de velocidade $\overline{U}$. Aplicando o novo filtro na equação de Navier-Stokes já filtrada, tem-se que:

$$\frac{\partial \tilde{\overline{U}}_i}{\partial t} + \frac{\partial \widetilde{\overline{U_\iota U_J}}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial \tilde{\overline{U}}_i}{\partial x_j}\right) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tilde{\bar{p}}}{\partial x_j}\delta_{ij} \tag{2.55}$$

Do termo advectivo de (2.55) obtém-se a definição do tensor das tensões residuais das velocidades duplamente filtradas tal como feito na determinação de (2.56).

$$T_{ij} = \widetilde{\overline{U_\iota U_J}} - \tilde{\overline{U}}_\iota \tilde{\overline{U}}_J \tag{2.56}$$

Aplicando o filtro ao tensor das tensões residuais τ_{ij}^{r} e subtraindo-o de (2.56) obtém-se o *tensor resolvido* (2.57), cuja interpretação física é equivalente a contribuição dos maiores movimentos do escoamento não resolvidos nas tensões residuais.

$$\mathcal{L}_{ij} = \widetilde{\overline{U}_\iota \overline{U}_J} - \widetilde{\overline{U}}_\iota \widetilde{\overline{U}}_J \tag{2.57}$$

Escrevendo a parcela deviatórica do tensor residual duplamente filtrado e para e

o tensor filtrado do campo de velocidades filtrados partir do modelo de Smagorinsky – supondo C_S ao invés de C_S^2 − e subtraindo as expressões, analogamente para a obtenção da eq. (2.58):

$$\mathcal{L}_{ij}^{S} = T_{ij}^{d} - \overline{\tau_{ij}^{r}} = 2C_S\overline{\Delta}^2\widetilde{\overline{SS}_{\iota J}} - 2C_S\widetilde{\overline{\Delta}}^2\overline{SS_{\iota J}} = C_S M_{ij} \tag{2.58}$$

Com a $\mathcal{L}_{ij}^{S}$ porção deviatórica (anisotrópica) do tensor resolvido. Finalmente, Lilly (1992) propõe que C_S pode ser determinado de maneira a minimizar o erro quadrático médio através de (2.59).

$$C_S = M_{ij}\mathcal{L}_{ij}/M_{kl}M_{kl} \tag{2.59}$$

Conforme notado,$\mathcal{L}_{ij}$ bem como M_{ij} são funções do campo sendo resolvido, desta forma C_S varia dinamicamente com a solução do escoamento, possibilitando maior adequação de seu valor dependendo do regime em que se está simulando localmente.

O modelo de desconvolução, conforme Piomelli (2001) apresenta, tem como escopo reconstruir o campo U_i a partir do campo resolvido $\overline{U}_i$, de forma a recuperar o escoamento completo. Entretanto a tarefa é bastante complicada dada que no processo de filtragem para a solução das equações de transporte constitutivas informações sobre o escoamento são perdidas, impedindo a completa obtenção do campo U_i, mas tão somente de uma estimativa U_i^*. Alguns são os esforços para obtenção deste campo que vão desde a reconstrução de um filtro G invertido a partir da expansão do campo resolvido em série Taylor tal como feito por Ferziger (1995) até os esforços de Domaradzki com o modelo de estimação das escalas subgrid que

consiste em resolver o escoamento através das equações filtradas em uma malha mais fina do que aquela requerida para o LES, uma desconvolução aproximada utilizando o inverso do filtro *top hat* e finalmente assumindo um passo dinâmico de correção que visa sujar o campo reconstruído com comprimentos de onda curtos.

Por fim apresenta-se de maneira breve modelos de transporte para o acoplamento das escalas pequenas com o campo resolvido das grandes escalas. Pope (2000) explica de maneira breve o modelo utilizado por Deardoff em 1974 baseado no transporte da energia cinética das escalas residuais do escoamento a partir de modelagem análoga àquela utilizada para energia cinética turbulenta para a RANS (Pimenta, 2015). Uma evolução deste modelo é apresentada por Deardoff (1980) no estudo de camadas de mistura em nuvens tipo *Stratocumulus*, baseando o coeficiente de viscosidade das escalas SGS com dependência da raiz quadrada da energia cinética da turbulência SGS $\left(\nu_r = C_\nu \Delta k_r^{1/2}\right)$. A equação de transporte que rege o problema de fechamento é dada por (2.60).

$$\frac{\partial k_r}{\partial t} = \frac{\partial \bar{U} k_r}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{T_0} \overline{w' T_\nu'} - \frac{\left[\overline{u_\iota (e' + p'/\rho_0)}\right]}{\partial x_j} - \epsilon \qquad (2.60)$$

Com k_r a energia cinética turbulenta SGS dada por $k_r = 0{,}5\overline{u_i'^2}$, u_i' representa o campo de velocidades residual, $e' = 0{,}5u_i'^2$, T a temperatura, p a pressão, ρ a densidade do meio e ϵ a taxa de dissipação na malha computacional.

Nota-se na literatura que tal metodologia para o acoplamento do problema são bastante difundidas em problemas meteorológicos já que a essência do método LES é oriunda destes. A vantagem de tais métodos para qualquer tipo de escoamento é a mesma em relação ao cálculo da energia cinética turbulenta, consistindo numa aproximação mais adequada conforme há avanço no tempo e no espaço dos campos em resolução, possibilitando maior precisão na solução numérica obtida. A grande problemática está na inclusão de mais uma equação a ser resolvida numericamente em um problema que já requer bastante poder computacional, efeito este que tende a ser contornado com o avanço das ferramentas de simulação numérica, sejam elas métodos numéricos mais eficientes ou maior potencial computacional.

3. MATERIAIS E MÉTODOS

3.1. ENSAIO EXPERIMENTAL DO NÚMERO DE *SWIRL* UTILIZANDO MENSURAÇÃO CONTÍNUA

3.1.1. Bancada de ensaios

Os ensaios experimentais apresentados no presente trabalho foram realizados na bancada de testes projeta e construída pela Escola Politécnica da USP em parceria com a Scania Latin America. Conforme apresentado na figura 3.1, tal bancada consiste de três principais sistemas: o medidor de torque, a unidade de sucção e a unidade de automação da abertura das válvulas dos cabeçotes. Tais sistemas serão apresentados em maiores detalhes nas subseções que seguem.

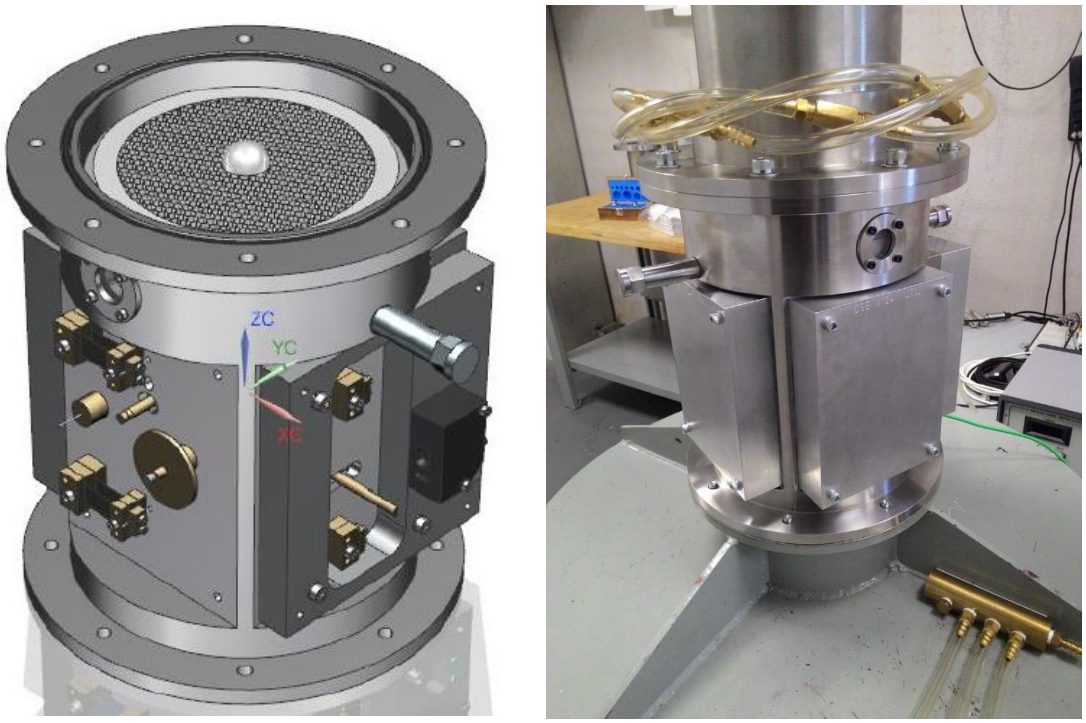
Figura 3.1 – Bancada de medição do número de Swirl

Fonte: engº. Yuri Fiusa Yokota (2016)

3.1.1.1. Medidor de torque

A figura 3.2 apresenta o medidor de torque projetado na Escola Politécnica da USP no âmbito maior do Projeto *Swirl*, realizado em parceria com a Scania Latin America.

Figura 3.2 – Representação tridimensional do medidor de torque (a) e foto do aparelho real (b)



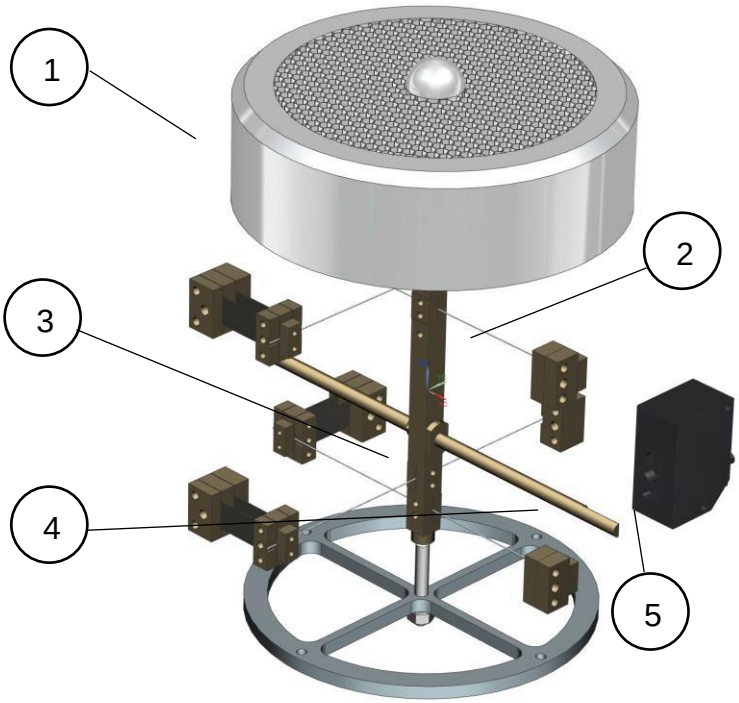
(a) (b)

Fonte: engº. Yuri Fiusa Yokota (2016)

O aparato consiste em um medidor de torque por impulso. O fluxo de ar oriundo do cabeçote é caracterizado por possuir uma componente axial e outra tangencial de velocidade, garantindo assim que tal escoamento tenha característica de hélice, com velocidades maiores na periferia do cilindro de desenvolvimento. O medidor utilizado, através de um retificador de fluxo impresso em plástico, sob a forma de uma colmeia com dutos hexagonais de 4,1 mm raio de circunferência circunscrita e 50 mm de altura, elimina as componentes de velocidade tangenciais, endireitando o escoamento na seção a jusante do retificador.

As componentes tangencias do escoamento a montante do retificador acarretam numa torção deste elemento, fixado à estrutura do medidor de torque por fios de 0,4 mm de diâmetro feitos de aço inoxidável 304, rigidamente engastados a um eixo que suporta a colmeia. Conforme a torção se processa, o eixo segue a mesma tendência do retificador de fluxo, deformando os fios de acordo com o torque aplicado. A partir desta torção, através de uma curva de calibração obtida com a medição do deslocamento linear de um alvo solidário ao eixo de acordo com o torque aplicado através do uso de massas-padrão, é possível medir o momento aplicado pelo fluxo de ar fresco, variável necessária para o cálculo da razão de *swirl*. A figura 3.3 ilustra de maneira simplificada a estrutura utilizada para a mensuração do torque.

Figura 3.3 – Esquema dos componentes internos do medidor de torque: 1. Retificador de fluxo; 2. Fios; 3. Eixo; 4. Alvo; 5. Sensor de deslocamento a laser



Fonte: autor

A grande modificação desde medidor de torque em relação aos comerciais, como por exemplo o da fabricante Cussons, é o uso de fios como mancais ao invés de mancais de rolamento, buscando assim eliminar ao máximo o atrito, sendo este

relegado somente à uma pequena esfera polida na região inferior de suporte do eixo. A eliminação de grande parte do atrito permite medições nas proximidades da região de torque nulo, acarretando em medições mais precisas quando comparadas aos aparelhos comerciais similares.

3.1.1.2. Unidade de sucção

A unidade de sucção, conforme ilustrado esquematicamente pela figura 3.4, consiste de um *plenum*, compressor, motor e banco de abafadores automotivos.

Figura 3.4 – Representação tridimensional da unidade de sucção de ar da bancada de medição de *swirl*

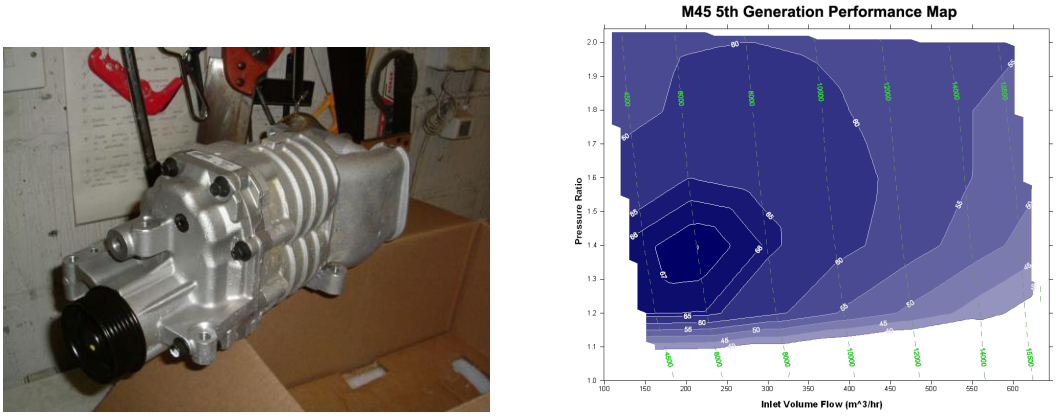
Fonte: autor

O *plenum* consiste em um tambor de 850 mm de altura e 580 mm de diâmetro feito de chapa de aço carbono de ¼ polegada calandrada. Na região próxima a conexão com o medidor de torque, 100 mm abaixo da interface, há a 8 tomadas de pressão estática utilizadas para manter constante a depressão através do conjunto

cabeçote e medidor de torque. Tal cota foi determinada a partir de simulações do escoamento no interior do equipamento, buscando uma região na qual a pressão estática fosse aproximadamente constante. As oito tomadas são necessárias para se obter a média das pressões em cada uma das regiões externas do plenum, evitando assim que determinada assimetria de pressão incida preferencialmente na medida. A medição da pressão é feita a partir de um transdutor de pressão da General Electric, modelo UNIK 5000 com fundo de escala de $\pm$ 700 mmH_2O e precisão de 0,04% do fundo de escala.

Conectado ao *plenum*, está o compressor do tipo *roots* utilizado concomitantemente como bomba de vácuo e medidor de vazão, um dos grandes ganhos do Projeto *Swirl*. A ideia de se utilizar somente este equipamento, eliminando assim o medidor de vazão em si, se deu pelo fato deste tipo de compressor ser, em processos laboratoriais, utilizado como referência para medição de vazão mássica. A eliminação de um intermediário neste processo acarretou em resposta mais rápida do sistema de sucção de ar, uma vez que não há desacoplamento de tempos de resposta entre a bomba de vácuo e o medidor de vazão. A figura 3.5 ilustra o compressor *roots* Eaton M45 de 5ª geração utilizado no equipamento.

Figura 3.5 – (a) imagem do compressor; (b) mapa de desempenho do compressor



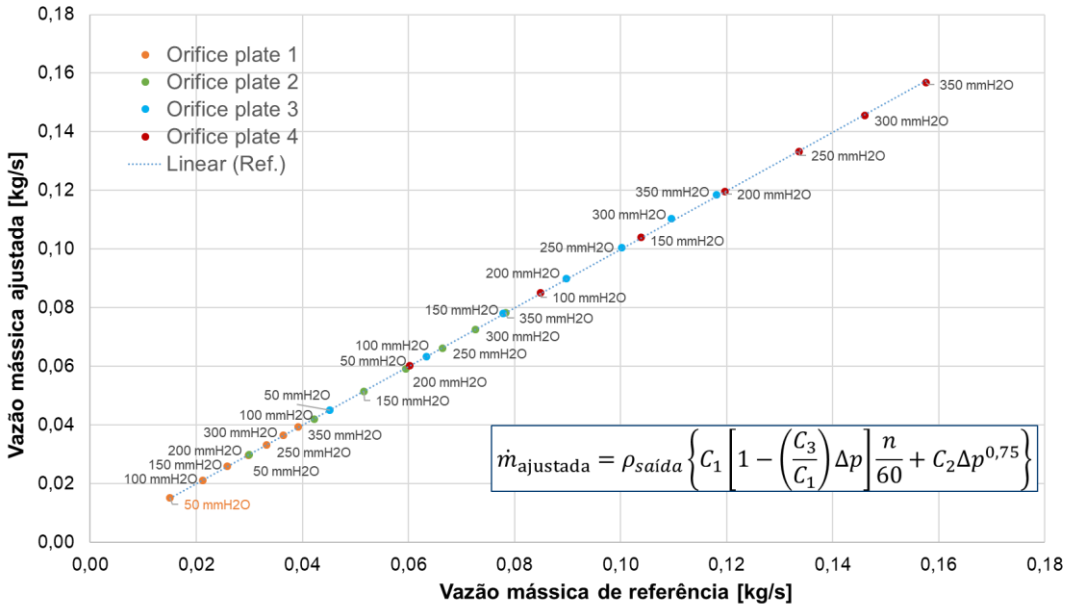
(a) (b)

Fonte: (a) site Alfa 145 (2016); (b) site D-series (2016)

A calibração da medição de vazão do conjunto (unidade de sucção) foi realizada, inicialmente, com placas de orifício. Tal procedimento foi realizado a fim de

se validar o uso do compressor tanto como bomba quanto como medidor de vazão. Utilizando o método dos mínimos quadrados para ajustar a curva segundo variáveis que descrevem o efeito da queda de pressão no compressor e a rotação do compressor, notou-se boa aderência da curva ajustada de vazão mássica àquela calculada de acordo com as normas ISO 5167/2003 e ISO/TR 15377/2007. A figura 3.6 ilustra a curva de calibração.

Figura 3.6 – Curva de calibração para a bancada de sucção a partir do uso de placas de orifício



Fonte: autor

O motor utilizado foi dimensionado para permitir que o compressor pudesse gerar diferenças de pressão superiores a 2000 mmH_2O, bastante superiores aos 250 mmH_2O requeridos pelo ensaio padrão da Scania. Desta forma, selecionou-se o motor WEG 112M de 7,5 CV, controlado por um inversor de frequência WEG CFW-08. A escolha deste conjunto também levou em conta a capacidade do inversor em fornecer um controle PID com referência de tensão externa, permitindo assim utilizar o sinal proveniente do sensor de pressão para corrigir a rotação do compressor e, assim, manter a pressão de ensaio num patamar constante para cada uma das aberturas de válvula do ensaio padrão. A transmissão do torque do motor para o compressor se deu a partir do uso de sistema de polias e correias micro-V PJ com 6 frisos e relação de transmissão de 1:2.

Por fim, o banco de 10 abafadores intermediários de VW Santana foi utilizado como forma de reduzir o som propagado pelo ar a fim de satisfazer os critérios mínimos de segurança requeridos pela norma interna TFP 2015 da Scania. O uso de 10 abafadores se deu como forma de ter a menor queda de pressão possível, evitando assim que houvesse sobreuso do compressor. O nível de redução, somada a todas as outras iniciativas, foi satisfatório, passando dos 130 dB para 90 dB a 1 m de distância do equipamento.

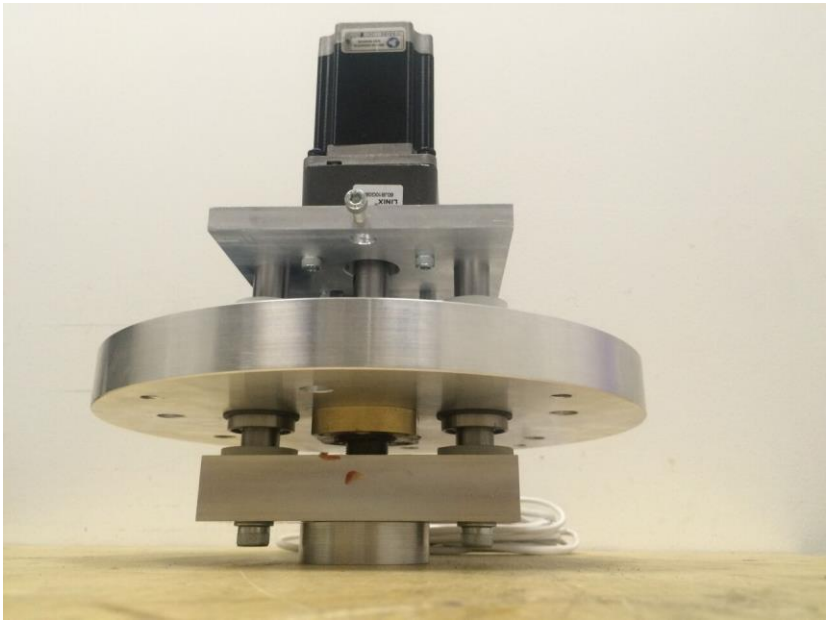
3.1.1.3. Automação

Dois sistemas de atuação de válvulas forma projetados e testados para as finalidades do projeto Swirl e do presente trabalho. Inicialmente um sistema mais simples baseado na plataforma Arduino foi incorporado à bancada a fim de obter resultados iniciais para o ensaio contínuo. Por fim, o sistema final proprietário da National instruments foi utilizado para a construção do sistema final de atuação. Uma restrição a ambos projetos foi a utilização das molas originais dos cabeçotes, desta forma, ambos motores de passo utilizados tiveram de satisfazer as restrições mínimas de torque necessário.

3.1.1.3.1. Sistema Neoyama

O sistema Neoyama consistiu de motor de passo e driver desta marca, controlados através de um controlador desenvolvido a partir da plataforma Arduino Due. A parte mecânica foi desenvolvida pelo engº Yuri Fiusa Yokota e todo o sistema de controle, bem como seleção dos equipamentos, foi desenvolvida pelo autor. A figura 3.7 ilustra o equipamento.

Figura 3.7 – Atuador automático de válvulas com sistema Neoyama



Fonte: autor

O motor selecionado foi um Akiyama Motors AK23/R100F6FN1.8 com caixa de redução, fornecendo torque no eixo de 150 kgf.cm (14,7 N.m) para 50 passos por segundo (PPS), superior aos 5 N.m especificados no dimensionamento utilizando um fuso M18x1, tal como no equipamento construído. Tal motor, como padrão, possui 200 passos/ver, garantindo resolução de 1,8º/passo. O driver utilizado para envio dos comandos ao motor é um Akiyama Motors AK DMP16-4.2ª, que permite seleção de micropassos para o motor, melhorando a resolução pela divisão do número de passos padrão, podendo chegar até 20000 passos/rev (0,018º/passo), com necessária redução da velocidade de rotação dado que o sinal de passo é enviado de maneira constante por sistema externo.

O trem de pulsos (PWM) fornecido para este sistema, foi gerado na plataforma Arduino Due a partir de suas saídas digitais, fornecendo um sinal com *duty cycle* de 50% e amplitude de 5V a cada 10 ms, constante para qualquer quantidade de passos selecionada.

A lógica da programação seguiu inicialmente abaixando as válvulas em 15 mm (com acerto da posição inicial fechada feita de maneira manual) a partir de contagem de pulsos. Após tempo de estabilização do escoamento nesta posição, o Arduino gera

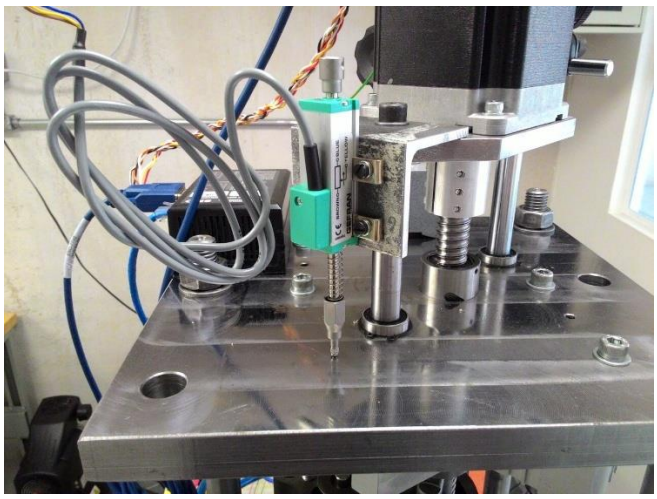
novo trem de pulsos a fim de fazer as válvulas fecharem de maneira constante até chegar a 1 mm de abertura, momento no qual a gravação dos dados oriundos dos sensores cessa e o motor tem liberdade de voltar ao seu estado inicial, isto é, com as válvulas fechadas. Toda aquisição dos dados, conforme será exposto, foi realizada em uma plataforma comercial da National Instruments.

