

Universidade Federal de Minas Gerais  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

Avaliação numérica da recuperação de pressão  
e distorção de escoamentos através de dutos  
em forma de S

Leandro Souza de Moura Lima

Belo Horizonte, MG, Brasil

2018

Leandro Souza de Moura Lima

Avaliação numérica da recuperação de pressão e  
distorção de escoamentos através de dutos em forma de  
S

Dissertação apresentada ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica  
Área de concentração: Projetos

Universidade Federal de Minas Gerais  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

Orientador: Rudolf Huebner

Belo Horizonte, MG, Brasil

2018

L732a

Lima, Leandro Souza de Moura.

Avaliação numérica da recuperação de pressão e distorção de escoamentos através de dutos em forma de S [manuscrito] / Leandro Souza de Moura Lima. – 2018.

125 f., enc.: il.

Orientador: Rudolf Huebner.

Dissertação (mestrado) Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.

Apêndice : f. 121-125.

Bibliografia: f.116-120.

1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Mecânica dos fluidos - Teses. 3. Método dos elementos finitos - Teses. 4. Fluidodinâmica computacional (CFD) - Teses. I. Huebner, Rudolf. II. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. III. Título.

CDU: 621(043)



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM**  
**ENGENHARIA MECÂNICA**

Av. Antônio Carlos, 6627 - Campus Universitário  
31270-901 - Belo Horizonte - MG  
Tel.: +55 31 3409.5145  
E-mail: [cpgmec@demec.ufmg.br](mailto:cpgmec@demec.ufmg.br)

**"AVALIAÇÃO NUMÉRICA DA RECUPERAÇÃO DE PRESSÃO E  
DISTORÇÃO DE ESCOAMENTOS ATRAVÉS DE DUTOS EM FORMA  
DE S"**

**LEANDRO SOUZA DE MOURA LIMA**

Dissertação submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de "**Mestre em Engenharia Mecânica**", na área de concentração de "**PROJETO E SISTEMAS**".

Dissertação aprovada no dia 30 de julho de 2018.

Por:

**Prof. Rudolf Huebner**

Orientador - Departamento de Engenharia Mecânica/ UFMG

**Prof. Ricardo Poley Martins Ferreira**

Departamento de Engenharia Mecânica/ UFMG

**Dr. Fernando Diogo de Carvalho Grossi**

Embraer S.A.

*Este trabalho é dedicado aos meus pais Fernando e Maria Isabel.*

# Agradecimentos

Gostaria de agradecer, primeiramente, aos meus pais, Fernando e Maria Isabel, pelo apoio incondicional e pelos valores passados através do exemplo. Esse trabalho é fruto do amor, estímulo e educação diferenciada que recebi de vocês dentro de casa.

À minha irmã caçula preferida, Luísa, e minha madrinha, Preta, por estarem sempre presentes e por apoiarem as minhas escolhas.

À minha namorada Catu pela paciência e carinho, por ter tornado mais agradáveis os muitos finais de semana de estudos em sua companhia e por ser um exemplo de força e perseverança.

À minha Mãe e à minha irmã, novamente, pelas aulas de língua portuguesa e pela paciente correção realizada nessa dissertação.

Aos colegas de trabalho da Embraer Belo Horizonte, em especial ao time de CFD (Grosh, Pedreiro, Ruivinha, André, Paulo, Nanci e tantos outros que já passaram por aqui) pelo companheirismo do dia a dia e por tornar o trabalho uma tarefa divertida e colaborativa. Devo a essa convivência muito do meu aprendizado e amadurecimento profissional.

À UFMG e ao Rudolf Huebner pela oportunidade de realizar essa pós-graduação.

A todas as pessoas que contribuíram na orientação desse trabalho, em especial ao Antônio Batista, Luiz Tobaldini e Fernando Grossi, pessoas de extrema competência e conhecimento técnico, das quais tenho como exemplo a ser seguido.

À Embraer S.A. por disponibilizar os recursos necessários para realização desse trabalho.

Aos meus amigos em geral por compreenderem a minha ausência nesse período e por acreditarem que um dia esse mestrado iria acabar, e eu pagaria todas as promessas acumuladas.

Aos grandes artistas do mundo da música que participaram da trilha sonora desse trabalho.

E, finalmente, agradeço a todos os brasileiros por financiarem a minha graduação em Engenharia Mecânica concluída em 2011 e este trabalho de pós-graduação, ambos cursados de forma gratuita em uma instituição pública.

# Resumo

Neste trabalho é estudado a capacidade de simulações CFD aplicadas para a predição de escoamentos de entradas de ar em formato S. Simulações numéricas, resolvendo as equações compressíveis de Navier Stokes com média de Reynolds, são realizadas para o caso teste de duto em S do 3º AIAA *Propulsion Aerodynamic Workshop*, para configuração do duto sem e com uma fileira de geradores de vórtices instalados. As simulações numéricas são realizadas usando o código CFD++ e uma malha computacional híbrida não-estruturada. A influência da inclusão da geometria da instrumentação do experimento nas simulações é investigada considerando a geometria da carenagem do *rake* e, também, a geometria completa do *rake* incluindo as *probes*. Alguns aspectos da modelagem das *probes* também são discutidos em detalhes. A vazão mássica do experimento é estimada permitindo uma comparação direta dos resultados da simulação numérica com os valores experimentais, como a pressão estática na parede ao longo do duto e os índices que caracterizam a qualidade do escoamento no plano da interface aerodinâmica: a recuperação de pressão total e a distorção do escoamento. Três diferentes modelos de turbulência, baseados na viscosidade turbulenta, são avaliados: o modelo de uma equação Spalart-Allmaras e os modelos de duas equações  $k-\varepsilon$  Realizável e *Shear Stress Transport*. Um *rake* virtual de 200 *probes* também é proposto, além do *rake* padrão de 40 *probes*, para enriquecer as comparações dos índices de distorção e recuperação de pressão total. Em geral, observa-se uma boa concordância entre os resultados experimentais e a pressão estática na parede das simulações numéricas e a topologia da pressão total no plano da interface aerodinâmica. Algumas discrepâncias são verificadas para os índices de distorção e discutidas em detalhes.

**Palavras-chaves:** Dutos em S, Entradas de ar, CFD.

# Abstract

In this thesis, the accuracy of CFD simulations is evaluated when applied to the prediction of the airflow through S-shaped air inlets. Compressible Reynolds-average Navier-Stokes computations are conducted for the AIAA 3<sup>rd</sup> Propulsion Aerodynamic Workshop S-shaped duct test case, in a clean configuration and also with a single row of vortex generators. The numerical simulations are performed using the CFD++ software and a hybrid grid. The influence of modelling the geometric representation of the probe instrumentation is investigated by considering the rake fairing geometry and also the geometry of the complete rake with the probes. Some aspects of the probe modelling are also discussed. The experiment mass flow rate is estimated allowing a direct comparison of the numerical simulation results with the experimental values, such as the wall static pressure along the duct and total pressure recovery and distortion indices at the aerodynamic interface plane. Three eddy-viscosity turbulence models are evaluated: the one-equation Spalart-Allmaras, and the two-equation realizable  $k-\varepsilon$  and shear stress transport models. A virtual 200-probe rake is also proposed, beyond the standard 40-probe rake, to enrich the comparison of the total pressure recovery and distortion indices. It is observed an overall good agreement between experimental results and the numerical wall static pressure and the total pressure topology at the aerodynamic interface plane. Some discrepancies for the distortion indices are observed and discussed in detail.

**Key-words:** S-duct, Air Inlets, CFD

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Duto em S . . . . .	16
Figura 2 – Aeronave <i>Lockheed Martin L1011</i> . . . . .	17
Figura 3 – Duto em S de admissão do motor traseiro da aeronave <i>L1011</i> . . . . .	17
Figura 4 – Bombardeiro <i>Northrop B2 Spirit</i> . . . . .	18
Figura 5 – Duto em S de admissão dos motores <i>B2 Spirit</i> . . . . .	18
Figura 6 – Conceito <i>Blended Wing Body</i> . . . . .	18
Figura 7 – Vantagens da ingestão de camada limite pelos motores . . . . .	18
Figura 8 – Formação do escoamento secundário . . . . .	22
Figura 9 – Células de <i>swirl</i> . . . . .	22
Figura 10 – Separação formada no duto em S e contornos de pressão total no AIP . . . . .	23
Figura 11 – Redistribuição do escoamento gerado pelos VGs . . . . .	23
Figura 12 – Mapa representativo de operação de um compressor . . . . .	24
Figura 13 – Distribuição típica de probes para medição dos índices de desempenho . . . . .	25
Figura 14 – Distribuição de pressão total ao longo de um anel . . . . .	26
Figura 15 – Distribuição de pressão total média por anel . . . . .	26
Figura 16 – Aeronave Boeing 727 . . . . .	29
Figura 17 – Distribuição de P na parede . . . . .	31
Figura 18 – Contornos de $P_0$ no AIP . . . . .	31
Figura 19 – Contornos de pressão total ao longo do duto em S e comparação do índice de distorção circunferencial . . . . .	32
Figura 20 – Entrada de ar instalada em uma placa plana para estudar dutos em S com BLI . . . . .	33
Figura 21 – Modelo de túnel de vento do duto em S (ONERA) . . . . .	34
Figura 22 – Resultados do PAW1 . . . . .	36
Figura 23 – Resultados do PAW2 . . . . .	37
Figura 24 – Média temporal da velocidade em um ponto para um escoamento turbulento em regime permanente . . . . .	42
Figura 25 – Anisotropia das tensões principais de Reynolds . . . . .	44
Figura 26 – Instalações do túnel de vento <i>Georgia Tech</i> . . . . .	51
Figura 27 – Modelo CAD do duto em S . . . . .	51
Figura 28 – Duto em S com geradores de vórtices e <i>probes</i> de instrumentação . . . . .	51
Figura 29 – Malha computacional <i>Excoarse</i> (3 milhões de elementos) . . . . .	53
Figura 30 – Número de elementos volumétricos em milhões para cada região . . . . .	54
Figura 31 – Corte transversal da malha no duto em S antes do AIP ( $x = 0.3m$ ) . . . . .	55
Figura 32 – Corte transversal da malha no AIP ( <i>Probes</i> representadas por pontos amarelos) . . . . .	55
Figura 33 – Regiões de refinamento ao redor dos VGs . . . . .	56
Figura 34 – Detalhe da malha superficial dos VGs . . . . .	56

Figura 35 – Corte transversal da malha volumétrica dos VGs . . . . .	57
Figura 36 – Malhas com a geometria da instrumentação . . . . .	58
Figura 37 – Corte transversal das malhas com instrumentação no AIP . . . . .	58
Figura 38 – Domínio computacional e condições de contorno . . . . .	60
Figura 39 – Convergência típica dos resíduos normalizados . . . . .	63
Figura 40 – Convergência de pressão total na saída do duto . . . . .	63
Figura 41 – Informações extraídas para comparação entre simulações . . . . .	65
Figura 42 – Distribuição do número de Mach no plano de simetria para a malha <i>Exfine3</i> . . . . .	66
Figura 43 – Perfis de camada limite na parede inferior para as oito malhas na posição $x = 0mm$ . . . . .	67
Figura 44 – Distribuição de pressão estática longitudinal na parede do duto . . . . .	68
Figura 45 – Distribuição de pressão estática circunferencial . . . . .	69
Figura 46 – Escoamento secundário formado ao longo do duto para a malha <i>Exfine3</i> . . . . .	69
Figura 47 – Contornos de pressão total normalizada no AIP . . . . .	70
Figura 48 – Índices de desempenho no AIP para as oito malhas em função do número de elementos na região do duto . . . . .	70
Figura 49 – <i>Rake</i> do experimento com 40 <i>probes</i> (●) e o virtual com 200 <i>probes</i> (● e ○) . . . . .	71
Figura 50 – Índices de desempenho no AIP calculados através do <i>rake</i> refinado para as oito malhas em função do número de elementos na região do duto . . . . .	72
Figura 51 – Distribuição de Mach no plano de simetria para a malha <i>Exfine3</i> . . . . .	74
Figura 52 – Escoamento secundário formado ao longo do duto em S . . . . .	74
Figura 53 – Detalhes dos vórtices formados em cada VG de uma vista interna para malha <i>Exfine3</i> . . . . .	75
Figura 54 – Distribuição longitudinal de pressão estática na parede . . . . .	76
Figura 55 – Distribuição circunferencial de pressão estática na parede . . . . .	77
Figura 56 – Contornos de pressão total normalizada no AIP . . . . .	77
Figura 57 – Índices de desempenho no AIP para as quatro malhas em função do número de elementos na região do duto elevado à $^{-2}/_3$ . . . . .	79
Figura 58 – Aumento de pressão total próximo à <i>probe</i> 30 para malha <i>Rake Probe2</i> . . . . .	82
Figura 59 – Pressão total normalizada na direção axial a montante da extremidade da <i>probe</i> . . . . .	83
Figura 60 – Contornos de $\mu_T/\mu$ no AIP sobrepostos pelo percentual de aumento de pressão total para as <i>probes</i> que apresentaram esse efeito . . . . .	84
Figura 61 – Diferentes estratégias de modelagem de <i>probes</i> estudadas por Domel (2017) e os resultados obtidos da pressão total . . . . .	85
Figura 62 – Curvas de calibração de tubos de <i>Pitot</i> em escoamentos com baixo número de Reynolds (Efeito Barker) . . . . .	86
Figura 63 – Comparação entre o número de Reynolds e o número de Reynolds efetivo no AIP . . . . .	87

Figura 64 – Perfis extraídos na direção vertical no AIP para diferentes modelos de turbulência . . . . .	88
Figura 65 – Influência da instrumentação na pressão estática longitudinal sem e com VGs (AIP $x = 0.39mm$ ) . . . . .	90
Figura 66 – Diferença percentual de pressão estática na parede com a inclusão da carenagem do <i>rake</i> . . . . .	90
Figura 67 – Influência da instrumentação na pressão estática circunferencial no AIP sem e com VGs . . . . .	91
Figura 68 – Pressão estática média (8 tomadas) e vazão mássica nominal calculada no AIP	92
Figura 69 – Índices de desempenho no AIP (Flow2 e Flow4) . . . . .	93
Figura 70 – Posições das tomadas de pressão estática no experimento . . . . .	94
Figura 71 – Comparação da pressão estática nas tomadas do experimentos para diferentes vazões mássicas para o duto sem VGs . . . . .	95
Figura 72 – Comparação da pressão estática nas tomadas do experimentos para diferentes vazões mássicas para o duto com VGs . . . . .	95
Figura 73 – Distribuição de pressão estática longitudinal na parede do duto . . . . .	96
Figura 74 – Distribuição de pressão estática circunferencial em três cortes transversais .	97
Figura 75 – Contornos de pressão total no AIP . . . . .	99
Figura 76 – Contornos de pressão total adaptados no AIP . . . . .	101
Figura 77 – Pressão total normalizada para as <i>probes</i> do anel mais próximo à parede, o qual detém a maior distorção radial . . . . .	102
Figura 78 – Distribuição de pressão estática longitudinal na parede do duto com VGs . .	103
Figura 79 – Distribuição de pressão estática circunferencial em três cortes transversais do duto com VGs . . . . .	103
Figura 80 – Pressão total no AIP para o duto em S com VGs . . . . .	104
Figura 81 – Contornos de pressão total adaptados no AIP para o duto com VGs . . . .	106
Figura 82 – Pressão total normalizada corrigida para as <i>probes</i> do anel mais próximo à parede, o qual detém a maior distorção radial, para o duto com VGs . . . .	107
Figura 83 – Comparação da recuperação de pressão e dos índices de distorção com o experimento em função da vazão mássica calculada corrigida para nível do mar	110
Figura 84 – Comparação da recuperação de pressão e dos índices de distorção com o experimento em função da vazão mássica efetiva . . . . .	111

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Espaçamento de malha em mm e normalizado pelo diâmetro equivalente de cada região . . . . .	54
Tabela 2 – Número de elementos volumétricos em milhões das malhas utilizadas no estudo de independência . . . . .	59
Tabela 3 – Número de elementos volumétricos em milhões para as malhas utilizadas no estudo da geometria da instrumentação . . . . .	59
Tabela 4 – Condições de contorno de entrada e saída . . . . .	61
Tabela 5 – Variações máximas de $P_0$ na coordenada das <i>probes</i> e índices de desempenho para cada nível de refinamento de malha em relação aos valores extrapolados de malha infinita . . . . .	73
Tabela 6 – Máxima variação individual das <i>probes</i> $P_0$ e índices de desempenho para cada refinamento de malha comparados com os resultados da malha infinita . . . . .	78
Tabela 7 – Máxima variação individual das <i>probes</i> $P_0$ e índices de desempenho para o nível Fine-B escolhido comparados com os resultados da malha infinita . . . . .	80
Tabela 8 – Influência da geometria da instrumentação na pressão estática e total médias das <i>probes</i> e número de Mach e vazão mássica calculados . . . .	92
Tabela 9 – Índices de desempenho calculados utilizando os <i>rakes</i> de 40 e 200 <i>probes</i> . .	98
Tabela 10 – Índices de desempenho adaptados calculados utilizando 40 <i>probes</i> . . .	100
Tabela 11 – Índices de desempenho calculados utilizando os <i>rakes</i> de 40 e 200 <i>probes</i> para o duto em S com VGs . . . . .	105
Tabela 12 – Índices de desempenho adaptados calculados utilizando 40 <i>probes</i> para o duto em S com VGs . . . . .	107

# Lista de abreviaturas e siglas

AIAA	<i>American Institute of Aeronautics and Astronautics</i>
AIP	Plano de Interface Aerodinâmica ( <i>Aerodynamics Interface Plane</i> )
AMS	Sistema de Gerenciamento de Ar ( <i>Air Management System</i> )
APU	Unidade Auxiliar de Potência ( <i>Auxiliar Power Unity</i> )
BLI	Ingestão de Camada Limite ( <i>Boundary Layer Ingestion</i> )
BWB	Asa Fuselagem Conjugada ( <i>Blended Wing Body</i> )
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional ( <i>Computational Fluid Dynamics</i> )
CFL	Número de Courant–Friedrichs–Lewy
DES	Simulação dos Vórtices Desprendidos ( <i>Detached Eddy Simulation</i> )
DNS	Simulação Numérica Direta ( <i>Direct numerical simulation</i> )
DOF	Número de graus de liberdade ( <i>Degrees of Freedom</i> )
EVTM	Modelo de Turbulência baseado na Viscosidade Turbulenta ( <i>Eddy Viscosity Turbulence Models</i> )
FANS	Navier Stokes com Média de Favre ( <i>Favre-Averaged Navier-Stokes</i> )
GCI	Índice de Convergência de Malha ( <i>Grid Convergence Index</i> )
HLLC	Método numérico Harten-Lax-van Leer-Contact
JPC	Conferência Conjunta de Propulsão ( <i>Joint Propulsion Conference</i> )
PAW	( <i>Propulsion Aerodynamics Workshop</i> )
QCR	Relação Constitutiva Quadrática ( <i>Quadratic Constitutive Relation</i> )
RANS	Navier Stokes com Média de Reynolds ( <i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i> )
RSM	Modelo das Tensões de Reynolds ( <i>Reynolds Stress Model</i> )
SA	Modelo de turbulência Spalart Allmaras
SST	Transporte da Tensão Cisalhante ( <i>Shear Stress Transport</i> )
TVD	Redução da Variação Total ( <i>Total Variation Diminishing</i> )
VGs	Geradores de Vórtices ( <i>Vortex Generator</i> )

# Lista de símbolos

## Símbolos latinos

$C_p$	Coeficiente de pressão, $(p - p_\infty)/(0.5\rho V_\infty^2)$
$c_p$	Calor específico a pressão constante
$c_v$	Calor específico a volume constante
$DC$	Distorção circunferencial
$DR$	Distorção radial
$DC_{ave}$	Distorção circunferencial média
$DC_T$	Distorção circunferencial de ponta
$DP_T$	Distorção radial de ponta
$D$	Diâmetro do duto; número de dimensões do problema
$D_{eq}$	Diâmetro equivalente de cada seção do duto
$e$	Energia interna
$f_1$	Resultado da malha refinada
$f_2$	Resultado da malha grosseira
$f_{exato}$	Resultado exato estimado
$h$	Espaçamento de malha
$k$	Condutividade térmica; energia cinética turbulenta
$M$	Número de Mach, $V_\infty/V_s$
$\dot{m}$	Vazão mássica
$N$	Número de elementos volumétricos
$p$	Ordem da discretização espacial
$P$	Pressão estática
$P_0$	Pressão total
$P_{i0}$	Pressão total da entrada

$r$	Razão de refinamento de malha $h_1/h_2$
$R$	Constante universal dos gases ideias
$Re$	Número de Reynolds, $\rho V D / \mu$
$s$	Comprimento referente linha de centro do duto
$S_{ij}$	Tensor da taxa de deformação
$T$	Temperatura estática
$\mathbf{V}$	Vetor velocidade, $\mathbf{V} = u, v, w$
$\bar{u}$	Média temporal da velocidade na direção da coordenda $x$
$u'$	Flutuação da componente $u$ da velocidade
$v$	Menores escalas de velocidade da turbulência
$V_s$	Velocidade do som
$W$	Vazão mássica
$y^+$	Distância à parede adimensionalizada

### Símbolos gregos

$\gamma$	Razão entre $c_p/c_v$
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\delta_0$	Razão entre a pressões total e estática ao nível do mar
$\Delta$	Variação
$\varepsilon$	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta; erro entre dois níveis de refinamento de malha
$\eta$	Menores escalas de comprimento da turbulência
$\phi$	Ângulo circunferencial do duto
$\kappa$	Constante de von Kármán
$\lambda$	Segunda viscosidade
$\ell$	Maiores escalas de comprimento da turbulência

$\mu$	Viscosidade dinâmica molecular
$\mu_T$	Viscosidade dinâmica turbulenta
$\nabla$	Operado Del
$\nu$	Viscosidade cinemática molecular
$\rho$	Densidade
$\sigma$	Desvio padrão
$\omega$	Taxa de dissipação específica da turbulência
$\Theta_0$	Razão entre temperaturas total e estática ao nível do mar
$\tau$	Menores escalas de tempo da turbulência
$\tau_{ij}$	Tensor de cisalhamento, menores escalas de tempo da turbulência
$\tau_w$	Tensão de cisalhamento na parede
$\vartheta$	Maiores escalas de velocidade da turbulência

### Subscritos

0	Valor total
<i>ave</i>	Valor médio
<i>c</i>	Corrigido
<i>eff</i>	Efetivo
<i>i, j, k</i>	Índices da notação de Einstein
<i>T</i>	Turbulento; referente a extremidade
$\infty$	Relativo aos valores de entrada

# Sumário

	<b>1 INTRODUÇÃO</b>	<b>16</b>
1.1	Objetivos	19
1.2	Estrutura do texto	20
	<b>2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>21</b>
2.1	Fundamentação Conceitual	21
2.1.1	Escoamento em Dutos em S	21
2.1.2	Índices de Desempenho de Entradas de Ar	24
2.1.3	Convergência de Malha	27
2.2	Estado da Arte	28
2.2.1	Estudos Experimentais e Numéricos de Dutos em S	29
2.2.2	Propulsion Aerodynamics Workshop	33
	<b>3 MODELAGEM MATEMÁTICA</b>	<b>38</b>
3.1	Equações Governantes	38
3.1.1	Equação da Continuidade	39
3.1.2	Equação da Quantidade de Movimento	39
3.1.3	Equação da Energia	40
3.1.4	Equações de Estado	40
3.2	Escoamento Turbulento	41
3.2.1	Equações de Navier Stokes com Média de Reynolds	42
3.2.2	Modelos de Turbulência Baseados na Viscosidade Turbulenta	43
3.2.2.1	$k-\varepsilon$ Realizável	46
3.2.2.2	Shear Stress Transport (SST)	47
3.2.2.3	Spalart-Allmaras (SA)	48
3.3	Solver CFD++	49
	<b>4 METODOLOGIA</b>	<b>50</b>
4.1	Experimento de Referência e Domínio Computacional	50
4.2	Malhas Computacionais	52
4.2.1	Duto em S	52
4.2.2	Duto em S com Geradores de Vórtices	55
4.2.3	Duto em S com Instrumentação	57
4.2.4	Sumário das malhas construídas	59
4.3	Simulações Numéricas	59
4.3.1	Condições de Contorno	60

4.3.2	Cálculo da Vazão Nominal . . . . .	61
4.3.3	Crítérios de Convergência . . . . .	62
4.4	Estudos Numéricos Propostos . . . . .	63
	<b>5 RESULTADOS E DISCUSSÃO . . . . .</b>	<b>65</b>
5.1	Estudo de Independência de Malha . . . . .	65
5.1.1	Duto em S sem VGs . . . . .	66
5.1.2	Duto em S com VGs . . . . .	74
5.1.3	Sumário do estudo . . . . .	80
5.2	Estudo da Influência da Instrumentação . . . . .	81
5.2.1	Estudo da Influência do rake na Medição de Pressão Total . . . . .	81
5.2.1.1	Efeito Barker . . . . .	85
5.2.2	Influência do rake nas Pressão Estáticas na Parede . . . . .	89
5.2.3	Influência do rake nos Índices de Desempenho . . . . .	92
5.3	Estudo de Modelos de Turbulência . . . . .	94
5.3.1	Duto em S sem VGs . . . . .	96
5.3.2	Duto em S com VGs . . . . .	102
5.4	Estudo de Sensibilidade da Vazão . . . . .	109
	<b>6 CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>112</b>
6.1	Estudo de Independência de Malha . . . . .	112
6.2	Estudo da Influência da Geometria da Instrumentação . . . . .	113
6.3	Estudo de Modelos de Turbulência . . . . .	113
6.4	Estudo de Sensibilidade da Vazão . . . . .	115
6.5	Considerações Finais . . . . .	115
	<b>REFERÊNCIAS . . . . .</b>	<b>116</b>
	<b>APÊNDICES . . . . .</b>	<b>121</b>
	<b>APÊNDICE A – EQUAÇÕES DOS MODELOS DE TURBU-</b>	
	<b>LÊNCIA . . . . .</b>	<b>122</b>
A.0.1	$k-\varepsilon$ Realizável . . . . .	122
A.0.2	Shear Stress Transport (SST) . . . . .	123
A.0.3	Spalart-Allmaras (SA) . . . . .	124

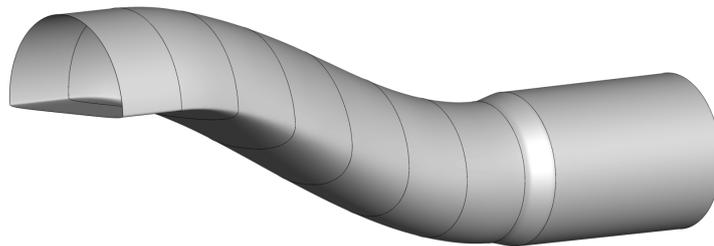
---

# Introdução

---

No projeto de aeronaves é comum a necessidade de captação de ar externo para alimentação de alguns sistemas, por exemplo, a unidade auxiliar de potência (*Auxiliary Power Unit* - APU), o sistema gerenciamento de ar (*Air Management System* - AMS) e até mesmo o sistema propulsivo, quando o motor é instalado no interior da aeronave. Para alimentar esses sistemas, faz-se necessária a utilização de tubulações de captação ligando o exterior da aeronave à entrada do sistema. Um exemplo desse tipo de tubulação de entrada comumente utilizada na indústria aeronáutica é o duto com formato de S, também conhecido como *offset duct*, *serpentine duct* ou simplesmente *S-duct* (Figura 1). A seguir são apresentados diferentes exemplos da utilização de dutos em S na aviação comercial e militar.

Figura 1 – Duto em S



Fonte: Do Autor

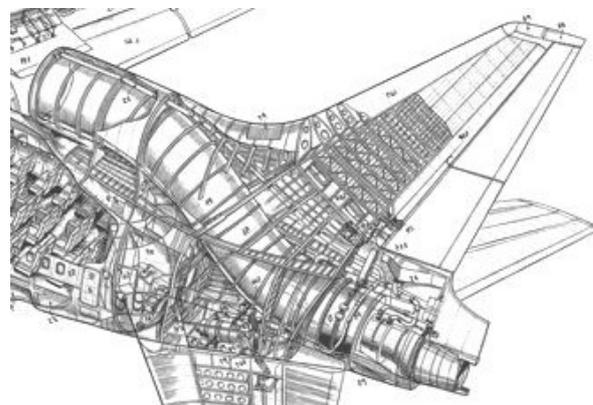
Aeronaves trimotor têm como requisito de projeto o posicionamento do terceiro motor no plano de simetria da aeronave, garantindo que a força de tração gerada pelo terceiro motor não produza um momento assimétrico de guinada durante todo o voo da aeronave. Uma possível solução, utilizada na aeronave McDonald Douglas DC11, é posicionar o terceiro motor na empenagem vertical, de forma a não gerar uma tração assimétrica. Entretanto, essa solução implica na necessidade de uma estrutura mais

resistente e, portanto, mais pesada na empenagem vertical, devido à força de tração, ao peso do motor e à divisão da empenagem em duas partes. Além disso, como o motor é posicionado a certa distância vertical do centro de gravidade da aeronave, sua força de tração também irá gerar um momento de arfagem que deverá ser compensada pelo sistema de controle.

A aeronave comercial *Lockheed Martin L1011*, mostrada na Figura 2, utiliza outra solução: o terceiro motor é posicionado dentro do cone de cauda da aeronave e a sua captação de ar é realizada através de um duto em S, detalhado na Figura 3. Essa solução aproxima o motor da linha de centro da aeronave reduzindo o momento de arfagem gerado pela força de tração e reduzindo as cargas na empenagem vertical, que agora não precisa ser bipartida, resultando em uma redução do peso estrutural. Porém, é introduzida uma complexidade adicional: o projeto do duto em S de captação, o qual deve ser realizado de forma cuidadosa, a fim de não degradar o escoamento de ar até a entrada do motor. Outros exemplos de aeronaves comerciais e executivas que utilizam esse tipo de solução são: *Boeing 727*, *Tupolev Tu-154*, *Dassault Falcon 50*, *Dassault Falcon 900* e as mais recentes *Dassault Falcon 7X* e *8X*.

Figura 2 – Aeronave *Lockheed Martin L1011*

Fonte: (C.MEYER, 2014)

Figura 3 – Duto em S de admissão do motor traseiro da aeronave *L1011*

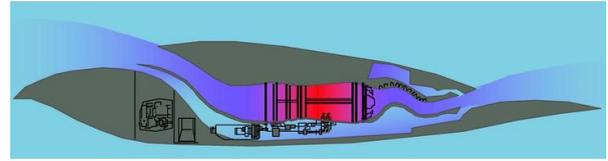
Fonte: (AIRCRAFTWIKI, 2013)

No caso de aeronaves militares, um importante requisito de projeto é a furtividade, ou seja, a capacidade de passar por despercebida aos radares. A furtividade de uma aeronave está associada à diminuição da sua assinatura infravermelha, que é afetada diretamente pelas partes quentes e plumas dos motores (RAO; MAHULIKAR, 2002). Uma forma de deixar a aeronave menos detectável pelos radares é ocultar os motores dentro de sua estrutura, implicando na utilização de dutos em S para a captação do ar externo. Essa solução é utilizada pelo bombardeiro *Northrop Grumman B-2 Spirit*, mostrado na Figura 4, cujo duto em S é ilustrado na Figura 5.

É importante notar que nas aplicações de dutos em S mencionados anteriormente, o escoamento admitido pela entrada do motor é praticamente uniforme. No caso do *L1011*

Figura 4 – Bombardeiro *Northrop B2 Spirit*

Fonte: (PAPPALARDO, 2013)

Figura 5 – Duto em S de admissão dos motores *B2 Spirit*

Fonte: (MANDAL, 2017)

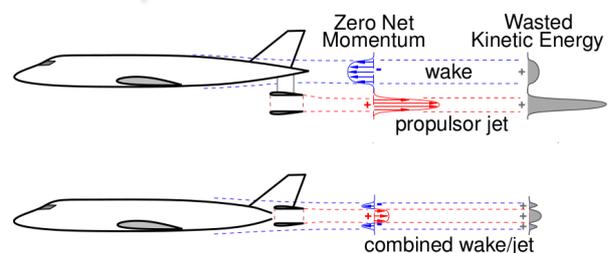
a entrada de ar do motor de cauda é posicionada a uma certa distância da fuselagem, de forma a não ingerir o escoamento desacelerado próximo à parede devido à camada limite da fuselagem. Já o bombardeiro *B2 Spirit* possui um sistema de sucção logo abaixo da entrada de ar dos motores, conforme a Figura 5, para remoção dessa parcela de ar desacelerado próximo à fuselagem, permitindo um escoamento mais uniforme na admissão (AREND et al., 2017).

Um dos caminhos possíveis para alcançar aeronaves mais eficientes no futuro é a integração do sistema propulsivo com a aeronave, viabilizando a ingestão de camada limite (*Boundary Layer Ingestion* - BLI) pelos motores. O conceito de aeronave *Blended Wing Body* (BWB), mostrado na Figura 6, também utiliza um duto em S para admissão do motor, mas agora com ingestão da camada limite da aeronave. Nesse caso, o motor ingere um ar desacelerado, reduzindo, assim, a potência necessária do sistema propulsivo para fornecer a mesma tração requerida, quando comparado a um escoamento uniforme na admissão. Segundo Uranga et al. (2014), no estudo da aeronave *NASA-D8* verificou-se uma redução de 6% na potência de cruzeiro dos motores instalados com ingestão de 40% da camada limite da fuselagem. Além disso, estima-se ganhos de redução de consumo de 15% quando levado em conta a redução de arrasto e peso devido ao posicionamento do motor no interior da fuselagem.

Figura 6 – Conceito *Blended Wing Body*

Fonte: Florea et al. (2011)

Figura 7 – Vantagens da ingestão de camada limite pelos motores



Fonte: Uranga et al. (2014)

Geralmente, pela falta de espaço, inerente ao projeto complexo e integrado de uma aeronave, as tubulações de admissão tendem a ser curtas, resultando em curvas

acentuadas que, por sua vez, geram altos gradientes de pressão acelerando o escoamento e podendo causar a separação desse na entrada do motor. Esse problema é agravado no caso de sistemas propulsivos integrados com ingestão de camada limite. O surgimento de escoamentos secundários ao longo do duto ou até a separação massiva do escoamento, em casos mais extremos, levam à diminuição da energia disponível e da uniformidade do escoamento.

A qualidade de escoamento em entradas de ar pode ser caracterizada através dos índices de desempenho, padronizados pela norma SAEARP1420 (2002). Esses índices são avaliados no plano de interface aerodinâmica (AIP), localizado próximo à entrada do motor. A energia disponível é avaliada pela pressão total média, também denotada de recuperação de pressão total. Já a uniformidade do escoamento é caracterizada através da variação da distribuição de pressão total, ao longo das direções circunferencial e radial, e mensurada através dos índices de distorção. Esses índices de desempenho são apresentados em detalhe na 2.1.2.

Escoamentos altamente distorcidos podem afetar negativamente a eficiência do motor, podendo levar à redução das margens de estol da ventoinha (*fan*) e do compressor, segundo Ochs et al. (2016). A diminuição da energia disponível do escoamento e aumento da distorção também são prejudiciais para a entrada de ar de sistemas como AMS e APU. Isso posto, os objetivos de projeto de um duto em S são: minimizar as perdas de energia e a distorção gerada no escoamento que será entregue aos sistemas, em diversas condições de operação da aeronave com diferentes vazões e ângulos de incidência.

Simulações numéricas são uma importante ferramenta para o projeto dos dutos em S, podendo atuar diretamente na concepção da geometria ou de forma complementar ao ensaio experimental. Dessa forma, é importante que as ferramentas de simulação numérica sejam capazes de prever, com acuracidade, a energia disponível e a distorção do escoamento entregue ao motor. Essa competência irá permitir o projeto de instalações cada vez mais integradas e eficientes, fundamentais para o desenvolvimento das aeronaves do futuro.

## Objetivos

O objetivo principal do presente trabalho é avaliar a capacidade de simulações numéricas na predição da recuperação de pressão e distorção de escoamentos através de dutos em S. As simulações serão realizadas utilizando o software comercial de volumes finitos *CFD++* (METACOMPTECH, 2014) e comparadas com o experimento em túnel de vento documentado por McMillan et al. (2011).

Adicionalmente, pretende-se estabelecer diretrizes para a construção de malha computacional, estudar o comportamento de diferentes modelos de turbulência e investigar

a influência da instrumentação de medição utilizada no experimento nos resultados obtidos. Esse experimento foi escolhido como objeto de estudo pelos seguintes motivos:

- A geometria CAD do modelo ensaiado em túnel de vento está disponível, incluindo a geometria da instrumentação utilizada para realizar as medições;
- Foram estudadas duas configurações do duto em S: com e sem a presença de geradores de vórtices (VGs);
- Foram realizadas medições de pressão estática na parede e pressão total no AIP para diferentes condições de vazão na faixa de *Mach* no AIP entre 0.22-0.63;
- A configuração do ensaio possibilita o uso de uma simples condição de contorno ambiente na entrada, contribuindo para reduzir as incertezas da simulação.

## Estrutura do texto

A presente dissertação possui a seguinte estrutura: no Capítulo 2 são definidos os principais conceitos referentes a escoamentos em dutos em S, necessários para o entendimento do trabalho. Também é realizada uma revisão bibliográfica dos principais trabalhos numéricos e experimentais sobre o tema. No Capítulo 3 são apresentadas as equações que regem à dinâmica dos fluidos e os modelos de turbulência empregados nas simulações numéricas, além de uma breve descrição do código numérico utilizado. Em seguida, no Capítulo 4 são apresentados os detalhes do experimento escolhido para validação das simulações numéricas, o domínio computacional, as condições de contorno, os critérios de convergência e as malhas construídas para o duto em S com e sem geradores de vórtices (VGs). O Capítulo 5 é dividido em quatro partes: primeiro é realizado um estudo de malha para geometria do duto em S com e sem VGs; em seguida é estudada a influência da geometria da instrumentação nos resultados; posteriormente é realizado um estudo sobre a influência de diferentes modelos de turbulência nos resultados, os quais são comparados detalhadamente com o experimento; na quarta e última seção, é estudada a influência da vazão na qualidade do escoamento no AIP. Finalmente, no Capítulo 6 são apresentadas as conclusões e sugestões de trabalhos futuros.

---

# Revisão Bibliográfica

---

## Fundamentação Conceitual

Nesta seção, são definidos alguns conceitos necessários para o entendimento do presente trabalho. Primeiramente, são discutidos alguns aspectos particulares de escoamentos em dutos em S e como a degradação do escoamento pode prejudicar o funcionamento dos motores. Em seguida, são definidos os índices de desempenho que caracterizam a qualidade do escoamento em uma entrada de ar. Finalmente, é apresentada a extrapolação de Richardson, a qual será utilizada no estudo de dependência de malha.

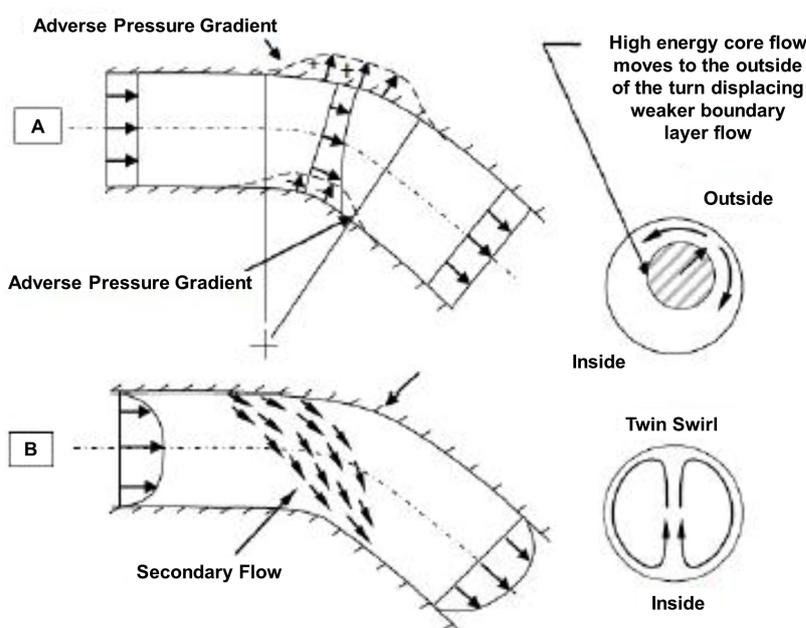
## Escoamento em Dutos em S

O projeto de dutos em S para entradas de ar geralmente envolve dois objetivos principais: o deslocamento da linha axial do duto, que irá gerar a curva em S, e o aumento de área da seção transversal ao longo da curva do duto, de forma a reduzir a velocidade do escoamento na entrada do compressor. As curvas do duto irão gerar gradientes de pressão, que podem levar à formação de escoamentos secundários. Já o aumento de área da seção gera uma gradiente de pressão adverso distribuído, que pode contribuir para uma possível separação do escoamento. A seguir, o comportamento do escoamento ao longo das curvas em S é melhor detalhado.

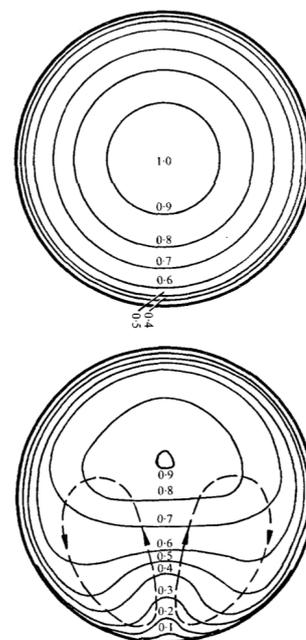
Para que o escoamento realize as curvas do duto é gerado um gradiente de pressão, que resulta em um aumento de pressão na parede externa da curva e uma redução de pressão na parede interna. Idealmente, esse gradiente de pressão acelera o escoamento na parte interna da curva e retarda na parte externa, retornando, após o término da curva, a um perfil uniforme de velocidade, como mostrado na Figura 8A.

Entretanto, em escoamento reais, há o desenvolvimento de uma camada limite devido ao atrito com as parede do duto, concentrando, na parte central, o escoamento mais energizado com alta quantidade de movimento ou *momentum*. O escoamento de baixa quantidade de movimento da camada limite na parte externa da curva, ao confrontar o gradiente de pressão adverso, é defletido pelas laterais do duto em direção à região de baixa pressão da parte interna da curva, Figura 8B. Devido a esse escoamento secundário formado nas laterais do duto, em conjunto com o movimento da região central de maior *momentum* para fora da curva, duas células de *swirl* são formadas, as quais transportam o escoamento desacelerado da camada limite para a parte interna da curva. A Figura 9 exemplifica esse comportamento mostrando contornos de pressão total normalizada, antes e depois de uma curva no duto, evidenciando a formação e o sentido das duas células de *swirl*.

Figura 8 – Formação do escoamento secundário



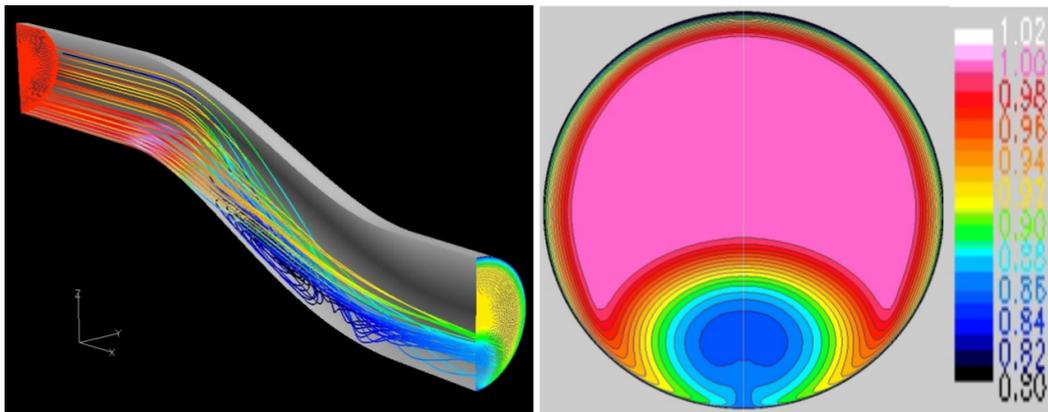
Fonte: Rigobello (2016)

Figura 9 – Células de *swirl*

Fonte: Rowe (1970)

No caso de dutos em S, após a primeira curva, esse escoamento não uniforme e com as duas células de *swirl* já formadas é forçado a realizar a segunda curva, cujo sentido é oposto a primeira. Agora, o gradiente adverso de pressão atinge a região com déficit de *momentum* acumulado pelo escoamento secundário sendo empurrado para longe da parede, podendo levar à separação do escoamento, como no exemplo da Figura 10. O sentido de rotação das células de *swirl* formadas na primeira curva, geralmente, não é alterado pela segunda curva e se mantem o mesmo até o AIP. A ingestão de camada limite, presente em aplicações com sistema propulsivo integrado, amplifica as distorções geradas pelo duto em S e a possibilidade de separação do escoamento.

