



UNIVERSIDADE DA BEIRA INTERIOR
Engenharia

Eficácia do controlo de sopro por jatos retangulares num difusor de admissão ultracompacto

Miguel António Viegas Leal

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Aeronáutica
(Ciclo de estudos integrado)

Orientador: Prof. Doutor Francisco Miguel Ribeiro Proença Brójo

Covilhã, outubro de 2018

Agradecimentos

Ao Professor Doutor Francisco Brójo, por me ter facultado o seu computador e o cluster Almourol, ferramentas sem as quais a realização deste trabalho ter-se-ia tornado muito mais complicada, e pela sua disponibilidade em esclarecer-me todas as dúvidas que foram surgindo. Agradeço ainda por responder, sem falta, às minhas dezenas pedidos para reiniciar o computador sempre que havia um corte de eletricidade; até aos domingos se disponibilizava para ir à faculdade resolver o problema.

Aos meus amigos e colegas de curso, pelo companheirismo inigualável.

À minha namorada, pelo carinho, amparo e confidências.

À minha família, mas sobretudo aos meus pais, que me proporcionaram todas as condições económicas e afetivas para estudar aquilo que sempre quis.

Resumo

A presente investigação teve como propósito o estudo, recorrendo a análises numéricas, das características do escoamento num difusor de admissão em serpentina com elevada taxa de difusão e do aumento do rendimento do mesmo pelo uso de jatos em orifícios retangulares, a fim de que esta técnica de controlo possa ser considerada como uma solução ao problema do escoamento neste género de difusores. Para tal, dimensionou-se concetualmente um difusor ultracompacto, em serpentina, tendo em vista a baixa observabilidade de radar e de infravermelhos, com 0,45 metros de deslocamento vertical da linha central, 1,3 metros de comprimento, e uma razão de abertura de 2,0. Empregou-se uma técnica de controlo do escoamento que consistiu na injeção de ar através de pequenos orifícios retangulares, e perpendicularmente, com um caudal de mássico global limitado a 1% daquele à entrada do ducto. Diversas orientações dos orifícios em relação ao sentido do escoamento - 0°, 15°, 30° e 45° - foram examinadas de modo a perceber a sua influência na eficácia desta técnica de controlo. Os jatos foram instalados a montante dos pontos de separação do escoamento que ocorrem em ambas as paredes, superior e inferior. As respetivas geometrias foram desenhadas no software *CATIA V5R21*, e exportadas em ficheiro STL para o código gerador de malhas. As malhas, híbridas e predominantemente hexaédricas, geraram-se com o código aberto *SnappyHexMesh*, através da interface gráfica aberta *HELIX-OS*. A resolução numérica teve por base a utilização do modelo de turbulência $k - \epsilon$ realizável, com funções de parede. Adotou-se o software comercial *ANSYS FLUENT 16.2* para o cálculo das equações de governo discretizadas. Para as condições testadas, o escoamento apresentou duas regiões de separação, após a primeira curva na parede inferior, e outra, de maior intensidade, ao início da segunda curva na parede superior, ambas dotadas de escoamentos secundários. Qualitativamente, os resultados sem controlo estão de acordo com estudos semelhantes encontrados na literatura. A técnica de controlo utilizada, quando aplicada na parede inferior, permitiu, para uma orientação de 0°, eliminar completamente a separação do escoamento e os escoamentos secundários nesta região. Para as orientações de 15°, 30° e 45° os jatos revelaram-se ineficazes, no entanto introduziram melhorias inesperadas na parede superior. No que diz respeito à última, nenhuma das configurações aí testadas conseguiu mitigar a separação e os escoamentos secundários, revelando até, à exceção da orientação de 0°, um efeito contrário ao esperado através de uma maior deterioração do escoamento. No geral, conclui-se que a viabilidade dos jatos retangulares para controlo do escoamento é limitada, à exceção da configuração alinhada com o escoamento, que permite redistribuir com sucesso a pressão total nas regiões de parede onde o escoamento se encontra separado e os gradientes adversos de pressão não são tão intensos como os sentidos na parede superior.

Palavras-chave

Stealth; Admissão; Difusor; Serpentina; Distorção da pressão total; Recuperação da pressão total; *CATIA V5*; *HELIX-OS*; *CFD*; *ANSYS FLUENT*

Abstract

Numerical simulations were carried out in order to investigate the flow characteristics in an intake serpentine diffuser with a high diffusion rate and the increase of its efficiency through the use of rectangular orifice vortex generator jets, so this technique can be considered as a solution for the aerodynamic problems that this type of ducts usually present. That way, a conceptual design of an ultracompact, serpentine, low observable diffuser was performed, with a vertical offset of 0,45 meters, length of 1,3 meters, and an area ratio of 2,0. A jet flow control technique through rectangular orifices was applied, with air blowing perpendicularly with a global mass flow rate limited to 1% of value at the duct inlet. Several orientations of the orifices with respect to the mainflow - 0°, 15°, 30° and 45° - were tested. The jets were installed upstream of the separation points found at both top and bottom walls. The CAD models were designed with the *CATIA V5R21* software, and exported through a STL file to the mesh generator code. The numerical meshes were hex-dominant and were generated in the open-source code *SnappyHexMesh*, through the graphical user interface *HELIX-OS*. The $k-\varepsilon$ realizable turbulence model, with wall functions, was adopted to compute the numerical solution. The commercial software *ANSYS FLUENT 16.2* was used to compute the discretized governing equations. For the conditions tested, the mainflow presented two separation regions, one after the first bend in the bottom wall, and a more intense one after the second bend in the top wall. Both separation regions were characterized by secondary flows. Qualitatively, the results without control agree with similar studies found in literature. The control technique when applied to the bottom wall, for an orientation of 0°, eliminated completely the separation region and the secondary flows in this location. For the 15°, 30° and 45° orientations, despite the jets were ineffective, there was an unexpectedly improvement at the top wall of the second bend. Concerning to the last one, none of the configurations tested there were capable of mitigating the separation and the secondary flows; excluding the 0° case, all the other orientations actually deteriorated the flow. Overall, one can conclude that the viability of rectangular vortex generator jets for flow control is limited, excepting the configuration aligned with the mainflow, which succeeds at redistributing the total pressure at near wall flow where separations occurs and the adverse pressure gradients are not as intense as found in the top wall.

Keywords

Stealth; Intake; Diffuser; Serpentine; Total pressure distortion; Total pressure recovery; *CATIA V5*; *HELIX-OS*; *CFD*; *ANSYS FLUENT*

Conteúdo

1	Introdução	1
1.1	Motivação	1
1.2	Objetivos	2
1.3	Estrutura	3
1.4	Perspetiva histórica	4
1.4.1	Desenvolvimentos atuais	5
2	Revisão Bibliográfica	7
2.1	Projeto de aeronaves <i>stealth</i>	7
2.2	Características do escoamento em ductos em serpentina	9
2.3	Controlo do escoamento em ductos em serpentina	11
2.3.1	Placas geradoras de vórtices	12
2.3.2	Jatos geradores de vórtices	14
2.4	Definição das perdas aerodinâmicas em difusores	18
2.4.1	Recuperação de pressão total	18
2.4.2	Distorção do escoamento na face do motor	18
2.5	Metodologia numa análise por CFD	21
3	Modelação do escoamento turbulento	23
3.1	Equações de governo	23
3.1.1	Equação da conservação de massa	23
3.1.2	Equação da conservação da quantidade de movimento	24
3.1.3	Equação da conservação de energia	24
3.1.4	Resumo das equações de governo sob a forma conservativa	25
3.2	Modelação do escoamento turbulento através do <i>FLUENT</i>	26
3.2.1	Média de conjuntos de Reynolds	26
3.2.2	Modelo de turbulência $k - \epsilon$ realizável	27
3.3	Modelação do escoamento na proximidade da parede	29
3.3.1	Funções de parede	30
3.4	Geração de malhas na região de parede para simulações com escoamentos turbulentos	33
4	Metodologia	35
4.1	Desenho concetual do difusor de admissão	35
4.1.1	Requisitos gerais	35
4.1.2	Processo de dimensionamento	35
4.2	Modelo numérico	38
4.2.1	Desenho CAD	38
4.2.2	Geração da malha numérica	40
4.2.3	Condições de fronteira	44
4.2.4	Métodos de solução, sub-relaxação e convergência	47
4.2.5	Inicialização da solução	49
4.2.6	Estudo de independência da malha	50
5	Resultados	53

5.1	Resultados sem controlo do escoamento	53
5.1.1	Convergência	53
5.1.2	Análise do parâmetro y^+	54
5.1.3	Distribuição do coeficiente de pressão estática na parede	55
5.1.4	Distribuição da pressão total e campo de velocidades	56
5.1.5	Distorção circunferencial na secção de saída do difusor	58
5.1.6	Distorção radial na secção de saída do difusor	59
5.2	Resultados com controlo do escoamento na parede superior	61
5.2.1	Distribuição da pressão total e campo de velocidades	62
5.2.2	Distorção circunferencial na secção de saída do difusor	63
5.2.3	Distorção radial na secção de saída do difusor	65
5.3	Resultados com controlo do escoamento na parede inferior	65
5.3.1	Distribuição do coeficiente de pressão estática na parede	66
5.3.2	Distribuição da pressão total e campo de velocidades	66
5.3.3	Distorção circunferencial na secção de saída do difusor	69
5.3.4	Distorção radial na secção de saída do difusor	71
6	Conclusão e trabalhos futuros	75
6.1	Conclusão	75
6.2	Trabalhos futuros	76
	Bibliografia	77
A	Anexos do Capítulo 4	81
A.1	Ducto difusor de admissão	81
A.2	Parâmetros avançados usados no <i>HELYX-OS</i>	82
B	Anexos do Capítulo 5	85

Lista de Figuras

2.1	Ducto de admissão em 'S' com elevado deslocamento vertical e reflexões múltiplas da onda incidente.	9
2.2	Escoamentos secundários na secção de um ducto que apresenta uma curva. . . .	10
2.3	Escoamentos secundários dum ducto em serpentina.	11
2.4	Configuração co-rotacional e contra-rotacional, respetivamente.	13
2.5	Separação do escoamento num ducto.	18
2.6	Padrão típico da distorção circunferencial anelar.	19
2.7	Processo de uma análise em CFD.	22
3.1	Perfil de velocidades de uma camada limite turbulenta nas coordenadas semi-logarítmicas da lei da parede.	30
3.2	Métodos de modelação do escoamento na região da parede.	30
4.1	Processo de verificação das condições subsónicas na entrada do difusor.	37
4.2	Ducto difusor em dupla serpentina.	39
4.3	Esquema da orientação dos jatos.	40
4.4	Modelo CAD para o caso F.	40
4.5	Visão geral da malha na superfície da geometria.	44
4.6	Pormenor do refinamento da malha na região dos orifícios dos jatos orientados a 30° na parede superior.	45
4.7	Malha interna no plano de simetria da geometria.	45
5.1	Evolução dos residuais durante o processo iterativo.	54
5.2	Evolução da pressão total no plano de saída do difusor durante o processo iterativo.	54
5.3	Contornos do y^+ no difusor de admissão.	55
5.4	Distribuição do coeficiente de pressão estática nas paredes superior e inferior.	56
5.5	Distribuição da pressão total (esquerda) e campo de velocidades (direita) no plano de simetria.	57
5.6	Distribuição da pressão total (esquerda) e campo de velocidades (direita) na secção entre serpentinas - $x/D_{saída}=1,053$	58
5.7	Distribuição da pressão total (esquerda) e campo de velocidades (direita) na face do motor - $x/D_{saída}=2,28$	58
5.8	Distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso sem controlo.	60
5.9	Descritores da intensidade e MPR da distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso sem controlo.	60
5.10	Descritor da intensidade distorção radial por anel na secção de saída do difusor para o caso sem controlo.	61
5.11	Vetores de velocidade na região dos jatos para os casos B (esquerda) e D (direita) - $x/D_{saída}=1,018$	62
5.12	Distribuição da pressão total no plano da face do compressor para os casos A (esquerda superior), B (direita superior) e D (inferior) - $x/D_{saída}=2,28$	63
5.13	Distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso B.	64

5.14	Descritores da intensidade e MPR da distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso B.	64
5.15	Descritor da intensidade da distorção radial por anel na secção de saída do difusor para o caso B.	65
5.16	Distribuição do coeficiente de pressão estática na parede inferior nos casos A e F.	66
5.17	Distribuição de pressão total (esquerda) e vetores de velocidades (direita) no plano de simetria para o caso F.	67
5.18	Distribuição da pressão total na secção elíptica para os casos F (esquerda) e A (direita) - $x/D_{saída}=1,053$	67
5.19	Distribuição da pressão total na secção de saída do difusor nos casos F (esquerda) e A (direita) - $x/D_{saída}=2,28$	68
5.20	Vetores de velocidade na região dos jatos para o caso F - $x/D_{saída}=0,614$	68
5.21	Distribuição da pressão total na secção elíptica para os casos H (esquerda) e A (direita) - $x/D_{saída}=1,053$	69
5.22	Distribuição da pressão total na secção de saída para os casos H (esquerda) e A (direita) - $x/D_{saída}=2,28$	69
5.23	Distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso F. . .	70
5.24	Descritores da intensidade e MPR da distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso F.	71
5.25	Distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso H. .	72
5.26	Descritores da intensidade e MPR da distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso H.	72
5.27	Descritor da intensidade da distorção radial por anel na secção de saída do difusor para o caso F.	73
5.28	Descritor da intensidade da distorção radial por anel na secção de saída do difusor para o caso H.	73
A.1	Vistas de topo e lateral do ducto testado.	81
B.1	Contornos de velocidade na direção x no plano de saída do difusor para o caso A - $x/D_{saída}=2,28$	85
B.2	Vetores de velocidades na região dos jatos para os casos C (esquerda) e E (direita) - $x/D_{saída}=1,018$	85
B.3	Distribuição da pressão total no plano de saída do difusor para os casos C (esquerda) e E (direita) - $x/D_{saída}=2,28$	86
B.4	Distribuição da pressão total na secção entre serpentinas para os casos G (esquerda) e I (direita) - $x/D_{saída}=1,053$	86
B.5	Distribuição da pressão total no plano de saída do difusor para os casos G (esquerda) e I (direita) - $x/D_{saída}=2,28$	86

Lista de Tabelas

4.1	Valores da pressão estática, temperatura e número de Mach para o cálculo da condições totais.	36
4.2	Resumo das características geométricas do difusor testado.	38
4.3	Localização e orientação dos casos estudados dos jatos.	40
4.4	Dimensão das malhas utilizadas.	42
4.5	Distribuição da distorção dos elementos da malha.	43
4.6	Distribuição da qualidade ortogonal das células da malha.	44
4.7	Razão de aspeto máxima por cada malha simulada.	44
4.8	Fatores de sub-relaxação.	49
4.9	Opções tomadas para a simulação do escoamento no ducto difusor em dupla serpentina.	50
4.10	Parâmetros usados na geração das malhas estudadas inseridos no <i>HELIX-OS</i>	51
4.11	Estudo de independência da malha para a geometria sem controlo tendo a pressão total como variável de interesse.	51
5.1	Posições radiais dos anéis descritores.	59
5.2	Recuperação de pressão total e coeficiente de distorção DC120.	61
5.3	Recuperação de pressão total e coeficiente de distorção DC120 na secção de saída.	66
A.1	Parâmetros escolhidos para o dicionário dos refinamentos.	82
A.2	Parâmetros escolhidos para o dicionário do <i>snapping</i>	82
A.3	Parâmetros escolhidos para o dicionário das camadas.	82
A.4	Parâmetros escolhidos para o dicionário da qualidade.	83

Lista de Símbolos

A	Área de secção do difusor	$[m^2]$
\vec{A}_i	Vetor de área de face	$[-]$
\vec{c}_i	Vetor entre centróides de células adjacentes	$[-]$
$C_1, C_{1\varepsilon}, C_2$	Constantes do modelo turbulento $k - \varepsilon$	$[-]$
C_v	Calor específico a volume constante	$[J/(kg.K)]$
D	Diâmetro da secção do difusor	$[m]$
DC_θ	Coeficiente de distorção	$[-]$
\vec{f}_i	Vetor entre centróides de células e faces	$[-]$
\vec{F}	Vetor resultante das forças externas	$[N]$
\vec{g}	Vetor da aceleração gravítica	$[m/s^2]$
G_k, G_b	Geração de energia cinética turbulenta	$[-]$
i	Energia interna térmica	$[J]$
I	Tensor unitário	$[Pa]$
k	Energia cinética turbulenta	$[m^2/s^2]$
K	Coeficiente de condutividade térmica	$[-]$
L	Deslocamento horizontal	$[m]$
\dot{m}	Caudal mássico	$[kg/s]$
M	Número de Mach	$[-]$
MPR	Núm. de regiões de baixa pressão total por revolução	$[-]$
n	Coordenada local normal à parede	$[m]$
n_c	Número de camadas	$[-]$
N	Número de pontos de pressão total medidos	$[-]$
N^-	Núm. de pontos de baixa pressão total	$[-]$
p	Pressão estática	$[Pa]$
PC	Pressão total circunferencial	$[Pa]$
PR	Pressão total radial	$[Pa]$
q	Pressão dinâmica	$[Pa]$
r	Raio	$[m]$
R	Constante dos gases ideais	$[m^2/(s^2K)]$
RPT	Recuperação de pressão total	$[-]$
$RPTAV$	Recuperação de pressão total média por anel	$[-]$
$RPTAVLOW$	Recuperação de pressão total média inferior por anel	$[-]$
$RPTFAV$	Recuperação de pressão total média da secção	$[-]$
S	Módulo do tensor médio da taxa de deformação	$[Pa]$
S	Termos fonte	$[-]$
t	Tempo	$[s]$
T	Temperatura absoluta	$[K]$
u_i, u_j, u_k	Componentes do vetor velocidade	$[m/s]$
u_t	Velocidade de fricção	$[m/s]$
U	Velocidade absoluta do escoamento	$[m/s]$
U'	Velocidade abs. da camada lim. na parede inferior	$[m/s]$
U^+, U^*	Velocidade adimensionalizada	$[-]$

Lista de Símbolos

x, y, z	Sistema de coordenadas cartesiano	[–]
x_i, x_j, x_k	Componentes do vetor posição	[m]
y	Distância normal à parede	[m]
y^+, y^*	Distância adimensionalizada à parede	[–]
Y_M	Contribuição da dilatação flutuante	[$kg/(ms^3)$]

Letras do Alfabeto Grego

δ_e	Razão de expansão da camada	[–]
δ_{ij}	Delta de Kronecker	[–]
δ_t	Espessura relativa da última camada	[–]
ε	Taxa de dissipação turbulenta	[m^2/s^3]
ϕ	Quantidade escalar genérica do escoamento	[–]
ϕ_d	Função de dissipação	[–]
γ	Razão dos calores específicos	[–]
κ	Constante de Von Kármán	[–]
μ	Viscosidade molecular ou dinâmica	[$N/(ms)$]
μ_t	Viscosidade turbulenta	[m^2/s]
ν	Viscosidade cinemática	[m^2/s]
θ	Extensão angular circunferencial	[$^\circ$]
θ_e	Ângulo dum elemento equiangular	[$^\circ$]
θ_{max}	Maior ângulo dum elemento equiangular	[$^\circ$]
θ_{min}	Menor ângulo dum elemento equiangular	[$^\circ$]
ρ	Massa específica do ar	[kg/m^3]
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Constantes do modelo turbulento $k - \varepsilon$	[–]
τ_w	Tensão de atrito na parede	[Pa]
$\bar{\tau}$	Tensor das tensões	[Pa]
\vec{v}	Vetor velocidade global	[m/s]
ω	Taxa de dissipação específica	[s^{-1}]

Índices Inferiores

i	Número de anel	[–]
k	Número da região de baixa pressão total	[–]
t	Condição total	[–]
0	Plano de entrada do difusor	[–]
1	Plano de saída do difusor	[–]

Índices Superiores

T	Transposta	[–]
'	Flutuação em volta da média temporal	[–]
-	Média temporal	[–]

Lista de Acrónimos

AGARD	Advisory Group for Aerospace Research and Development
AIP	Aerodynamic Interface Plane
AMG	Algebraic Multigrid
C ³	Command, Control and Communication
CAD	Computer Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
CPU	Central Process Unit
EADS	European Aeronautic Defence and Space Company
HPC	High Performance Computer
RAM	Radar Absorbing Material
RAM	Random Access Memory
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
RCS	Radar Cross Section
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
SST	Shear Stress Transport
STL	Stereolithography
STRICT	Structurally Integrated Compact Inlet Technology
UCAV	Unmanned Combat Aerial Vehicle
VLO	Very Low Observable

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

A partir dos anos 90 as aeronaves furtivas principiaram a demonstrar uma enorme capacidade de penetração e sobrevivência em espaço aéreo hostil. Um dos primeiros testes em combate de este tipo de aeronave aconteceu a 17 de Janeiro de 1991, durante a fase de abertura da operação Tempestade no Deserto, na Guerra do Golfo. Durante esta operação, os aviões norte-americanos F117 eram os únicos autorizados a operar sobre os limites da capital do Iraque, Bagdade. Graças à sua baixa observabilidade de radar, conseguiam bombardear continuamente esta cidade sem serem detetados pelo sistema Kari C³. Este sistema era composto por centenas de postos de observação e radares, que informava as defesas anti-aéreas de mísseis terra-ar e aviões interceptores iraquianos. Não havendo nenhuma perda dos Lockheed F117 durante esta operação, demonstrou-se a elevada sobrevivência e eficácia militar que este género de aeronaves possui em espaços aéreos protegidos por sistemas de defesa aérea modernos [1; 2].

Desde aí, vários outros modelos de aeronaves têm sido produzidos ou modificados de modo a incorporar estruturas, geometrias ou materiais furtivos. Contudo, as arquiteturas furtivas apresentam uma multitude de limitações desde ao nível da estabilidade de voo e emissões eletromagnéticas, até problemas aerodinâmicos. Um destes últimos, talvez dos mais complexos, e sobre o qual se debruça este estudo, é mascarar as pás do *fan* ou do compressor das ondas eletromagnéticas de radar incidentes. As pás de um motor, graças à sua superfície metálica e movimento rotativo, não só são excelentes refletores deste género de radiação, como a refletem em todos os ângulos e direções, aumentando significativamente a sua assinatura de radar. Uma solução para este problema é curvar o ducto de admissão em forma de serpentina, de modo a impedir que haja uma linha direta de vista entre o exterior da fuselagem e o plano do *fan* ou compressor. Todavia, esta técnica introduz dificuldades aerodinâmicas adicionais [3], uma vez que a maior ou menor agressividade dos ductos em serpentina influencia o grau de uniformidade do escoamento, além de haver a necessidade que estas admissões sejam o mais curtas e compactas possível.

Nas últimas décadas, em paralelo com o desenvolvimento de veículos *stealth*, registou-se também o advento de veículos aéreos não tripulados de combate, em inglês *Unmanned Combat Aerial Vehicles* (UCAV), e, então, rapidamente se adotou a tecnologia furtiva a esta última classe de aeronaves [4]. No entanto, as aeronaves pilotadas remotamente costumam apresentar dimensões inferiores àquelas tripuladas por humanos, requerendo admissões ainda mais compactas, e, por isso, com serpentinas mais agressivas. Por conseguinte, os problemas aerodinâmicos de distorção e separação do escoamento intensificam-se e tornam-se mais difíceis de solucionar.

Outro aspeto importante que explica a recente tendência em equipar os UCAVs com ductos de admissão em serpentina tem que ver com a menor dimensão, em termos de comprimento, que estes difusores proporcionam. Por serem compactos, não só podem ser instalados em aeronaves de dimensões mais reduzidas, e assim permitir a redução da área exposta ao radar, como também possibilitar o projeto de uma aeronave com menor massa, alcançando consumos inferiores de combustível.

Sem embargo, como será visto ao longo deste estudo, o grande desafio no que toca a esta classe de difusores prende-se com os intensos escoamentos secundários que se geram devido aos gradientes transversais de pressão e ao descolamento do escoamento nas curvas dos difusores. A dificuldade em mitigar os problemas destes ductos de admissão é tanto maior quanto mais compactos e agressivos forem. Os seus problemas aerodinâmicos característicos não só diminuem o rendimento e a tração dos motores, como encurtam significativamente a vida útil dos seus componentes, como, por exemplo, as pás do compressor, devido às vibrações neste induzidas pela distorção e angularidade elevadas do escoamento. Este problema pode ser minimizado através da aplicação de dispositivos de controlo do escoamento, nomeadamente placas geradoras de vórtices, sucção da camada limite, ou sopro de jatos de ar para aumentar a quantidade de movimento da mesma.