Uma falha deste sistema consiste na inexistência de um *feedback* de posição que permite fechar o loop de controle do sistema de abertura de válvulas, sendo todo o controle realizado por contagem de pulsos. Tal sistema está exposto a riscos bastante claros com a perda de pulsos, acarretando e erros cumulativos ao longo do tempo no que tange a real abertura de válvula. Como forma de controle externo, mensurou-se a abertura de válvulas a cada instante a partir de um relógio comparador solidário a estrutura móvel do motor.

3.1.1.3.2. Sistema National Instruments

Como forma de integrar todo o sistema de aquisição dos dados com o controle do da atuação de válvulas e integrar um *feedback* de posição a tal sistema, optou-se por utilizar motor de passo, *driver* e *encoder* da National Instruments, permitindo assim o uso do LabVIEW como ferramenta única de controle e gerenciamento da aquisição dos dados. A figura 3.8 ilustra o equipamento utilizado para tal fim.

Figura 3.8 – Sistema National Instruments de automação de abertura de válvulas



Fonte: eng. Yuri Fiusa Yokota (2016)

O sistema consiste em um motor de passo ST34-8D com 14 N.m de torque sem redutor acoplado. O driver é um SMD-7616 que, assim como a solução da Neoyama, permite divisão do passo em micropassos, melhorando a resolução do equipamento. Algumas vantagens na utilização deste equipamento residem na facilidade das configurações de corrente máxima permitida, número de passos por rotação, aceleração e velocidade de rotação, feita diretamente de um *software* auxiliar. Entretanto, a maior vantagem, está na configuração direta do trem de pulsos no interior do *software* programado na plataforma LaBVIEW, bastando invocar as funções corretas para definir o eixo via IP e impor a movimentação nos momentos adequados, permitindo assim automatizar completamente o processo (controle de abertura e aquisição dos dados) em uma plataforma única. O *encoder* utilizado é o modelo ENC 7742, com resolução de até 8000 linhas/revolução, equivalente a 0,045º/linha.

A fim de gerar um grau de redundância para a medição da posição da válvula ao longo do movimento, além das informações oriundas do *encoder*, um sensor de deslocamento linear Gefran PY2 com curso de 25 mm e linearidade de $\pm$ 0,2% do curso, também foi instalado fornecendo medição paralela aquisitável e comparável.

A aparelhagem mecânica foi modificada para esta versão, sendo ela constituída de um fuso com esferas recirculantes com passo de 5 mm, sendo a aparelhagem projetada e construída pelo engº. Alexandre Tomio Tanaka. A programação, por sua vez, continua sendo de responsabilidade do autor do presente trabalho.

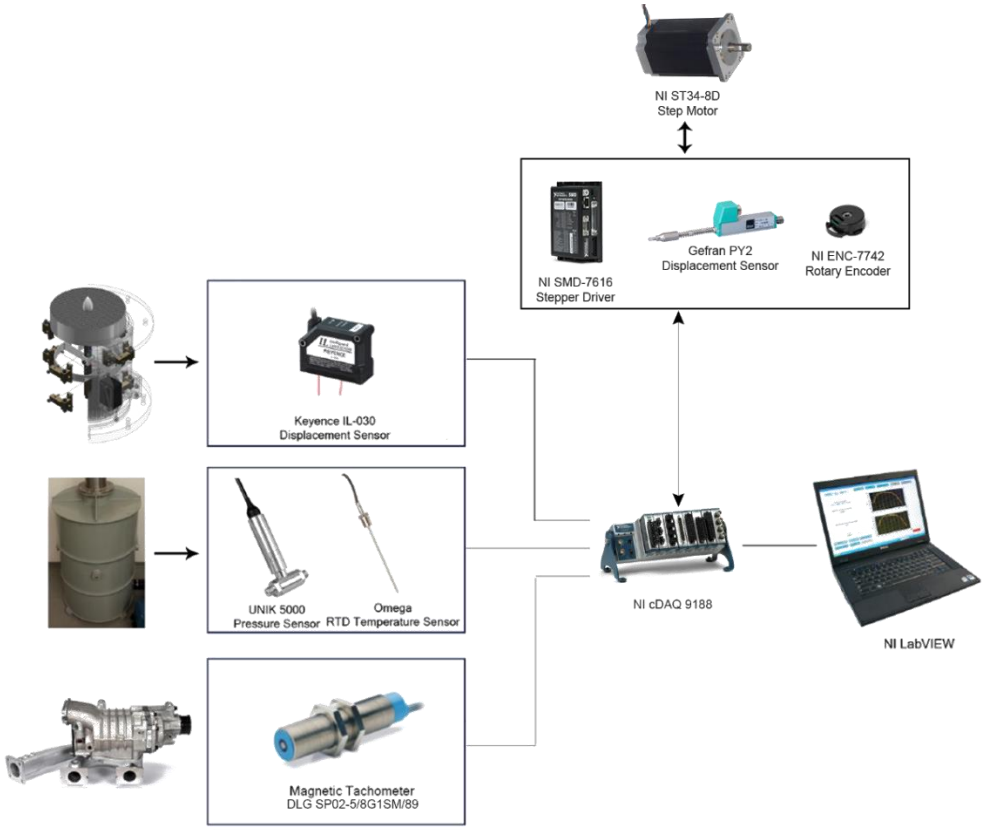
A lógica de programação seguiu a mesma ideia central daquela implementada no Arduino. Inicialmente há a “zeragem” da posição das válvulas fechadas. Após tal procedimento, com o início do ensaio, as válvulas são rapidamente abertas de 15 mm e o sistema de sucção é ligado. Após o tempo de estabilização, as válvulas passam a subir com velocidade controlada, de acordo com o tempo de ensaio desejado, e as informações de pressão, temperatura, posição da válvula e deslocamento do sensor de torque são gravadas em arquivo ao longo de todo o ensaio. Ao chegar em 1 mm, a aquisição de dados é finalizada, o sistema de sucção desligado e, só então as válvulas retornam as suas posições iniciais. Duas vantagens deste processo com o equipamento em questão são a gravação das posições das válvulas, representando a abertura das mesmas, e a possibilidade de fazer o controle das posições de 15 mm

e 1 mm utilizando uma malha fechada, garantindo tal posicionamento, o que seria impossível com somente contagem de pulsos.

3.1.1.4. Aquisição dos dados

O sistema de aquisição dos dados utilizado na bancada consiste de sensores de rotação, temperatura, pressão e deslocamento linear além de um sistema de aquisição de dados da National Instruments. A figura 3.9 ilustra a composição do sistema.

Figura 3.9 – Sistema de aquisição de dados da bancada de testes



Fonte: autor

Acoplado ao medidor de torque, há um sensor de deslocamento linear a laser da marca Keyence, modelo IL-30 utilizado para obter informação de quanto o alvo se

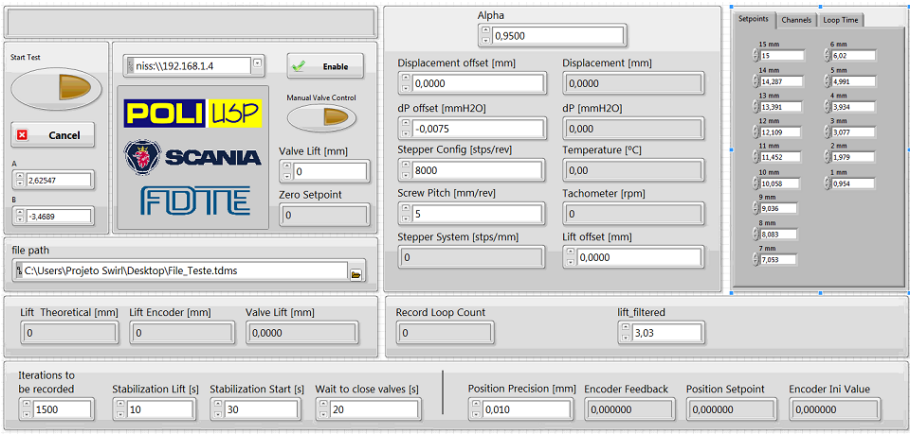
deslocou com a passagem do fluxo de ar oriundo do cabeçote, obtendo indiretamente a informação de torque necessária para o cálculo de *swirl*. Possui amplitude de medição de $\pm$5 mm (a 30 mm de distância do anteparo), linearidade de $\pm$0,1% do fundo de escala e resolução de 1 μm. A saída do sinal é analógica, variando de $\pm$5 V, podendo ser conectada diretamente ao módulo NI-9215 de entrada analógica no sistema de aquisição de dados compactDAQ da National Instruments.

No *plenum* há dois tipos de sensores, um de temperatura e outro de pressão. O sensor de temperatura é um Omega RTD PT-100 classe 1/10 DIN, com faixa de operação de -29 a 100ºC e precisão da ordem de $\pm$0,05ºC, sendo este conectado ao módulo NI-9217 de entrada analógica para sensores RTD de 4 fios do compactDAQ. O sensor de pressão diferencial é um UNIK 5000 da General Electric, com fundo de escala de $\pm$700 mmH_2O, repetibilidade de 0,04% do fundo de escala e saída analógica de 0 a 5 V, conectado ao módulo NI-9215.

O sensor de rotação é utilizado para mensurar a velocidade angular do eixo do compressor, sendo montado próximo a uma coroa que fornece a intercalação entre metal e vazio necessário para o *pick-up* magnético mensure a velocidade de rotação. Seu sinal analógico de 0 a 10V também é ligado diretamente ao módulo NI-9215.

Todo gerenciamento de aquisição dos dados é realizado pelo software desenvolvido no LabVIEW para o Projeto Swirl. A figura 3.10 ilustra a tela de controle e monitoramento do usuário.

Figura 3.10 – Interface do usuário do programa de operação da bancada de testes para o ensaio contínuo/dinâmico



Fonte: autor

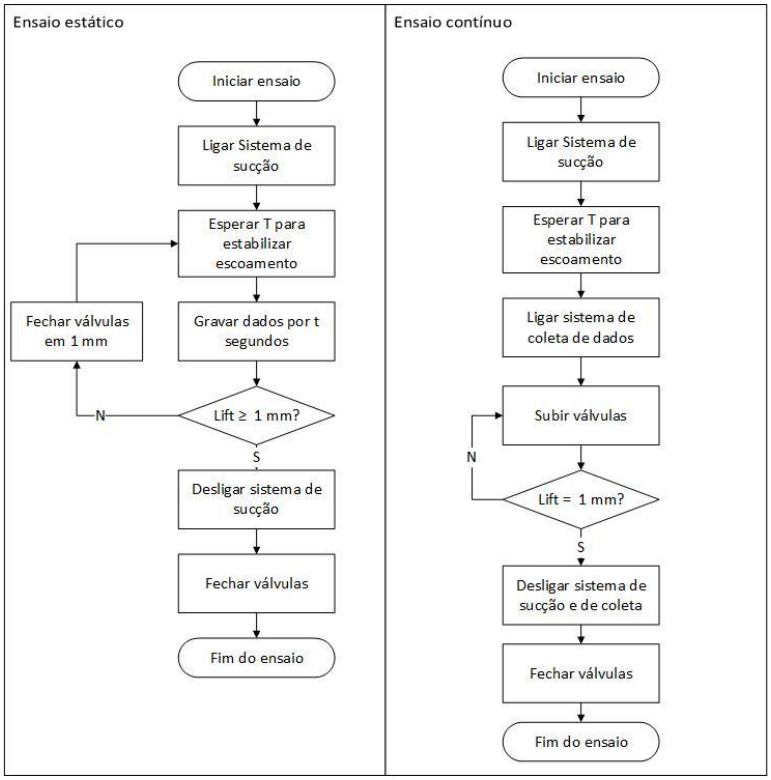
3.1.2. Metodologia contínua de medição do *swirl*

O ensaio padrão realizado para a obtenção do número de *swirl* consiste em coletar os dados da razão (ou coeficiente) de *swirl* para diferentes aberturas de válvula entre 1 e 15 mm, variando de 1 em 1 mm. Para a obtenção destes coeficientes, após a abertura da válvula, espera-se uma determinada quantidade de tempo para o escoamento estabilizar e, em seguida, mais alguns segundos de coletas de dados a fim de obter valores médios do escoamento em regime estacionário. Tal método, embora amplamente validado, apresenta uma deficiência no que diz respeito ao tempo total de ensaio e a representatividade do escoamento como um todo dada a quantidade limitada de pontos de referência medidos.

A alteração metodológica proposta consiste em manter a diferença de pressão no *plenum* constante ao longo do ensaio, mas coletando os dados relativos as variáveis físicas de interesse (diferença de pressão, temperatura, velocidade angular, deslocamento linear do alvo) ao mesmo tempo em que a válvula é fechada, de 15 para 1 mm, de maneira contínua, eliminando a necessidade de haver tempos de estabilização e coleta de dados para cada uma das aberturas. A figura 3.11 ilustra os processos na forma de fluxogramas.

Algumas características se mantiveram constantes na adoção de uma metodologia contínua a fim de obter grau de comparação com o ensaio estático. A principal delas é a manutenção da depressão controlada constante nos 250 mmH_2O tal como já realizado nos ensaios padronizados dos modelos do cabeçote utilizado como objeto de estudo. Desta forma, a única modificação está relacionada com a coleta de dados que deixa de ser feita em 15 pontos discretos e passa a ser feita ao longo de todo o processo, numa taxa de aquisição de 100 Hz. Destaca-se que duas velocidades de avanço foram testadas, uma que garante o tempo de ensaio de 4 minutos (0,0625 mm/s) e outra com tempo de ensaio de 1 minuto (0,25 mm/s).

Figura 3.11 – Comparação entre os ensaios de swirl estático e contínuo



Fonte: autor

3.1.2.1. Metodologia de cálculo

O cálculo do número de *swirl* é baseado na metodologia da AVL/Thien (AVL, 2011). As variáveis oriundas das medições são classificadas segundo

$$Var = \{\Delta p_{plenum}, l, n, T_{plenum}, p_{amb}, T_{amb}, h_{válvula}\} \tag{3.1}$$

Para se determinar a razão de *swirl* para a i-ésima coleta de dados, calcula-se o mesmo segundo a equação (3.2).

$$\left.\frac{n_D}{n}\right|_i = 2\frac{\rho_{2_i} SM_i}{\dot{m}_i{}^2} \tag{3.2}$$

Com S o curso do pistão, ρ_2 a densidade medida a jusante do cabeçote no ponto de controle da queda de pressão, M o momento oriundo do escoamento helicoidal medido pelo sensor de torque e $\dot{m}$ a vazão mássica.

O cálculo de ρ_2 se dá de acordo com a equação (3.3), supondo o escoamento isoentrópico entre o ambiente (entrada) e a região a jusante do cabeçote (saída).

$$\rho_{2_i} = \frac{p_{amb}}{R_{ar}T_{amb}}\left(\frac{p_{amb} - \Delta p_{plenum_i}}{p_{amb}}\right)^{\frac{1}{k_{ar}}} \tag{3.3}$$

De posse desta variável, com base na curva de calibração do compressor obtida através das placas de orifício, é possível calcular a vazão mássica a partir de (3.4).

$$\dot{m}_i = \rho_{2_i}\left[\left(C_1 + C_2\Delta p_{plenum_i}\right)\frac{n_i}{60} + C_3\Delta p_{plenum_i}^{\beta}\right] \tag{3.4}$$

Com C_1, C_2 *e* C_3 coeficientes empíricos bem como f é um expoente ajustado de acordo com dados experimentais.

O torque, por fim, é calculado segundo a expressão (3.5), derivada diretamente da curva de calibração do medidor de torque:

$$M_i = C_4 l_i \tag{3.5}$$

Com C_4 um coeficiente experimental.

O número de *swirl*, conforme já apresentado, é calculado segundo a equação (3.6), já discretizada para o caso do ensaio contínuo.

$$\left(\frac{n_D}{n}\right)_m = \frac{1}{\pi}\sum_{i=1}^{n_f}\left\{\left.\frac{n_D}{n}\right|_i\left[\left.\frac{c(\alpha_i)}{c_m}\right|_i\right]^2\Delta\alpha_i\right\} \tag{3.6}$$

Com $c(\alpha_i)/c_m$ dado pela equação (3.7).

$$\left.\frac{c(\alpha_i)}{c_m}\right|_i = \frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{\lambda\cos(\alpha_i)}{\sqrt{1-\lambda^2 sen^2(\alpha_i)}}\right)sen(\alpha_i) \tag{3.7}$$

Com λ a razão entre o raio do cilindro e o comprimento da biela.

A diferença na integração para o cálculo do número de *swirl* está em não se interpolar valores intermediários do coeficiente de *swirl* para ângulos do virabrequim tendo em vista que estes são disponíveis para cada unidade discreta de posição da válvula $h_{válvula_i}$, podendo-se agora interpolar o ângulo do girabrequim – obtido a partir do perfil projetado do came de comando de válvula - em relação a este, procedimento contrário ao usual. Tal integração se processa desde o ângulo em que válvula está fechada até o qual ela novamente é fechada, desta forma a curva obtida de razão de *swirl* tem de ser refletida, isto é, considera-la a mesma no processo de abertura e de fechamento de válvula, uma o exato contrário da outra.

3.2. SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO

3.2.1. Geometria

A geometria utilizada com o fim de estudar o escoamento característico do ensaio de *swirl* estático e dinâmico de determinado modelo comercial de cabeçote Scania foi extraída diretamente do modelo tridimensional padrão do dito cabeçote, conforme exposto pela figura 3.12 (a) garantindo assim que a representação do fluido que escoa no interior dos dutos seja idêntica àquela projetada, naturalmente diferente por questões de fabricação, daquela efetivamente ensaiada.

Figura 3.12 – Geometria do cabeçote em estudo com (a) o cabeçote e (b) a geometria do fluido

(a) (b)

(Fonte: autor)

A figura 3.12 (b) ilustra a região fluida extraída da geometria dos dutos de admissão do cabeçote. Nota-se que, além dos dutos curto (S) e longo (L) do cabeçote, também estão representados o cilindro de desenvolvimento do escoamento e uma semiesfera representando o ambiente do qual o ar é admitido. Na região de junção entre os dutos e a semiesfera nota-se um raio de 10 mm representativo dos bocais utilizados no ensaio real para suavizar as linhas de corrente na seção de admissão dos pórticos do cabeçote, evitando recirculações na entrada dos dutos de admissão. Uma simplificação foi feita no que tange a utilização da parede do cabeçote na semiesfera tendo em vista que esta foi negligenciada na simulação.

A semiesfera, com raio de curvatura de 250 mm, representa a região da sala (ou reservatório infinito) mais próxima a admissão de ar pelo cabeçote, representando a região do fluido mais afetada pela depressão gerada pelo sistema de sucção. Tal geometria foi introduzida como forma de viabilizar a utilização de condição de contorno de estagnação para a entrada do escoamento. Tal condição de contorno, conforme será detalhado, implica em se supor o estado no qual a pressão estática é igual a pressão de estagnação em toda a fronteira, característica esta gerada pela hipótese de que a velocidade para este estado tende a zero a partir de uma transformação isoentrópica. Ao ser aplicar tal condição de contorno diretamente na seção de entrada do cabeçote, a velocidade não será nula tal como desejado, mas sim adaptada.

O cilindro de desenvolvimento segue modelo análogo ao utilizado no equipamento de ensaio, isto é, possui 130 mm (D) de diâmetro e plano de medição de *swirl* em cota idêntica àquela da face superior do retificador de fluxo, a 1,75D da face de sucção do cabeçote. Tal cilindro possui comprimento de 300 mm a fim de impor a diferença de pressão de 250 mmH_2O num ponto intermediário entre a face de sucção e a de medição de *swirl* (167,5 mm da face de sucção) e também garantir que a recirculação na face de saída (condição de contorno de pressão estática constante) seja não interfira no escoamento a montante.

3.2.2. Casos de simulação

Conforme já indicado, a principal simulação a ser realizada consiste na abertura da válvula com velocidade constante e manutenção da diferença de pressão ao longo de todo o processo, a fim de investigar o ensaio de *swirl* dinâmico. Entretanto, além deste, como forma de se obter validações através de comparações com o método tradicional, simulações estáticas (ou em regime estacionário) do *swirl* serão conduzidas, uma para cada uma das aberturas de válvula a partir de 6 mm até 15 mm (representado 94% do número de Swirl). Tais simulações também serão comparadas com uma realizada com a introdução da geometria do retificador do fluxo a fim de verificar se há ou não efeito significativo do mesmo no escoamento a montante, validando assim se ele se faz necessário nas simulações estáticas.

3.2.3. Modelos selecionados

3.2.3.1. Modelos comuns a todas as simulações

Para resolver o problema numérico proposto em todas as simulações, alguns modelos, excetuando o tratamento temporal, foram comuns a cada um dos casos preparados. A tabela 3.1 resume cada uma das escolhas.

Tabela 3.1 – Modelos comuns as simulações realizadas

Variável	**Modelo utilizado**
Tratamento geométrico	Tridimensional
Fluido	Gás ideal
Acoplamento das equações	Entalpia Desacoplada
Regime de escoamento	Turbulento
Turbulência	*Realizable* $k-\varepsilon$ *All* Y+ *Treatment*

Fonte: autor

3.2.3.1.1. Modelo de turbulência

O modelo de turbulência $k-\epsilon$ realizável de duas camadas foi selecionado por possuir melhor aderência física ao problema de modelagem da parede em relação aos demais modelos $k-\varepsilon$ ainda mantendo boa qualidade na solução do escoamento longe da parede. Além destas características, o custo computacional de tal modelo ainda é baixo quando comparado a modelos como das Tensões de Reynolds, que introduz 6 equações adicionais, e também ao $k-\omega$ SST por não haver uma discretização extremamente refinada das camadas de malha mais próximas da parede, o que acarreta em maior número de células e, consequentemente, maior tempo para o processamento da solução numérica. Uma grande desvantagem do método, ainda que minimizada com as modificações conceituais realizadas, é a dificuldade em lidar com escoamentos em que há rotação dada a ausência de uma descrição adequada para os efeitos sutis de curvatura das linhas de corrente na turbulência (Malalasekera, 1995).

O modelo realizável introduz uma nova equação de transporte para a dissipação da energia cinética turbulenta derivada da equação de transporte exata da flutuação média-quadrática da vorticidade além de introduzir uma abordagem de tratamento para a outrora constante C_μ, agora como função do escoamento médio e das propriedades turbulentas (CD-Adapco, 2012). Algumas vantagens práticas do modelo residem em uma melhor predição da taxa de espalhamento de jatos planos e circulares e na melhor modelagem de camas limite com gradientes de pressão bastante adversos (Shih, 1994). Talvez a maior vantagem deste método para o problema de *swirl* em estudo seja a melhor descrição da turbulência em escoamentos que possuem rotação, exatamente o caso em estudo. A equação 3.8 ilustra a equação de transporte introduzida para o modelo, enquanto a 3.9, introduz o tratamento de C_μ.

$$\frac{\partial \rho\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial \rho\varepsilon u_j}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]+\rho C_1 S_\varepsilon-\rho C_2\frac{\varepsilon^2}{k+\sqrt{\nu\varepsilon}}+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}C_{3\varepsilon}P_b+S_\varepsilon \qquad (3.8)$$

Com,

$$C_1=max\left(0{,}43;\frac{\eta}{\eta+5}\right),\eta=S\frac{k}{\varepsilon}\ e\ S=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

E P_k o termo de produção de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade média e P_b a geração de energia cinética turbulenta devido o empuxo.

O C_μ, utilizado na descrição da viscosidade turbulenta ($\mu_t = \rho C_\mu k^2/\varepsilon$) é dada por:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \tag{3.9}$$

Com

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \widetilde{\Omega_{ij}^R}\widetilde{\Omega_{ij}^R}} \tag{3.10}$$

$$\widetilde{\Omega_{ij}^R} = \Omega_{ij}^R - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \tag{3.11}$$

$$\Omega_{ij}^R = \overline{\Omega_{ij}^R} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \tag{3.12}$$

Sendo Ω_{ij}^R o tensor da taxa média de rotação calculado em um referencial móvel com velocidade angular ω_k. A_0 *e* A_s são constantes dadas por:

$$A_0 = 4{,}04 \tag{3.13}$$

$$A_s = \sqrt{6}cos\theta \tag{3.14}$$

Com

$$\theta = \frac{1}{2}\arccos\left(\sqrt{6}\frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\bar{S}^3}\right) \tag{3.15}$$

$$\bar{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \tag{3.16}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{3.17}$$

As demais variáveis são dadas por $C_{1\varepsilon} = 1{,}44$, $C_2 = 1{,}9$, $\sigma_k = 1{,}0$ e $\sigma_\varepsilon = 1{,}2$.

A abordagem de duas camadas, desenvolvida por Rodi (1991) consiste numa aproximação que permite o modelo $k - \varepsilon$ ser utilizado na subcamada viscosa e na *buffer layer* ao invés de se restringir somente a camada limite logarítmica. O nome é derivado do fato de o cálculo ser realizado em duas camadas. A região próxima a parede tem a dissipação da energia cinética turbulenta e a viscosidade turbulenta

calculadas em função da distância em relação à esta. Os valores da dissipação da energia cinética turbulenta próxima à parede são suavemente convergidos aos valores calculados no escoamento longe da a partir das equação diferencial de transporte. A energia cinética turbulenta, por sua vez, é resolvida em todo o domínio. Vale destacar, segundo CD-Adapco (2012) que tal tratamento permite solução de problemas com malhas que possuem de $Y+\sim 1$ tanto quanto de valores de $Y+> 30$.