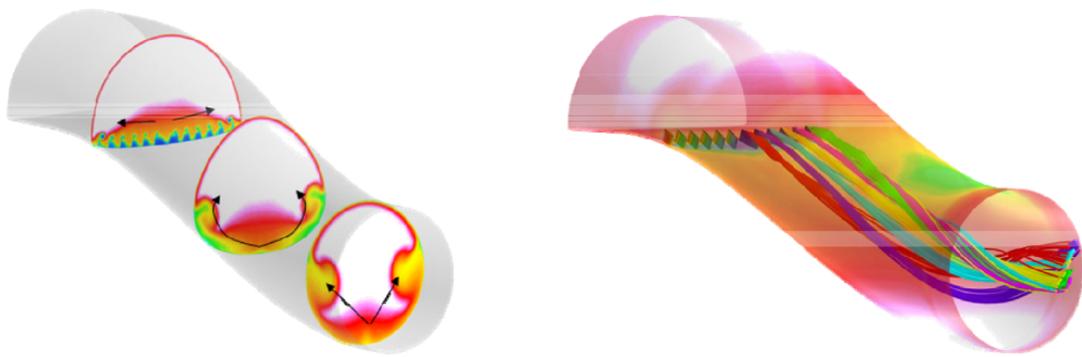
Figura 10 – Separação formada no duto em S e contornos de pressão total no AIP



Fonte: Mohler (2004)

Dispositivos passivos podem ser utilizados para redistribuir o escoamento, de modo a deixar o campo de velocidades mais uniforme. Geradores de vórtices, por exemplo, como apresentados na Figura 11, são utilizados para gerar vórtices no sentido oposto do escoamento secundário com o intuito de redistribuir as regiões com déficit de *momentum*, movendo-as para as laterais do duto, o que pode contribuir para uma distribuição mais uniforme no AIP.

Figura 11 – Redistribuição do escoamento gerado pelos VGs

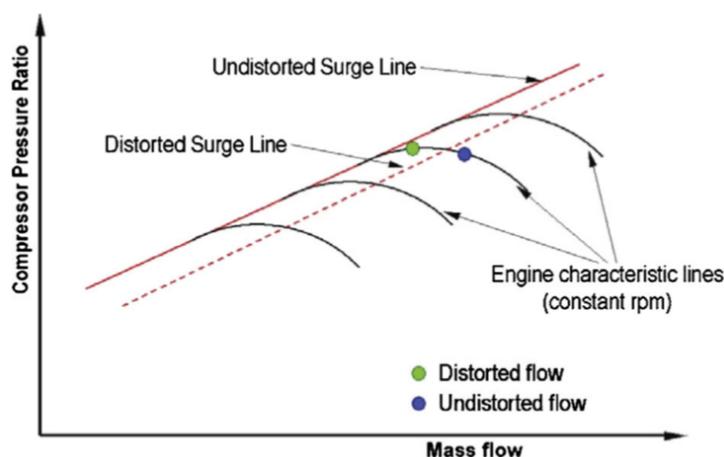


Fonte: McMillan et al. (2011)

Essa distribuição não uniforme de pressão total no AIP é caracterizada como distorções nas direções radiais e circunferenciais, as quais serão detalhadas na subseção 2.1.2. A distorção circunferencial é mais crítica e impacta diretamente no funcionamento do compressor (HAROUNI, 2014). O trabalho realizado pelo compressor é maior em escoamentos distorcidos de baixa energia do que em escoamentos não distorcidos, dessa forma as regiões de baixa pressão reduzem a margem operacional do compressor, como mostrado na Figura 12.

Além disso, a presença de regiões de baixa pressão na direção circunferencial exige que as pás trabalhem em um ciclo variando entre alto e baixo carregamento ao longo

Figura 12 – Mapa representativo de operação de um compressor



Fonte: Harouni (2014)

de cada revolução, podendo aumentar a propensão à fadiga e impactar o ciclo de vida do motor. Portanto, a função principal de uma entrada de ar é prover ao motor um escoamento com baixos índices de distorção, ou seja, com distribuição mais uniforme possível de pressão total.

## Índices de Desempenho de Entradas de Ar

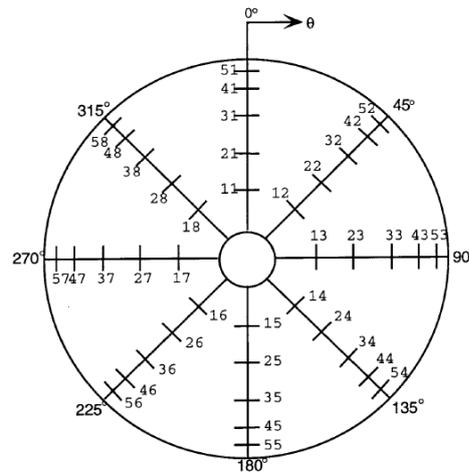
Com o objetivo de avaliar a qualidade do escoamento em entradas de ar de forma quantitativa e padronizada, a norma SAEARP1420 (2002) define os seguintes índices de desempenho, baseados apenas na distribuição de pressão total na entrada do motor: a recuperação de pressão e as distorções circunferenciais e radiais.

A medição da pressão total é realizada utilizando vários tubos de *Pitot*, também referidas aqui como *probes* de pressão total. A distribuição dessas *probes* é sugerida pela norma SAEARP1420 (2002) e consiste em 8 partes angularmente equidistantes com 5 *probes* cada, totalizando 40 *probes*, conforme esquematizado na Figura 13. Esse conjunto de *probes* de pressão total da instrumentação é referido como *rake* nesse trabalho. As 5 *probes* em cada perna são posicionadas nos centroides de anéis de mesma área, o que implica em *probes* mais distantes no centro do duto e mais próximas perto das paredes.

O plano de medição dessa instrumentação é definido como plano de interface aerodinâmica AIP (*Aerodynamics Interface Plane*). O AIP deve ser posicionado perto da face do motor, para que o efeito da entrada de ar no escoamento esteja incluído na medição, mas distante o suficiente, de forma que a geometria da instrumentação não afete o desempenho e a estabilidade do motor.

A recuperação de pressão é definida como a pressão total média das 40 *probes*

Figura 13 – Distribuição típica de probes para medição dos índices de desempenho



Fonte: SAEARP1420 (2002)

adimensionalizada pela pressão total do escoamento antes da entrada de ar, revelando a perda da entrada de ar. Os índices de distorção representam a variação espacial da pressão total no AIP e são calculados para cada anel de *probes*. O subscrito  $i$  indica a posição do anel, sendo 1 o anel mais central e 5 o anel mais próximo da parede do duto (Figura 13). Além disso, os índices de distorção são descritos em termos de elementos radiais e circunferenciais.

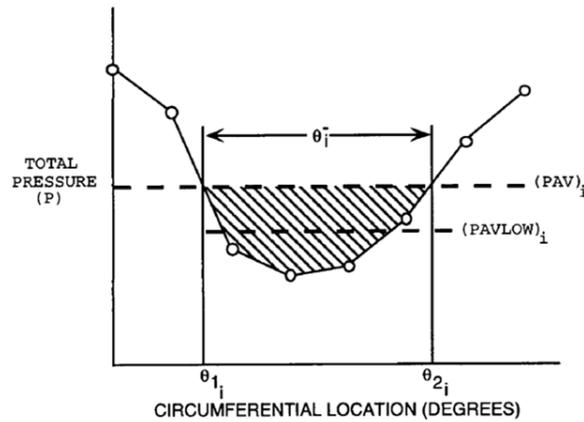
O índice de distorção circunferencial quantifica zonas de baixa pressão total ao longo do anel, como a presença de vórtices por exemplo. A Figura 14 apresenta uma distribuição típica de pressão total de um anel de oito probes.  $PAV$  é definido como a pressão total média do anel. A pressão média da região que possui pressão abaixo de  $PAV$ , hachurada na Figura 14, é definida como  $PAVLOW$ . O índice de distorção circunferencial ( $DC$ ) é definido como a diferença entre a pressão média do anel e a pressão média da região de baixa pressão, normalizada pela pressão média do anel, Equação 2.1.

$$DC_i = \left( \frac{PAV - PAVLOW}{PAV} \right)_i \quad (2.1)$$

O exemplo apresentado na Figura 14 contém apenas uma zona de baixa pressão ao longo do anel, mas a metodologia também é aplicável para casos onde há múltiplas zonas, detalhado na norma (SAEARP1420, 2002).

O índice de distorção radial ( $DR$ ) quantifica a diminuição de pressão em um anel como um todo em relação a pressão média no AIP, geralmente o anel mais próximo a parede apresenta a maior distorção radial, devido à presença da camada limite. O índice de distorção radial é definido para cada anel como a diferença entre a pressão média das 40 probes ( $PFAV$ ) e a pressão média do anel ( $PAV_i$ ) normalizada pela pressão média das 40 probes, Equação 2.2. A Figura 15 apresenta uma distribuição típica da pressão média de

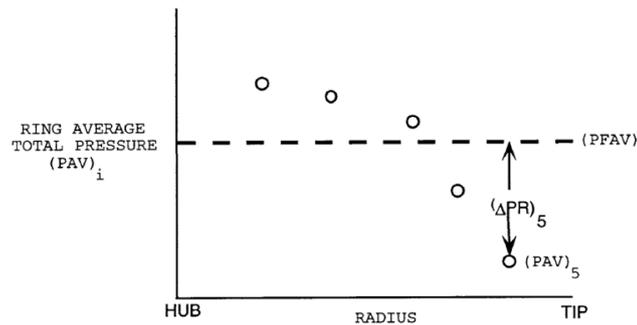
Figura 14 – Distribuição de pressão total ao longo de um anel



Fonte: SAEARP1420 (2002)

cada anel de *probes*, em que os anéis mais próximos da parede apresentam maior redução de pressão total.

Figura 15 – Distribuição de pressão total média por anel



Fonte: SAEARP1420 (2002)

$$DR_i = \frac{PFAV - PAV_i}{PFAV} \quad (2.2)$$

Os índices de distorção, já definidos para cada anel, são condensados neste trabalho da seguinte forma: a distorção circunferencial é avaliada pela distorção média dos anéis ( $DC_{ave}$ ) e pela distorção de ponta ( $DC_T$ ), definidas nas Equações 2.3 e 2.4. Já a distorção radial é avaliada como distorção radial de ponta ( $DR_T$ ) definida pela Equação 2.5.

$$DC_{ave} = \frac{1}{5} \sum_i^5 CD_i \quad (2.3)$$

$$DC_T = \frac{CD_4 + CD_5}{2} \quad (2.4)$$

$$DR_T = RD_5 \quad (2.5)$$

## Convergência de Malha

Durante o estudo de convergência de malha, há algumas estratégias que podem ser utilizadas para avaliar a qualidade do estudo, determinar uma faixa de confiabilidade dos resultados e até extrapolar os resultados para uma malha hipotética de refinamento infinito. Roache (1994) sumarizou algumas estratégias de análise de convergência de malha para diferentes aplicações e as mais relevantes para o presente trabalho são apresentadas a seguir.

A extrapolação de Richardson foi originalmente introduzida em 1911 para obter o resultado exato do problema discretizado a partir da extrapolação dos resultados de duas malhas diferentes, quando o espaçamento de malha é reduzido pela metade entre elas. Esse resultado exato pode ser traduzido como o resultado de uma malha ideal ou infinita. Roache (1994) define a extrapolação de Richardson em sua forma generalizada, Equação 2.6:

$$f_{exact} = f_1 + \frac{(f_1 - f_2)}{r^p - 1} \quad (2.6)$$

Em que  $r$  é a razão de refinamento  $r = h_2/h_1$  e  $h$  é o espaçamento de malha,  $p$  é a ordem de discretização do método numérico,  $f_2$  é a solução da malha grosseira e  $f_1$  é a solução da malha refinada. Dessa forma, esta equação generalizada é aplicável para diferentes razões de refinamento e métodos com diferentes ordens de discretização. Para utilizar esta extrapolação é necessário que a solução esteja em uma região assintótica de refinamento, o que pode não ser válido para malhas muito grosseiras. A extrapolação de Richardson foi desenvolvida para ser aplicada ponto a ponto na solução, mas, segundo Roache (1994), também pode ser aplicada para variáveis integrais e no caso desse trabalho será aplicado para os índices de desempenho.

O erro entre duas soluções com malhas diferentes é, geralmente, reportado em estudos de refinamento de malha como sendo:

$$\varepsilon = \frac{f_1 - f_2}{f_1} \quad (2.7)$$

Esse erro denotado como  $\varepsilon$ , não necessariamente representa uma estimativa de erro da solução, uma vez que não leva em conta a razão de refinamento entre malhas nem a

ordem de discretização do método. Para uma razão de refinamento de 2 e um método de segunda ordem,  $\varepsilon$  é, geralmente, aceito como uma faixa de confiabilidade do resultado (ROACHE, 1994).

Com o objetivo de viabilizar a comparação entre o erro  $\varepsilon$ , obtido para estudos de malha utilizando diferentes razões de refinamento e ordens de discretização do método numérico, Roache (1994) define o índice de convergência de malha (*Grid Convergence Index - GCI*), Equação 2.8. Esse índice é comparável entre diferentes estudos, independente da razão de refinamento de malha ou da ordem de discretização do método utilizado, e foi originalmente proposto utilizando  $r = 2$  e  $p = 2$  como base de comparação.

$$GCI = \frac{3\varepsilon}{r^p - 1} \quad (2.8)$$

A extrapolação de Richardson e o GCI foram originalmente definidos para malhas estruturadas com espaçamentos uniformes, mas também são aplicáveis para malhas não estruturadas e refinamentos não sistemáticos, como é o caso do presente estudo, através da utilização de uma razão de refinamento efetiva  $r_{efetivo}$ , Equação 2.9.

$$r_{efetivo} = \left( \frac{N_1}{N_2} \right)^{\frac{1}{D}} \quad (2.9)$$

Em que  $N_1$  e  $N_2$  representam o número de elementos volumétricos da malha fina e grosseria respectivamente e  $D$  é a dimensionalidade do problema.

No presente trabalho é utilizado um método de discretização espacial de segunda ordem aplicado a um problema tridimensional, portanto, as equações da extrapolação de Richardson e do GCI podem ser reescritas para as Equações 2.10 e 2.11.

$$f_{exact} = f_1 + \frac{(f_1 - f_2)}{r_{efetivo}^{2/3} - 1} \quad (2.10)$$

$$GCI = \frac{3\varepsilon}{r_{efetivo}^{2/3} - 1} \quad (2.11)$$

## Estado da Arte

Nesta seção são apresentados os principais trabalhos já realizados referentes à investigação de escoamentos em dutos em S, tanto experimentais, quanto por meio de simulações numéricas.

## Estudos Experimentais e Numéricos de Dutos em S

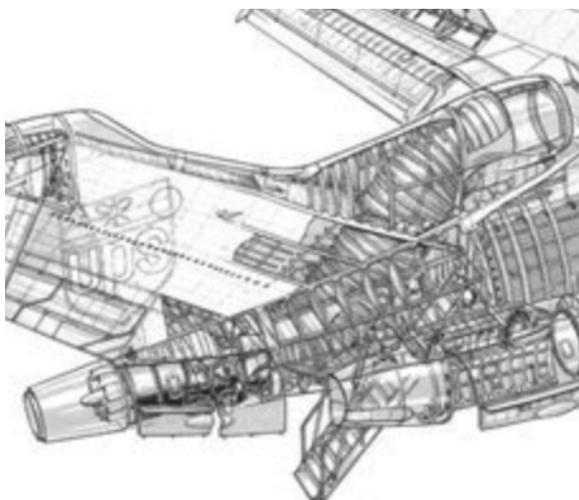
O entendimento do escoamento em dutos curvos vem sendo desenvolvido desde o início do século XX, desta forma existem diversos experimentos e simulações numéricas disponíveis na literatura. Uma aplicação aeronáutica de grande destaque foi a aeronave Boeing 727, mostrada na 16, desenvolvida no início dos anos 60. O duto em S de captação de ar do terceiro motor foi desenvolvido, basicamente, de forma experimental através de ensaios em túnel de vento, ensaios estáticos em escala real e ensaios em voo, nos quais foram monitorados a recuperação de pressão e a distorção do escoamento entregue pela entrada de ar ao motor (MAXAM, 1978).

Figura 16 – Aeronave Boeing 727

(a) Vista frontal



(b) Detalhe do duto em S



Fonte: (COHEN, 2018) e (FLIGHTGLOBAL, 2014)

Os principais trabalhos investigativos sobre escoamentos em dutos em curva realizados até o final dos anos 60 são sumarizados por Rowe (1970). Além disso, é realizada uma comparação qualitativa de simulações numéricas considerando as equações de um escoamento potencial e incompressível com os resultados obtidos experimentalmente.

O avanço da capacidade computacional nas décadas de 80 e 90 possibilitou a realização de simulações numéricas das equações *Euler* e RANS (*Reynolds-Average Navier-Stokes*). Schmidt e Bradley (1991) reúnem o conhecimento dessa época a respeito do projeto de entradas de ar para regimes subsônicos e supersônicos. São apresentados alguns ensaios em túnel de vento e simulações numéricas realizados para dutos em S com dois tipos de entrada: circular e semicircular. Os resultados numéricos (*Euler* e RANS) apresentaram algumas discrepâncias em relação ao experimento, entretanto ficou evidente a capacidade das análises de CFD em trazer mais informações a respeito do escoamento, se mostrando uma importante ferramenta para auxiliar o projeto e o desenvolvimento de entradas de ar.

Levantou-se também a necessidade de condições de contorno bem definidas e do avanço da modelagem de turbulência para gerar resultados quantitativamente confiáveis.

Harloff et al. (1993) realizaram simulações RANS utilizando o modelo de turbulência algébrico *Baldwin-Lomax* e simulações *Euler*. Para as simulações viscosas foi utilizada uma malha computacional com  $y^+ = 19$ . Através da comparação dos resultados com o experimento (VAKILI et al., 1987), conclui-se que o escoamento secundário formado foi mais fraco nas simulações numéricas, o que pode ter sido causado pela baixa resolução da malha nas paredes ou pela modelagem da turbulência. As simulações *Euler*, utilizando um perfil de camada limite na entrada, mostraram que a formação dos vórtices secundários é provocada por efeitos invíscidos, mas a geração de viscosidade turbulenta no caso RANS afetou a intensidade do escoamento secundário.

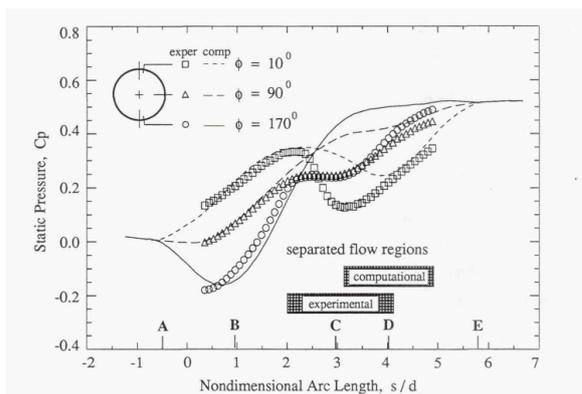
Wellborn, Reichert e Okiishi (1992) apontaram a necessidade de resultados experimentais com medições mais detalhadas do escoamento, de forma a servir como referência para validação de estudos numéricos compressíveis. Portanto, foi realizado um experimento com *Mach* 0.6 na garganta, número de *Reynolds*, baseado no diâmetro do duto, de 2.6 milhões e intensidade turbulenta na entrada de 0.65%. O duto em S estudado tinha uma entrada circular com desvio lateral da linha de centro de  $1.34D$  e um aumento linear da área da seção ao longo do duto de  $1.52D$ , o que introduz o efeito de bloqueio aerodinâmico. Nesse experimento foi observada a presença de escoamentos secundários significativos e um forte descolamento antes da segunda curva. Foram realizadas medições de camada limite, pressão estática na parede e pressão total em 5 estações transversais ao longo do duto, além de visualizações a óleo do cisalhamento do escoamento na superfície.

Wellborn, Okiishi e Reichert (1993) realizaram simulações numéricas utilizando as equações parabolizadas de *Navier-Stokes* e compararam com o experimento citado anteriormente. Escoamentos secundários e uma região de separação formada foram capturados pelas simulações, porém foi verificado um atraso no início dessa separação, como evidenciado pela distribuição de pressão estática (P) ao longo da parede do duto na Figura 17. Ademais pontuou-se a baixa convecção das regiões de baixo *momentum* para o centro do duto. Conclui-se que as discrepâncias ocorreram principalmente devido à modelagem de turbulência e não devido à utilização da simplificação das equações parabolizadas de *Navier-Stokes*.

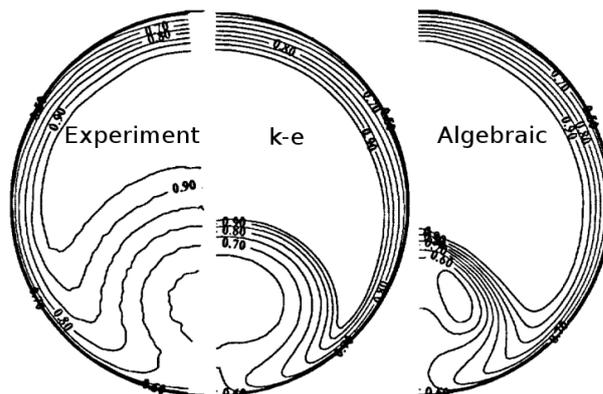
Harloff, Reichert e Wellborn (1992) ampliaram o estudo anterior (HARLOFF et al., 1993), agora adicionando o modelo de turbulência de duas equações  $k-\varepsilon$  e utilizando uma malha com maior refinamento normal à parede ( $y^+ < 1$ ). Além disso, essas simulações foram realizadas para o experimento mais recente na época (WELLBORN; REICHERT; OKIISHI, 1992). Nas análises numéricas, também foi verificado um atraso no ponto de início da separação e uma menor extensão. As velocidades transversais nos planos de medição, quando comparadas com o experimento, foram maiores na região dos vórtices e

menores no centro do duto, evidenciando a baixa convecção dos vórtices para o interior do duto. Conclui-se que nenhum dos modelos foi adequado para prever os intensos escoamentos secundários juntos com a separação, apesar dos resultados com o modelo de turbulência de duas equações ter se aproximado mais dos resultados experimentais. A Figura 18 apresenta uma comparação dos contornos de pressão total ( $P_0$ ) no AIP para os dois modelos de turbulência utilizados.

Figura 17 – Distribuição de P na parede



Fonte: Wellborn, Okiishi e Reichert (1993)

Figura 18 – Contornos de  $P_0$  no AIP

Fonte: Harloff, Reichert e Wellborn (1992)

Berrier e Allan (2004) realizaram um experimento com o objetivo de estudar o escoamento em dutos em S para números de *Reynolds* mais altos (até 42 milhões) e com ingestão de camada limite de 30% da altura da entrada, já pensando na aplicação de entradas de ar niveladas para aeronaves BWB. Foram estudados quatro tipos diferentes de entradas de ar com perfil semicircular e semielíptico, para um *Mach* de 0.82. O experimento foi equipado com tomadas de pressão estática na parede e um *rake* de 40 *probes* no AIP. Também foram conduzidas simulações numéricas RANS utilizando o modelo de turbulência de duas equações *k- $\omega$  Shear Stress Transport (SST)* e malhas estruturadas de 4.2 milhões de elementos. A ingestão de camada limite diminuiu consideravelmente a recuperação de pressão e aumentou as distorções para níveis acima dos aceitáveis para o projeto. Os resultados de CFD previram as tendências da variação dos índices de desempenho com a variação de *Mach*. Entretanto, os resultados de CFD foram mais conservadores, apresentando menor recuperação de pressão e maiores distorções.

Menzies (2001) estudou o experimento documentado por Schmidt e Bradley (1991) utilizando uma formulação RANS com três diferentes modelos de turbulência: *Spalart-Allmaras (SA)*, *k- $\omega$*  e o SST. Os resultados do modelo SST se aproximaram mais do experimento, apesar de superestimar a recuperação de pressão. Tanto o modelo SST como o modelo SA capturaram escoamentos secundários com menor intensidade do que no experimento.

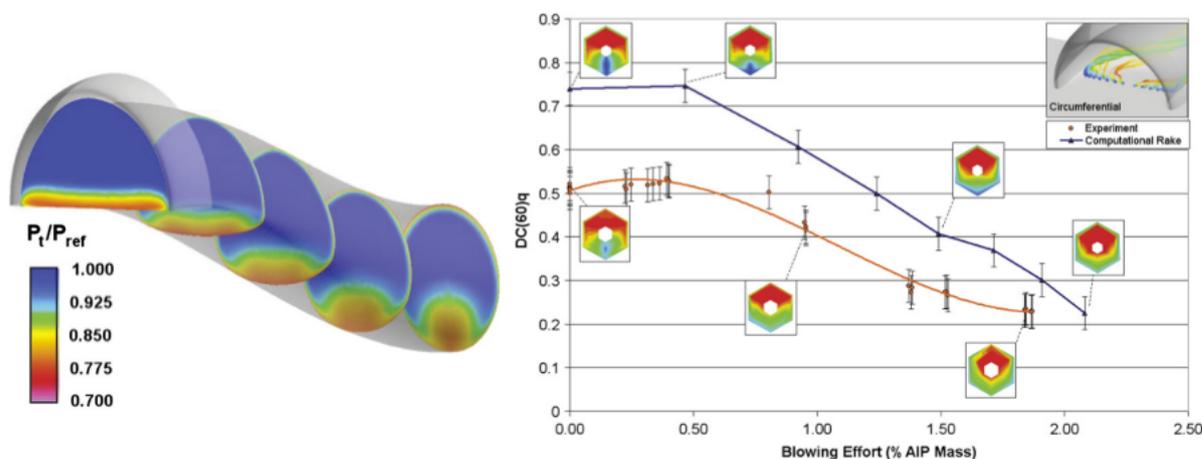
Mohler (2004) também estudou o mesmo caso teste citado anteriormente utilizando a formulação RANS, o modelo de turbulência SA e duas malhas, uma estruturada e uma

não estruturada, ambas com  $y^+ = 0.5$ . Também foi avaliada a influência da presença de geradores de vórtices (VGs) no escoamento. A malha estruturada apresentou uma recuperação de pressão mais próxima ao experimento, mas em contrapartida previu uma distorção mais alta. A redução das distorções provocada pelos VGs foi bem capturada.

Fiola e Agarwal (2014) realizaram simulações RANS utilizando uma malha com  $y^+ < 1$  e os modelos de turbulência: SA, SST,  $k-\epsilon$  e o modelo de transição SST de quatro equações. Os resultados foram comparados com o experimento realizado por Wellborn, Reichert e Okiishi (1992). O modelo de transição SST, apesar de apresentar os resultados de pressão estática na parede mais próximos do experimento, necessita do dobro do custo computacional do que o modelo SST, não sendo justificável, já que, este apresentou resultados bastante similares.

Harouni (2014) realizou um experimento mais recente com o objetivo de estudar controle ativo de escoamento em dutos em S com ingestão de camada limite para aplicação em motores montados no interior da fuselagem, como é o caso do projeto BWB da Boeing. O escoamento secundário concentra a camada limite admitida na metade inferior do duto gerando altos índices de distorção no AIP, como mostrado na Figura 19. É utilizado um sistema de jatos de ar na parede inferior do duto para energizar o escoamento diminuindo, assim, a separação e a distorção gerada no AIP. Também foram realizadas análises de CFD RANS utilizando o modelo de turbulência SA e uma malha com resolução na parede de  $y^+ = 1$ . Os resultados experimentais mostraram uma redução considerável na distorção circunferencial com o aumento da vazão do jato soprado na parede do duto. As simulações CFD também capturaram essa tendência, mas com valores absolutos de distorção significativamente maiores.

Figura 19 – Contornos de pressão total ao longo do duto em S e comparação do índice de distorção circunferencial

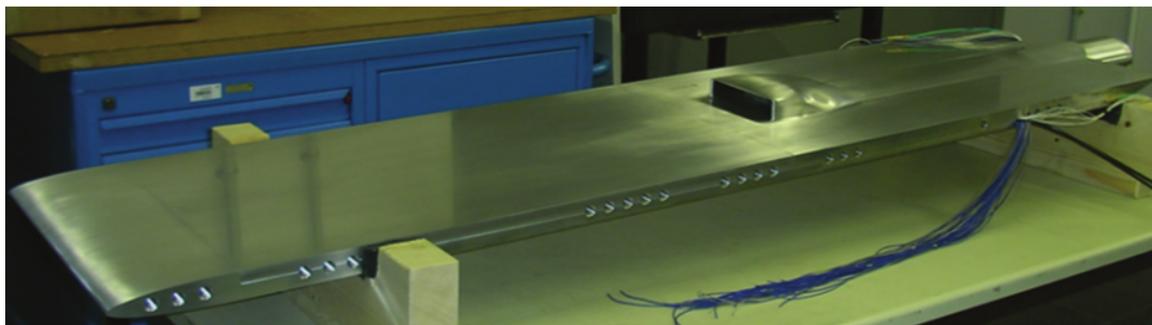


Fonte: Harouni (2014)

Rein e Koch (2015) realizaram um experimento com um duto em S instalado em uma placa plana para avaliar a influência dos seguintes parâmetros: altura da camada

limite na entrada, número de *Reynolds* (30-70 milhões), número de *Mach* (0.3-0.65) e vazão do ar captado pela duto. Para alterar a altura da camada limite na entrada foram utilizados tamanhos diferentes da placa plana, na qual a entrada estava instalada, Figura 20. Conclui-se que o aumento de altura da camada limite admitida influencia diretamente os índices de distorção gerados no AIP.

Figura 20 – Entrada de ar instalada em uma placa plana para estudar dutos em S com BLI



Fonte: Rein e Koch (2015)

A frente de estudos de entradas de ar subsônicas altamente integradas AG46 do GARTEUR (*Group for Aeronautical Research and Technology in Europe*) realizou investigações numéricas via CFD de difusores em S para a aplicação em um veículo aéreo não tripulado, *Eikon UAV*. O extenso trabalho documentado por Berens et al. (2014) e Delot et al. (2014) reúne simulações numéricas realizadas por diferentes grupos. Esse trabalho tem como principal objetivo investigar a capacidade de simulações *Detached Eddy Simulations* (DES) em prever a característica transiente do escoamento em dutos em S em comparação com simulações RANS e *unsteady* RANS (U-RANS). Foram utilizadas malhas contendo entre 1-40 milhões de elementos com diferentes topologias, mas todas com resolução suficiente na parede para garantir  $y^+ = 1$ . Conclui-se que o uso de uma abordagem de turbulência mais refinada, a qual resolve parcialmente as escalas turbulentas como o DES, aprimorou a predição de escoamentos em entradas de ar integradas, além de possibilitar a avaliação das distorções dinâmicas. As distorções DC60, obtidas através de simulações DES, se aproximaram mais do experimento quando comparadas com as simulações RANS. Já as simulações U-RANS não apresentaram ganhos em relação às simulações RANS, apesar do aumento do custo computacional. Outros aspectos também foram avaliados nesse trabalho, como a influência do bloqueio gerado pelas paredes do túnel, o controle ativo e passivo do escoamento utilizando micro jatos e VGs e modificações nas bordas da entrada com objetivo de melhorar o desempenho.

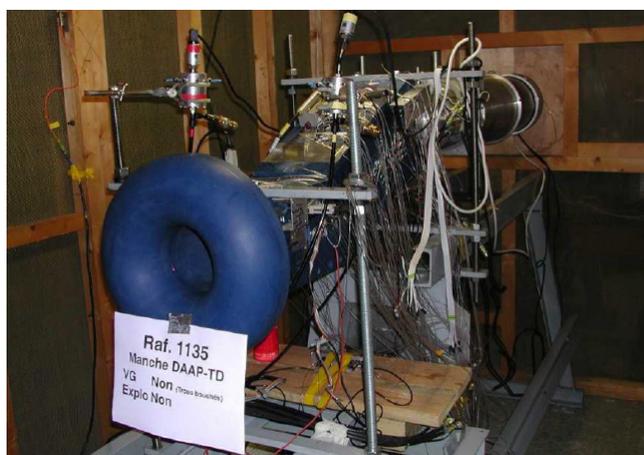
## Propulsion Aerodynamics Workshop

A oficina PAW (*Propulsion Aerodynamics Workshop*) é organizada pelo comitê técnico de entradas de ar, bocais e integração de sistemas de propulsão do AIAA desde 2012

e acontece durante a conferência de propulsão JPC (*The Joint Propulsion Conference*). O foco dessa oficina é a modelagem por CFD de entradas e saídas de ar, com o objetivo de avaliar a capacidade de predição desses códigos através da comparação das simulações numéricas com resultados experimentais e, assim, desenvolver diretrizes de geração de malha computacional, escolha de modelos de turbulência e estratégias de modelagem. Esse *workshop* é aberto, e participam membros da indústria, da academia e representantes de códigos de simulação.

Um dos casos testes propostos pelo PAW é um difusor em S. No 1º PAW (2012) os participantes foram convidados a realizar simulações *RANS* do duto limpo. Já no 2º PAW (2014) foi estudado o mesmo duto em S com, agora com uma fileira de geradores de vórtices instalados. As simulações são realizadas como testes cegos, de forma que os participantes só têm acesso aos resultados experimentais depois da oficina, evitando assim o foco apenas em coincidir os resultados. Nas duas primeiras edições do PAW o ensaio experimental escolhido para comparar as simulações foi o documentado por Delot, Garnier e Pagan (2011), realizado em 2006 no túnel de vento *ONERA R4MA*, conforme mostrado na Figura 21. A geometria do duto em S proposta é um modelo em escala desenvolvido por Wellborn, Reichert e Okiishi (1992) e testado no *NASA Lewis Research Center* nos anos 90. A seguir são apresentados os principais trabalhos das duas primeiras edições do PAW.

Figura 21 – Modelo de túnel de vento do duto em S (ONERA)



Fonte: Delot, Garnier e Pagan (2011)

Dorgan e Winkler (2013) realizaram simulações *RANS* em regime permanente, utilizando os modelos de turbulência SST e SA, com diferentes modificações: a adição da correção de curvatura (SARC) e utilização de uma relação constitutiva quadrática (QCR). Foram simuladas três malhas híbridas de diferentes refinamentos (1-70 milhões de elementos), todas com  $y^+ < 1$ . O modelo de turbulência SA com correção de curvatura (SARC) apresentou resultados mais próximos do experimental. Já a introdução da QCR não alterou o resultado. De modo geral, conclui-se que a recuperação de pressão ficou adequada independentemente do modelo de turbulência, e as distorções circunferenciais

obtidas foram consideravelmente maiores do que no experimento, juntamente com um início tardio da separação nas simulações.

Domel e Baruzzini (2013) utilizaram malhas estruturadas e híbridas de diferentes refinamentos (2-15 milhões de elementos) com  $y^+ < 0.5$ , três modelos de turbulência:  $k-\varepsilon$ , Goldberg Rt e  $k-kl$  e dois *solvers*: CFD++ e Falcon. Todos os modelos de turbulência obtiveram distorções circunferenciais mais altas que o experimento. A recuperação de pressão, apesar de mais próxima, ficou maior para os modelos de duas equações e menor para o modelo de uma equação. O modelo  $k-\varepsilon$  apresentou os melhores resultados. Finalmente, conclui-se que os parâmetros estudados podem ser classificados em ordem de influência nos resultados da seguinte forma: 1º- modelo de turbulência, 2º- densidade de malha e 3º- topologia de malha.

Kumar (2013) realizou simulações utilizando o código *Fluent* com diferentes modelos de turbulência ( $k-\varepsilon$ , SA, SST e RSM) e com malhas híbridas e estruturadas (7-44 milhões de elemento), todas com  $y^+ < 1$ . O perfil de camada limite foi melhor capturado pelos modelos SA e RSM. Todos os modelos de turbulência superestimaram as distorções circunferenciais, apesar do RSM apresentar o melhor resultado. Foi avaliada a influência de uma geometria simplificada da instrumentação e concluiu-se que o impacto foi pequeno na recuperação de pressão, mas significativo na distorção radial que reduziu 16%.

Gea (2013) realizou um estudo da influência do tamanho do primeiro elemento adjacente à parede utilizando valores de  $y^+$  de 0.1, 1 e 10 utilizando os modelos de turbulência SA e SST. Conclui-se que os perfis de camada limite na entrada e os valores de pressão estática na parede ao longo do duto convergem para valores de  $y^+$  de 1.

Babcock e Mani (2015) realizaram um estudo de malha (13-72 milhões de elementos sem simetria) com razão de refinamento de  $\sqrt{2}$  e  $y^+ = 1$  para a geometria do duto em S com VGs instalados. Foi utilizado o modelo de turbulência SARC para o estudo de malha e posteriormente o modelo SST apenas para malha mais fina, ambos em conjunto com a QCR. O refinamento da malha alterou os resultados nas proximidades dos VGs, mas mesmo mantendo o refinamento ao longo do duto, as diferenças entre as malhas diminuem e no AIP os resultados são bastante similares. Houve pouca variação de recuperação de pressão (0.2%) entre as malhas, concordando com os valores experimentais dentro de uma faixa de erro de 0.25%. Já os índices de distorção circunferencial apresentaram uma variação mais expressiva (10-20%) e ficaram acima do experimento em 13%.

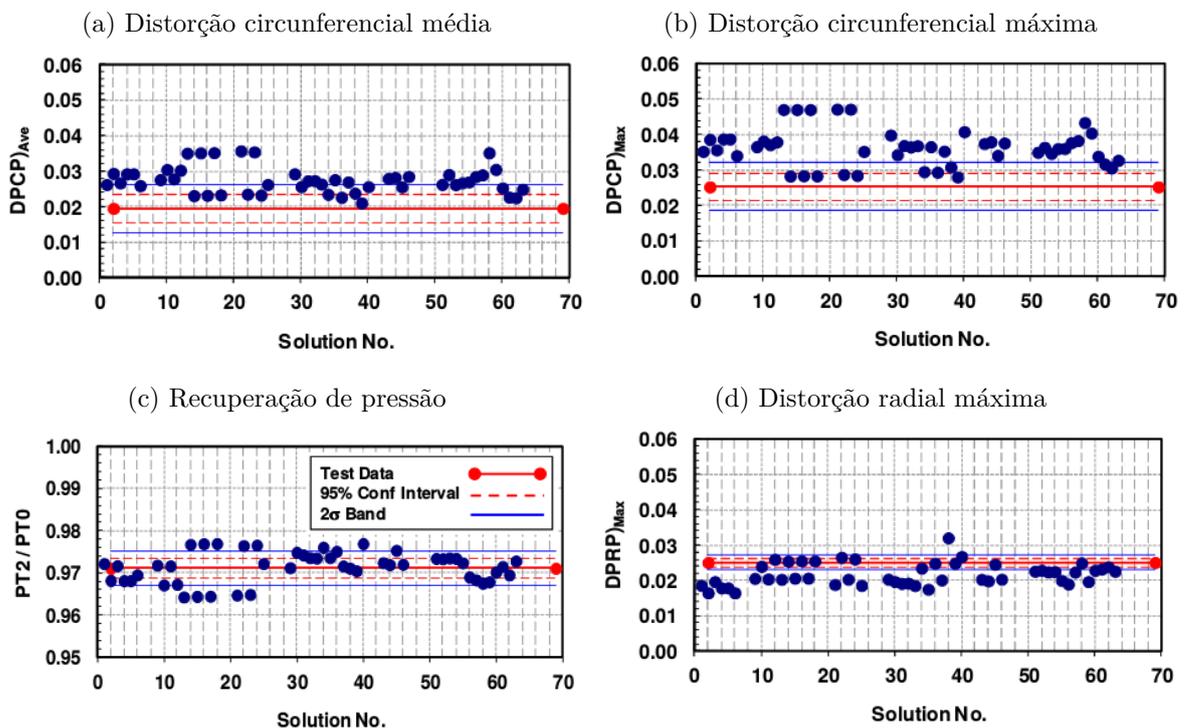
Domel (2015) realizou um estudo extenso com diferentes topologias de malha e códigos para avaliar a influência de VGs e de diferentes configurações de jatos ativos. Foi levantada a importância da capa de prisma na proximidade das regiões das *probes*, evitando transições da topologia dos elementos nessas regiões. Também foi verificada uma recuperação de pressão próxima da experimental e valores sobrestimados dos índices de distorção circunferencial.

Jesus et al. (2015) estudaram a influência de diferentes topologias de malha (estruturada e híbrida) com  $y^+ < 1$  utilizando o modelo de turbulência SST. As malhas híbridas apresentaram uma melhor convergência de malha com um menor número de elementos, evidenciando a dificuldade de realizar refinamentos locais nas malhas estruturadas sem que esse seja propagado ao longo da malha, aumentando, assim, o número total de elementos desnecessariamente. Também foram observados resultados semelhantes aos estudos anteriores com boa predição de recuperação de pressão e valores mais altos de distorção circunferencial do que o experimento.

Noelting et al. (2015) realizaram simulações não estacionárias *Lattice-Boltzmann* para o duto em S com e sem VGs. Conclui-se que essa metodologia também é adequada para a simulação de entradas de ar. A recuperação de pressão ficou dentro do esperado, com variações menores que 0.3% em relação ao experimento, entretanto os índices de distorção não foram apresentados.

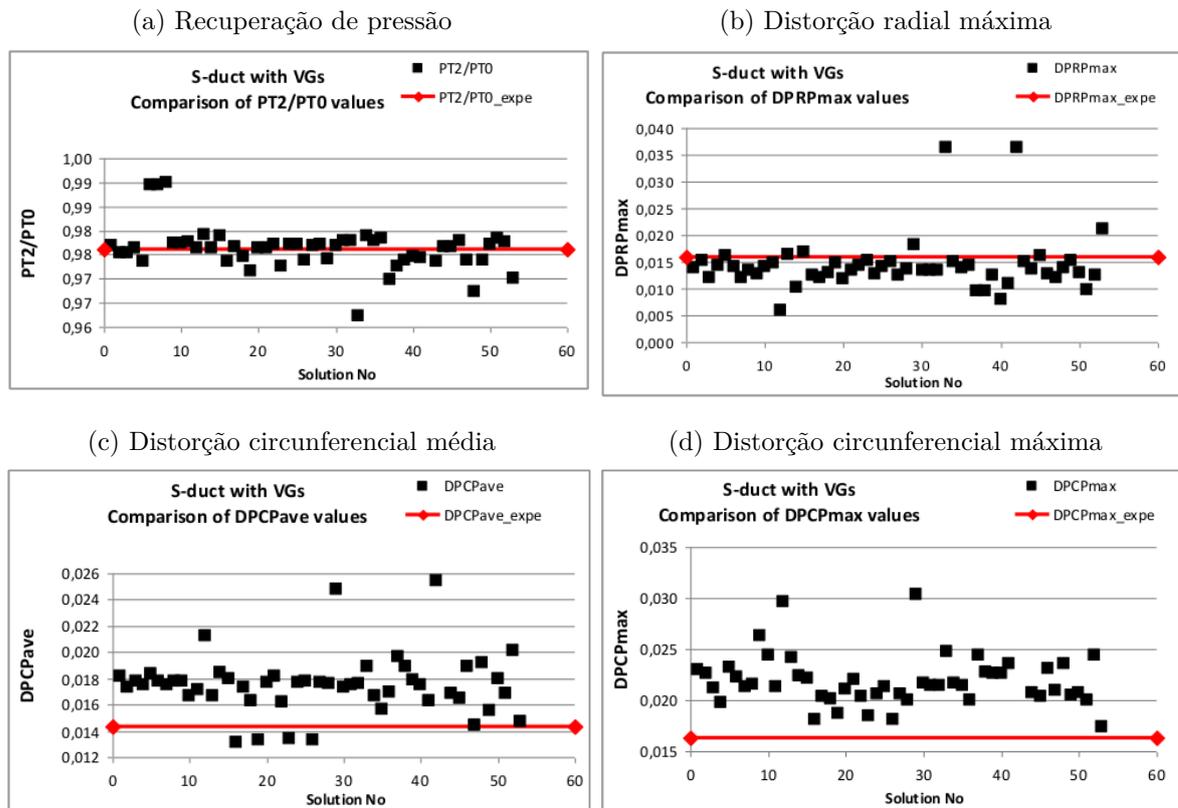
Diferentes malhas, modelos de turbulência e *solvers* foram testados para o duto em S com e sem VGs e os resultados foram sumarizados por Delot e Scharnhorst (2013), para o primeiro PAW, e por Delot e Scharnhorst (2015), para a segunda edição do PAW. As Figuras 22 e 23 apresentam a comparação da recuperação de pressão e dos índices de distorção das simulações numéricas dos participantes do *workshop* com os resultados do experimento.