O mecanismo de sopro de jatos de ar apresenta várias vantagens em relação a métodos de controlo físicos, como as placas geradoras de vórtices, uma vez que permite uma melhor adaptação a condições de funcionamento fora do ponto de projeto e evita a instalação de componentes físicos nos ductos de admissão, e, por isto, não apresenta o problema de fratura e desprendimento. Porém, existem inúmeras variáveis que influenciam a eficácia destes dispositivos, em particular, a orientação em relação ao escoamento, aspeto sobre o qual se debruça esta investigação. Por outro lado, ao realizar-se uma pesquisa bibliográfica sobre esta técnica de controlo ativo do escoamento, verifica-se a existência de inúmeros estudos relacionados com o sopro de jatos através de orifícios circulares, enquanto que pouca atenção tem sido dada a outras formas geométricas de orifícios, como, por exemplo, os jatos retangulares. No sentido de explorar esta lacuna da literatura, nesta investigação é estudada a eficácia de jatos geradores de vórtices com orifícios retangulares na mitigação da distorção e da separação do escoamento num ducto difusor ultra compacto e agressivo.

1.2 Objetivos

O objetivo primário desta dissertação é investigar a eficácia de jatos geradores de vórtices soprados através de orifícios retangulares, orientados a 0° , 15° , 30° e 45° em relação ao escoamento principal, em controlar a separação e os escoamentos secundários num ducto difusor agressivo em serpentina. Esta análise é executada através de um software comercial de Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD), o *ANSYS FLUENT*.

A realização do objetivo proposto, implica a concretização das subsequentes etapas:

- Projeto concetual de um difusor de admissão de baixa observabilidade de radar, e desenho

Capítulo 1. Introdução

da geometria em *CATIA*;

- Construção do domínio computacional e definição apropriada do modelo numérico;
- Avaliação e interpretação das características aerodinâmicas do escoamento interno no difusor, tendo em vista a aplicação das técnicas de controlo;
- Identificação e interpretação das alterações introduzidas pelas técnicas de controlo no escoamento.

1.3 Estrutura

Esta dissertação encontra-se dividida em seis capítulos.

No primeiro, é introduzida a motivação do estudo enquadrada no panorama atual da tecnologia, os objetivos a alcançar, e a estrutura do documento. É realizada igualmente uma breve revisão histórica acerca do desenvolvimento e evolução das aeronaves furtivas.

No segundo capítulo, realiza-se uma revisão bibliográfica, onde se começa por expor as regras gerais de projeto de aeronaves furtivas. Seguidamente, é explicada a física do escoamento em difusores em serpentina, e são expostos os mecanismos de controlo do escoamento nos mesmos. Noutra secção, apresenta-se os parâmetros que avaliam o desempenho aerodinâmico de um difusor de admissão. Por último, apresenta-se a metodologia típica de uma análise em CFD.

No terceiro capítulo, faz-se uma revisão breve sobre a teoria que sustenta a dinâmica de fluidos computacional, apresentando-se as equações de governo, o modelo de turbulência utilizado, e a modelação na proximidade da parede.

No quarto capítulo, é descrita a metodologia empregue no estudo. Em primeiro lugar, é explicado o dimensionamento concetual do difusor alvo desta investigação, após que é relatado o processo de desenho do modelo geométrico através do software *CATIA*. Depois, descreve-se o modelo numérico usado para simular o escoamento no mesmo. É apresentado o processo de geração da malha, o modelo de turbulência utilizado, as condições de fronteira e os métodos de solução empregues. O capítulo termina com a apresentação do estudo de independência de malha. Os problemas e limitações encontradas nos métodos utilizados serão também mencionados.

No quinto capítulo, composto por três secções, são divulgados e discutidos os resultados numéricos obtidos. Na primeira secção, recorrendo às ferramentas de pós-processamento do *ANSYS FLUENT*, analisa-se a convergência da solução, a distância adimensional da parede y^+ ao longo da geometria, sendo depois mostrados os resultados para o difusor sem controlo do escoamento. Na segunda, apresentam-se os resultados para o controlo na parede superior. Na última secção, é analisada a eficácia dos jatos geradores de vórtices quando aplicados na parede inferior do

ducto de admissão.

No sexto capítulo, são extraídas as conclusões à luz dos resultados obtidos, e propostas recomendações, melhorias e trabalhos futuros.

1.4 Perspetiva histórica

Desde tempos imemoriais que o Homem tenta atacar ou evadir-se dos seus inimigos furtivamente, usando camuflagens para não ser visto. No início do século passado, realizaram-se as primeiras investigações que permitissem descobrir formas de antecipar a descoberta dum inimigo escondido, de evitar que o elemento surpresa desequilibrasse a batalha e tornasse uma vitória quase certa antes mesmo de ela começar. Essas investigações tinham como alvo a tecnologia de radar. De facto, o radar tem sido uma força decisiva na aviação militar desde que os seus primeiros sistemas foram desenvolvidos nos finais dos anos 30. O seu uso pioneiro data da 2ª Guerra Mundial, tendo como objetivo alertar atempadamente um bombardeamento, providenciando informação acerca do número e direção das aeronaves inimigas. Contudo, o desenvolvimento do radar não se ficou por aqui. Em pouco tempo, esta tecnologia passou a ser usada por artilharia terrestre para atingir alvos voadores, tanto de dia como de noite, e por pilotos para permitir bloquear outros tantos, incluindo aqueles se encontrassem fora da linha de vista.

No entanto, se bem que nos primeiros anos a tecnologia de deteção por radar tenha evoluído a passos mais largos, bastante investimento foi também dedicado à procura por camuflagens contra as ondas incidentes de radar. A partir daí, a maioria das aeronaves militares passou não só a estar equipada com contra-medidas de radar como também passaram a ser projetadas de modo a que a sua geometria e materiais diminuíssem a sua suscetibilidade a serem detetadas por esse tipo de sistema.

A ideia da camuflagem de radar é quase tão velha como o próprio radar. Historicamente, cabe à Alemanha a primeira tentativa de construção de uma aeronave com baixa observabilidade de radar, o Horten Ho 229, cujo voo inicial, em 1944, sucedeu pouco antes do término da 2ª Grande Guerra. Se bem que a sua estrutura tivesse sido construída com materiais absorvedores de ondas de radar, e estivesse dotada de uma forma em asa voadora, tendo inspirado mais tarde o bombardeiro B-2, nunca se tornou operacional. Desde essa época até aos anos 70, outras aeronaves demonstraram características de baixa observabilidade, intencionais ou não, como o Avro/Hawker Siddeley Vulcan ou os Lockheed U-2 Dragon Lady e SR-71 Blackbird. Todavia, nenhuma destas tentativas conheceu sucesso suficiente, deixando apenas um pálido impacto na aviação militar.

O problema é o radar ser um método bastante sensível e fiável de detetar alvos a longas distâncias [5]. Por outro lado, a refletividade do alvo é outra parte que determina quando é que o radar o detetará. Diminuir a secção transversal de radar, em inglês *Radar Cross Section* (RCS), não reduz o alcance de deteção proporcionalmente, uma vez que este último é proporcional à raiz quarta do RCS. Por isso, o RCS tem que ser reduzido num fator de dez para marcar uma diferença significativa no alcance de deteção. Além disso, o desenvolvimento na deteção de

Capítulo 1. Introdução

radar era tão rápido que qualquer aeronave com menor RCS depressa perderia a sua vantagem.

A meio da década de 70, com o aumento da capacidade de processamento dos computadores, os investigadores da Lockheed descobriram forma de resolver as complexas equações que governam a dispersão eletromagnética. Isto permitiu modelar rapidamente a refletividade de certa geometria e criar geometrias que satisfizessem os requisitos aerodinâmicos e de baixa observabilidade de radar [4; 5]. Após isto, a Lockheed construiu dois protótipos *stealth*, sob o nome de código inglês *Have Blue*, sendo validadas as suas características de baixa observabilidade de radar.

O sucesso do projeto *Have Blue* recompensou a Lockheed com um contrato para desenvolver o F-117A, cuja capacidade operacional inicial verificou-se em 1983. Desde aí, o F-117A operou em quase todos os conflitos dos Estados Unidos da América até à sua retirada em 2008. Ao longo da sua vida operacional, apenas uma aeronave foi abatida pelo inimigo, em 1999 na Guerra do Kosovo.

Pouco após o início do desenvolvimento do F-117A, iniciou-se o desenvolvimento de um bombardeiro estratégico de longo alcance. Assim, nasceu o Northrop B-2 Spirit, um bombardeiro furtivo subsónico, capaz de alcançar qualquer lugar do mundo sem ser detetado. Os mesmos princípios de baixa observabilidade foram aplicados ao bombardeiro supersónico B1-B Lancer.

1.4.1 Desenvolvimentos atuais

As aeronaves F-117A, B-2 e B1-B foram, sem dúvida, os modelos furtivos emblemáticos dos anos 80 e 90. Com a evolução e maturação da tecnologia *stealth* e os novos requisitos de combate, proporcionou-se o desenvolvimento de novos modelos como o Lockheed Martin F-35 e o F-22. Na Europa, a aplicação de técnicas de baixa assinatura de radar, como a introdução de ductos de admissão em serpentina, reduziram drasticamente a observabilidade do Eurofighter Typhoon e do Dassault Aviation Rafale [4]. Com o advento dos UCAV, a tecnologia furtiva também se adoptou a este género de aeronaves. Alguns destes últimos incluem o Boeing X-45, o europeu BAE Systems Taranis, o Dassault nEUROn, o EADS Barracuda, o Northrop Grumman X-47B, entre outros.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Este capítulo divide-se em cinco secções. Na primeira é realizada uma introdução à tecnologia furtiva e são apresentadas as considerações gerais do projeto de aeronaves furtivas. Na segunda secção, é realizada uma revisão bibliográfica sobre as características do escoamento numa admissão em 'S', com enfoque no mecanismo de formação dos escoamentos secundários naturais deste tipo de geometria. Na terceira secção, são revistas as técnicas de controlo desses escoamentos secundários e das regiões separadas em difusores em serpentina. Na quarta secção são apresentados os parâmetros descritores das perdas aerodinâmicas dos escoamentos internos em difusores, no que diz respeito à recuperação de pressão total e à distorção na secção de saída. Por último, na quinta secção é explicada a metodologia típica de um estudo em CFD, adotada neste estudo.

2.1 Projeto de aeronaves *stealth*

Uma aeronave *stealth* deverá ser pouco observável em seis categorias: radar, infravermelhos, acústica, visual, fumo e esteira de condensação. As mais importantes são as duas primeiras.

A deteção de uma aeronave através de infravermelhos faz-se procurando o contraste entre zonas quentes da fuselagem, como condutas de escapes e superfícies sujeitas a aquecimento cinético como bordos de ataque, e a radiação de fundo da atmosfera. As condutas de escape são, de facto, o maior contribuidor para a assinatura de infravermelhos duma aeronave. Este problema pode ser resolvido ao assegurar que o escape se dissipa o mais depressa possível após abandonar a aeronave, ao permitir que o escoamento frio de bypass se misture no bocal propulsivo com o ar quente que passa pela turbina, ou ainda ao aumentar a área do bocal onde ocorre a mistura entre o ar quente e o ar frio (usando um bocal bidimensional, por exemplo, mas a custo da eficiência propulsiva). Por outro lado, nos bordos de ataque e nos lábios das admissões de uma aeronave que voa a altos números de Mach é inevitável que apareçam temperaturas de estagnação moderadas devido ao aquecimento cinético. Este efeito também contribui bastante para a assinatura de infravermelhos. Pode-se reduzi-lo ao minimizar-se bordos e cantos afiados [1]. Contudo, é provável que num teatro de guerra moderno antes de uma aeronave ser detetada através de um sensor de infravermelhos já tenha sido previamente detetada por um sistema de radar. Com base neste pressuposto, minimizar a sua assinatura de radar deverá preceder a redução da sua assinatura de infravermelhos, ainda que haja pontos de melhoramento comuns.

Uma aeronave quando exposta a uma onda eletromagnética espalha a energia incidente em todas as direcções através da combinação de mecanismos de difração, reflexão especular, ondas viajantes e ondas de Creeping [6]. A energia que é refletida de volta para a fonte da onda

constitui o eco de radar dessa aeronave. A intensidade desse eco é descrito pelo RCS. As aeronaves convencionais, não furtivas, possuem um elevado RCS uma vez que são projetadas tendo em vista a otimização aerodinâmica, contudo, no domínio militar e furtivo a necessidade duma baixa assinatura de radar será a variável que mais pesará aquando do seu projeto. As estruturas reentrantes (por exemplo, ductos de admissão e de escape e *cockpits*) e as superfícies que permitem a reflexão especular das ondas de radar são os dois tipos de estruturas que mais contribuem para elevar o RCS. Os componentes duma aeronave convencional, não furtiva, que mais contribuem para o RCS são [1]:

1. Turbinas e face de compressores;
2. Admissões de ar;
3. Armamento exterior;
4. Bordo de ataque da asa;
5. Ângulo reto entre as empenagens vertical e horizontal;
6. Conduta de escape;
7. Radome;
8. Cavidade do *cockpit*;
9. Fuselagem quando vista diretamente de cima, baixo ou lado.

Existem dois grupos principais de técnicas de minimização do RCS. A primeira tem que ver com o formato da aeronave, envolvendo considerações geométricas importantes para se projetar uma aeronave com uma baixa assinatura de radar. A segunda diz respeito ao uso de materiais que absorvem as ondas de radar, em inglês *Radar Absorbing Materials* (RAM) [7], e ao desenvolvimento das estruturas que os suportam e os integram na célula da aeronave. No projeto inicial duma aeronave *stealth*, a definição do seu formato deverá ter precedência sobre outras técnicas de redução de RCS e variáveis de projeto. Dotar um veículo com um formato *stealth* significa orientar as suas superfícies e as suas arestas de maneira a refletirem as ondas eletromagnéticas em aproximação noutras direções que não a do radar. As principais considerações gerais a tomar em conta aquando da definição do formato de uma aeronave com muito baixa observabilidade, em inglês *Very Low Observable* (VLO), são [1; 2]:

1. Usar superfícies planas que ofereçam um mínimo de reflexão especular; posicionar as discontinuidades da fuselagem e pontas, cantos e arestas longe dos setores críticos;
2. Posicionar os motores no interior da fuselagem e as respetivas admissões e condutas de escape na superfície superior da célula, obstruindo a visão a um radar terrestre (F107, Northrop-Grumman X-47 e RQ-4A Global Hawk, Boeing X-45, e outros). Cobrir a entrada da admissão com uma grelha, como no caso do Lockheed F-117 Nighthawk;

Capítulo 2. Revisão Bibliográfica

3. Usar um ducto de admissão em 'S' de modo a esconder a face do compressor e provocar um maior número de reflexões no seu interior, como demonstrado na figura 2.1. Além disso, este tipo de admissão permite encurtar e reduzir o peso da aeronave;
4. Alinhar todos os bordos e arestas para que a reflexão especular seja feita numa direção comum (Boeing X-45);
5. Usar bordos de ataque enflechados;
6. Inclinar superfícies verticais ou, se possível, eliminá-las, como, por exemplo, a empenagem vertical;
7. Armazenar o armamento no interior da fuselagem.

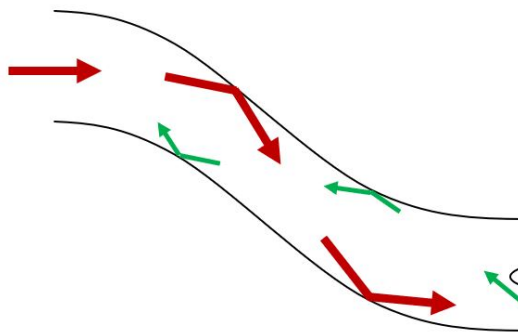


Figura 2.1: Ducto de admissão em 'S' com elevado deslocamento vertical e reflexões múltiplas da onda incidente.

Contudo, a aplicação destas regras tende a reduzir a eficiência aerodinâmica das admissões, envolvendo penalizações a nível da recuperação de pressão (média e distorção), arrasto, custo, entre outros. A tarefa mais desafiante no projeto de uma admissão VLO talvez seja cumprir o requisito de eliminar qualquer linha de vista do motor a partir da entrada da admissão, de modo a que as pás do *fan* ou compressor sejam escondidas de qualquer onda de radar [3]. Este requisito leva à necessidade de desenhar difusores com curvas mais agressivas que o desejável, originando a separação do escoamento nas curvas, bem como escoamentos secundários que diminuem drasticamente a recuperação de pressão total e aumentam a distorção do campo de pressões na face do motor.

2.2 Características do escoamento em ductos em serpentina

A aplicação da geometria furtiva tende a reduzir o desempenho aerodinâmico dos ductos de admissão, provocando escoamentos secundários e regiões onde o escoamento separa. A literatura disponibiliza inúmeros estudos acerca dos vários parâmetros que condicionam o escoamento num ducto em serpentina através do aparecimento desses fenómenos, em especial sobre os efeitos induzidos pelos ângulos ou raios das curvas e a razão entre as secções de saída e entrada, que serão abordados nesta secção.

Os primeiros estudos, tanto experimentais como computacionais, referentes ao escoamento em ductos em serpentina tiveram início no anos 70, dos quais se destacam os trabalhos de Vakili et al. [8], Bansod e Bradshaw [9], Rowe [10] e Taylor et al. [11]. Nestes abordou-se somente o efeito que a curvatura de um ducto de secção de área constante teria na qualidade e nas características do escoamento. Todos verificaram que após a curva de um ducto há o desenvolvimento de escoamentos secundários, resultantes da interação entre o gradiente de pressão centrífugo e uma região pouco energética, como é uma camada limite ou uma região de separação. O gradiente de pressão transversal - ou centrífugo [12] - é proporcional a $\rho U^2/r$, onde U é a velocidade do escoamento e r o raio da curva, dando lugar a uma pressão que é maior na região exterior da curva que na interior. Se há uma camada limite na parte inferior do ducto com velocidade reduzida, U' , o gradiente centrífugo local, $\rho U'^2/r$, é insuficiente para equilibrar a diferença de pressão entre as paredes, de modo que o escoamento nesta região é redirecionado para a parede interior. O escoamento que se desloca através das paredes laterais para o interior da curva retorna à parede exterior pelo centro do ducto, dando lugar a duas células de recirculação, como se demonstra na figura 2.2.

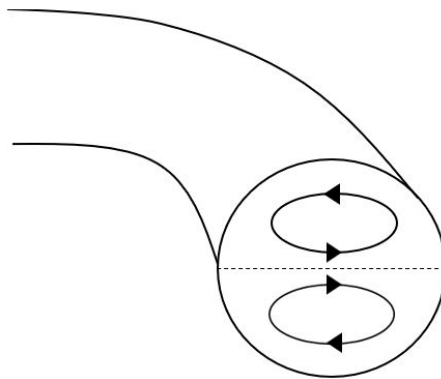


Figura 2.2: Escoamentos secundários na secção de um ducto que apresenta uma curva [12].

Os escoamentos secundários caracterizam-se, por isso, por um par de vórtices em contra-rotação, que são uma importante causa da distorção da pressão total na secção de saída de um ducto, como explicam Guo e Seddon [13]. No entanto, outro aspeto interessante foi ainda constatado pelos autores referidos. Nos ductos em serpentina testados, o par de vórtices que se desenvolve na primeira curva gira em sentidos opostos ao par de vórtices gerado na segunda curva, como se exemplifica na figura 2.3, existindo algum grau de cancelamento que se traduz numa menor distorção da pressão total e do campo de velocidades na secção de saída dos ductos.

Os estudos referidos acima, porém, focaram-se apenas na influência do raio ou ângulo da curvatura da linha central dos ductos, apresentando estes uma área de secção constante. Deste modo, não puderam avaliar a transição do escoamento numa secção com certa área para outra maior. Num ducto difusor, o aumento de área da secção provoca a diminuição da velocidade média do escoamento, de forma a garantir a conservação de massa, o que obriga ao aparecimento de um gradiente de pressão adverso. Se a área da secção aumentar rapidamente, o gradiente poderá tornar-se suficientemente adverso para que ocorra a separação do escoamento [15]. É importante, por isso, estudar a influência da variação da área da secção no desempenho dum ducto. Nesse sentido, Povinelli e Towne [16] analisaram também, para além da influência da curvatura da linha central, a variação da secção transversal. As configurações testadas foram



Figura 2.3: escoamentos secundários dum ducto em serpentina [14].

desenhadas de modo a isolar os efeitos destes dois parâmetros no escoamento, e todos os ductos apresentavam uma razão de área de 1,31. Concluíram que a distorção e as perdas da pressão total estão primeiramente relacionadas com a curvatura da linha central, enquanto a variação da secção transversal tem um efeito reduzido na qualidade do escoamento e nas perdas de pressão. Ainda com base nos resultados dos estudos aos difusores de Whitelaw e Yu [17] e Majumdar et al. [18], cujas razões de áreas de, respetivamente, 1,5 e 2,0, são bastante elevadas, pode-se verificar que o efeito da forma da linha central é significativamente mais importante que o da abertura do difusor. Outros estudos como o de Wellborn et al. [19], Mayer et al. [20], Lee e Boedicker [21] apresentam as mesmas conclusões. Na investigação destes últimos autores, foram deduzidas leis otimizadas da forma da linha central e da variação de área transversal para ductos em serpentina. Estes leis serão aplicadas, mais tarde, na presente dissertação aquando do desenho do difusor em estudo.

A partir dos estudos anteriores pode-se apreender, portanto, que a curvatura de um ducto de admissão em serpentina é a causa principal da degradação da uniformidade do escoamento e da recuperação de pressão total. Com o advento de UCAVs furtivos, a tendência atual é de projetar admissões mais curtas que permitam reduzir o tamanho e o peso da aeronave, tornando ainda mais desafiante o problema aerodinâmico das admissões em serpentina. Desse modo, em difusores com geometrias agressivas, para que o escoamento chegue ao plano do compressor com a uniformidade e a pressão requeridas, evitando instabilidades e minimizando as perdas, é necessário empregar uma ou várias técnicas de controlo do escoamento. Na secção seguinte, aborda-se este tema.

2.3 Controlo do escoamento em ductos em serpentina

As várias técnicas de controlo do escoamento incluem o controlo passivo, ativo, em ciclo aberto, e em ciclo fechado. As técnicas de controlo passivo têm sucesso em reduzir a distorção dos ductos em serpentina, no entanto, são projetadas para um determinado ponto de desempenho, podendo piorar o desempenho global da admissão para outros pontos fora do ponto de projeto. Este tipo de controlo costuma ser constituído por uma modificação fixa, como, por exemplo, pequenas placas geradoras de vórtices. O controlo ativo do escoamento é, por isso, preferível,

já que permite ser otimizado para diferentes condições de voo e não é habitual envolver componentes físicos no ducto, que podem soltar-se e danificar o motor. Um exemplo é a injeção de ar através de microjatos. Por outro lado, o controlo ativo pode acontecer em ciclo aberto ou fechado. Em ciclo fechado usam-se sensores que medem o escoamento em tempo real e, através de um ciclo de *feedback*, permitem que os atuadores de controlo do escoamento se adaptem a cada condição do escoamento. O controlo aberto não possui um ciclo de *feedback*, no entanto pode basear-se em parâmetros como a velocidade de voo, ângulo de ataque da aeronave, ou na velocidade do motor, por exemplo, sem que hajam correções em tempo real [22].

Estes dispositivos abordam o problema do controlo do escoamento de duas formas, através da energização (adição de fluido com alta quantidade de movimento) da camada limite para evitar ou atrasar a separação, ou através da formação de um par de vórtices em co-rotação e de sentidos opostos aos do escoamento secundário que é gerado naturalmente no ducto em 'S'. Estas duas abordagens também têm demonstrado sucesso quando combinadas. A primeira faz uso de placas geradoras de vórtices para introduzir fluido com alta quantidade de movimento na camada limite pouco energética, no entanto, se bem que tenha sucesso em suprimir a separação do escoamento, não reduz os escoamentos secundários, que é a fonte principal de distorção do escoamento. A segunda abordagem é mais eficiente em admissões em 'S' uma vez que o seu objetivo é controlar o escoamento secundário, e, por isso, reduzir o nível de distorção e aumentar a recuperação de pressão total. Este método pode também fazer uso de placas ou jatos geradores de vórtices.