O tratamento de todos os $Y+$ (*All Y+ Wall Treatment*) consiste em se aproveitar o melhor dos modelos de Y+ altos (modelo clássico no qual as tensões turbulentas, produção e dissipação turbulentas são derivadas da teoria de equilíbrio da camada limite turbulenta) e de Y+ baixos (modelo que não necessita de lei de parede pois a subcamada viscosa está bem resolvida de acordo com o refinamento da malha), através de uma função de chaveamento em função do número de Reynolds, o qual depende da distância a parede, energia cinética turbulenta e viscosidade do escoamento. Tal método também produz resultados adequados para valores de Y+ intermediários (entre 1 e 30). A figura 3.13 ilustra as regiões de uso dos tratamentos de parede, enquanto a equação (3.18) introduz a função utilizada para este modelo.

$$T_Q = gT_{Q_{Low}} + (1-g)T_{Q_{High}} \tag{3.18}$$

Com T_Q alguma variável de turbulência como dissipação, produção, dentre outros. A função de peso g é calculada segundo a equação (3.19).

$$g = \exp\left(-\frac{Re_y}{11}\right) \tag{3.19}$$

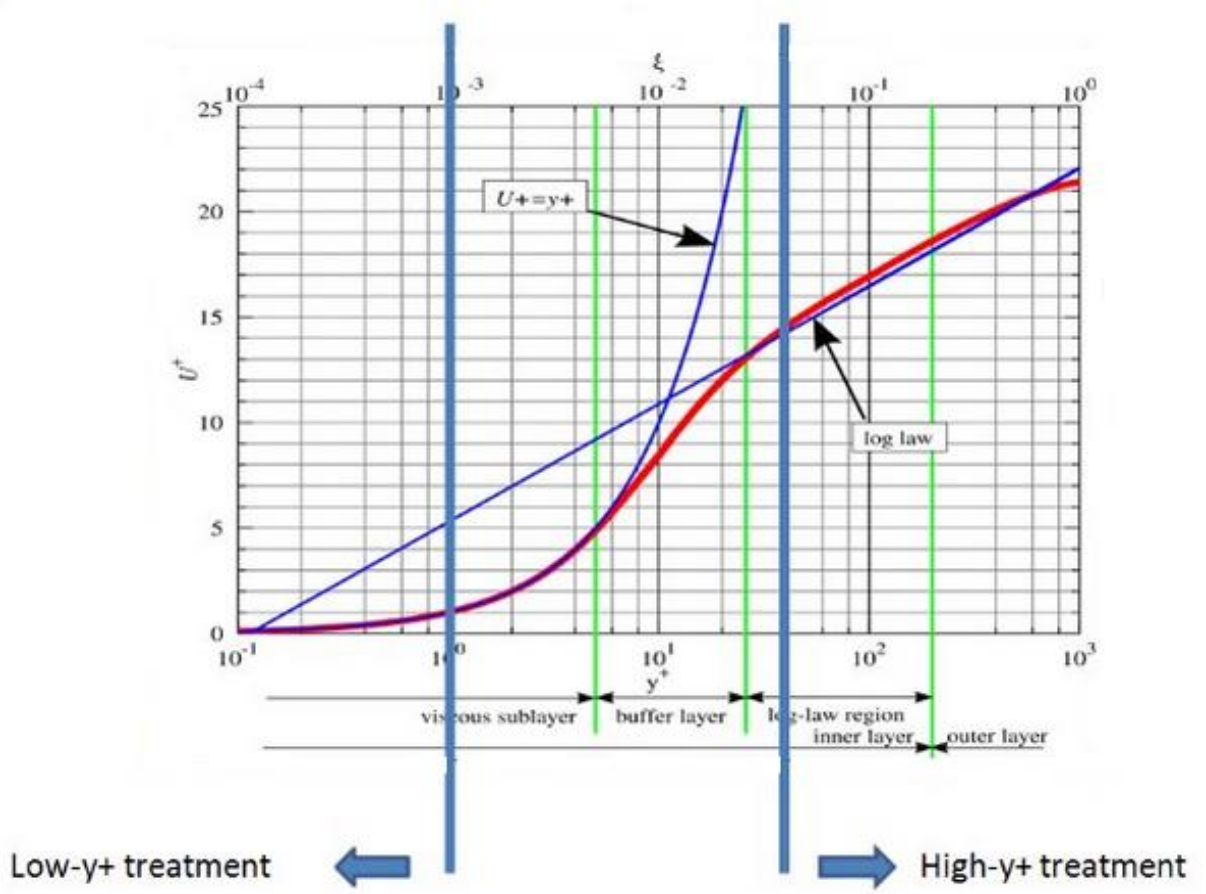
Com

$$Re_y = \frac{\sqrt{k}y}{\nu}$$

O Y+ é um adimensional, definido como a razão das influências turbulenta e laminares (Salim, 2009) em unas células mais próximas a parede da malha computacional. Matematicamente é definida por $Y+= y\sqrt{\tau_w/\rho}/\nu$, com y a distância

do centroide da célula à parede, τ_w a tensão de parede, ρ a densidade e ν a viscosidade cinemática.

Figura 3.13 – Regiões de uso dos tratamentos para a camada limite



Fonte: Drakulic, (2012)

3.2.3.1.2. Desacoplamento das equações

A opção pelo desacoplamento da equação de transporte da entalpia se deu por este tipo de *solver* ter apresentado melhor convergência em relação ao acoplado, além de possuir vantagens no que diz respeito ao uso de memória RAM na solução do problema computacionalmente. Tal utilização não gerou grandes modificações tendo em vista que o escoamento, embora compressível, não possui valores de

número de Mach muito elevados que justifiquem a necessidade de um tratamento que possibilite uma melhor modelagem de choques, fornecida pelo solver acoplado.

3.2.3.2. Modelos utilizados somente na simulação transiente

O único modelo físico utilizado na simulação transiente foi a seleção do modelo *unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes* (uRANS) para o tratamento temporal. Conforme deduzido em Lumley (1972), a RANS não possui termo temporal uma vez que, da decomposição de Reynolds, a média temporal das flutuações turbulentas é nula. Desta forma, o termo temporal introduzido na uRANS não está relacionado com a variação temporal da turbulência, mas sim com estruturas do escoamento que possuem escalas temporais muito maiores do que as turbulentas, característica esta, conforme já apresentada, típica do *swirl* no escoamento no interior de cilindros, permitindo assim o uso de tal abordagem. Vale ressaltar que a qualidade da solução obtida é inferior a aquela que porventura seria atingida utilizando *Large Eddy Simulation*, entretanto, por questões de capacidade computacional disponível, a opção de uso da uRANS se mostrou mais adequada para o fim proposto.

3.2.3.3 Métodos de interpolação

Os termos convectivos foram todos discretizados segundo o método *upwind* de segunda ordem, apresentado pela equação (3.20). Tal método elimina a problemática da difusão numérica presente no método de 1ª ordem, caracterizado por, segundo Maliska (2013), como erros de truncamento de natureza dissipativa nos termos convectivos, ocasionados pelo fato da função de interpolação não ser exata. Tal difusão numérica tende a dissipar grandes gradientes, eliminando oscilações do escoamento que, eventualmente, são de interesse no escoamento em análise.

$$\Phi_i^+ = \frac{-\Phi_{i+2}^n + 4\Phi_{i+1}^n - 3\Phi_i^n}{2\Delta x} \qquad (3.20)$$

Com Φ uma variável qualquer, i a célula de interesse e n o passo temporal.

A discretização temporal foi feita utilizando um método implícito de 2ª ordem com etapa de predição e outra de correção. As equações (3.21) e (3.22) ilustram tal esquema.

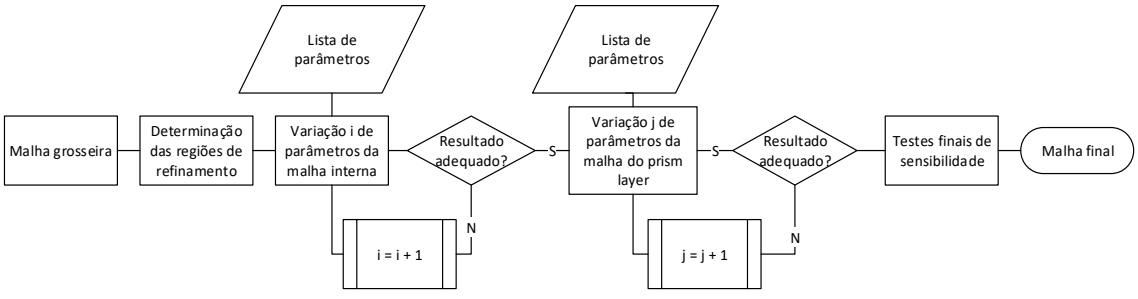
$$\frac{\tilde{\Phi}^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = f(t^n, \Phi^n) - predictor \tag{3.21}$$

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = \frac{1}{2}\left[f(t^n, \Phi^n) + f\left(t^{n+1}, \tilde{\Phi}^{n+1}\right)\right] - corrector \tag{3.22}$$

3.2.4. Malha computacional

A malha de cada uma das simulações foi determinada iterativamente, comparando os resultados de razão de *swirl* com valores obtidos a partir de ensaios experimentais e comparando qualitativamente o escoamento com resultados do ensaio de PIV de um cabeçote do modelo em estudo. A figura 3.14 apresenta um fluxograma com a metodologia utilizada para determinação da malha final de cada uma das simulações estáticas (com e sem retificador de fluxo), base também para a malha da simulação transiente.

Figura 3.14 – Processo utilizado para determinação da malha



Fonte: autor

Vale ressaltar que, de maneira geral, a malha é constituída de elementos poliédricos (tetraédricos e hexaédricos) e de uma camada prismática na parede a fim de garantir melhor resolução na discretização das proximidades desta para obtenção

de resultados mais fidedignos do escoamento em sua proximidade, aliando alta qualidade na malha com o tratamento de parede para todos os Y+, conforme já salientado.

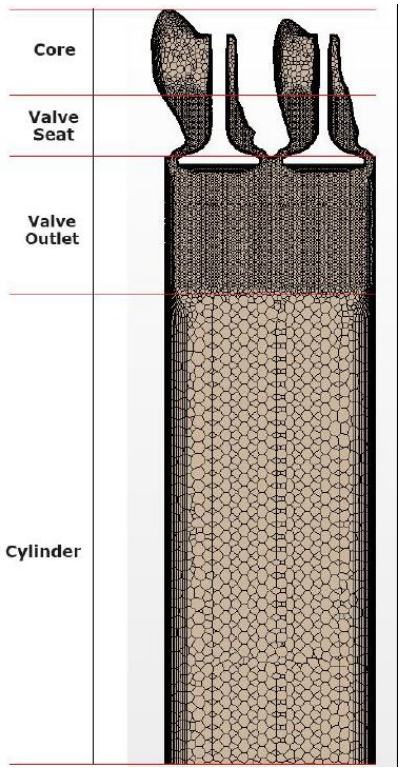
3.2.4.1. Regiões com refinamentos de malha distintos

Com base em análises iniciais de simulações realizadas com malhas simples, isto é, sem qualquer tipo de cuidado com refinamentos diferenciais para regiões com maiores ou menores graus de detalhamento do escoamento, foi possível entender que há regiões onde fenômenos mais importantes e detalhados ocorrem, como é o caso da região das cortinas das válvulas e da porção imediatamente após a saída dos jatos. Na primeira, descolamentos e recirculações podem ocorrer devido a geometria da sede, abertura das válvulas e efeito de colisão na cabeça da válvula, desta forma, um maior refinamento é necessário para capturar estes efeitos de maneira mais eficiente. Na segunda região, os jatos oriundos de cada um dos dutos de admissão colidem e formam o escoamento helicoidal característico do cabeçote em questão, sendo, portanto, uma região também na qual fenômenos precisam ser capturados com maior precisão.

No cilindro e na região a montante da sede das válvulas, os maiores efeitos são a dissipação de turbulência no cilindro e também o enchimento dos dutos de admissão, também itens importantes do processo como um todo, mas menos determinantes do que a própria orientação do jato, dada pelas regiões previamente assinaladas. No cilindro, as escalas de comprimento do escoamento também são maiores, permitindo assim uma malha mais grosseira sem grande variação dos resultados obtidos para o escoamento, principalmente nas regiões distantes da parede.

A figura 3.15 ilustra as regiões com refinamento diferencial para o problema em questão.

Figura 3.15 – Corte longitudinal da geometria em estudo com as regiões de refinamento diferencial destacadas



Fonte: autor

A malha como um todo, independentemente da região, possui parâmetros básicos que regem sua construção sendo eles:

- *Base size:* tamanho padrão de uma célula, utilizado para especificar os demais valores como uma porcentagem deste, evitando assim reeditar todos os parâmetros de dimensão;
- *Number of prism layers*: total de camadas prismáticas orientadas perpendicularmente as paredes;
- *Prism layer stretching:* razão de crescimento da espessura das camadas prismáticas
- *Prism layer thickness:* espessura total da camada prismática;
- *Surface curvature:* determina o número de pontos utilizados para discretizar uma curva, ou seja, quanto maior o número de pontos, maior o número de pontos, mais próxima de uma curva é a aproximação;

- *Surface growth rate*: taxa através do qual o elemento inicial definido na malha superficial cresce/diminui, a fim de atingir os valores especificados para a região interna da malha;
- *Surface size*: tamanho da célula alvo e mínima aceitável na região na superfície do volume em análise.

Cada uma das regiões também possui parâmetros próprios de refinamentos, restringindo-se ao valor alvo da malha, número de camadas prismáticas, espessura total e razão de crescimento desta camada.

3.2.4.2. Estratégia para refinamento

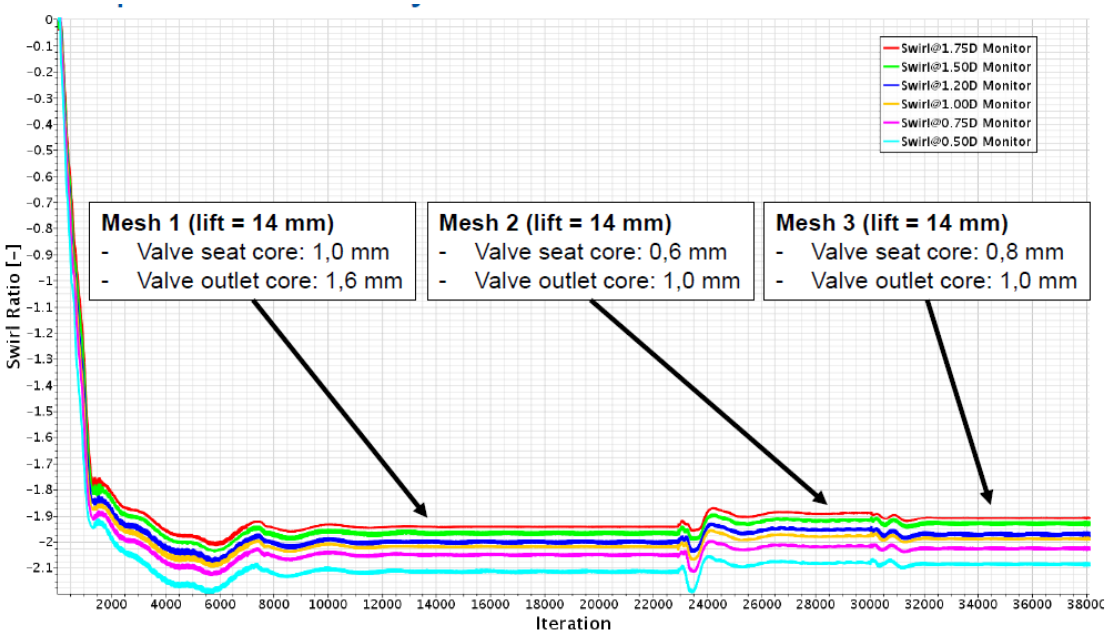
A priori, focou-se no refinamento da malha como um todo, não utilizando a camada prismática para a determinação dos valores de malha a serem utilizados no núcleo da geometria, isto é, nas regiões distantes da parede. Para tanto, fixou-se um valor de malha para cada 3 das 4 regiões de refino, variando uma delas e verificando os resultados afim de verificar um ponto no qual o valor da razão de Swirl pouco mudava. Tal procedimento foi repetido para todas as outras regiões.

A segunda etapa consistiu na implementação da camada prismática a fim de satisfazer os valores de Y+ para o modelo $k-\varepsilon$ e de compatibilizar os valores da razão de Swirl com aquelas dos ensaios experimentais obtidos. O procedimento utilizado foi o mesmo em relação ao núcleo, desta vez também fixando cada uma das variáveis da camada (espessura, taxa de crescimento e número de camadas).

3.2.4.3. Análise de sensibilidade da malha

Com as malhas definidas, ainda buscou-se verificar se variações marginais dos valores dos parâmetros da malha também acarretavam em mudanças significativas do número de *swirl*, procedendo-se assim com uma análise de sensibilidade da malha. A figura 3.16 ilustra um resultado obtido.

Figura 3.16 – Exemplo de estudo de sensibilidade de malha para o levantamento de válvula de 14 mm



Fonte: autor

A figura 3.16 apresenta um exemplo de que, para alterações dos valores utilizados para definição da malha não houve alterações substanciais nos resultados, possibilitando assim que o maior valor de malha que permitisse esta convergência fosse utilizado para cada um dos casos de simulação.

3.2.4.4. Apresentação das malhas obtidas para cada um dos levantamentos de válvula para o ensaio estático

A tabela 3.2 sintetiza os valores obtidos para cada um dos parâmetros da das malhas de cada um dos levantamentos simulados. A malha com retificador de fluxo possui somente um valor adicional referente a tal região, que consiste em valor dos elementos de 1 mm, 3 camadas prismáticas com razão de crescimento de 1,1 e espessura total de 0,8 mm.

Tabela 3.2 – Valores dos parâmetros de cada uma das malhas utilizadas na simulação do escoamento em estudo (PL representa a camada prismática e Sup. a superfície)

	Unid	Aberturas de válvula (mm)									
		6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Geral											
Tamanho base	mm	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
Número PL		10	10	10	10	10	10	10	10	10	10
Espessura PL	mm	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5
Razão PL		1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1
Curvatura Sup.		36	36	36	36	36	36	36	36	36	36
Taxa Cres. Sup.		1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2
Tamanho Sup.											
Alvo	mm	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
Mínimo	mm	1,75	1,75	1,75	1,75	1,75	1,75	1,75	1,75	1,75	1,75
Cilindro											
Tamanho base	mm	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3
Número PL		20	20	20	20	20	20	20	20	20	20
Espessura PL	mm	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10
Razão PL		1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1
Sede da Válvula											
Tamanho base	mm	1,2	1,2	1	1,2	1,4	1	1,2	1	1	1
Número PL		10	10	10	10	10	10	10	8	10	10
Espessura PL	mm	3	3	3	2,5	2,5	3	3	2	2	2,1
Razão PL		1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1
Pós-Válvula											
Tamanho base	mm	1,5	1,5	1,6	1,6	1,6	1,4	1,3	1,6	1,6	1,6
Número PL		10	10	10	10	10	10	10	10	10	10
Espessura PL	mm	4,5	4,5	5	4	4	4	4	4	4	4
Razão PL		1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1
Sala											
Tamanho base	mm	10,5	10,5	10,5	10,5	10,5	10,5	10,5	10,5	10,5	10,5
Total de células		1299148	1297063	1931197	1786228	1220360	1505770	1584465	1274387	1317916	1321835

Fonte: autor

3.2.5. Condições de contorno

Há três condições de contorno utilizadas na solução do problema: entrada de estagnação, parede e pressão de saída. Cada uma destas foi definida segundo uma região da geometria. A primeira, está alocada em toda a superfície que delimita a semiesfera representativa da sala a qual a entrada dos dutos de admissão está exposta. A segunda, em toda a região que consiste dos dutos, bocais, sede de válvula e cilindro. A terceira, por fim, está imposta na face inferior do cilindro, região em que há efetiva imposição de depressão a partir do uso do compressor.

A condição de estagnação, conforme explicitado em CD-Adapco (2012) representa um reservatório ao longe no qual o escoamento está completamente parado. Tal representa a mesma condição de contorno utilizada para especificar que o ar que adentra determinado duto está inicialmente num recipiente de dimensões infinitamente maiores do que este, permitindo assim impor a condição de escoamento em repouso. Para um escoamento compressível, como é o caso em questão, as

condições de temperatura e pressão especificadas são as de estagnação, e não as estáticas. Tais podem ser obtidas a partir da hipótese de processo isoentrópico segundo a equação (3.23) tal como apresentado em Shapiro (1953) para escoamentos unidimensionais.

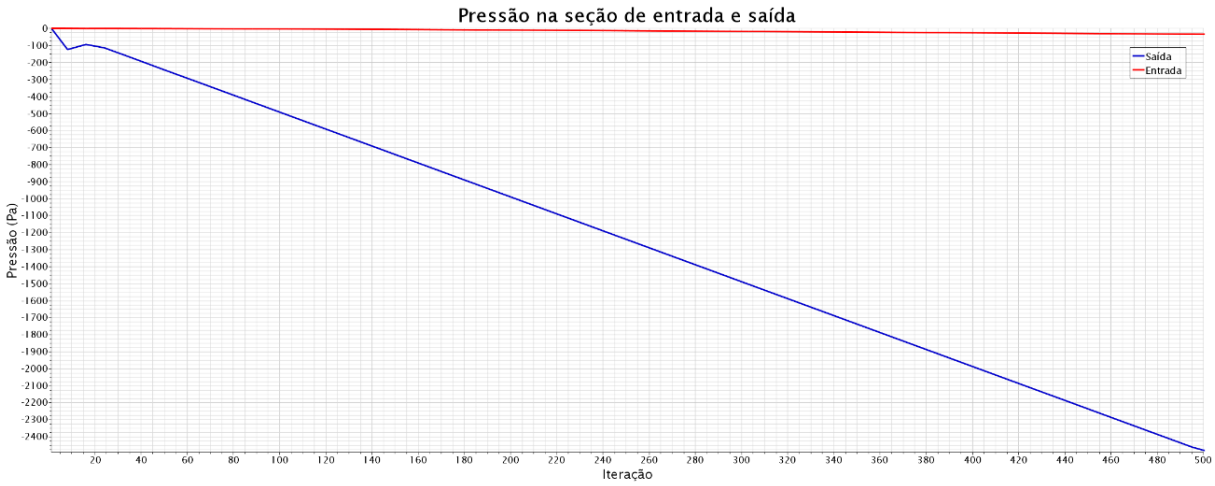
$$\frac{p_t}{p} = \left(1 - \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \tag{3.23}$$

Com $k = c_p/c_v$ e M o número de Mach.

A condição de contorno de parede consiste em utilizar a hipótese de aderência perfeita $(v_{parede} = 0)$ em toda a região definida. Adicionalmente considerou-se a parede como lisa, muito embora a o interior dos dutos de admissão do cabeçote tenha rugosidade maior (e consequente dissipação maior) dado o processo de fabricação a partir dos quais são obtidos (fundição).

A condição de saída de pressão implica na especificação de uma pressão estática constante na superfície em que está definido, no caso, a face de saída a jusante do plano de medição do *swirl*. É digno de nota explicar que tal está especificado numa cota abaixo da região de medição a fim de mitigar ao máximo qualquer tipo de escoamento reverso nesta fronteira, evitando assim uma influência de agente não natural ao escoamento na solução. O fato de estar a jusante do plano de referência de medição de pressão estática, também implica na necessidade pressão ser ligeiramente menor neste caso. A especificação da pressão também é negativa pois o que se deseja é um gradiente de pressão que permita a entrada de ar a partir da pressão atmosférica, suposta igual a 101325 Pa. Vale ressaltar que se aplicou um perfil decrescente de pressão nas primeiras 500 iterações a fim de evitar que houvesse divergência na solução numérica devido a gradientes muito severos na solução. Tal perfil está ilustrado pela figura 3.17.

Figura 3.17 – Gráfico do perfil de pressão imposto nas primeiras 500 iterações (valor final relativo a entrada = -2492 Pa ou ~254 mmH_2O)



Fonte: autor

3.2.6. Condições iniciais

A única condição inicial calculada foi a de turbulência valendo-se da relação indicada pela equação (3.24), conforme ANSYS (2011).

$$k = \frac{3}{2}(IU)^2 \qquad (3.24)$$

Com I a intensidade turbulenta dada por

$$I = 0{,}16\left(Re_{D_H}\right)^{-\frac{1}{8}}$$

As demais condições iniciais são a de pressão estática igual a 101325 Pa em todo domínio, velocidade inicial do escoamento igual a -0,04 m/s na direção do eixo do cilindro e temperatura de 298,15 K.