Figura 22 – Resultados do PAW1



Fonte: Delot e Scharnhorst (2013)

Figura 23 – Resultados do PAW2



Fonte: Delot e Scharnhorst (2015)

As principais conclusões das duas primeiras edições do PAW, segundo Delot e Scharnhorst (2013) e Delot e Scharnhorst (2015), foram: 1- os modelos de turbulência SA, SST e RSM apresentaram uma melhor predição dos vórtices do escoamento secundário, 2- a maioria das combinações entre códigos de CFD e modelos de turbulência foi capaz de prever razoavelmente bem a pressão total ou os índices de distorção, entretanto não simultaneamente e 3- em geral foi verificada uma boa predição de pressão total, uma subestimação da distorção radial em uma escala de 5% a 25% e uma superestimação significativa de distorção circunferencial máxima de 20% a 50%.

---

# Modelagem Matemática

---

Nesta seção são apresentadas as equações que governam o comportamento dos fluidos, incluindo as equações que regem a modelagem da turbulência escolhida. Também são apresentados alguns detalhes do código de dinâmica dos fluidos computacional CFD++, escolhido para realizar as simulações.

## Equações Governantes

As equações governantes dos fluidos são elaboradas, aqui, para um volume de controle infinitesimal em sua forma diferencial. Os três princípios fundamentais que descrevem o comportamento dos fluidos são:

- Conservação da Massa
- Conservação da Quantidade de Movimento (Segunda Lei de Newton)
- Conservação da Energia (Primeira Lei da Termodinâmica)

Considera-se aqui válida a hipótese do contínuo, uma vez que, o comprimento característico do problema de interesse é muito maior que o livre caminho médio das moléculas, logo essa natureza molecular dos fluidos pode ser desconsiderada. Reações químicas e difusão de massa também não serão consideradas. A seguir, é descrito o processo de obtenção das equações fundamentais a partir dos princípios descritos acima.

## Equação da Continuidade

Utilizando um volume de controle infinitesimal fixo no espaço e aplicando a lei da conservação da massa, na qual o fluxo de massa líquida através das fronteiras do elemento de fluido deve ser igual à taxa de variação de massa dentro do mesmo elemento, é possível obter a equação da continuidade em sua forma conservativa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (3.1)$$

Para estimar o fluxo de massa através das fronteiras do elemento a partir das informações em seu centroide é utilizada a expansão em series de Taylor, mas apenas os dois primeiros termos são considerados, já que, segundo Versteeg e Malalasekera (2007), como o elemento volumétrico é infinitesimal, os termos de alta ordem podem ser desconsiderados sem prejudicar a acuracidade.

## Equação da Quantidade de Movimento

A Segunda Lei de Newton postula que a taxa de variação do momento linear de uma partícula é igual ao somatório das forças nela atuantes. As forças atuantes em um volume de controle infinitesimal são divididas em forças de corpo e forças superficiais. As forças de corpo atuam no volume do elemento, como a gravidade, e aqui são consideradas como termos fontes denotadas pelo o símbolo  $f$ . Já as forças superficiais atuam diretamente na superfície e podem ser causadas pelo campo de pressão, gerando uma força normal, ou podem ser de origem viscosa, resultando em forças normais e tangenciais. Igualando as forças de corpo e superficiais à taxa de variação da quantidade de movimento do volume de controle infinitesimal, obtemos as três equações de *momentum* em sua forma conservativa:

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial (\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial (\rho w)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho w \mathbf{V}) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z \quad (3.4)$$

Para fluidos Newtonianos como o ar, as tensões viscosas são proporcionais à taxa de deformação, como postulado por Stokes em 1845:

$$\tau_{xx} = \lambda (\nabla \cdot \mathbf{V}) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad \tau_{yy} = \lambda (\nabla \cdot \mathbf{V}) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad \tau_{zz} = \lambda (\nabla \cdot \mathbf{V}) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \quad (3.5)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad \tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (3.6)$$

Em que  $\lambda$  é a segunda viscosidade, podendo ser aproximada para  $\lambda = -\frac{2}{3}\mu$  para os gases (ANDERSON; WENDT, 1995). Combinando as equações das tensões viscosas, Equações 3.5 e 3.6, com as equações de conservação do momento, Equações 3.2, 3.3 e 3.4, temos as equações de *Navier Stokes* em sua forma conservativa:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \nabla \cdot (\mu \nabla u) + \rho f_x \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \nabla \cdot (\mu \nabla v) + \rho f_y \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho w \mathbf{V}) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \nabla \cdot (\mu \nabla w) + \rho f_z \quad (3.9)$$

## Equação da Energia

A primeira lei da termodinâmica se baseia no princípio da conservação da energia, o qual aplicado a um volume de controle infinitesimal pode ser traduzido como: a taxa de variação da energia no interior de um volume é igual ao fluxo líquido de calor através das fronteiras do elemento somado com a taxa de trabalho realizado no elemento pelas forças superficiais e forças de corpo. Aplicando esse princípio a um volume de controle infinitesimal, juntamente com a Lei de Fourier, a qual afirma que o fluxo de calor por condução é proporcional ao gradiente da temperatura, temos a equação da energia apenas em função de variáveis do escoamento em sua forma conservativa:

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{V}) = -P \nabla \cdot (\rho e \mathbf{V}) + \nabla \cdot (k \nabla T) + \Phi + \rho \dot{q} \quad (3.10)$$

Na qual  $\dot{q}$  representa fontes de calor volumétrica, como radiação, e  $\Phi$  é a função de dissipação de calor que agrupa todos os efeitos devido as tensões viscosas:

$$\Phi = \mu \left[ 2 \nabla u + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] + \lambda (\nabla \cdot \mathbf{V})^2 \quad (3.11)$$

## Equações de Estado

Para aplicações aerodinâmicas é razoável assumir que o ar se comporta como um gás perfeito (ANDERSON; WENDT, 1995). Logo, mais duas equações podem ser adicionadas

ao sistema de equações: a equação de estado termodinâmico e a relação termodinâmica entre a energia interna e a temperatura, apresentadas a seguir:

$$P = \rho RT \quad (3.12)$$

$$e = c_v T \quad (3.13)$$

Na qual  $R$  é a constante dos gases e  $c_v$  é o calor específico a volume constante.

As equações definidas anteriormente formam um sistema de equações diferenciais parciais não lineares de sete equações e sete variáveis ( $u, v, w, P, \rho, T$  e  $e$ ) e, portanto, matematicamente fechado. Devido à sua complexidade, esse sistema de equações não possui solução analítica conhecida, mas é possível resolvê-lo de forma numérica e iterativa através de métodos de CFD.

## Escoamento Turbulento

As equações governantes descritas na seção 3.1 são suficientes para descrever o comportamento dos fluidos de forma completa. Entretanto, no caso de regimes turbulentos, utilizar as equações de *Navier Stokes* implica em resolver toda a vasta extensão de escalas turbulentas no tempo e nas três direções espaciais exigindo uma capacidade computacional enorme, inviabilizando a solução de escoamentos com alto número de Reynolds.<sup>1</sup>

As escalas das estruturas turbulentas formadas variam desde o comprimento característico do problema até menores escalas da ordem de 0,01mm (WILCOX, 2006). As maiores e mais energéticas estruturas turbulentas transferem energia cinética para estruturas menores e menos energéticas até que a energia seja dissipada de forma viscosa e convertida em energia interna. Esse processo é chamado de cascata de energia, e as menores escalas das estruturas turbulentas são conhecidos como micro escalas de Kolmogorov. A razão entre as menores e as maiores escalas turbulentas é obtida através de uma análise dimensional, conforme Versteeg e Malalasekera (2007):

$$\frac{\eta}{\ell} = Re_\ell^{-3/4}, \quad \frac{\tau}{T} = Re_\ell^{-1/2}, \quad \frac{v}{\vartheta} = Re_\ell^{-1/4} \quad (3.14)$$

Em que  $\eta$ ,  $\tau$  e  $v$  representam as menores escalas de comprimento, tempo e velocidade, respectivamente, e  $\ell$ ,  $T$  e  $\vartheta$  as maiores. A disparidade entre as escalas turbulentas para

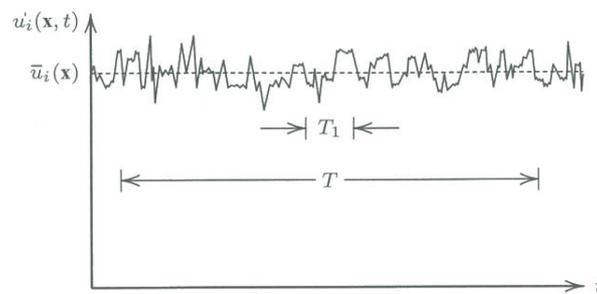
<sup>1</sup> A capacidade computacional necessária para o cálculo de simulações DNS, as quais resolvem diretamente as equações de *Navier Stokes*, aumenta rapidamente com o número de Reynolds ( $Re^3$ ). Para resolver o escoamento em um A380 em alto Reynolds ( $\sim 10^8$ ), por exemplo, seriam necessários 30 anos de simulação utilizando um cluster de 1 Petaflop, capacidade essa 10000 vezes superior aos notebooks atuais (JAMESON, 2012).

escoamentos com altos números de Reynolds reforça o custo computacional proibitivo de se resolver diretamente as equações de *Navier Stokes*.

## Equações de Navier Stokes com Média de Reynolds

A turbulência é um fenômeno tridimensional aleatório resultante do domínio das forças inerciais em relação às forças viscosas, sendo amplificada com o aumento do número de Reynolds. A Figura 24 apresenta a velocidade instantânea em um ponto ao longo do tempo em um escoamento turbulento.

Figura 24 – Média temporal da velocidade em um ponto para um escoamento turbulento em regime permanente



Fonte: Adaptado de Wilcox (2006)

Na qual  $\bar{u}(\mathbf{x})$  representa a média temporal da velocidade utilizando um período de tempo  $T$  suficientemente maior que o período das oscilações de velocidade  $T_1$  e  $u'(\mathbf{x}, t)$  representa a parcela flutuante da velocidade. Sendo assim, a velocidade instantânea pode ser decomposta em uma parcela média acrescida de uma oscilação randômica:

$$u(\mathbf{x}, t) = \bar{u}(\mathbf{x}) + u'(\mathbf{x}, t) \quad (3.15)$$

Apesar da característica transiente da velocidade instantânea  $u(\mathbf{x}, t)$ , na Figura 24, a média temporal  $\bar{u}(\mathbf{x})$  permanece constante com o tempo, dessa forma, pode-se utilizar um tratamento estatístico para simplificar as equações de *Navier Stokes* com o objetivo de calcular apenas a parcela média da propriedade de interesse. Utilizando a mesma decomposição apresentada pela Equação 3.15 para as diferentes variáveis do escoamento, e aplicando um processo de média temporal nas equações de Navier-Stokes, após extensas operações algébricas, temos que:

Continuidade:

$$\frac{\partial (\bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.16)$$

Momento:

$$\rho \frac{\partial (\overline{u_i})}{\partial t} + \rho \frac{\partial (\overline{u_i u_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{\rho u_i' u_j'}}{\partial x_j} \quad (3.17)$$

As equações 3.16 e 3.17, apresentadas utilizando a notação de *Einstein*, são conhecidas como equações de *Navier Stokes* com média de Reynolds. As equações de *Navier Stokes* são similares à Equação 3.17 desenvolvida acima, exceto pela presença do termo adicional  $\overline{\rho u_i' u_j'}$  que representa a média temporal da taxa de *momentum* transferido através das flutuações turbulentas. Com a adição de novas seis variáveis da correlação  $\overline{\rho u_i' u_j'}$ , também conhecida como tensor de Reynolds, faz-se necessário a adição de novas equações para que o sistema de equações RANS possa ser resolvido. Esse é conhecido como o problema fundamental de fechamento da turbulência.

É importante notar que as equações RANS apresentadas acima são referentes a um escoamento incompressível. No caso de escoamentos compressíveis, utilizar a decomposição de Reynolds para obtenção das equações médias resulta em correlações de alta ordem envolvendo a densidade, o que dificulta a adição de novas equações para modelagem da turbulência (GROTH, 2018). Para contornar essa dificuldade, é comum utilizar a decomposição de Favre. Através de um processo de média temporal ponderada pela massa (*Favre-averaged*) das equações de Navier-Stokes obtêm-se as equações compressíveis de Navier Stokes com Média de Favre (FANS), as quais são utilizadas pelo código CFD++. Entretanto, a nomenclatura RANS é usualmente utilizada para se referir a ambos os processos de média de Reynolds no caso incompressível ou de média de Favre no caso compressível (METACOMPTECH, 2014). Portanto, ao longo do desenvolvimento deste trabalho, essas equações serão denotadas como RANS.

As equações RANS nos dá a capacidade de modelar a turbulência ao invés de resolvê-la, o que reduz a capacidade computacional necessária e torna viável esse tipo de análise, até mesmo para problemas com alto número de Reynolds. Essa simplificação obtida pela média de Reynolds tem grande importância prática, sendo aplicável para diversos problemas estacionários de engenharia, nos quais é de interesse conhecer propriedades médias e integrais e não oscilações pontuais no tempo.

A seguir, são apresentadas diferentes estratégias para adicionar as equações faltantes necessárias para solução do sistema de equações *RANS*.

## Modelos de Turbulência Baseados na Viscosidade Turbulenta

Com o intuito de determinar as incógnitas adicionais resultantes do processo de obtenção das equações RANS, são desenvolvidos modelos de turbulência, cujo objetivo é estimar a influência da turbulência nas propriedades do escoamento médio.

No presente trabalho são estudados modelos de turbulência baseados na viscosidade turbulenta (*Eddy Viscosity Turbulence Models - EVT*M). Essa classe de modelos de turbulência utiliza a premissa de que as tensões de Reynolds são proporcionais as tensões viscosas do campo de velocidade médio. Essa suposição foi proposta por Boussinesq (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007) que introduziu o conceito de viscosidade turbulenta ( $\mu_T$ ):

$$\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_T \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.18)$$

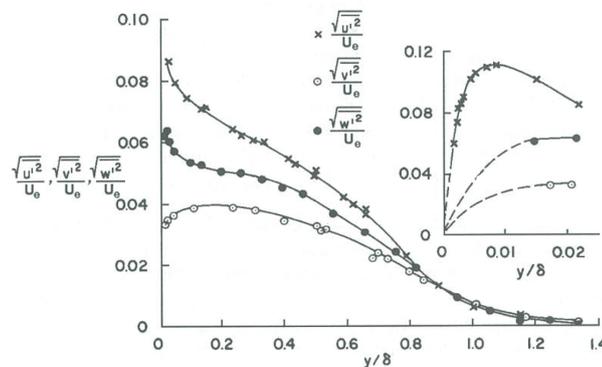
Em que  $k$  é a energia cinética turbulenta definida por:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.19)$$

O segundo termo do lado direito da Equação 3.18, a fim de garantir um valor fisicamente correto para a soma das tensões normais de Reynolds que deve ser igual à  $-2\rho k$ , distribui igualmente 1/3 dessa soma para cada direção normal. Essa consideração implica na isotropia das tensões principais de Reynolds, a qual não é válida para todos os tipos de escoamento.

A Figura 25 apresenta as tensões normais de Reynolds nas três direções para a camada limite incompressível em uma placa plana. As tensões principais diferem entre si, devido à anisotropia da turbulência próxima a parede. Apesar dessa consideração da isotropia das tensões normais de Reynolds, simulações RANS em conjunto com modelos de turbulência EVTM apresentam resultados razoavelmente precisos com baixo custo computacional, quando comparado a outros tipos mais complexos de abordagens da turbulência, sendo amplamente utilizado para aplicações de engenharia nas últimas décadas (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Figura 25 – Anisotropia das tensões principais de Reynolds



Fonte: Wilcox (2006)

Ao fazer uso da aproximação de Boussinesq, faz-se necessário determinar a viscosidade turbulenta, a qual é uma propriedade dependente do escoamento, diferentemente da

viscosidade molecular, que é uma propriedade intrínseca do fluido. Segundo Pope (2001), a viscosidade turbulenta cinemática pode ser reescrita, por análise dimensional, como o produto de uma escala de velocidade por uma escala de comprimento  $\nu_T = u^* \ell^*$ . O cálculo de  $\nu_T$  geralmente é realizado através da especificação de  $u^*$  e  $\ell^*$  obtida da modelagem de propriedades turbulentas.

Conforme sugerido por Kolmogorov (1942), a escala de velocidade pode ser determinada através da energia cinética turbulenta  $k$ :

$$u^* \sim k^{1/2} \quad (3.20)$$

A energia cinética turbulenta, por sua vez, pode ser obtida através da solução da equação de transporte de  $k$  proposta, determinada como:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} - \frac{1}{\rho} \overline{P' u'_j} \right) \quad (3.21)$$

Na qual  $\varepsilon$  é a dissipação por unidade de massa, causada pelo trabalho realizado pelas menores estruturas turbulentas contra as tensões viscosas e definida pela seguinte correlação:

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} \quad (3.22)$$

No lado esquerdo da Equação 3.21, os dois termos da derivada substancial, termo não estacionário e o termo convectivo, representam a taxa de variação de  $k$  acompanhando o movimento de uma partícula. O primeiro termo do lado direito da equação, nomeado produção, representa a taxa com a qual a energia cinética é transferida do escoamento médio para a turbulência. A dissipação  $\varepsilon$  é a taxa, na qual a energia cinética turbulenta é convertida em energia interna. Em seguida, o termo denotado de difusão molecular representa a difusão da energia cinética turbulenta causada pelo transporte molecular natural do fluido. O penúltimo termo, definido como transporte turbulento, representa a taxa de transporte da energia turbulenta pelo fluido através das flutuações turbulentas. Finalmente, a difusão de pressão, sendo o transporte resultante da correlação entre a pressão e as flutuações de velocidade.

Os termos de produção, dissipação, transporte turbulento e difusão por pressão envolvem novas correlações desconhecidas. Essas correlações são substituídas por aproximações de fechamento, de forma que a equação de transporte de  $k$  utilizada pelos modelos de turbulência, não corresponde a Equação 3.21 exata, mas sim a equação de transporte

aproximada de  $k$ :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.23)$$

Esse mesmo processo pode ser utilizado para de obtenção da equação de transporte de outras propriedades turbulentas, a fim de possibilitar o cálculo da viscosidade turbulenta. A escala de comprimento da turbulência pode ser determinada utilizando diferentes variáveis, por exemplo, a dissipação da energia cinética turbulenta  $\varepsilon$ , a taxa de dissipação específica  $\omega$  e a própria escala de comprimento turbulenta  $\ell$ , através das seguintes equações:

$$\ell^* \sim \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, \quad \ell^* \sim \frac{k^{1/2}}{\omega}, \quad \ell^* \sim \ell \quad (3.24)$$

O uso da equação de transporte da energia cinética turbulenta em conjunto com uma segunda equação de transporte para uma das variáveis citadas na Equação 3.24, dá origem aos seguintes modelos de turbulência fechados de duas equações:  $k$ - $\varepsilon$ ,  $k$ - $\omega$  e  $k$ - $\ell$ .

A modelagem de turbulência também pode ser realizada de forma completa através de modelos de turbulência baseados em apenas uma equação, nesse caso é utilizada a equação de transporte diretamente da viscosidade turbulenta, fazendo com que os efeitos de transporte das escalas de comprimento e velocidade turbulentas sejam calculadas de forma conjugada (WILCOX, 2006).

A seguir, são descritos os modelos de turbulência utilizados no presente trabalho.

### $k$ - $\varepsilon$ Realizável

O modelo de turbulência de duas equações  $k$ - $\varepsilon$  padrão, desenvolvido por Launder e Spalding (1974), utiliza duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta e uma para dissipação da energia cinética turbulenta. As propriedades  $k$  e  $\varepsilon$  são utilizadas para definir as escalas de turbulência de velocidade e comprimento, conforme as Equações 3.25 e 3.26.

$$\vartheta = k^{1/2} \quad \ell = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (3.25)$$

Já a viscosidade turbulenta é calculada por:

$$\mu_T = C \rho \vartheta \ell = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.26)$$

Até os anos 90 o modelo  $k$ - $\varepsilon$  foi o modelo de duas equações mais utilizado e testado por apresentar bons resultados para escoamentos confinados e com regiões de recirculação,

nos quais as tensões cisalhantes de Reynolds são de grande importância. Sendo aplicável a uma ampla gama de problemas de engenharia (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Apesar de sua popularidade, o modelo  $k-\varepsilon$  padrão apresenta resultados pobres para escoamentos externos, escoamentos com gradientes adversos de pressão e escoamentos separados. Wilcox (2006) enfatiza que a incapacidade de lidar com gradientes adversos de pressão representa uma séria limitação, inviabilizando o uso desse modelo para esse tipo de aplicação. Além disso, esse modelo apresenta dificuldades em prever escoamentos com camada limite curva, rotativos e escoamentos secundários formados em dutos de seção não circular, deficiência esta, comum para os modelos baseados na hipótese isotrópica das tensões normais da viscosidade turbulenta de Boussinesq.

Outra limitação conhecida desse tipo de modelo é a estimativa incorreta da viscosidade turbulenta em regiões bastante próximas às paredes, na subcamada viscosa, sendo necessárias modificações não lineares através de funções de amortecimento para essas regiões de baixo Reynolds. Essa modificação torna as equações numericamente rígidas aumentando a dificuldade de se atingir convergência (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

O modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  pode se tornar “não realizável” em algumas aplicações, ou seja, as propriedades modeladas podem atingir valores não físicos, por exemplo, as tensões normais podem se tornar negativas ou a desigualdade de Schwartz para as tensões cisalhantes pode ser violada (SHIH et al., 1994). Portanto, foi desenvolvido o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  realizável, no qual são adicionadas restrições realizáveis de forma a garantir valores fisicamente plausíveis para as propriedades modeladas.

Ademais, o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  realizável implementado no *solver* CFD++, cujas equações estão apresentadas no Apêndice A, apresenta também um termo adicional na equação da taxa de dissipação turbulenta com o objetivo de melhorar a resposta do modelo em aplicações com gradientes adversos de pressão.

Ao longo desse trabalho o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  realizável será denotado apenas como  $k-\varepsilon$  por simplicidade.

### Shear Stress Transport (SST)

O modelo  $k-\omega$  é baseado nas equações de transporte da energia cinética turbulenta  $k$  e da taxa de dissipação específica ou frequência de turbulência  $\omega$ . Utilizando as duas variáveis propostas é possível determinar a viscosidade turbulenta através da seguinte equação:

$$\mu_T = \frac{\rho k}{\omega} \quad (3.27)$$

Esse modelo apresenta resultados mais precisos para camadas limites com gradientes favoráveis e adversos de pressão, para taxa de espalhamento de jatos e para escoamentos separados quando comparado com o modelo  $k-\varepsilon$ . Além disso, é possível realizar a integração até a parede através da subcamada viscosa, não sendo necessária a utilização de funções de amortecimento. Entretanto, é verificada uma dependência anormal dos resultados obtidos em relação aos valores de  $\omega$  especificados na condição de contorno de escoamento livre, representando uma séria limitação para aplicações de aerodinâmica externa (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

O modelo SST (*Shear Stress Transport* proposto por Menter (1992) é um modelo híbrido que objetiva unir os pontos positivos dos modelos  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$  apresentados. Próximo às paredes o modelo se comporta como o  $k-\omega$ , que não faz uso de funções de amortecimento, e longe das paredes responde de forma similar ao modelo  $k-\varepsilon$ , o qual apresenta menor sensibilidade aos valores assumidos na condição de contorno de escoamento livre.

O modelo SST implementado no *solver* CFD++ conta com melhorias referentes à predição de escoamentos com gradientes adversos de pressão e limitadores para prevenir a formação de turbulência em regiões de estagnação. São utilizadas funções de mistura para deixar suave e numericamente estável a transição entre as formulações  $k-\omega$  e  $k-\varepsilon$ . As equações do modelo SST utilizado estão apresentadas no Apêndice A.

### Spalart-Allmaras (SA)

O modelo de turbulência *Spalart-Allmaras* (SPALART; ALLMARAS, 1994) foi desenvolvido para aplicações aeronáuticas, a fim de resolver escoamentos transônicos sobre aerofólios, inclusive com separação de camada limite (POPE, 2001). Esse modelo utiliza apenas uma equação de transporte da viscosidade cinemática não amortecida  $\tilde{\nu}$ , através da qual é possível calcular a viscosidade cinemática turbulenta pela seguinte equação:

$$\nu_T = \tilde{\nu} f_{\nu 1} \quad (3.28)$$

Em que  $f_{\nu 1}$  é uma função de amortecimento que tende a zero nas regiões próximas a parede. Em regiões com alto número de Reynolds, essa função de amortecimento tende a unidade, tornando a viscosidade cinemática  $\tilde{\nu}$  igual à viscosidade cinemática turbulenta  $\nu_T$ .

O modelo SA apresenta bons resultados para escoamentos com gradientes adversos de pressão e com menor custo computacional pelo uso de apenas uma equação de transporte. Entretanto, falha ao determinar a taxa de espalhamento de jatos, além de sobre-estimar valores de coeficientes de fricção no caso de separações incipientes, não sendo genericamente aplicável (WILCOX, 2006).

O modelo implementado no solver CFD++ apresenta algumas modificações opcionais em relação ao modelo SA padrão: a inclusão de uma função de rotação levando em conta efeitos de curvatura (SHUR et al., 2000) e a utilização de uma relação constitutiva quadrática (*Quadratic Constitutive Relation* - QCR), apresentada por Spalart (2000). O QCR introduz uma anisotropia nas tensões de Reynolds principais, melhorando a predição da camada limite e de escoamentos secundários (METACOMPTECH, 2014). As equações do modelo SA utilizado no CFD++ estão descritas no Apêndice A.

## Solver CFD++

O *solver* comercial CFD++, concebido pela empresa *Metacomp Technologies Inc.*, foi escolhido para realizar as análises CFD deste trabalho em sua versão 14.1.1., no qual é utilizado um método de volumes finitos para solução numérica das equações compressíveis de *Navier Stokes* com Média de Reynolds (RANS) em sua forma conservativa (METACOMPTECH, 2014). É assumida a condição de gás perfeito nas simulações.

O CFD++ utiliza um processo de marcha pseudo temporal para atingir a solução em regime permanente através de um esquema implícito tipo SGS (Symmetric Gauss Seidel) com passo de tempo variável proporcional ao tamanho dos elementos volumétricos (BATTEN; LESCHZINER; GOLDBERG, 1997). É utilizada uma suavização do passo de tempo local (*Time Step Spatial Smooth*) de forma a reduzir a discrepância causada no caso de células adjacentes com tamanhos muito distintos.

O processo iterativo é iniciado com valor de CFL (número de Courant–Friedrichs–Lewy) igual a unidade, devido ao forte transiente inicial. Ao longo das iterações o CFL aumenta linearmente até atingir um valor igual a 100 na iteração 200, permanecendo constante nas iterações subsequentes. Com o intuito de acelerar a convergência é utilizado um condicionador e uma técnica de *multigrid* de 4 ciclos tipo W (PEROOMIAN et al., 1998). Esses ciclos realizado com malhas menos refinadas em diferentes níveis são eficazes em reduzir os erros de baixa frequência, acelerando a convergência.

Para o tratamento dos termos convectivos é utilizado um esquema de discretização espacial de segunda ordem tipo TVD (Total Variation Diminishing) multidimensional com limitador *minmod* (PEROOMIAN et al., 1997), sendo sensível à direção do escoamento com menor falsa difusão em relação à esquemas puramente *upwind* e sem *overshoots* presentes nos métodos *QUICK* (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). A base polinomial é nodal, ou seja, os valores das propriedades nas faces são calculados a partir de uma média ponderada dos vértices que a compõem, sendo mais precisas do que a base centroidal para malhas híbridas (METACOMPTECH, 2014). O *solver* de *Riemann* não linear HLLC é utilizado para computar os fluxos numéricos nas interfaces entre as células.

---

# Metodologia

---

Nessa seção são detalhados os procedimentos utilizados para realização das análises CFD. A geometria do duto em S escolhido para estudo é apresentada em conjunto com as malhas computacionais geradas, as condições de contorno e configurações numéricas utilizadas e os critérios de convergência das análises.

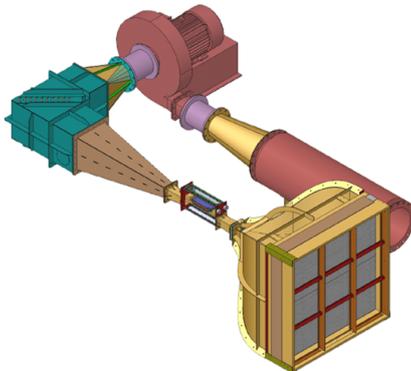
## Experimento de Referência e Domínio Computacional

O presente trabalho é realizado utilizando as geometrias disponibilizadas para a terceira edição do PAW, apresentado na seção 2.2.2, que tem como foco avaliar a influência da presença da geometria da instrumentação na recuperação de pressão e nos índices de distorção no AIP e também avaliar as distorções dinâmicas, as quais não estavam disponíveis para o experimento utilizado na segunda edição do PAW. O ensaio experimental escolhido para comparação das simulações foi realizado pela NASA, *Inlet Flow Control and Prediction Technologies Program* (IFCPT). Esse ensaio, documentado por McMillan et al. (2011), foi conduzido entre 2008-2010 em um túnel de vento transônico, mostrado na Figura 26.

Esse ensaio experimental foi realizado com o objetivo de desenvolver diferentes meios de controle de escoamento (controle passivo, ativo e híbrido) para redução dos índices de distorção em difusores em S, visando aplicações que utilizam motorização integrada com a aeronave, nas quais há aspiração da camada limite pelo motor. Ademais, almejava-se prover resultados experimentais para validação e aprimoramento de simulações numéricas.

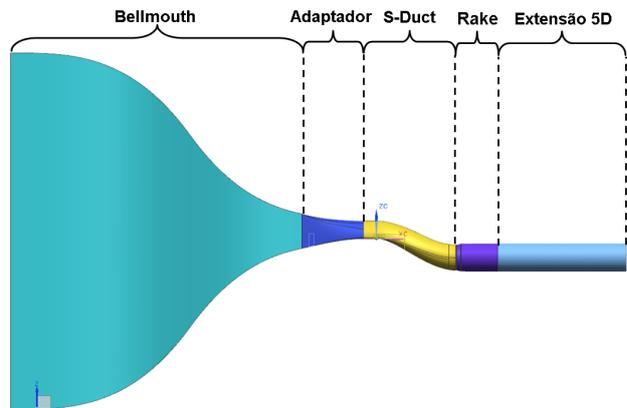
A geometria do experimento disponibilizada é composta por cinco partes, apresentadas na Figura 27: contração (*bellmouth*), adaptador, duto em S, instrumentação (*rake*) e uma extensão de cinco diâmetros de comprimento.

Figura 26 – Instalações do túnel de vento Georgia Tech



Fonte: McMillan et al. (2011)

Figura 27 – Modelo CAD do duto em S

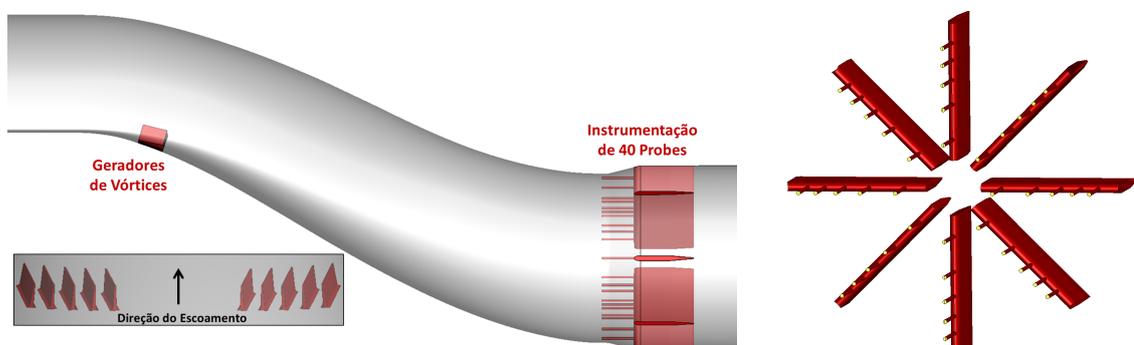


Fonte: McMillan et al. (2011)

Nesse experimento em configuração aberta, uma bomba de vácuo é utilizada após a extensão de cinco diâmetros de comprimento, de modo a succionar o ar, em condições ambientes, pela entrada do *bellmouth*. Essa configuração facilita a determinação das condições de contorno da entrada que serão utilizadas nas simulações numéricas.

A geometria do duto em S utilizada nesse ensaio, mostrada na Figura 28, é baseada na entrada de ar em escala de 5% da aeronave *Hybrid Wing Body* (HWB) desenvolvida para o projeto *Boeing ERA N+2 Advanced Vehicle Concept* e consiste em um duto em S de seção transversal variável entre o formato semicircular na entrada e o formato circular no AIP. O diâmetro ( $D$ ) no AIP é de  $127\text{mm}$  e o deslocamento vertical gerado pela curva do duto em S é de  $1.09D$ , dispondo de uma razão comprimento por diâmetro de 3.1. A área da seção transversal possui um pequeno aumento gradual de 3% ao longo do duto em S.

Figura 28 – Duto em S com geradores de vórtices e *probes* de instrumentação



Fonte: Do autor

Com o objetivo de avaliar a influência do controle de escoamento passivo, uma fileira de geradores de vórtices (VGs) é instalada na entrada do duto em S, conforme mostrado na Figura 28. Os VGs são orientados com um ângulo fixo de  $12.9^\circ$  em relação

ao eixo do duto em um padrão de corrotação. Cada VG tem uma corda de  $19\text{mm}$  e uma altura de  $12.5\text{mm}$ .

O experimento é instrumentado com 20 tomadas de pressão estática ao longo da parede superior e inferior duto e com um *rake* de 40 *probes* de pressão total no AIP distribuídas de acordo com a norma SAEARP1420 (2002), conforme explicado anteriormente na subseção 2.1.2. Na base de cada perna do *rake* há também uma tomada de pressão estática. As pressões total e estática médias, medidas no AIP através dessas *probes*, são utilizadas para estimar a vazão mássica nominal para cada corrida de túnel de vento, processo este que será detalhado na subseção 4.3.2. Essa vazão mássica nominal não corresponde à vazão mássica real do ensaio, uma vez que esse sistema de medição não é especificamente calibrado para esse propósito. A recuperação de pressão e índices de distorção estacionários também são calculados através da medição dessas 40 *probes*.

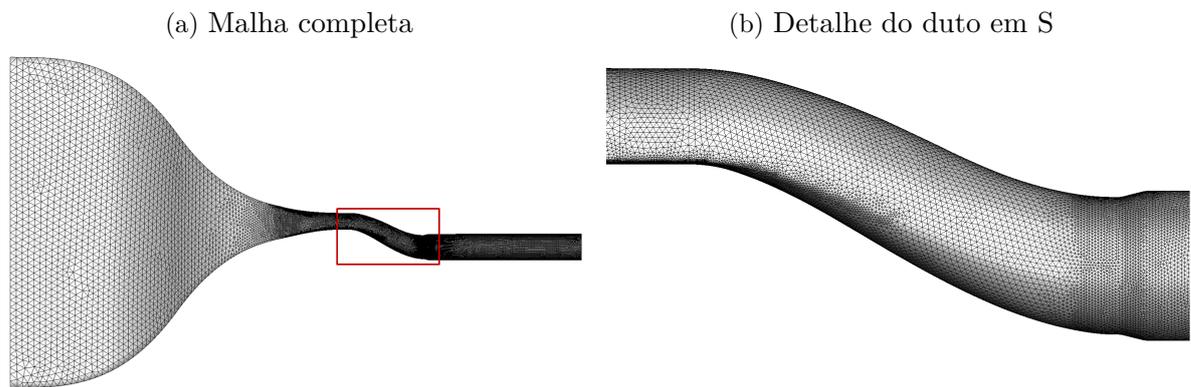
## Malhas Computacionais

### Duto em S

As malhas computacionais são elaboradas em duas etapas: inicialmente a malha superficial é construída utilizando o *software ANSYS ICEM*, o qual permite um alto controle dos elementos de forma localizada. Em seguida, o *software Fluent Meshing* é utilizado para a construção da malha volumétrica composta por camadas de prisma e por elementos tetraédricos. A topologia híbrida não estruturada é escolhida pela facilidade de construção e pelo maior controle localizado do tamanho dos elementos, quando comparado com a topologia estruturada, possibilitando o uso de refinamentos locais sem que o mesmo seja propagado ao longo da malha. Ademais, as malhas híbridas apresentaram resultados semelhantes aos resultados de malhas estruturadas para aplicações em dutos em S na segunda edição do PAW (JESUS et al., 2015; DOMEL; BARUZZINI, 2013).

O primeiro nível de refinamento de malha, mostrado na Figura 29, é baseado nos trabalhos das edições anteriores do PAW, e é aqui utilizado para exemplificar o tamanho dos elementos e o processo construtivo adotado. O tamanho do espaçamento de malha será descrito em unidades absolutas e adimensionalizado pelo diâmetro equivalente de cada região ( $D_{eq}$ ).

A malha superficial é composta por elementos triangulares com um tamanho máximo global de  $36\text{mm}$  ( $1.8\%D_{eq}$ ). Após a transição do *bellmouth*, o tamanho do elemento superficial é reduzido para  $6\text{mm}$  ( $3.1\%D_{eq}$ ), exceto na região do AIP, na qual o tamanho de  $3\text{mm}$  ( $2.4\%D_{eq}$ ) é utilizado com o intuito de proporcionar uma melhor resolução e interpolação da pressão total ( $P_0$ ) nas coordenadas das 40 *probes*. A malha superficial é

Figura 29 – Malha computacional *Excoarse* (3 milhões de elementos)

Fonte: Do autor

refinada nas regiões com pequeno raio de curvatura para garantir uma boa descrição da geometria modelada e dos gradientes gerados mesmo nas malhas mais grosseiras, entretanto é mantido um limite mínimo do tamanho do elemento de 0.5mm. Esse refinamento localizado pode ser observado nas bordas inferiores do duto logo antes do início da curva em S, como mostrado na Figura 29(b).

Elementos prismáticos adjacentes à parede são construídos para capturar os altos gradientes de velocidade presentes na região da camada limite. A altura do primeiro elemento adjacente à parede é fixada em  $0.00254\text{mm}$  em todas as paredes do modelo, a fim de se obter um valor de  $y^+ < 1$  no primeiro centróide, de forma que a simulação possa ser resolvida até a subcamada viscosa, de forma a não utilizar funções de parede. A influência de diferentes refinamentos adjacentes à parede ( $y^+ = 10, 1$  e  $0.1$ ) foi estudada por Gea (2013) para modelos de turbulência integrados até a parede e observou-se uma convergência das soluções para valores de  $y^+ \leq 1$ . O número de camadas é escolhido, de modo que, o último elemento prismático tenha uma razão de aspecto entre 0.5 e 1, garantindo uma transição suave para os elementos tetraédricos. Esse requisito escolhido acarreta no aumento progressivo do número de camadas de prisma e na redução da razão de crescimento a medida que o espaçamento de malha é reduzido. Para a malha *Excoarse* são utilizadas 49 camadas com razão de crescimento de 1.15. Já para a malha *Exfine3* são necessárias 63 camadas com razão de crescimento 1.10. Em cada zona distinta do modelo (*bellmouth*, adaptador, duto em S, *rake* e extensão), o tamanho máximo do elemento tetraédrico corresponde ao tamanho do elemento superficial naquela região, assegurando que o centro do duto também seja refinado.

Oito malhas computacionais são construídas para o estudo de convergência de malha. O fator de  $\sqrt{2}$  é utilizado para cada passo de refinamento, conforme recomendado pela norma ASME-VV20 (2009). A Tabela 1 apresenta, para cada região e nível de refinamento de malha, o tamanho máximo do elemento superficial em valores normalizado pelo diâmetro equivalente de cada seção.

Tabela 1 – Espaçamento de malha em mm e normalizado pelo diâmetro equivalente de cada região

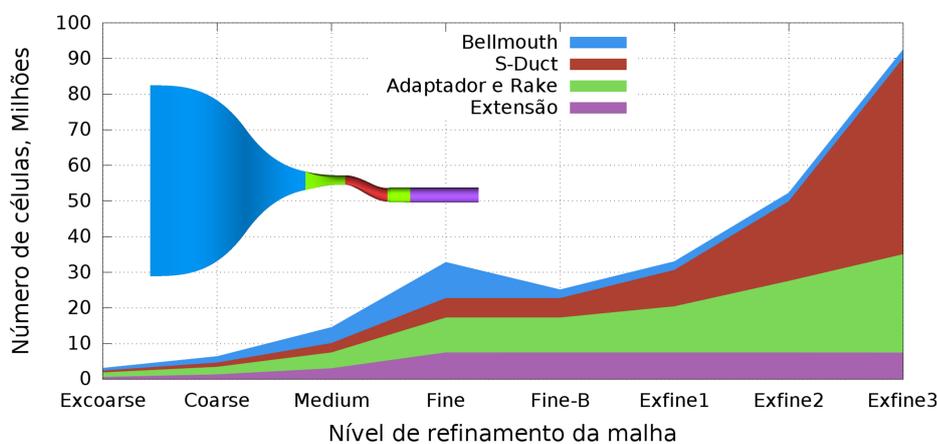
Região	Refinamento						
	Excoarse	Coarse	Med	Fine	EFine1	EFine2	EFine3
Bellmouth (%)	1,79%	1,27%	0,90%	0,63%	1,27%	1,27%	1,27%
Adaptador	3,08%	2,18%	1,54%	1,09%	1,09%	1,09%	1,09%
Duto	4,89%	3,45%	2,44%	1,73%	1,22%	0,86%	0,61%
AIP	2,37%	1,67%	1,18%	0,84%	0,84%	0,84%	0,59%
Rake	4,35%	3,07%	2,17%	1,54%	1,54%	1,54%	1,54%
Extensão	4,29%	3,03%	2,15%	1,52%	1,52%	1,52%	1,52%

Fonte: Do autor

Na Figura 30 o número total de elementos para cada malha computacional é apresentado separadamente por região, a fim de melhorar o entendimento da estratégia de refinamento utilizada. O estudo de refinamento inicia com 3 milhões de elementos para a primeira malha, atingindo 33 milhões para a quarta malha. Nesse ponto, o número de elementos presentes na região do *bellmouth* corresponde a 30% do número total de elementos, devido à estratégia de refinamento global escolhida. O *bellmouth* está localizado na entrada do domínio e possui uma geometria convergente contribuindo para um escoamento bem comportado. É proposto então, um estudo específico para avaliar a influência da diminuição do nível de refinamento apenas no *bellmouth*.

A malha *Fine-B* é construída combinando a região do *bellmouth* da malha *Coarse* com a malha *Fine-B* do adaptador em diante, resultando em uma diminuição de 23% no tamanho total da malha, quase 8 milhões de elementos. Será apresentado no Capítulo 5 que essa modificação não afetou significativamente a camada limite na entrada do duto em S nem os índices de desempenho no AIP.