2.3.1 Placas geradoras de vórtices

Nos estudos apresentados em seguida, principia-se por abordar a técnica de controlo passivo através de placas geradoras de vórtices que, se bem que não investigadas na presente dissertação, é uma das de mais simples aplicação e os fundamentos físicos em que se baseiam são semelhantes aos das técnicas de controlo por sopro e constituem a base para o seu entendimento.

Anderson e Levy [23] referem que existem duas configurações básicas de placas geradoras de vórtices, como se exemplifica na figura 2.4. Numa delas, todos os geradores de vórtices estão orientados num mesmo ângulo em relação à direção do escoamento. Esta é a configuração co-rotacional, uma vez que os vórtices produzidos giram todos no mesmo sentido. Na segunda, os geradores de vórtices estão dispostos em pares e orientados em direções opostas ao do escoamento, criando pares de vórtices em contra-rotação. A vantagem da primeira configuração é que os vórtices apresentam uma menor taxa de decaimento, mantendo a sua eficácia no escoamento a jusante. O seu uso em admissões em serpentina traz outra vantagem adicional, que é a capacidade de gerar vórtices que se contrapõem aos intensos escoamentos secundários que ocorrem naturalmente neste tipo de admissões. Por outro lado, uma configuração em contra-rotação, quando posicionada ligeiramente a montante, é bastante eficaz em reduzir a extensão da região separada. No entanto, se comparada com a configuração co-rotacional, produz maiores níveis de distorção da pressão total na face do compressor e apresenta uma menor recuperação da pressão total. Em resumo, estas configurações permitem duas abordagens diferentes no controlo do escoamento, a primeira orienta-se para o controlo do escoamento

Capítulo 2. Revisão Bibliográfica

secundário numa admissão em 'S', enquanto que a segunda é mais eficaz a reduzir a separação do escoamento.

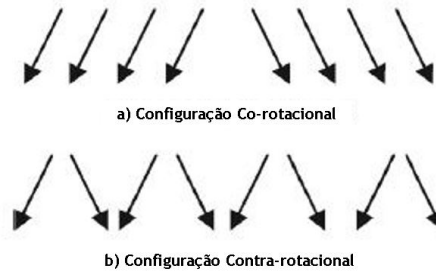


Figura 2.4: Configuração co-rotacional e contra-rotacional, respetivamente [24].

Primeiramente, Reichert e Wendt [25] centraram-se na abordagem contra-rotacional para analisar o efeito da altura dos geradores de vórtices, a sua localização axial e espaçamento na energização da camada limite num ducto difusor em 'S'. Quanto maior a altura do gerador de vórtice, menor é a distorção do escoamento e a extensão circunferencial da zona de escoamento separado. Contudo, a melhoria máxima da recuperação de pressão total acontece quando a altura destes dispositivos corresponde aproximadamente à espessura da camada limite. Quanto à localização axial dos geradores de vórtices, estes não deverão ser colocados na zona onde o escoamento separa ou a jusante uma vez que surtirão um efeito mínimo, de modo que a posição ideal é sempre a montante, havendo apenas um pequeno prejuízo nos resultados se colocados demasiado a montante. A redução do espaçamento entre estes dispositivos permitiu reduzir a largura da região de escoamento separado, contudo não se provou a sua capacidade em eliminar totalmente ou evitar a separação. Surpreendentemente, a matriz de geradores de vórtices mais eficaz em reduzir a separação do escoamento não produziu os melhores resultados ao nível da redução da distorção e do aumento da recuperação de pressão total. Além disso, também não se testou a influência da maior ou menor extensão circunferencial dos geradores de vórtices na supressão do escoamento secundário ou da separação. Por estas razões, foi necessário investigar mais a fundo o efeito destes dois últimos parâmetros.

Depois de testarem a abordagem contra-rotacional, Reichert e Wendt [26] estudaram a abordagem co-rotacional através do uso de geradores de vórtices triangulares para reduzir a distorção e melhorar a recuperação de pressão total no mesmo ducto difusor em 'S', através do controlo do desenvolvimento dos escoamentos secundários. Analisaram sete configurações de geradores de vórtices, que se diferenciavam no número de geradores usados e no seu espaçamento lateral. As configurações testadas possuíam entre dois a dez geradores de vórtices, espaçados entre si pelas distâncias adimensionais de 0,156 e 0,500. Estes valores são calculados normalizando a distância entre as placas pelo diâmetro da secção de entrada. Para as configurações com espaçamento curto, à medida que se aumenta o número de geradores de vórtices, os escoamentos secundários gerados pelos geradores de vórtices vão atenuando os escoamentos secundários naturais, até que estes últimos desaparecem quando se tem oito ou dez geradores de vórtices. O mesmo se observa para as configurações largas, no entanto com maior uniformidade do escoamento. Todas as configurações melhoraram a recuperação de pressão total, sendo que o caso dos dois geradores de vórtices com espaçamento curto apresenta o melhor resultado. Além disso, todas as configurações também melhoraram a distorção da pressão total. Para o mesmo número de geradores de vórtices, as configurações com espaçamento largo permitem uma maior melhoria da distorção em todo o plano de saída. No entanto, apenas as configurações com espaçamento

curto permitiram eliminar a separação do escoamento. Devido às suas vantagens, e confirmada a sua aplicabilidade em ductos circulares em 'S' com este estudo, a abordagem co-rotacional é a mais usada atualmente e pode ser aplicada noutros tipos de controlo de escoamentos, como se verá mais à frente.

Num estudo mais recente, Tanguy et al. [27] estudaram o efeito de dispositivos de controlo passivo em configuração co-rotacional numa admissão em 'S'. As características dos campos do escoamento sem controlo e com controlo foram avaliadas com recurso a velocimetria por imagem de partículas. Mediram a pressão total do escoamento no *Aerodynamic Interface Plane* (AIP) para determinar os descritores de distorção da pressão total. Além disso, avaliaram os descritores de distorção baseados no *swirl* no AIP para quantificar o efeito dos geradores de vórtices no escoamento. Os geradores de vórtices controlam a separação do escoamento e os escoamentos secundários, e deslocam as regiões vorticais e de maior perda de pressão para a periferia do AIP. Isto permite que, no melhor caso, o coeficiente de distorção DC60 seja reduzido em até 50% quando comparado com o ducto sem controlo. A recuperação de pressão total melhorou em todos os casos, com uma redução máxima de 30% na perda de pressão. Ao nível do *swirl*, a sua intensidade média diminuiu na maioria dos casos, tendo a melhor configuração apresentado uma redução máxima de quase 50%. Todas as configurações de geradores de vórtices reduziram as flutuações da angularidade do escoamento em cerca de 67% quando comparadas com o ducto sem controlo. A torção global do escoamento, em inglês *bulk swirl*, identificada na admissão sem controlo é suprimida e, por isso, a intensidade máxima do *swirl* nas configurações com controlo é reduzida em cerca de 45%. Tal como no estudo anterior, os autores também analisaram a influência dos parâmetros de construção das placas geradoras de vórtices no campo do escoamento no AIP. Concluíram também que, até certo ponto, ampliar circunferencialmente a localização da matriz de geradores de vórtices tende a estabilizar o escoamento. No entanto, para grandes valores de extensão circunferencial as estruturas vorticais são deslocadas para a parte superior do AIP, criando instabilidades nesta região. À semelhança do estudo de Reichert e Wendt [26], concluíram o mesmo efeito que a altura dos geradores de vórtices produz no escoamento. Geradores de vórtices mais baixos, apesar de permitirem uma maior recuperação de pressão total, tendem a gerar menor intensidade de *swirl* e, por isso, têm um efeito diminuto nos escoamentos secundários naturais.

Apesar da grande melhoria que os geradores de vórtices provocam no escoamento, são placas colocadas nas admissões que se podem desprender e danificar o motor, para além de serem uma fonte adicional de arrasto parasita. Por estes motivos, evoluiu-se no sentido de procurar sistemas que apresentassem sucesso semelhante mas que evitassem a instalação de estruturas físicas no interior de um ducto de admissão. O controlo por sopro é um desses sistemas.

2.3.2 Jatos geradores de vórtices

Nos seguintes estudos é abordado o tema do controlo por sopro de jatos geradores de vórtices, com enfoque na aplicação em difusores. Em cada um deles são analisadas a configuração do mecanismo de controlo e as alterações introduzidas no escoamento, em relação aos casos sem controlo.

Capítulo 2. Revisão Bibliográfica

Considerado um dos pioneiros desta técnica, Ball [28] testou vários conceitos de controlo por sopro sozinhos ou em conjunto com geradores de vórtices sólidos para controlo da camada limite num difusor de admissão em 'S'. Reportou melhorias significativas no desempenho do difusor. Contudo, seria necessário um estudo mais fino acerca de cada um desses conceitos, como a influência da variação da inclinação e da orientação dos jatos, para confirmar o potencial destas soluções.

Apesar de realizado numa admissão bidimensional e plana, um estudo mais fino foi realizado por Johnston e Nishi [29]. Demonstraram que pequenos jatos de parede inclinados e com diferentes orientações em relação ao escoamento criam vórtices longitudinais na camada limite a jusante, tal como em geradores vórtices sólidos. Também verificaram que os vórtices criados pelos jatos de parede aumentam a mistura transversal de quantidade de movimento e assim fornecem energia à camada limite com baixa quantidade de movimento. Uma redução significativa da região separada verificou-se para jatos cuja razão entre a velocidade do jato e a velocidade no escoamento à entrada da secção de teste era superior a 0,8. No entanto, não é estudado com detalhe o desenvolvimento destes vórtices, nomeadamente ao nível da sua intensidade e da taxa de decaimento.

Mais tarde, ainda numa secção bidimensional e plana, Compton e Johnston [30] estudaram a intensidade e a taxa de decaimento de vórtices gerados por uma matriz de jatos. Os jatos possuíam 45° de inclinação e foram orientados de 0° a 180° em relação à direcção do escoamento principal. O diâmetro dos orifícios dos jatos era 6,35 mm. Como seria de esperar, a razão de velocidades dos jatos com a velocidade do escoamento principal e a sua orientação influenciaram grandemente a vorticidade. Os jatos alinhados diretamente a favor ou contra o escoamento principal produzem vórtices muito fracos, tal como no estudo anterior. A máxima vorticidade está compreendida entre os 22,5° e 90° de orientação do jato, no entanto a máxima vorticidade apresenta uma elevada taxa de decaimento. Isto é importante pois podem haver casos em que será preferível uma menor taxa de decaimento em detrimento da vorticidade. Os vórtices mais intensos gerados por estes jatos apresentam as mesmas características que os vórtices fracos originados por geradores de vórtices sólidos e não que os vórtices intensos gerados por maiores placas geradores de vórtices a ângulos de ataque mais elevados. Isto significa que, apesar dos jatos geradores de vórtices possuírem a capacidade para evitar ou diminuir uma região de separação, não se avaliou o seu potencial para controlar escoamentos secundários transversais. Uma maior razão de velocidades, que resultaria numa maior penetração dos jatos, poderia ser testada para avaliar este potencial. A influência do tamanho e da forma geométrica dos orifícios na vorticidade dos jatos são outros campos que, após este estudo, ainda necessitavam de ser investigados.

Numa rampa difusora que produzia um gradiente adverso de pressão do género de Stratford, Kumar e Alvi [31] provaram que os microjatos supersónicos são eficazes em eliminar um escoamento separado. Os orifícios dos jatos tinham 400 μm . Os jatos projetavam ar perpendicularmente ao escoamento, e a matriz de microjatos dispunha-se também perpendicularmente à direcção do escoamento. Verificou-se que o escoamento próximo da superfície torna-se mais cheio e que as excursões de grande estruturas da região próxima da parede para o escoamento mais exterior são reduzidas. A região de escoamento separado é completamente eliminada. Comparou-se também o efeito que a velocidade de entrada do escoamento na rampa possuía sobre a eficácia dos microjatos. Concluiu-se que a razão entre as quantidades de movimento

dos jatos e do escoamento não perturbado que entra na rampa poderá ser um parâmetro importante. Ou seja, quanto maior for este coeficiente de quantidade de movimento maior é a velocidade próxima da superfície. Isto leva a que maior quantidade de movimento seja injetada na camada limite, que se formem vórtices mais intensos e com melhor capacidade de mistura das diferentes regiões do escoamento, e que a profundidade de penetração dos microjatos aumente. Quanto à localização dos microjatos, concluiu-se que quanto mais próximos a montante estivessem da zona em que começa a separação mais eficazes serão.

Aplicando esta técnica de controlo numa admissão em 'S' com secção de entrada biconvexa, Hamstra et al. [32] verificaram que microjatos geradores de vórtices, apesar de reduzirem a intensidade dos escoamentos secundários e melhorarem significativamente o desempenho da admissão testada, não chegavam a produzir resultados tão bons ao nível da distorção da pressão total quanto o de microplacas geradoras de vórtices. No entanto, comprovou-se com este estudo o potencial dos microjatos em controlar os escoamentos secundários de ductos com curvas agressivas.

Para perceber os parâmetros que influenciavam a eficácia dos jatos de controlo, Sullerey et al. [33] testaram a influência do número de jatos, da localização axial, da razão de velocidades e da sua extensão circunferencial na redução do escoamento secundário e no atraso da separação, num ducto em serpentina. Os orifícios dos jatos eram circulares e possuíam 4 mm de diâmetro. O caudal mássico necessário para alimentar os jatos foi inferior a 0,2% do caudal mássico do escoamento principal. A configuração mais eficaz foi a de 6 jatos, localizados onde o escoamento secundário atingia máxima intensidade, e com uma razão de velocidades de 1,35. À semelhança do estudo anterior, uma orientação dos jatos de 45° em relação ao escoamento médio produzia vórtices mais fortes. Para esta configuração a recuperação de pressão estática foi superior a 35% e a distorção de pressão total no AIP reduziu-se em aproximadamente 10%.

Um estudo semelhante de Scribber et al. [14] produziu resultados mais impressionantes ao reduzir em 70% a distorção circunferencial no plano de saída da admissão, tanto para uma condição de voo de cruzeiro como para ângulos de ataque entre 15° e 20°, dentro e fora do ponto de projeto, respetivamente. Quanto à pressão de recuperação total verificou-se um incremento de cerca de 2%, também para as duas condições de voo, face ao ducto sem controlo. Foi observado que a instalação dum sistema do controlo de escoamento permitiu ao compressor acoplado a esta admissão recuperar cerca de 70% da sua margem de estabilidade. Neste caso, era injetado ar através de microjatos a 1% do caudal mássico de entrada.

Mais recentemente, no estudo de Da et al. [24] a distorção no AIP reduziu-se em 75% com a aplicação de microjatos. Referem que os jatos foram alinhados de modo a produzirem vorticidades fortes e contrárias ao do escoamento secundário, ou seja, numa disposição co-rotacional. Foi estudada a influência de vários parâmetros, em particular o número de Mach de entrada na admissão, a razão de caudal mássico injetado, a velocidade dos jatos e a quantidade de movimento dos jatos. O caudal mássico para o controlo que proporcionou uma maior recuperação da pressão total foi de cerca 0,6% do caudal mássico da admissão. Por outro lado, ao nível da distorção, o intervalo ótimo da razão entre caudais mássicos variou entre 0,5% e 0,62%, para números de Mach entre 0,2 e 0,5, respetivamente. Isto significa que o caudal mássico ótimo dos microjatos depende da velocidade do escoamento na admissão. Além disso, como seria de esperar, um aumento do coeficiente de quantidade de movimento resulta no abatimento da

Capítulo 2. Revisão Bibliográfica

distorção.

Apesar do grande leque de parâmetros estudados que afetam a eficácia dos microjatos, outras geometrias que não circulares dos orifícios dos microjatos têm sido pouco exploradas, como é o caso dos orifícios retangulares. A literatura é ainda mais escassa ao restringir-se a procura a uma configuração de sopro em regime permanente, não tendo sido encontrados estudos relevantes no que a esta diz respeito. No entanto, algumas investigações em torno de orifícios retangulares para jatos de controlo sintéticos foram encontradas, que apresentam resultados interessantes e que poderão ser transponíveis aos jatos retangulares que funcionam em regime permanente, como se expõe de seguida.

Em 2003, Bridges e Smith [34] estudaram a orientação de jatos retangulares sintéticos. Os orifícios tinham 50 mm de comprimento por 0,51 mm de largura. Quando o jato está orientado na mesma direção que o escoamento, origina um par de vórtices fracos em contra-rotação. No entanto, à medida que aumenta o ângulo entre o orifício e os vetores de velocidade do campo médio, o vórtice do lado mais a montante do orifício enfraquece enquanto que o vórtice do lado a jusante se fortalece. A certo ângulo, o vórtice a montante deixa de existir. Para além disso, quanto maior o ângulo entre o orifício e o escoamento médio, maior é a área projetada do jato e mais este é defletido para jusante. Isto poderá explicar a menor capacidade penetrante com o aumento do ângulo em relação ao escoamento. No entanto, os autores sugerem que um orifício mais largo, relativamente à espessura da camada limite, poderá alargar o intervalo de ângulos no qual é possível formar um vórtice resultante da interação do jato sintético com a camada limite.

Alguns anos mais tarde, na dissertação de Kumar [35], aplicou-se jatos retangulares sintéticos para controlo do escoamento secundário na admissão STRICT (*Structurally Integrated Compact Inlet Technology*) da Lockheed-Martin, em combinação com uma sucção prévia da camada limite. A segunda curva do ducto era mais agressiva que a primeira e a sua secção transversal variava rapidamente duma forma elíptica para circular. Na primeira curva os jatos com elevada quantidade de movimento, ainda que orientados na direção do escoamento, atingiram o núcleo deste e redistribuíram a sua vorticidade com uma quase completa recuperação de pressão total. Tal como no estudo anterior, esta orientação com o escoamento dos orifícios retangulares produziu um par de vórtices em contra-rotação. Estes vórtices apresentam igual intensidade. Porém, apesar de a vorticidade líquida introduzida ser nula, o par melhorou a mistura das camadas do escoamento, tornando-o mais homogéneo e provocando algum atraso na formação dos escoamentos secundários. No entanto, o objetivo era controlar os escoamentos secundários, sobretudo na segunda curva, mais agressiva, que são os responsáveis pela grande distorção da pressão total no plano de saída. Ao contrário do que seria de esperar após o estudo de Bridges e Smith [34], os jatos na diagonal com o escoamento a 15° e 30° não produziram melhores resultados que aqueles alinhados com o escoamento ao nível da distorção, por vezes até piorando-a. Isto deveu-se apenas minoritariamente à interação entre os jatos resultante da sua proximidade. Contudo, a falha dos jatos com elevada quantidade de movimento na diagonal na redução dos intensos vórtices secundários ficou por explorar. Pode ser o caso de se estar perante uma limitação desta configuração. O autor alega que mais estudos são necessários de modo a compreender a ineficácia da mesma.

A partir dos estudos revistos, pode-se concluir, que o controlo por jatos representa uma solução

fiável ao problema do escoamento em ductos de admissão com curvas agressivas. Apenas em torno dos jatos de controlo retangulares ainda surgem algumas dúvidas que necessitarão de ser esclarecidas com estudos futuros. Na presente dissertação é explorada esta última alternativa de controlo do escoamento.

2.4 Definição das perdas aerodinâmicas em difusores

As perdas aerodinâmicas em difusores definem-se comparando as condições do escoamento no plano de saída (ρ_1, p_1, U_1) com as do plano de entrada (ρ_0, p_0, U_0). De entre as diversas forma de definir as perdas, em seguida se consideram aquelas que são empregues com maior frequência e neste trabalho.

2.4.1 Recuperação de pressão total

A recuperação de pressão total é uma forma simples de medir o rendimento do difusor. É dada pela razão entre a pressão média total na secção de saída do difusor e a pressão média total na secção de entrada [36]:

$$RPT = \frac{\overline{p_{t1}}}{\overline{p_{t0}}} \quad (2.1)$$

2.4.2 Distorção do escoamento na face do motor

Uma fonte importante da distorção da pressão total é a geometria do difusor. Por exemplo, a separação do escoamento num ducto pode ser o resultado de uma elevada taxa de difusão do mesmo e/ou da presença de curvas agressivas (ver figura 2.5).



Figura 2.5: Separação do escoamento num ducto [36].

Através dos métodos atuais, a distorção é determinada tendo em conta a extensão angular circunferencial onde os níveis de distorção são mais críticos. Isto prende-se com o facto de as pás do compressor não terem tempo para reagir a depressões estreitas no perfil circunferencial

Capítulo 2. Revisão Bibliográfica

de pressões. Um dos descritores da distorção estática do escoamento empregues com maior frequência é o DC_θ da Rolls-Royce, que relaciona-se especificamente com as margens de *surge* do compressor, e é definido pela expressão:

$$DC_\theta = \frac{\overline{p_{t1}} - \overline{p_{t\theta}}}{\overline{q_1}} \quad (2.2)$$

onde $\overline{p_{t1}}$ e $\overline{q_1}$ são as pressões médias total e dinâmica, respetivamente, no plano de saída do difusor, e $\overline{p_{t\theta}}$ a pressão total média na secção de θ onde o valor desta variável é mais baixo. Os valores de θ mais usuais são 60° , 90° e 120° .

Outro elemento descritor da distorção no plano de interferência aerodinâmica entre o ducto de admissão e a face do compressor é o parâmetro de distorção circunferencial. A distorção circunferencial é descrita com base em anéis na secção de saída do difusor, em termos de intensidade, extensão, e regiões de baixa pressão total por revolução [37]. Um padrão típico da distribuição da distorção circunferencial para um determinado anel é aquele que se apresenta na figura 2.6.

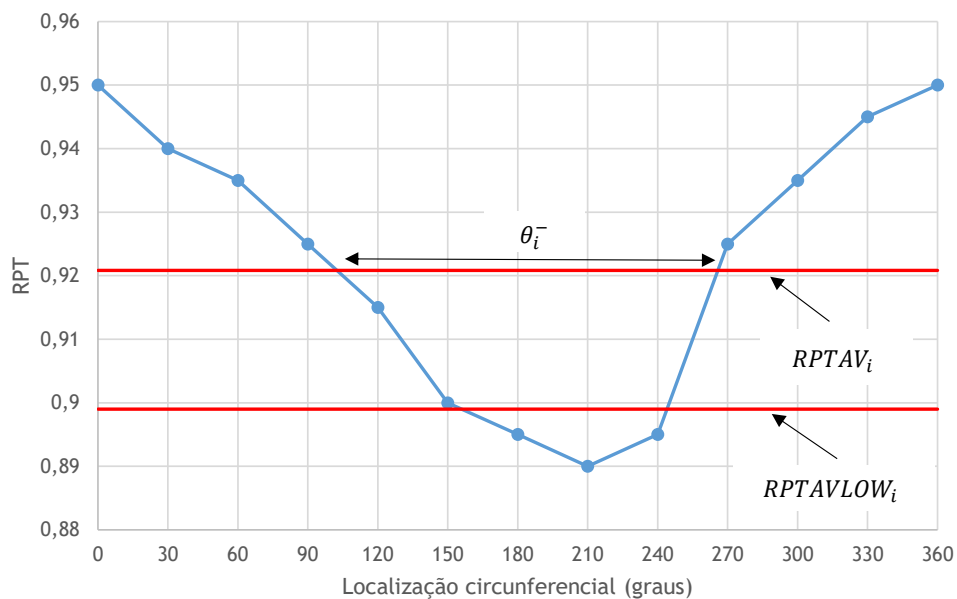


Figura 2.6: Padrão típico da distorção circunferencial anelar.