3.2.7. Cálculo da razão de *swirl* no software StarCCM+

A razão de *swirl* não é uma variável presente no *software* utilizado para a simulação do escoamento. Desta forma foi necessário adicionar equações, denominadas funções de campo, para que tal valor pudesse ser obtido. Desta forma, a função que presenta o momento angular, dada por (3.25), inicialmente foi programada, sendo esta calculada para cada uma das células.

$$H_i = \rho_i u_{z_i} u_{\theta_i} r_i \tag{3.24}$$

Com

- ρ_i a densidade na célula i
- u_{z_i} a velocidade axial da célula i
- u_{θ_i} a velocidade tangencial na célula i
- r_i a distância da célula i ao eixo do cilindro

Tal equação foi integrada no plano de medição de *swirl* e em outros planos de interesse, nas cotas dadas por 0,5D, 0,75D, 1,00D. 1,20D, 1,50D e 1,75D (plano de medição). A integração se deu por meio do uso de um *report* de integração superficial, acarretando na equação dada por (3.26).

$$M = \int_{S_{ref}} \rho u_z u_\theta r \, dS \tag{3.25}$$

O resultado desta integral é o próprio torque gerado pelo movimento rotacional do fluido em cada um dos planos referenciados, permitindo assim o cálculo de *swirl* a partir de um análogo a equação (3.2).

$$\frac{n_D}{n} = 2\frac{S\rho_{out}M}{\dot{m}_{out}^2} \tag{3.26}$$

3.2.8. Simulação numérica do ensaio de *swirl* contínuo (transiente)

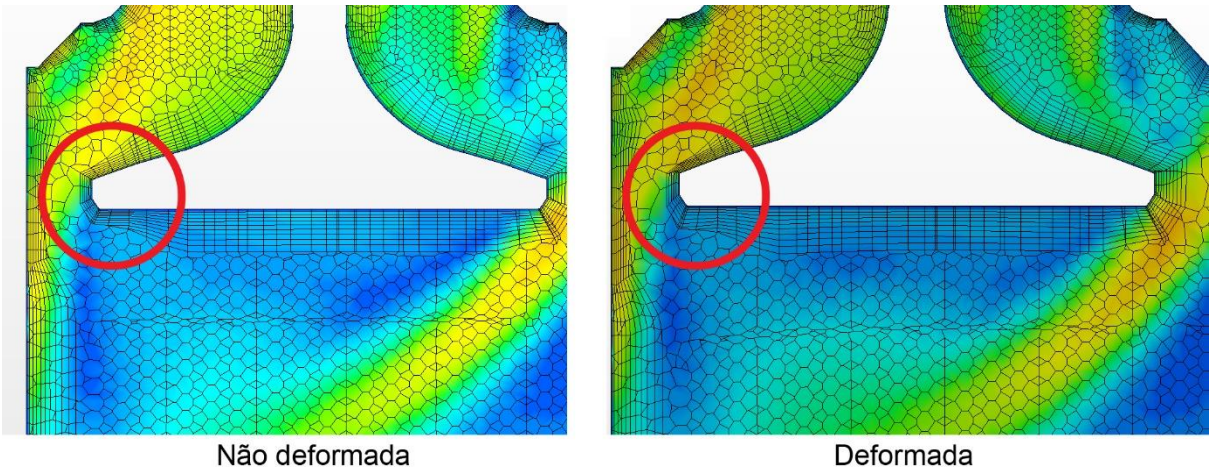
A simulação transiente é baseada, incialmente, na malha e nas configurações do *solver* definidas para as simulações em regime estacionário. A grande diferença metodológica está na adoção do regime transiente ao invés do

estacionário. Do exposto, duas novas características devem ser impostas no modelo: a movimentação da válvula e um esquema de interpolação do termo temporal para a *Reynolds Averaged Navier-Stokes*.

O uso do método *unsteady* RANS (uRANS) se deu por questões de limitação computacional para a avaliação do problema, impossibilitando a utilização de *Large Eddy Simulation* com o recurso disponível dado que, considerando os teste feitos com uma malha de 7,5 milhões de células, o tempo para simular o problema transiente respeitando baixo número de Courant (< 1) requereria tempo bastante superior a um ano ininterrupto de simulação. Com o uRANS não se espera obter detalhes do escoamento turbulento, tendo em vista que o termo transiente originalmente não está contemplado na RANS, mas tão somente indicações de variações em alguma estrutura do escoamento cuja escala temporal seja bastante díspar da turbulenta, como por exemplo uma bolha de recirculação formada ou alguma estrutura típica da região das cortinas das válvulas.

A movimentação das válvulas foi feita supondo-as como um corpo rígido que translada verticalmente, especificando somente o deslocamento em milímetros para cada passo temporal. Adicionalmente, o software em uso permite que a malha deforme conforme há translação da válvula, isto é, permite que os volumes finitos estiquem ou contraiam de acordo com a movimentação estabelecida pela válvula. A figura 3.18 ilustra tal deformação na região da válvula.

Figura 3.18 – Deformação da malha imposta com a variação da posição da válvula



Fonte: autor

Quanto ao solver, optou-se por utilizar discretização implícita de 2ª ordem para o termo temporal, sendo consistente com as demais discretizações utilizadas para os demais termos. O passo temporal foi definido como 0,005 s e para cada passo temporal, as iterações internas variam de 3000 (primeiro passo após a recriação da malha após deformação) a 50 para toda a simulação. A condição inicial de simulação é o resultado da simulação estacionária para a abertura de válvula de 15 mm, consistente com o método experimental.

A movimentação das válvulas foi realizada através da técnica de *mesh morphing* disponível no software StarCCM+. Esta consiste, conforme CD-Adapco (2012), na definição do movimento das regiões de contorno de acordo com algum movimento especificado para esta região, seja ela uma função definida ou a simples translação de um corpo rígido, sendo este último o movimento imposto nas válvulas de admissão do cabeçote para representar o ensaio contínuo. A malha deforma de acordo com o movimento de pontos de controle (*control points*) definidos, no caso em questão, como os vértices da malha adjacentes às regiões de contorno em movimento (válvulas). A partir destes pontos há a formação de um campo de interpolação para a região em que o movimento de *morphing* foi definido, transladando a malha para os pontos oriundos da interpolação.

O StarCCM+ utiliza o método de interpolação através de uma BSpline, método este contínuo em sua segunda derivada ($\mathcal{C}^2$), produzindo superfícies mais suaves. A BSpline cúbica utilizada tem função de interpolação dada pela equação 3.27.

$$f(x,y,z) = \sum_{k=0}^{3}\sum_{l=0}^{3}\sum_{m=0}^{3} B_k(x)B_l(t)B_m(v)\,\varphi_{klm} \tag{3.27}$$

Com $B_k(x), B_l(t)\ e\ B_m(v)$ as funções base nas coordenadas $x, y\ e\ z$, respectivamente e φ_{klm} é o valor dos coeficientes da BSpline em cada um dos valores de $k, l\ e\ m$.

O problema de interpolação é resolvido de forma a se minimizar o erro residual da malha dos pontos de controle, refinando-o sucessivamente até que o erro convirja para a tolerância especificada. Para um dado ponto x_i, com i a etapa de refinamento,

tem-se que, com x_{alvo} o ponto alvo da interpolação, o resíduo conforme a equação 3.28.

$$\xi_i = x_{alvo} - x_i \tag{3.28}$$

Também podendo ser representado como a soma da interpolação ζ_i e o resíduo $\xi_{i-1} = \zeta_i + \xi_i$ até que o deslocamento desejado seja atingido. Uma equação para o ponto alvo é dada, portanto, por 3.29.

$$x_{alvo} = x_0 + \sum_{i=1}^{n} \zeta_i + \xi_n \tag{3.29}$$

Com x_0 as coordenadas do ponto no início do processo, ζ_i o passo da interpolação na i-ésima etapa de refinamento e ξ_n o resíduo no n-ésimo (e último) passo.

O movimento imposto foi o de translação de corpo rígidos em ambas as válvulas de forma que o tempo total de simulação de 15 mm para 6 mm fosse de 27 s. Como o passo temporal definido é de 0,005 s (suficiente para capturar as estruturas importantes do escoamento), para cada passo de tempo as válvulas subiam de exatamente 0,00167 mm, ou seja, uma taxa de levantamento de 0,334 mm/s, mais rápida que qualquer ensaio experimental realizado (0,25 mm/s para o ensaio de 1 minuto de ensaio).

Houve um tratamento da malha ao longo da simulação para evitar que a qualidade da mesma não se deteriorasse e comprometesse os resultados da simulação. Para cada segundo de simulação, a malha era completamente refeita a fim de se melhorar o aspecto das células, evitando volumes negativos devido às distorções causadas pela movimentação das válvulas, seja alongando ou contraindo os elementos. Testou-se intervalos mais curtos de refinamento da malha, entretanto sem resultados melhores expressivos.

Uma limitação do *mesh morphing* na simulação estabelecida, foi a impossibilidade de se variar o tamanho da malha na região próxima a parede *prism layer)* tendo em vista que a malha, ao se alterar as características, sempre possuía células com volume negativo ou não conectadas. Optou-se, a fim de garantir que resultados seriam obtidos, em se manter constante tanto o número de *prism layers*

(10 no *valve seat* e *valve outlet*, conforme figura 3.16), taxa de crescimento (1,1 para ambas regiões) e espessura (2,5 mm no *valve seat* e 4,985 no *valve outlet*), valor este aproximadamente médio para todos os levantamento de válvula na região de ensaio. A malha, por sua vez, variou de 1,1 mm a 1,0 mm na região *valve seat* e de 1,5 mm a 1,35 mm no *valve outlet* levando em conta a tabela 3.2. As demais regiões não sofreram variação de características de tamanho de malha em relação aos ensaios estáticos. Vale já ressaltar que estas variações, naturalmente, alteraram em algum grau os resultados da simulação transiente quando comparada à simulação estática.

3.2.9. *Setup* computacional

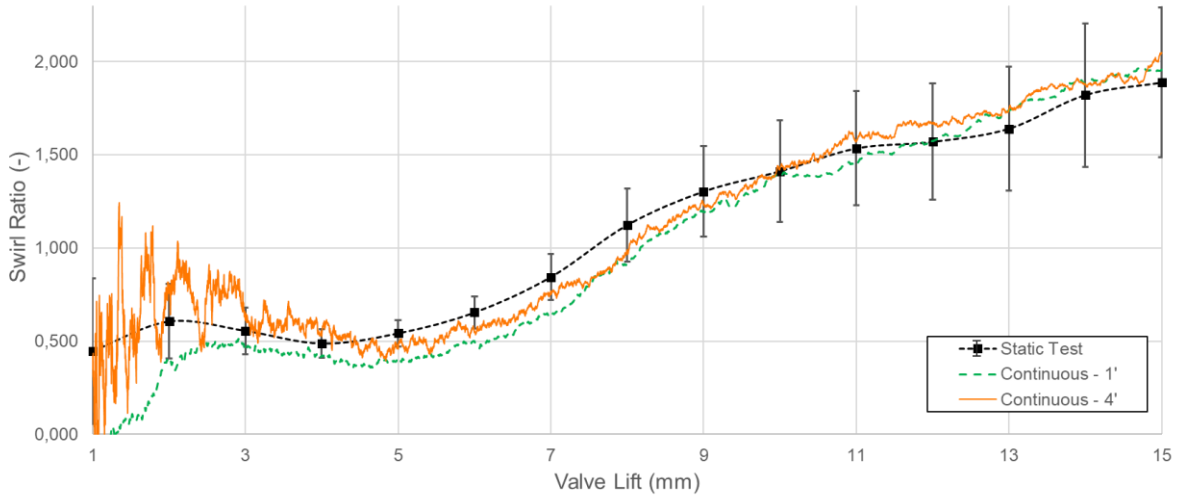
As simulações foram realizadas em um computador com processador Intel Xeon E5-1650 com 6 núcleos físicos e 12 virtuais, 3,5 GHz e 32 GB de RAM de 1800 MHz. As simulações estáticas, com aproximadamente 3000 iterações, levaram por volta de 1 dia para solução enquanto a simulação transiente levou, aproximadamente, 3 meses para ter seu processamento realizado por completo. Tais tempos não contabilizaram as diversas simulações necessárias para adequar a malha, passo temporal para simulação transiente ou aquelas em que houve divergência numérica.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A figura 4.1 ilustra dois resultados de ensaios contínuos obtidos na bancada de testes instalada no Laboratório Scania/Poli-USP em Sorocaba. Nota-se que tanto para o ensaio de 1 minuto quanto para o de 4 minutos há uma boa relação entre as curvas do ensaio estático e as do ensaio contínuo, havendo somente uma oscilação mais brusca no ensaio mais longo, fruto de uma má configuração do PID do driver que controla o motor elétrico ligado a bomba do tipo roots, responsável pela geração da depressão necessária para admitir ar através do cabeçote. Tal oscilação não acarreta num resultado díspar no que tange o cálculo do número de *swirl*, tendo em vista que a parcela da curva com os levantamentos mais baixos tem peso muito pequeno neste cômputo. Em todos os gráficos as barras de erro representam um desvio padrão calculado a partir dos resultados dos ensaios realizados pela empresa.

Figura 4.1 – Curvas experimentais de razão de *swirl* em função do levantamento de válvula para o caso estacionário e para o caso contínuo (ensaios realizados no mesmo cabeçote)



Fonte: autor

Do gráfico exposto pela figura 4.1, nota-se que há uma efetiva similaridade entre os resultados obtidos a partir da metodologia contínua de ensaio e aqueles oriundos do ensaio estático, tal como atualmente utilizados como padrão no controle de qualidade pela Scania Latin America. Uma discrepância notada tanto nas curvas de ensaio de 1 minuto e de 4 minutos é um *offset* em relação a curva ajustada para o ensaio originalmente conduzido no cabeçote objeto de estudo. Tal descolamento é mais pronunciado em levantamentos de válvula intermediários - entre 7 e 10 mm – motivados, potencialmente, pela ausência de tempo de estabilização do escoamento, acarretando em medidas daquelas originalmente obtidas com a metodologia estática.

Ainda com relação a tal descolamento, nota-se que ele é mais bem pronunciado para a curva obtida com medição contínua de 1 minuto, corroborando assim a ideia de que a não-estabilização ponto-aponto do escoamento tende a modificar o padrão da curva, o que pode ser resultado de uma vazão mássica superior àquela obtida quando se há garantia de estabilização do escoamento.

Ainda com estas discrepâncias, os valores calculados do número de *swirl* $(n_D/n)_m$ e do $\mu\sigma_m$ apresentam boa proximidade com aqueles obtidos a partir da metodologia padrão. A tabela 4.1 ilustra de maneira resumida os valores obtidos experimentalmente.

Tabela 4.1 – Resumo dos valores do número de *swirl* e do $\mu\sigma$ para os ensaios realizados

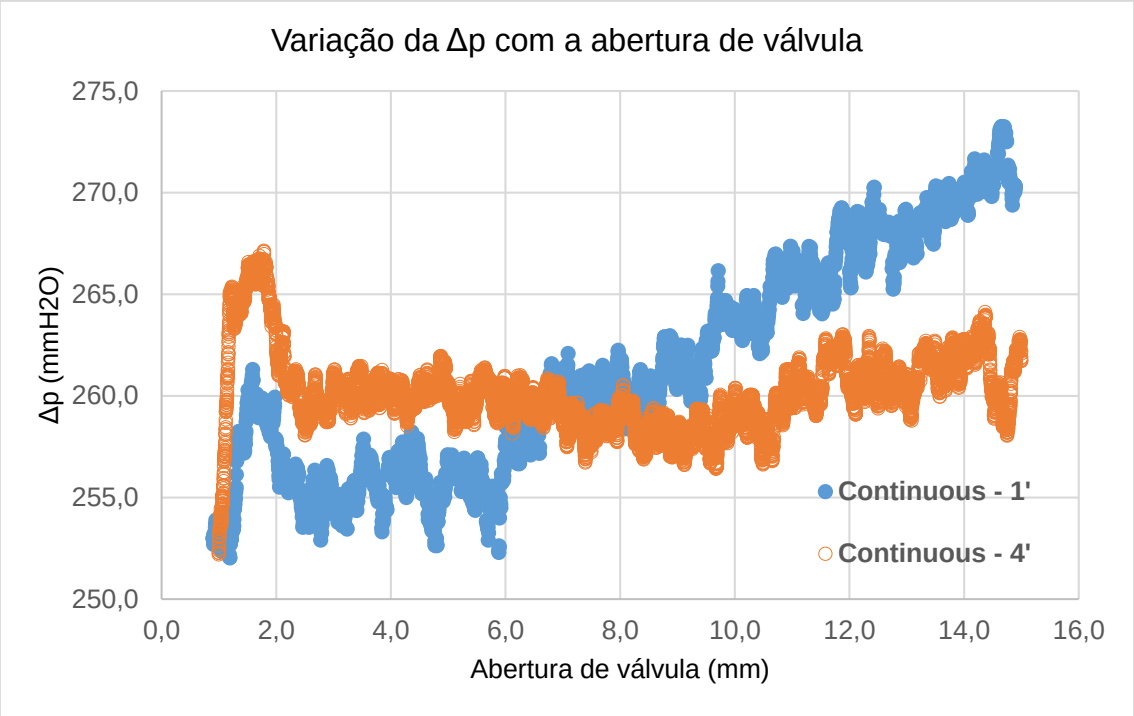
Ensaio	$(\boldsymbol{n_D/n})_{\boldsymbol{m}}$	$\boldsymbol{\Delta\%_{padrão}}$	$\boldsymbol{\mu\sigma_m}$	$\boldsymbol{\Delta\%_{padrão}}$
Padrão	2,091	-	0,416	-
Contínuo – 4 min	2,081	-0,48	0,419	0,72
Contínuo – 1 min	2,043	-2,29	0,441	6,01

Fonte: autor

O que se nota é que para uma redução do tempo de ensaio de 7,5 vezes, as diferenças relativas do número de *swirl* e do $\mu\sigma$ são pequenas, não superando 1%, garantindo assim boa aderência ao resultado originalmente esperado e utilizado como padrão de qualidade. Para o caso de 1 minuto de medição (redução de 30 vezes no tempo de ensaio), as discrepâncias são mais nítidas, chegando a 6% no valor do $\mu\sigma$ e 2,5% no valor do número de *swirl*. Uma potencial fonte destas discrepâncias reside no controle PID do motor elétrico, no qual não houve um trabalho fino de acertar os ganhos do controlador de forma a garantir maior suavidade da curva obtida experimentalmente, bastando notar uma oscilação de frequência mais alta ao longo da curva, gerada pela dificuldade do controlador em gerenciar variações mais bruscas

de abertura de válvula a fim e manter a pressão constante ao longo do processo. A figura 4.2 ilustra a variação da diferença de pressão de referência ao longo do processo.

Figura 4.2 – Gráfico da variação de pressão nos ensaios contínuos ao longo das aberturas de válvula



Fonte: autor

Nota-se que a variação da pressão de referência é mais significativa no ensaio de 1 minuto de duração, justificando assim a dificuldade do controle PID do motor elétrico em atuar o compressor de tal forma a manter tal diferença pressão constante ao longo do tempo, característica esta notada, entre as aberturas de 2 mm a 15 mm, no ensaio de 4 minutos.

Uma característica interessante é o salto de pressão notado nas regiões de *lift* mais baixo e que aparentemente não possuem efeito significativo no cálculo do *swirl*. O mesmo pode-se dizer sobre as oscilações notadas na curva de razão de *swirl* para o ensaio de 4 minutos de duração abaixo de 4 mm de abertura. Tais efeitos são pouco notados no cálculo final do número de *swirl* pois tais aberturas representam apenas

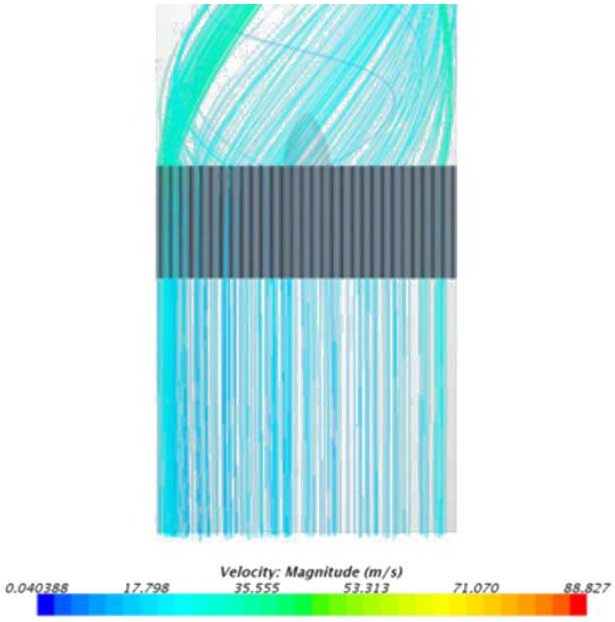
4,64% do número de *swirl*, sendo as principais contribuições aquelas na região de 15 a 11 mm, com 84% do total do número de *swirl*.

4.2. SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO ATRAVÉS DO CABEÇOTE

4.2.1. Efeito do retificador de fluxo no escoamento a montante do cilindro

A figura 4.3 ilustra através das linhas de corrente, o efeito do retificador no escoamento A configuração da colmeia consiste, conforme já apresentado, de elemento hexagonais com raio da circunferência circunscrita de 4,1 mm e altura de 50 mm. Tal simulação foi realizada para uma abertura de válvula de 14 mm.

Figura 4.3 – Efeito do retificador de fluxo no escoamento a jusante



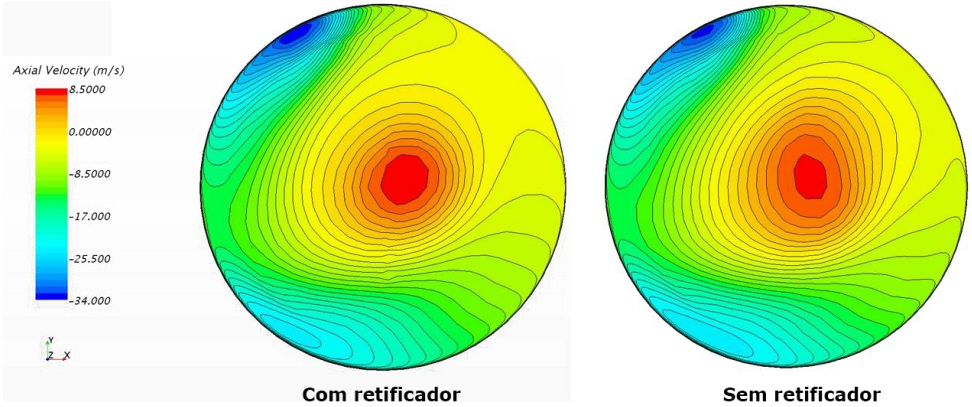
Fonte: autor

O que se nota é um total alinhamento das linhas de corrente a jusante do retificador de fluxo, efeito este esperado tendo em vista sua função de eliminar todas

as componentes tangenciais do escoamento a fim de obter um torque a ser utilizado como forma de avaliar o *swirl* no escoamento originado a partir do cabeçote.

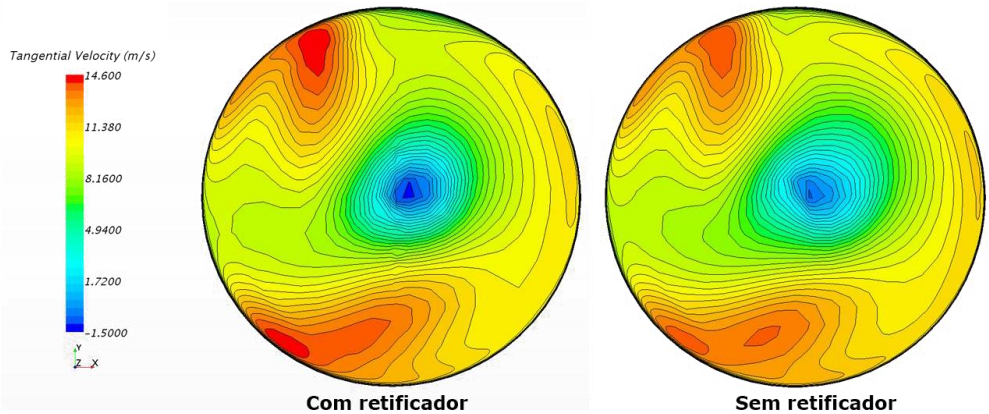
As figuras 4.4 e 4.5 ilustram o efeito do retificador em um plano a 156 mm da face de sucção do cabeçote (face com menor pressão), ainda no interior do cilindro de desenvolvimento, a montante da colmeia (cota 227,5 mm).

Figura 4.4 – Comparação da velocidade axial na seção de cota -156 mm e abertura de válvula de 14 mm para os casos com e sem retificador de fluxo



Fonte: autor

Figura 4.5 – Comparação da velocidade tangencial na seção de cota -156 mm e abertura de válvula de 14 mm para os casos com e sem retificador de fluxo



Fonte: autor

Da análise das simulações, nota-se que o efeito da colmeia a montante é pouco significativo. A velocidade axial possui perfil muito semelhante para ambos casos,

havendo somente uma redução de velocidade na periferia da região na qual o jato é mais rápido, isto é, no centro de rotação deslocado do centro do cilindro. Tal diferença, ao menos visualmente, é insignificante, podendo ser gerada também por alguma oscilação numérica.

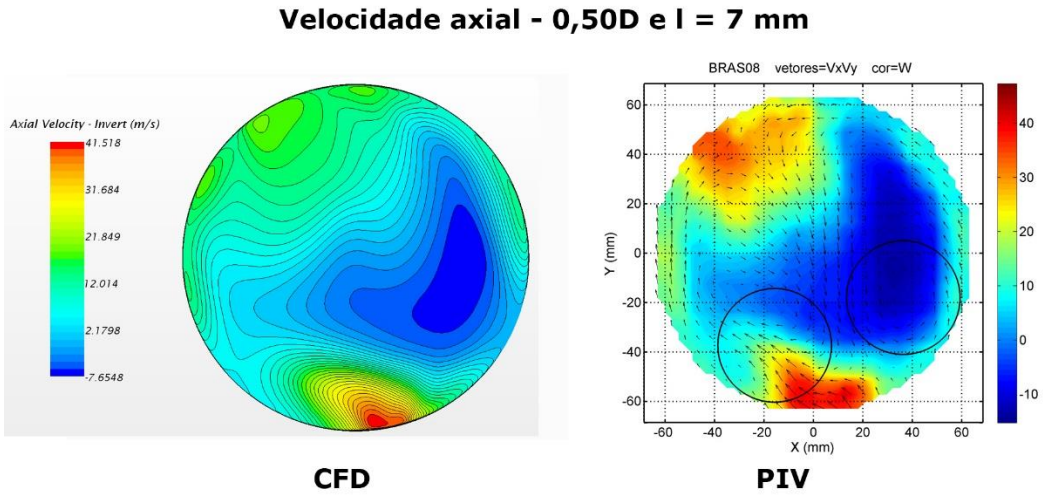
A velocidade tangencial, assim como a axial, não apresentou alterações significativas no que diz respeito ao seu perfil no plano a 156 mm da face do cabeçote. Há duas regiões de alta velocidade que possuem módulo um pouco maior no caso do escoamento com o retificador. Novamente, tal modificação não possui representatividade suficiente para caracterizar uma alteração profunda no escoamento em ambos casos.