Figura 30 – Número de elementos volumétricos em milhões para cada região

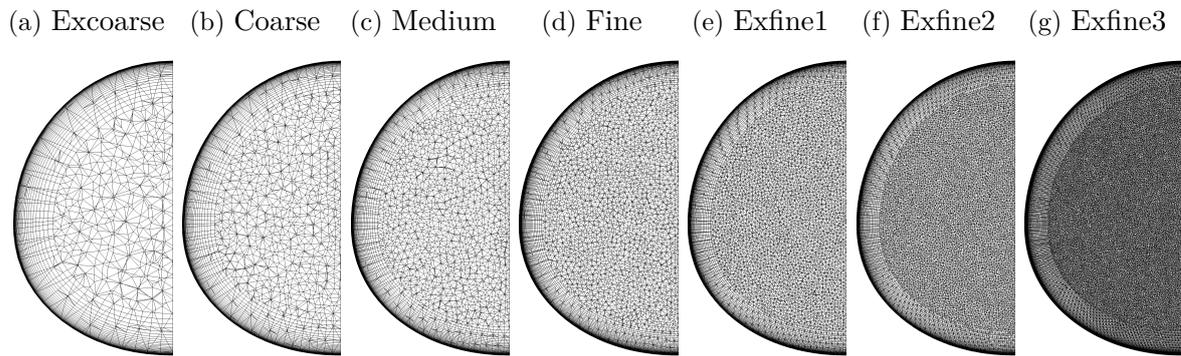


Fonte: Do autor

Para os próximos três passos de refinamento, malhas *Exfine1*, *Exfine2* e *Exfine3*, o nível de refinamento da região do *bellmouth* e da extensão são mantidos constantes e

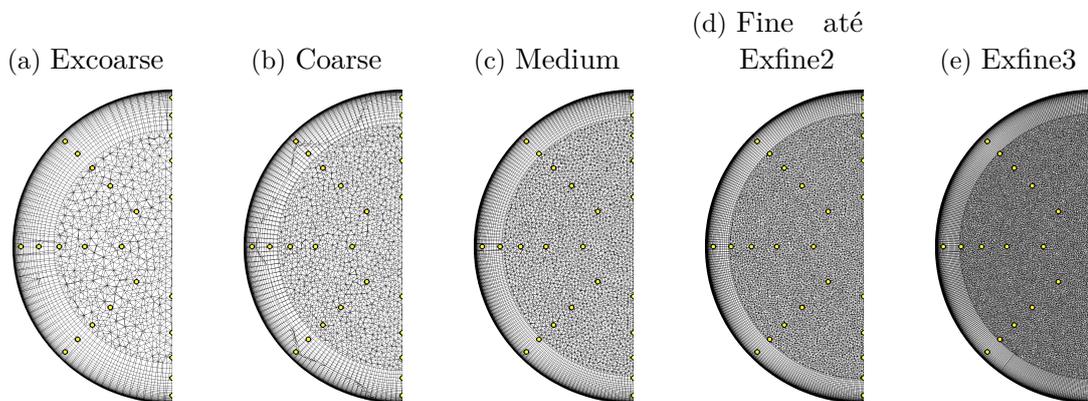
apenas a região de interesse (parte do adaptador, o duto em S e o AIP) é refinada, ainda utilizando o fator de  $\sqrt{2}$ . Um corte transversal da malha é apresentado para todos os níveis de refinamento na região do duto em S e no AIP nas Figuras 31 e 32 respectivamente, evidenciando a região de elementos prismáticos e tetraédricos. O refinamento localizado na região do AIP  $x = 0.39$ , adicionado para melhorar a interpolação nas coordenadas das *probes*, é progressivamente retirado entre as malhas *Fine-B* e *Exfine2* devido à limitações computacionais, resultando em um mesmo tamanho dos elementos no corte no AIP, mostrado na Figura 32 para essas três malhas.

Figura 31 – Corte transversal da malha no duto em S antes do AIP ( $x = 0.3m$ )



Fonte: Do autor

Figura 32 – Corte transversal da malha no AIP (*Probes* representadas por pontos amarelos)



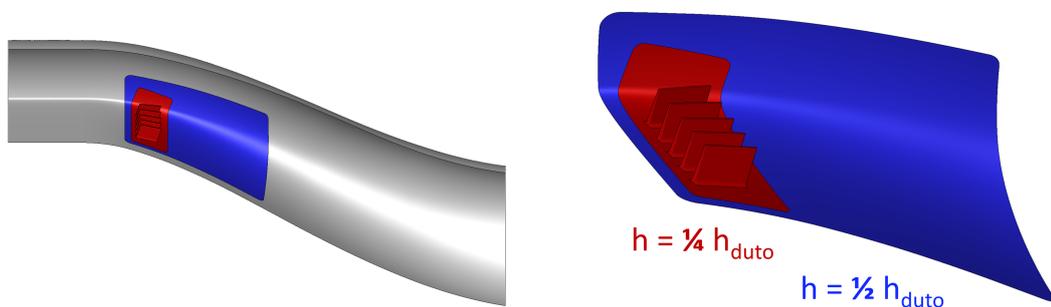
Fonte: Do autor

## Duto em S com Geradores de Vórtices

As malhas do duto em S com VGs são construídas utilizando a mesma malha superficial, os mesmos parâmetros para o crescimento das camadas prismáticas e o mesmo refinamento volumétrico das malhas do duto em S limpo, exceto pela região dos VGs, na qual é introduzida a geometria do VG e uma região de refinamento volumétrico. No total foram construídas quatro malhas computacionais com VGs correspondentes aos seguintes refinamentos: *Coarse*, *Fine*, *Exfine2* and *Exfine3*.

O tamanho escolhido para o elemento superficial do VG corresponde a  $1/4$  do tamanho do espaçamento de malha utilizado no duto. Duas regiões de refinamento volumétrico são definidas para capturar com mais detalhes os vórtices formados nas extremidades dos VGs. A região mais próxima e mais refinada tem o mesmo tamanho de elemento que a superfície dos VGs, e se estende a jusante por meia corda do VG. A segunda região de refinamento se estende por cinco cordas do VG, também a jusante, e limita o crescimento dos tetraedros em duas vezes o tamanho dos elementos no VG, correspondendo à metade do tamanho do elemento do duto. Essas regiões de refinamento são mostradas na Figura 33.

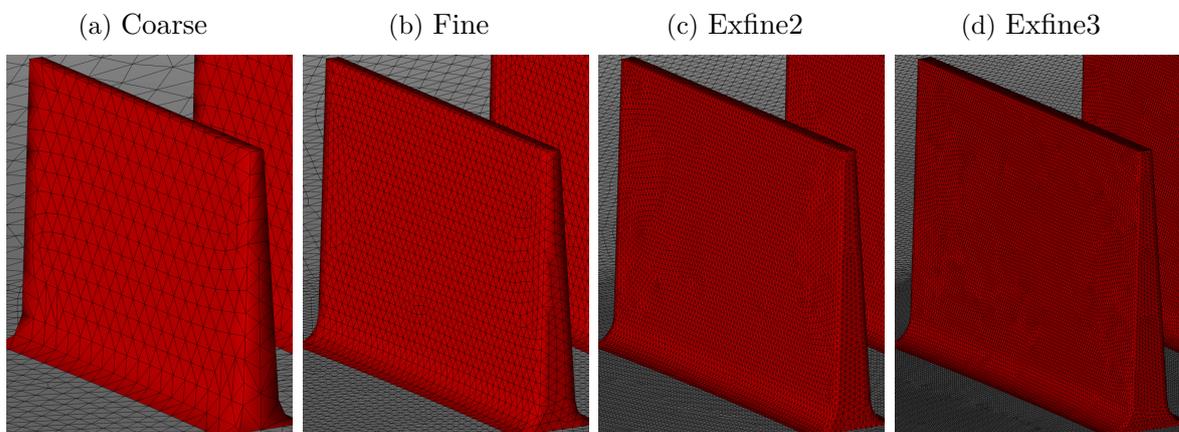
Figura 33 – Regiões de refinamento ao redor dos VGs



Fonte: Do autor

Os elementos superficiais são refinados por um fator de 2 para os dois primeiros passos de refinamento, da malha *Coarse* até a malha *Exfine2*, já que dois refinamentos intermediários (*Medium* and *Exfine1*) foram removidos do estudo de independência de malha dos VGs. Para o último passo de refinamento, da malha *Exfine2* para *Exfine3*, é utilizado um fator reduzido de  $\sqrt{2}$ , devido a limitações computacionais. As malhas superficiais dos VGs são mostradas na Figura 34 para os quatro níveis de refinamento.

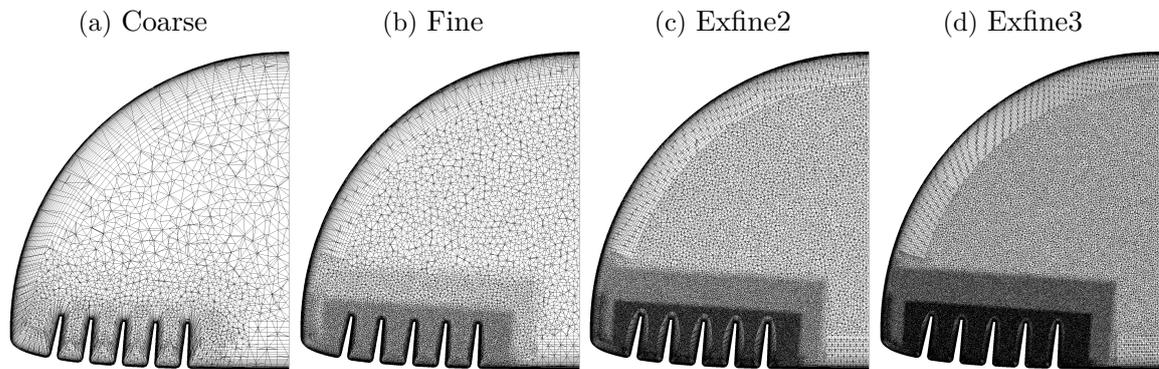
Figura 34 – Detalhe da malha superficial dos VGs



Fonte: Do autor

Devido ao pequeno tamanho do elemento superficial na região dos VGs, o número de elementos prismáticos nessa região também é reduzido para garantir uma boa transição para os elementos tetraédricos. A Figura 35 apresenta um corte transversal na região dos VGs evidenciando a malha volumétrica e o refinamento volumétrico de dois níveis.

Figura 35 – Corte transversal da malha volumétrica dos VGs



Fonte: Do autor

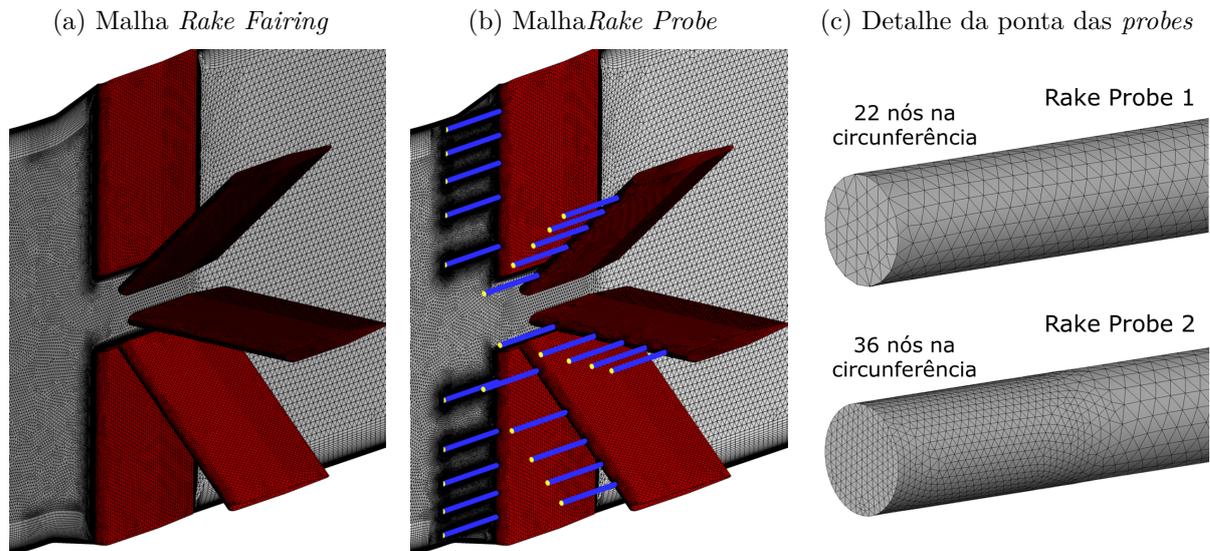
## Duto em S com Instrumentação

Para avaliar a influência da presença da instrumentação no duto, a malha *Fine-B* foi escolhida como referência, por apresentar um bom compromisso entre nível de detalhe e custo computacional. A malha superficial do *rake* e das *probes* é construída separadamente e, posteriormente, integrada a malha do duto em S, reduzindo a dispersão de malha e permitindo uma melhor comparação entre as simulações com e sem a presença da instrumentação.

Três malhas computacionais são propostas para avaliar a influência da geometria da instrumentação. Inicialmente, apenas a carenagem do *rake* é modelada para avaliar o efeito bloqueio sem adicionar muita complexidade à geração de malha, denotada como *Rake Fairing*. A segunda e terceira malhas, *Rake Probe1* e *Rake Probe2*, utilizam a geometria completa do *rake*, incluindo as *probes* de pressão total com dois níveis diferentes de refinamento de malha na ponta da *probe*. O tamanho adotado para os elementos superficiais é de  $1mm$  para a carenagem do *rake* e de  $0.25mm$  para as *probes*. Na malha *Rake Probe2*, apenas, há uma redução do tamanho do elemento superficial na ponta das *probes* para  $0.125mm$ . A Figura 36 apresenta os detalhes das malhas computacionais com geometria da instrumentação utilizada.

O tamanho total da camada de elementos prismáticos adjacentes à parede do duto é maior do que a distância da primeira *probe* até a parede. Portanto, para as regiões ao redor da primeira *probe*, o número de camadas de prismas é reduzido para caber na região entre a *probe* e a parede do duto. A Figura 37 apresenta um corte transversal da malha

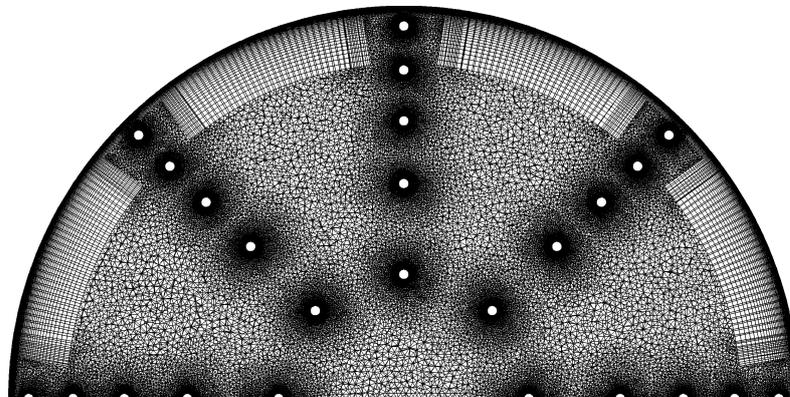
Figura 36 – Malhas com a geometria da instrumentação



Fonte: Do autor

computacional na região das *probes* evidenciando a estratégia citada de redução local do número de prismas.

Figura 37 – Corte transversal das malhas com instrumentação no AIP



Fonte: Do autor

A influência da presença da instrumentação também é investigada para as malhas do duto em S com geradores de vórtices, mas utilizando apenas a malha da geometria completa da instalação com a ponta da *probe* refinada, malha *Rake Probe2*. O mesmo processo descrito anteriormente é utilizado para construção da malha computacional, mas agora utilizando a malha *Fine-B* com VGs como referência.

## Sumário das malhas construídas

O tamanho das malhas construídas para o estudo de independência de malha com e sem VGs é sumarizado na Tabela 2, e para o estudo da influência da geometria da instrumentação na Tabela 3. O número de elementos volumétricos apenas na região do duto em S também é apresentado por representar um melhor indicador do nível de refinamento de cada malha, ao invés do número total de elementos, já que o refinamento no *bellmouth* e na extensão são mantidos constantes nos últimos passos de refinamento.

Tabela 2 – Número de elementos volumétricos em milhões das malhas utilizadas no estudo de independência

Malha	Sem VGs		Com VGs	
	Total	Duto	Total	Duto
Excoarse	3.2	0.5	-	-
Coarse	6.4	1.2	7.3	2.1
Medium	14.6	2.6	-	-
Fine	32.8	5.5	-	-
Fine-B	25.1	5.5	30.6	10.8
Exfine1	33.0	10.2	-	-
Exfine2	52.3	22.3	82.1	52.1
Exfine3	92.4	54.9	169.9	132.0

Fonte: Do autor

Tabela 3 – Número de elementos volumétricos em milhões para as malhas utilizadas no estudo da geometria da instrumentação

Malha	Geometria da Instrumentação	
	Total	Duto em S
Fine-B (referência)	25.1	5.5
Rake Fairing	31.3	5.8
Rake Probe1	37.1	6.4
Rake Probe2	41.5	7.6
VGs Fine-B (referência)	30.6	10.8
VGs Rake Probe2	46.9	13.1

Fonte: Do autor

## Simulações Numéricas

As simulações CFD são realizadas em condição de regime permanente resolvendo as equações compressíveis de Navier Stokes com Média de Reynolds (RANS) utilizando o *solver* CFD++ detalhado na seção 3.3. São avaliados três modelos de turbulência para a

aplicação do duto em S com e sem VGs: SA, SST e  $k-\varepsilon$ , os quais estão apresentados na subseção 3.2.2.

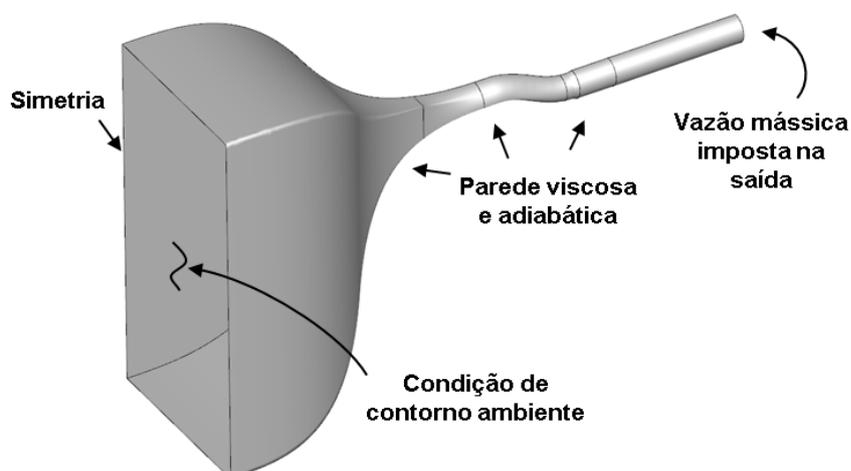
O modelo de turbulência escolhido para o estudo de independência de malha foi o SA com correção de curvatura, (SHUR et al., 2000), e relação constitutiva quadrática (*Quadratic Constitutive Relation* - QCR), (SPALART, 2000). O modelo de turbulência SA foi originalmente desenvolvido para aplicações aerodinâmicas, entretanto conforme apresentado por Dorgan e Winkler (2013) e Babcock e Mani (2015), no caso teste do duto em S do 1º e 2º PAW, o modelo obteve resultados adequados para a camada limite e distribuição de pressão total no AIP, similares aos resultados de modelos de turbulência mais avançados como os modelos de transporte das tensões de Reynolds (*Reynolds Stress Models* - RSM).

As simulações são realizadas utilizando um cluster *HPC* (*high performance computer*) em ambiente *Unix*. O número de processadores destinados para cada simulação foi de 72 à 320 processadores com duração de 24-120h dependendo do nível de refinamento da malha.

## Condições de Contorno

A Figura 38 apresenta o domínio computacional utilizado nas simulações. A pressão total e temperatura total ambientes são impostas na entrada do *bellmouth*. Na saída, após a extensão do duto, a vazão mássica do experimento é obtida utilizando uma condição de contorno, que altera a pressão estática, para atingir a vazão mássica desejada, mas permitindo que a pressão estática varie na seção. Na superfície do duto é utilizada uma condição de contorno de parede adiabática viscosa, lembrando que as malhas foram construídas com resolução  $y^+ = 1$  nas paredes.

Figura 38 – Domínio computacional e condições de contorno



Fonte: Do autor

Os resultados do ensaio de túnel de vento estão disponíveis para duas vazões mássicas nominais para cada geometria: *Flow1* e *Flow2* para o duto em S sem VGs e *Flow3* e *Flow4* para o duto em S com VGs.

A vazão mássica nominal é estimada utilizando as 40 *probes* de pressão total e as 8 tomadas de pressão estática localizadas na base de cada perna do *rake* através da metodologia que será descrita na subseção 4.3.2. Os valores então obtidos não representam a vazão mássica exata do experimento. Quando a mesma abordagem de medição de vazão é utilizada nas simulações de CFD, a vazão mássica nominal calculada é superior à vazão imposta na simulação. Logo, valores de vazão mássica adicionais, inferiores aos nominais, são também simulados para ambas as geometrias, *Flow2\** e *Flow4\** para enriquecer a comparação das simulações com o experimento. As condições de contorno de entrada e de saída são sumarizadas na Tabela 4 para o duto em S com e sem VGs.

Tabela 4 – Condições de contorno de entrada e saída

Parâmetros	Duto em S			Duto em S com VGs		
	Flow1	Flow2	Flow2*	Flow3	Flow4	Flow4*
Pressão Total (Entrada), Pa	99255	99255	99255	99255	99255	99255
Temperatura Total (Entrada), K	293.95	293.75	293.75	293.35	293.55	293.55
Vazão Mássica (Saída), kg/s	2.509	2.332	2.209	2.464	2.301	2.179

\* Vazão mássica inferior adicionada na tentativa de englobar o Mach dos resultados experimentais escolhidos.

Fonte: Do autor

Além disso, na condição de contorno de entrada, também é necessário prover os níveis de turbulência referentes ao modelo de turbulência utilizado. Foi realizado um teste para o modelo de turbulência SA, a fim de avaliar a sensibilidade dos resultados a diferentes níveis de turbulência da entrada. Foram testados os níveis de  $\tilde{\nu}/\nu = 3$  e  $\tilde{\nu}/\nu = 300$  e não houve mudanças significativas nos índices de desempenho obtidos. Portanto, para as simulações realizadas nesse trabalho, foi utilizada uma razão de  $\tilde{\nu}/\nu = 3$  resultando em uma razão  $\mu_t/\mu = 0.21$  conforme recomendado por Spalart e Rumsey (2007) por apresentar um bom comportamento numérico. Para os modelos SST e  $k-\varepsilon$  foi utilizado o mesmo valor de  $\mu_t/\mu = 0.21$  e adicionalmente uma intensidade turbulenta de 1%.

## Cálculo da Vazão Nominal

Utilizando a pressão total interpolada nas coordenadas das 40 *probes* no AIP e a pressão estática interpolada na posição das tomadas de pressão na perna de cada *rake* é possível obter as pressões total e estática médias no AIP. Através dessas pressões médias e utilizando a relação isentrópica é possível calcular o Mach médio no AIP pela seguinte

equação:

$$M = \sqrt{\left[ \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right] \frac{2}{\gamma-1}} \quad (4.1)$$

Em que  $P$  é a pressão estática média,  $P_0$  é a pressão total média e  $\gamma$  é a razão entre os calores específicos à pressão constante e a volume constante. Utilizando o Mach médio calculado e a temperatura total média  $T_0$  da entrada é possível obter a vazão mássica no AIP através da Equação 4.2, também válida para escoamentos compressíveis.

$$\dot{m} = \frac{A p_t}{\sqrt{T_0}} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} M \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (4.2)$$

Com operações simples de álgebra é possível obter a equação da vazão mássica corrigida para valores de referência de pressão e temperatura total ao nível do mar, Equação 4.3, a qual é função apenas do número de Mach.

$$\dot{m}_c = \frac{\dot{m} \sqrt{\Theta_0}}{A \delta_0} = \frac{P_\infty}{\sqrt{T_\infty}} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} M \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (4.3)$$

Em que  $\Theta_0$  é a razão entre a temperatura total média e a temperatura estática ao nível do mar,  $\Theta_0 = \frac{T_0}{T_\infty}$  e  $\delta_0$  é a razão entre a pressão total média e a pressão estática também ao nível do mar,  $\delta_0 = \frac{P_0}{P_\infty}$ .

## Critérios de Convergência

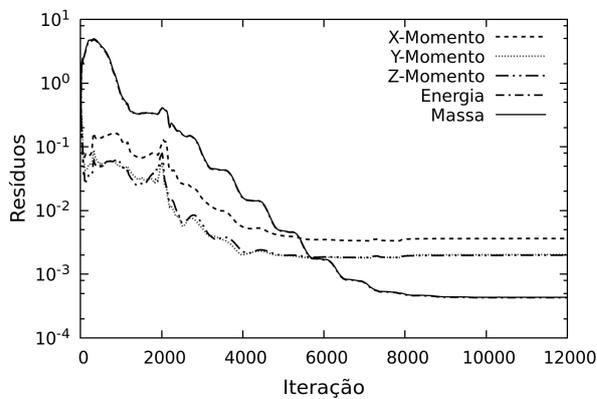
Alguns critérios são definidos para determinar a qualidade de cada simulação realizada, referente à convergência numérica:

- A simulação numérica é realizada até que os resíduos de cada equação atinjam um valor estável, indicando que o nível dos resíduos não irá mudar com o aumento de iterações. A Figura 39 exemplifica o perfil típico de convergência obtido para as simulações, na qual o resíduo de cada equação é normalizado pelo seu valor na iteração inicial.
- A pressão total média na saída e nas coordenadas das 40 *probes* são gravadas a cada iteração para avaliação da convergência. A Figura 40 exemplifica a convergência de pressão total média na saída do duto utilizando uma média móvel das últimas 100 iterações. Essa variação na saída do duto é inferior a  $1 \cdot 10^{-2} Pa$  para o modelo SA, e inferior a  $3 \cdot 10^{-2} Pa$  para os modelos SST e  $k-\varepsilon$  para o duto em S sem VGs. Com a inclusão dos VGs, as oscilações aumentam de forma considerável, provavelmente pela característica transiente da solução, resultando em oscilações

inferiores a  $2 \cdot 10^{-2} Pa$  para o modelo SA, e  $2 \cdot 10^1 Pa$  para os modelos SST e  $k-\varepsilon$ . As quais ainda representam oscilações baixas, ( $<0,05\%$ ) em relação à pressão dinâmica na saída do duto, indicando a convergência das forças.

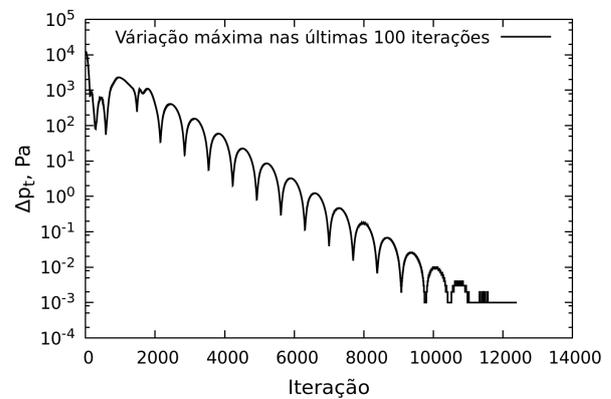
- A vazão mássica obtida na saída do duto é comparada com a vazão alvo almejada e são obtidas diferenças menores que  $2 \cdot 10^{-7} Kg/s$ , para todos os modelos nas simulações sem VG e para o modelo SA com VG. Já os modelos SST e  $k-\varepsilon$  para o duto com VG apresentam oscilações da ordem de  $2 \cdot 10^{-4} kg/s$ .

Figura 39 – Convergência típica dos resíduos normalizados



Fonte: Do autor

Figura 40 – Convergência de pressão total na saída do duto



Fonte: Do autor

## Estudos Numéricos Propostos

As investigações numéricas do presente trabalho são divididas em quatro tópicos principais:

Inicialmente na seção 5.1 é realizado um estudo de independência de malha utilizando as vazões mássicas *Flow2* e *Flow4* para a geometria do duto em S, sem e com VGs respectivamente. Essas vazões são escolhidas por resultarem em um Mach médio no AIP mais próximo ao maior Mach observado no experimento. Esse estudo visa determinar o nível de refinamento adequado para a solução numérica do problema. Adicionalmente, são extrapolados os resultados para uma malha ideal infinita.

Em seguida, na seção 5.2 é realizado um estudo para avaliar a influência da presença da instrumentação no duto, tanto de forma localizada nas imediações da ponta das *probes*, quanto de forma geral através dos índices de desempenho. Esse estudo é realizado utilizando as vazões mássicas *Flow2* e *Flow4* e apenas um nível de refinamento de malha determinado pelo estudo de convergência.

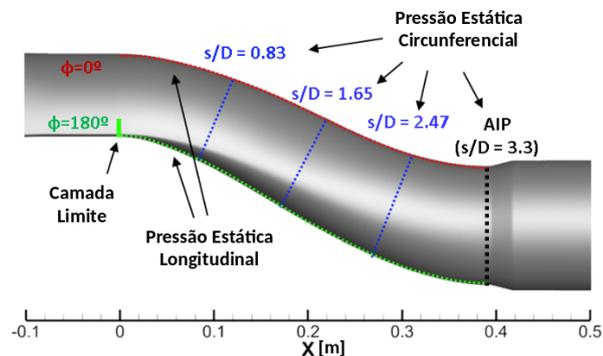
Posteriormente, na seção 5.3 é estudada a influência de diferentes modelos de turbulência (SA, SST e  $k-\varepsilon$ ) na solução do problema, também utilizando apenas um refinamento de malha. É aplicado um processo para estimar a vazão mássica da corrida de túnel, de modo a possibilitar a comparação dos resultados numéricos com o experimento.

Finalmente, na seção 5.4 é simulada uma matriz de casos utilizando três vazões mássicas, três modelos de turbulência (SA, SST e  $k-\varepsilon$ ) e dois níveis de refinamento de malha, permitindo a extrapolação dos resultados para uma malha infinita. Essa matriz de casos é realizada, a fim de avaliar o comportamento dos índices de desempenho em função da vazão mássica.

## Resultados e Discussão

Nas seções de resultados a seguir, são utilizados diferentes tipos de pós-processamento para avaliar e comparar o escoamento no duto em S. Os principais resultados extraídos para comparação das simulações numéricas são sumarizados pela Figura 41.

Figura 41 – Informações extraídas para comparação entre simulações



Fonte: Do autor

A pressão estática na parede é extraída longitudinalmente na parte inferior ( $\phi = 180$ ) e superior ( $\phi = 0$ ) do duto, e transversalmente em quatro planos ao longo da curva em S terminando no AIP ( $x = 0.39$ ). Os planos transversais são definidos pela distância  $s$  ao longo da linha central do duto, a partir do início da curva em S, normalizada pelo diâmetro do duto na região do AIP. Também é avaliada a camada limite logo antes do início da curva em S ( $x = 0$ ) e o valor da pressão total nas coordenadas das 40 *probes* no AIP.

### Estudo de Independência de Malha

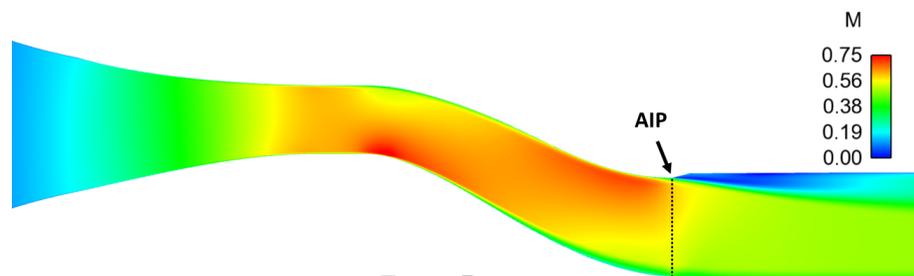
Nesta seção, é proposto um estudo de independência de malha para o duto em S com e sem VGs. Através da simulação de malhas computacionais com diferentes níveis de

refinamentos, é possível estimar os erros de discretização para os resultados de interesse. Essa estimativa irá auxiliar na escolha de um nível de malha com um bom compromisso entre os erros de discretização e o custo computacional. Além disso, é possível obter os resultados para uma malha idealmente infinita através da extrapolação de *Richardson* detalhada na subseção 2.1.3.

## Duto em S sem VGs

O estudo de independência de malha é realizado para a vazão *Flow2* de  $2.33\text{kg/s}$ , a qual, conforme explicado na subseção 4.3.1, apresenta um número de Mach médio no AIP mais próximo da maior vazão ensaiada em túnel de vento. Para introduzir essa seção de resultados, a Figura 42 apresenta a distribuição do número de Mach no plano de simetria. O escoamento acelera através da contração do *bellmouth* e do adaptador, atingindo o valor de Mach máximo de 0.7 no início da curva em S e o valor médio de 0.59 no AIP. Após a curva em S, o escoamento ainda permanece colado até o AIP e algumas estruturas de escoamento secundário são formadas a partir das extremidades do duto durante a transição da seção semicircular para a seção circular. É observada uma separação do escoamento na parte superior do duto após o AIP, devido ao forte gradiente de pressão causado pelo rápido aumento no diâmetro do duto nessa região.

Figura 42 – Distribuição do número de Mach no plano de simetria para a malha *Exfine3*

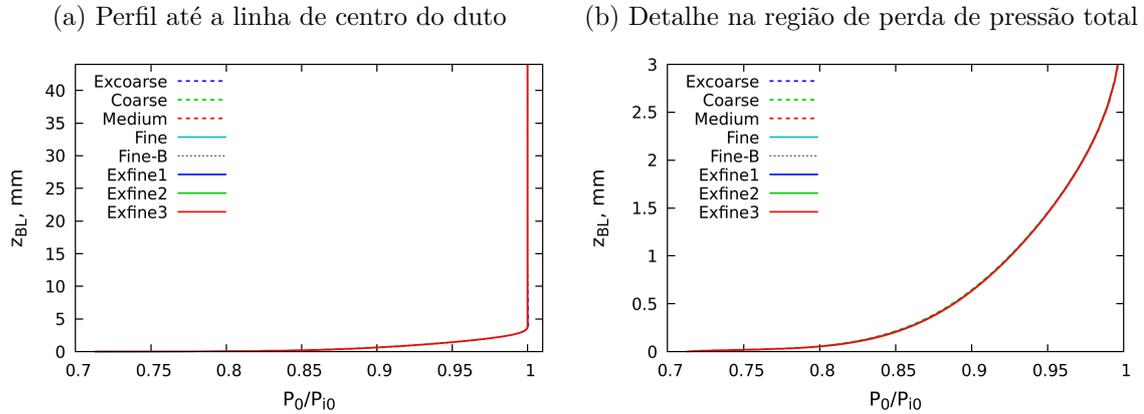


Fonte: Do autor

A Figura 43 mostra o perfil de camada limite representado através da pressão total normalizada, definida como  $P_0/P_{i0}$ , para as oito malhas simuladas. Esses perfis são extraídos na entrada do duto em S na posição axial  $x = 0\text{mm}$ , como indicado na Figura 41. O perfil de camada limite é bem achatado com  $3\text{mm}$  de espessura ( $3.2\%h$ ), devido à forte contração do *bellmouth*, que resulta em um gradiente favorável de pressão. Praticamente não há diferença perceptível entre os resultados das oito malhas. A magnitude do coeficiente de fricção na base do duto na posição axial  $x = 0\text{mm}$  também foi avaliada para as oito malhas e verifica-se uma variação menor que 1%. Esse resultado indica que o aumento do nível de refinamento da malha na região do *bellmouth* não afetou o desenvolvimento do perfil de camada limite até o duto em S, ou seja, o espaçamento de malha utilizado na região do *bellmouth* nos primeiros níveis de refinamento já estava adequado. Portanto, a estratégia

de reduzir o refinamento da região do *bellmouth*, a partir da malha *Fine-B*, se mostra adequada.

Figura 43 – Perfis de camada limite na parede inferior para as oito malhas na posição  $x = 0\text{mm}$



Fonte: Do autor

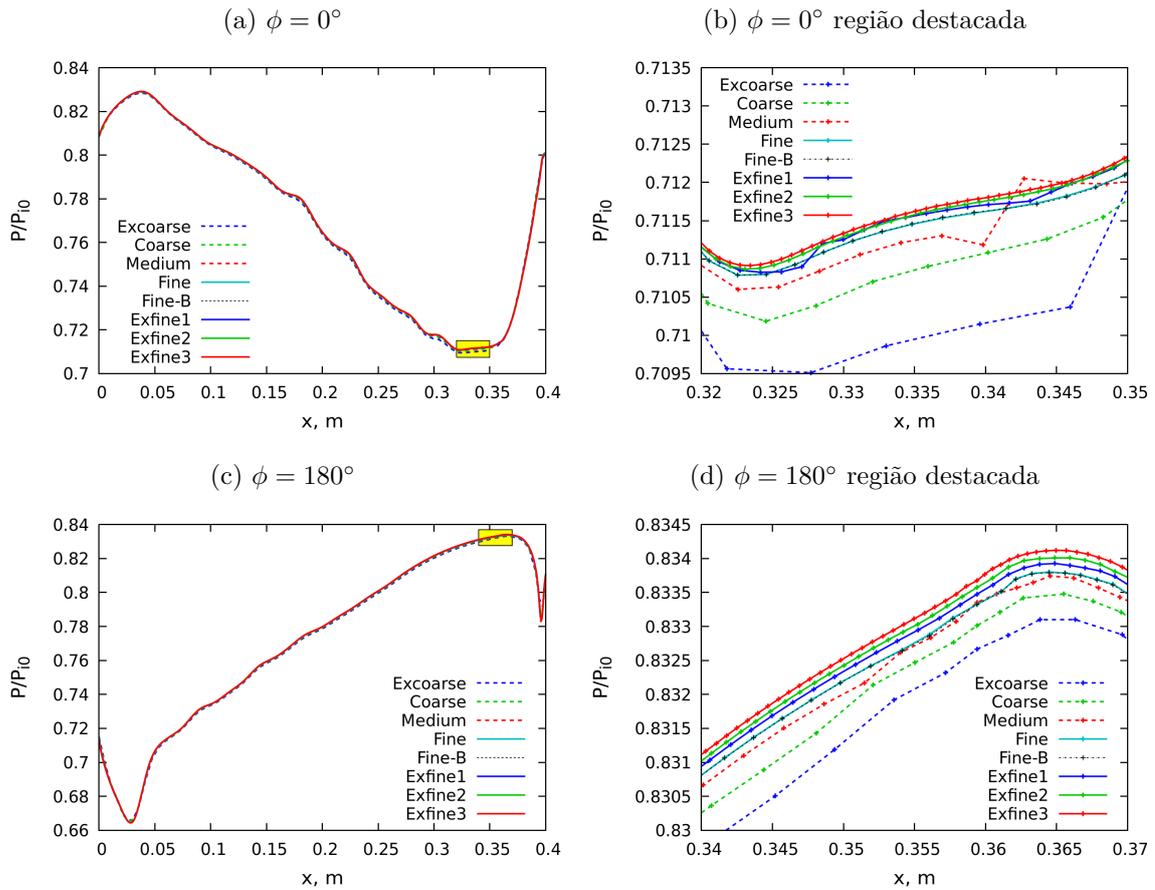
A Figura 44 apresenta a pressão estática na parede, também normalizada pela pressão total da entrada ( $P/P_{i0}$ ), em um corte longitudinal para  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ , correspondendo a parte superior e inferior do duto respectivamente. A região correspondente ao final da curva em S é ampliada na Figura 44b e na Figura 44d para a parede superior e inferior respectivamente e evidencia a influência progressiva do refinamento de malha na pressão estática.

Já a pressão estática circunferencial é extraída em quatro posições longitudinais, referenciadas pelo comprimento de arco  $s$ , mostrada na Figura 45. Os níveis de pressão estática na parede são bem próximos entre as diferentes malhas, com variações da ordem de 0.1% para as malhas mais grosseiras e por volta de 0.01% para as malhas mais refinadas.

Distribuições da pressão total normalizada são extraídos em cinco planos transversais ao longo da curva em S até o AIP (Figura 46). A pressão total normalizada exibida é limitada para valores inferiores a 99% de  $P_{i0}$ , evidenciando, portanto, a região da camada limite e a formação do escoamento secundário nas bordas do duto. Na região inferior do duto é observado o espessamento da camada limite quando comparada com a região superior, devido aos gradientes de pressão resultantes e ao movimento do escoamento secundário formado, mas ainda assim, o escoamento permanece colado na parte inferior até o AIP.

Contornos de pressão total normalizada no AIP são mostrados na Figura 47 para a malha *Exfine3*. A localização das *probes* de medição no AIP está mostrada sobre os contornos de pressão. Pode ser notado, que as *probes* mais próximas da parede estão localizadas em regiões de alto gradiente de pressão total, o que dificulta a convergência de malha, para recuperação de pressão e para os índices de distorção no AIP nesse tipo de escoamento. Essa dificuldade é observada com mais detalhes na Figura 47b, na qual a linha do contorno de pressão de 94% de  $P_{i0}$  é mostrada para cada nível de refinamento

Figura 44 – Distribuição de pressão estática longitudinal na parede do duto



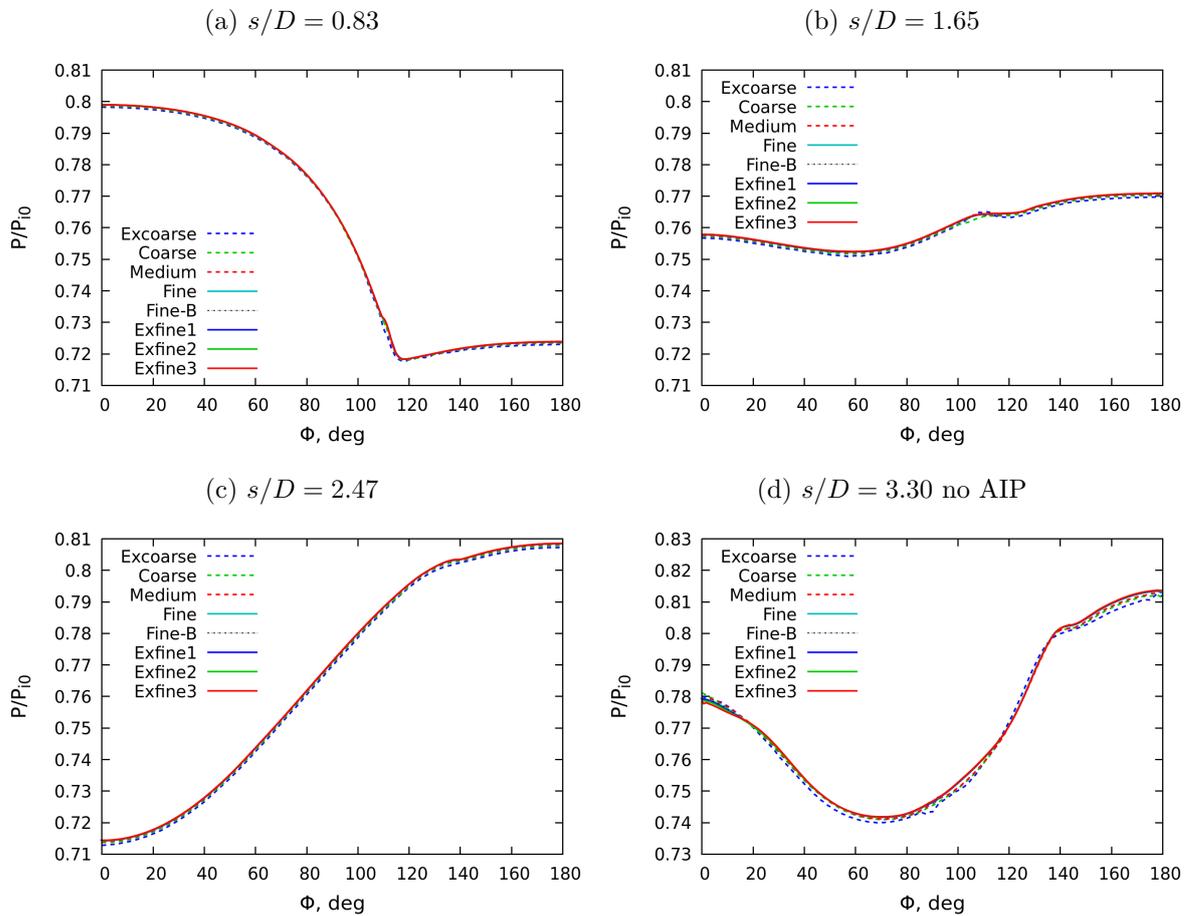
de malha, com foco na região do vórtice formado. A evolução da localização da linha de contorno entre os níveis de refinamento de malha é notável, e o efeito na pressão total medida pelas *probes* nessa região fica evidente.

Os índices de desempenho, recuperação de pressão e distorções circunferenciais e radiais, são calculados de acordo com a norma SAE ARP1420 (2002), utilizando a pressão total obtida pelas 40 *probes* do experimento. Nas simulações numéricas o valor de pressão total é interpolado na coordenada do centróide da ponta de cada uma das *probes*.

Os resultados para os índices de desempenho são mostrados na Figura 48 como função do número de elementos volumétricos na região do duto elevado a  $-2/3$ , para cada nível de refinamento de malha. Dessa forma, conforme explicado na subseção 2.1.3, para um método com discretização espacial de segunda ordem, um problema tridimensional e um refinamento de malha sistemático é esperada uma progressão linear dos resultados nesse gráfico. Assim, é possível estimar o valor correspondente a uma malha infinita ( $DOF^{-2/3} = 0$ ) através da extrapolação de *Richardson*, que, nesse caso, é obtida por uma simples extrapolação linear. A recuperação de pressão e distorção radial apresentaram um comportamento linear e monotônico diferentemente das distorções circunferenciais.