A intensidade da distorção circunferencial descreve a magnitude do déficit de pressão para cada anel. Um valor positivo deste parâmetro indica uma região cujo valor de pressão é inferior à pressão média da secção. Para um determinado anel i , este parâmetro é expresso por:

$$\left(\frac{\Delta PC}{P}\right)_i = \frac{RPTAV_i - RPTAVLOW_i}{RPTAV_i} \quad (2.3)$$

onde:

$$RPTAV_i = \frac{1}{N} \sum_1^N RPT(\theta)_i \quad (2.4)$$

$$RPTAVLOW_i = \frac{1}{N_i^-} \sum_1^{N_i^-} RPT(\theta)_i \quad (2.5)$$

sendo que $RPTAV$ é a recuperação de pressão total média do anel, N é o número de pontos onde são medidos os valores da pressão total, $RPT(\theta)$ é o valor da recuperação de pressão total em cada ponto do anel, $RPTAVLOW$ é a média dos valores de recuperação de pressão total inferiores à média de todo o anel, e N_i^- é o número de pontos cujos valores da pressão total são inferiores ao valor médio de todo o anel.

Por sua vez, o parâmetro da extensão da distorção circunferencial para cada anel, θ_i^- , é a região angular, em graus, em que a pressão total é inferior ao valor médio da recuperação de pressão total para o anel.

No entanto, pode acontecer que existam várias regiões de baixa pressão total por anel. Nesse caso, usa-se um descritor da distorção circunferencial que denomina-se, em inglês, *multiple-per-revolution*, doravante MPR, e que quantifica o número equivalente de regiões de baixa pressão total por anel. As regiões de baixa pressão total deverão estar separadas por mais de 25° de extensão circunferencial para que sejam consideradas duas regiões distintas [37]. É definido pela razão entre o somatório das áreas sob a linha de RPTAV num gráfico e a região de baixa pressão total com maior área sob essa mesma linha. Isto é dado pela expressão:

$$MPR_i = \frac{\sum_1^k Area_{ik}}{\max[Area_{ik}]} \quad (2.6)$$

onde k é o número de regiões de baixa pressão total, e $Area$ a área de cada uma dessas regiões. Ao analisar-se a expressão acima verifica-se que se, por exemplo, um anel tem duas regiões de baixa pressão, em que a área de uma é o dobro da outra, o termo MPR terá um valor de 1,5. Isto significa que este termo é calculado tendo em consideração a severidade de cada região.

Para encerrar esta subsecção, apresenta-se um elemento que quantifica a intensidade da dis-

Capítulo 2. Revisão Bibliográfica

torção radial, $(\frac{\Delta PR}{P})_i$, e que se define como a diferença entre os valores médios da pressão total da secção e de certo anel, dividida pela pressão total média na secção. Um valor positivo deste coeficiente reflete uma pressão total média do anel superior à da secção. Para um determinado anel i , a intensidade radial é expressa por:

$$(\frac{\Delta PR}{P})_i = \frac{RPTFAV - RPTAV_i}{RPTFAV} \quad (2.7)$$

2.5 Metodologia numa análise por CFD

Os escoamentos de fluidos são governados por equações diferenciais parciais que representam as leis da conservação de massa, quantidade de movimento e energia. A dinâmica de fluidos computacional (CFD) é a arte de substituir tais sistemas de equações diferenciais por um conjunto de equações algébricas que possam ser resolvidas por computadores. Esta técnica permite uma previsão qualitativa e quantitativa dos escoamentos de fluidos através da modelação matemática (equações diferenciais parciais), métodos numéricos (técnicas de discretização e solução), e do uso de softwares de pré, durante e pós-processamento. Desde o seu aparecimento, o uso da dinâmica de fluidos computacional em problemas de engenharia tem-se tornado cada vez mais frequente, principalmente devido à evolução da capacidade de processamento e memória dos meios computacionais.

A simulação por CFD permite avaliar escoamentos que são difíceis, caros ou impossíveis de se estudar usando as tradicionais técnicas experimentais. Contudo, apesar destas vantagens, os resultados duma análise CFD raramente são de todo confiáveis, uma vez que os dados introduzidos pelo utilizador poderão ser imprecisos, o modelo matemático do problema poderá não se adequar, e pelo facto de a precisão dos resultados ser limitada pelos recursos computacionais disponíveis.

A metodologia de uma análise por CFD divide-se em três grandes etapas: o pré-processamento, o código de resolução numérica, e o pós-processamento. O pré-processamento envolve, por sua vez, as seguintes atividades:

- Definição da geometria da região de interesse, ou seja, do domínio computacional;
- Geração da malha - dividir o domínio num determinado número de sub-domínios mais pequenos;
- Eleição dos fenómenos físicos e químicos que são necessários modelar;
- Definição das propriedades do fluido;
- Especificação de condições de fronteira apropriadas nas fronteiras do domínio.

Versteeg e Malalasekera [38] referem que a precisão de uma solução CFD é governada pelo número de células na malha. Normalmente, quanto maior o número de células melhor a precisão. No entanto, o tamanho da malha estará sempre limitado pelos recursos computacionais e tempo de cálculo. A mesma fonte indica que mais de metade do tempo despendido num projeto de CFD é referente à definição do domínio geométrico e à geração da malha. Dado por concluído o pré-processamento, procede-se à inicialização do cálculo da solução e, enquanto este corre, à monitorização da convergência da mesma. De salientar que uma especificação adequada das condições iniciais e de fronteira permite ao processo iterativo alcançar a convergência mais cedo. Uma escolha imprópria dessas mesmas condições poderá provocar a divergência do processo.

De seguida, assim que se obtém uma solução, é necessário verificar a sua convergência. Para além da descida dos residuais até à tolerância previamente estabelecida, é imperativo certificar que as variáveis de interesse atingem valores praticamente estacionários e que as leis de conservação das propriedades do escoamento se verificam. Se houver resultados experimentais, deverá ainda confrontar-se os resultados numéricos com os anteriores.

Por último, verificada a validade da solução, tem-se a etapa de pós-processamento, durante a qual, graças às capacidades gráficas dos softwares comerciais, se pode extrair os dados relevantes para o estudo que se tem em mãos. Caso a validade da solução não se verifique, o utilizador deverá então eleger novos modelos físicos, atualizar as condições iniciais ou de fronteira, ou até refazer a malha, retomando, por isso, ao estágio inicial de pré-processamento. Versteeg e Malalasekera [38] referem que não há garantias quanto à precisão de uma simulação, de modo que os resultados deverão ser sempre validados. Segundo os mesmos autores, a chave para o sucesso em CFD são a experiência e um profundo conhecimento da física dos escoamentos e dos fundamentos dos algoritmos numéricos.

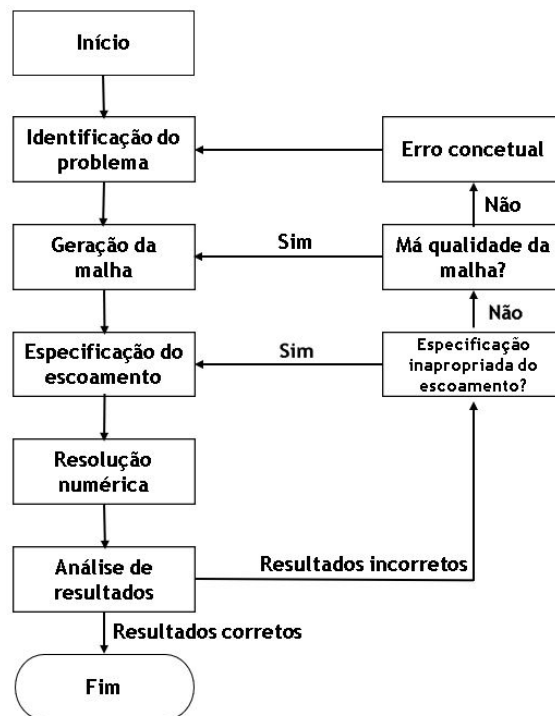


Figura 2.7: Processo de uma análise em CFD [39].

Capítulo 3

Modelação do escoamento turbulento

Neste capítulo é descrito o modelo físico-matemático usado para modelar o escoamento turbulento no ducto em serpentina através do software *FLUENT*. Em primeiro lugar, são abordadas as equações que governam um escoamento turbulento, sob a forma conservativa. Em segundo e terceiro lugares, são apresentadas a modelação numérica do escoamento turbulento e a modelação do mesmo nas regiões de parede, respetivamente. Para finalizar o capítulo, são enumeradas algumas considerações gerais sobre a geração de malhas na região de parede para simulações em regime turbulento, nomeadamente quando se utilizam funções de parede.

3.1 Equações de governo

A derivação das equações fundamentais da dinâmicas de fluidos baseia-se no facto de as seguintes leis de conservação regerem o comportamento dinâmico do fluido. São essas leis: a conservação de massa, a conservação de quantidade de movimento (2ª lei de Newton) e a conservação de energia (1ª lei da Termodinâmica). Em todos os regimes de escoamentos, o *FLUENT* procede à resolução das equações da conservação de massa e da quantidade de movimento. Para escoamentos com permutação de calor ou em regime compressível, é resolvida também a equação da conservação de energia. Acaso o escoamento seja turbulento, são igualmente resolvidas equações adicionais de transporte.

3.1.1 Equação da conservação de massa [40]

Para fluidos que só apresentam uma única fase, a lei da conservação de massa diz que num sistema não pode haver a criação de massa, e tampouco o seu desaparecimento. Da mesma forma, também não poderá existir a contribuição dum fluxo difusivo, uma vez que para um fluido em repouso, qualquer variação de massa implicaria que as partículas do fluido se deslocassem. A equação da conservação de massa, válida tanto para escoamentos incompressíveis como compressíveis, pode ser descrita, por isso, da seguinte forma:

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

onde ρ representa a massa específica do fluido, t o tempo, e \vec{v} é o vector velocidade do escoamento.

mento.

3.1.2 Equação da conservação da quantidade de movimento [40]

A conservação da quantidade de movimento num referencial inercial é expresso pela equação:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (3.2)$$

onde p é a pressão estática, $\bar{\tau}$ é o tensor das tensões, e $\rho \vec{g}$ e \vec{F} são a força gravitacional e a resultante das forças externas aplicadas ao corpo, respetivamente. O tensor das tensões $\bar{\tau}$ é dado pela expressão:

$$\mu \left[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} I \right] \quad (3.3)$$

onde μ é a viscosidade molecular, I o tensor unitário, e o segundo termo do lado direito é o efeito da dilatação do volume.

Após alguma manipulação matemática, pode-se escrever a equação da conservação da quantidade de movimento através da notação vectorial:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v} + \rho \vec{g} \quad (3.4)$$

Expressar esta equação para as três direções do espaço, permite estabelecer as equações de Navier-Stokes. O primeiro membro representa a variação total da quantidade de movimento por unidade de massa de um elemento do fluido (aceleração), para a qual contribuem tanto a variação temporal do escoamento (primeiro termo), como a variação convectiva (segundo termo). No segundo membro, apresenta-se a contribuição invíscida do gradiente de pressão estática (primeiro termo), a contribuição da viscosidade (segundo termo), e as forças mássicas aplicadas sobre o elemento de fluido (terceiro termo).

3.1.3 Equação da conservação de energia [41]

A equação da energia baseia-se na primeira lei da termodinâmica que expressa que a taxa de variação de energia total numa partícula material é igual à taxa de energia recebida pela partícula sob a forma de calor e de trabalho. Esta equação, aplicada a um escoamento turbulento,

Capítulo 3. Modelação do escoamento turbulento

pode ser expressa da forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho i) + \nabla \cdot (\rho i \vec{v}) = -\rho \nabla \cdot (\vec{v}) + \nabla(K \vec{\nabla} T) + \phi_d \quad (3.5)$$

onde K representa um coeficiente de condutividade térmica, i a energia interna térmica, T a temperatura estática absoluta e ϕ_d o termo de dissipação viscosa. Este termo é sempre positivo e descreve a conversão de energia mecânica em calor. Ao observar-se o segundo membro, pode-se observar que a variação da energia interna térmica, para a unidade de volume do fluido, é dada pela soma da variação de energia interna devido aos efeitos de pressão (primeiro termo), da energia permutada com o exterior sob a forma de condução, e a dissipação de energia interna resultante dos efeitos viscosos.

3.1.4 Resumo das equações de governo sob a forma conservativa

Após a apresentação das equações da conservação de massa, da quantidade de movimento e da energia, para um escoamento compressível e adiabático, pode-se resumi-las num sistema onde também se acrescentam as equações de estado. Tal sistema apresenta a seguinte forma:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v} + \rho \vec{g} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho i) + \nabla \cdot (\rho i \vec{v}) = -\rho \nabla \cdot (\vec{v}) + \nabla(K \vec{\nabla} T) + \phi_d \\ p = \rho R T \\ i = C_v T \end{array} \right. \quad (3.6)$$

O movimento do fluido é descrito por cinco equações diferenciais para a variação da massa, quantidade de movimento e energia. Nessas equações, algumas das incógnitas são variáveis termodinâmicas, nomeadamente a massa específica, a pressão, a energia interna e a temperatura absoluta. Desse modo, adicionou-se duas equações de estado usando as variáveis massa específica e temperatura, que, para um gás perfeito tomam a forma expressa acima. No entanto, a velocidades baixas ($M < 0,3$), considera-se que o escoamento é incompressível, e, desse modo, não existirá ligação entre a equação da energia, e as equações da conservação da massa e da quantidade de movimento. Nesse caso, apenas será necessário resolver a equação da energia se houver transferência de calor.

O sistema de equações acima encontra-se fechado, já que se tem sete equações para sete variáveis: pressão, três componentes da velocidade, entalpia, temperatura, e massa específica.

3.2 Modelação do escoamento turbulento através do *FLUENT* [40]

Os escoamentos turbulentos caracterizam-se por campos de velocidade flutuantes. Estas flutuações são responsáveis pela flutuação de quantidades como a quantidade de movimento, energia, e a concentração de espécies. Podendo ter estas flutuações escalas pequenas e elevadas frequências, tornam-se bastante dispendiosas de ser simuladas diretamente através de métodos computacionais. Para resolver esta questão, ainda que não numa forma perfeita, as equações de governo instantâneas podem ser definidas através de valores médios, nomeadamente, médias de tempo, médias de conjunto, ou manipuladas doutra forma para remover a resolução das pequenas escalas. Assim, ter-se-á um conjunto de equações modificadas que permite poupar recursos computacionais. Todavia, estas equações modificadas contêm incógnitas adicionais, de modo que torna-se necessário usar modelos de turbulência para determinar estas incógnitas.

O facto de nenhum modelo de turbulência ser universalmente considerado superior aos restantes em todos os tipos de problemas de CFD, a sua escolha, por vezes, não é óbvia. A eleição do modelo dependerá de várias considerações como a física do escoamento, o nível de precisão pretendido, os recursos computacionais disponíveis, ou o tempo disponível para a realização da simulação. É fulcral conhecer as capacidades e as limitações de cada modelo, de modo a tomar a opção mais apropriada ao problema em mãos.

3.2.1 Média de conjuntos de Reynolds

Uma forma de definir as equações instantâneas através de valores médios é usar a média de conjuntos de Reynolds. Na média de Reynolds, as variáveis instantâneas das equações exatas de Navier-Stokes são decompostas em componentes médios e flutuantes. Para os componentes da velocidade, tem-se a equação:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (3.7)$$

onde \bar{u}_i e u'_i são componentes médios e flutuantes da velocidade, respetivamente.

De semelhante forma, para outras quantidades escalares, tal como a pressão:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (3.8)$$

Substituindo as expressões que apresentam esta forma para as variáveis do escoamento nas equações instantâneas de Navier-Stokes, obtém-se as equações 3.9 e 3.10, escritas numa forma cartesiana:

Capítulo 3. Modelação do escoamento turbulento

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.10)$$

Estas equações são denominadas *Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations* (RANS). Têm a mesma forma geral que as equações instantâneas de Navier-Stokes, porém, agora as velocidades e outras variáveis representam valores médios definidos por médias de conjunto, em inglês, *ensemble averages*. Repare-se que aparecem termos que representam os efeitos da turbulência. Estes tensores de Reynolds, $-\rho \overline{u'_i u'_j}$, deverão ser modelados de modo a fechar a equação anterior.

Um método comum para modelar os tensores de Reynolds é a hipótese de Boussinesq, que relaciona-os com os gradientes médios de velocidade:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k}) \delta_{ij} \quad (3.11)$$

A hipótese de Boussinesq é empregue nos modelos de Spalart-Allmaras, $k - \varepsilon$, e $k - \omega$. A vantagem deste método é o relativamente baixo consumo de recursos computacionais associado com a computação da viscosidade turbulenta, μ_t . Como visto anteriormente, no caso do modelo de Spalart-Allmaras, apenas uma equação turbulenta adicional (a que representa a viscosidade turbulenta) é resolvida. No caso dos modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$, são resolvidas duas equações de transporte adicionais (para a energia cinética turbulenta, k , e ou a taxa de dissipação turbulenta, ε , ou a taxa de dissipação específica, ω , consoante o modelo), sendo μ_t computado em função de k e ε ou k e ω . A desvantagem, porém, da hipótese de Boussinesq reside na assunção de que μ_t é uma quantidade isotrópica, o que pode não ser verdade.

3.2.2 Modelo de turbulência $k - \varepsilon$ realizável

O modelo $k - \varepsilon$ realizável foi desenvolvido recentemente e dista do modelo $k - \varepsilon$ padrão em dois pontos importantes. Primeiro, porque contém uma nova formulação para a viscosidade turbulenta. E, segundo, uma nova equação de transporte para a taxa de dissipação, ε , foi derivada da equação exata da flutuação da vorticidade. A vantagem do modelo $k - \varepsilon$ realizável é que prevê com maior precisão a taxa de dispersão de jatos planares e circulares. Para além disso, proporciona um desempenho superior em escoamentos que envolvam rotação, camadas limite sob gradientes de pressão altamente adversos, separação e recirculação, em relação ao modelo $k - \varepsilon$ padrão. Alguns estudos têm demonstrado que este modelo proporciona o melhor

Capítulo 3. Modelação do escoamento turbulento

desempenho dos modelos $k - \varepsilon$ para diferentes condições de escoamentos separados e com escoamentos secundários complexos.

As equações de transporte para k e ε são dadas por, respetivamente:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (3.12)$$

e,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (3.13)$$

onde, G_k representa a geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade média, G_b a geração de energia cinética turbulenta devido à flutuação, Y_M a contribuição da dilatação flutuante em turbulência compressível para a taxa global de dissipação, C_2 e $C_{1\varepsilon}$ são constantes, σ_k e σ_ε são os números turbulentos de Prandtl para k e ε , respetivamente. Os termos S_k e S_ε são definidos pelo utilizador. C_1 é dado pela seguinte expressão:

$$C_1 = \max \left[0, 43; \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \quad (3.14)$$

onde,

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (3.15)$$

sendo S o módulo do tensor médio da taxa de deformação. A viscosidade turbulenta é calculada a partir de:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.16)$$

As constantes do modelo de turbulência são dadas pelos seguintes valores:

$$C_{1\varepsilon} = 1,44, C_2 = 1,9, \sigma_k = 1,0, \sigma_\varepsilon = 1,2 \quad (3.17)$$

As constantes e variáveis que aqui não foram definidas podem ser encontradas no guia teórico do código comercial *ANSYS FLUENT*.

3.3 Modelação do escoamento na proximidade da parede [40]

A presença de paredes afeta grandemente os escoamentos turbulentos. Como é óbvio, a condição de não escorregamento que precisa de ser imposta junto à parede afeta o campo médio de velocidades. Por outro lado, a presença da parede também modifica o comportamento turbulento de maneiras não tão óbvias. Muito próximo da parede, o amortecimento viscoso reduz as flutuações da velocidade tangencial, enquanto que o bloqueio cinemático reduz as flutuações normais. Contudo, na parte mais exterior da região próxima da parede, assiste-se a outro comportamento do escoamento. Aqui, a produção de energia cinética turbulenta aumenta a turbulência devido aos elevados gradientes na velocidade média.

A modelação da região próxima da parede influencia significativamente a fidelidade das soluções numéricas, uma vez que as paredes são a fonte primária de vorticidade e turbulência. Acima de tudo, é nesta região que as variáveis da solução são sujeitas a elevados gradientes, e onde o transporte da quantidade de movimento e outros escalares ocorrem com maior intensidade. Deste modo, uma modelação correta do escoamento na região de parede permitirá prever com maior precisão os escoamentos turbulentos junto às paredes.

Para efeitos de análise, designa-se a região próxima da parede como camada da parede. Por sua vez, esta última divide-se em outras duas camadas, uma interior, onde a produção de energia cinética é igual à sua dissipação, e uma exterior, onde são contabilizados os efeitos de história do escoamento. A camada interior de uma camada limite turbulenta pode-se ainda dividir em três sub-camadas, como se ilustra na figura 3.1. A camada mais interior é a sub-camada linear, onde as únicas tensões de corte significativas são de nível laminar, seguindo-se depois a camada tampão, onde as tensões de corte são de género laminar e turbulento. Estas duas camadas constituem a sub-camada viscosa, onde são significativas as tensões de nível viscoso. Depois, tem-se a camada da parede, onde as tensões de corte são sobretudo de nível turbulento. Por fim, na camada exterior, o desvio do perfil de velocidades em relação à evolução semi-logarítmica constitui a chamada componente de esteira.

Verifica-se que os perfis de camada limite turbulenta são representados nas coordenadas semi-logarítmicas da lei da parede U^+ vs. $\ln(y^+)$, em que $U^+ = U/u_\tau$ e $y^+ = u_\tau y/\nu$, onde y corresponde à distância normal à parede e μ à viscosidade cinemática. A velocidade de fricção, u_τ é expressa por $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ e a viscosidade cinemática por $\nu = \mu/\rho$.

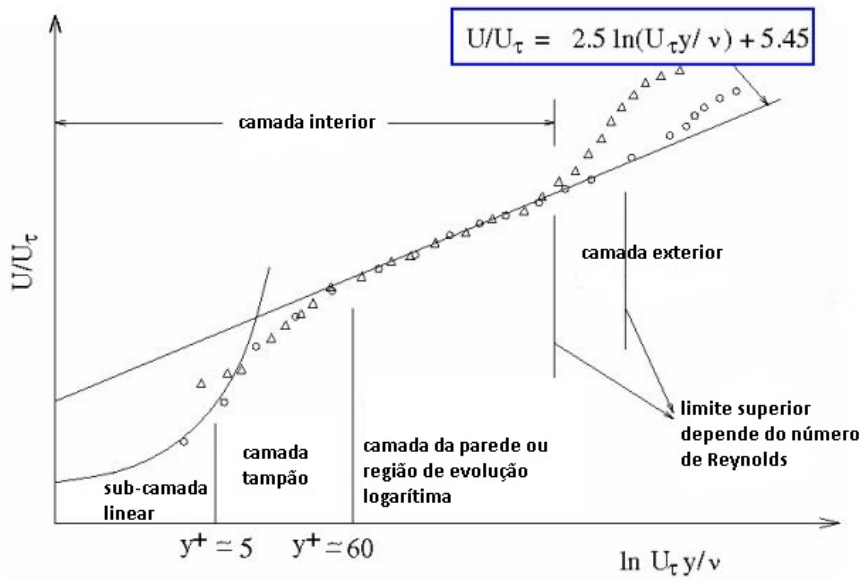


Figura 3.1: Perfil de velocidades de uma camada limite turbulenta nas coordenadas semi-logarítmicas da lei da parede [42].

3.3.1 Funções de parede

Já foi referido anteriormente que os modelos da família $k - \varepsilon$ foram desenvolvidos tendo em vista a sua aplicação em escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos, e, portanto, não são válidos para as regiões próximas da parede, onde o escoamento apresenta baixos números de Reynolds. Além disso, as camadas limites podem apresentar fortes gradientes de pressão adversos e separação, pelo que é desapropriado a utilização desta família de modelos para regiões onde $y^+ < 30$. Por outro lado, os modelos da família $k - \omega$, quando a malha é suficientemente refinada, são válidos até à parede. Deste modo, existem duas abordagens: a utilização de funções de parede ou um refinamento adicional da malha até à parede. Estas duas abordagens estão ilustradas na figura 3.2:

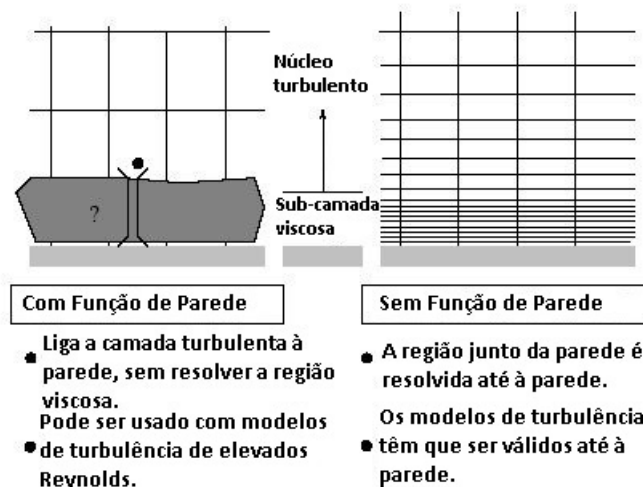


Figura 3.2: Métodos de modelação do escoamento na região da parede [42].