Do exposto, a conclusão que se chega é que o projeto de um medidor de *swirl* de impulso com um retificador de fluxo com tal geometria apresenta duas vantagens. A primeira reside no fato da eficiência em alinhar o escoamento a jusante, garantindo que o momento angular associado ao escoamento está, de fato, sendo em sua quase totalidade, transformado em torque, garantido eficiência nesta medição. A segunda é a própria robustez do projeto que, ao menos para a abertura de válvula em questão, correspondente a cerca de 20% do peso no cálculo do número de *swirl*, não há indícios de modificações do escoamento a montante do elemento, não alterando as principais características do escoamento.

4.2.2. Comparação da simulação estática com os resultados obtidos do PIV para um cabeçote semelhante

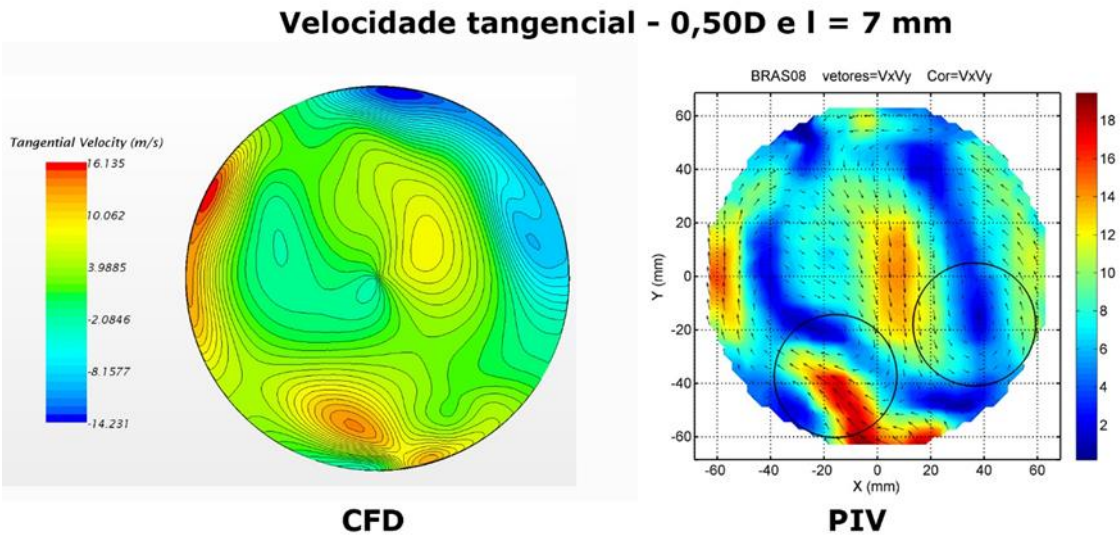
As figuras 4.6 a 4.21 representam comparações entre as simulações estáticas realizadas e os resultados obtidos a partir do uso de PIV em um cabeçote real derivado da geometria ideal simulada. O que se deseja avaliar são as semelhanças e diferenças observadas no que diz respeito o campo de velocidades axial e tangencial, avaliando muito mais o escoamento do ponto de vista qualitativo do que quantitativo.