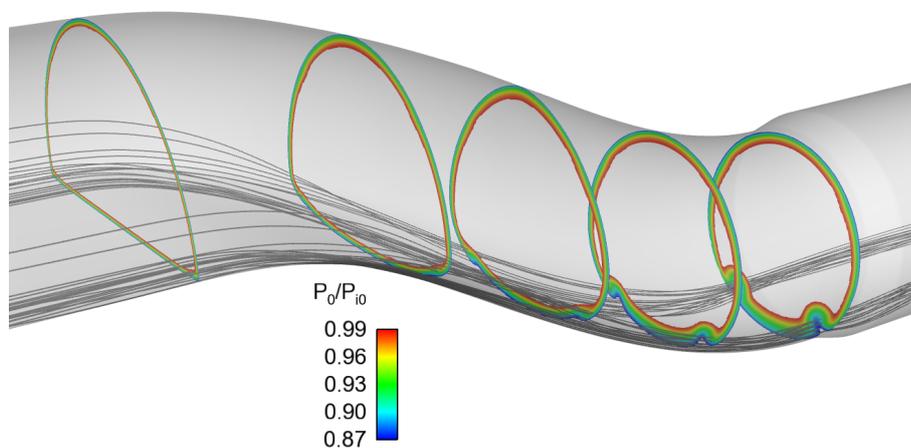
A progressão da recuperação de pressão é determinada pela mudança da média da

Figura 45 – Distribuição de pressão estática circunferencial



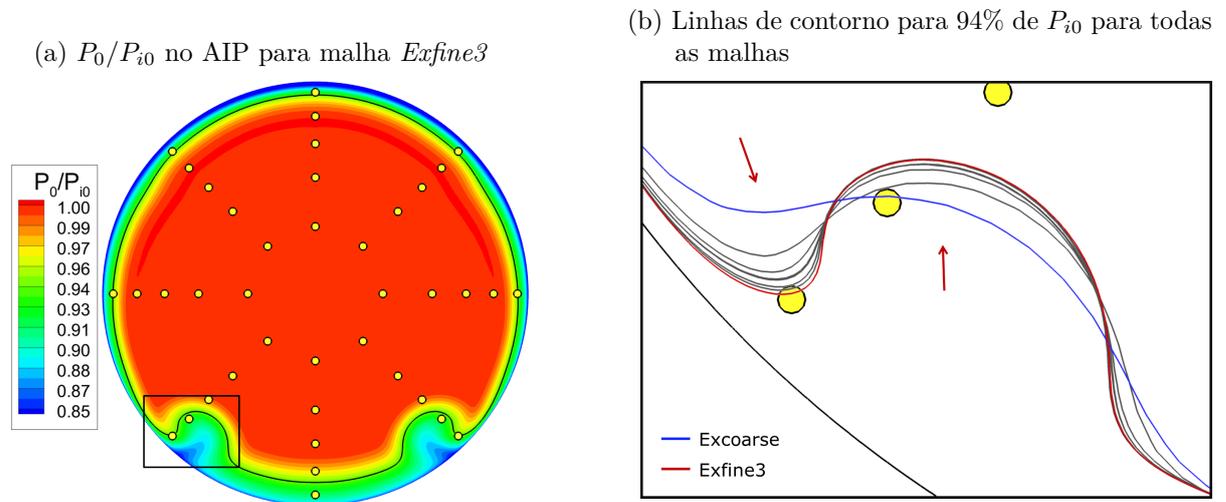
Fonte: Do autor

Figura 46 – escoamento secundário formado ao longo do duto para a malha *Exfine3*



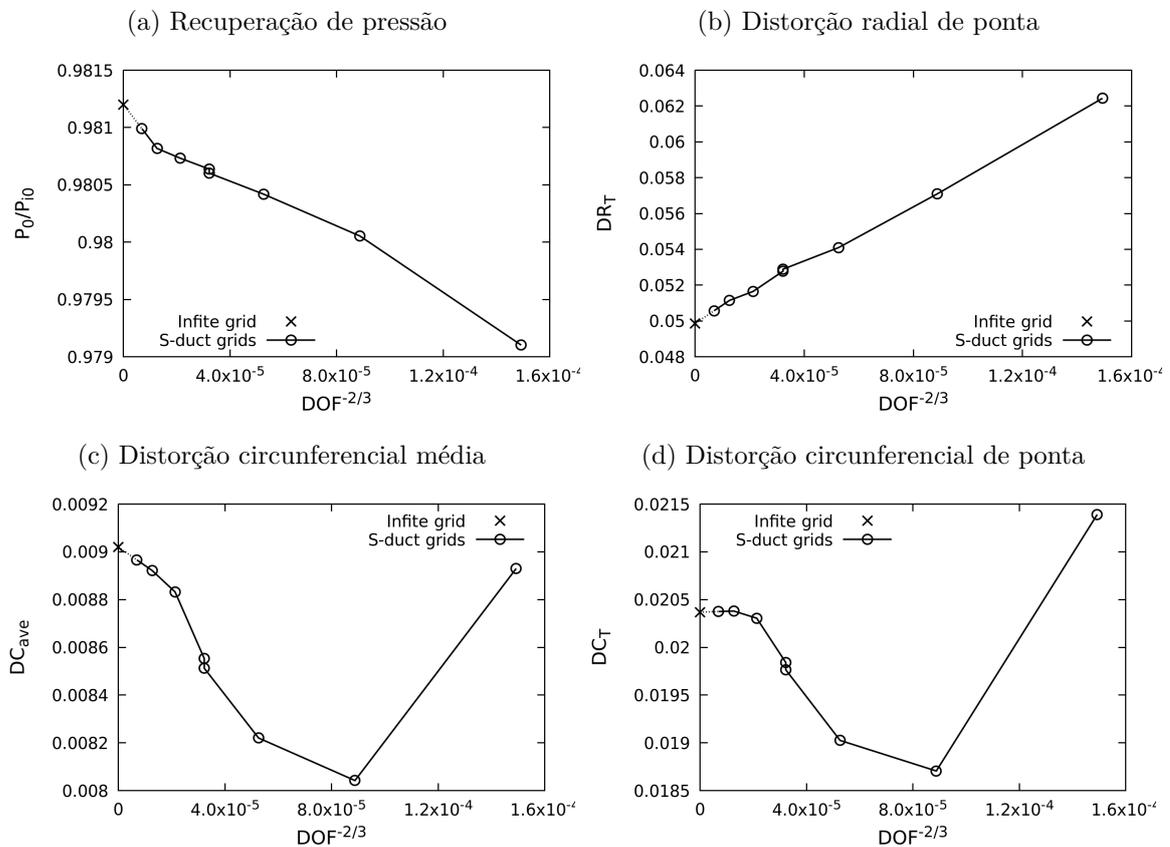
Fonte: Do autor

Figura 47 – Contornos de pressão total normalizada no AIP



Fonte: Do autor

Figura 48 – Índices de desempenho no AIP para as oito malhas em função do número de elementos na região do duto

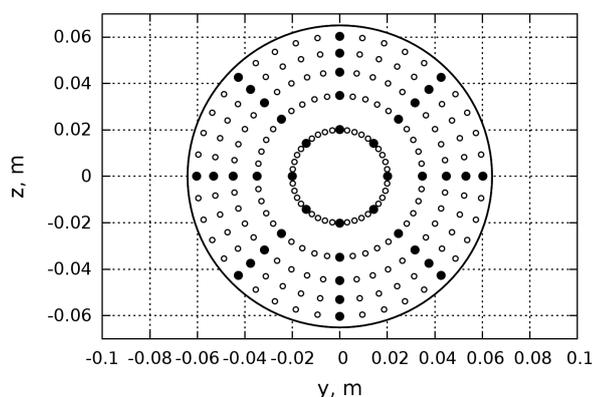


Fonte: Do autor

pressão total das 40 *probes* com o refinamento de malha. Já a distorção radial de ponta é influenciada pela variação da pressão total média das oito *probes* do anel mais próximo à parede em relação à recuperação de pressão. Finalmente, a distorção circunferencial é determinada pelo nível de pressão total das *probes* posicionadas dentro dos dois vórtices secundários formados, nesse caso apenas 4 das 40 *probes*, em relação as 16 *probes* dos dois anéis mais próximos a parede. É importante notar, que esses índices são influenciados por mudanças cada vez mais pontuais, ou seja, são cada vez mais sensíveis à discretização de malha, na seguinte ordem crescente de sensibilidade: 1) recuperação de pressão; 2) distorção radial de ponta; 3) distorção circunferencial média e 4) distorção circunferencial de ponta.

Com o objetivo de enriquecer a comparação entre os níveis de refinamento de malha, é proposto um novo *rake* com um número maior de *probes* distribuídas na direção circunferencial, ao invés de 5 anéis com 8 *probes*, são utilizados 5 anéis com 40 *probes*, totalizando 200 *probes* (Figura 49). Os índices de desempenho calculados utilizando esse *rake* refinado são mostrados na Figura 50 em conjunto com o *rake* de 40 *probes* do experimento.

Figura 49 – *Rake* do experimento com 40 *probes* (●) e o virtual com 200 *probes* (● e ○)

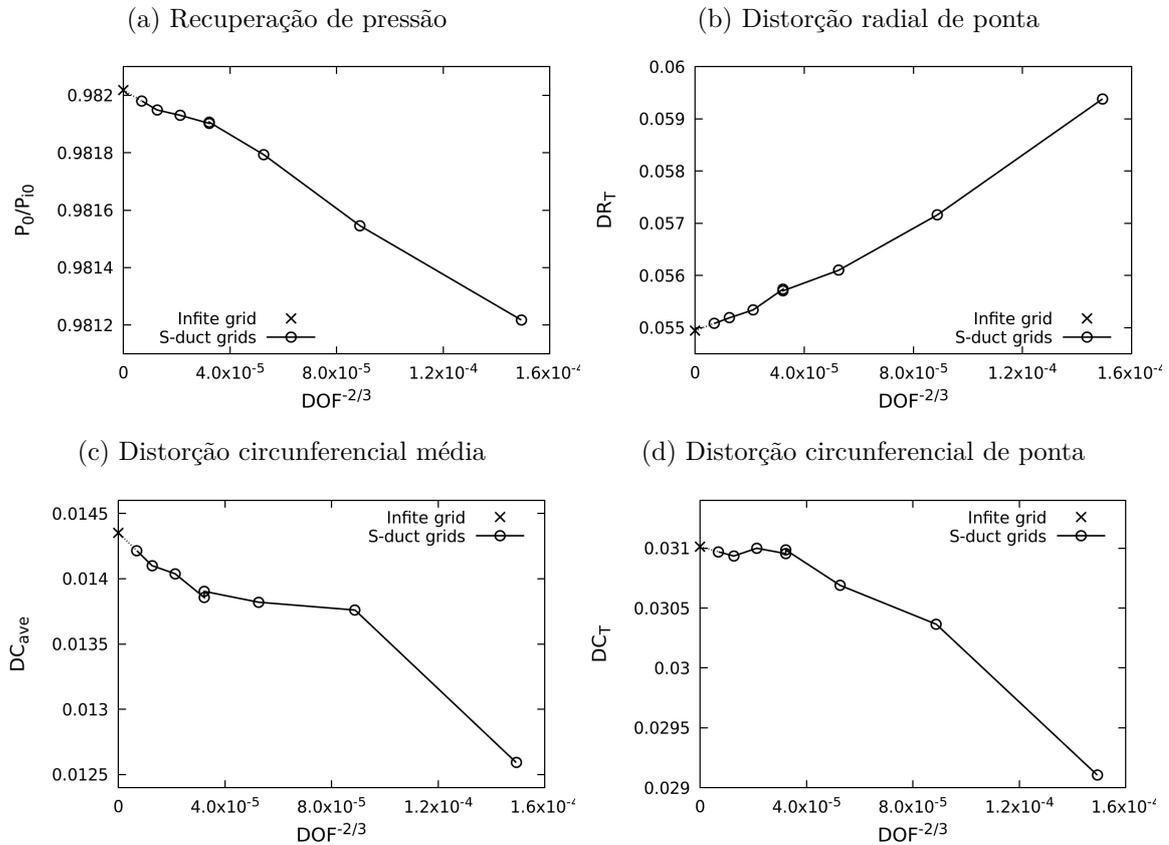


Fonte: Do autor

O comportamento da progressão da recuperação de pressão e da distorção radial de ponta com o aumento de malha para o *rake* de 200 *probes* é similar ao obtido com o *rake* de 40 *probes*. A maior diferença é percebida para as distorções circunferenciais, as quais, agora, apresentam um comportamento mais próximo monotônico e linear. Ainda assim, as oscilações da inclinação da curva indicam a dificuldade adicionada pelo caráter pontual da informação obtida.

Outro ponto importante evidenciado por esse exercício é a variação dos valores absolutos das distorções. A distorção radial teve um aumento de 10%, devido ao aumento do número de *probes* circunferenciais, enquanto as distorções circunferenciais aumentaram por volta de 50%. Essa mudança expressiva nos valores de distorção, principalmente na distorção circunferencial, evidencia para o caso em estudo, o nível de incerteza da medição

Figura 50 – Índices de desempenho no AIP calculados através do rake refinado para as oito malhas em função do número de elementos na região do duto



Fonte: Do autor

das distorções através do *rake* de 40 *probes*.

Para uma comparação mais quantitativa, a Tabela 5 apresenta a diferença entre o resultado da malha infinita para recuperação de pressão e distorções em relação a cada refinamento de malha. Adicionalmente, é apresentado o percentual máximo de variação de pressão total nas coordenadas das *probes* quando avaliadas individualmente em relação à malha mais refinada, *Exfine3*. Pelos valores da Tabela 5 pode ser notado que, a partir do nível de refinamento *Fine-B*, as diferenças em recuperação de pressão e distorções, quando comparadas com os valores da malha infinita, são, pelo menos, uma ordem de magnitude menores do que os valores absolutos. Similarmente, a partir da malha *Fine-B*, a variação máxima de pressão total nas *probes*, relativas a malha mais fina, diminuem para valores abaixo de 1%. Portanto, a malha *Fine-B* é escolhida para realizar os estudos seguintes por representar um bom compromisso entre acuracidade e custo computacional.

Tabela 5 – Variações máximas de  $P_0$  na coordenada das *probes* e índices de desempenho para cada nível de refinamento de malha em relação aos valores extrapolados de malha infinita

Nível de Refinamento	Max <i>probe</i> $\Delta P_0^*$	Recuperação de Pressão	$DR_T$	$DC_{ave}$	$DC_T$
Excoarse	-4.94%	-0.0021	0.0126	-0.0001	0.0010
Coarse	-2.43%	-0.0011	0.0072	-0.0010	-0.0017
Medium	-1.32%	-0.0008	0.0042	-0.0008	-0.0013
Fine-B	-0.87%	-0.0006	0.0029	-0.0005	-0.0005
Exfine1	-0.46%	-0.0005	0.0018	-0.0002	-0.0001
Exfine2	-0.26%	-0.0004	0.0013	-0.0001	0.0000
Exfine3	-	-0.0002	0.0007	-0.0001	0.0000

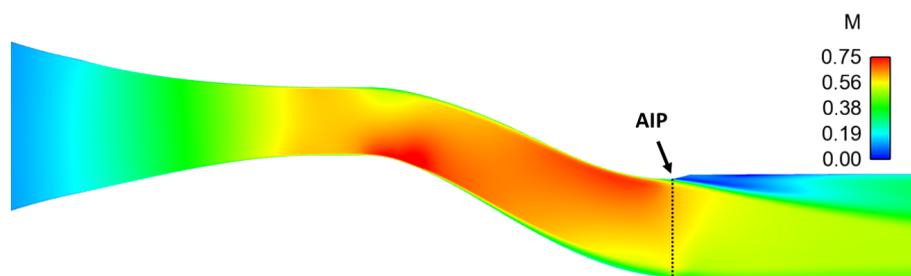
\* Diferença calculada em relação à malha Efine3.

Fonte: Do autor

## Duto em S com VGs

O estudo de independência de malha para o duto em S com VGs é realizado utilizando a vazão mássica de  $2.30\text{kg/s}$  referente à condição *Flow4*, que no experimento resulta em um número de Mach médio no AIP similar ao do duto em VGs. A distribuição do número de Mach no plano de simetria, mostrada na Figura 51, é similar à do duto em S sem VGs. O número de Mach atinge o valor máximo, de  $M = 0.75$ , nas curvas do duto em S, e o valor médio na seção de  $M = 0.60$  no AIP.

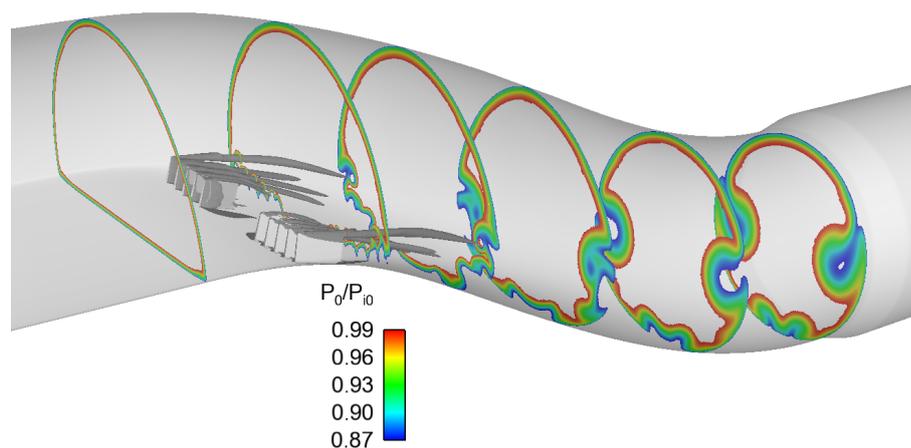
Figura 51 – Distribuição de Mach no plano de simetria para a malha *Exfine3*



Fonte: Do autor

Contornos de pressão total normalizada são extraídos em seis planos ao longo das curvas em S, e apresentados na Figura 52. Esses contornos de pressão exibem apenas as regiões com pressões totais menores que 99% de  $P_{i0}$ , tornando visível a região rotacional onde há diminuição de pressão total.

Figura 52 – escoamento secundário formado ao longo do duto em S

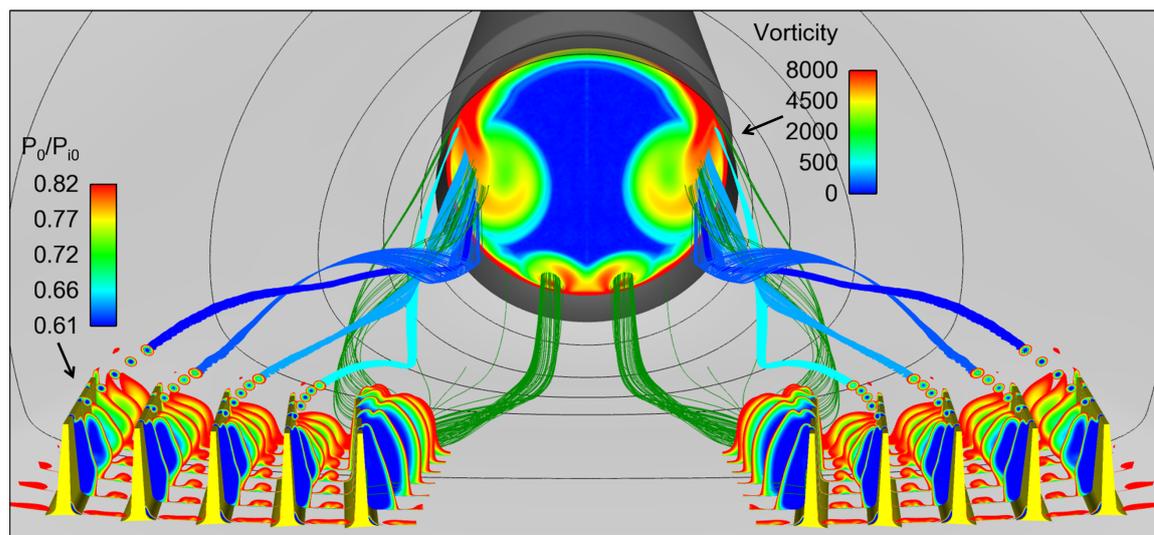


Fonte: Do autor

Os vórtices formados nas pontas dos geradores de vórtices também estão visíveis utilizando o recurso de iso-superfície de pressão total. Os vórtices formados por cada VG se unem em uma estrutura única, para cada metade do duto, com rotação em sentido contrário ao formado pelo escoamento secundário presente no duto sem VGs. Dessa forma, o movimento ascendente induzido pelos vórtices faz com que a estrutura de vorticidade

atinja o AIP em uma posição lateral. Esse comportamento é clarificado na Figura 53, a qual traz uma visão à jusante do interior do duto. Dessa perspectiva é possível observar que o VG mais próximo da linha de centro do duto apresenta uma forte separação e não gera um vórtice de ponta bem definido como os demais. Uma região não esperada de perda de pressão total é observada na parte inferior do AIP que aparenta ser gerada por esse VG, como mostrados pelas linhas de corrente em verde.

Figura 53 – Detalhes dos vórtices formados em cada VG de uma vista interna para malha *Exfine3*



Fonte: Do autor

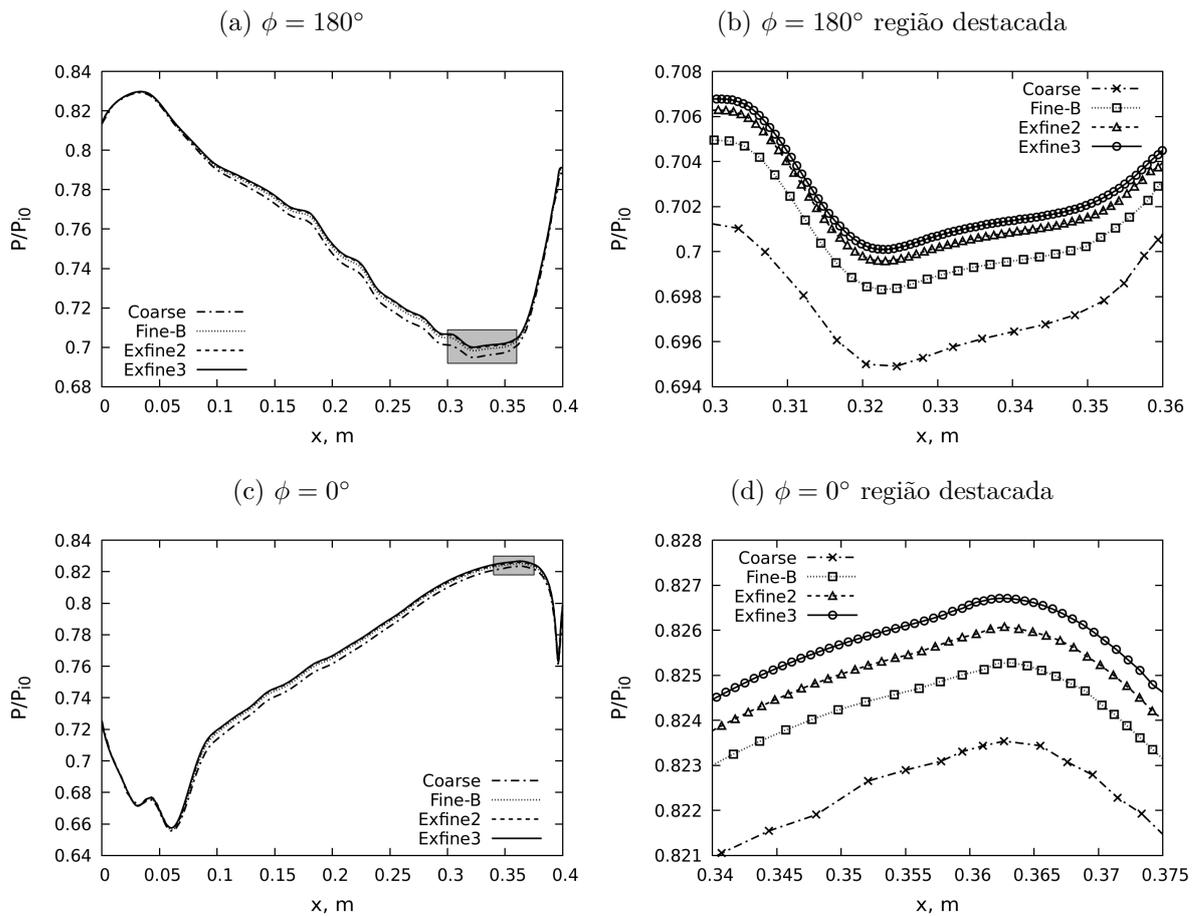
Essas estruturas formadas pelo conjunto de VGs são desejáveis no caso de dutos em S com separações massivas após a segunda curva e, conseqüentemente, altos índices de distorção. Os vórtices formados ajudam a energizar a parte inferior do duto após a segunda curva, reduzindo o descolamento, redistribuindo as distorções e, portanto, reduzindo os índices de distorção. No estudo em questão, o duto em S sem VGs não apresentava uma separação massiva antes do AIP, de forma que a introdução dos VGs não foi tão efetiva, resultando em uma diminuição da distorção radial, mas um aumento da distorção circunferencial.

Cortes de pressão estática são extraídos longitudinalmente na parede superior e inferior do duto (Figura 54) e transversalmente em quatro estações ao longo da curvatura (Figura 55). A distribuição de pressão estática longitudinal é similar à distribuição do duto em S sem VGs, e é verificado uma progressão monotônica da pressão estática com o aumento do nível de refinamento de malha. Referente à distorção circunferencial, na primeira estação,  $s/D = 0.83$ , é observada a influência da geometria dos VGs na parede inferior do duto. Para ângulos maiores que  $110^\circ$ , as curvas de pressão se tornam mais complexas com o aumento do nível de refinamento da malha. As diferenças entre os resultados das malhas estudadas diminuem ao longo do duto, com exceção da malha *Coarse*, que apresenta um nível global mais baixo de pressão estática. Na estação do AIP,

$s/D = 3.3$ , as curvas de pressão apresentam as mesmas características, apesar dos diferentes refinamentos no interior do duto.

As diferenças observadas para a pressão estática entre as malhas são maiores quando comparadas ao estudo de malha do duto em S sem geradores de vórtices, com diferenças de até 0.5% para a malha mais grosseira. Entretanto, para as malhas mais refinadas as diferenças na pressão estática são pequenas, inferiores à 0.1%.

Figura 54 – Distribuição longitudinal de pressão estática na parede

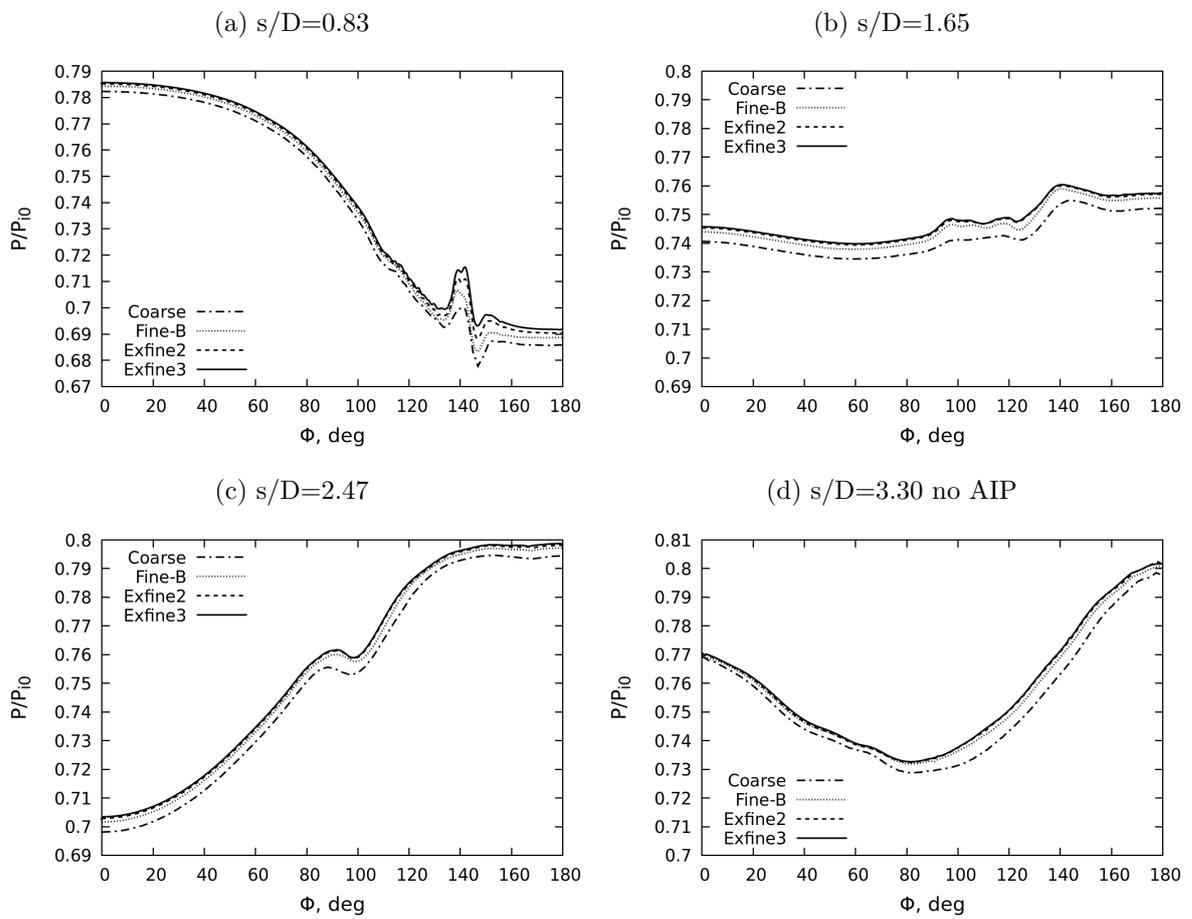


Fonte: Do autor

A Figura 56a apresenta os contornos de pressão total no AIP em conjunto com a linha de contorno de 92% de  $P_{i0}$  destacado em preto, para a malha *Exfine3*. Essa mesma linha é extraída para as quatro malhas do estudo e comparada, com foco na região do vórtice lateral na Figura 56b. De forma similar ao duto em S sem VGs, fica evidente a influência do refinamento de malha na definição da região de baixa pressão total e a convergência dessa região para as malhas mais refinadas.

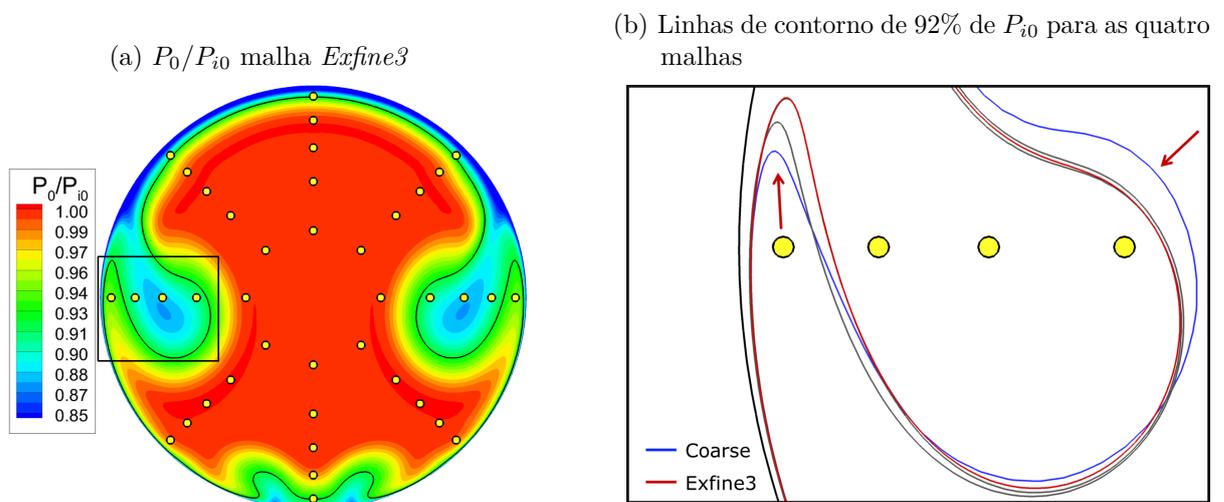
Os índices de desempenho, assim como no duto em S sem VGs, são calculados de duas formas distintas: utilizando as pressões totais interpoladas nas coordenadas das 40 *probes* do experimento e interpoladas nas coordenadas de um *rake* fictício de 200 *probes*, como já feito anteriormente. Os índices de desempenho são apresentados na Figura 57 em

Figura 55 – Distribuição circunferencial de pressão estática na parede



Fonte: Do autor

Figura 56 – Contornos de pressão total normalizada no AIP



Fonte: Do autor

função do número de elementos volumétricos na região do duto elevado à  $-2/3$ .

O comportamento das curvas de recuperação e distorção é praticamente linear com exceção dos índices de distorção circunferencial, que não apresentaram mudanças significativas no último passo de refinamento. A extrapolação de Richardson é utilizada para obter os resultados para uma malha infinita utilizando as duas malhas mais refinadas, *Exfine2* e *Exfine3*. No caso do duto em S com VGs o cálculo dos índices de desempenho, utilizando o *rake* com 200 *probes*, não alterou significativamente o comportamento das curvas, mas apenas a magnitude dos índices. É observado que a recuperação de pressão reduziu apenas 0.16%, a distorção radial aumentou 14% e já a distorção circunferencial aumentou 31%. Mais uma vez, o *rake* com 8 *probes* distribuídas na circunferência apresentou uma variação significativa para o cálculo das distorções.

A diferença entre os índices de desempenho de cada refinamento de malha e o resultado teórico para a malha infinita é sumarizada na Tabela 6, em conjunto com a variação percentual máxima obtida em pressão total, avaliada nas coordenadas das *probes* em relação à malha *Exfine3*.

Tabela 6 – Máxima variação individual das *probes*  $P_0$  e índices de desempenho para cada refinamento de malha comparados com os resultados da malha infinita

Nível de Refinamento	Max <i>probe</i> $\Delta P_0^*$	Recuperação de Pressão	$DR_T$	$DC_{ave}$	$DC_T$
Coarse	-2.41%	-0.0029	-0.0040	0.0055	0.0056
Fine-B	-1.52%	-0.0013	-0.0008	0.0018	0.0030
Exfine2	-0.33%	-0.0002	-0.0002	-0.0001	0.0000
Exfine3	-	-0.0001	-0.0001	-0.0001	0.0000

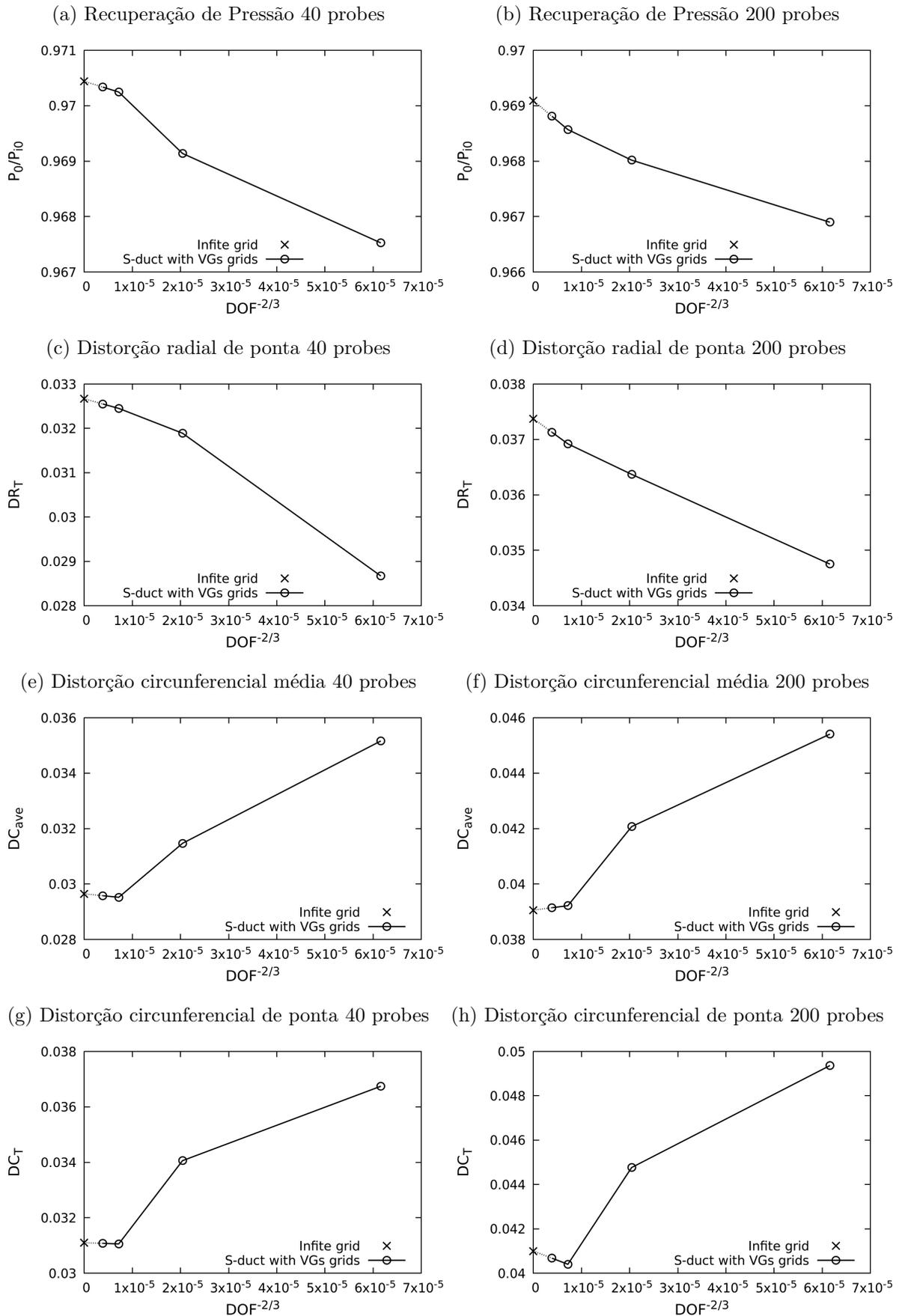
\* Diferenças calculadas em relação a malha *Efine3*.

Fonte: Do autor

As diferenças entre os resultados dos índices de desempenho da malha *Fine-B* em relação à malha infinita são maiores quando comparadas com os resultados do duto em S sem VGs. A diferença máxima na coordenada das *probes*, em relação à malha mais refinada, é da ordem de 1.5% de  $P_{i0}$ . As variações para a malha *Fine-B*, referentes à recuperação de pressão e aos índices de distorção, são pelo menos uma ordem de magnitude menores do que seus valores absolutos. A malha *Fine-B* pode ser considerada adequada para solução do duto em S com VGs, com um bom compromisso entre custo computacional e qualidade dos resultados.

É importante ressaltar que, a presença dos VGs aumenta o refinamento na região do duto, portanto, a malha *Fine-B* com VGs é mais refinada que a malha correspondente sem VGs, o número de elementos volumétricos na região do duto é praticamente o dobro. Conclui-se que é necessário um maior refinamento para capturar os vórtices gerados pelos VGs e sua propagação ao longo do duto.

Figura 57 – Índices de desempenho no AIP para as quatro malhas em função do número de elementos na região do duto elevado à  $-2/3$



Fonte: Do autor

## Sumário do estudo

O estudo de independência de malha é processo fundamental em análises de CFD. Neste trabalho, esse estudo não foi realizado apenas com o intuito de obter uma malha independente para a solução do problema, mas também para estimar os erros de discretização referentes a cada nível de refinamento de malha. Assim, a escolha do nível de refinamento adequado para solução do problema, pode ser realizada a partir da precisão desejada em conjunto com a capacidade computacional disponível.

O nível de refinamento *Fine-B*, correspondente a um espaçamento de malha de  $1.7\%D$  ou 180 elementos na circunferência do duto, é suficiente para obtenção de um nível considerado adequado de convergência dos erros de discretização para a aplicação em questão. A Tabela 7 apresenta as variações dos resultados de interesse em relação a uma malha idealmente infinita, para o nível de refinamento *Fine-B* com e sem VGs. Esses valores representam uma estimativa da ordem de grandeza dos erros de discretização, referentes ao nível de refinamento escolhido, e enriquecerão a comparação dos resultados da malha *Fine-B* com o experimento nas seções seguintes.

Tabela 7 – Máxima variação individual das *probes*  $P_0$  e índices de desempenho para o nível *Fine-B* escolhido comparados com os resultados da malha infinita

Nível de Refinamento	Max <i>probe</i> $\Delta P_0^*$	Recuperação de Pressão	$DR_T$	$DC_{ave}$	$DC_T$
Fine-B	-0.87%	-0.0006	0.0029	-0.0005	-0.0005
Fine-B VGs	-1.52%	-0.0013	-0.0008	0.0018	0.0030

\* Diferenças calculadas em relação a malha *Efine3*.

Fonte: Do autor

A convergência dos erros de discretização, reportada acima, é dependente do problema simulado. No duto em S sem VGs a convergência é mais lenta para a distorção radial, enquanto no duto S com VGs os erros de discretização foram maiores para a distorção circunferencial. Além disso, o uso do *rake* padrão, com apenas 8 *probes* na circunferência, para o cálculo dos índices de distorção também dificulta essa convergência.

## Estudo da Influência da Instrumentação

Nesta seção, é estudada a influência da modelagem do *rake* de medição na aferição dos índices de desempenho e na topologia do escoamento no duto em S, a fim de avaliar a necessidade da inclusão dessa geometria nas simulações, implicando em um aumento da complexidade da malha e do custo computacional.

A presença da instrumentação reduz a área disponível na seção do duto causando uma aceleração local do escoamento e, conseqüentemente, uma redução da pressão estática na seção. Idealmente, o *rake* deve ser projetado para que esse efeito bloqueio não afete o plano de medição (AIP). A inclusão da geometria do *rake* nas simulações é feita progressivamente, inicialmente é incluída apenas a carenagem do *rake* e, em seguida, é feita a modelagem do *rake* completo incluindo as *probes*. Dessa forma, é possível avaliar o efeito causado separadamente.

Os resultados da influência do *rake* para o duto em S sem e com VGs são realizados para as condições de vazão *Flow2* e *Flow4* respectivamente, e são agrupadas em três partes: inicialmente, o efeito da inclusão do *rake* é avaliado para pressão total localizada na ponta das *probes* e diferentes estratégias de modelagem são discutidas. Em seguida, é avaliada a influência do *rake* na pressão estática ao longo do duto e no AIP e as estimativas de vazões nominais, calculadas através das medições no AIP, são comparadas. Finalmente, são comparados os índices de desempenho das simulações com e sem a inclusão do *rake*.

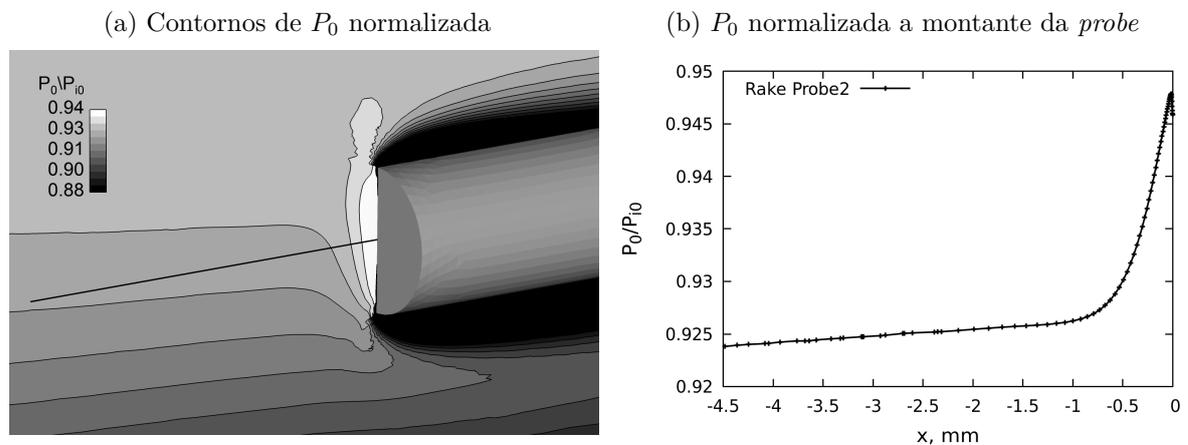
É importante ressaltar que a geometria real da instrumentação utilizada nos experimentos não está disponível e uma modelagem detalhada das *probes* não pode ser realizada. Como comentado anteriormente, é utilizada uma geometria simplificada do *rake* incluindo as *probes* modeladas como cilindros sólidos. O nível de refinamento *Fine-B* é utilizado como referência para construção das malhas com a presença do *rake*, as quais são naturalmente mais refinadas na região duto em S, pela necessidade de elementos menores para representar a geometria do *rake* e das *probes*, como já apresentado nas Tabelas 2 e 3.

### Estudo da Influência do *rake* na Medição de Pressão Total

Na seção 5.1, o duto em S foi simulado sem o *rake* de medição e os valores de pressão total nas *probes* foram obtidos através de uma interpolação linear na coordenada do centro da extremidade da *probe*. Nessa seção o mesmo processo é adotado para a configuração que inclui apenas a carenagem do *rake*. Já para as configurações, nas quais a geometria das *probes* é incluída, uma análise mais detalhada é necessária, uma vez que as *probes* são modeladas como cilindros sólidos e sua extremidade se torna uma região de estagnação, afetando o escoamento localmente.