A abordagem através de funções de parede não resolve a região interior afetada pela viscosi-

Capítulo 3. Modelação do escoamento turbulento

dade, ou seja, a sub-camada linear e a camada tampão. Em vez disso, utiliza fórmulas semi-empíricas, as tais funções de parede, para estabelecer uma ponte entre a região afetada pela viscosidade entre a parede e a região completamente turbulenta. O uso destas funções pressupõe a modificação dos modelos de turbulência para terem em conta a presença da parede. Como ilustrado na figura 3.1, uma correlação de lei logarítmica fornece as condições necessárias da fronteira com a parede. O benefício desta abordagem é que permite usar uma malha comparativamente menos refinada na região junto da parede, e, por isso, economizar recursos computacionais. Além disso, é razoavelmente precisa e robusta, daí a sua popularidade em simulações industriais. Sem embargo, as funções de parede são desapropriadas quando os efeitos de baixo número de Reynolds dominam, tornando inválidas as assumpções por detrás desta abordagem.

As funções de parede padrão no *FLUENT* são baseadas no trabalho de Launder e Spalding [43], e têm tido um uso amplo na indústria. A lei da parede para a velocidade média, neste caso, é dada por :

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (3.18)$$

onde

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_\omega / \rho} \quad (3.19)$$

expressa a velocidade adimensional, e

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (3.20)$$

é a distância adimensional desde a parede. Nestas equações, κ representa a constante de von Kármán, E uma constante empírica, U_P a velocidade média do fluido no nó P junto da parede, k_P a energia cinética turbulenta no nó P junto da parede, y_P a distância do ponto P à parede, e μ a viscosidade dinâmica do fluido.

A lei logarítmica para a velocidade média é válida para $30 < y^* < 300$. No *FLUENT*, a lei logarítmica é empregue quando $y^* > 11,225$. No caso do parâmetro $y^* < 11,225$ nas células junto à parede, o *FLUENT* aplica uma relação laminar de tensão-deformação dada por:

$$U^* = y^* \quad (3.21)$$

Capítulo 3. Modelação do escoamento turbulento

Nos modelos $k - \varepsilon$, a equação de k é resolvida em todo o domínio computacional, incluindo as células adjacentes à parede. A condição de fronteira imposta na parede para k é:

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (3.22)$$

onde n é a coordenada local normal à parede.

A produção de energia cinética, G_k , e a sua taxa de dissipação, ε , nas células adjacentes à parede, que são os termos fonte na equação de k , são calculadas de acordo com a hipótese do equilíbrio local. Tomando esta assumção, a produção de k e a sua taxa de dissipação são assumidas como iguais no volume de controlo adjacente à parede. Deste modo, a produção de k baseia-se na lei logarítmica e é calculada a partir de

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho k_P^{1/2} y_P} \quad (3.23)$$

Por sua vez, ε é calculada a partir de:

$$\varepsilon_P = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{\kappa y_P} \quad (3.24)$$

Por conseguinte, a equação de ε para os modelos de turbulência não é resolvida nas células junto à parede, sendo substituída pela equação anterior.

É de notar que as condições de fronteira na parede para outras variáveis, tais como a concentração de espécies e temperatura, também podem ser substituídas por funções de parede.

As funções de parede apresentam resultados razoáveis para uma gama ampla de escoamentos, tendo a seu favor a robustez e o relativamente baixo consumo de recursos computacionais. Todavia, tornam-se menos fiáveis quando as condições do escoamento se afastam das ideais, que são presumidas na sua derivação. Os pressupostos de equilíbrio local e tensão de corte constante reduzem uma maior aplicabilidade das funções de parede. Assim, quando os escoamentos junto à parede se encontram sob intensos gradientes de pressão e apresentam baixos números de Reynolds, a qualidade das previsões desta abordagem são duvidosas.

Por outro lado, na abordagem sem funções de parede os modelos são modificados de modo a que a região afetada pela viscosidade seja resolvida com uma malha mais refinada até à parede, incluindo a sub-camada linear. Combinam, por isso, a lei de parede com um modelo de duas camadas, tornando-se apropriados para escoamentos a baixos números de Reynolds ou com fenómenos complexos junto à parede.

Não se pode dizer que haja uma abordagem melhor que a outra, a sua escolha pressupõe uma avaliação das vantagens e desvantagens para cada aplicação.

3.4 Geração de malhas na região de parede para simulações com escoamentos turbulentos

A precisão dos resultados em CFD é afetada por diferentes tipos de erros. A qualidade da malha tem uma importância enorme na minimização de alguns desses erros [44]. A malha deverá conseguir capturar as características físicas do escoamento com uma aproximação aceitável da realidade. Assim sendo, é necessário aplicar um certo grau de refinamento, dependendo do modelo de turbulência empregue, nas regiões onde se espera variações importantes do escoamento, como, por exemplo, na proximidade de uma superfície. Sendo que nestas últimas é aplicada uma condição de não escorregamento, o campo de velocidades apresentará um perfil característico de camada limite, para além de que influenciará grandemente o comportamento do escoamento principal.

De modo a minimizar estes erros, e assim validar a solução, deve-se analisar os resultados do processo numérico para o parâmetro y^+ . Ao gerar-se a primeira malha para uma geometria, pode-se fazer uma primeira estimativa do valor do y^+ através do cálculo deste valor para uma placa plana. Contudo, e dependendo da complexidade da geometria em análise, o valor deste parâmetro variará consoante o número de Reynolds em cada célula da malha, podendo acumular uma importante variação em relação à estimativa inicial. É importante, por isso, conferir o valor deste parâmetro e, posteriormente, refinar ou diminuir o tamanho da malha consoante necessário. Neste estudo são empregues funções de parede padrão, de modo que se deve ter em consideração as seguintes regras gerais na geração da malha na região da parede [40]:

- Garantir um valor de y^+ entre 30 e 300 para o centróide das células adjacentes à parede, se possível mais próximo de 30;
- O FLUENT emprega a lei laminar se o $y^* < 11,225$, contudo deve-se evitar uma malha demasiado refinada junto à parede, já que as funções de parede são inválidas na sub-camada viscosa;
- Evitar que a altura da primeira célula se encontre na camada tampão, onde $5 < y^+ < 30$;
- O limite superior da camada logarítmica depende essencialmente do número de Reynolds e dos gradientes de pressão. Deve-se ter, por isso, em mente que quando o número de Reynolds aumenta, a camada logarítmica tende também a aumentar. Este fenómeno poderá elevar o valor de y^+ a níveis indesejados;
- Recomenda-se para a primeira camada de células um valor de $y^+ \approx 30$;
- Manter uma razão de expansão da altura das células na camada limite igual ou inferior a

Capítulo 3. Modelação do escoamento turbulento

1,2, de modo a evitar células demasiado alongadas na direção normal à parede;

- Deve haver sempre células no interior da zona da camada limite, de modo a captar os fenómenos que aí ocorrem.

Capítulo 4

Metodologia

No presente capítulo apresenta-se o processo metodológico tomado nesta investigação. Principia-se por explicar o dimensionamento concetual do difusor alvo deste estudo, que teve por base informação encontrada na literatura. Após isso é detalhado o modelo numérico, que inclui a construção do modelo em CAD (*Computer Aided Design*), a geração da malha, a modelação do escoamento e o estabelecimento das condições de fronteira, métodos de solução, controlo e inicialização, ao mesmo tempo que se justifica as diversas opções tomadas. Para finalizar o capítulo e a definição do modelo numérico, realiza-se um estudo de independência de malha.

4.1 Desenho concetual do difusor de admissão

4.1.1 Requisitos gerais

A configuração típica para um UCAV furtivo envolve o posicionamento da entrada da admissão no topo da fuselagem, como se vê nas aeronaves EADS Barracuda, Dassault nEUROn, BAE Systems Taranis, Northrop Grumman X-47B, entre outras. Desse modo, a entrada do ducto de admissão deverá facilitar a sua integração no topo da fuselagem da aeronave, tendo-se, por isso, imposto como primeiro requisito que a sua secção de entrada apresentasse uma geometria triangular. Além disso, a variação da secção transversal de aproximadamente triangular para circular, passando por elipse, ajuda a impedir que a energia de radar que ainda consiga entrar no ducto seja refletida para o exterior. Nestes UCAVs o motor é instalado no interior da fuselagem, e dependendo do quão é escondido, o ducto de admissão apresentará uma menor ou maior curvatura. No presente estudo, uma vez que se pretende bloquear por completo a linha de vista da face do compressor para o exterior do difusor e havendo a necessidade de ser compacto, o segundo requisito imposto foi que apresentasse uma dupla curvatura. Pela mesma razão, seria desejável que a razão entre a área da secção de saída e a de entrada apresentasse um valor elevado, tendo o autor escolhido o valor de 2,0. Além disso, a literatura é escassa quanto a difusores furtivos com razões de área tão elevadas. Por último, pretende-se testar um ducto em regime subsónico.

4.1.2 Processo de dimensionamento

O processo de dimensionamento inicial de um ducto difusor subsónico divide-se em duas etapas [12]. Na primeira, sabendo-se o caudal mássico de ar do motor não instalado, estima-se a

área da garganta crítica e escolhe-se um valor superior, de modo que o número de Mach na garganta esteja em torno de 0,8. Assim, evita-se que na garganta se atinjam números de Mach próximos da unidade, uma vez que a formação de ondas de choque deterioraria rapidamente a recuperação de pressão total. Elegeu-se o motor turbofan Rolls-Royce Turbomeca Adour Mk106, que equipa os UCAVs *stealth* BAE Systems Taranis e Dassault nEUROn, e que apresenta um valor máximo de caudal mássico de ar de 43,09 kg/s [45], como referência para o dimensionamento do difusor. A área da garganta crítica estimou-se empregando as relações isentrópicas, que são dadas pelas equações 4.1 e 4.2:

$$\frac{p}{p_t} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.1)$$

$$\frac{T}{T_t} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1} \quad (4.2)$$

onde, p representa a pressão estática, p_t a pressão total, γ a razão dos calores específicos, e M o número de Mach. T expressa a temperatura, e T_t a temperatura total. Os valores da pressão estática, temperatura e número de Mach usados para calcular as condições totais são apresentados na tabela 4.1.

Tabela 4.1: Valores da pressão estática, temperatura e número de Mach para o cálculo da condições totais.

Pressão estática [Pa]	101 325
Temperatura [K]	288,15
Número de Mach	0,8

Uma vez obtidos os valores da pressão e temperatura totais, pode-se estimar a área da garganta crítica através da expressão do caudal mássico para um gás ideal compressível, dada pela equação 4.3:

$$\dot{m} = \frac{A p_t}{\sqrt{T_t}} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} M \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (4.3)$$

onde, $\dot{m}=43,09$ kg/s [45] e R é a constante dos gases ideais e tem como valor $286 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. Verifica-se que para as condições dadas a área da garganta crítica é $0,1290 \text{ m}^2$. Como se pretende ter uma razão entre a área da secção de entrada e a área da secção de saída de 2,0, o valor da primeira é inferior ao da área da garganta crítica, o que elevará o número de Mach na secção de entrada acima de 0,8. Por esse motivo, realiza-se um novo cálculo para a área que se pretende na secção de entrada e para as mesmas condições totais e de número de Mach. Após que, se constata que é necessário limitar o caudal mássico para $42,62$ kg/s, para que o número de Mach na entrada do difusor não ultrapasse o valor 0,8.

Capítulo 4. Metodologia

O fluxograma apresentado na figura 4.1, sintetiza o processo de verificação das condições subsónicas na entrada do difusor.

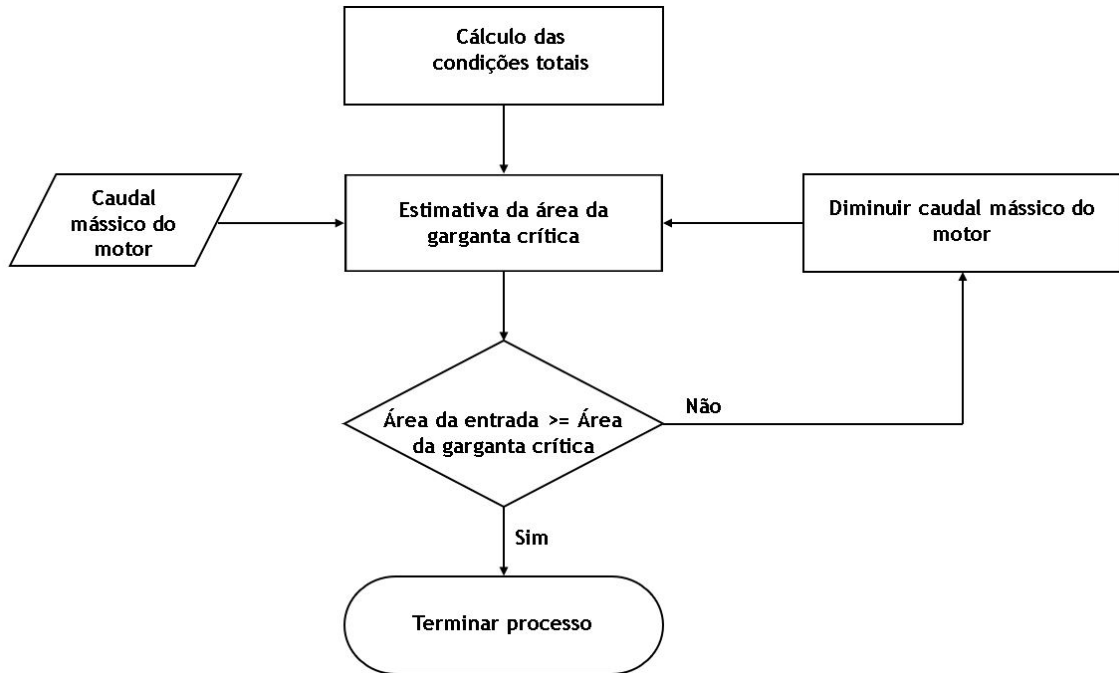


Figura 4.1: Processo de verificação das condições subsónicas na entrada do difusor.

Na segunda, e última, etapa do dimensionamento do difusor procede-se ao cálculo da sua linha central e da distribuição da área transversal. Lee e Boedicker [21] estudaram a melhor combinação entre várias distribuições da linha central e da área da secção transversal ao longo do ducto. No dimensionamento desta admissão, usou-se, por isso, a combinação ótima conseguida nesse estudo para calcular estes dois parâmetros importantes. As funções analíticas que representam a distribuição da linha central e a variação de área transversal são dadas, respetivamente, por 4.4 e 4.5:

$$y = \Delta y \left[-3\left(\frac{x}{L}\right)^4 + 4\left(\frac{x}{L}\right)^3 \right] \quad (4.4)$$

$$\frac{A}{A_0} = \left(\frac{A_1}{A_0} - 1\right) \left[3\left(\frac{x}{L}\right)^4 - 8\left(\frac{x}{L}\right)^3 + 6\left(\frac{x}{L}\right)^2 \right] + 1 \quad (4.5)$$

onde Δy representa o deslocamento vertical da linha central, x a coordenada horizontal referente à posição, e L o deslocamento horizontal da linha central. Para o caso da equação da distribuição de área, A_0 representa a área do plano de entrada do difusor, e A_1 a área do plano de saída. A tabela 4.2 seguinte resume as características geométricas do ducto difusor.

Tabela 4.2: Resumo das características geométricas do difusor testado.

Razão de áreas total	2,00
Razão de áreas - 1ª serpentina	1,40
Razão de áreas - 2ª serpentina	1,43
Área do plano de entrada [m ²]	0,128
Área do plano entre serpentinas [m ²]	0,179
Área do plano de saída [m ²]	0,255
Deslocamento vertical - 1ª serpentina [m]	0,45
Deslocamento vertical - 2ª serpentina [m]	0,15
Comprimento total [m]	1,30
Comprimento - 1ª serpentina [m]	0,60
Comprimento - 2ª serpentina [m]	0,70

4.2 Modelo numérico

A construção e especificação apropriada do modelo numérico é essencial para obter uma solução que consiga convergir o mais depressa possível, sem instabilidades. Esta etapa principia com o desenho do modelo em CAD, seguindo-se a geração da malha numérica, a especificação das condições de fronteira, os métodos de solução, controlo e convergência, e termina com o começo da simulação. Um estudo de independência de malha é realizado no final de modo a escolher-se a malha mais adequada ao problema.

4.2.1 Desenho CAD

Após a determinação das características geométricas, usou-se o software *CATIA V5R21* para desenhar a geometria. A escolha recaiu sobre este software uma vez que não só o autor se encontra mais familiarizado com ele mas também porque é de uso amplo na indústria aeronáutica. Além disso, graças à sua versatilidade permite exportar ficheiros STL (*Stereolithography*), prontos a ser importados para o *HELIX-OS*. Os pontos das linhas central, superior e inferior foram importados para o *CATIA* através de uma macro de uma folha de *EXCEL*, e pelos quais se criaram três *splines*. Após que, se desenhou a secção de entrada, a secção entre as duas serpentinas, e a secção de saída do difusor. A primeira apresenta um formato triangular, a segunda elíptico, e a última circular, pelas razões já explicadas no início deste capítulo. Após a definição destas secções, o autor esperava inserir uma lei de variação de área da superfície multi-secções entre elas, de modo a seguir com rigor a lei de Lee e Boedicker [21]. No entanto, constatou-se que esta versão do software não permite inserir uma lei de variação de área na criação de superfícies com multi-secções, pelo que procedeu-se ao desenho de várias secções intermédias a cada 0,10 m, de modo a garantir que a geometria respeitaria a lei de variação da área transversal. Adicionalmente, foi necessário definir múltiplas *splines*, de modo a que a geometria apresentasse o mínimo de ondulações. Este obstáculo encontrado aumentou significativamente o tempo despendido no desenho em CAD. Mais tarde, depois de realizar-se as primeiras simulações numéricas, constatou-se que ocorriam fenómenos de reversão do escoamento através das superfícies de fronteira de entrada e de saída. Este fenómeno produzia instabilidades e oscilações no processo iterativo, impedindo sempre a sua convergência. O autor viu-se, então, na necessidade de regressar à etapa do desenho CAD. Para eliminar este problema, foi necessário prolongar o

Capítulo 4. Metodologia

ducto em dois segmentos, reposicionando a entrada a 0,22 m para montante, criando um segmento de transição, e a saída do domínio computacional 0,8 m para jusante no eixo x , criando um segmento de secção de área constante. A geometria final, alvo desta análise, é aquela que pode ser apreciada na figura 4.2.

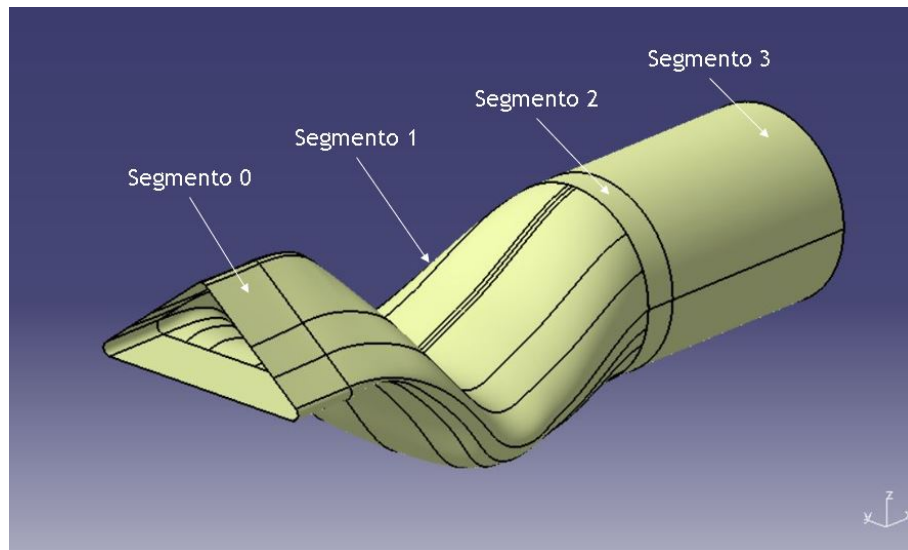


Figura 4.2: Ducto difusor em dupla serpentina.

As vistas de topo e lateral, são expostas no apêndice A.1.

4.2.1.1 Orifícios do controlo do escoamento

Nesta investigação pretende-se implementar jatos soprados através de orifícios retangulares para melhorar a recuperação de pressão total e a uniformidade do escoamento na secção de saída. Estes geradores de vórtices são empregues na forma de uma fila de jatos, localizados nas paredes superior e inferior do ducto e antes dos respetivos pontos de separação do escoamento. A escolha da posição dos orifícios requer o conhecimento prévio da localização dos pontos de separação do escoamento, obtido através duma primeira simulação do difusor. Foram, por isso, colocados nas posições longitudinais de $x/D_{saída}=1,018$ e $x/D_{saída}=0,614$, nas paredes superior e inferior, respetivamente. O propósito da orientação dos jatos é contrariar a ocorrência de escoamentos secundários nestas regiões e mitigar a separação do escoamento. Cada orifício possui uma largura de 0,002 m e um comprimento de 0,025 m. Todos os jatos se encontram separados pela distância normalizada de $x/D_{saída}=0,0526$, à exceção dos dois orifícios centrais na parede inferior, que distam $x/D_{saída}=0,035$ entre si. Esta exceção provou melhorar a eficácia dos jatos nessa localização. Foram instalados 16 e 20 orifícios, nas paredes superior e inferior, respetivamente, de modo a cobrir toda a largura da região separada. Na figura 4.3 apresenta-se um esquema da orientação dos orifícios.

Na tabela 4.3 apresentam-se as orientações dos orifícios estudadas. Na figura 4.4, observa-se a geometria com os orifícios da técnica de controlo para o caso F.

Numa aeronave, os jatos seriam alimentados pelo ar sangrado do motor. Nesta análise, o ar injetado foi limitado a cerca de 1% do caudal mássico à entrada do difusor. Sangrar ar para

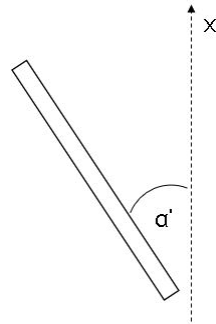


Figura 4.3: Esquema da orientação dos jatos.

Tabela 4.3: Localização e orientação dos casos estudados dos jatos.

Caso	Localização	Orientação
A	N.A.	N.A.
B	Parede superior	0°
C	Parede superior	15°
D	Parede superior	30°
E	Parede superior	45°
F	Parede inferior	0°
G	Parede inferior	15°
H	Parede inferior	30°
I	Parede inferior	45°

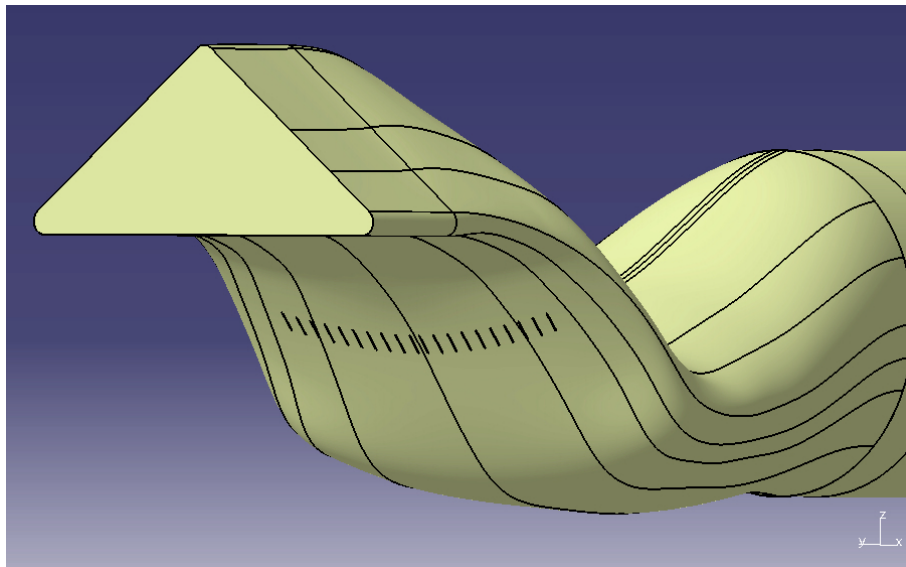


Figura 4.4: Modelo CAD para o caso F.

esta aplicação não causará impacto substancial à operação do motor, mas se combinado com sangramentos para outras aplicações, é necessário impôr este limite.