Figura 4.6 – Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 7 mm



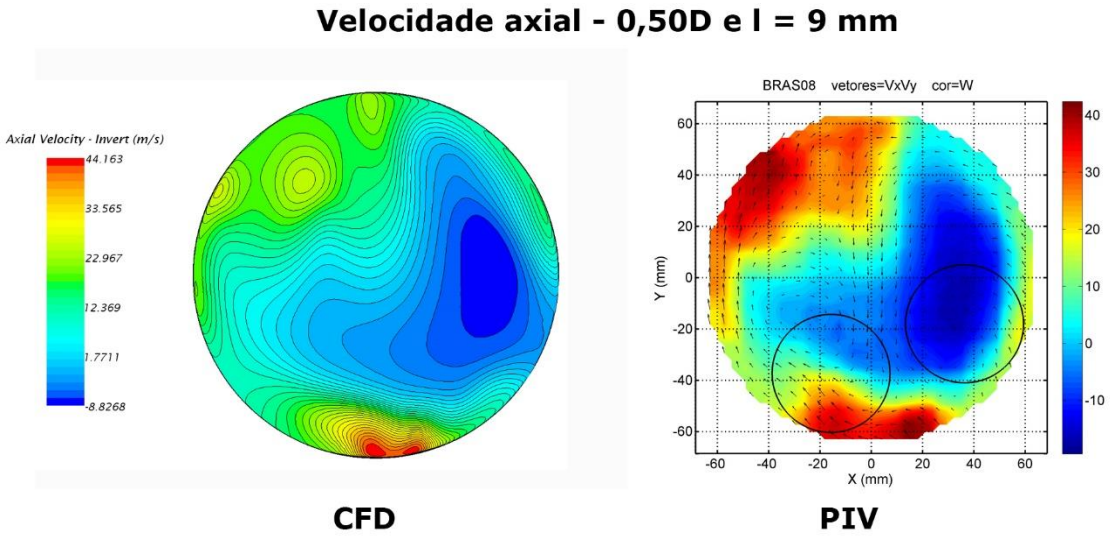
Fonte: autor

Figura 4.7 – Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 7 mm



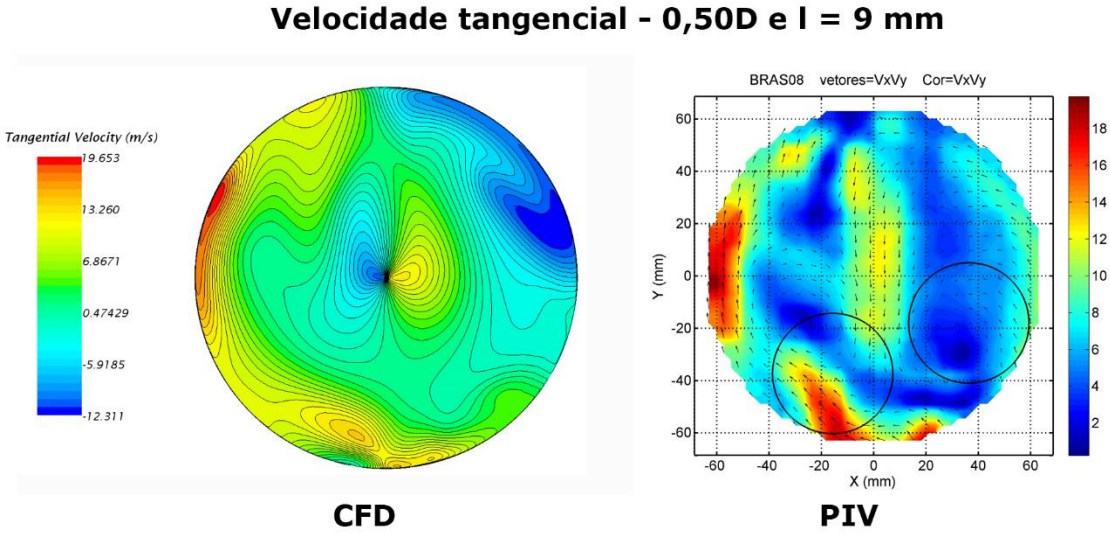
Fonte: autor

Figura 4.8 – Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 9 mm



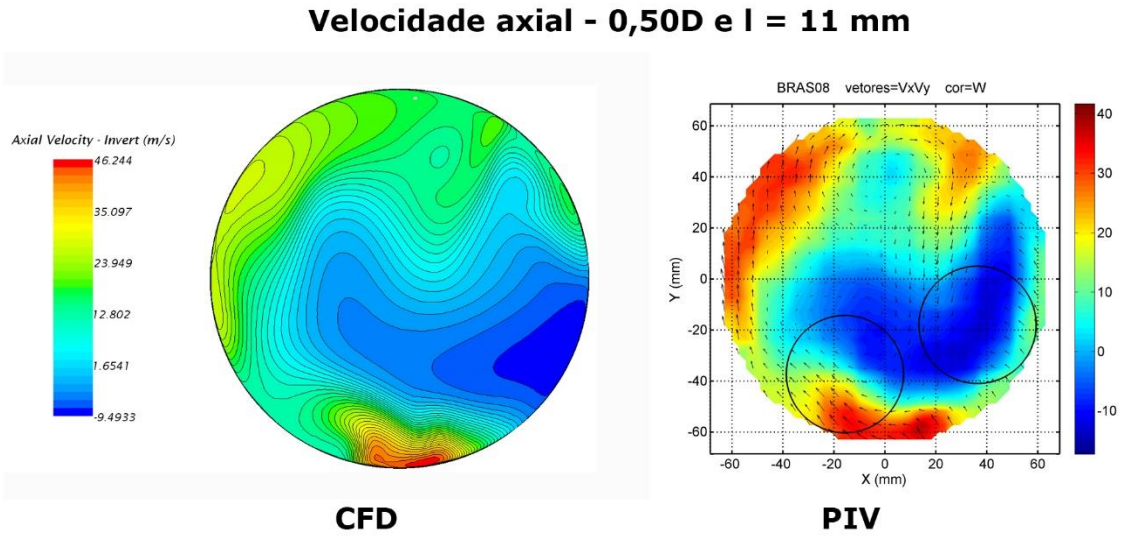
Fonte: autor

Figura 4.9 – Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 9 mm



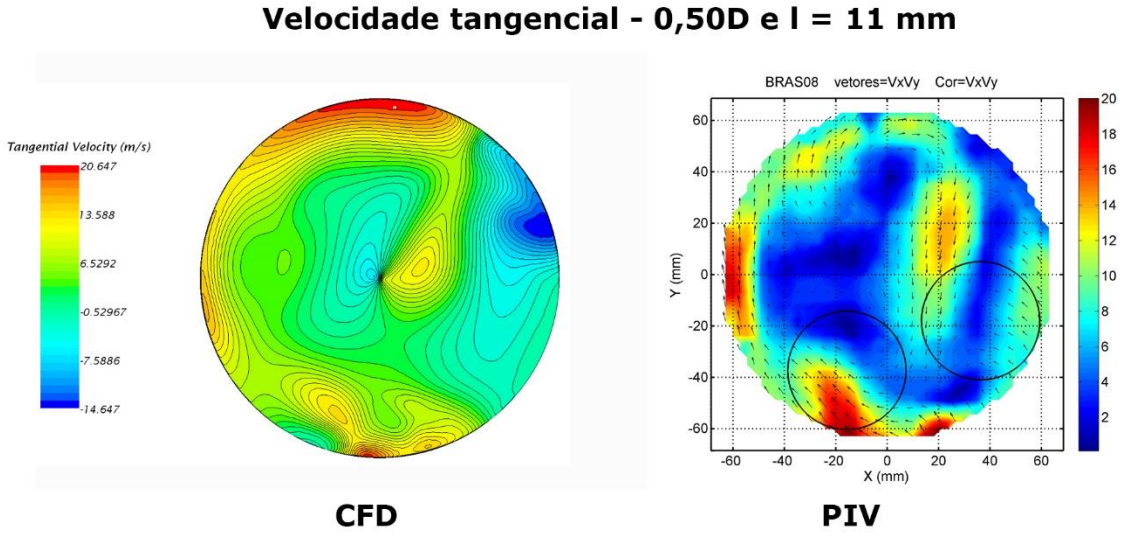
Fonte: autor

Figura 4.10 – Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 11 mm



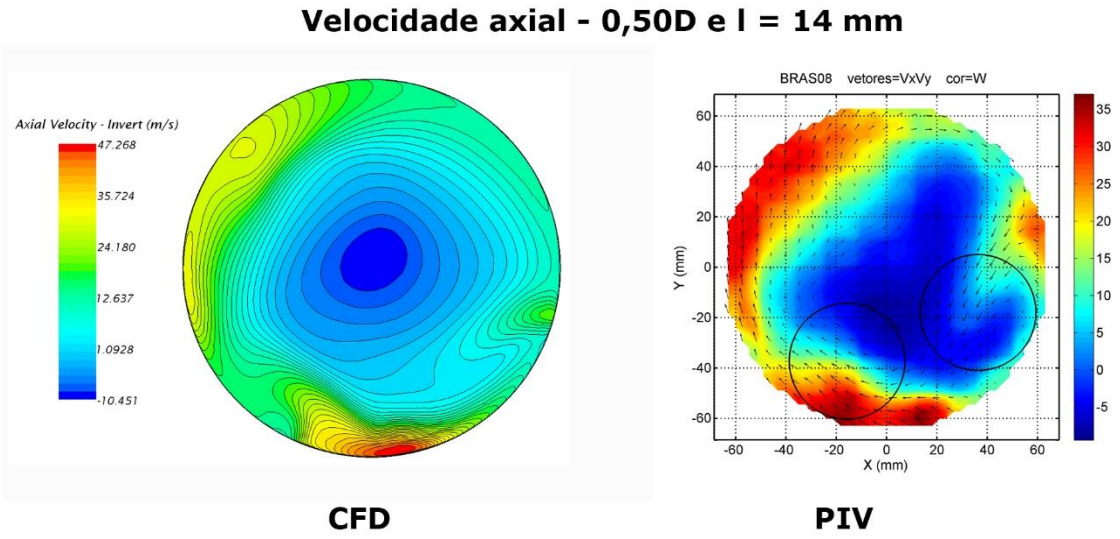
Fonte: autor

Figura 4.11 – Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 11 mm



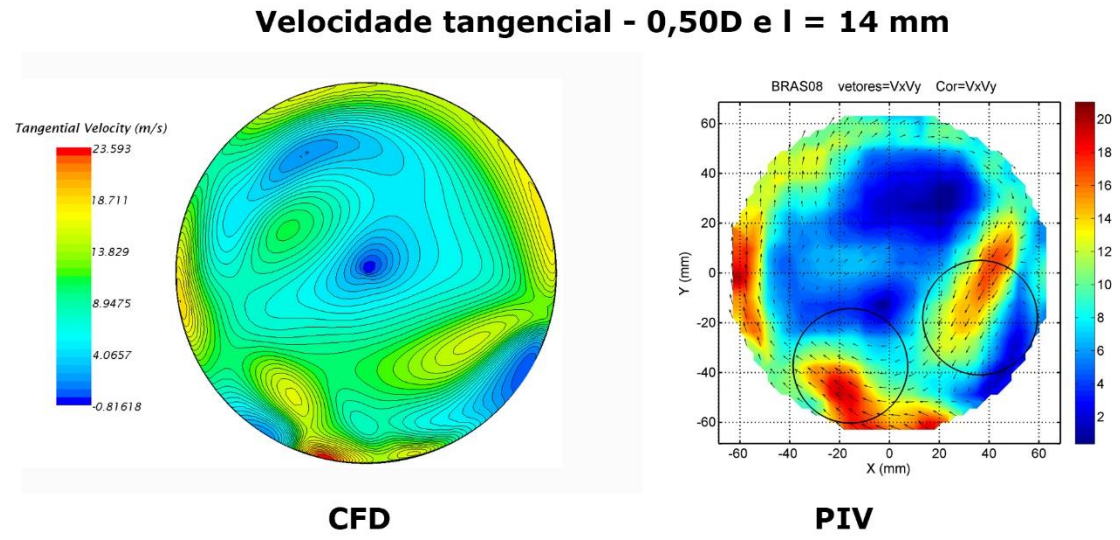
Fonte: autor

Figura 4.12 – Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 14 mm



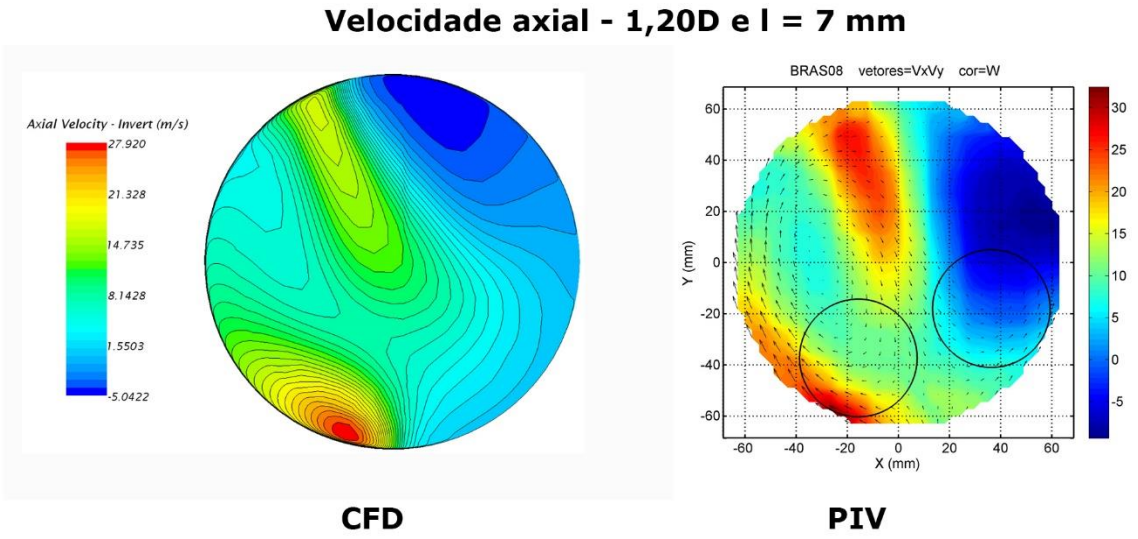
Fonte: autor

Figura 4.13 – Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 14 mm



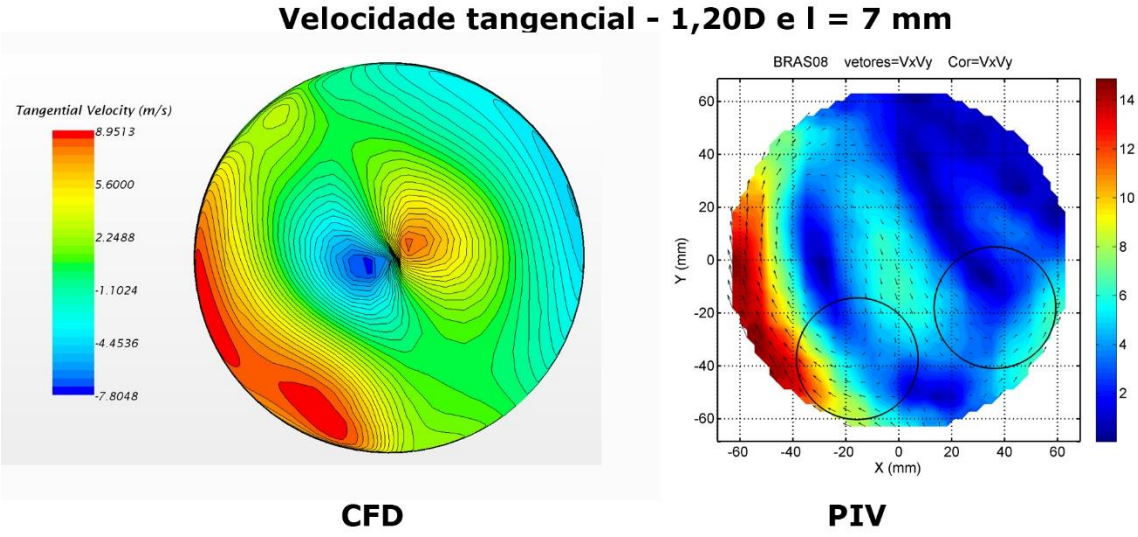
Fonte: autor

Figura 4.14 – Velocidade axial no plano 1,2D e abertura de válvula de 7 mm



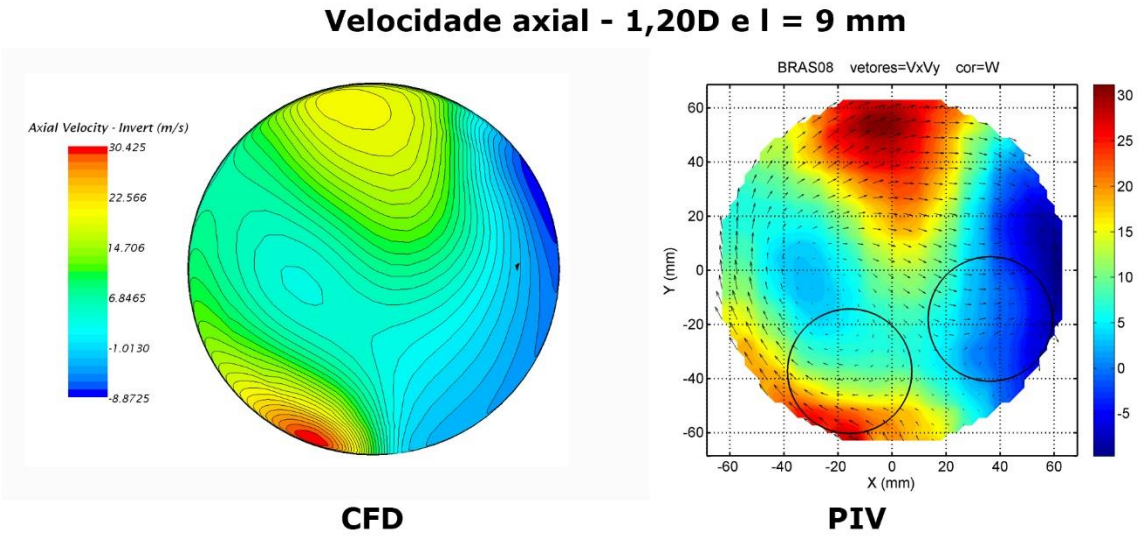
Fonte: autor

Figura 4.15 – Velocidade tangencial no plano 1,2D e abertura de válvula de 7 mm



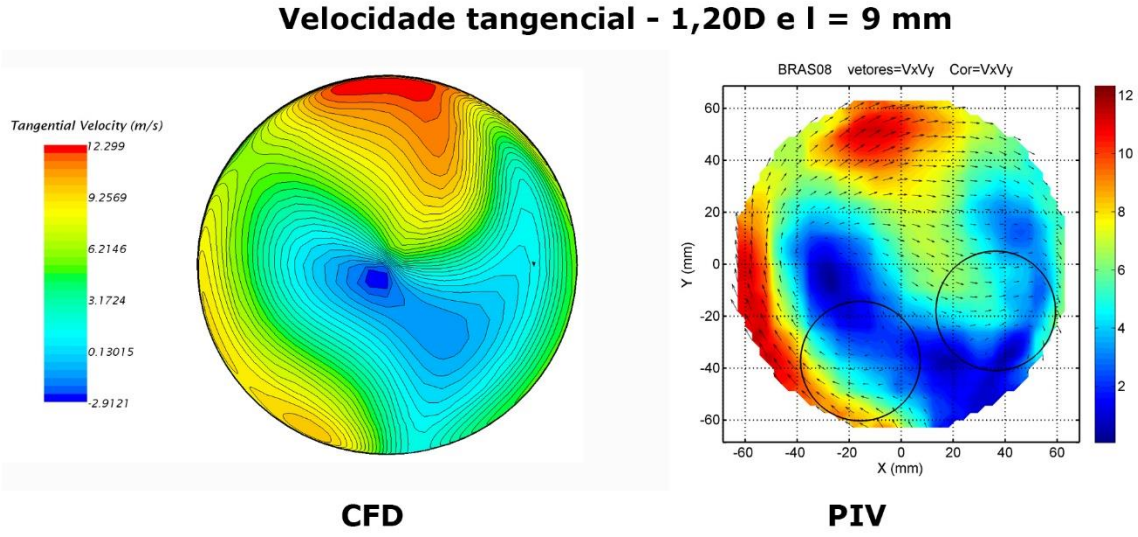
Fonte: autor

Figura 4.16 – Velocidade axial no plano 1,2D e abertura de válvula de 9 mm



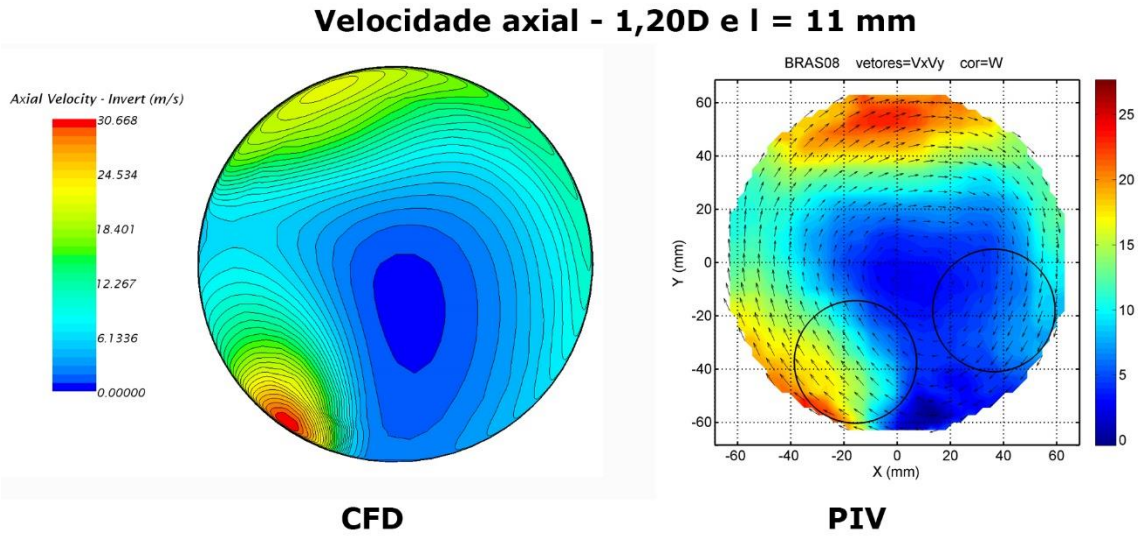
Fonte: autor

Figura 4.17 – Velocidade tangencial no plano 1,2D e abertura de válvula de 9 mm



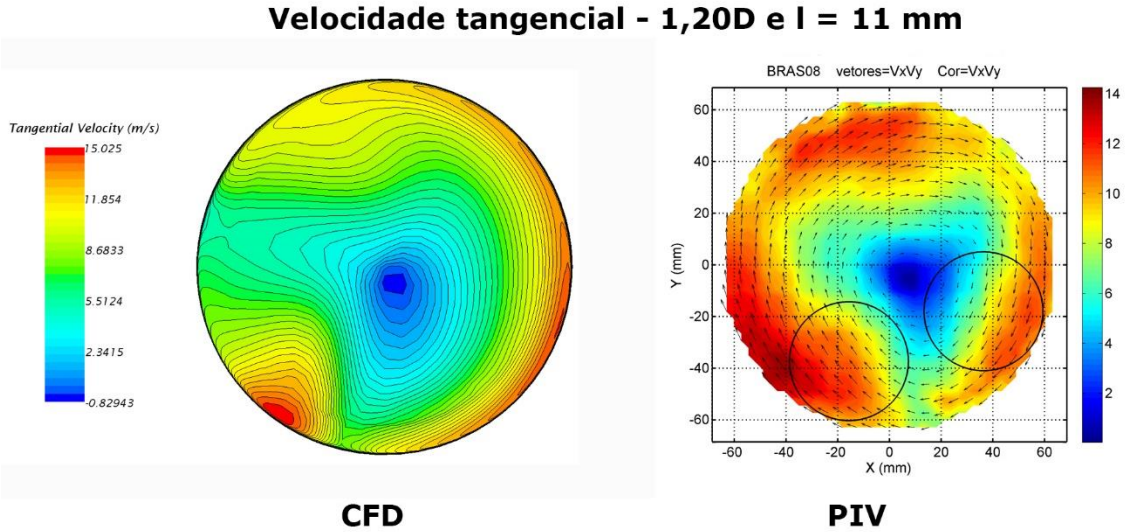
Fonte: autor

Figura 4.18 – Velocidade axial no plano 1,2D e abertura de válvula de 11 mm



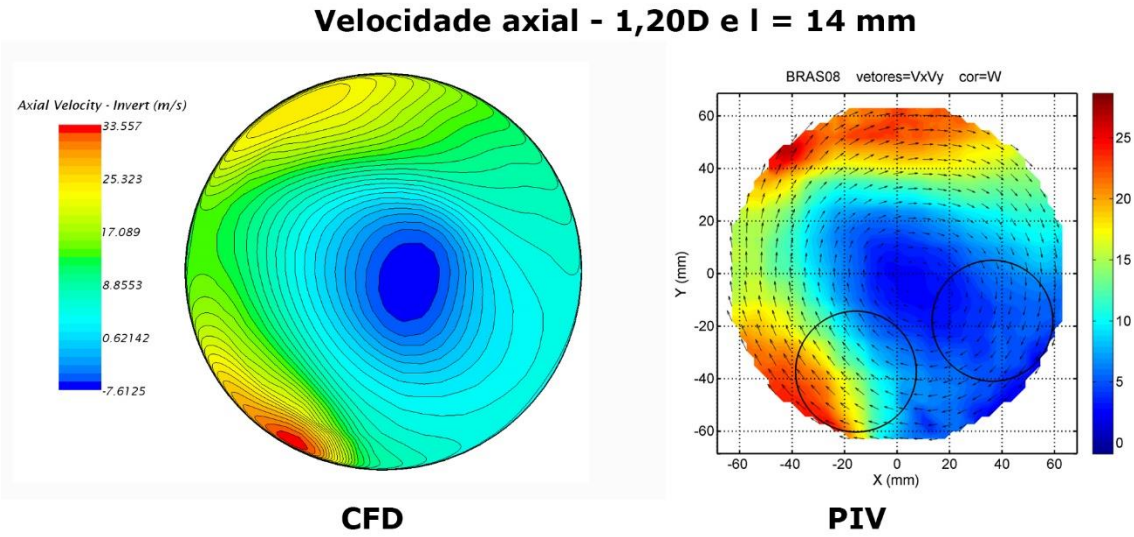
Fonte: autor

Figura 4.19 – Velocidade tangencial no plano 1,2D e abertura de válvula de 11 mm



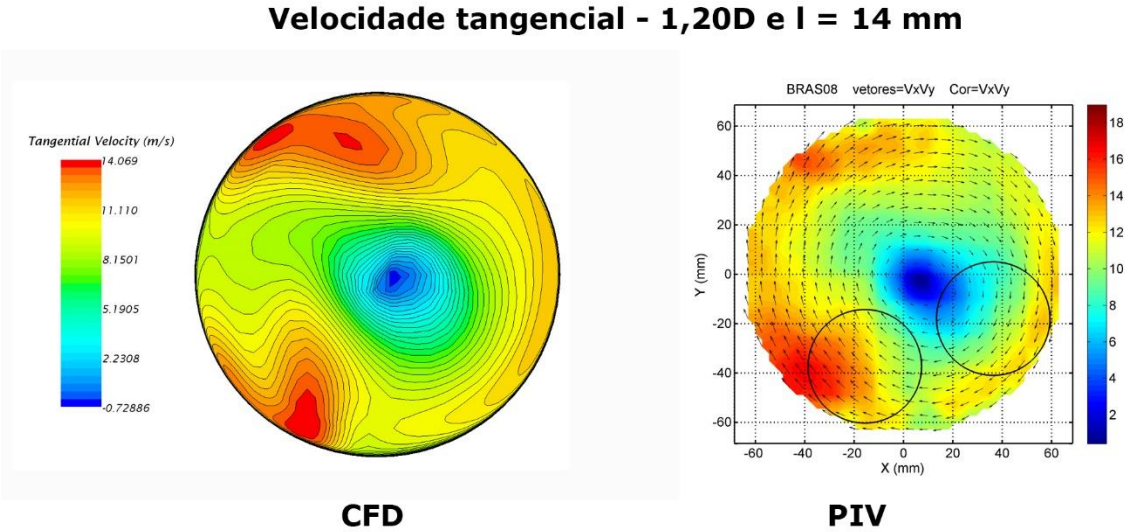
Fonte: autor

Figura 4.20 – Velocidade axial no plano 1,2D e abertura de válvula de 14 mm



Fonte: autor

Figura 4.21 – Velocidade tangencial no plano 1,2D e abertura de válvula de 14 mm



Fonte: autor

Da análise das figuras, nota-se que, para o caso das componentes axiais das velocidades, há uma boa correlação quanto à forma dos campos de velocidade simulados e obtidos experimentalmente. Nota-se também, para a maior parte dos casos, velocidades axiais máximas e mínimas similares para cada um dos casos, com exceções ocorrendo para o plano 0,50D e abertura de 14 mm, plano 1,20D e abertura de 7 mm e 1,20D e 14 mm:

- Plano 0,50D e abertura de 14 mm: o valor máximo da velocidade, orientada para o fundo do cilindro, é de 48 m/s contra 35 m/s do PIV. Há refluxo em cada um dos casos, ambos com magnitude de -10 m/s.
- Plano 1,20D e abertura de 7 mm: as máximas velocidades orientadas para a saída do cilindro são de 28 m/s no CFD e 35 m/s no PIV. As velocidades axiais que caracterizam refluxo também são díspares, sendo ela 5 m/s no CFD e 10 m/s no PIV.
- Plano de 1,20D e abertura de 14 mm: a grande diferença neste caso reside na presença de escoamento reverso para o caso de CFD, característica esta não notada no PIV. Uma explicação para tal é a não mitigação deste fluxo com a porção de cilindro adicional imposta entre a cota de medição do Swirl no equipamento real e a imposição da condição de contorno.

A simulação no plano de 1,20D e 11 mm de abertura, diferentemente da de 14 mm, não apresenta refluxo, sendo aderente aos resultados experimentais. Por fim, é importante, ainda quanto os campos de velocidade axial, mencionar que o valor negativo da velocidade axial nos resultados do CFD equivale ao escoamento no sentido de saída do cilindro, representados por valores >0 nos resultados de PIV.

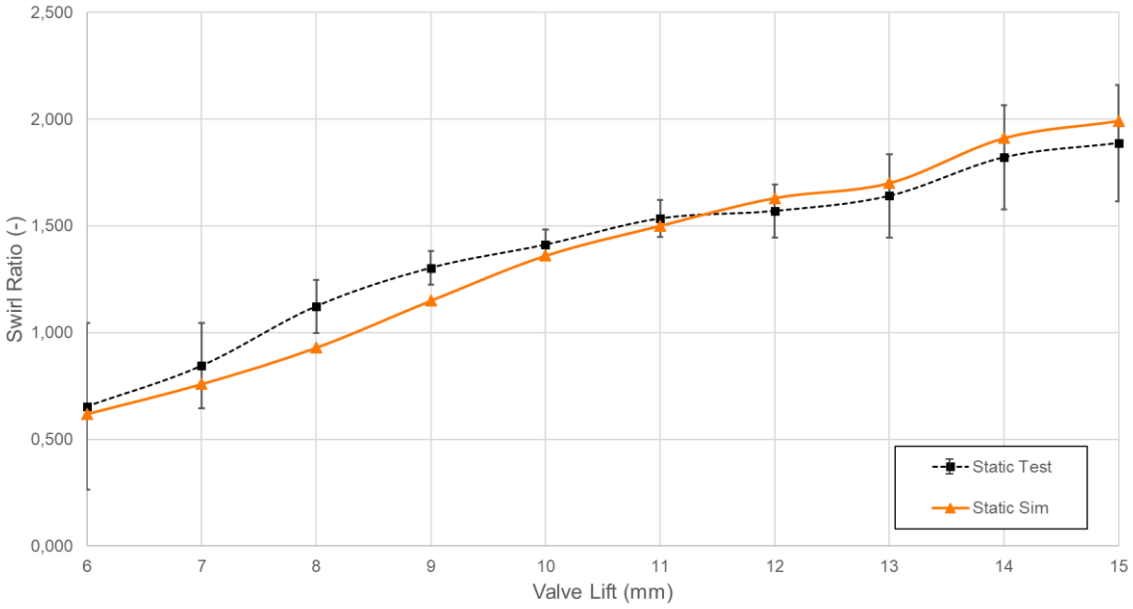
Os campos de velocidade tangencial no plano de 0,50D e 1,20D para aberturas de válvula grandes (14 e 11 mm) são bastante parecidos, em forma e magnitude de velocidade no CFD e no PIV, garantindo assim, em combinação com os campos axiais, que as simulações condizem com a realidade, ainda que de maneira limitada dadas as restrições existentes para a simulação numérica , principalmente quando se utiliza uma abordagem em que o detalhamento dos fenômenos é bastante simplificado dado que valores médios são tomados para tais. Para aberturas de válvula pequenas, nota-se que os padrões dos planos em comparação não são semelhantes. Dois casos simbólicos são o do plano 0,5D e abertura de 9mm e 1,20D e abertura de 7 mm, os

quais apresentam uma estrutura simétrica de velocidades no centro do cilindro inexistentes nos ensaios experimentais.

4.2.3. Simulações em regime permanente do ensaio de *swirl*

A figura 4.22 ilustra os resultados para a razão de *swirl* (*swirl ratio*) tanto dos casos ensaiados quanto dos casos simulados considerando o problema estático, isto é, seguindo a metodologia de abrir a válvula numa determinada quantidade e esperar o escoamento atingir o regime estacionário.

Figura 4.22 – Razão de *swirl* para diferentes levantamentos de válvula e diferentes medições/simulações



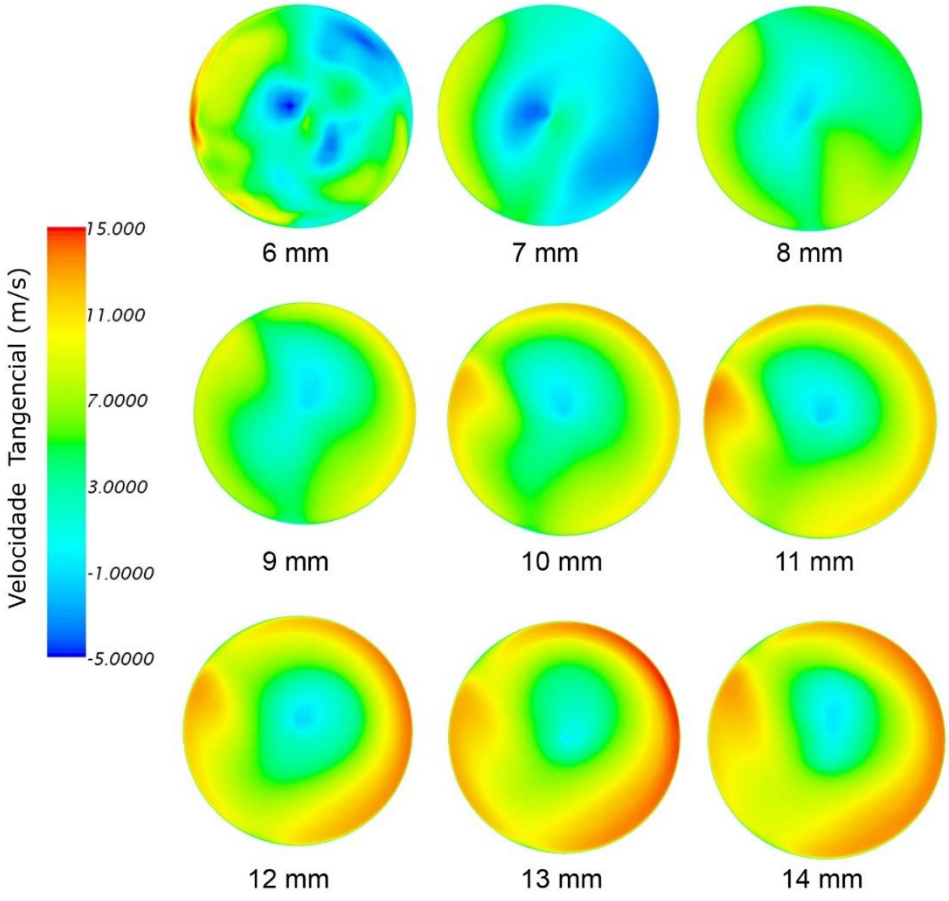
Fonte: autor

O que se nota é que o resultado obtido computacionalmente, embora distinto daqueles experimentais, tem comportamento similar após várias iterações de correção, diferenciando de maneira mais significativa nos levantamentos de válvula intermediários (7 e 8 mm) e na queda brusca de 13 para 12 mm, mais significativa do que os resultados reais. Além das explicações padrão no que competem ao método

numérico e suas simplificações, principalmente no que diz respeito a malha e modelo de turbulência, o próprio fato de se estar baseando a simulação num modelo tridimensional teórico e não utilizar um modelo obtido a partir do escaneamento de um real, também implica em diferenças.

A figura 4.23 apresenta os resultados para aberturas de válvula de 6 a 14 mm obtidos num plano transversal ao eixo do cilindro numa cota igual a 1,75D, isto é, a 1,75 diâmetros do cilindro (227,5 mm) da face de sucção do cabeçote. Tal plano foi considerado por ser aquele no qual se faz a medição física do torque através do dispositivo de medição, sendo, portanto, entender como o escoamento difere de uma abertura para outra para tal caso.

Figura 4.23 – Resultados obtidos em regime permanente no plano 1,75D para aberturas de válvula distinta



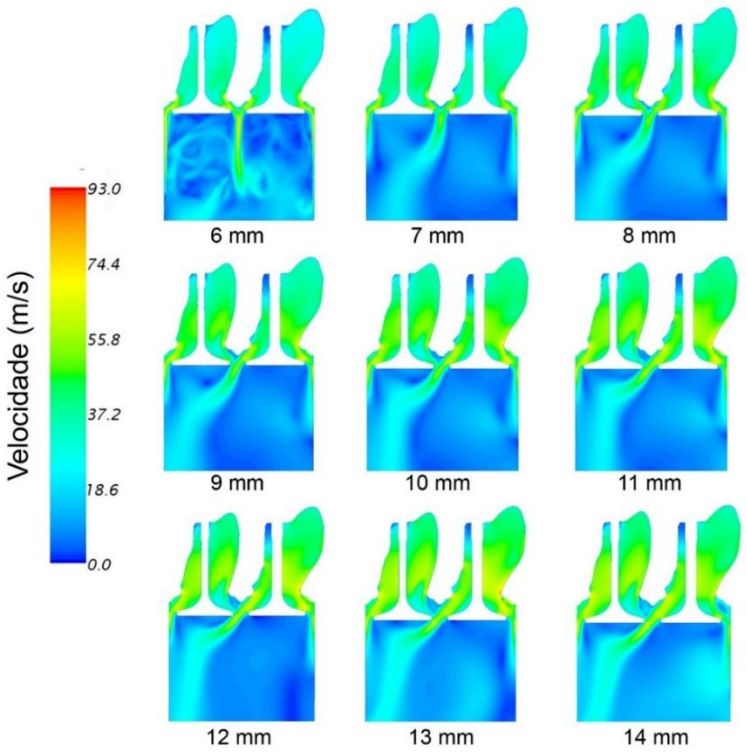
Fonte: autor

O que se nota a partir das figuras é um aumento gradual da velocidade tangencial no diâmetro mais externo do cilindro para cada uma das aberturas até a de 13 mm, havendo deste para a de 14 mm, uma diferenciação no núcleo em que a velocidade tangencial é muito baixo. Tal núcleo se forma conforme há o aumento da abertura de válvula, sendo tal região muito mais difusa no plano em levantamentos de válvula baixo (7,8 e 9 mm), tendendo a uma região mais condensada a partir de 11 mm.

Levando em conta que a razão de *swirl* é dada pelo fluxo da quantidade de movimento tangencial pelo fluxo da quantidade de movimento axial, nota-se que conforme a velocidade tangencial aumenta, é de se esperar que este número também aumente, o que é claramente visto no plano 1,75D, incluindo o levantamento de 14 mm que, se menor em magnitude da velocidade tangencial nas extremidades, possui na média do plano um valor mais alto da mesma.

A figura 4.24 ilustra um plano característico que permite a visualização do efeito do escoamento ao encontrar as válvulas e sua evolução ao longo do cilindro.

Figura 4.24 – Campo de velocidades em uma particular seção para diferentes aberturas de válvula



Fonte: autor

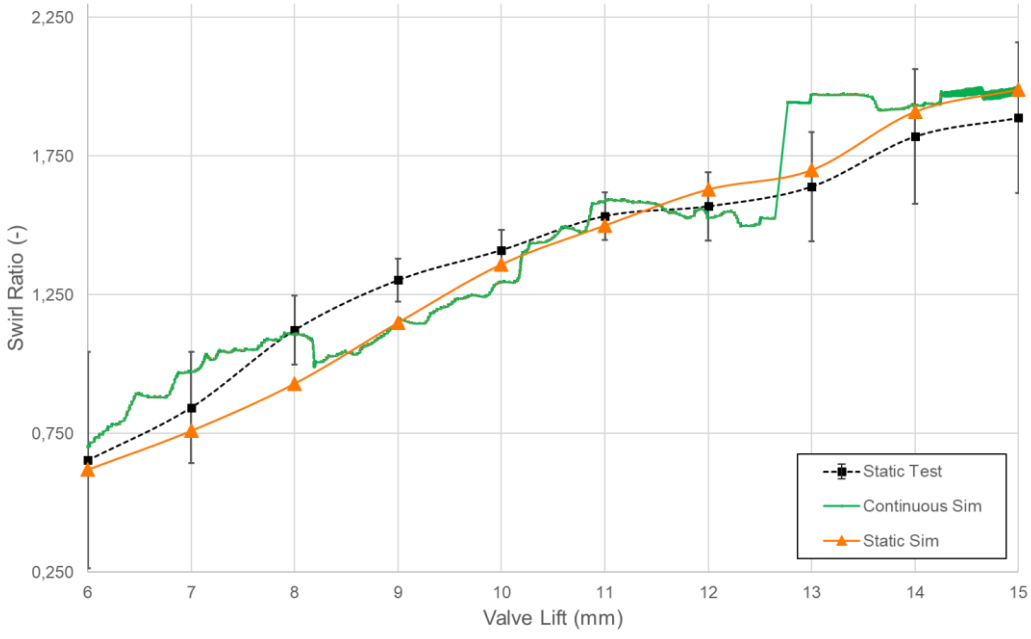
O principal fenômeno que ocorre e explica um fenômeno observado tanto na curva de razão de *swirl* experimental quanto na simulada, é o surgimento de uma zona de recirculação na saída do duto curvo entre os levantamentos de 13 e 14 mm. Na medição experimental, para estas aberturas de válvula, há uma brusca variação de Swirl sem que haja uma variação de vazão mássica esperada, o que pode ser explicado por uma redução da área efetiva de passagem na cortina da válvula ocasionada pela bolha de recirculação.

Nota-se também que há uma variação de uma região de recirculação na saída do duto reto (duto da esquerda na figura) e um gradual aumento da magnitude da velocidade de saída no jato central, características estas que afetam a razão de *swirl*.

4.2.4. Simulação do ensaio contínuo

A figura 4.25 ilustra os resultados para a razão de *swirl* (*swirl ratio*) dos casos ensaiados, da simulação estática e da simulação transiente do escoamento.

Figura 4.25 – Razão de *swirl* para diferentes levantamentos de válvula e diferentes medições/simulações

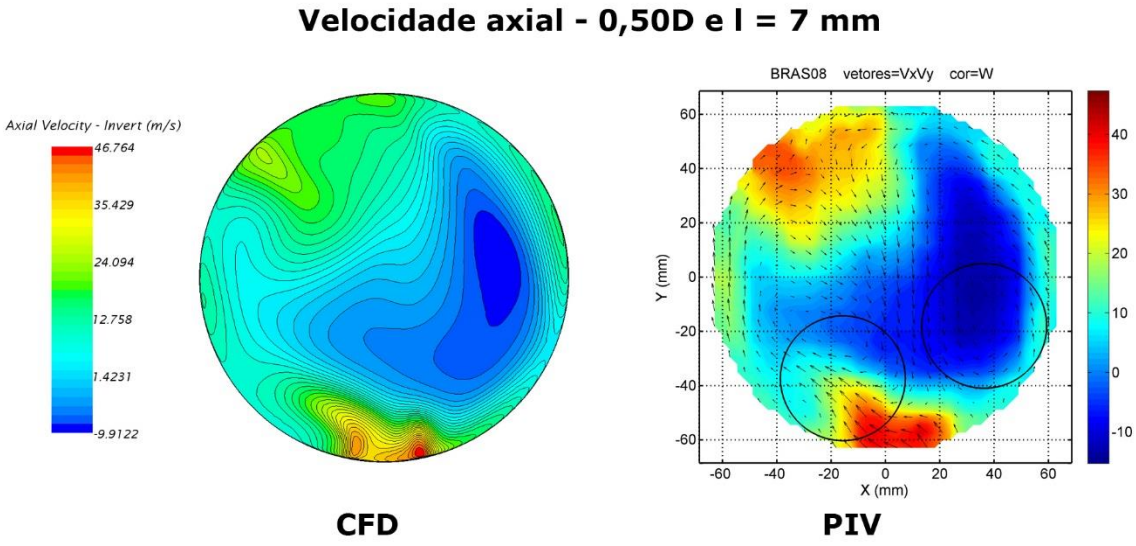


Fonte: autor

Nota-se que a simulação transiente entre 15 mm e 13 mm não representou a razão de *swirl* de maneira fiel, com os motivos a serem explorados na sequência. A região entre 13 mm e 6mm, por sua vez, ainda que haja discrepâncias em relação, principalmente, aos ensaios experimentais, tem resultado mais próximo em relação aos pontos de comparação. Entre 15 mm e 12,662 mm realizou-se uma simulação buscando melhorar o perfil da razão de *swirl*, entretanto não houveram melhorias seja aumentando o número de iterações internas ou refinando a malha em intervalos mais curtos do que 1 s (tempo físico de simulação), sendo o perfil plano para a região. A fim de se obter resultados para a região entre 12,662 mm e 6 mm, optou-se por refazer a simulação estática para esta abertura de válvula e proceder com o regime transiente a partir deste ponto, o que garantiu alguma aderência dos resultados para esta porção, conforme a figura 4.25.

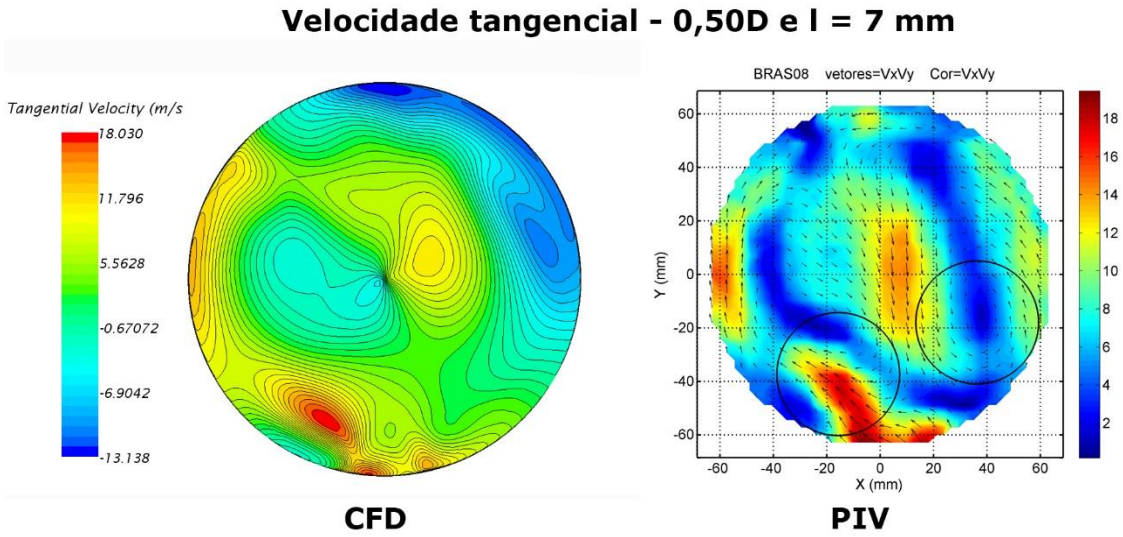
As figuras 4.26 a 4.41 ilustram, tais como as figuras 4.6 a 4.21, a comparação entre as aberturas de válvula de 7 mm, 9 mm, 11 mm e 14 mm para os planos de 0,5D e 1,20D, respectivamente a 65 mm e 156 mm abaixo da face de sucção do cabeçote, entre os resultados obtidos na simulação transiente e aqueles do ensaio de PIV feito em cabeçote real.