Particularmente para algumas *probes*, é observado um aumento abrupto na pressão total próximo à sua extremidade, como pode ser verificado na Figura 58a através dos contornos de pressão total normalizada nas imediações da ponta da *probe 30*. A pressão total extraída na direção axial, a montante da extremidade dessa *probe*, é apresentada na Figura 58b, e fica evidente um aumento de 2% em uma distância menor que 1mm da extremidade. Portanto, o valor interpolado de pressão total na coordenada da extremidade da *probe* é alterado por esse efeito de aumento local, e não corresponde ao valor da pressão total nas imediações da *probe*.

Figura 58 – Aumento de pressão total próximo à *probe 30* para malha *Rake Probe2*

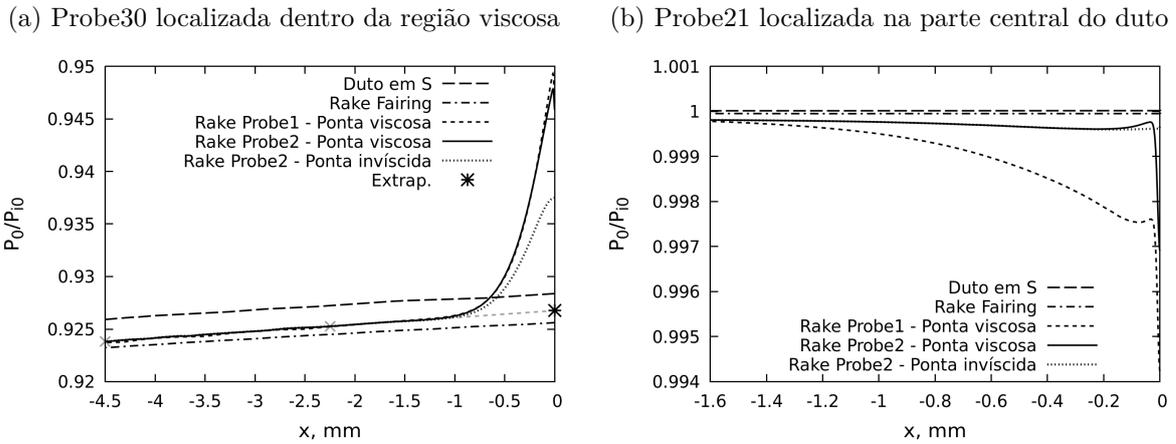


Fonte: Do autor

O efeito de aumento de pressão total é investigado com mais detalhes na Figura 59, na qual a evolução de pressão total ao longo da direção axial a montante da extremidade da *probe* é apresentada para duas *probes* em regiões distintas: a) *Probe 30* localizada dentro dos vórtices laterais formados pelo escoamento secundário; b) *Probe 21* localizada no anel mais interno do *rake* fora da região rotacional. Resultados para diferentes níveis de modelamento do *rake* são apresentados simultaneamente e comparados com os resultados do duto em S sem o *rake*.

A inclusão apenas da carenagem do *rake* (*Rake Fairing*) acarretou em uma diminuição da pressão total de maneira uniforme da ordem de 0.3% para a *Probe 30* avaliada. Em seguida, a inclusão das *probes* na simulação (*Rake Probe*) resultou no aparecimento do efeito de aumento de pressão localizado, entretanto é verificado que o nível de pressão total, a partir de uma distância de cerca de 1mm a montante da *probe*, se aproxima dos valores da carenagem do *rake*, inclusive mantendo a mesma inclinação da curva. É observado também que a diferença de refinamento de malha na ponta da *probe*, avaliada através das malhas *Rake Probe 1* e *2*, não afetou consideravelmente esse aumento de pressão total. Já a mudança de condição de contorno de parede viscosa para parede invíscida, apenas na extremidade da *probe*, reduziu significativamente esse aumento localizado de pressão total.

Devido às incertezas a respeito desse aumento inesperado de pressão total, também

Figura 59 – Pressão total normalizada na direção axial a montante da extremidade da *probe*

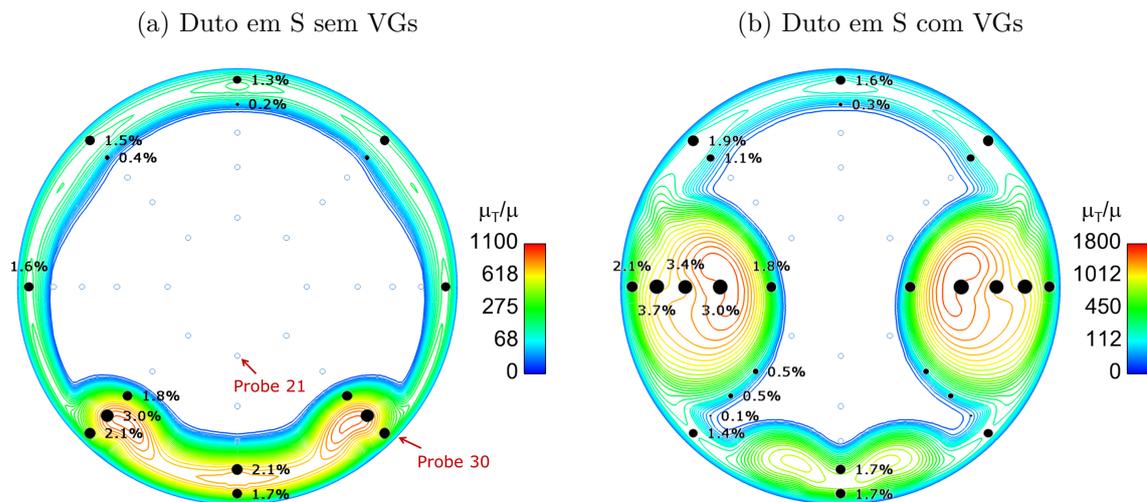
é desenvolvida uma estratégia para obtenção da pressão total sem esse efeito de aumento localizado presente nas simulações que incluem a geometria da *probe*. Ainda na Figura 59a, é realizada uma extrapolação linear utilizando os valores obtidos a uma distância de 2.25mm e 4.5mm a montante da ponta da *probe*, correspondendo respectivamente a 1.5 diâmetros e 3 diâmetros da *probe*. Pode ser observado que, o valor extrapolado de pressão total das simulações com a geometria das *probes* é está entre os valores obtidos para as configurações *Rake Fairing* e Duto em S.

A Figura 59b apresenta a evolução de pressão total a montante da *Probe 21* localizada na região central fora da região com déficit de pressão total. Nesse caso, não é observado o aumento localizado de pressão total na ponta da *probe*, e os diferentes resultados apresentam valores similares de pressão total com uma variação menor que 0.6%. Uma pequena redução de pressão total é observada para os casos com *probes* modeladas e condição de contorno de parede viscosa, a qual é eliminada quando utilizada a condição de contorno de parede invíscida na extremidade da *probe*. O aumento do refinamento de malha da ponta da *probe* também contribuiu para a aproximação dos resultados às simulações sem as *probes* modeladas, resultando em uma diferença de pressão total menor que 0.05%.

Como apresentado anteriormente, esse efeito de aumento de pressão total localizado não ocorre para todas as *probes* modeladas e pode ser calculado para cada *probe* comparando a pressão total obtida através das estratégias mencionadas: a interpolação na coordenada da extremidade e o processo de extrapolação linear explicado anteriormente. Para melhor entender esse comportamento, a Figura 60 traz uma visão geral das *probes* que apresentaram esse aumento de pressão total juntamente com o percentual de aumento calculado para o duto em S sem e com VGs. Também são mostrados os contornos de razão entre a viscosidade molecular e turbulenta ( $\mu_T/\mu$ ), e as *probes* 21 e 30, utilizadas como exemplo na Figura 59, são aqui destacadas.

É observada uma correlação direta entre a região com altos valores de razão de viscosidade turbulenta e o aumento de pressão total na ponta das *probes*, inclusive em relação a sua intensidade. O valor máximo de aumento local de pressão total nas *probes* verificado foi de 3.0% para o duto em S sem VGs e de 3.7% para o duto em S com VGs, ambos para as *probes* localizadas dentro das regiões de alto  $\mu_T/\mu$ .

Figura 60 – Contornos de  $\mu_T/\mu$  no AIP sobrepostos pelo percentual de aumento de pressão total para as *probes* que apresentaram esse efeito



Fonte: Do autor

A seguir, algumas hipóteses que justifiquem esse aumento de pressão total localizado são discutidas :

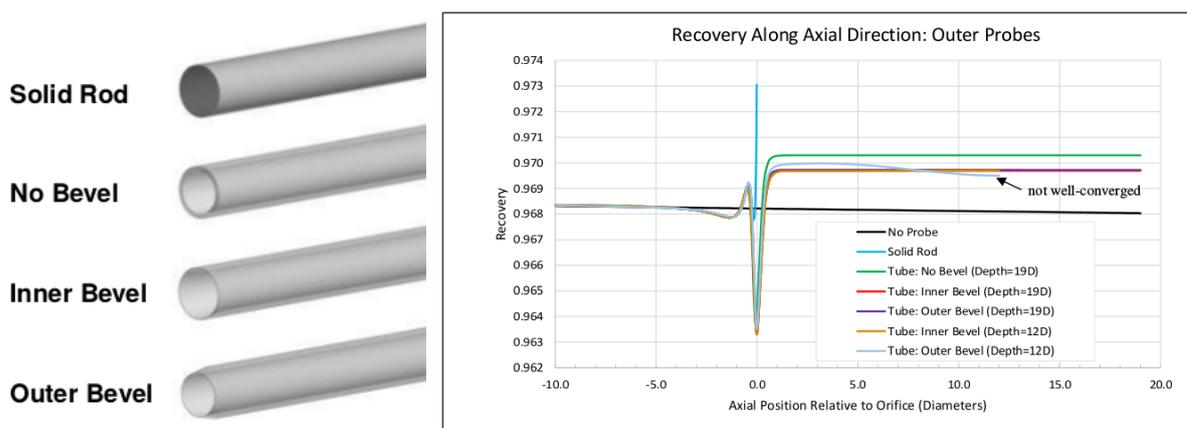
***Esse aumento de pressão total pode ser causado por erros numéricos oriundos da falta de convergência das simulações:*** Essas simulações foram conduzidas conforme os critérios de convergência apresentados na subseção 4.3.3 e foi observada uma variação de pressão total menor que  $10^{-3}$ Pa nas coordenadas das *probes*, valor muito inferior aos aumentos de pressão total em questão, indicando a convergência numérica adequada das simulações e a estabilidade dos resultados.

***Esse aumento de pressão total pode ser causado por erros de discretização espacial por falta de convergência da malha:*** O aumento do refinamento na extremidade das *probes*, avaliado pelas malhas *Rake Probe1* e *Rake Probe2*, não alterou a magnitude do aumento de pressão total localizado, indicando que esse efeito não é proveniente de erros de discretização.

***Esse aumento de pressão total pode ser causado por erros de modelagem devido à baixa fidelidade da geometria da ponta da probe utilizada e, consequentemente, pela influência da incerteza da condição de contorno na região de medição:*** Foram testadas duas condições de contorno de parede diferentes e, apesar da magnitude do resultado ter sido alterada, o comportamento de aumento de pressão total foi verificado

para ambas as condições de contorno. Referente à baixa fidelidade da geometria das *probes* modeladas, durante o 3º PAW, Domel (2017) comparou diferentes estratégias de modelagem das *probes*, partindo de um cilindro sólido, como realizado no presente trabalho, até geometrias mais fiéis com formato tubular e diferentes tipos de acabamento na ponta das *probes* (sem chanfro e com chanfro interno ou externo). A Figura 61 apresenta as geometrias utilizadas no estudo em conjunto com a pressão total normalizada ao longo da linha de centro da *probe*, a ponta da *probe* está localizada na posição  $x = 0$ .

Figura 61 – Diferentes estratégias de modelagem de *probes* estudadas por Domel (2017) e os resultados obtidos da pressão total



Fonte: Domel (2017)

Foi verificado que a *probe* modelada como cilindro sólido e com condição de contorno de parede viscosa apresentou um aumento de pressão total de 2 a 3 vezes superior às *probes* com geometrias mais fiéis, expondo a importância da geometria correta da *probe* para aferição da pressão total. Entretanto, apesar dessa variação de magnitude, esse efeito de aumento de pressão total foi observado em todas as geometrias de *probe* analisadas, descartando a hipótese de que o fenômeno seria causado pela baixa fidelidade da geometria. Além disso, também foi observado que esse aumento de pressão total ocorreu apenas para as *probes* posicionadas dentro da camada limite da tubulação. A condição de contorno de parede invíscida na ponta da *probe* não foi testada.

As explicações anteriores indicam que o aumento de pressão total localizado não é causado por erros de convergência numérica, erros de discretização ou falta de fidelidade da geometria, no entanto sua magnitude é bastante afetada por essa última. A seguir, são discutidas algumas hipóteses relacionadas à modelagem física do problema.

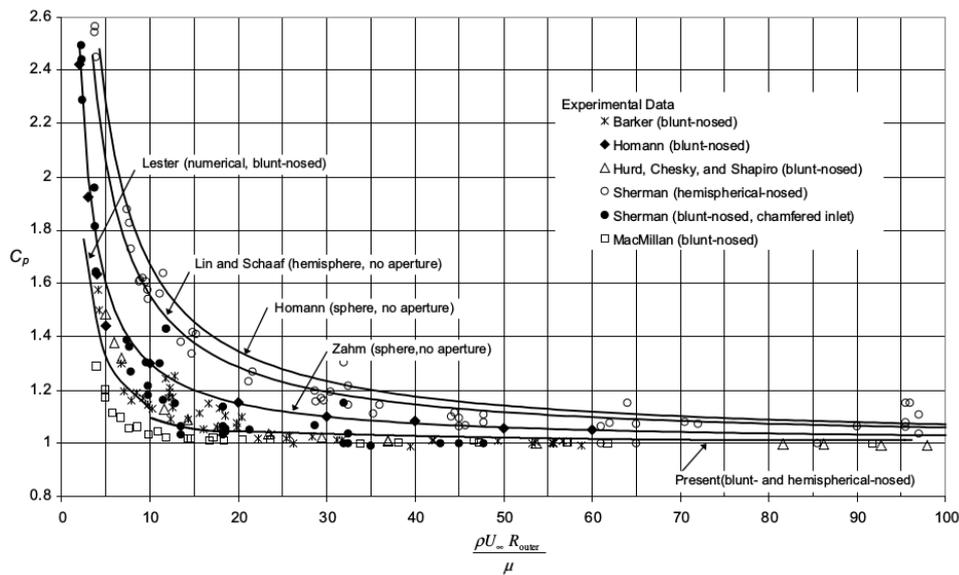
### Efeito Barker

Barker (1922) verificou, experimentalmente, que, para velocidades muito baixas, a pressão dinâmica medida através de tubos de *Pitot* era superior a  $\frac{1}{2}\rho V^2$ , indicando que a equação de Bernoulli não seria aplicável para tais condições. Esse fenômeno, de natureza

viscosa, ficou conhecido como efeito Barker (SCHLICHTING; GERSTEN, 2017) e ocorre para números de Reynolds, calculados utilizando o diâmetro dos tubos de *Pitot* como referência, inferiores a 100, faixa na qual as forças viscosas passam a ser significantes em relação as forças de inércia.

Esse fenômeno foi observado por diferentes estudos experimentais focados na calibração de tubos de Pitot em escoamentos com baixo número de Reynolds (BOETCHER; SPARROW, 2007; SPELAY et al., 2015). A Figura 62 apresenta os coeficientes de pressão obtidos na medição em relação ao número de Reynolds, calculado utilizando o diâmetro da *probe* como comprimento característico. O valor do coeficiente de pressão na medição dos tubos de *Pitot* ultrapassa a unidade para baixos números de Reynolds, ou seja, a pressão de estagnação medida pelo tubo *Pitot* é superior à pressão total do experimento ( $C_p = 1$ ).

Figura 62 – Curvas de calibração de tubos de *Pitot* em escoamentos com baixo número de Reynolds (Efeito Barker)



Fonte: Spelay et al. (2015)

Além desses estudos experimentais, Issa (1995) demonstrou, analiticamente, que é possível haver aumento local de pressão total em regiões de estagnação. Utilizando as equações de Navier-Stokes para um escoamento incompressível, foi obtida a seguinte equação de transporte para pressão de total:

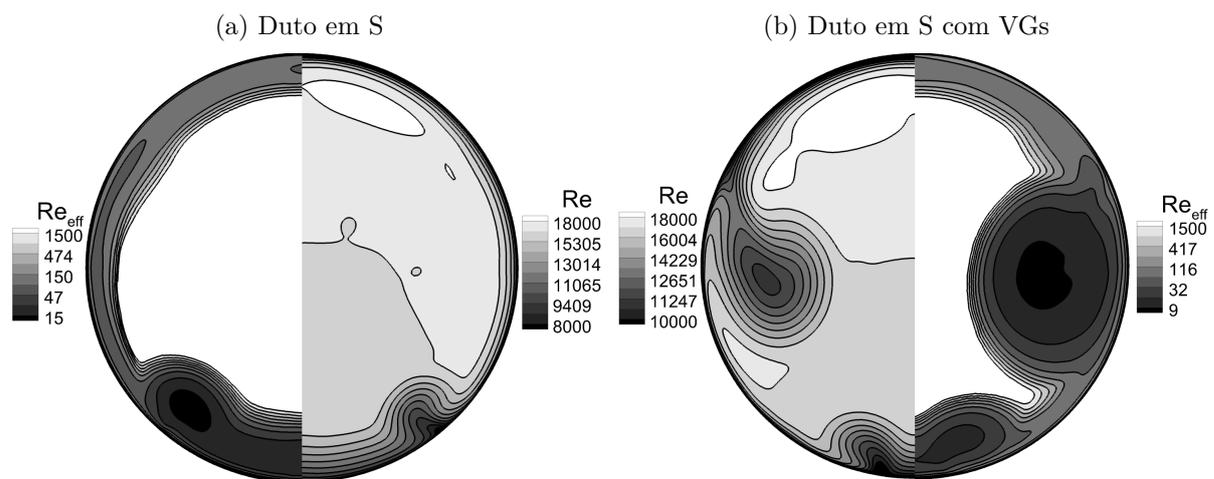
$$\frac{\partial (u_j P_0)}{\partial x_j} = u_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial (u_i \sigma_{ij})}{\partial x_j}}_I - \underbrace{\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{II} \quad (5.1)$$

Na Equação 5.1, o termo I representa uma redistribuição de energia mecânica, podendo ser positivo ou negativo, já o termo II representa a dissipação viscosa, a qual atua sempre no sentido de reduzir  $P_0$ . Nada impede que o termo I seja positivo e superior ao termo II, portanto, ocasionando em um aumento local de pressão de estagnação. Ademais,

conforme comentado por Issa (1995), esse aumento de  $P_0$  é diretamente proporcional à viscosidade molecular.

No presente estudo, o número de *Reynolds* é da ordem de  $10^5$  no interior do duto em S, valor no qual o efeito *Barker* não deveria ser significativo. Entretanto, ao utilizar a formulação RANS em conjunto com modelos de turbulência EVTm, a viscosidade turbulenta é utilizada como meio de modelar o efeito estruturas turbulentas. Dessa forma, a viscosidade turbulenta varia, especialmente, atingindo valores  $10^3$  vezes superiores à viscosidade molecular, o que reduz consideravelmente o número de *Reynolds* efetivo. A Figura 63 apresenta a comparação de contornos do número de *Reynolds* no AIP, calculados com a viscosidade molecular, e do número de *Reynolds* efetivo, calculado com a viscosidade efetiva ( $\mu + \mu_T$ ), ambos utilizando o diâmetro da *probe* (1.5mm) como comprimento característico. O número de *Reynolds* efetivo atinge valores menores que 100 nas regiões viscosas e menores que 10 na região dos vórtices. Nessa faixa de valores, o efeito *Barker* se torna significativo, podendo aumentar consideravelmente a pressão total na estagnação.

Figura 63 – Comparação entre o número de Reynolds e o número de Reynolds efetivo no AIP

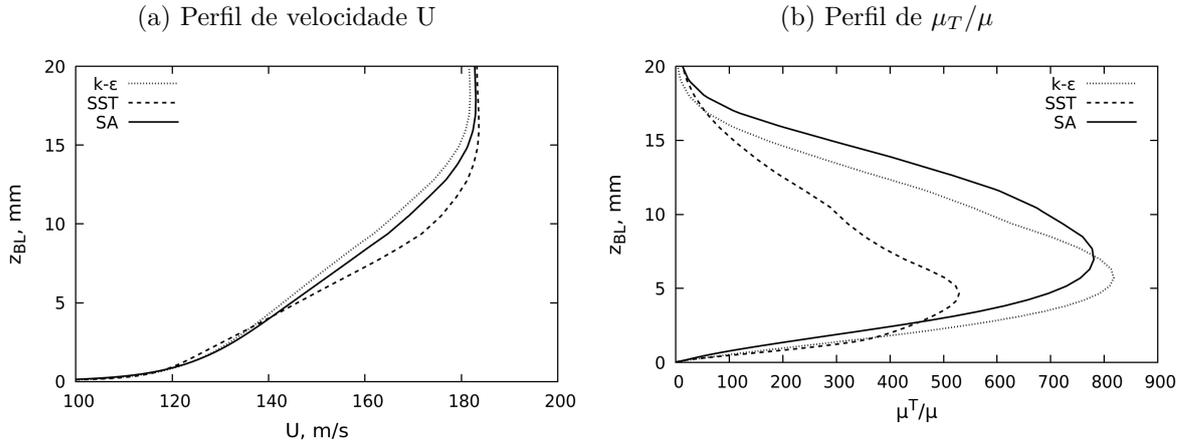


Fonte: Do autor

Portanto, o aumento de  $P_0$  na estagnação na ponta das *probes*, para a aplicação estudada, ocorre através de um mecanismo viscoso e fisicamente plausível, causado pela redução local do número de Reynolds efetivo nas regiões de alta intensidade turbulenta. Entretanto, resta investigar se esse aumento é uma resposta fisicamente adequada ou uma consequência indesejada do uso da viscosidade turbulenta como meio de modelar as estruturas turbulentas.

Além disso, como esse aumento de pressão total na estagnação está diretamente relacionado às regiões com altos valores  $\mu_T$ , ele também será influenciado pelo modelo de turbulência utilizado. O perfil de  $\mu_T/\mu$  na base do duto em S, na região do AIP, é apresentado para os modelos SA,  $k-\varepsilon$  e SST em conjunto com os perfis de camada limite na Figura 64, evidenciando as diferenças entre os perfis e valores de  $\mu_T/\mu$  obtidos.

Figura 64 – Perfis extraídos na direção vertical no AIP para diferentes modelos de turbulência



Fonte: Do autor

Williams, Kamenetskiy e Spalart (2016) observaram um problema similar para camadas limites com separações massivas, nas quais é observado um aumento  $P_0$  na fronteira adjacente à região de recirculação. Nesse trabalho, é realizada uma dedução para equação de transporte de  $P_0$ , partindo das equações *Navier Stoker* e das equações RANS em conjunto com modelos EVTm especificamente. O comportamento de cada termo da equação de transporte é analisado individualmente quanto à sua capacidade de aumentar o  $P_0$ . Para a aplicação retratada no trabalho, a equação de transporte  $P_0$  obtida através das equações RANS é reduzida para o limite incompressível, viscoso e em regime permanente. Além disso, é assumido que as tensões resultantes da viscosidade turbulenta são superiores às tensões cisalhantes, resultado na seguinte equação:

$$\frac{\partial (\tilde{u}_i \tilde{P}_0)}{\partial x_j} \approx 2\tilde{u}_j \left[ \tilde{S}_{ij} \frac{\partial \mu_T}{\partial x_i} + \mu_T \frac{\partial \tilde{S}_{ij}}{\partial x_i} \right] \quad (5.2)$$

Nesse trabalho foi verificado que o aumento de  $P_0$  é causado pelo primeiro termo dentro das chaves da Equação 5.2. Na fronteira da camada limite  $\mu_T$  tende a zero gerando altos valores de  $\partial \mu_T / \partial x_i$  na transição entre valores não nulos e nulos. Conclui-se que, para a problema estudado por Williams, Kamenetskiy e Spalart (2016), o aumento de  $P_0$  não é causado por erros de convergência ou erros numéricos, mas pela solução correta das equações empregadas. Entretanto, esse aumento  $P_0$  é classificado como fisicamente espúrio. A aplicação estudada por Williams, Kamenetskiy e Spalart (2016) de fronteiras de camada limite difere da estagnação na ponta das *probes*, sendo necessário um estudo aprofundado focado apenas na estagnação de uma *probe* isolada, por exemplo, a fim de estender essas conclusões para o presente trabalho.

Como explorado nesta seção, o efeito do aumento da pressão total na estagnação na ponta das *probes*, ao que tudo indica, é uma resposta adequada às equações governantes, mas não necessariamente fisicamente precisa. Além disso, esse efeito é influenciado pela

fidelidade da geometria das *probes* modeladas e pela escolha do modelo de turbulência. Portanto, devido à complexidade e às incertezas a respeito desse aumento localizado de  $P_0$ , nas análises com a geometria das *probes* incluídas, será utilizado o processo de extrapolação para obtenção da pressão total na extremidade das *probes* sem esse efeito de aumento localização de pressão total.

## Influência do rake nas Pressões Estáticas na Parede

A presença da geometria da instrumentação, como já comentado, reduz a área disponível na seção do *rake* alterando a pressão estática localmente, devido à aceleração do escoamento. Nesta seção é avaliada a influência da geometria do *rake* na pressão estática na parede ao longo do duto. A pressão estática no AIP é um parâmetro importante no contexto do experimento utilizado no 3º PAW, já que o número de Mach e a vazão mássica no AIP são calculados através da pressão total obtida pelas 40 *probes* e pela pressão estática média obtida através das tomadas de pressão, localizadas na base de cada perna do *rake*.

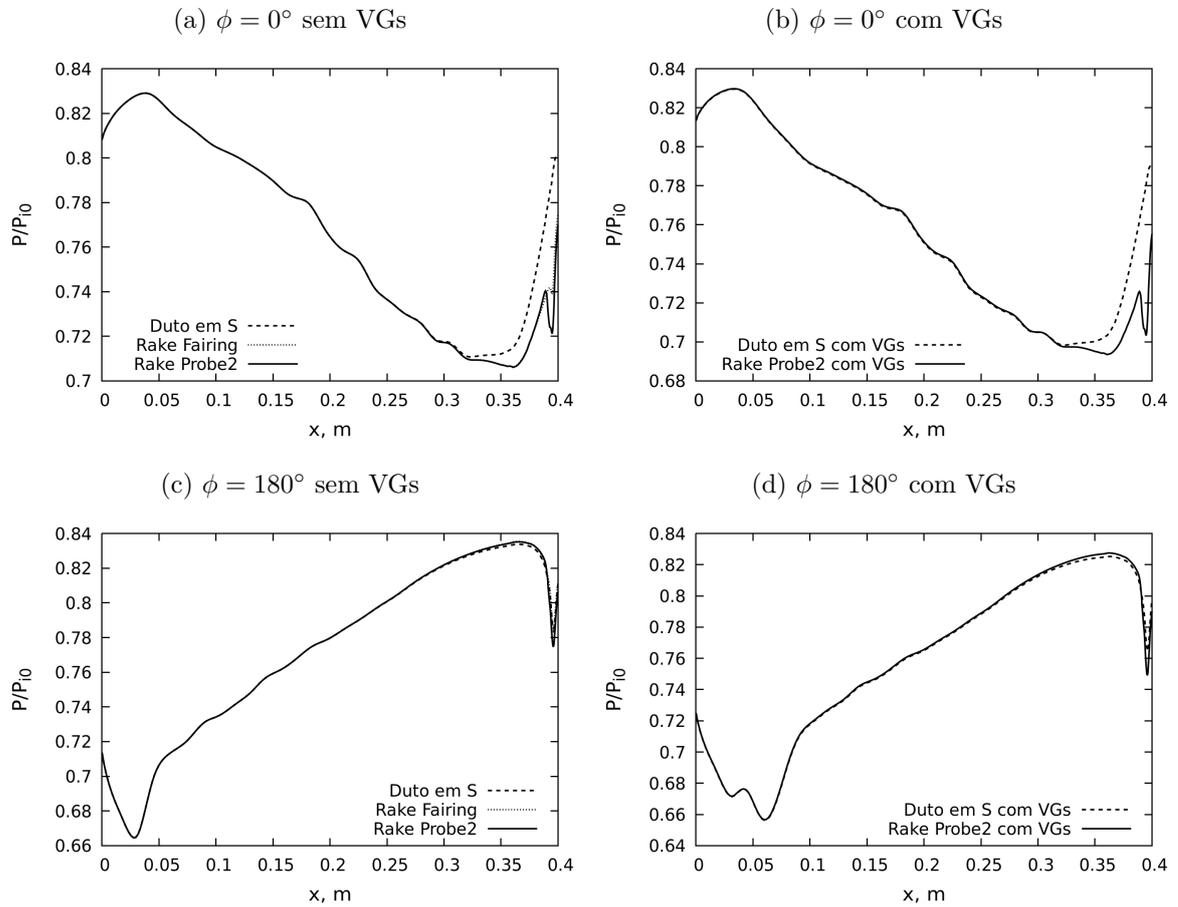
As pressões estáticas normalizadas na parede superior e inferior do duto na direção longitudinal são apresentadas na Figura 65, comparando a influência da presença do *rake* para o duto em S sem e com VGs. Com a inclusão apenas da carenagem do *rake* (*Rake Fairing*), a pressão estática na parede não é alterada em boa parte do duto, com exceção da região próxima ao AIP. Essa influência é maior na parede superior, na qual, mudanças significativas começam a aparecer a partir de aproximadamente  $x = 0.32m$ ,  $70mm$  a montante do AIP.

A adição da geometria do *rake* reduz a separação presente na parte superior do duto, logo após o AIP. A Figura 66 apresenta a diferença percentual da pressão estática referente aos casos com e sem *rake*, evidenciando as diferenças localizadas na parte superior, a seção do AIP está destacada em preto. Não foram verificadas mudanças significativas na distribuição da pressão estática na parede inferior do duto em S.

Com a adição da geometria das *probes*, comparando os resultados das malhas *Rake Fairing* e *Rake Probe2*, ainda na Figura 65, é verificado que a distribuição de pressão longitudinal é praticamente a mesma, com exceção da região do AIP ( $x=0.39$ ), na qual pequenas diferenças são observadas.

A pressão estática nas paredes na direção circunferencial é avaliada em quatro estações ao longo do duto, mas são verificadas diferenças apreciáveis apenas na última estação, que corresponde ao AIP ( $s/D = 3.3$ ), como apresentado na Figura 67. Nessa seção, é observada uma redução significativa na pressão estática na parede, que começa em  $\phi = 80^\circ$  e atinge a maior diferença na parte superior do duto em  $\phi = 0^\circ$ , também explicada pela alteração na separação existente no duto limpo. Referente aos resultados

Figura 65 – Influência da instrumentação na pressão estática longitudinal sem e com VGs (AIP  $x = 0.39mm$ )



Fonte: Do autor

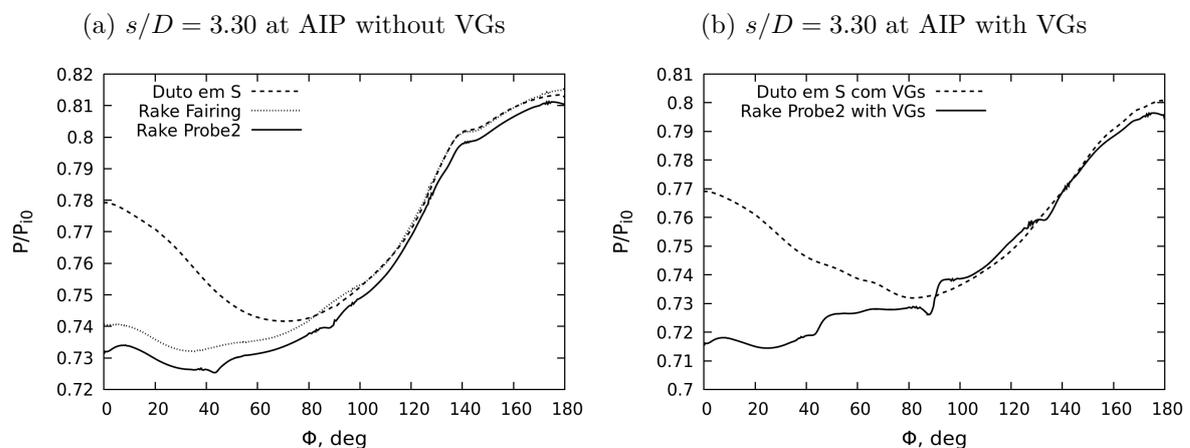
Figura 66 – Diferença percentual de pressão estática na parede com a inclusão da carenagem do rake



Fonte: Do autor

sem VGs, mostrados na Figura 67a, a partir de  $\phi = 80^\circ$  até a base do duto  $\phi = 180^\circ$ , não são observadas diferenças significativas entre os resultados *S-duct* e *Rake Fairing*. Com a modelagem da geometria das *probes* na malha *Rake Probe2* é observada uma redução distribuída na pressão estática ao longo de toda a circunferência do duto, indicando um aumento do número médio de Mach, devido à redução de área livre da seção. Também é verificada pequenas e suaves reduções de pressão estática localizadas nas posições  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  e  $180^\circ$ , explicada pela aceleração do ar entre as *probes* e a parede. Um comportamento similar é observado para os resultados com VGs.

Figura 67 – Influência da instrumentação na pressão estática circunferencial no AIP sem e com VGs



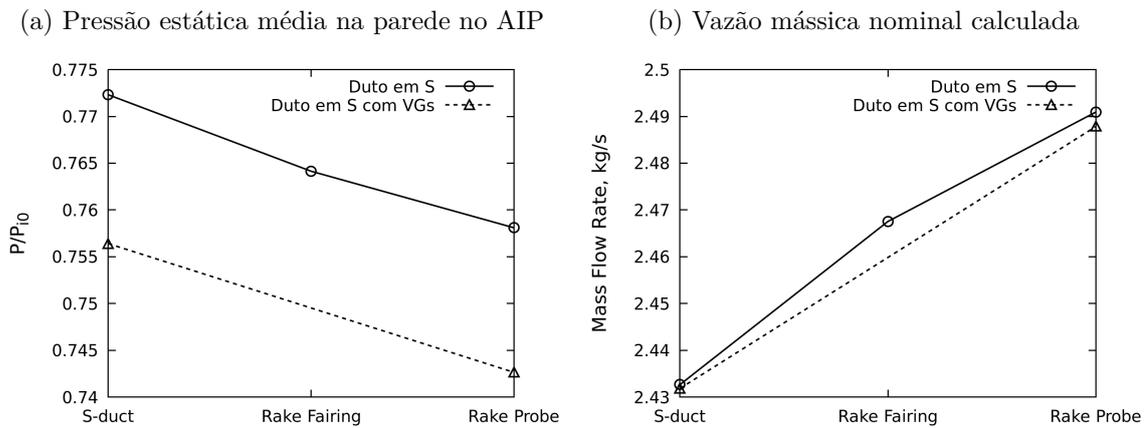
Fonte: Do autor

Essa redução na pressão estática no AIP afeta diretamente a medição das tomadas de pressão localizadas na parede próximas à base de cada perna do *rake* ( $0^\circ$ ,  $\pm 45^\circ$ ,  $\pm 90^\circ$ ,  $\pm 135^\circ$  e  $180^\circ$ ). A pressão estática média dessas oito *probes* e a vazão mássica nominal, calculada através da metodologia detalhada na subseção 4.3.2, são apresentadas na Figura 68. É verificada uma redução na pressão estática média com a inclusão da carenagem do *rake*, principalmente pela alteração da pressão estática na parte superior do duto. Com a inclusão das *probes*, a pressão estática média reduz, ainda mais, pelo efeito bloqueio do escoamento. A vazão mássica nominal calculada também é afetada pela presença da carenagem do *rake* e das *probes*, acarretando em seu aumento.

A Tabela 8 traz uma comparação quantitativa do efeito da instrumentação na pressão estática e total médias nas probes, e no número de Mach médio e na vazão mássica calculados. É observado um aumento significativo no Mach médio (M) em 4% e, conseqüentemente, da vazão nominal calculada (W) em 2.4%, para o duto sem VGs com a inclusão do *rake* completo. Esse aumento é devido, majoritariamente, à redução de pressão estática média no AIP, uma vez que, a pressão total média, praticamente, não é alterada com a inclusão do *rake*.

Com o objetivo de obter a pressão total média no AIP, desconsiderando o efeito de

Figura 68 – Pressão estática média (8 tomadas) e vazão mássica nominal calculada no AIP



Fonte: Do autor

Tabela 8 – Influência da geometria da instrumentação na pressão estática e total médias das *probes* e número de Mach e vazão mássica calculados

Geometria	40-probes P <sub>0</sub>	8-taps P	M	W, kg/s
Rake Fairing	0.03%	-1.06%	2.35%	1.42%
Rake Probe2	0.04%	-1.84%	4.03%	2.40%
Rake Probe2 com VGs	0.07%	-1.82%	3.91%	2.30%

Fonte: Do autor

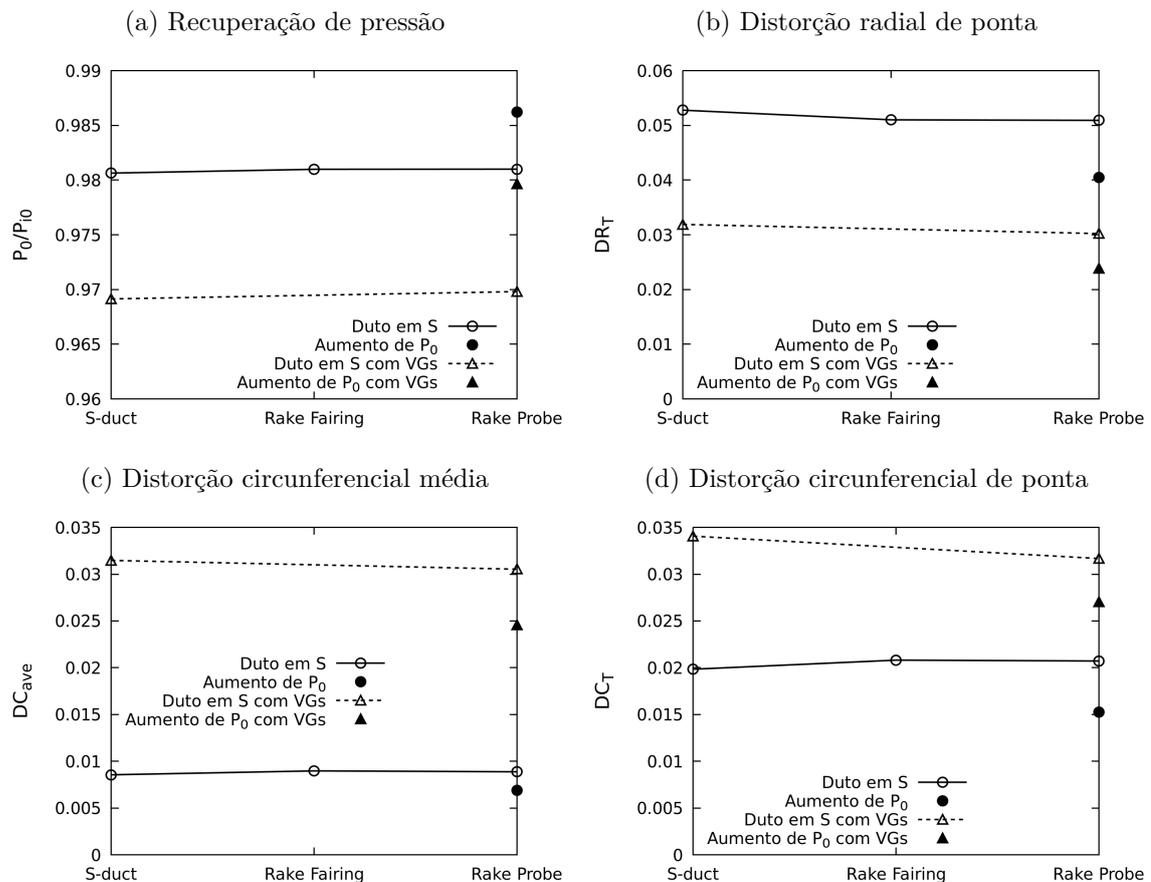
aumento de pressão total localizado na ponta das *probes*, a inclusão da geometria do *rake* se mostra desnecessária, uma vez que, resultou em mudanças máximas 0.04% para o duto sem VGs e 0.07% para o duto com VG. Já referente a pressão estática no AIP, a inclusão da carenagem do *rake* e das *probes* provocaram reduções significativas, maiores que 1%, sendo necessário a modelagem completa do *rake*. Para comparação dos resultados numéricos, com o experimento utilizado no 3º PAW, a inclusão do *rake* se mostra importante por alterar, consideravelmente, a vazão mássica nominal, calculada através da pressão total e estática média nas *probes*.

## Influência do rake nos Índices de Desempenho

Os índices de desempenho, calculados a partir da pressão total nas *probes* do AIP, são apresentados na Figura 69. Para os resultados com a geometria da *probe* modelada, também, são mostrados os índices de desempenho calculados utilizando a pressão total na coordenada da extremidade da *probe*, de forma que, o aumento de pressão total localizado é incluído no cálculo.

Diferentes conclusões podem ser obtidas através desses resultados: desconsiderando os resultados com efeito de aumento de pressão total, a influência da geometria da

Figura 69 – Índices de desempenho no AIP (Flow2 e Flow4)



Fonte: Do autor

instrumentação é menor que 0.1%, referente a recuperação de pressão e menor que 5% nos índices de distorção, sugerindo que a modelagem da geometria da instrumentação não seria necessária para esse propósito. Ademais, essa influência é causada, principalmente, pela geometria da carenagem do *rake*, de forma que, a sua inclusão, apenas, já seria suficiente. Considerando os resultados com efeito de aumento de pressão total localizado, é observado um considerável aumento de recuperação de pressão, seguida de uma redução dos índices de distorção. Esse comportamento é esperado, já que as *probes* que apresentam aumento de pressão total estão localizadas, justamente, nas regiões de déficit de pressão total (rotacionais).

## Estudo de Modelos de Turbulência

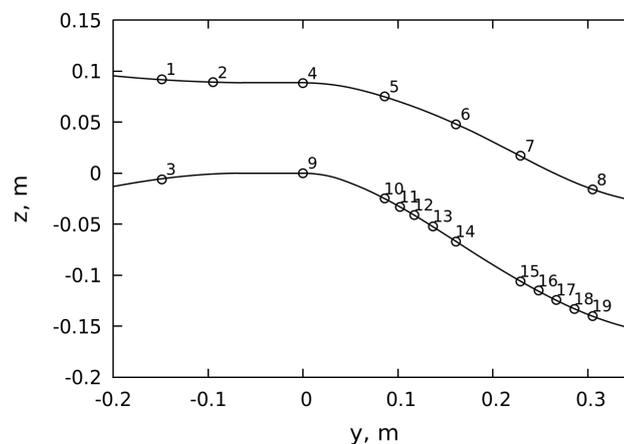
Nesta seção, diferentes modelos de turbulência são avaliados para a simulação do duto em S com e sem VGs. Além do modelo SA, o qual já vinha sendo utilizado nas análises anteriores, também são realizadas simulações com os modelos de duas equações  $k-\varepsilon$  realizável e SST, todas utilizando o nível de refinamento de malha *Fine-B*.

A vazão mássica exata de cada teste em túnel de vento não é conhecida, conforme já explicado na subseção 4.3.1. Para viabilizar a comparação direta dos resultados experimentais com as simulações numéricas, é definido um processo para estimar a vazão mássica experimental.

Medições de pressão estática na parede foram realizadas ao longo do duto no experimento estudado, e algumas dessas medições foram disponibilizadas por Babcock e Mani (2017). Assim, através de um processo iterativo, é possível determinar qual é a vazão mássica necessária para que as pressões estáticas nas posições das medições atinjam os valores do experimento. Para esse processo, são utilizadas as tomadas de pressão disponíveis mais a montante do duto em S, posicionadas em uma região com escoamento bem comportado e de baixos gradientes de pressão, a fim de reduzir as incertezas adicionadas.

As posições das tomadas de pressão estática utilizadas no experimento são apresentadas pela Figura 70, entretanto os resultados experimentais estão disponíveis apenas para as tomadas de 1-8 e de 15-20. As tomadas de 1-5 são utilizadas para equiparar as pressões estáticas numéricas e experimentais, por estarem posicionadas a montante do início da curva em S, na região de transição.