4.2.2 Geração da malha numérica

Após o desenho da geometria do ducto de admissão, procedeu-se à geração da malha através do software *HELIX-OS*, que permite uma interface gráfica do gerador de malhas nativo do *Open*

Capítulo 4. Metodologia

Foam, o *SnappyHexMesh*. Este software é relativamente recente, sendo raro encontrar qualquer referência acerca do qual na literatura. A sua seleção baseou-se nos trabalhos de Oliveira [46] e de Moreira [47], que salientam a sua interface intuitiva, e a simplicidade e rapidez com que permite gerar malhas de elevada qualidade em geometrias complexas. O *HELYX-OS* não se encontra disponível gratuitamente para Windows, de modo que o professor doutor Francisco Brójo facultou um computador com sistema Linux no qual procedeu-se à geração da malha, contando com 8 GB de memória RAM (*Random Access Memory*).

A geração da malha é, sem dúvida, a etapa mais importante de uma análise de dinâmica de fluidos computacional, já que a qualidade da sua construção influenciará em grande medida os resultados obtidos de uma simulação. Por exemplo, uma malha que não seja suficientemente refinada, apesar de poder prever qualitativamente a física de um escoamento poderá não prevê-lo a nível quantitativo com precisão, gerando resultados pouco confiáveis. No entanto, é necessário garantir, devido à finitude dos recursos computacionais, um equilíbrio entre estes, o tempo despendido na construção da malha, e a fiabilidade dos resultados finais.

A geração de malhas do *HELYX-OS*, por ser este baseado no *SnappyHexMesh*, é executada em cinco fases. Na primeira, escolhe-se o tamanho médio das arestas de cada célula, tendo em vista a criação da malha base. Nesta fase, é importante garantir que a razão de aspeto das células esteja próxima da unidade, de modo que tenham um comportamento ótimo. O segundo passo consiste na escolha do refinamento da malha base, que se pode dividir nos refinamentos de superfície e de volume. O terceiro passo, automático no *HELYX-OS*, consiste na remoção das células que não são usadas, anteriormente criadas no interior das paredes da geometria. Segue-se depois o quarto passo, onde se ajusta a malha à superfície da geometria. Na última fase, adicionam-se camadas de células junto à superfície da geometria, tornando a malha mais ou menos refinada nessa região de acordo com o modelo de turbulência que se deseja empregar e tendo como objetivo a resolução da camada limite do escoamento.

Devido ao elevado número de parâmetros de qualidade que compõem cada uma das fases anteriores, o uso do *SnappyHexMesh* poderá parecer desanimador para um novo utilizador. A estratégia que o autor adotou na construção das malhas empregues neste trabalho seguiu uma filosofia de isolar e conquistar. Esta filosofia simplifica o processo e encurta o tempo gasto na geração da malha. A solução envolve desativar todos os controlos de qualidade, diagnosticar a malha visualmente e através do comando *checkMesh*, e ativar gradualmente cada parâmetro de qualidade, ao mesmo tempo que se vai inspecionando a malha com o *checkMesh* e o *ParaView*. De qualquer modo, tendo em vista reproduções futuras deste estudo, disponibiliza-se no anexo A.2 os parâmetros avançados de qualidade ajustados para as malhas realizadas.

Para modelar o escoamento no interior do difusor para os diferentes casos em estudo, definiram-se vários domínios computacionais cujos limites necessitaram ser estendidos para montante e jusante das geometrias iniciais. A superfície de fronteira de entrada foi deslocada 0,22 m para montante, enquanto que a de saída 0,80 m para jusante, uma vez que nas simulações iniciais registaram-se problemas de instabilidade do processo iterativo devido a fenómenos de reversão do escoamento tanto na entrada como na saída do domínio. Procedeu-se, portanto, a esta alteração, tendo-se verificado a eliminação deste problema durante o processo de cálculo.

Nos domínios computacionais implementaram-se malhas híbridas, predominantemente hexaé-

dricas. Na tabela 4.4 expõe-se o tamanho dessas malhas, consoante o caso em estudo. Em todas as malhas a aresta da malha base apresenta 0,0075 m, e é aplicado um refinamento de nível 1 na superfície dos segmentos 0, 1 e 2. Um nível 1 de refinamento significa que cada célula apresentará, em média, uma aresta cujo comprimento será metade que o de uma célula da malha base [48]. Aplicar um refinamento comum a estes segmentos permite que a camada junto à parede não seja destruída nas regiões em que se conectam. Na região das paredes o número de camadas, n_c , é de 8, sendo a razão de expansão, δ_e , igual a 1,15 e a espessura relativa da última camada, δ_t , de 0,2. Este refinamento adicional na parede permite resolver esta região através do uso de funções de parede. No entanto, este refinamento na região da parede não é suficiente para não se usar funções de parede, como inicialmente desejado. De facto, após semanas de tentativas não se conseguiu refinar a parede ao ponto do parâmetro y^+ aproximar-se de 1 na maioria da geometria, estando a primeira camada quase sempre na região da camada tampão. Este obstáculo frustrou o uso do modelo $k - \omega$ SST (*Shear Stress Transport*) ou da opção *enhanced wall treatment* com o $k - \varepsilon$ realizável. Este imprevisto resultou na opção de refinar a região da parede apenas o suficiente para se usar funções de parede com o modelo $k - \varepsilon$ realizável. Nos casos em que se aplicou a técnica de controlo, a superfície e a região da malha dentro de um raio de 0,008 m de cada orifício sofreu um refinamento adicional de nível 4, de modo a que as minúsculas superfícies dos jatos conservassem a sua geometria com o mínimo de defeitos.

Tabela 4.4: Dimensão das malhas utilizadas.

Caso	Número de células	Número de nós
A	3 184 386	3 588 337
B	4 109 288	4 643 658
C	3 917 392	4 448 266
D	4 071 593	4 604 256
E	3 975 173	4 495 009
F	4 672 966	5 270 925
G	4 606 144	5 198 000
H	4 518 748	5 100 023
I	4 419 441	4 986 933

Após a geração da malha, é necessário verificar os parâmetros que definem a sua qualidade, sendo eles a ortogonalidade, o ângulo de distorção e a razão de aspeto de cada elemento. O software *FLUENT* permite discriminar o número de células para cada intervalo de valores para os dois primeiros parâmetros anteriores. Quanto à razão de aspeto somente permite aferir o seu valor máximo.

O parâmetro que avalia a distorção dos elementos, e que pode ser aplicado a qualquer tipo de malha, é o *Equiangle skewness*, baseado no desvio desde um ângulo equilátero normalizado. Apresenta a seguinte definição:

$$\max \left[\frac{\theta_{max} - \theta_e}{180 - \theta_e}, \frac{\theta_e - \theta_{min}}{\theta_e} \right] \quad (4.6)$$

onde θ_{max} é o maior, θ_{min} o menor, e θ_e o ângulo para uma célula ou face equiangular. Estes ângulos são dados em graus. Segundo a sua definição, este parâmetro varia entre 0 e 1,

Capítulo 4. Metodologia

que representam, respetivamente, um elemento com elevada qualidade e outro totalmente degenerado.

A partir da tabela 4.5 pode-se analisar a distribuição da distorção dos elementos da malha. Segundo a escala sugerida por Bakker [49], a esmagadora maioria dos elementos apresenta uma excelente qualidade, uma minoria substancial uma boa qualidade, e uma parte residual uma qualidade aceitável ou pobre. No global, verifica-se que as malhas geradas possuem uma excelente qualidade.

Tabela 4.5: Distribuição da distorção dos elementos da malha.

Caso	Intervalos				Pior elemento
	0 - 0,25	0,25 - 0,50	0,50 - 0,75	0,75 - 1	
A	95,15%	4,36%	0,48%	0,01%	9,53178e-01
B	94,12%	4,90%	0,85%	0,13%	9,53178e-01
C	93,51%	5,26%	1,06%	0,17%	9,60745e-01
D	91,96%	4,94%	1,13%	1,97%	9,53178e-01
E	91,79%	5,00%	1,18%	2,03%	9,82167e-01
F	93,68%	4,94%	1,14%	0,24%	9,53178e-01
G	93,29%	5,06%	1,39%	0,26%	9,72881e-01
H	91,37%	5,09%	1,56%	1,98%	9,53178e-01
I	92,83%	5,24%	1,61%	0,32%	9,77881e-01

Outro indicador da qualidade da malha é a sua qualidade ortogonal. Este parâmetro é calculado para as células usando o vetor desde o centróide da célula até ao correspondente de cada face, \vec{f}_i , o vetor de área de uma face, \vec{A}_i , e o vetor desde o centróide da célula até aos centróides de cada célula adjacente, \vec{c}_i . As piores células terão um valor de qualidade ortogonal próximo de 0, enquanto que as melhores terão um valor próximo de 1. Este parâmetro é definido por:

$$\min \left[\frac{\vec{A}_i \cdot \vec{f}_i}{|\vec{A}_i| |\vec{f}_i|}, \frac{\vec{A}_i \cdot \vec{c}_i}{|\vec{A}_i| |\vec{c}_i|} \right] \quad (4.7)$$

A partir da tabela 4.6 constata-se que a maioria das células apresenta uma excelente qualidade ortogonal, à exceção de um número residual de células. Contudo, nas malhas dos casos em que são empregues os jatos, o pior elemento possui uma qualidade ortogonal totalmente degenerada. Verificou-se que o *HELIX-OS* produz uma malha bastante degenerada na região dos orifícios dos jatos, destruindo também as camadas de parede em torno deles.

Os valores máximos da razão de aspeto apresentam-se na tabela 4.7.

Para concluir esta secção respeitante ao domínio computacional, mostra-se na figura 4.5 a malha gerada para a simulação do escoamento na superfície do difusor, e na figura 4.6 o detalhe do refinamento da malha em torno dos orifícios dos dispositivos de controlo. Por outro lado, na figura 4.7 apresenta-se o pormenor da malha no plano de simetria do mesmo.

Tabela 4.6: Distribuição da qualidade ortogonal das células da malha.

Caso	Intervalos				Pior elemento
	0 - 0,25	0,25 - 0,50	0,50 - 0,75	0,75 - 1	
A	0,01%	0,17%	3,21%	96,61%	4,68218e-02
B	0,01%	0,23%	3,95%	95,81%	0
C	0,00%	0,22%	4,01%	95,77%	0
D	0,01%	0,25%	3,89%	95,85%	0
E	0,01%	0,25%	3,89%	95,85%	0
F	0,01%	0,24%	4,31%	94,44%	0
G	0,02%	0,26%	4,32%	95,40%	0
H	0,02%	0,29%	4,26%	95,43%	0
I	0,03%	0,30%	4,10%	95,57%	0

Tabela 4.7: Razão de aspecto máxima por cada malha simulada.

Caso	Razão de aspecto máxima
A	181,9
B	181,9
C	87,5
D	181,9
E	102,5
F	181,9
G	181,9
H	181,9
I	181,9

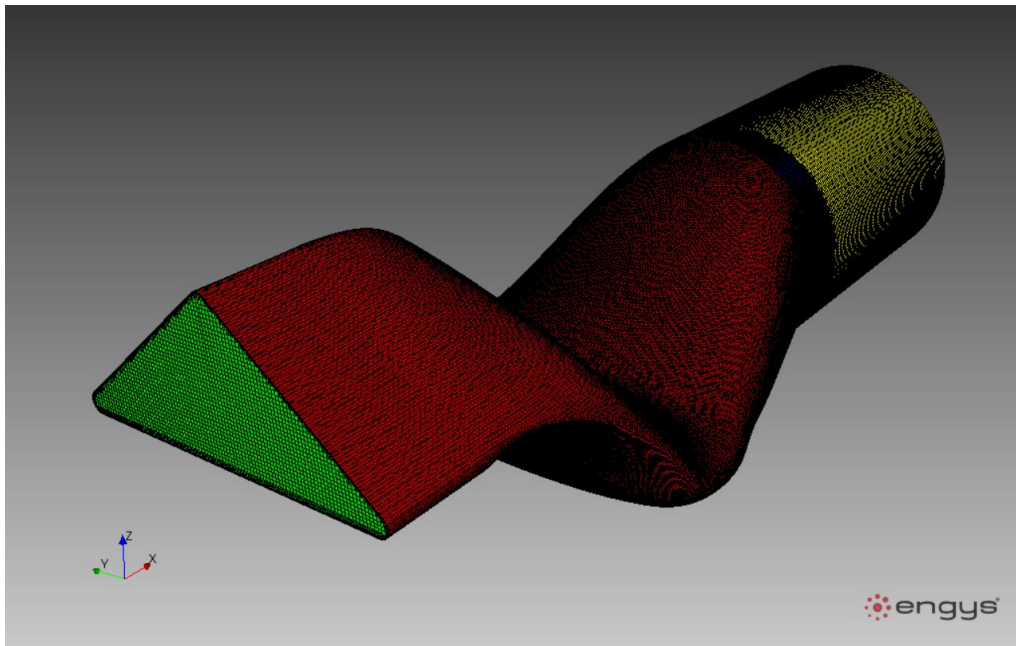


Figura 4.5: Visão geral da malha na superfície da geometria.

4.2.3 Condições de fronteira

Os problemas numéricos necessitam a imposição de condições iniciais, de fronteira, e de especificação dos métodos de solução. É imprescindível que o usuário especifique corretamente estas condições, uma vez que poderá influenciar tanto a estabilidade da simulação como a física do escoamento.

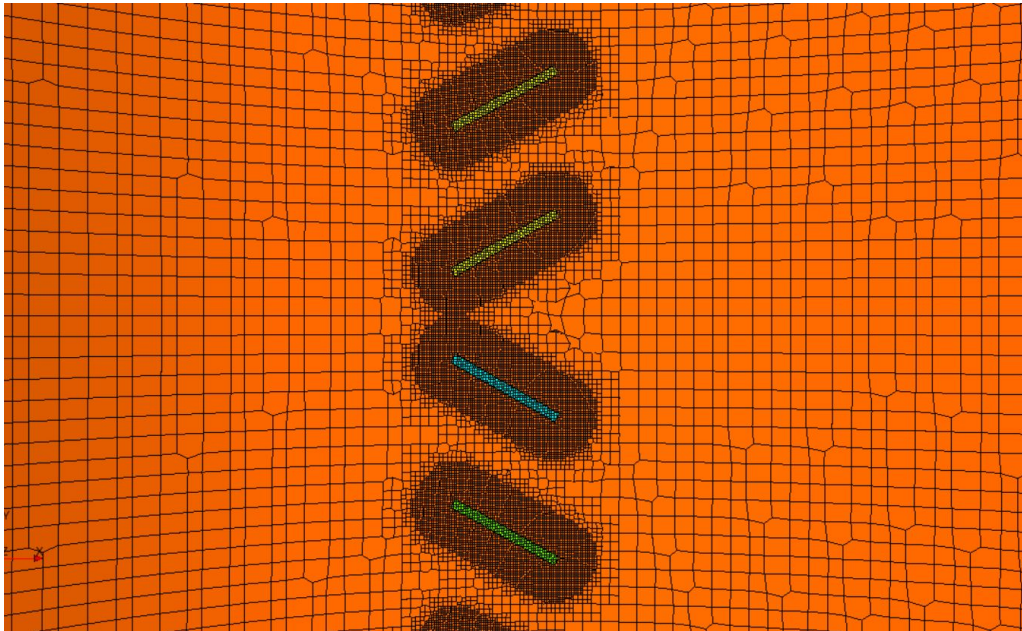


Figura 4.6: Pormenor do refinamento da malha na região dos orifícios dos jatos orientados a 30° na parede superior.

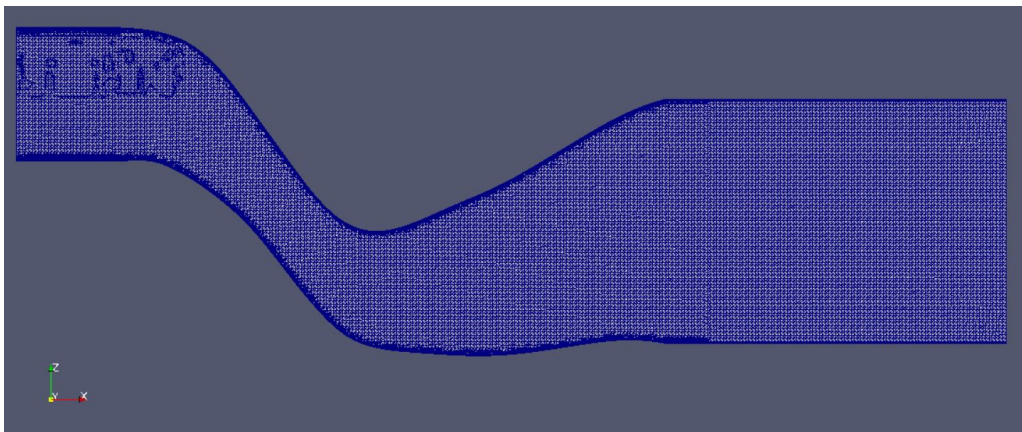


Figura 4.7: Malha interna no plano de simetria da geometria.

Nesta investigação, são executadas várias simulações: uma sem controlo do escoamento, e outras com controlo do escoamento para a parede superior e inferior do difusor. Em todas as simulações, são impostos três tipos de condições de fronteira: entrada, saída, e superfícies sólidas. Os métodos de solução são comuns a todas as simulações. Em seguida, detalha-se cada um destes parâmetros.

4.2.3.1 Superfície de entrada

À entrada do domínio computacional, que corresponde à entrada do difusor, foi imposta uma condição de fronteira de pressão e temperaturas totais, correspondendo a 101 325 Pa e 288,15 K, respetivamente. Ao impôr-se este tipo de fronteira, a pressão total é fixa, sendo o seu valor assegurado através da variação do caudal mássico. Selecionou-se os parâmetros iniciais de intensidade de turbulência e razão de viscosidade turbulenta, cujos valores são, respetivamente,

2,5% e 1. Uma intensidade de turbulência de 1% ou inferior é considerada baixa, enquanto que valores superiores a 10% são considerados elevados. Em escoamentos internos, este parâmetro, na superfície de entrada, está dependente da história do escoamento a montante. Se o escoamento a montante é pouco perturbado, pode-se usar uma baixa intensidade de turbulência. Por outro lado, se o escoamento se encontra completamente desenvolvido, a intensidade turbulenta apresentará valores mais elevados. Desse modo, o autor considerou como razoável o valor acima especificado. Quanto à razão de viscosidade turbulenta, este parâmetro costuma variar entre 1 e 10. Verificou-se que o valor utilizado, unitário, auxiliou na convergência do processo iterativo. A condição de entrada de pressão total é apropriada a escoamentos compressíveis. O escoamento entra no domínio na direção normal à fronteira de entrada.

4.2.3.2 Superfícies dos jatos

Nas simulações em que se emprega o controlo por jatos de orifícios retangulares, impôs-se em cada orifício a condição de fronteira de entrada de caudal mássico. Na superfície de cada orifício especificou-se o valor 0,010 kg/s para o caudal mássico e 53 528 Pa para a pressão estática inicial/supersónica. Este valor de entrada de caudal mássico injetado corresponde a 0,8% e a 1,0% daquele medido à entrada do difusor para os casos das paredes superior e inferior, respetivamente. Uma exceção é feita, contudo, para o caso B, em que cada jato possui um valor de caudal mássico de 0,013 kg/s, representando no global 1,0% do caudal mássico à entrada do difusor. Limitar a injeção de caudal mássico a 1,0% teve por base estudos semelhantes [14; 22; 24; 35]. Para as condições iniciais de intensidade de turbulência e razão de viscosidade turbulenta elegeram-se os valores 2,5% e 1, respetivamente. O valor da temperatura total estabeleceu-se em 288,15 K. O escoamento entra no domínio na direção normal à superfície dos jatos.

4.2.3.3 Superfície de saída

Por sua vez, à saída do domínio, impôs-se uma condição de fronteira de pressão estática e temperatura total, optando-se para o primeiro parâmetro um valor de 90 250 Pa, e para o segundo de 288,15 K. Neste tipo de fronteira, o valor da pressão estática é fixo, sendo o seu valor assegurado através da variação da pressão total. Este valor de pressão estática corresponde a um caudal mássico de cerca de 20 kg/s à saída do difusor e a números de Mach de 0,47 e 0,23 à entrada e saída do difusor, respetivamente. A intensidade de turbulência imposta é de 2,5% e a razão de viscosidade turbulenta é 1. A condição de saída de pressão estática é apropriada a escoamentos compressíveis. O escoamento abandona o domínio na direção normal à fronteira de saída.

4.2.3.4 Superfícies sólidas

Na parede do difusor, uma vez que se trata neste estudo o escoamento viscoso, foi imposta a condição de não escorregamento.

Capítulo 4. Metodologia

4.2.4 Métodos de solução, sub-relaxação e convergência

Após a definição das condições de fronteira, é necessário especificar os esquemas de discretização espacial, a sub-relaxação das equações, a inicialização da solução, e os critérios/monitores de convergência. A escolha apropriada dos métodos de solução e das tolerâncias de convergência para o problema de CFD em mãos, permite o desenvolvimento de um processo iterativo estável, economia de recursos computacionais e a obtenção de resultados com maior precisão. É, por isso, uma etapa de extrema importância em qualquer simulação de CFD. O término desta tarefa coincide com o começo da simulação.

4.2.4.1 Métodos de solução

O software comercial *ANSYS FLUENT* permite escolher um de dois métodos numéricos: um baseado na pressão (*pressure-based solver*), e outro baseado na massa específica (*density-based solver*). Em ambos os métodos o campo de velocidade é extraído a partir das equações da quantidade de movimento. Na abordagem baseada na massa específica, obtém-se o campo da massa específica a partir da equação da continuidade, enquanto que o campo de pressão é determinado a partir da equação de estado. Por sua vez, na abordagem baseada na pressão, o campo de pressão é obtido através da resolução de uma equação da pressão ou da correção de pressão, que é obtida manipulando as equações da continuidade e quantidade de movimento. Ambos os métodos numéricos empregam um processo de discretização de volumes finitos, porém a diferença entre eles reside na abordagem usada para linearizar e resolver as equações discretizadas.

Apesar de, inicialmente, a abordagem baseada na pressão ter sido desenvolvida para escoamentos incompressíveis, este método foi reformulado tendo em vista a sua utilização numa gama muito mais ampla de escoamentos do que a sua original. Por esta razão, no presente trabalho elegeu-se o método baseado na pressão.

O *ANSYS FLUENT* disponibiliza dois algoritmos baseados na pressão. Um algoritmo segregado, e um outro algoritmo acoplado.

O algoritmo do método baseado na pressão resolve as equações de governo sequencialmente. Uma vez que estas não são lineares e estão acopladas, é necessário haver um processo iterativo de modo a obter uma solução numérica convergida.

No algoritmo segregado, as equações de governo para as variáveis são resolvidas sequencialmente. Enquanto é resolvida, cada equação de governo, é desacoplada ou segregada das restantes equações. Uma vez que este algoritmo necessita de menos recursos de memória, optou-se por ele neste estudo. A sua desvantagem é apresentar uma convergência mais lenta, em relação ao algoritmo acoplado. Este último, por outro lado, resolve um sistema acoplado das equações da quantidade de movimento e da continuidade baseada na pressão. Por isto, a convergência é mais rápida. Contudo, os requisitos de memórias podem aumentar até para o dobro.