Figura 4.26 – Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 7 mm



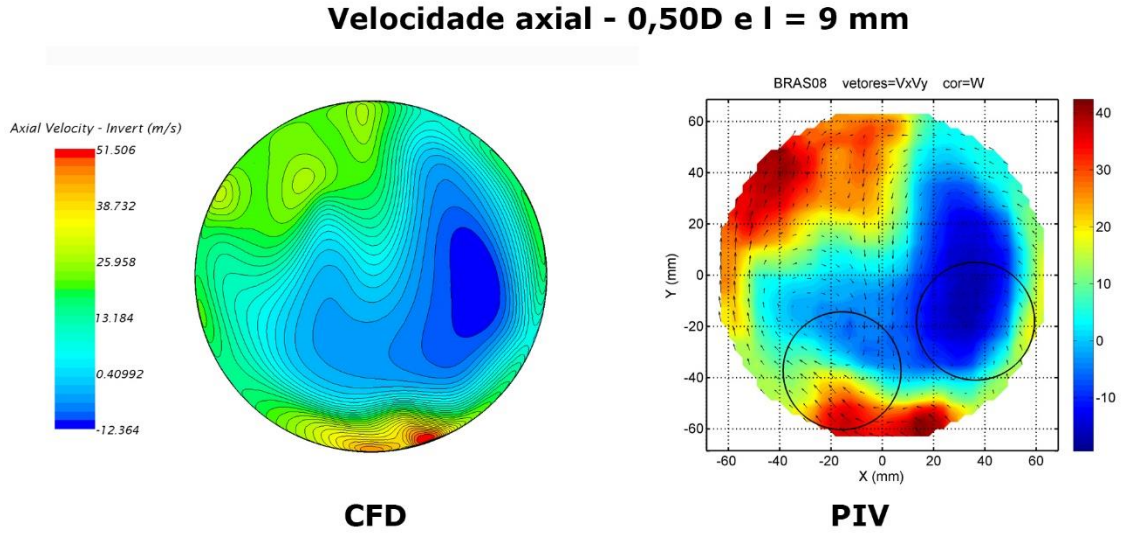
Fonte: autor

Figura 4.27 – Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 7 mm



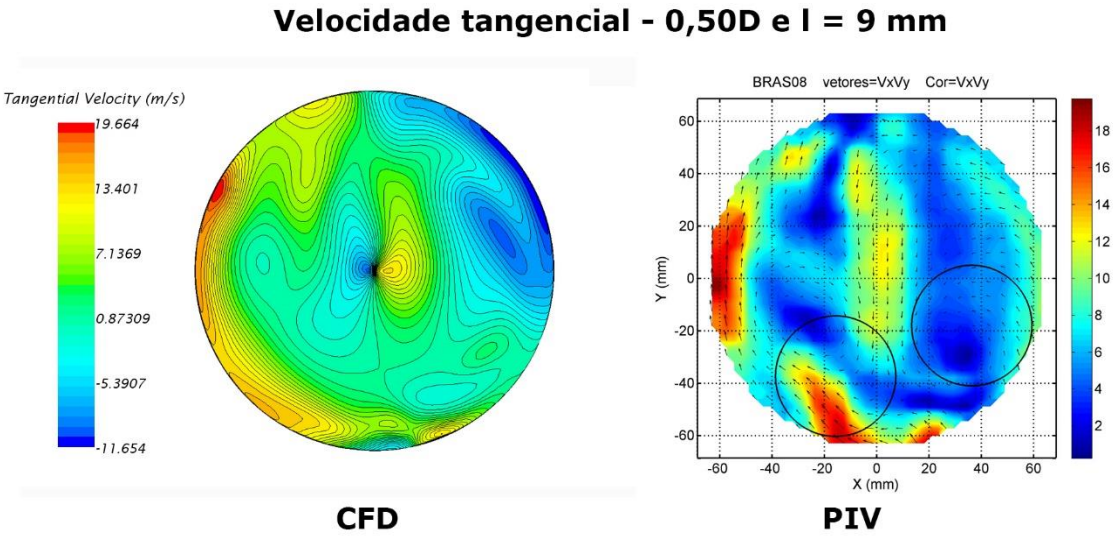
Fonte: autor

Figura 4.28 – Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 9 mm



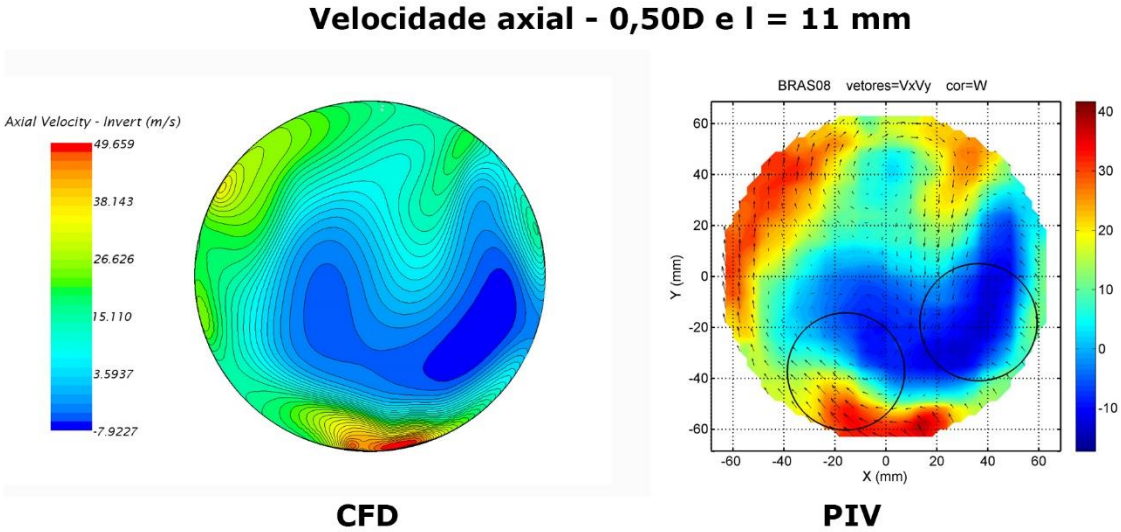
Fonte: autor

Figura 4.29 – Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 9 mm



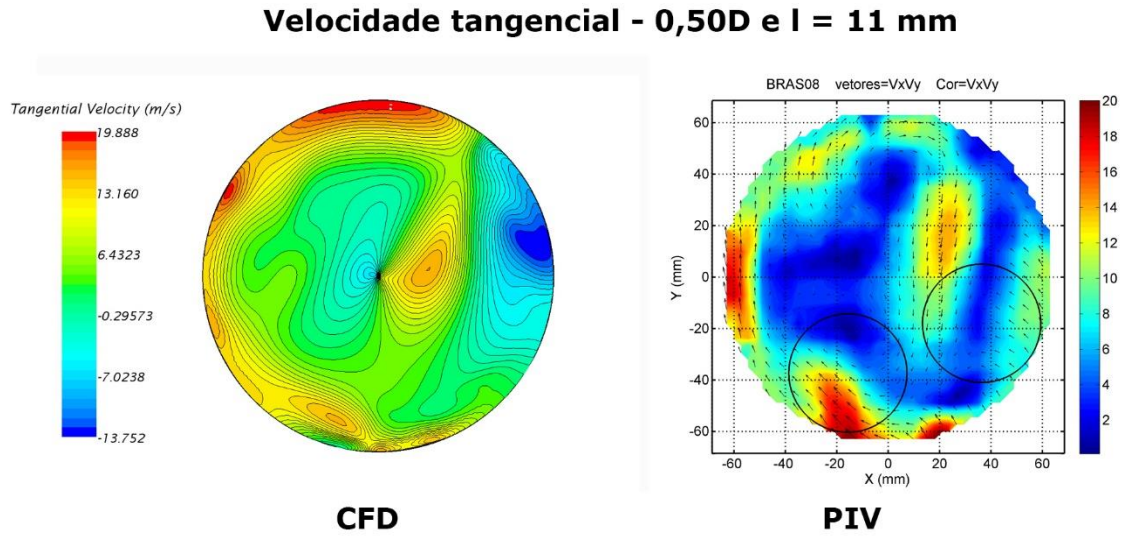
Fonte: autor

Figura 4.30 – Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 11 mm



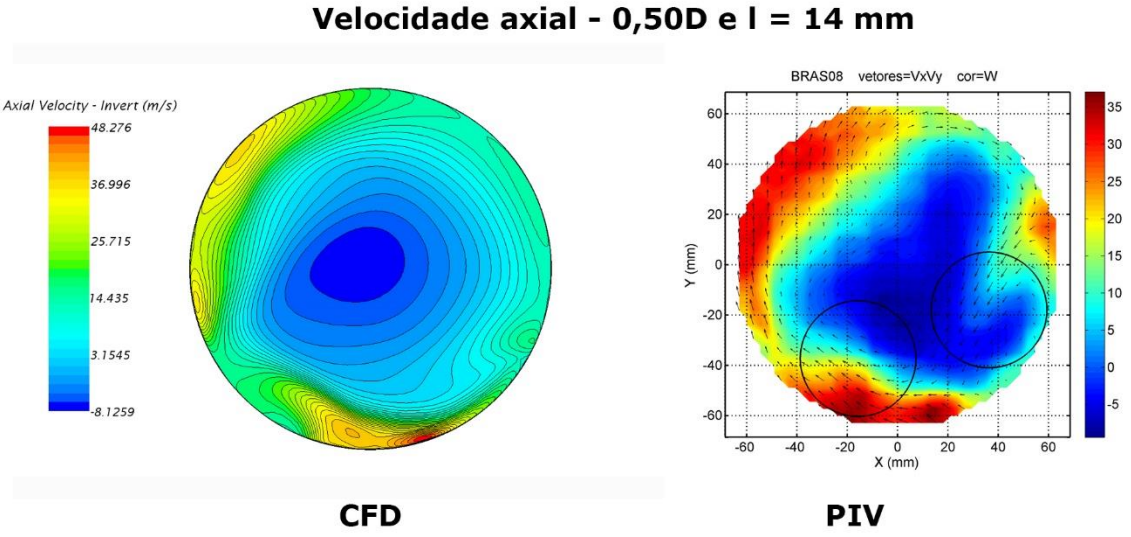
Fonte: autor

Figura 4.31 – Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 11 mm



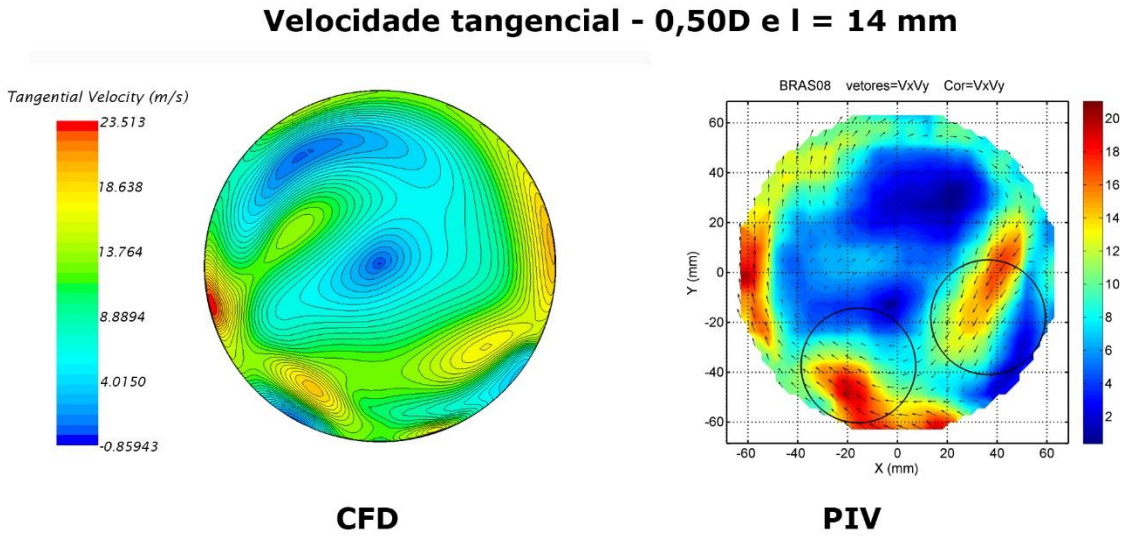
Fonte: autor

Figura 4.32 – Velocidade axial no plano 0,5D e abertura de válvula de 14 mm



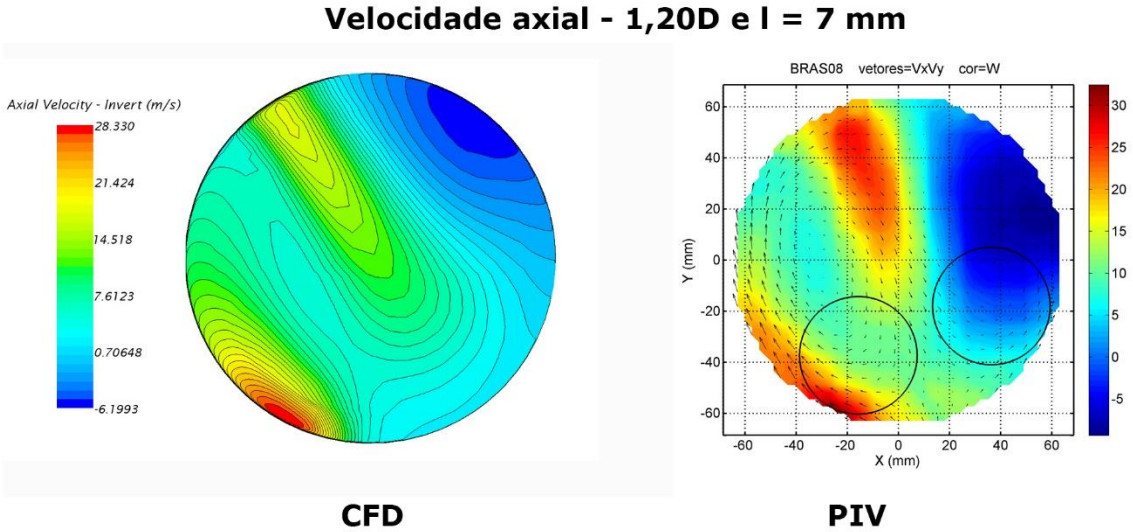
Fonte: autor

Figura 4.33 – Velocidade tangencial no plano 0,5D e abertura de válvula de 14 mm



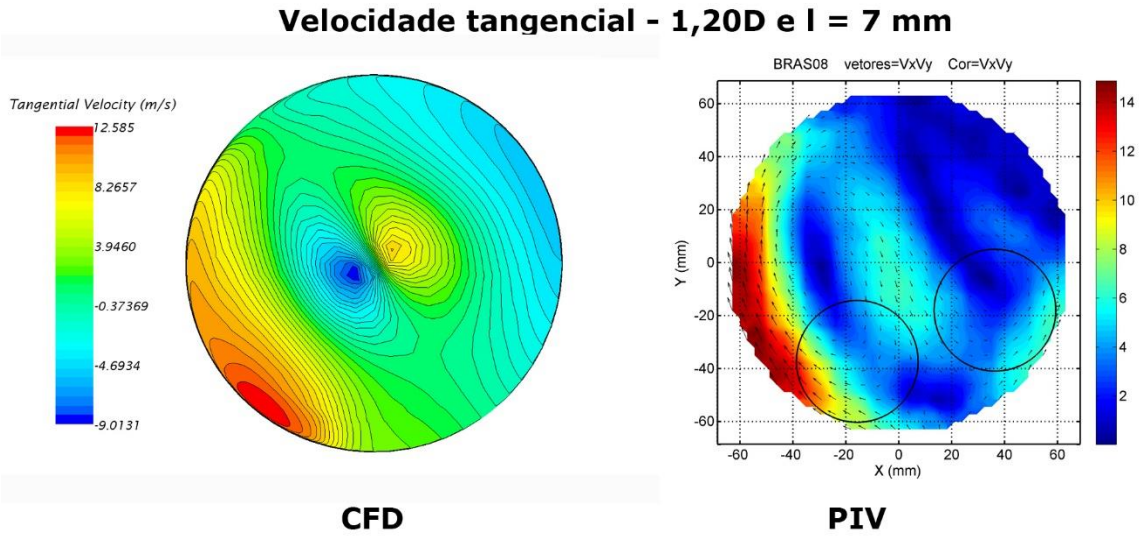
Fonte: autor

Figura 4.34 – Velocidade axial no plano 1,20D e abertura de válvula de 7 mm



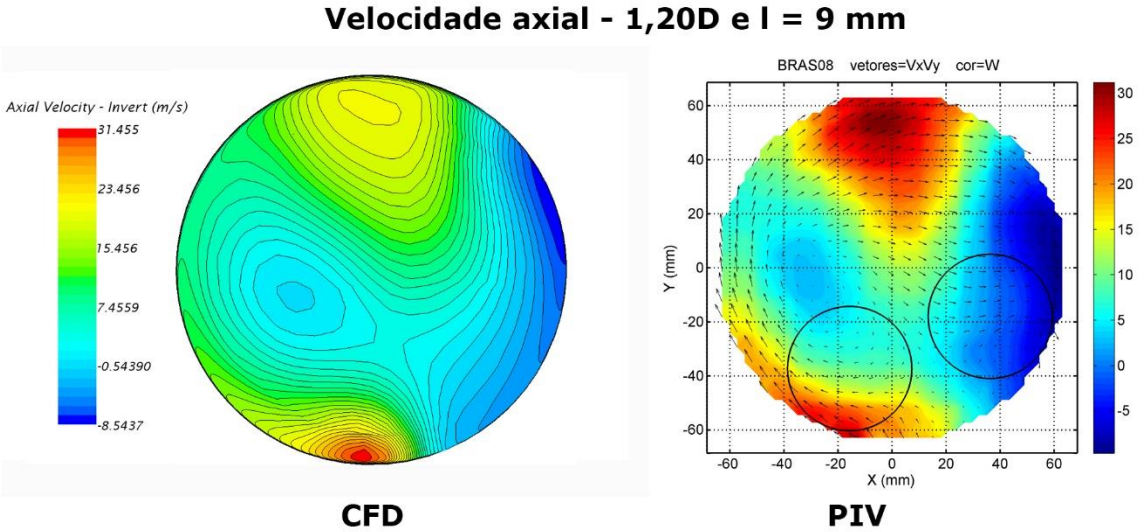
Fonte: autor

Figura 4.35 – Velocidade tangencial no plano 1,20D e abertura de válvula de 7 mm



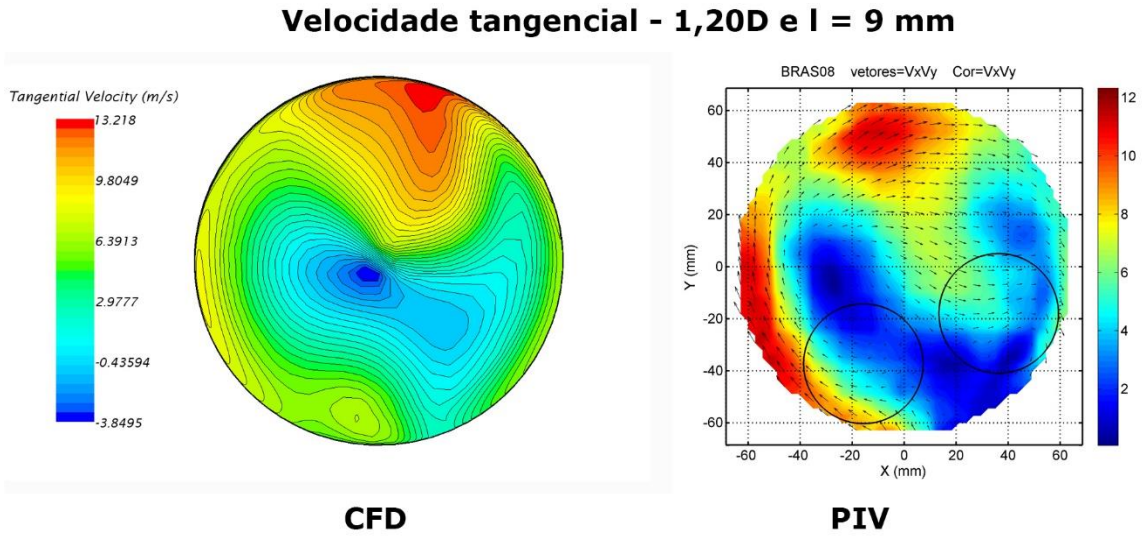
Fonte: autor

Figura 4.36 – Velocidade axial no plano 1,20D e abertura de válvula de 9 mm



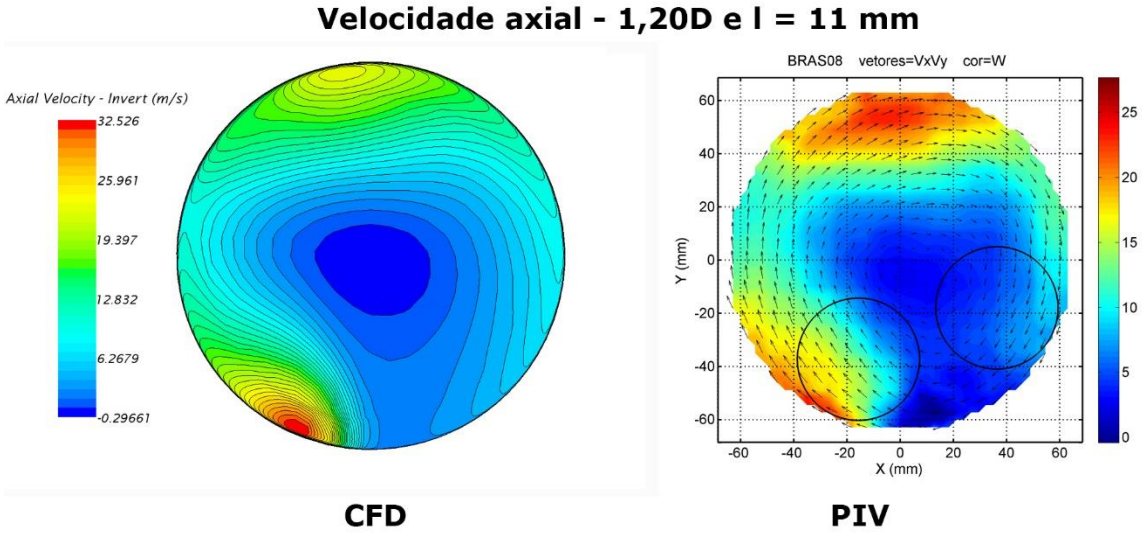
Fonte: autor

Figura 4.37 – Velocidade tangencial no plano 1,20D e abertura de válvula de 9 mm



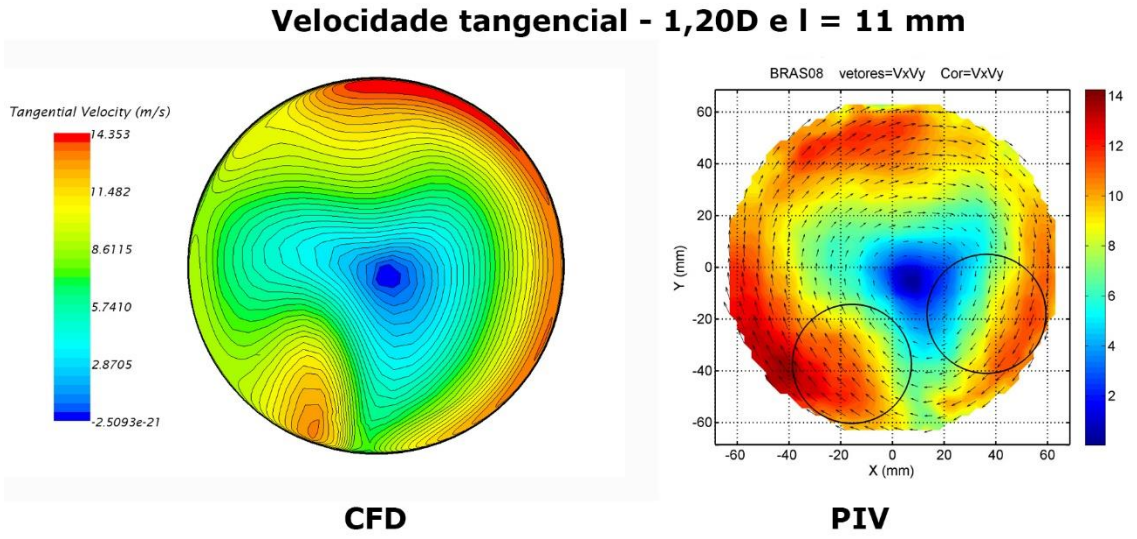
Fonte: autor

Figura 4.38 – Velocidade axial no plano 1,20D e abertura de válvula de 11 mm



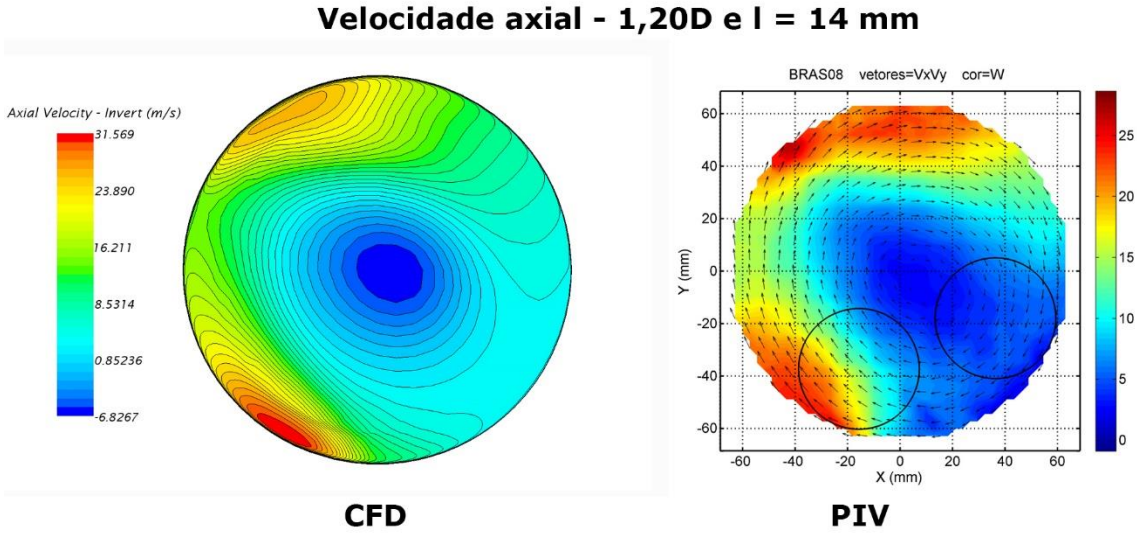
Fonte: autor

Figura 4.39 – Velocidade tangencial no plano 1,20D e abertura de válvula de 11 mm