Figura 70 – Posições das tomadas de pressão estática no experimento

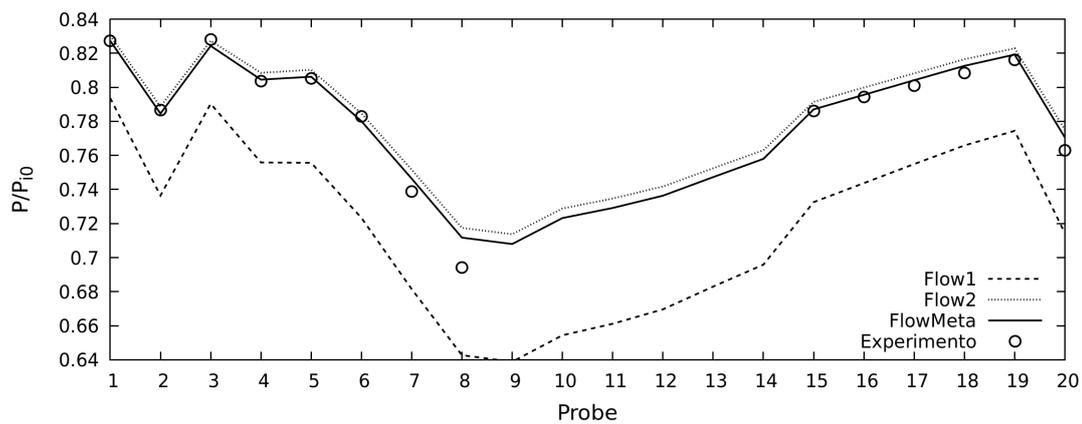


Fonte: Do autor

A Figura 71 apresenta o resultado da pressão estática normalizada interpolada na coordenada das 20 tomadas de pressão do experimento. Os resultados numéricos para

as vazões Flow1 e Flow2, sugeridas no 3º PAW, estão apresentados em conjunto com os valores experimentais disponíveis. As pressões estáticas da simulação com a vazão Flow2 são mais próximas das pressões do experimento, mas ainda apresentam valores levemente superiores para as primeiras *probes*. Portanto, é realizada uma terceira simulação com uma vazão mássica de  $2.347\text{kg/s}$ , pouco superior ao Flow2, de forma a aproximar as pressões estáticas do início do duto aos valores experimentais.

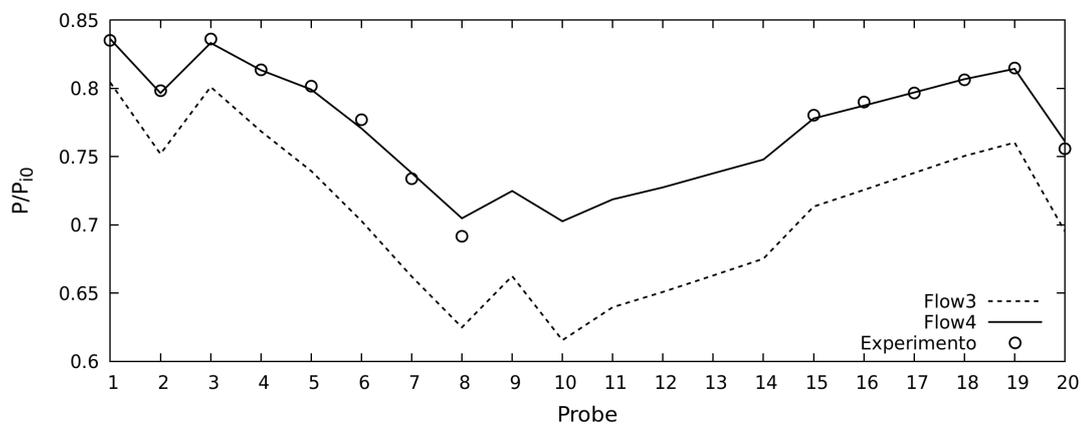
Figura 71 – Comparação da pressão estática nas tomadas do experimentos para diferentes vazões mássicas para o duto sem VGs



Fonte: Do autor

O mesmo processo é realizado para o duto em S com os geradores de vórtices, porém, os resultados numéricos da vazão Flow4 coincidiram com o resultado experimental de vazão nominal Flow3 para as *probes* no início do duto, Figura 72. Portanto os resultados do Flow4 serão utilizados para a comparação com o experimento.

Figura 72 – Comparação da pressão estática nas tomadas do experimentos para diferentes vazões mássicas para o duto com VGs



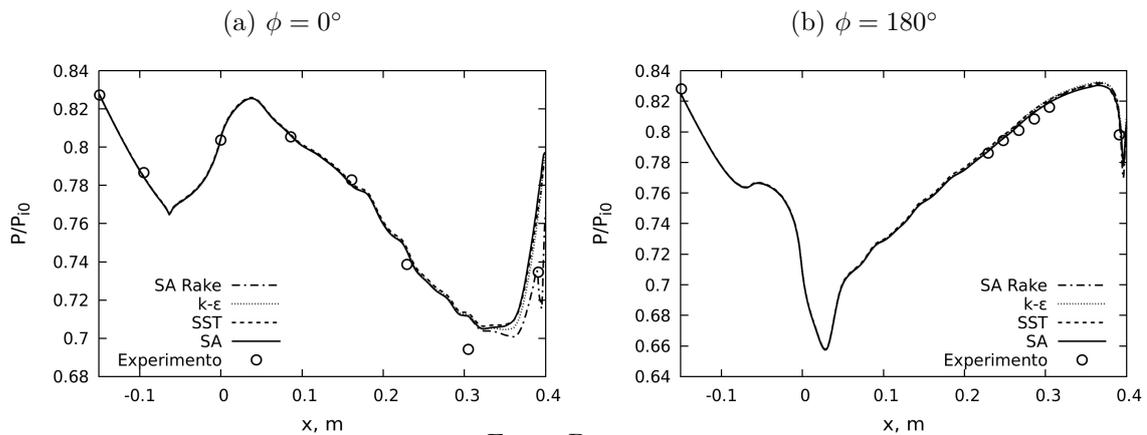
Fonte: Do autor

## Duto em S sem VGs

Os resultados dos modelos de turbulência SA,  $k-\varepsilon$  realizável e SST, utilizando a vazão mássica  $2.347\text{kg/s}$ , obtida através do processo descrito anteriormente, são apresentados a seguir. É aplicada uma estratégia de pós processamento similar à utilizada nas seções anteriores. A fim de enriquecer a comparação com os resultados experimentais, também é realizada uma simulação com o modelo SA incluindo a geometria completa do *rake*, utilizando a malha *Rake Probe2*.

A Figura 73 apresenta a distribuição de pressão estática longitudinal no plano de simetria na parcela inferior e superior do duto, em conjunto com os valores experimentais. Como era esperado, é observada uma boa concordância entre as pressões estáticas experimentais das primeiras *probes* em  $\phi = 0^\circ$  e da primeira *probe* em  $\phi = 180^\circ$  com as simulações. É importante notar que os resultados numéricos apresentados são bastante similares até o início do duto em S ( $x = 0$ ), indicando que o processo utilizado para encontrar a vazão é válido para os diferentes modelos de turbulência testados.

Figura 73 – Distribuição de pressão estática longitudinal na parede do duto



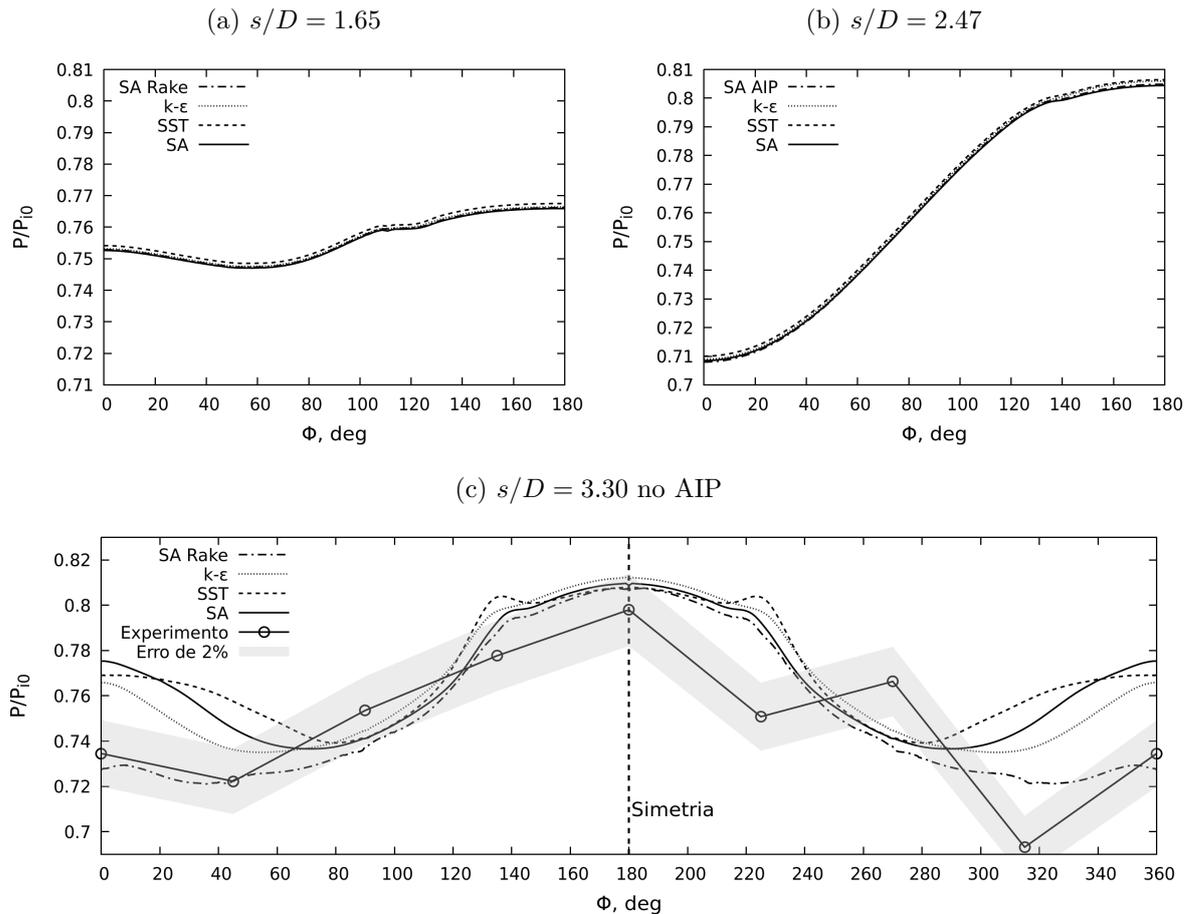
Fonte: Do autor

A partir da sexta *probe* na parede superior ( $\phi = 0^\circ$ ), posicionada em  $x = 0.23\text{m}$ , as simulações resultam em uma pressão estática superior aos pontos experimentais, com uma variação de 2.3% para o modelo SA para a *probe* localizada em  $x = 0.305$ . As pressões estáticas para o modelo SST são levemente mais altas e, portanto, mais distantes do experimento em relação aos modelos SA e  $k-\varepsilon$ , apesar de a diferença ser pequena. Com a inclusão da geometria da instrumentação, a pressão estática no AIP ( $x = 0.39$ ) ficou mais próxima do valor experimental reduzindo a variação de 5.6% para -1.1%, e nenhuma diferença significativa é observada no nível de pressão das outras *probes*.

Para a pressão estática na parede inferior ( $\phi = 180^\circ$ ), também é observada uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais, sendo obtidas diferenças de 0.5% para a *probe* localizada em  $x = 0.305$  e de 1.3% no AIP. Os resultados numéricos, inclusive com a geometria da instrumentação, são similares.

As pressões estáticas na direção transversal são extraídas nas seções  $s/D = 1.65$ ,  $s/D = 2.47$  e  $s/D = 3.30$  (AIP) e apresentadas na Figura 74. Nos dois primeiros cortes, os resultados para os três modelos de turbulência têm um comportamento bastante similar, com uma dispersão máxima de 0.25%, na qual o modelo SST apresenta uma pressão estática superior aos demais. Esse aumento é distribuído de maneira uniforme ao longo de toda a circunferência do duto.

Figura 74 – Distribuição de pressão estática circunferencial em três cortes transversais



Fonte: Do autor

No corte transversal no AIP, ainda na Figura 74, a distribuição de pressão estática é comparada com as *probes* posicionadas na base de cada perna do *rake*. Os resultados experimentais são assimétricos, o que não era esperado, devido à simetria da geometria em relação ao plano longitudinal vertical. A dispersão dos resultados dos modelos de turbulência foram maiores entre  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 70^\circ$ , região, esta, influenciada pela separação que aparece na parte superior do duto logo após o AIP. A inclusão da geometria completa do *rake* modifica a pressão estática dessa região em direção a uma maior concordância com o resultado experimental. Os resultados com a inclusão do *rake* para as pressões estáticas no AIP estão compreendidos em uma faixa de  $\pm 2\%$  em relação ao resultado experimental para a primeira metade do duto. É importante ressaltar que essa faixa de erro é utilizada apenas para auxiliar visualmente a comparação, e não corresponde à incerteza

do experimento.

A distribuição de pressão total no AIP é retratada na Figura 75 de duas formas distintas: a primeira coluna apresenta os contornos de pressão total construídos utilizando apenas os valores interpolados nas posições das 48 *probes* do AIP, as quais incluem as 8 tomadas de pressão estática. Na segunda coluna são apresentados os contornos de pressão total completos, construídos utilizando todos os nós da malha computacional da seção. Os índices de desempenho, sumarizadas na Tabela 9, também são calculados utilizando dois níveis de detalhamento, através do *rake* de 40 *probes* do experimento e do *rake* virtual de 200 *probes*, proposto na Figura 49. Também é apresentada a razão dos desvios padrões dos resultados dos três modelos de turbulência calculados com cada um dos *rakes* propostos.

Tabela 9 – Índices de desempenho calculados utilizando os *rakes* de 40 e 200 *probes*

Índices de Desempenho	40 <i>probes</i>				200 <i>probes</i>			
	SA	$k-\varepsilon$	SST	Exp.	SA	$k-\varepsilon$	SST	$\sigma_{40}/\sigma_{200}^*$
$P_0/P_{i0}$	0.9802	0.9772	0.9779	0.9784	0.9815	0.9813	0.9819	5.1
$DR_T$	0.0541	0.0644	0.0623	0.0344	0.0570	0.0592	0.0582	5.1
$DC_T$	0.0202	0.0289	0.0292	0.0193	0.0315	0.0286	0.0302	3.5

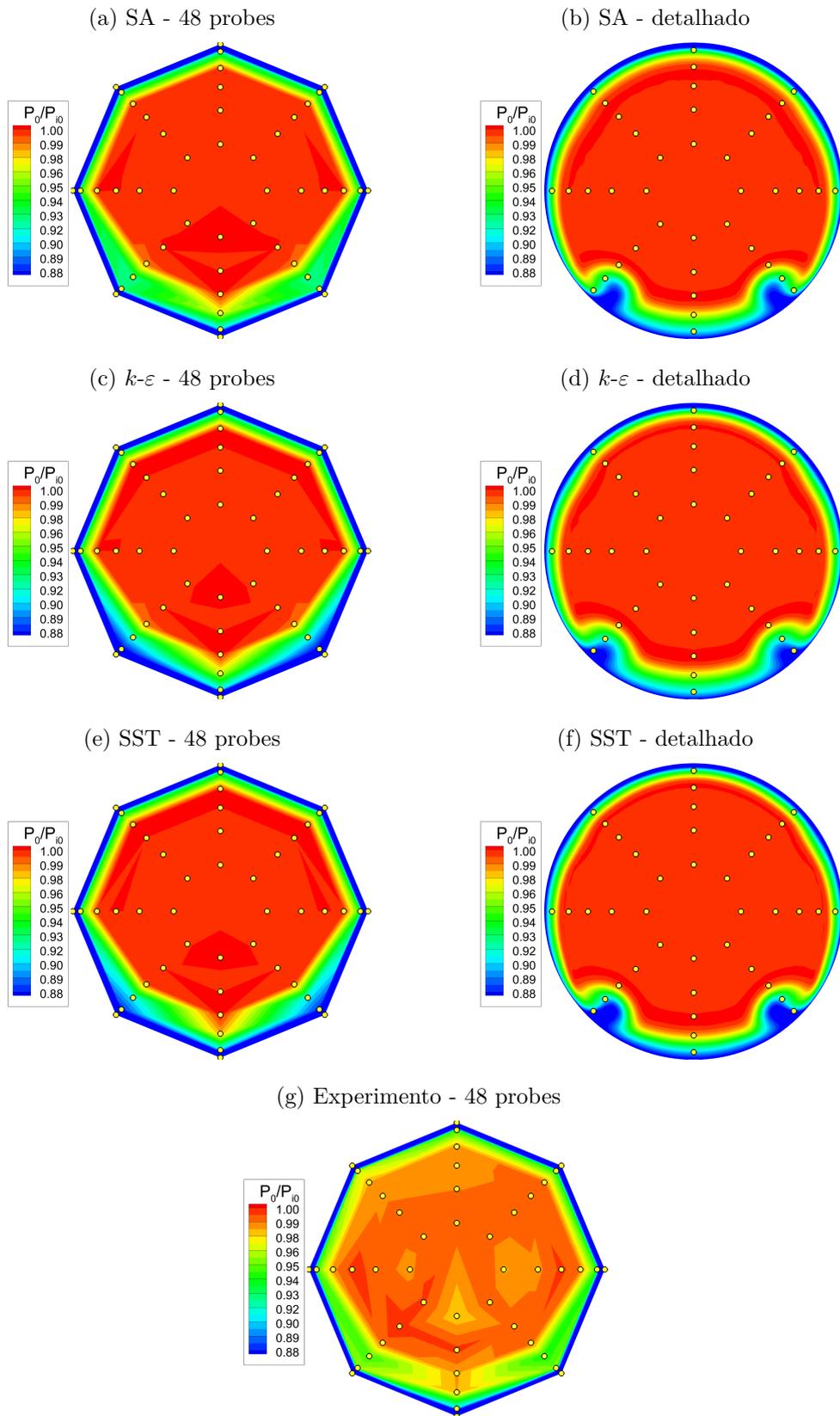
\* Razão entre o desvio padrão dos resultados numéricos para os *rake* de 40 e 200 *probes*.

Fonte: Do autor

A distorção circunferencial, para o modelo SA e *rake* de 40 *probes*, é 30% inferior aos demais modelos, entretanto ao realizar o cálculo através do *rake* de 200 *probes* o modelo SA apresenta o maior valor de distorção circunferencial, agora, 10% superior ao modelo  $k-\varepsilon$ , o qual detém o menor valor. Esse comportamento pode ser explicado pela baixa discretização do *rake* de 40 *probes*. Na segunda coluna da Figura 75, é possível verificar uma diferença na topologia dos vórtices formados no AIP, os quais, para o modelo  $k-\varepsilon$ , são mais espalhados em relação aos demais modelos, o que tende a reduzir a distorção circunferencial, como confirmado pelo cálculo das 200 *probes*. Entretanto, ao utilizar o *rake* de apenas 40 *probes*, as *probes* mais próximas à parede, nas posições de  $135^\circ$  e  $225^\circ$ , atingem uma região de menor pressão total no modelo  $k-\varepsilon$ , devido apenas ao posicionamento do vórtice, resultando em uma distorção calculada de 40 *probes* maior que o modelo SA. Além disso, a dispersão entre os resultados dos três modelos de turbulência é da ordem de 3-5 vezes menor utilizando o *rake* mais preciso de 200 *probes*, indicando que a diferença entre os modelos é menor do que os resultados de 40 *probes* sugerem.

Através dos resultados mais precisos do *rake* de 200 *probes*, conclui-se que a recuperação para os três modelos é bastante similar, com dispersão de 0.0006 entre os resultados. Os modelos SA e  $k-\varepsilon$  apresentaram os menores valores de distorção radial e circunferencial respectivamente, entretanto a dispersão entre os modelos também é

Figura 75 – Contornos de pressão total no AIP



Fonte: Do autor

pequena, com valores de 0.0022 para a distorção radial e de 0.0029 para a distorção circunferencial.

Na Figura 75 é observado que as *probes* localizadas na parte central do duto apresentam um  $P_0/P_{i0} = 1$ , indicando que não há perda de energia nessa região, diferentemente dos contornos de pressão total do experimento, os quais apresentam valores inferiores à unidade. Esse comportamento pode ser explicado pela instrumentação de medição utilizada no experimento, na qual os transdutores de pressão estão posicionados na ponta da *probe*, o que pode resultar em uma medição de pressão total um pouco inferior ao valor do escoamento (BABCOCK; MANI, 2017).

Babcock e Mani (2017) realizaram simulações RANS de uma *probe* isolada, utilizando a geometria fiel do experimento com o transdutor de pressão posicionado na extremidade. Foram simulados diferentes ângulos de ataque e números Mach, e a pressão estática média na superfície do transdutor foi extraída, resultando em uma curva de calibração para a medida dos sensores. Entretanto, como essas informações detalhadas do escoamento não são conhecidas, não é possível calibrar os resultados experimentais. Dessa forma, é realizado o inverso: os resultados numéricos são alterados utilizando o ângulo de incidência e o número de Mach locais extraídos e a curva de calibração reportada, de forma a incluir o efeito da medição e possibilitar uma melhor comparação com o experimento. Os contornos de pressão total adaptados para os três modelos de turbulência são comparados com o experimental na Figura 76. Os índices de distorção calculados para a distribuição de pressão total adaptada são mostrados na Tabela 10.

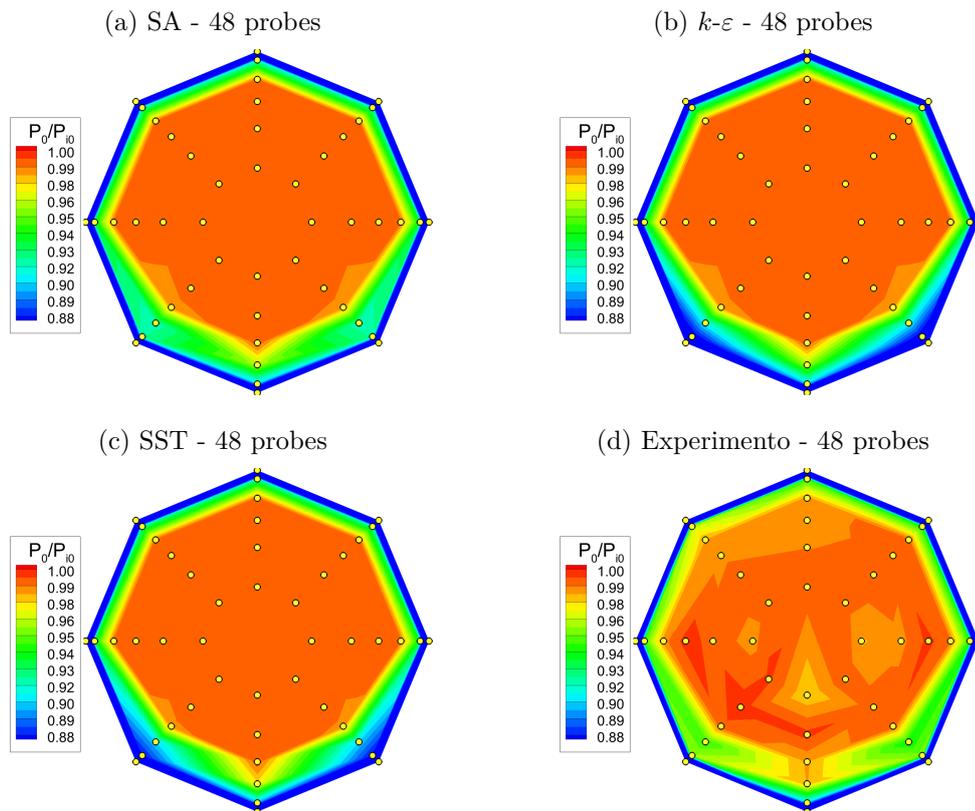
Tabela 10 – Índices de desempenho adaptados calculados utilizando 40 *probes*

Índice de Desempenho	40 <i>probes</i> adaptado						
	SA		$k-\varepsilon$		SST		Exp.
$P_0/P_{i0}$	0.9725	-0.6%	0.9697	-0.9%	0.9704	-0.8%	0.9784
$DR_T$	0.0528	+53.5%	0.0629	+82.9%	0.0607	+76.5%	0.0344
$DC_T$	0.0189	-2.1%	0.0271	+40.4%	0.0276	+43.0%	0.0193

Fonte: Do autor

Em geral, é observada uma boa concordância da topologia dos contornos de pressão total das simulações numéricas com o experimento, além disso, o modelo SA apresentou vórtices laterais com intensidades mais próximas do experimento. A curva de calibração aplicada aproximou as pressões totais no centro do duto ao experimento. Tanto no experimento quanto nas simulações é verificado um espessamento da região de déficit de  $P_0$  nas diagonais  $\phi = 135^\circ$  e  $\phi = 225^\circ$  na localização dos vórtices e uma redução na espessura dessa região em  $\phi = 180^\circ$ . São observados vórtices mais intensos, ou seja, com maior perda de  $P_0$  nos resultados numéricos, principalmente para os modelos  $k-\varepsilon$  e SST.

Figura 76 – Contornos de pressão total adaptados no AIP



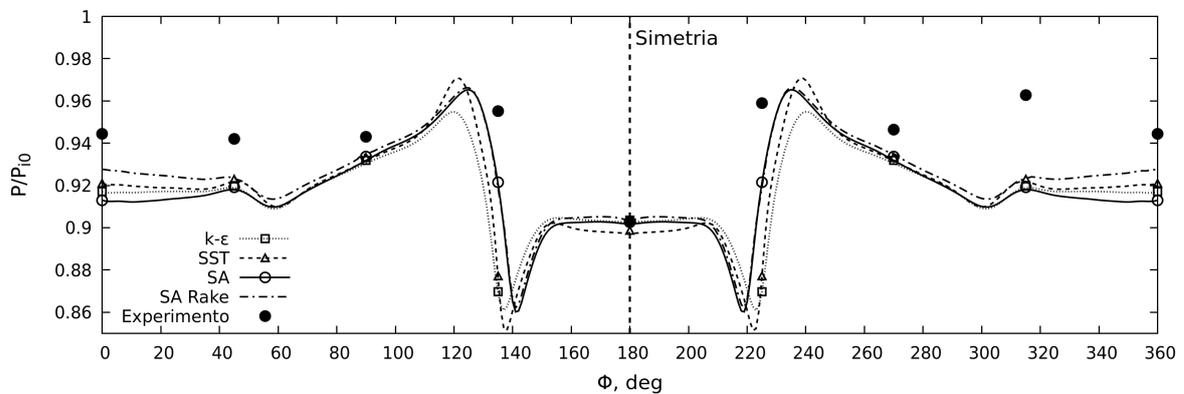
Fonte: Do autor

Referente aos índices de desempenho das simulações numéricas, a recuperação de pressão foi levemente inferior ao experimento, com variações de  $-0.6\%$  a  $-0.9\%$ , a distorção circunferencial também foi próxima para o modelo SA e consideravelmente superior para os outros modelos, com variações de  $-2.1\%$  a  $+43\%$ . Já a distorção radial foi muito superestimada, com variações de  $+53.5\%$  a  $+82.9\%$ . Para enriquecer a análise da distorção radial, a Figura 77 apresenta os valores de pressão das 8 *probes* do anel mais próximo à parede em conjunto com a distribuição detalhada nesse anel.

A maior diferença entre os valores numéricos, obtidos na posição das 8 *probes* do anel detalhado, é verificada nas posições  $\phi = 135^\circ$  e  $\phi = 225^\circ$ . Nessa região, o gradiente de pressão é alto e qualquer diferença no posicionamento ou no formato vórtice previsto altera consideravelmente o valor de pressão total. De modo geral, com exceção da *probe* posicionada na base do duto ( $\phi = 180^\circ$ ), os resultados de pressão total experimentais nesse anel são mais altos aos resultados numéricos, ou seja a superestimação da distorção radial não é causada por uma diferença localizada, por exemplo, na região dos vórtices, mas sim por uma diferença distribuída por toda circunferência.

O modelo SA apresentou os resultados mais adequados para a topologia corrigida e para os índices de desempenho, com boa recuperação e circunferencial e radial consideravelmente superestimada, mas bastante inferiores aos outros modelos. Entretanto, a

Figura 77 – Pressão total normalizada para as *probes* do anel mais próximo à parede, o qual detém a maior distorção radial



Fonte: Do autor

melhora nos índices de distorção radial do modelo SA, em relação aos demais testados, se deve apenas à mudança de posição dos vórtices resultantes e não à diminuição de suas intensidades.

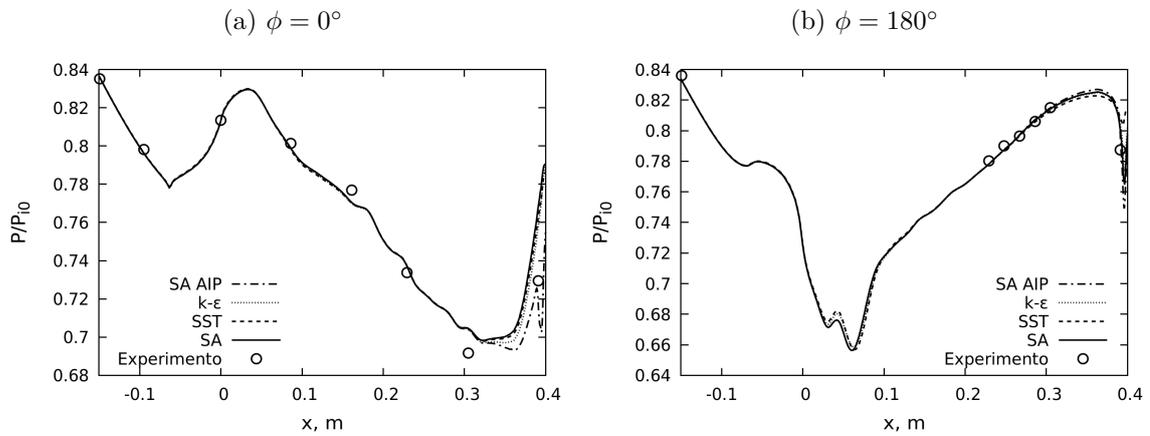
## Duto em S com VGs

Os resultados da comparação de modelos de turbulência, agora com a inclusão dos VGs, são bastante similares para as distribuições de pressão estática longitudinais, apresentada na Figura 78 para os três modelos estudados. São observadas distribuições de pressão estática bastante similares entre os modelos, com diferenças perceptíveis apenas na região logo após os VGs e nas proximidades do AIP. É verificada, para o caso com a inclusão do *rake*, uma boa concordância com as pressões estáticas experimentais, com diferenças na parede superior, de 1.8% para a *probe*  $x = 0.305m$  e de -2.2% para a *probe* localizada no AIP, e na parede inferior, de 0.1% e 1.5% para as *probes* localizadas na posição  $x = 0.305m$  e no AIP, respectivamente.

As distribuições circunferenciais são apresentadas na Figura 79, também, para três estações longitudinais. De forma semelhante ao duto sem VGs, as pressões estáticas circunferenciais obtidas com diferentes modelos de turbulência são bastante similares, com exceção da parte superior do duto na terceira estação, na qual são verificadas as maiores diferenças. O resultado experimental também é assimétrico para o duto em S com VGs na região do AIP. A inclusão da geometria do *rake*, na simulação com o modelo SA, aprimora a predição de pressão estática na parte superior do duto no AIP, permanecendo dentro de uma faixa de  $\pm 2\%$  em relação aos pontos experimentais para a primeira metade do duto.

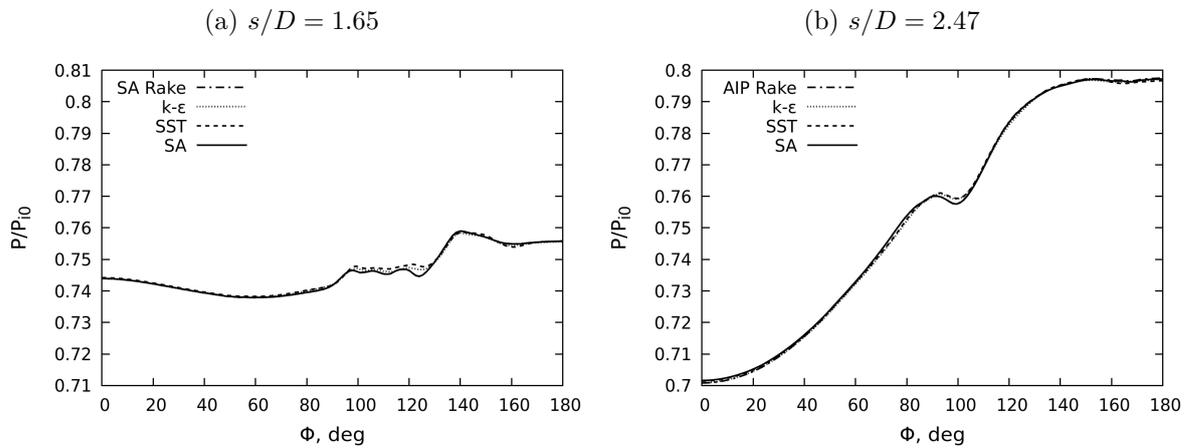
Os contornos de pressão total no AIP, construídos a partir das 48 *probes* e de forma detalhada a partir dos nós da malha computacional, são apresentados na Figura 80 para os diferentes modelos simulados em conjunto com o resultado experimental. Os índices de

Figura 78 – Distribuição de pressão estática longitudinal na parede do duto com VGs

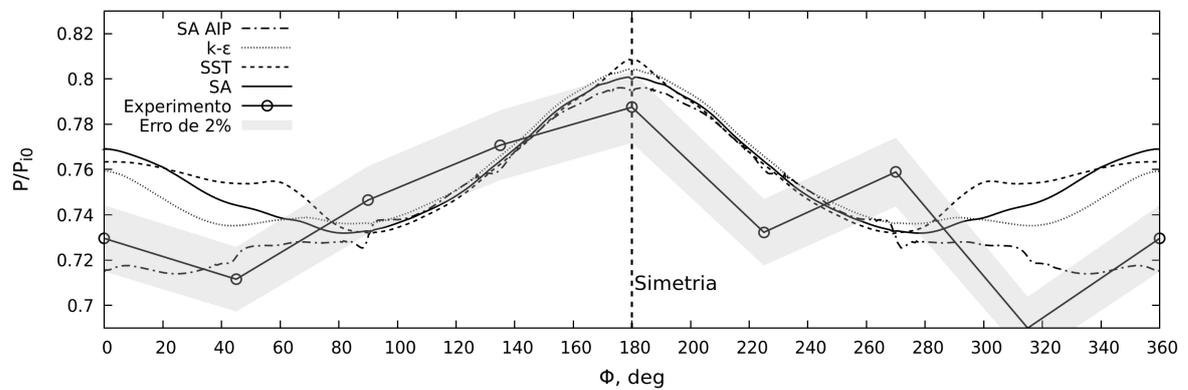


Fonte: Do autor

Figura 79 – Distribuição de pressão estática circunferencial em três cortes transversais do duto com VGs



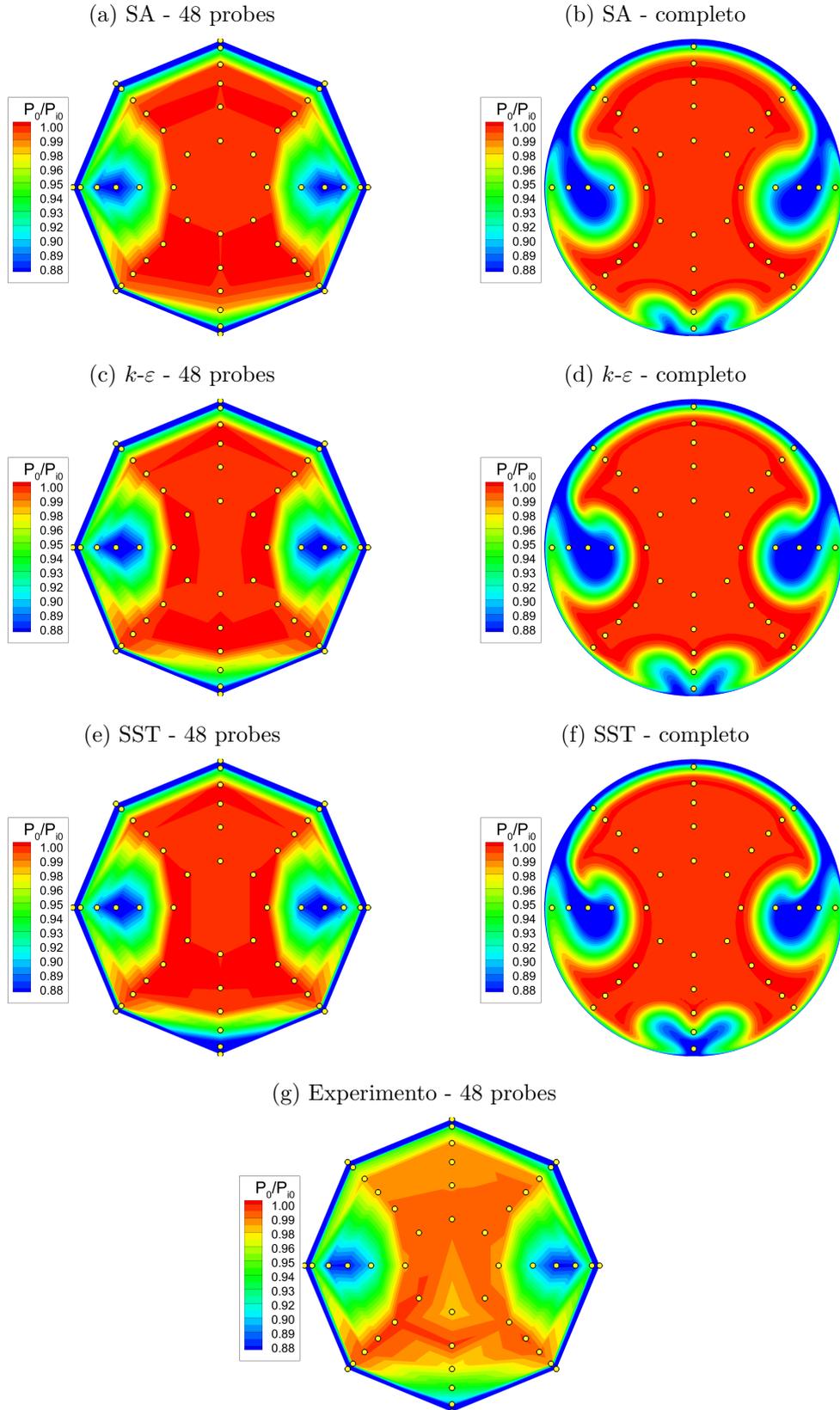
(c)  $s/D = 3.30$  no AIP



Fonte: Do autor

desempenho são apresentados na Tabela 11, também, calculados utilizando o *rake* de 40 *probes* e o *rake* virtual de 200 *probes*.

Figura 80 – Pressão total no AIP para o duto em S com VGs



Fonte: Do autor

Tabela 11 – Índices de desempenho calculados utilizando os *rakes* de 40 e 200 *probes* para o duto em S com VGs

Índices de Desempenho	SA	40 <i>probes</i>			200 <i>probes</i>			$\sigma_{40}/\sigma_{200}^*$
		$k-\varepsilon$	SST	Exp.	SA	$k-\varepsilon$	SST	
$P_0/P_{i0}$	0.9691	0.9681	0.9667	0.9638	0.9680	0.9680	0.9685	4.1
$DR_T$	0.0319	0.0289	0.0340	0.0196	0.0364	0.0336	0.0336	1.6
$DC_T$	0.0341	0.0301	0.0377	0.0284	0.0448	0.0412	0.0418	2.0

\* Razão entre o desvio padrão dos resultados numéricos para os *rakes* de 40 e 200 *probes*.

Fonte: Do autor

A dispersão entre os índices de desempenho obtidos a partir dos *rakes* de 40 e 200 *probes* é menor do que no caso do duto limpo, mas, ainda assim, é 4 vezes maior no *rake* de 40 *probes* para a recuperação de pressão e da ordem de 2 vezes maior para as distorções. A mudança de magnitude entre os resultados calculados com os dois *rakes* também é menor do que os resultados apresentados para o duto em S sem VGs. Utilizando a distorção radial como exemplo, o modelo SST apresenta a maior distorção entre os resultados numéricos para o *rake* de 40 *probes*, já para o *rake* refinado é verificada uma distorção radial igual ou inferior aos demais modelos.

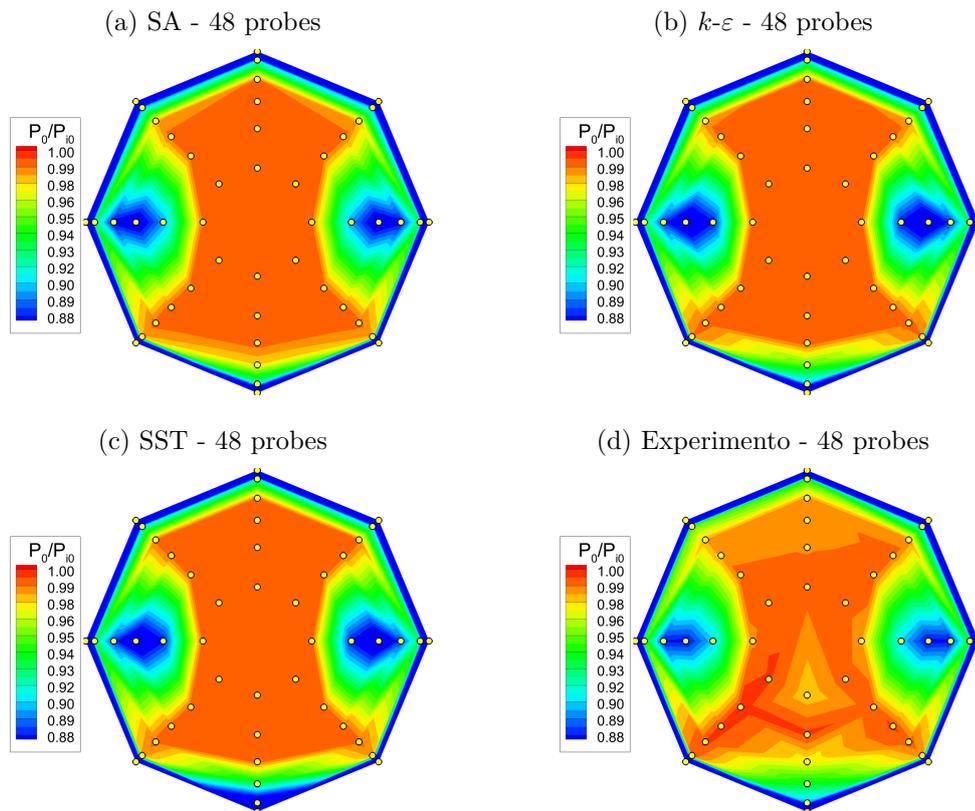
Conclui-se que, também para o duto em S com VGs, comparar os índices de desempenho calculados a partir do *rake* de 40 *probes* resulta em dispersões mais altas entre os resultados numéricos incluindo inversões de comportamento quando comparados com os índices obtidos para o *rake* refinado de 200 *probes*. Portanto, comparar os resultados obtidos através do *rake* de 40 *probes* pode levar a conclusões errôneas.

Através dos resultados para o *rake* refinado de 200 *probes*, são observados valores bastante similares entre os modelos de turbulência com pequenas dispersões de 0.0005 para recuperação de pressão, 0.0036 para distorção radial e 0.0028 para a distorção circunferencial, sendo que o modelo SA apresentou os maiores valores de distorção circunferencial e radial.

De forma similar ao caso sem VGs, na Figura 80 é verificado que a pressão total na parte central do duto é igual à unidade nas simulações como esperado em contraste com os contornos experimentais, os quais apresentam um valor inferior nessa região. A mesma adequação, já apresentada na seção anterior, é utilizada para adaptar a pressão total medida pelas *probes* referente ao efeito de posicionar o transdutor de pressão na extremidade de *probe* e eventuais desalinhamentos com o escoamento local. Os contornos de pressão adaptada, calculados a partir das 48 *probes*, são apresentados para os modelos simulados em conjunto com o experimento na Figura 82 e os índices de distorção calculados na Tabela 12.

Em geral, a topologia da distribuição de pressão total no AIP foi bem estimada

Figura 81 – Contornos de pressão total adaptados no AIP para o duto com VGs



Fonte: Do autor

pelos modelos utilizados, entretanto são observados vórtices laterais mais intensos para os resultados numéricos em relação ao experimento. No caso do modelo SST também é observada na parte inferior do duto uma região com menor pressão total em relação ao experimento e aos demais modelos.