Ao escolher-se o algoritmo segregado, cada iteração consiste nos seguintes passos [40]:

1. Atualização das propriedades do fluido, incluindo a viscosidade turbulenta;
2. Resolução das equações da quantidade de movimento, sequencialmente, usando os valores atualizados da pressão e fluxo de massa nas faces;
3. Resolução da equação da correção de pressão usando os valores recentemente obtidos do campo de velocidade e do fluxo de massa;
4. Corrigir os fluxos de massa nas faces, pressão, e campo de velocidade usando a correção de pressão obtida no passo anterior;
5. Resolver as equações para escalares adicionais, tais como quantidades turbulentas, energia, e espécies usando os valores atualizados das variáveis;
6. Atualizar os termos fonte que advêm das interações entre diferentes fases;
7. Verificar a convergência das equações. Se esta é atingida, o processo é terminado. Caso contrário, regressa-se ao primeiro passo.

O *FLUENT* permite o uso de quatro tipos de algoritmos segregados. O *SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)* é o algoritmo predefinido do software para análises estacionárias, e usa uma relação entre velocidade e correções de pressão para assegurar a conservação de massa e para obter o campo de pressões. É um algoritmo extensamente usado, de modo que foi a escolha do autor para esta investigação.

Após a escolha do algoritmo, é necessário optar por um método para calcular os gradientes. Os gradientes são necessários não só para construir os valores de um escalar nas faces das células, mas também para calcular termos de difusão secundários e derivadas de velocidade. O gradiente, ∇_{ϕ} , de uma dada variável, ϕ , é usado para discretizar os termos convectivos e difusivos das equações de conservação do escoamento. Neste estudo, aplica-se o método dos mínimos quadrados (*Least Squares Cell-Based*), no centróide de cada célula, para determinar os gradientes das variáveis. Em malhas não estruturadas e irregulares, a precisão deste método é comparável ao Green-Gauss baseados nos nós, e superior ao Green-Gauss baseados nas células. Contudo, exige menos recursos computacionais calcular o método dos mínimos quadrados que o baseado nos nós. Por isso, o autor selecionou o método dos mínimos quadrados baseado nas células.

Ao nível da discretização espacial, o *ANSYS FLUENT* guarda os valores discretos de determinado escalar, ϕ , nos centróides das células. No entanto, é necessário obter os valores dos escalares nas faces das células, que devem ser interpolados a partir dos valores nos centróides da células. Isto é conseguido através de um esquema *upwind*. Este termo inglês significa que o valor do escalar na face é derivado a partir do valor na célula a montante, relativamente à direção da velocidade normal. De entre os esquemas *upwind* que se podem escolher no código comercial utilizado encontram-se os *upwind* de primeira e segunda ordem. Neste estudo, o autor escolheu o esquema *upwind* de segunda ordem para todos os escalares, uma vez que esta opção permite obter resultados mais precisos. Tendo-se verificado uma convergência suave e a estabilidade do processo iterativo, não foi necessário estimar uma solução inicial a partir de um esquema de

Capítulo 4. Metodologia

ordem inferior.

4.2.4.2 Sub-relaxação das equações

O método baseado na pressão permite a sub-relaxação das equações para controlar a atualização das variáveis a cada iteração. Devido a problemas de divergência nas primeiras cinco iterações, nomeadamente o aparecimento do aviso *divergence detected in AMG solver: temperature* procedeu-se à redução dos valores de sub-relaxação para certas equações. Despendeu-se algum tempo no ajuste dos parâmetros de sub-relaxação, que envolveu bastante inúmeras tentativas e erro. Contudo, após esta alteração os problemas de divergência foram solucionados. Os valores apresentados na tabela 4.8 são aqueles que permitem uma convergência com um número mínimo de iterações, sem provocar instabilidade e divergência durante a simulação.

Tabela 4.8: Fatores de sub-relaxação.

Pressão	ρ	Forças de corpo	Quantidade de movimento	κ	ϵ	μ_t	Energia
0,3	0,9	0,9	0,4	0,4	0,4	0,7	0,95

4.2.4.3 Convergência

Em qualquer simulação em CFD é necessário definir requisitos de convergência apropriados e garantir que estes são cumpridos. A convergência de três tipos de parâmetros deverá ser avaliada antes do autor se certificar da convergência global da solução. Assim, para uma simulação com escoamento estacionário, é necessário assegurar que a solução satisfaz:

- A redução dos residuais até um valor aceitável em cada célula (E^{-6} para a equação da energia, E^{-5} para as restantes). A tolerância de convergência escolhida para o processo iterativo é aquela que permite satisfazer os dois itens seguintes;
- O alcance de equilíbrios para determinados parâmetros (por exemplo, assegurar a conservação da massa através de uma variação mínima entre o caudal mássico que entra e sai do domínio);
- A manutenção num patamar estacionário dos valores das variáveis de interesse.

4.2.5 Inicialização da solução

A utilização de valores iniciais adequados são fulcrais de modo a assegurar que a solução converge o mais rapidamente possível, sem apresentar instabilidades. A inicialização híbrida resolve a equação de Laplace produzindo um campo de velocidades que se adapta a domínios complexos, e um campo de pressões que conecta suavemente valores de alta e baixa pressão no domínio computacional. Desse modo, para além de ser a opção padrão do *ANSYS FLUENT*,

costuma ser suficiente na generalidade dos casos. Neste caso, não foi exceção pois providenciou uma convergência adequada, de forma que foi a escolha do autor.

Na tabela 4.9, resume-se as opções tomadas na definição da simulação computacional.

Tabela 4.9: Opções tomadas para a simulação do escoamento no ducto difusor em dupla serpentina.

Tratamento na parede	Com funções de parede padrão.
Modelo de turbulência	$k - \epsilon$ Realizável.
Tipo de fluido	Gás ideal.
Condições de fronteira na entrada	Pressão e temperatura totais. Intensidade turbulenta e razão de viscosidade turbulenta.
Condições de fronteira na saída	Pressão estática e temperatura total. Intensidade turbulenta e razão de viscosidade turbulenta.
Métodos de solução	SIMPLE (semi-implícito); compressível; 3D; dupla precisão.
Discretização espacial	Método dos mínimos quadrados para o gradiente; Upwind de segunda ordem para as variáveis.
Inicialização	Híbrida.

Por último, deverá referir-se que as simulações foram corridas no *cluster* HPC (*High Performance Computer*) Almourol, heterogéneo, com 84 CPUs, velocidade de 4,0 GHz e 4,5 GHz, e 327 GB de memória RAM. O sistema operativo é o *Rocks Manzanita*, montado em cima do *CentOS 7.4*.

4.2.6 Estudo de independência da malha

É imprescindível que numa análise de dinâmica de fluidos computacional se garanta que a solução alcançada seja independente da resolução da malha. A não realização de um estudo deste género, impossibilita a confiança na validade e precisão dos resultados. O teste de independência de malha realizou-se para a geometria onde não é aplicada a técnica de controlo. Uma vez que a variação da geometria entre os casos com e sem controlo é mínima, depois de se ter encontrado a malha cujo tamanho proporciona resultados relativamente precisos com um custo computacional aceitável, assumiu-se que esse tamanho de malha poderia ser aplicado aos restantes modelos geométricos.

O método tomado para a realização do estudo de independência da malha divide-se em três passos. No primeiro, corre-se a simulação com a malha inicial e assegura-se que os residuais convergem e os parâmetros que se quer monitorizar (neste caso, a pressão total na secção de saída) estão estacionários. Os valores de convergência dos residuais podem ser escolhidos pelo utilizador, mas neste estudo usou-se o valores E^{-5} para todos os residuais, exceto para a energia, E^{-6} , uma vez que se constatava que estas tolerâncias asseguravam desequilíbrios insignificantes na conservação de massa, e outros parâmetros de interesse, como a pressão total e o caudal mássico, estabilizavam na secção de saída do difusor. No segundo passo, gera-se uma segunda malha mais refinada, cerca de 1,5 vezes maior que a malha inicial. Mais uma vez, assegura-se a convergência dos residuais e dos parâmetros que é de interesse monitorizar. Compara-se a segunda malha com a primeira, e caso a diferença dos resultados esteja fora da tolerância pretendida repete-se o processo e gera-se outra malha ainda mais refinada. É prática comum realizar-se três malhas, uma com resolução grosseira, uma média, e outra mais fina. Na tabela 4.10 descreve-se os parâmetros usados na geração das diferentes malhas. De salientar, que o

Capítulo 4. Metodologia

segmento 0 corresponde ao ducto de secção de área constante a montante do difusor, o segmento 1 corresponde ao ducto difusor, o segmento 2 ao ducto de secção de área constante após o difusor e que possui um comprimento de 0,10 m, e o segmento 3 ao ducto de secção de área constante de 0,70 m que se segue ao anterior.

Tabela 4.10: Parâmetros usados na geração das malhas estudadas inseridos no *HELIX-OS*.

Malha	Nível de refinamento		Camadas			Aresta da malha base [m]
	Segmentos 0/1/2	Segmento 3	n_c	δ_t	δ_e	
A	2	1	8	0,2	1,15	0,0150
B	1	0	8	0,2	1,15	0,0075
C	1	0	8	0,1	1,15	0,0065

A pressão total na secção de saída do difusor (segmento 1) é a variável de interesse, uma vez que os elementos descritores do desempenho aerodinâmico do difusor utilizados ao longo da investigação baseiam-se nesta variável e localização. Analisando a tabela 4.11, pode-se concluir que a malha B, que apresenta um refinamento médio, é aquela que permite uma otimização dos recursos computacionais, providenciando em simultâneo uma precisão razoável em relação à variável de interesse. O aumento da precisão que se ganharia com a malha C - 17 Pa - é irrelevante para esta investigação, para além de que o tempo computacional na geração da malha C seria o dobro do da malha B. Também se verificou que ao gerar-se a malha C o computador encontrava-se no limite da sua capacidade de processamento, sendo impossível, além de desnecessário, proceder a um ainda maior refinamento da malha. A malha B será, por isso, utilizada como malha base para as restantes simulações realizadas neste estudo, e contra a qual serão comparadas os resultados das mesmas.

Tabela 4.11: Estudo de independência da malha para a geometria sem controlo tendo a pressão total como variável de interesse.

Malha	Número de Células	Pressão total na secção de saída do difusor [Pa]	Varição [Pa]
A	2 337 101	92 243	-
B	3 184 386	92 035	208
C	5 417 945	92 052	17

Capítulo 5

Resultados

Encontra-se dividido este capítulo em três secções. Na primeira, são expostas e discutidas as características do escoamento no difusor de admissão testado. Na segunda secção, apresentam-se os efeitos que a instalação de mecanismos de controlo por sopro na parede superior introduzem na recuperação de pressão total e na distorção do escoamento. Estes resultados são depois comparados com o caso base sem controlo. Na última secção, repete-se o processo para a parede inferior do ducto.

5.1 Resultados sem controlo do escoamento

5.1.1 Convergência

Os métodos numéricos usados para resolver as equações do escoamento empregam um ou mais processos iterativos. Desse modo, os métodos iterativos necessitam de um critério de convergência para decidir quando a simulação pode ser terminada. A sua importância não deve ser descurada, apesar de uma solução convergida não significar uma solução correta ou exata, porém permite informar ao autor se a solução está conforme com os parâmetros que estipulou. Como discutido na metodologia, uma solução considera-se convergida quando os critérios dos residuais são atingidos, o desequilíbrio de massa no sistema é mínimo e as variáveis de interesse alcançam um patamar estacionário.

Primeiramente, através da observação da figura 5.1, verifica-se que a solução converge ao fim de cerca de 6 000 iterações. A duração total da simulação foi cerca de 12 horas utilizando 20 processadores.

Em segundo lugar, uma vez que a análise de CFD resolve equações da conservação (de massa, quantidade de movimento e energia), deve-se assegurar que a solução final conserva estas quantidades. Um processo iterativo de CFD nunca produzirá um balanço perfeito das quantidades anteriores, uma vez que é uma representação numérica de um sistema físico. Contudo, os desequilíbrios deverão ser suficientemente baixos para que se possa considerar a convergência de uma solução. De acordo com o guia de tutoriais do *FLUENT*, recomenda-se que o desequilíbrio no caudal mássico que entra e sai do sistema seja inferior a 0,5% [50]. Nesta simulação, o desequilíbrio de caudal mássico fica seis ordens abaixo deste limite, de modo que se verifica também através deste parâmetro a convergência da solução.

Por último, avaliou-se a convergência do processo iterativo através da evolução da principal

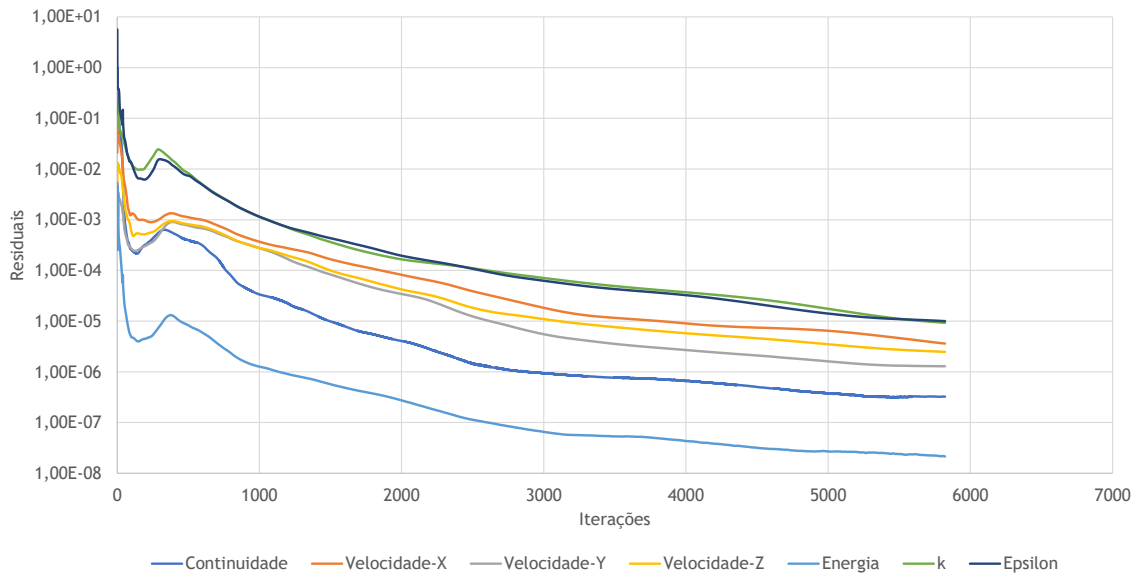


Figura 5.1: Evolução dos residuais durante o processo iterativo.

variável de interesse neste estudo, a pressão total, no plano de saída do difusor. A figura 5.2, apresenta a evolução deste variável com o número de iterações.

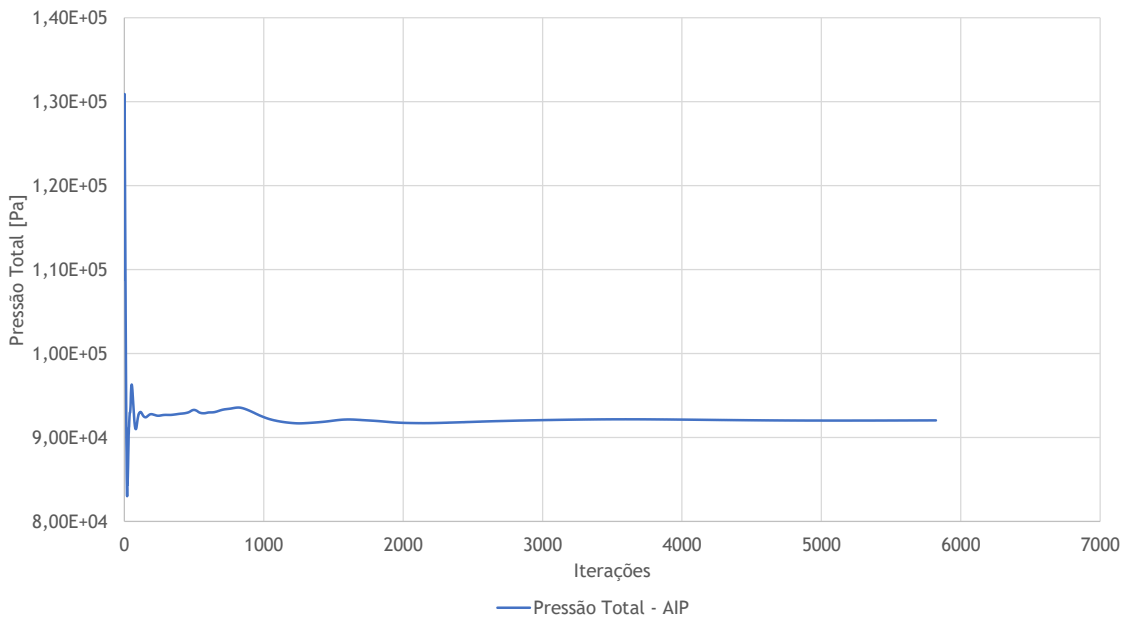


Figura 5.2: Evolução da pressão total no plano de saída do difusor durante o processo iterativo.

Verifica-se que a variável da pressão total na saída do difusor varia até cerca da iteração 3000, momento a partir do qual se mantém num patamar estacionário e se pode considerar que a simulação se encontra convergida.

5.1.2 Análise do parâmetro y^+

O valor y^+ é uma distância adimensional desde a superfície da geometria até ao primeiro nó da malha. Ao optar-se por uma abordagem com funções de parede, é importante garantir que

Capítulo 5. Resultados

os valores do y^+ variam dentro do intervalo requerido pelo modelo de turbulência. A análise deste parâmetro é outra parte importante para garantir que a solução é válida.

Ao observar-se a figura 5.3, verifica-se que o valor do y^+ varia ao longo da geometria. A razão por detrás deste fenómeno é o facto de a velocidade local do fluido variar significativamente ao longo da geometria. Verifica-se que existem regiões onde a malha junto à parede deveria ter sido mais refinada, e noutras onde, pelo contrário, deveria ter um menor nível de refinamento. No entanto, nenhuma dessas regiões é considerada crítica para este estudo, de modo que se considerou esta distribuição do y^+ aceitável. Ao realizar-se a média do parâmetro y^+ na geometria, verificou-se que o seu valor médio é de 42, situando-se assim dentro do intervalo de 30 a 300 requerido pelo uso de funções de parede no modelo $k - \varepsilon$ realizável.

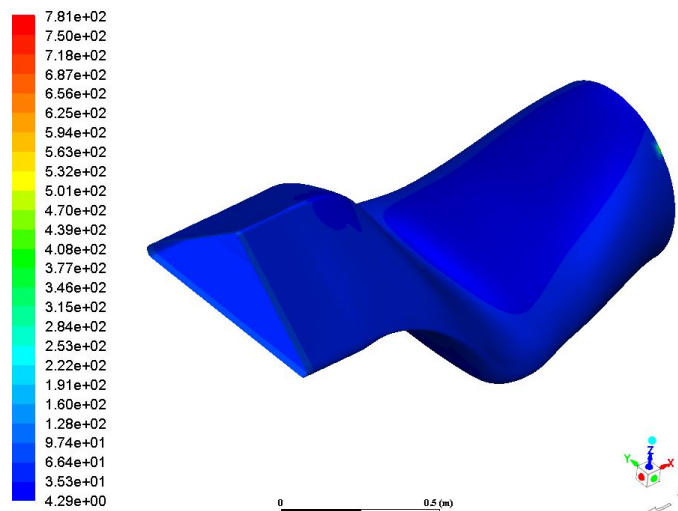


Figura 5.3: Contornos do y^+ no difusor de admissão.

5.1.3 Distribuição do coeficiente de pressão estática na parede

Após a verificação da validade da simulação, procedeu-se à análise das características do escoamento no difusor. Para tal, começou-se por analisar a distribuição do coeficiente de pressão estática, pois permite perceber a evolução do escoamento junto das paredes, bem como localizar as regiões onde este se encontra separado. Na figura 5.4, mostra-se a evolução do coeficiente de pressão estática nas linhas centrais das paredes superior e inferior do ducto. O coeficiente de pressão estática é calculado tendo como referência o valor da pressão estática na entrada do difusor, enquanto que o comprimento do mesmo é normalizado pelo diâmetro da secção de saída. O segmento de transição a montante do difusor possui uma distância normalizada negativa.

Junto à parede superior do difusor, o escoamento principia por demonstrar um gradiente de pressão adverso uma vez que se situa no lado interior da curva. Após o máximo em cerca de $x/D_{\text{saída}}=0,4$, um gradiente de pressão favorável permite que a pressão estática desça monotonicamente até cerca de $x/D_{\text{saída}}=0,9$. Neste local, o escoamento encontra um gradiente de pressão adverso bastante agressivo ao aproximar-se do lado convexo da segunda curva da parede superior. Segundo diferentes referências, um patamar estacionário de pressão estática, rodeado por

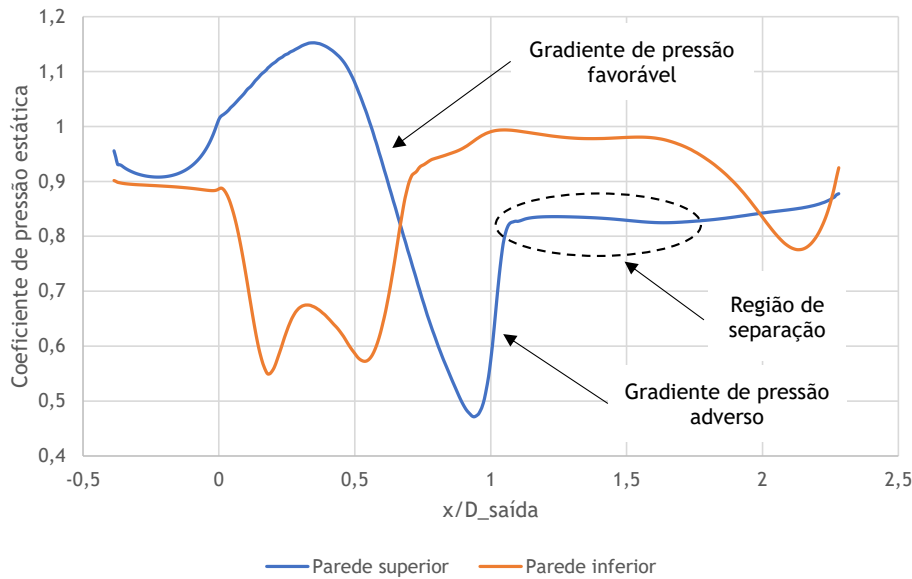


Figura 5.4: Distribuição do coeficiente de pressão estática nas paredes superior e inferior.

gradientes de pressão adversos, é uma evidência da separação do escoamento [8; 14; 19; 25]. Verifica-se, por isso, que o escoamento na região da parede não possui quantidade de movimento suficiente para resistir à intensidade do gradiente adverso, acabando por descolar em cerca de $x/D_{saída}=1,1$.

A distribuição da pressão estática na parede inferior do difusor caracteriza-se por uma descida inicial abrupta, indicando a aceleração do escoamento, como resposta à passagem deste pelo lado convexo da primeira curva. Após que, desacelera numa pequena região de gradiente de pressão adverso, e volta depois a encontrar outra pequena extensão de gradiente de pressão favorável. É notório, nesta região inicial, as evoluções contrárias da pressão estática nas paredes superior e inferior. Por volta de $x/D_{saída}=1,0$, o coeficiente de pressão estática mantém-se num valor constante, possivelmente indiciando uma região de separação na parede inferior. Na porção final do difusor, uma curvatura ligeira da geometria provoca um gradiente de pressão favorável, terminando com um gradiente adverso antes da face do compressor.

5.1.4 Distribuição da pressão total e campo de velocidades

A pressão total é uma medida da quantidade total de energia que o escoamento possui, pelo que permite classificar a qualidade do mesmo. Deste modo, um escoamento bastante energético, de boa qualidade, apresentará um valor de pressão total relativamente elevado e próximo do valor de pressão total na entrada do domínio computacional. Por outro lado, um escoamento pouco energético, de pior qualidade, apresentará um valor de pressão total relativamente baixo.