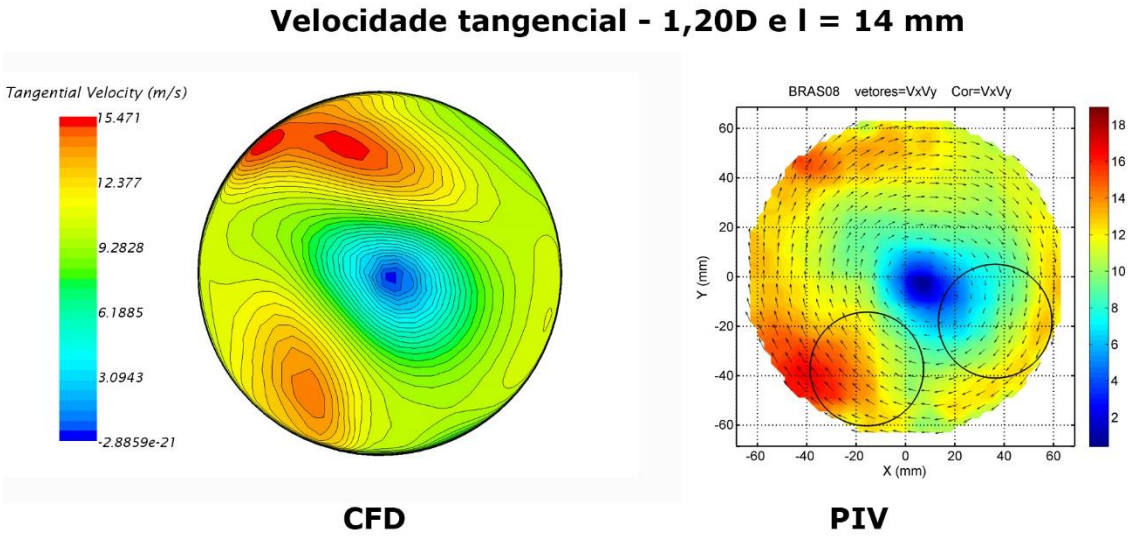
Fonte: autor

Figura 4.40 – Velocidade axial no plano 1,20D e abertura de válvula de 14 mm



Fonte: autor

Figura 4.41 – Velocidade tangencial no plano 1,20D e abertura de válvula de 14 mm



Fonte: autor

Assim como no caso estático abordado na seção 4.2.2, nota-se uma aderência adequada do perfil de velocidades axiais entre o ensaio real realizado através do PIV e da simulação numérica transiente, havendo discrepâncias nas escalas de velocidade, em maior grau explicadas pela simplificação do modelo utilizado nas simulações (cabeçote ideal) e o ensaiado, bem como as próprias limitações de um modelo numérico que se baseia nos valores médios das variáveis físicas simuladas. As velocidades tangenciais, por sua vez, apresentam discrepância maior entre os casos ensaiados e simulados, seguindo a mesma lógica dos resultados da seção 4.2.2. Nota-se que, principalmente para aberturas de válvula menores e em plano de medição mais próximo da face de sucção do cabeçote, que há componentes tangenciais de maior magnitude em ambas direções, o que não está presente nos ensaios experimentais.

Destacam-se, pelas discrepâncias, três resultados da simulação: aberturas de 7 e 9 mm para o plano de medição em 0,50D e de 7 mm para o plano de medição em 1,20D. Para os dois primeiros casos (0,50), não há uma correlação exata entre os ensaios experimentais e a simulação quanto aos perfis de velocidade tangencial, havendo uma clara região central em que há contraposição de velocidades

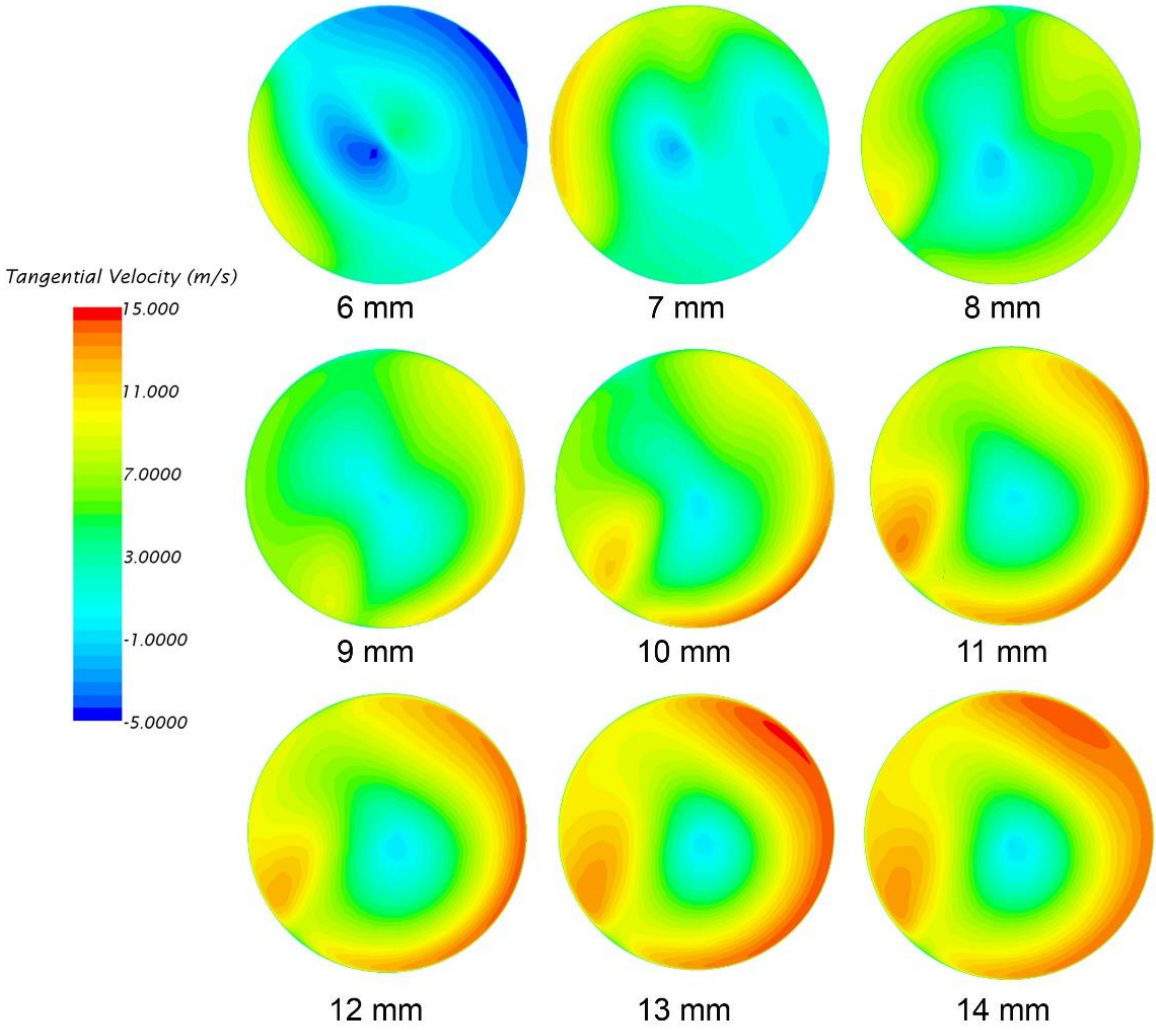
tangenciais em ambas direções no caso simulado, além de velocidade tangenciais variando de 18 m/s a -13 m/s e 20 m/s a -12 m/s nos para aberturas de 7 mm e 9 mm, respectivamente, contra o caso experimental em que não há velocidade negativa (em direção contrária). Em relação ao caso de abertura de 7 mm no plano de medição de 1,20D há uma situação análoga, a mesma região central com velocidades tangenciais contrapostas é formada na simulação ao passo que o perfil experimental é mais difuso, e há velocidade tangencial negativa de, aproximadamente, -10 m/s contra velocidades positivas, somente, para o ensaio experimental.

Em suma, pode-se dizer que, dadas as limitações do modelo uRANS e do passo temporal selecionado para as simulações (0,005 s) que tende a limitar as escalas simuladas, há coerência entre a simulação transiente e os ensaios de PIV estáticos, o que também implica, conforme seção 4.2.2, em coerência entre as simulações transiente e estáticas. Tal coerência, implica que os fenômenos característicos do escoamento frio de ar no interior do cilindro para o ensaio de *swirl* nos termos especificados, conseguem ser capturados dinamicamente sem ter que se esperar um tempo estabilização do escoamento, tendo em vista que as estruturas principais, a saber os hélices formados a partir das saídas das válvulas, têm rápida estabilização conforme o escoamento se processa, permitindo que, ao se fechar de maneira lenta as válvulas, que elas ainda estejam presentes de forma muito similar ao ensaio estático.

A figura 4.42 ilustra a evolução do perfil de velocidades tangenciall da simulação transiente entre 6 e 14 mm. Novamente o que se nota, ao longo do tempo, é uma variação da magnitude das velocidades tangenciais na periferia do cilindro, diminuindo conforme há o fechamento das válvulas. Tal, conforme também já explorado, explica a maior magnitude da razão de *swirl* para as maiores aberturas de válvula tendo em vista que esta é dada pela razão entre o fluxo da quantidade de movimento tangencial e o fluxo da quantidade de movimento axial. O mais importante aqui, porém, é a semelhança entre a evolução dos perfis de velocidade tangencial entre as simulações estáticas (figura 4.23) e aqueles da simulação transiente. A despeito de diferenças no perfil em 6 mm e das magnitudes, justificáveis por algumas variações de malha e da própria característica do ensaio transiente que não permite o tempo para estabilização do escoamento, há grande semelhança em todos os perfis,

com padrões de velocidade análogos e formação das mesmas estruturas, corroborando a validade qualitativa dos ensaios transientes para a medição do *swirl*.

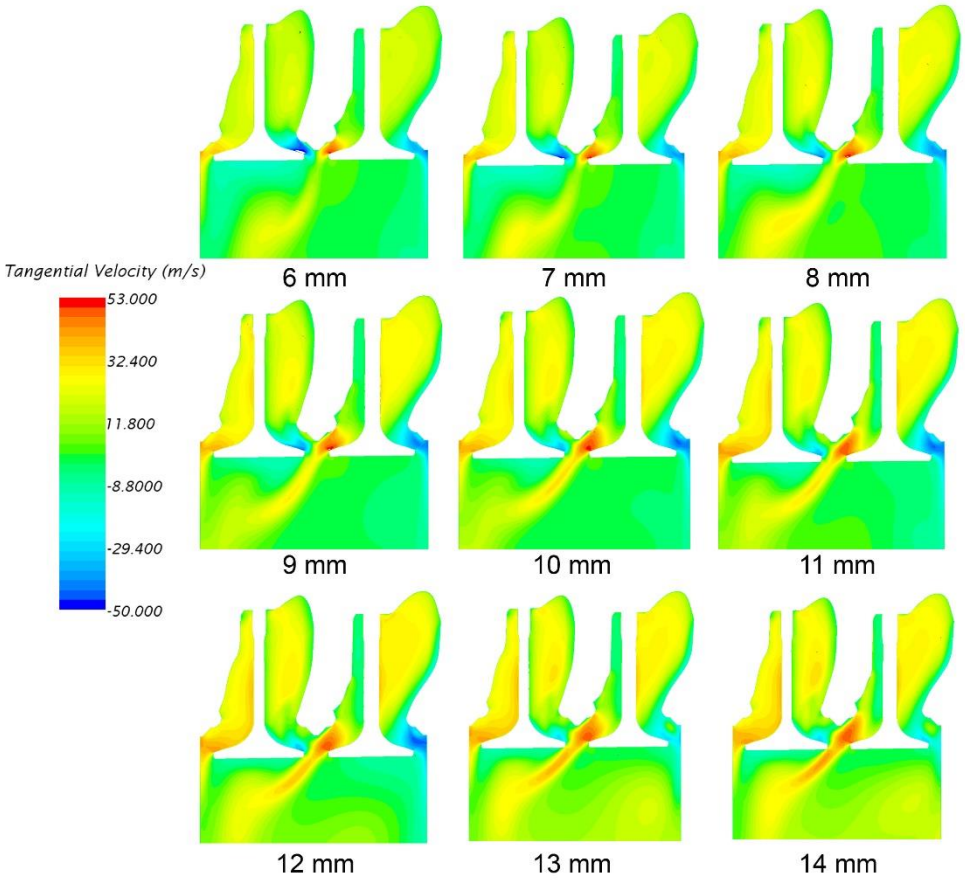
Figura 4.42 – Resultados obtidos em regime transiente no plano 1,75D para aberturas de válvula distinta



Fonte: autor

A figura 4.43 traz um corte longitudinal do modelo simulado com o campo de velocidades tangenciais.

Figura 4.43 - Campo de velocidades tangenciais em uma seção particular para diferentes aberturas de válvula



Fonte: autor

Da análise da figura é bem claro que, conforme os levantamentos de válvula diminuem, a velocidade tangencial formada entre as cortinas das válvulas também diminui, indicando que o hélice formado na região, conforme já mencionado 4.2.3 para a simulação estática, diminui em magnitude conforme o ensaio se processa. Outro fator comum entre a simulação estática e transiente que pode ser verificada entre as simulações estática e transiente é a bolha de recirculação formada em levantamentos de válvula mais altos entre a parede do cilindro e a saída do duto curvo. Conforme se nota, entre os levantamentos de 13 e 14 mm a velocidade tangencial nesta região é quase nula em comparação com levantamentos mais baixos em que há velocidade tangencial significativa.

Conforme se verificou a partir dos resultados daa simulação transiente em comparação àqueles da simulação estática realizada com o mesmo modelo e o ensaio experimental, há uma coerência bastante significa das estruturas formadas e, em alguma extensão, do próprio valor da razão de *swirl*, principalmente nas regiões a partir do levantamento 12,7 mm. Do ponto de vista qualitativo, as estruturas principais notadas nos casos estáticos também estão presentes no caso transiente, o que indica que o escoamento possui estruturas cujas escalas de tempo são suficiente rápidas para uma acomodação ao longo do tempo para determinados tempos de simulação, no caso 27 s para se movimentar 9 mm. Muitas das discrepâncias entre o ensaio estático podem ser explicadas pela limitação do modelo numérico que não captura todas as estruturas turbulentas bem como a simplificação do modelo de cabeçote utilizado frente ao real, estas motivações ficam ainda mais pronunciadas tendo em vista que a própria simulação estática também apresenta discrepâncias em relação ao ensaio experimental.

5. CONCLUSÕES

Do apresentado, o que se nota do ponto de vista experimental é que o ensaio contínuo de *swirl* representou, ao menos nestes ensaios preliminares, uma boa relação com os resultados obtidos a partir do ensaio estático padrão. A diferença relativa de 0,29% no número de *swirl* e de 0,72% no $\mu\sigma$ representam variações pequenas na medição em relação ao ganho proporcional de tempo de 7,5 vezes. Os resultados obtidos para o ensaio de 1 minuto tiverem uma divergência maior em relação aos padrões do ensaio estático, as causas para tal podem residir tanto em questões técnicas, como por exemplo um setup inadequado dos ganhos do controlador PID ou a não utilização de uma estratégia adaptável de controle, ou ainda estar relacionada a efeitos do próprio escoamento. Uma série de ensaios deve ser feita com o escopo de verificar, através de meios estatísticos, se há repetibilidade nas medições, validando assim tal método de medição.

No que diz respeito ao aspecto numérico do presente trabalho, as simulações estáticas realizadas para cada uma das aberturas de válvula de 6 a 15 mm, necessárias para comparações com os resultados a serem obtidos no ensaio dinâmico, apresentaram resultados consistentes com resultados experimentais obtidos através de cabeçotes reais fabricados com base na geometria *baseline* utilizada nas simulações numéricas. A comparação dos resultados de simulação no StarCCM+, obtidos após extensivo trabalho de adequação de malha e acerto dos modelos físicos, com imagens obtidas a partir de PIV revelaram que, dadas as simplificações utilizadas na simulação do escoamento, estas representam bem o escoamento real, validando assim sua utilização como base de comparação.

A simulação do retificador também revelou que existe a possibilidade, ao menos para a abertura de 14 mm, de não se simular este tendo em vista que o efeito a montante no escoamento é praticamente desprezível. Tal simplificação diminui o custo computacional, tem em vista que a adição deste elemento acarreta em malhas de 5 milhões de células comparadas a 1,3 milhões para os casos de simulação utilizados.

Os resultados da simulação transiente podem ser divididos em duas regiões distintas: a região entre 15 mm e 12,662 mm e entre 12,662 mm e 6 mm. A primeira

apresentou resultados qualitativos aderentes ao perfil do padrão do escoamento em relação aos ensaios de PIV e à simulação estática, conforme explorado na seção 4.2.4, entretanto o perfil de decréscimo da razão de *swirl* em função do levantamento de válvula não representou adequadamente o esperado, isto é, não houve variação expressiva da razão de *swirl* conforme a válvula foi sendo fechada. Razões que explicam são (i) a necessidade de impor *prism layers* constantes ao longo de toda a simulação e, tendo em vista que nesta região as velocidades nas regiões das paredes são significativas para o escoamento, pode-se não ter se capturado adequadamente estes perfis, e (ii) o passo temporal de 0,005 s ser grande demais a ponto de mitigar qualquer fenômeno que levasse a redução do número de *swirl.*

Já a segunda região, fruto de uma nova simulação estática realizada para 12,662 mm e posteriormente transiente até os 6 mm, os resultados dos perfis de velocidade e de perfil da curva de *swirl* representaram mais adequadamente o escoamento quando comparados aos resultados experimentais (PIV e medição na bancada de testes Poli-USP/Scania) e simulações numéricas estáticas. Ressalta-se uma boa coerência entre os padrões de velocidade das seções transversais ao cilindro de desenvolvimento para ambas simulações e PIV, indícios de que, para esta velocidade de fechamento de válvula, é possível se realizar o ensaio dinâmico para ganhar velocidade nos ensaios perdendo alguma qualidade (pequena, conforme já explorada em ensaios experimentais).

Em suma, conclui-se que há indícios expressivos, tanto da análise qualitativa do escoamento através de simulação numérica transiente, quanto nas medições realizadas na bancada de teste, de que é possível realizar o ensaio de medição de *swirl* para os cabeçotes objeto do estudo, de forma contínua,

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Anderson, J. D. **Computational Fluid Dynamics: The Basics with Applications**. 1ª Edição. Nova Iorque: McGraw Hill Inc., 1995, 547 p.

ANSYS**. ANSYS Fluent Theory Guide**. 2011. 814 p.

AVL. **Port Design and Development**. 2014. Apresentação.

International Organization for Standardization. **ISO/TR 15377:2007 Measurement of fluid flow by means of pressure-differential devices – Guidelines for the specification of orifice plates, nozzles and Venturi tubes beyond the scope of ISO 5167**. Genebra, 2007, 32 p.

CD-Adapco. **Star-CCM+ Version 9.06: User Guide**. 2012. 14041 p.

Cebeci, T. **Turbulence Models and their Applications**. 1ª Edição. Alemanha: Springer, 2004. 118 p.

Crnojevic, C. Decool, F. Florent, P. **Swirl measurements in a motor cylinder**. 1999. Experiments in Fluids, n.26. 542-548 p.

Cussons Technology. **P7300 Impulse Swirl Meter**. 2014. Datasheet.

Deordoff, J. W. **A numerical Study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number**. 1974. Journal of Fluid Mechanics, e.41. 343-480 p.

Drakulic, R. **What is meant by the "All y+ Wall treatment"?**. 2012. CD-Adapco White Papers. 2 p.

Ferziger, J. H. Peric, M. **Computational methods for fluid dynamics**. 1ª Edição. Berlim: Springer-Verlag, 1995. 431 p.

Germano, M. et. al. **A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model**. 1991. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1760 - 1765 p.

Heywood, J. B. **Combustion Engine Fundamentals**. 1ª Edição. Estados Unidos: McGraw-Hill, 1988. 962 p.

Johnson, G. **PIV measurements and analysis of steady-in-cylinder flow in tumble plane**. 2013. 56 p. Dissertação – Royal Institute of Technology, Estocolmo, Suécia.

Kim, K. I. Lee, C. H. **Development of a new swirl-measurement method for an engine cylinder head by automating the swirl-measuring process**. 2009. Procedures in Mechanical Engineering, v.223. 375-387 p.

Lilly, D. K. **The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments**. 1967. IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences. 195-210 p.

Lilly, D. K. **A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method**. 1992. Physics Fluids, e.4. 633-635 p.

Lumley, J.L. Tennekes, H. **A First Course in Turbulence**. 1ª Edição. Cambridge. The MIT Press, 1972. 300 p.

Lumley, J.L. **Engines: An Introduction**. 1ª Edição. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 268 p.

Malalasekera W. Versteeg, H**. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method**. 1ª Edição. Nova Iorque: Pearson, 1995.

Malalasekera W. Versteeg, H. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method**. 2ª Edição. Nova Iorque: Pearson, 2013.

Maliska, C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**. 2ª Edição. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos, 2013. 453 p.

Pimenta, M. M. **Notas de aula do curso PME5418 – Modelagem de Turbulência para CFD**. 2015. Escola Politécnica da USP.

Piomelli, U. **Large-eddy simulation of turbulent flows**. 2001. 9e Conférence Annuelle de la Sociétpe Canadienne de CFD.

Pope, S. B. **Turbulent Flows**. 1ª Edição. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 807p.

Pope, S. B. **Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows**. 2004. New Journal of physics, v. 6, n. 35. 1-24 p.

Projeto Swirl**. Apresentação dos Resultados obtidos no escopo do Projeto Swirl**. 2016. Apresentação Técnica – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil.

Rabault, J. P. A. **PIV investigation of the intake flow in a Parallel Valves Diesel Engine Cylinder**. 2015. 125 p. Relatório Técnico - Royal Institute of Technology, Estocolmo, Suécia.

Rodi, W. **Experience with two-layer models combining the $k-\varepsilon$ model with a one-equation model near the wall**. 1991. 29th Aerospace Science Meeting.

Sagaut, P. **Large Eddy Simulation for Incompressible Flows**. 3ª edição. Nova Iorque: Springer-Verlag, 2006. 574 p.

Salim, M. et. Al. **Wall Y+ Strategy for Dealing with Wall-Bounded Turbulent Flows**. 2009. Proceedings of the International MultiConference of Engineering and Computer Scientists. Volume II.

Sierens, R. Snauwaert, P. **Experimental study of the swirl motion in direct injection Diesel engines under steady state flow conditions**. 1986. SAE International Congress and Exposition.

Shapiro, A. H. **The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow – Volume 1**. 1ª Edição. Nova Iorque: The Ronald Press Company, 1953. 647 p.

Shih, T. H. et. al. **A new $k-\varepsilon$ Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows: Model Development and Validation**. 1994. NASA TM 106721.

Smagorinsky, J. **General Circulation Experiments with Primitive Equations: I. The Basic Experiment**. 1963. Monthly Weather Review, v. 91, n. 3. 99-165 p.

Söder, M. **Numerical Investigation of Internal Combustion Engine Related Flows**. 2013. 78 p. Relatório Técnico – Royal institute of Technology, Estocolmo, Suécia.

Spalding, D. B; Ng, K. H. **Turbulence Model for Boundary Layer near Walls**. The Physics of Fluids, v. 15, n. 1, p. 20-30. 1970.

Spalding, D. B; Launder, B. E. **The Numerical Computation of Turbulent Flows**. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, v. 3, p. 269-289. 1973.

Spalding, D. B; et. al. **A solution method for three-dimensional turbulent boundary layers on bodies of arbitrary shapes**. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, v. 15, p. 161-174. 1977.

Spalding, D. B; Singhal, A. K. **Predictions of two-dimensional boundary layers with the aid of the k-ϵ model of turbulence**. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, v. 25, p. 365-383. 1980.