A transformação aplicada na medição das *probes* reduz em até 1% a pressão total medida e, no caso do duto com VGs, resulta em uma pequena redução da recuperação de pressão e dos índices de distorção. Entretanto, a distorção circunferencial obtida para o modelo SST, após a correção aplicada, é consideravelmente menor em contraste com o efeito da correção para os outros modelos. Verifica-se que essa forte redução se deve à mudança na forma de calcular a distorção, conforme padronizado pela norma SAEARP1420 (2002). Em casos nos quais há múltiplas zonas de baixa pressão ao longo do anel, a distorção circunferencial reportada é referente a zona que contém o maior valor da distorção multiplicado pela extensão da região. Após a aplicação da correção no resultado das *probes* do VG, a zona de baixa pressão com o maior produto entre distorção e extensão mudou da base do duto para os vórtices laterais, alterando o valor de distorção reportado.

Referente à comparação dos índices de desempenho, é verificado que os modelos em geral apresentaram uma recuperação de pressão levemente inferior ao experimento, na faixa de -0.28% até +0.52%. As distorções circunferenciais foram mais sensíveis ao modelo

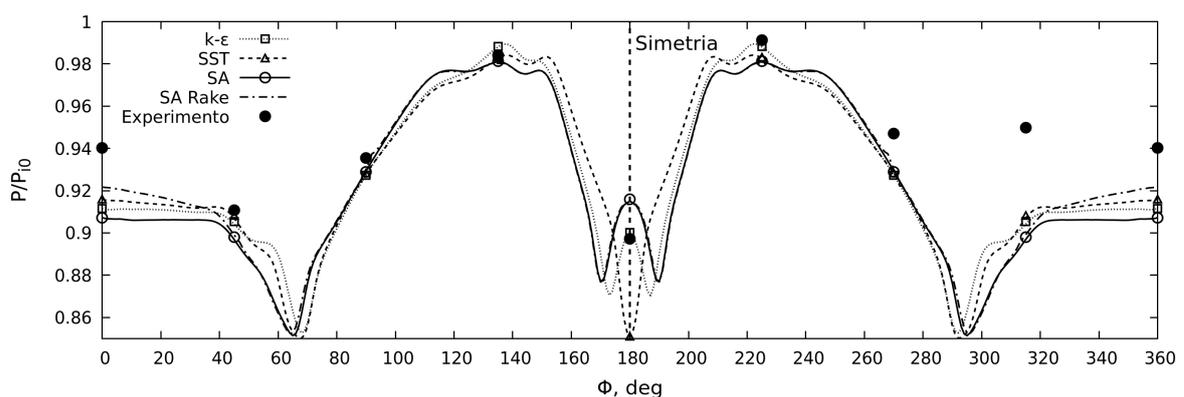
Tabela 12 – Índices de desempenho adaptados calculados utilizando 40 *probes* para o duto em S com VGs

Índice de Desempenho	40 <i>probes</i> adaptado						
	SA		$k-\varepsilon$		SST		Exp.
$P_0/P_{i0}$	0.9611	-0.28%	0.9602	-0.37%	0.9588	-0.52%	0.9638
$DR_T$	0.0314	+60.2%	0.0287	+46.4%	0.0334	+70.4%	0.0196
$DC_T$	0.0331	+16.6%	0.0294	+3.5%	0.0250	-12.0%	0.0284

Fonte: Do autor

de turbulência escolhido, com variações de -12%, +3.5% e +16.5%. Já a distorção radial foi mais uma vez bastante superior nas simulações para todos os modelos empregados, entre +46.6% e +70.4% maiores que o experimento. As simulações utilizando o modelo  $k-\varepsilon$  apresentaram os índices de distorção radial e circunferencial mais próximos do experimento, com uma diferença de +46.6% e +3.5% respectivamente.

A distorção radial, apesar de mais próxima do experimento, quando comparada aos resultados do duto sem VGs, ainda é o resultado mais distante entre os índices comparados. A fim de aprofundar no entendimento dessa dispersão, a Figura 82 apresenta a distribuição de pressão total detalhada no quinto anel do *rake*, o qual detém o maior índice de distorção radial, em conjunto com a medição das 8 *probes* no anel para as simulações e para o experimento.

Figura 82 – Pressão total normalizada corrigida para as *probes* do anel mais próximo à parede, o qual detém a maior distorção radial, para o duto com VGs

Fonte: Do autor

Na parte superior do duto, em  $\phi = 0^\circ$ , é observada uma pressão total menor para as simulações em relação ao experimento, apesar da diferença ser pequena entre os resultados numéricos, o modelo SST se aproximou mais do resultado experimental. O efeito da inclusão da geometria do *rake* é exemplificado para o modelo SA e sua presença altera a distribuição de pressão total apenas nessa região, de forma a aproximar do resultado experimental. Na

parte inferior do duto, em  $\phi = 180^\circ$ , é verificada a maior diferença entre os modelos, na qual o modelo  $k-\varepsilon$  apresenta valores de pressão total mais coerente com o experimento. Para o modelo SST é verificada uma tendência contrária aos demais resultados. Em geral, é observada uma boa concordância dos resultados numéricos com o experimento para a primeira metade do duto. Entretanto, devido à assimetria dos resultados experimentais, na segunda metade do duto, principalmente para as *probes* localizadas em  $\phi = 270^\circ$  e  $\phi = 315^\circ$ , as simulações apresentam pressões totais inferiores aos valores experimentais, ocasionando distorções radiais superiores.

## Estudo de Sensibilidade da Vazão

Em ensaios experimentais de escoamento interno a vazão mássica nem sempre é uma variável conhecida, pois sua medição é um processo invasivo e de alta complexidade. Assim, é comum a realização de experimentos internos, nos quais não se conhece a vazão mássica exata de cada ponto ensaiado, mas apenas uma vazão nominal não calibrada, que no caso do experimento escolhido como objeto de estudo do 3º PAW, é calculada através das pressões totais e estáticas médias obtidas pelo *rake* de instrumentação.

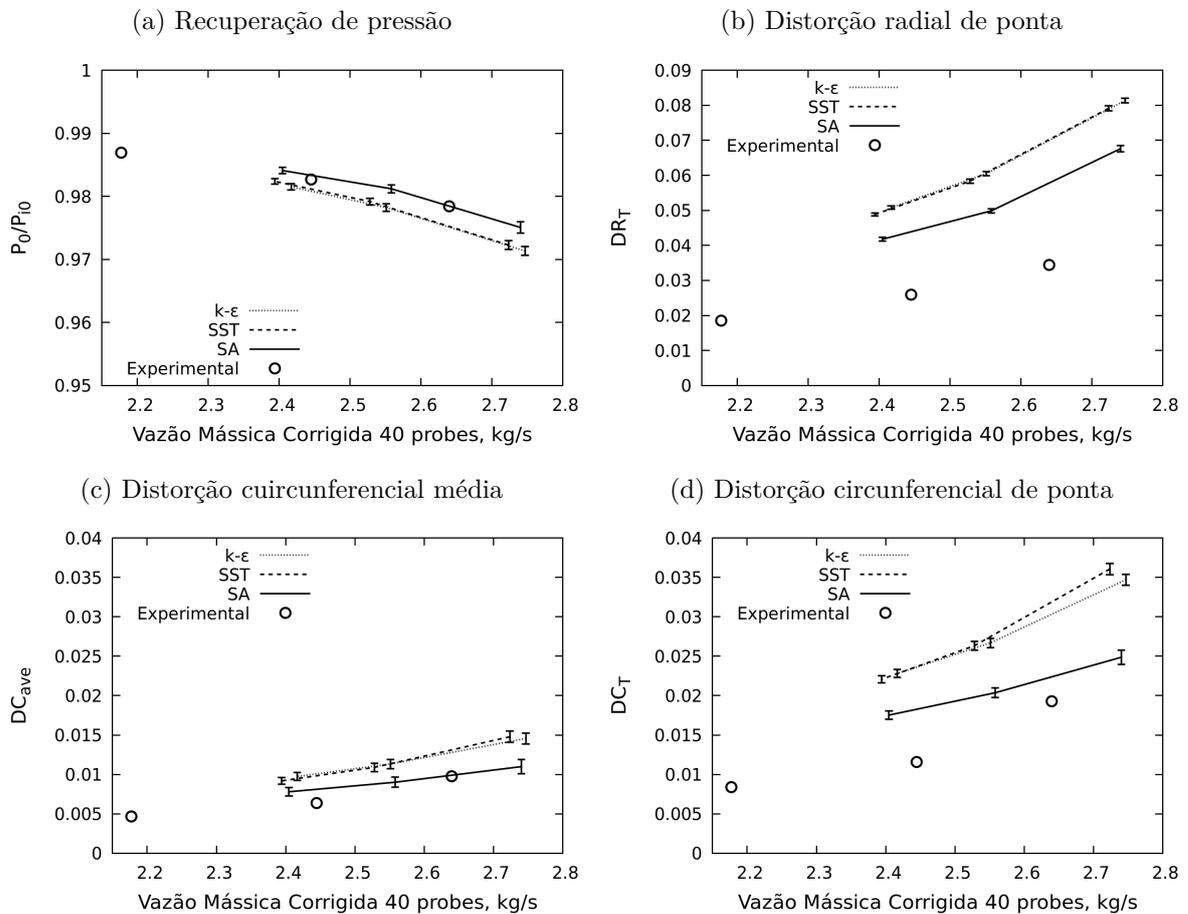
Esse processo de cálculo da vazão nominal, apresentado na subseção 4.3.2, também pode ser aplicado para as simulações numéricas, de modo a possibilitar a comparação com os resultados experimentais. Essa estratégia impede a comparação direta dos resultados, como realizado na seção passada, já que a vazão nominal, utilizada como base de comparação, é um resultado da simulação e não uma entrada. Assim, não necessariamente a vazão nominal calculada nas simulações será igual à obtida no experimento.

Os índices de desempenho dos resultados experimentais estão disponíveis para diferentes vazões mássicas nominais, tornando possível a comparação com os resultados numéricos através de curvas por vazão. As simulações numéricas são realizadas nas três vazões: Flow1, Flow2 e Flow2\*, descritas na subseção 4.3.1, para o duto em S sem VGs. São simuladas as duas malhas mais refinadas do estudo de malha para obtenção dos resultados extrapolados de uma malha idealmente infinita e de uma banda de erro referente aos erros de discretização através da extrapolação de Richardson e do GCI. Esse processo é aplicado para os três modelos de turbulência de estudo (SA,  $k-\varepsilon$  e SST).

A Figura 83 apresenta os índices de desempenho para as malhas infinitas em função da vazão mássica calculada através das 48 *probes* e corrigida para condição ao nível do mar de pressão e temperatura. É observado que a vazão nominal calculada é influenciada pela distribuição de pressão no AIP e, conseqüentemente, é sensível à mudança de modelo de turbulência. Utilizando a mesma vazão de entrada para os diferentes modelos de turbulência, é verificada diferenças da ordem de 1% na vazão calculada entre as simulações. Essa forma de apresentar os resultados dificulta a comparação entre os modelos numéricos, mas viabiliza a comparação geral dos índices de desempenho das simulações com os do experimento.

É importante recordar que, para o duto em S sem VGs, a inclusão da geometria do *rake* não afetou significativamente os índices de desempenho, entretanto influenciou consideravelmente a vazão calculada. Essa alteração, estudada na seção 5.2, é causada pela mudança da pressão estática na parte superior do duto na região do AIP, e gera um aumento de 2.4% ou 0.06kg/s na vazão calculada. Esse nível de variação da vazão calculada altera significativamente as conclusões da comparação com o experimento, de modo que utilizar a vazão calculada como base de comparação implica na necessidade de

Figura 83 – Comparação da recuperação de pressão e dos índices de distorção com o experimento em função da vazão mássica calculada corrigida para nível do mar



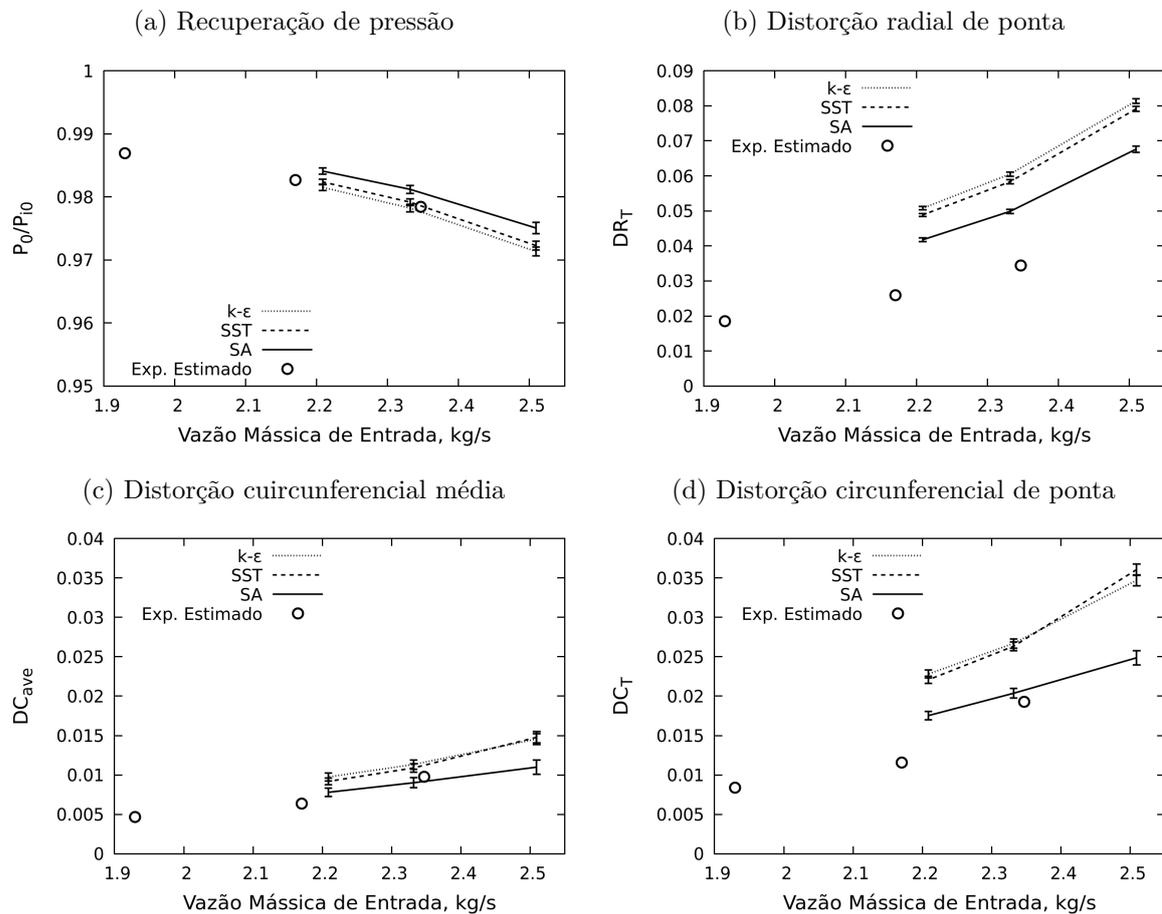
incluir a geometria do *rake* em todas as simulações, mesmo sem alterar significativamente os índices de desempenho.

Comparando as simulações aos resultados experimentais, é verificada uma tendência adequada dos índices de desempenho em função da mudança de vazão. Entretanto, a comparação quantitativa de cada parâmetro é prejudicada pelas incertezas citadas anteriormente, podendo levar a conclusões errôneas da comparação com o experimento.

Na seção 5.3 foi estimada a vazão, cujo resultado de pressão estática na parede mais se aproximava dos valores das tomadas de pressão do experimento. Essa vazão pode ser interpretada como a vazão estimada do experimento, a qual é  $0.1614\text{kg/s}$  menor que a vazão nominal calculada nessa mesma condição. Portanto, a vazão nominal dos pontos experimentais é aumentada em  $0.1614\text{kg/s}$ , a fim de possibilitar a visualização dos resultados experimentais, utilizando a vazão de entrada estimada como base, em conjunto com os resultados das simulações. Obviamente esse processo introduz uma incerteza adicional, pois esse acréscimo de vazão aplicado não necessariamente é o mesmo para as vazões superiores e inferiores do experimento. Infelizmente, os resultados das tomadas de pressão estática do experimento não estão disponíveis para os outros pontos de vazão,

impossibilitando a realização do processo utilizado na seção 5.3 para estimar suas vazões reais. A Figura 84 apresenta os índices de desempenho em comparação com o experimento em função da vazão efetiva.

Figura 84 – Comparação da recuperação de pressão e dos índices de distorção com o experimento em função da vazão mássica efetiva



Fonte: Do autor

Essa forma de apresentar os índices de desempenho possibilita a comparação entre os resultados numéricos e não está sujeita à influência da presença da geometria do *rake* na vazão calculada. Algumas conclusões podem ser obtidas através desses resultados: a variação entre os modelos de turbulência se mantém constante para os diferentes valores de vazão para a distorção radial e recuperação de pressão. Para as distorções circunferenciais a distância entre os modelos SST e  $k-\epsilon$  são amplificadas em relação ao modelo SA com o aumento da vazão. Os modelos SST e  $k-\epsilon$  apresentam resultados semelhantes, já o modelo SA possui a maior recuperação de pressão e os menores índices de distorção, como já detalhado na seção 5.3. A tendência dos índices de desempenho com a vazão foi bem capturada pelas simulações. Além disso, o nível de erro de discretização de cada ponto, evidenciado pelo GCI apresentado como barra de erro nos gráficos, é inferior à distância entre os resultados das simulações e do experimento, principalmente para a distorção radial.

---

## Conclusão

---

O escoamento em dutos em S é investigado através de simulações numéricas por CFD realizadas para o caso teste do 3º PAW. A capacidade de reproduzir, adequadamente, o escoamento em dutos em S de simulações RANS em conjunto com modelos de turbulência EVTm é avaliada através da comparação das simulações com resultados experimentais disponíveis, por exemplo, a distribuição de pressão estática na parede ao longo do duto, a distribuição de pressão total no AIP, medida através de um *rake* de 40 *probes* no padrão SAE, e os índices de recuperação de pressão e distorções calculados. As principais conclusões obtidas para os diferentes estudos realizados são resumidas a seguir.

### Estudo de Independência de Malha

A influência do nível de refinamento de malha é investigada para a configuração do duto em S com e sem geradores de vórtices. Para o duto limpo, o estudo de independência de malha utiliza oito níveis de refinamento, entre 3 milhões até 92 milhões de células. Já o estudo com os VGs incluídos utilizou 4 níveis de refinamento, entre 7 milhões e 170 milhões de células.

Em geral, é observado que as pressões estáticas na parede apresentam variações pequenas, mesmo para as malhas relativamente mais grosseiras, enquanto as grandezas relacionadas às pressões totais no AIP apresentam uma variação mais expressiva e um comportamento monótono com a mudança de refinamento de malha.

A recuperação de pressão e os índices de distorção são extrapolados para uma malha hipotética de refinamento infinito. A partir do refinamento *Fine-B*, o qual corresponde a 180 elementos superficiais na circunferência do duto em S, as diferenças nos índices de desempenho em relação aos resultados extrapolados para a malha infinita são uma ordem de magnitude menores do que os valores absolutos. Já a variação máxima de pressão total

nas *probes* do AIP é menor que 1%, quando comparadas com o maior nível de refinamento.

## Estudo da Influência da Geometria da Instrumentação

O efeito da inclusão da geometria do *rake* nos índices de recuperação de pressão e distorção também é estudado para o duto em S com e sem VGs. São investigadas diferentes estratégias de modelagem do *rake*, sendo elas: a modelagem apenas da carenagem do *rake* e a modelagem da geometria completa, incluindo os tubos de *Pitot*, modelados como cilindros sólidos.

Para a configuração com as *probes* modeladas, um aumento localizado de pressão total em suas extremidade é observado apenas para as *probes* posicionadas em regiões de alta viscosidade turbulenta. Conclui-se que esse aumento de pressão total está associado com o aumento da viscosidade efetiva resultante da utilização de modelos de turbulência EVTm e, conseqüentemente, a diminuição do número de Reynolds efetivo, para valores menores que 100 baseados no diâmetro da *probe*, faixa na qual efeitos viscosos como o Efeito Barker são significativos. Esse aumento aparentemente é uma resposta correta das equações RANS em conjunto com modelos de turbulência EVTm, não sendo causado por erros numéricos de discretização ou de convergência.

É verificado que esse aumento localizado também é influenciado pelo nível de fidelidade da geometria da *probes* modelada e pelo modelo de turbulência. Conclui-se que é necessário um estudo dedicado para modelagem de *probes* em escoamentos com altos valores de viscosidade turbulenta, a fim de determinar se esse aumento é fisicamente plausível ou uma consequência indesejada do uso de modelos EVTm.

Desconsiderando esse aumento localizado de pressão total, é observado que a influência da geometria do *rake* nos índices de desempenho no AIP é pequena e além disso é majoritariamente capturada pela presença apenas da carenagem do *rake*. Referente à pressão estática na parede no AIP, esta é alterada pela presença da geometria do *rake*, o que influencia diretamente o cálculo da vazão mássica nominal utilizada na comparação com o experimento.

## Estudo de Modelos de Turbulência

A comparação direta dos resultados experimentais com as simulações numéricas é viabilizada através do processo de alterar a vazão das simulações até que a pressão estática na parede no início do duto corresponda aos valores do experimento.

Utilizando essa vazão mássica de entrada são simulados diferentes modelos de turbulência: SA,  $k-\varepsilon$  realizável e SST. Em geral, a pressão estática na parede ao longo

do duto é bem capturada pelos três modelos, cujos resultados são bastante similares. A inclusão da geometria do *rake* contribui para uma melhor concordância da pressão estática no AIP com o experimento, sendo compreendida em uma faixa de erro de cerca de 2% em relação aos resultados experimentais para a primeira metade do duto. Devido à assimetria dos resultados experimentais no AIP, erros maiores são observados na segunda metade. Essas conclusões apresentadas são similares para o duto com e sem VGs.

A topologia de pressão total no AIP é coerente com o experimento para o duto em S com e sem VGs, entretanto, são verificadas regiões de baixa pressão mais intensas nas simulações numéricas. A correção proposta por Babcock e Mani (2017) contribui na direção de aproximar os resultados numéricos ao experimento. Em geral, é verificada uma boa concordância para a recuperação de pressão, com variações menores que 1% para os dados experimentais. A distorção circunferencial é mais sensível à escolha do modelo de turbulência e apresenta maiores variações para o duto sem VGs, entre 2% e 40%, em relação ao experimento. Entretanto, essa sensibilidade não é verificada para os índices calculados com o *rake* virtual de 200 *probes*. Esse resultado indica que as variações observadas para a distorção circunferencial são devidas à baixa discretização do *rake* de 40 *probes*, no qual pequenas variações na posição do vórtice resultam em grandes alterações desse índice. Já a distorção radial é consideravelmente superior, acima de 50% nas simulações numéricas. Os motivos dessa discrepância diferem para cada caso: para o duto em S sem VGs a pressão total é menor de forma distribuída em todas as *probes* próximas à parede resultando no alto valor de distorção radial obtido. Já no caso do duto com VGs, as maiores diferenças de pressão total nas *probes* próximas à parede estão principalmente localizadas na segunda metade do duto, região na qual o resultado experimental é mais assimétrico, resultando em valores de distorção radial superiores ao experimento, mas menos discrepantes do que no caso do duto em S sem VGs. O modelo de turbulência SA apresentou os índices mais próximos ao experimento para o duto em S sem VG, enquanto que com a presença dos VGs o modelo  $k-\varepsilon$  realizável se aproximou mais do resultado experimental.

Conclui-se que a comparação entre os resultados utilizando os índices calculados através do *rake* de 40 *probes* deve ser feita de forma cuidadosa, pois a baixa discretização da informação no AIP pode levar a conclusões errôneas. Através da comparação com os índices calculados para um *rake* virtual refinado de 200 *probes*, são verificadas dispersões entre os resultados numéricos até 5 vezes maiores para o *rake* de 40 *probes*, alta variação na magnitude dos índices e até inversões de comportamento entre os modelos. O resultado do duto em S sem VGs foi mais sensível à baixa discretização do *rake* do que com a presença dos VGs.

Portanto, resultados experimentais com *rake* mais refinados no AIP, principalmente na direção tangencial, são necessários para viabilizar estudos numéricos mais aprofundados e a melhor predição do escoamento, além de permitir uma caracterização mais precisa da

geometria ensaiada. A assimetria dos resultados experimentais no AIP, verificada para o duto com e sem VGs, permanece sem explicação, uma vez que a geometria do duto em S é simétrica, podendo ser uma resposta coerente do problema ou ser atribuída a alguma imperfeição da geometria ensaiada ou da instrumentação de medição.

## Estudo de Sensibilidade da Vazão

Os índices de recuperação de pressão e distorção são obtidos para diferentes vazões e comparados com os resultados experimentais com e sem VGs. A comparação é realizada utilizando a vazão nominal calculada através da pressão total e estática médias no AIP. Essa base de comparação introduz diferentes incertezas, as quais prejudicam a comparação com o experimento, e conseqüentemente às conclusões obtidas. De modo geral, as tendências dos índices de desempenho em função da vazão foram bem capturadas pelos modelos de turbulência simulados.

## Considerações Finais

O caso teste do duto em S do 3º PAW foi estudado explorando diferentes níveis de refinamento de malhas, configurações geométricas e modelos de turbulência, e a precisão geral das análises de CFD pode ser considerada satisfatória. Simulações RANS se mostram uma importante ferramenta de engenharia para o projeto e desenvolvimento de entradas de ar atuando também de forma complementar aos ensaios experimentais.

Atenção futura deve ser dada para um estudo isolado de simulações RANS com modelos EVTm de *probes* inseridas em escoamentos com altos valores de viscosidade turbulenta, a fim de concluir se o aumento de pressão total, verificado na estagnação é fisicamente adequado ou espúrio.

Para aprimorar as conclusões, é necessária a realização de ensaios experimentais com medições mais detalhadas, principalmente no AIP, viabilizando uma comparação mais aprofundada com as simulações realizadas. Assim, é possível introduzir modelagens de turbulência mais avançadas com modelos de turbulência RSM ou até simulações híbridas RANS-LES.

---

## Referências

---

- AIRCRAFTWIKI. Lockheed L1011-Tristar Cutaway Drawing. *Aircraft Wiki*, 2013. Disponível em: <<http://aircraft.wikia.com/wiki/File:LOCKHEED-L1011-TRISTAR.jpg>>. Citado na página 17.
- ANDERSON, J. D.; WENDT, J. *Computational Fluid Dynamics*. [S.l.]: Springer, 1995. v. 206. Citado na página 40.
- AREND, D. J. et al. Experimental Evaluation of an Embedded Boundary Layer Ingesting Propulsor for Highly Efficient Subsonic Cruise Aircraft. In: *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2017. p. 5041. Citado na página 18.
- ASME-VV20. Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer. *American Society of Mechanical Engineers, New York*, 2009. Citado na página 53.
- BABCOCK, D. A.; MANI, M. BCFD Simulations of the 2nd AIAA Propulsion and Aerodynamics Workshop: S-Duct with Vortex Generators. In: *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 3959. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 60.
- BABCOCK, D. A.; MANI, M. BCFD Predictions of Steady-State and Dynamic Distortion for the 3rd AIAA Propulsion and Aerodynamics Workshop. In: *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2017. p. 4836. Citado 3 vezes nas páginas 94, 100 e 114.
- BARKER, M. On the Use of Very Small Pitot-Tubes for Measuring Wind Velocity. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, JSTOR, v. 101, n. 712, p. 435–445, 1922. Citado na página 85.
- BATTEN, P.; LESCHZINER, M.; GOLDBERG, U. Average-state Jacobians and Implicit Methods for Compressible Viscous and Turbulent Flows. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 137, n. 1, p. 38–78, 1997. Citado na página 49.
- BERENS, T. M. et al. Numerical and Experimental Investigations on Highly Integrated Subsonic Air Intakes. *AIAA Paper*, v. 722, p. 2014, 2014. Citado na página 33.
- BERRIER, B. L.; ALLAN, B. G. Experimental and Computational Evaluation of Flush-Mounted, S-duct Inlets. *AIAA Paper*, v. 764, p. 2004, 2004. Citado na página 31.
- BOETCHER, S.; SPARROW, E. Limitations of the Standard Bernoulli Equation Method for Evaluating Pitot/Impact Tube Data. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, v. 50, n. 3, p. 782–788, 2007. Citado na página 86.

- C.MEYER. Lockheed L1011-Tristar. *Fly Away Simulation*, 2014. Disponível em: <<https://flyawaysimulation.com/images/downloadshots/21078-captainsim-l-1011-lockheed.jpg>>. Citado na página 17.
- COHEN, H. Boeing 727. *Pinterest*, 2018. Disponível em: <[https://br.pinterest.com/hal\\_cohen/](https://br.pinterest.com/hal_cohen/)>. Citado na página 29.
- DELOT, A.-L. et al. DES Computations for a Subsonic UAV Configuration with a Highly Integrated S-Shaped Inlet Duct. In: *52nd AIAA Aerospace Sciences Meeting—AIAA SciTech 2014*. [S.l.: s.n.], 2014. p. 2014–0723. Citado na página 33.
- DELOT, A.-L.; GARNIER, E.; PAGAN, D. Flow Control in a High-Offset Subsonic Air Intake. In: *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2011. p. 5569. Citado na página 34.
- DELOT, A.-L.; SCHARNHORST, R. A Comparison of Several CFD Codes with Experimental Data in a Diffusing S-Duct. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2013. p. 3796. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 37.
- DELOT, A.-L.; SCHARNHORST, R. Computational and Experimental Results for Flows in a Diffusing S-duct Without and With Flow Control Devices. In: *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 3964. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 37.
- DOMEL, N. D. Perspectives on Propulsion CFD for Inlet Applications Relevant to the AIAA Propulsion Aerodynamics Workshop. In: *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 3961. Citado na página 35.
- DOMEL, N. D. Propulsion Aerodynamics Workshop III Post-Study of Probe Tip Modeling. In: *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2017. p. 4911. Citado 2 vezes nas páginas 7 e 85.
- DOMEL, N. D.; BARUZZINI, D. Inlet CFD Results: Comparison of Solver, Turbulence Model, Grid Density, and Topology. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2013. p. 3793. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 52.
- DORGAN, A. J.; WINKLER, C. M. BCFD Analysis for the 1st AIAA Propulsion Workshop: S-Duct Results. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2013. p. 3792. Citado 2 vezes nas páginas 34 e 60.
- FIOLA, C.; AGARWAL, R. K. Simulation of Secondary and Separated Flow in Diffusing S Ducts. *Journal of Propulsion and Power*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 31, n. 1, p. 180–191, 2014. Citado na página 32.
- FLIGHTGLOBAL. Boeing 727QF Cutaway Drawing. *Flight Global*, 2014. Disponível em: <<https://www.flickr.com/photos/flightglobal/15479256988>>. Citado na página 29.
- FLOREA, R. V. et al. Design of Airframe-Integrated, Distortion-Tolerant Propulsion Systems. 2011. Citado na página 18.
- GEA, L.-M. CFD Simulation for S-Duct Test Case Using Overset Grids. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2013. p. 3795. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 53.

- GROTH, C. P. T. *AER1310: Turbulence Modelling*. [S.l.]: Institute for Aerospace Studies (UTIAS), 2018. URL: <[http://arrow.utias.utoronto.ca/~groth/aer1310/Lecture\\_Notes/](http://arrow.utias.utoronto.ca/~groth/aer1310/Lecture_Notes/)>. Citado na página 43.
- HARLOFF, G.; REICHERT, B.; WELLBORN, S. Navier-Stokes Analysis and Experimental Data Comparison of Compressible Flow in a Diffusing S-duct. In: *10th Applied Aerodynamics Conference*. [S.l.: s.n.], 1992. p. 2699. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.
- HARLOFF, G. et al. Navier-Stokes Analysis of Three-Dimensional S-ducts. *Journal of Aircraft*, v. 30, n. 4, p. 526–533, 1993. Citado na página 30.
- HAROUNI, A. G. Flow Control of a Boundary Layer Ingesting Serpentine Diffuser via Blowing and Suction. *Aerospace Science and Technology*, Elsevier, v. 39, p. 472–480, 2014. Citado 3 vezes nas páginas 23, 24 e 32.
- ISSA, R. Rise of Total Pressure in Frictional Flow. *AIAA journal*, v. 33, n. 4, p. 772–774, 1995. Citado 2 vezes nas páginas 86 e 87.
- JAMESON, A. *Computational Fluid Dynamics: Past, Present and Future*. [S.l.]: Aerospace Computing Laboratory, Stanford University, 2012. Citado na página 41.
- JESUS, A. Batista de et al. Grid Topology Study of the S-duct Inlet with Vortex Generators. In: *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 3962. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 52.
- KUMAR, S. Pressure-based Coupled Simulation of Pressure Recovery and Distortion in an S-Duct. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2013. p. 3794. Citado na página 35.
- LAUNDER, B.; SPALDING, D. The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Elsevier, v. 3, n. 2, p. 269–289, 1974. Citado na página 46.
- MANDAL, D. What Makes the B-2 Stealth Bomber Stealthy? *Quora*, 2017. Disponível em: <<https://www.quora.com/What-makes-the-B-2-stealth-bomber-stealthy>>. Citado na página 18.
- MAXAM, F. Design Development of the 727-100. *Case study in aircraft design: The Boeing 727.(A 79-29592 11-05) New York, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1978,*, p. 23–54, 1978. Citado na página 29.
- MCMILLAN, M. L. et al. Inlet Flow Control and Prediction Technologies for Embedded Propulsion Systems. 2011. Citado 4 vezes nas páginas 19, 23, 50 e 51.
- MENTER, F. R. Improved Two-Equation  $k-\varepsilon$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows. *NASA Technical Memorandum*, v. 103975, 1992. Citado na página 48.
- MENZIES, R. Computational Investigation of Flows in Diffusing S-shaped Intakes. *Acta Polytechnica*, v. 41, n. 4-5, 2001. Citado na página 31.
- METACOMPTECH. *Metacomptech CFD++ v14.1.1 User Manual*. [S.l.]: Metacomp Technologies Inc., 2014. Citado 3 vezes nas páginas 19, 43 e 49.

- MOHLER, S. R. Wind-US Flow Calculations for the M2129 S-duct Using Structured and Unstructured Grids. *AIAA Paper*, v. 525, p. 2004, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 31.
- NOELTING, S. et al. Simulation of an S-Duct Inlet Using the Lattice-Boltzmann Method. In: *51st AIAA/SAE/ASSEE Joint Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 3963. Citado na página 36.
- OCHS, S. S. et al. Computational Fluid Dynamics-Based Analysis of Boundary Layer Ingesting Propulsion. *Journal of Propulsion and Power*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016. Citado na página 19.
- PAPPALARDO, J. We Fly a B-2 Stealth Bomber. *Popular Mechanics*, 2013. Disponível em: <<https://www.popularmechanics.com/military/g1080/we-fly-a-b-2-stealth-bomber/>>. Citado na página 18.
- PEROOMIAN, O. et al. A 'Grid-transparent' Methodology for CFD. In: *35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 1997. p. 724. Citado na página 49.
- PEROOMIAN, O. et al. Convergence Acceleration for Unified-grid Formulation Using Preconditioned Implicit Relaxation. In: *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 1998. p. 116. Citado na página 49.
- POPE, S. B. *Turbulent Flows*. [S.l.]: IOP Publishing, 2001. Citado 2 vezes nas páginas 45 e 48.
- RAO, G.; MAHULIKAR, S. Integrated Review of Stealth Technology and Its Tole in Airpower. *The Aeronautical Journal*, Cambridge University Press, v. 106, n. 1066, p. 629–642, 2002. Citado na página 17.
- REIN, M.; KOCH, S. Experimental Study of Boundary-Layer Ingestion into a Diverterless S-Duct Intake. *AIAA Journal*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 33.
- RIGOBELLO, A. A Multi-objective Shape Optimization of an S-Duct Intake Through NSGA-II Genetic Algorithm. 2016. Citado na página 22.
- ROACHE, P. J. Perspective: a Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies. *Transactions-American Society of Mechanical Engineers Journal of Fluids Engineering*, American Society Mechanical Engineers, v. 116, p. 405–405, 1994. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 28.
- ROWE, M. Measurements and Computations of Flow in Pipe Bends. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 43, n. 4, p. 771–783, 1970. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 29.
- SAE ARP1420. *Gas Turbine Engine Inlet Flow Distortion Guidelines*. [S.l.]: SAE, 2002. Citado 7 vezes nas páginas 19, 24, 25, 26, 52, 68 e 106.
- SCHLICHTING, H.; GERSTEN, K. Fundamentals of Boundary-Layer Theory. In: *Boundary-Layer Theory*. [S.l.]: Springer, 2017. p. 29–49. Citado na página 86.
- SCHMIDT, W.; BRADLEY, R. Air Intakes for High Speed Vehicles. *Agard Advisory Report*, v. 270, 1991. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 31.

- SHIH, T.-H. et al. A New K-epsilon Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows: Model Development and Validation. 1994. Citado na página 47.
- SHUR, M. L. et al. Turbulence Modeling in Rotating and Curved Channels: Assessing the Spalart-Shur Correction. *AIAA Journal*, v. 38, n. 5, p. 784–792, 2000. Citado 2 vezes nas páginas 49 e 60.
- SPALART, P.; ALLMARAS, S. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *Recherche Aerospaciale*, v. 1, p. 5–21, 1994. Citado na página 48.
- SPALART, P. R. Strategies for Turbulence Modelling and Simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Elsevier, v. 21, n. 3, p. 252–263, 2000. Citado 2 vezes nas páginas 49 e 60.
- SPALART, P. R.; RUMSEY, C. L. Effective inflow conditions for Turbulence Models in Aerodynamic Calculations. *AIAA journal*, v. 45, n. 10, p. 2544–2553, 2007. Citado na página 61.
- SPELAY, R. B. et al. The Effect of Low Reynolds Number Flows on Pitot Tube Measurements. *Flow Measurement and Instrumentation*, Elsevier, v. 45, p. 247–254, 2015. Citado na página 86.
- URANGA, A. et al. Preliminary Experimental Assessment of the Boundary Layer Ingestion Benefit for the D8 Aircraft. In: *52nd Aerospace Sciences Meeting, American Institute of Aeronautics and Astronautics, National Harbor, MD*. [S.l.: s.n.], 2014. p. 1–25. Citado na página 18.
- VAKILI, A. et al. Compressible Flow in a Diffusing S-duct With Flow Separation. In: *Heat Transfer and Fluid Flow in Rotating Machinery*. [S.l.: s.n.], 1987. p. 201–211. Citado na página 30.
- VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. [S.l.]: Pearson Education, 2007. Citado 6 vezes nas páginas 39, 41, 44, 47, 48 e 49.
- WELLBORN, S.; REICHERT, B.; OKIISHI, T. An Experimental Investigation of the Flow in a Diffusing S-duct. In: *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 1992. p. 3622. Citado 3 vezes nas páginas 30, 32 e 34.
- WELLBORN, S. R.; OKIISHI, T. H.; REICHERT, B. A. A Study of the Compressible Flow Through a Diffusing S-Duct. 1993. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.
- WILCOX, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*. Third edition. [S.l.]: DCW industries La Canada, CA, 2006. v. 2. Citado 6 vezes nas páginas 41, 42, 44, 46, 47 e 48.
- WILLIAMS, D.; KAMENETSKIY, D.; SPALART, P. On Stagnation Pressure Increases in Calorically Perfect, Ideal Gases. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Elsevier, v. 58, p. 40–53, 2016. Citado na página 88.

# Apêndices

## APÊNDICE A

# Equações dos Modelos de Turbulência

### $k$ - $\varepsilon$ Realizável

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(U_j \rho k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(U_j \rho \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + E) T_t^{-1} \quad (\text{A.2})$$

$$\mu_t = \min \left( C_\mu f_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}, \frac{2}{3} \frac{\rho k}{S} \right), \quad S = \sqrt{\frac{S_{kl} S_{kl}}{2}}, \quad f_\mu = \frac{1 - \exp(-0.0084 R_t)}{1 - \exp(-\sqrt{R_t})} \max \left( 1, \sqrt{\frac{2}{R_t}} \right) \quad (\text{A.3})$$

$$P_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad T_t = \frac{k}{\varepsilon} \max(1, \zeta^{-1}), \quad \zeta = \sqrt{\frac{R_t}{2}}, \quad R_t = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon} \quad (\text{A.4})$$

$$E = A_E \rho \sqrt{\varepsilon T_t} \Psi \max \{ k^{1/2}, (\nu \varepsilon)^{1/4} \}, \quad \Psi = \max \left\{ \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \tau}{\partial x_j}, 0 \right\}, \quad \tau = \frac{k}{\varepsilon} \quad (\text{A.5})$$

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_{2\varepsilon} = 1.92, \quad \sigma_k = 1.00, \quad \sigma_\varepsilon = 1.30, \quad A_E = 0.30 \quad (\text{A.6})$$

## Shear Stress Transport (SST)

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max\{a_1 \omega, SF_2\}}, \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad F_2 = \tanh \left\{ \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \rho k) = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \rho \omega) = \frac{\gamma}{\hat{\nu}_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega \quad (\text{A.9})$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (\text{A.10})$$

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 10^{-10} \right) \quad (\text{A.11})$$

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10\beta^* \rho k \omega), \quad P_k = \left[ \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{A.12})$$

$$\phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1) \quad (\text{A.13})$$

$$\sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5, \quad \beta_1 = 0.075, \quad \alpha_1 = 0.31, \quad \gamma_1 = \beta_1 / \beta^* - \sigma_{\omega 1} * \kappa^2 / \sqrt{\beta^*} \quad (\text{A.14})$$

$$\sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad \gamma_2 = \beta_2 / \beta^* - \sigma_{\omega 2} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*}, \quad \beta^* = 0.09 \quad (\text{A.15})$$

**Spalart-Allmaras (SA)**

$$\tau_{ij} = -\overline{u_i' u_j'} = \nu_T S_{ij} \quad S_{ij} = \left( \frac{\delta U_i}{\delta x_j} + \frac{\delta U_j}{\delta x_i} - \frac{2}{3} \frac{\delta U_k}{\delta x_k} \delta_{ij} \right) \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (u_j \tilde{\nu}) = c_{b1} f_{r1} (1 - f_{t2}) \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \left\{ \nabla \cdot [(\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}] + c_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \right\} - \left( c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right) \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad (\text{A.17})$$

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu 1}, \quad \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{\nu 1}^3}, \quad \chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (\text{A.18})$$

$$f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}}, \quad f_w = g \left( \frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad f_{t2} = c_{t3} \exp(-c_{t4} \chi^2) \quad (\text{A.19})$$

$$g = r \left[ 1 + c_{w2} (r^5 - 1) \right], \quad r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} (\kappa d)^2}, \quad r \leq 10, \quad \tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{(\kappa d)^2} f_{\nu 2} \quad (\text{A.20})$$

$$c_{b1} = 0.1355, \quad \sigma = 2/3, \quad c_{b2} = 0.622, \quad \kappa = 0.41, \quad c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \left( \frac{1 + c_{b2}}{\sigma} \right) \quad (\text{A.21})$$

$$c_{w2} = 0.3, \quad c_{w3} = 2, \quad c_{\nu 1} = 7.1, \quad c_{t3} = 1.1, \quad c_{t4} = 2 \quad (\text{A.22})$$

**Curvature Correction:**

$$f_{r1} = (1 + c_{r1}) \frac{2r^*}{1 + r^*} \left[ 1 - c_{r3} \tan^{-1}(c_{r2} \tilde{r}) \right] - c_{r1} \quad (\text{A.23})$$

$$r^* = \frac{\hat{S}}{\omega}, \quad \tilde{r} = \frac{2\omega_{ik} \hat{S}_{ik}}{D^4} \left[ \frac{D\hat{S}_{ij}}{Dt} + (\varepsilon_{imn} \hat{S}_{jn} + \varepsilon_{jmn} \hat{S}_{in}) \Omega_m \right], \quad \hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.24})$$

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \varepsilon_{mji} \Omega_m, \quad \hat{S}^2 = 2\hat{S}_{ij} \hat{S}_{ij}, \quad \omega^2 = 2\omega_{ij} \omega_{ij}, \quad D^2 = \frac{1}{2} (\hat{S}^2 + \omega^2) \quad (\text{A.25})$$

$$c_{r1} = 1.0, \quad c_{r2} = 12, \quad c_{r3} = 1.0 \quad (\text{A.26})$$

**Quadratic Constitutive Relation (QCR)**

$$\bar{\tau}_{ij} = \tau_{ij} - C_{cr1} [O_{ik}\tau_{jk} - O_{jk}\tau_{ik}] - C_{cr2}\nu_t \sqrt{\frac{S_{mn}S_{mn}}{2}} \delta_{ij} \quad (\text{A.27})$$

$$O_{ik} = \frac{\partial_k U_i - \partial_i U_k}{\sqrt{\partial_n U_m \partial_n U_m}}, \quad C_{cr1} = 0.3, \quad C_{cr2} = 2.5 \quad (\text{A.28})$$