Observando a figura 5.5, verifica-se a degradação da pressão total em duas regiões principais do difusor: na curva convexa da parede superior, e após a primeira curva da parede inferior. A curva agressiva na parede superior e a rápida variação da forma da secção transversal de elíptica para circular origina intensos gradientes de pressão adversos. Este gradientes provocam a separação

Capítulo 5. Resultados

do escoamento na curva e o aparecimento de uma enorme bolha de baixa pressão total e de recirculação. Nota-se também que essa região de escoamento pouco energético difunde-se para o seio do escoamento, com elevada mistura turbulenta e formação de vórtices. Por outro lado, a região de baixa pressão que se gera após a primeira curva na parede inferior, apesar de menos intensa, evidencia também a separação do escoamento nessa região. Uma vez que a melhoria da recuperação de pressão total e a mitigação da distorção do escoamento são os objetivos desta investigação é importante identificar as regiões onde se origina a sua degradação.

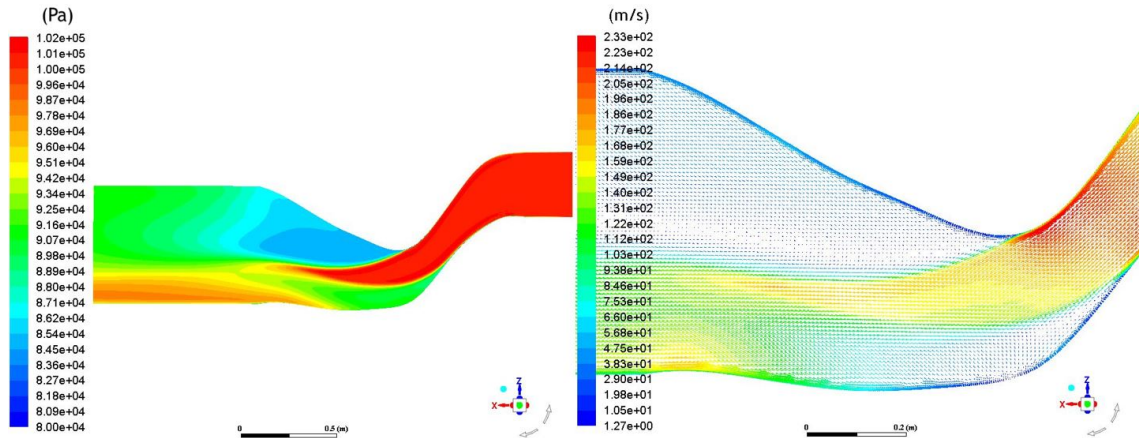


Figura 5.5: Distribuição da pressão total (esquerda) e campo de velocidades (direita) no plano de simetria.

Analisando agora a distribuição da pressão total à saída da primeira serpentina, em $x/D_{\text{saída}}=1,053$, verifica-se outra vez a existência da região de baixa pressão total na metade inferior e central da secção (ver figura 5.6). Para além disso, constata-se através do campo de velocidades que o fluido com baixa quantidade de movimento migra desde as laterais inferiores do ducto para a linha central, onde é projetado para o seio do escoamento. Forma-se, então, um escoamento secundário, caracterizado por um par de vórtices em contra-rotação. Atente-se ainda na existência de duas regiões secundárias de baixa pressão total nas extremidades da secção, dominadas também elas de considerável vorticidade. Apesar de não ter sido encontrada na literatura explicação para a sua existência, duas hipóteses sobressaem à vista. A primeira sugere que a expansão lateral do ducto faz com que o escoamento na parede superior, mais energético após a primeira curva, se desloque em direção às paredes laterais, criando esses vórtices. Por outro lado, o afunilamento assimétrico das paredes superior e inferior em direção às laterais do ducto também poderá ser responsável por este fenómeno. A coexistirem estas duas hipóteses, uma poderá exacerbar a outra.

Após o estudo das características do escoamento no plano de simetria e na secção transversal intermédia, é importante perceber como o desenvolvimento do escoamento a montante afeta a distribuição da pressão total e do campo de velocidades no plano da face do compressor, em $x/D_{\text{saída}}=2,28$. Repare-se, por isso, na figura 5.7, onde se percebe que a região de baixa pressão total originada na curva da parede superior migra até esta secção e ocupa a maioria da mesma. Por outro lado, como mostra o campo de velocidades, o fluido de baixa quantidade de movimento junto às paredes migra desde as laterais do ducto para a parede superior, onde se acumula e é projetado para o seio do escoamento através de dois vórtices em contra-rotação. É visível ainda no centro inferior desse plano uma pequena depressão da pressão total, que é um vestígio da separação após a primeira curva da parede inferior do ducto. Também aqui existe

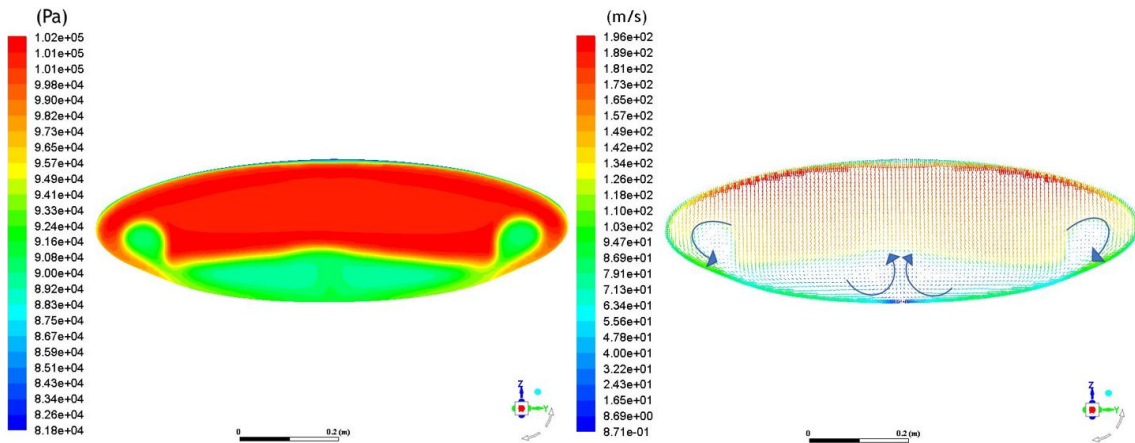


Figura 5.6: Distribuição da pressão total (esquerda) e campo de velocidades (direita) na secção entre serpentinas - $x/D_{saída}=1,053$.

a presença de um escoamento secundário, porém de menor intensidade que o anterior. A nível qualitativo, os resultados computacionais para este caso sem controlo seguem a tendência dos resultados apresentados na literatura para ductos com geometrias semelhantes [22; 24; 35; 51].

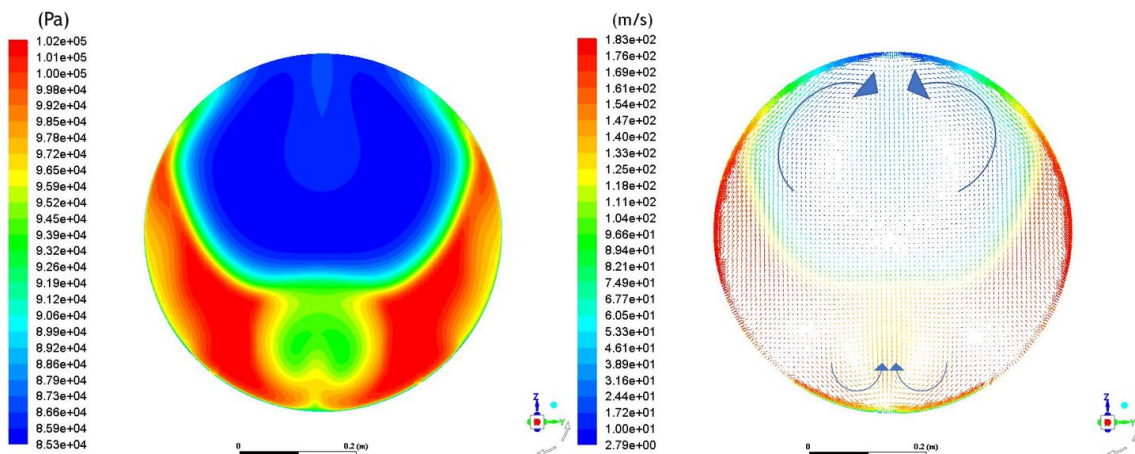


Figura 5.7: Distribuição da pressão total (esquerda) e campo de velocidades (direita) na face do motor - $x/D_{saída}=2,28$.

O difusor apresenta um valor de recuperação de pressão total, dado pela razão entre os seus valores médios no plano de saída e à entrada do ducto, de 0,908. Para medir quantitativamente a distorção do escoamento, usou-se o coeficiente DC120 da Rolls-Royce, cujo valor é de 0,864 na secção de saída.

5.1.5 Distorção circunferencial na secção de saída do difusor

Enquanto que o valor médio da recuperação de pressão na secção de saída é uma medida da totalidade das perdas do difusor, não permite discriminar a sua distribuição. Desse modo é necessário usar elementos descritores adicionais. A figura 5.8 mostra os gráficos da evolução da recuperação de pressão total em função da posição circunferencial para diferentes anéis da secção de saída do difusor. As posições radiais dos anéis são aquelas explicitadas na tabela 5.1.

Capítulo 5. Resultados

Tabela 5.1: Posições radiais dos anéis descritores.

Anel	Posição radial [m]
1	0,0475
2	0,0950
3	0,1425
4	0,190
5	0,2375

Também são representados os valores médios da recuperação de pressão total para cada anel (RPTAV), a linha vermelha superior, e da recuperação de pressão total para as regiões onde esta é inferior à anterior (RPTAVLOW), a linha vermelha inferior. A região de baixa pressão total corresponde à área do gráfico que se situa abaixo da linha de recuperação de pressão total média e acima da linha da recuperação de pressão total. Esta região determina a extensão circunferencial da distorção e a sua intensidade. Neste caso, todos os anéis apresentam uma única região de baixa recuperação de pressão total. O anel 1, que se situa no centro da secção, encontra-se na sua maioria numa região de baixa pressão total, a que corresponde a uma extensão circunferencial de cerca de 260°. À medida que se desloca em direção aos anéis exteriores, afere-se que a extensão da região de baixa pressão total decresce, apresentando um mínimo para o anel 5 de cerca de 180°. A partir do anel 3, verifica-se uma depressão em torno de $\theta=120^\circ$, provocada pelos escoamentos secundários que resultam da parede inferior. Verifica-se ainda que a diferença entre os valores máximo e mínimo da recuperação de pressão total é mínima para o anel interior, mas aumenta em direção aos anéis exteriores. Idealmente, desejar-se-ia uma distribuição uniforme da recuperação de pressão total ao longo de um anel, em especial dos exteriores, uma vez que devido à sua esbeltez as pás do compressor são sensíveis às variações de pressão.

Cabe agora analisar-se a intensidade da distorção circunferencial para cada anel (ver figura 5.9). Deste modo, afere-se que o coeficiente de intensidade da distorção é quase nulo para o primeiro, mas aumenta à medida que se avança em direção aos anéis exteriores, apresentando um máximo para o anel 5. Por sua vez, o parâmetro MPR, definido como o número de regiões equivalentes de baixa pressão total, mantém-se unitário para todos os anéis.

5.1.6 Distorção radial na secção de saída do difusor

A figura 5.10 expõe a intensidade da distorção radial por anel. Relembre-se que valores positivos deste parâmetro indicam que a pressão total média do anel é inferior ao valor médio da secção de saída. O desejável seria que cada anel apresentasse um valor nulo deste parâmetro. Assim sendo, nota-se que os anéis 1, 2 e 5 são aqueles onde a distorção radial é mais intensa.

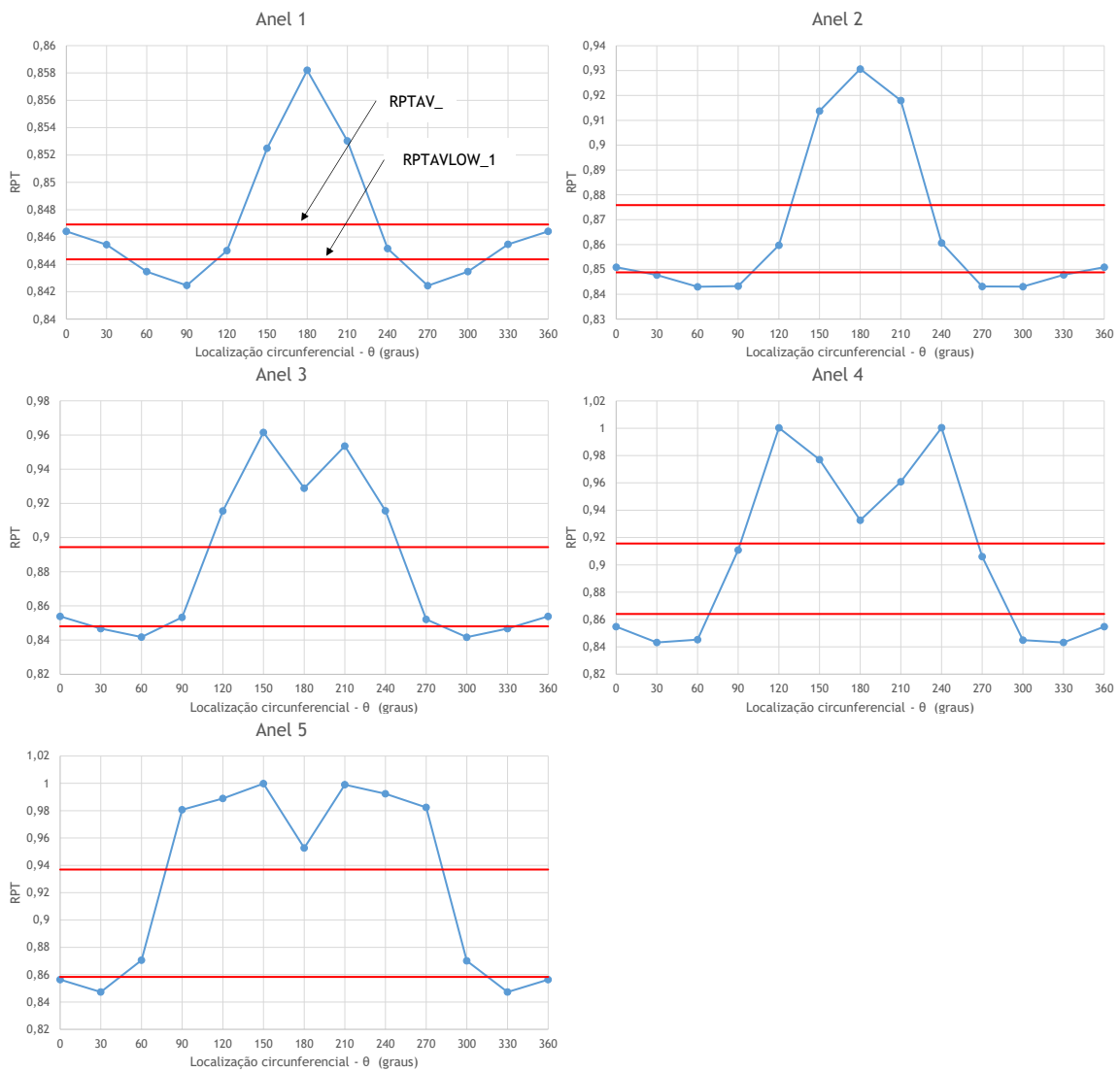


Figura 5.8: Distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso sem controlo.

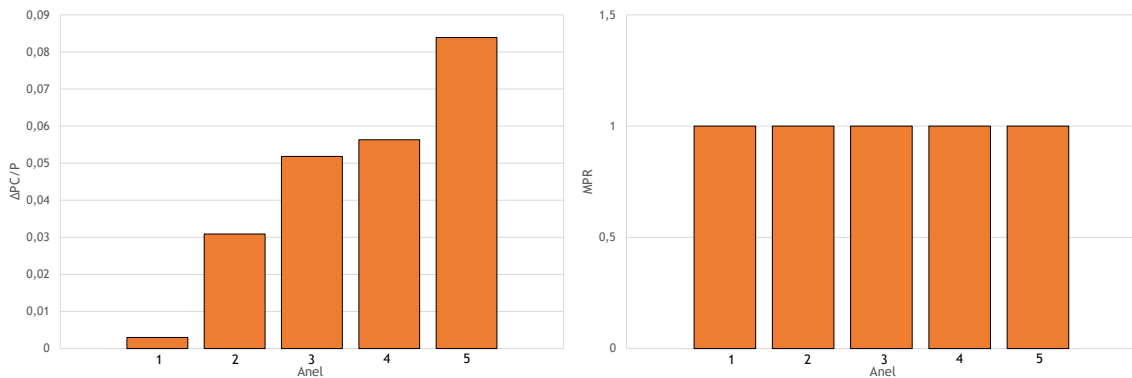


Figura 5.9: Descritores da intensidade e MPR da distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso sem controlo.

Capítulo 5. Resultados

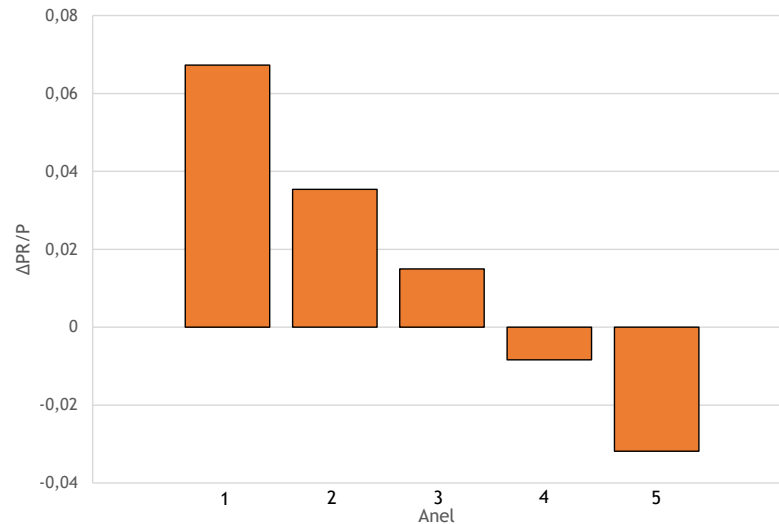


Figura 5.10: Descritor da intensidade distorção radial por anel na secção de saída do difusor para o caso sem controlo.

5.2 Resultados com controlo do escoamento na parede superior

Com o objetivo de energizar a camada limite antes de ocorrer a separação e controlar a formação dos escoamentos secundários, instalaram-se jatos geradores de vórtices na parede superior. Relembre-se que foram colocados 16 jatos na posição axial $x/D_{saída}=1,018$, a montante do ponto de separação do escoamento. Escolheu-se um espaçamento de $x/D_{saída}=0,0526$ entre cada orifício, de modo que com este número de jatos se pudesse cobrir toda a largura da região separada e se evitasse a interação entre os mesmos. Os orifícios foram dispostos numa configuração em co-rotação, que, para além de misturar o fluido de diferentes camadas do escoamento e assim restaurar a quantidade de movimento da camada limite, gera vórtices que, ao girarem no mesmo sentido e contrariamente aos escoamentos secundários, possibilita, em teoria, diminuir a intensidade dos mesmos. Cada orifício apresenta uma largura de 0,002 m e um comprimento de 0,025 m. Analisou-se a eficácia dos jatos através de quatro orientações distintas em relação ao escoamento principal - 0°, 15°, 30° e 45°. Em todos os casos, os jatos foram injetados perpendicularmente à superfície dos orifícios. O caudal mássico de fluido injetado por cada jato foi, no caso B, de 0,013 kg/s, perfazendo, no total, uma injeção de cerca de 1% do caudal mássico à entrada do difusor. Para os restantes casos o caudal mássico injetado foi de 0,010 kg/s, representando um caudal mássico global de 0,08% daquele à entrada do difusor.

A tabela 5.2 resume os valores da recuperação de pressão total e do coeficiente de distorção DC120 para cada caso.

Tabela 5.2: Recuperação de pressão total e coeficiente de distorção DC120.

Caso	Orientação dos jatos	Recuperação de pressão total	Coeficiente de distorção - DC120
A	Sem controlo	0,908	0,864
B	0°	0,913	0,856
C	15°	0,909	0,875
D	30°	0,897	0,880
E	45°	0,907	0,879

Ao contrário do esperado, os jatos geradores de vórtices instalados na segunda curva revelaram-se incapazes de melhorar a recuperação de pressão total e a distorção do escoamento. Uma análise, como se fará em seguida, à distribuição de pressão total e dos campos de velocidades poderá ser elucidativa quanto às razões da ineficácia deste controlo por sopra.

5.2.1 Distribuição da pressão total e campo de velocidades

A observação dos vetores da magnitude da velocidade na região dos jatos permite compreender o seu comportamento quando expostos ao escoamento principal. Na figura 5.11, compara-se o caso dos jatos alinhados com o escoamento com aqueles dispostos numa orientação de 30°. O lado esquerdo de cada jato corresponde ao seu lado montante, enquanto que o direito a jusante.

No caso B, constata-se que a exposição ao escoamento principal não influencia a estrutura do jato, pelo que a sua ineficácia poderá apenas dever-se à incapacidade de redistribuir a quantidade de movimento na região de parede e, assim, contrariar os efeitos do gradiente de pressão adverso nesse local. Por outro lado, como visto na revisão bibliográfica, um orifício que não está orientado no sentido do escoamento projeta um jato que dá origem a dois vórtices de diferentes intensidades. O vórtice do lado a montante tende a ser mais fraco do que o seu par a jusante, por estar mais exposto ao escoamento principal. Tomando o caso D como exemplo, verifica-se que no lado montante dos jatos não há a formação de qualquer estrutural vorticial. Apenas ocorre a formação de um vórtice, na região a jusante, não dotando de maior quantidade de movimento uma maior área do escoamento junto à parede. Isto poderá explicar, em parte, a ineficácia deste mecanismo de controlo para as condições de fronteira testadas. Este fenómeno e a inclinação dos jatos no sentido positivo do eixo y poderá dever-se à sua exposição ao escoamento principal, que reduz substancialmente a capacidade de penetração e a taxa de decaimento destes. Uma análise à literatura permite verificar que este fenómeno foi reportado anteriormente noutros estudos [34; 35]. Uma vez que esta explicação também se aplica aos casos C e E, as figuras respetivas são remetidas para o anexo B.

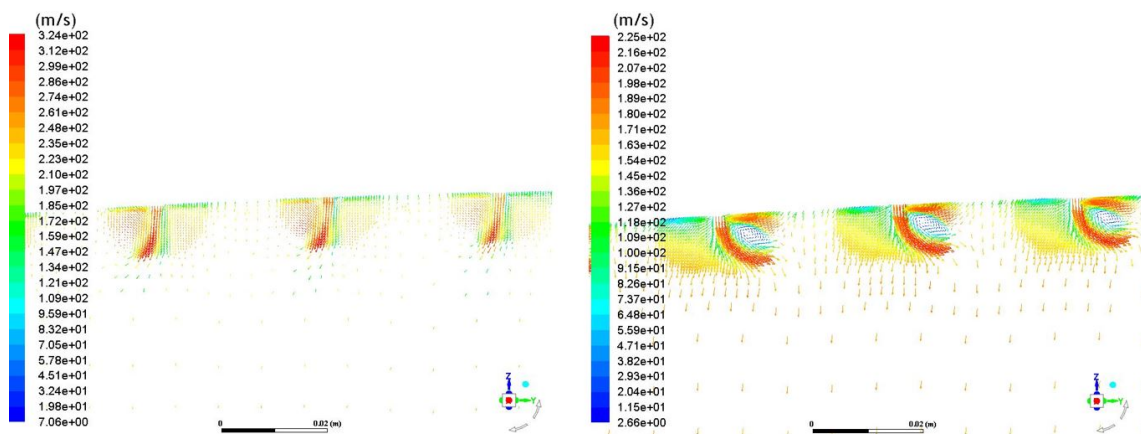


Figura 5.11: Vetores de velocidade na região dos jatos para os casos B (esquerda) e D (direita) - $x/D_{saída}=1,018$.

Por outro lado, ao observar-se a distribuição de pressão total no plano de saída do difusor na figura 5.12, pode-se aferir mais uma vez que os jatos não melhoram a qualidade do escoamento, em comparação com o caso sem controlo. A ligeira assimetria da distribuição no caso D poderá

Capítulo 5. Resultados

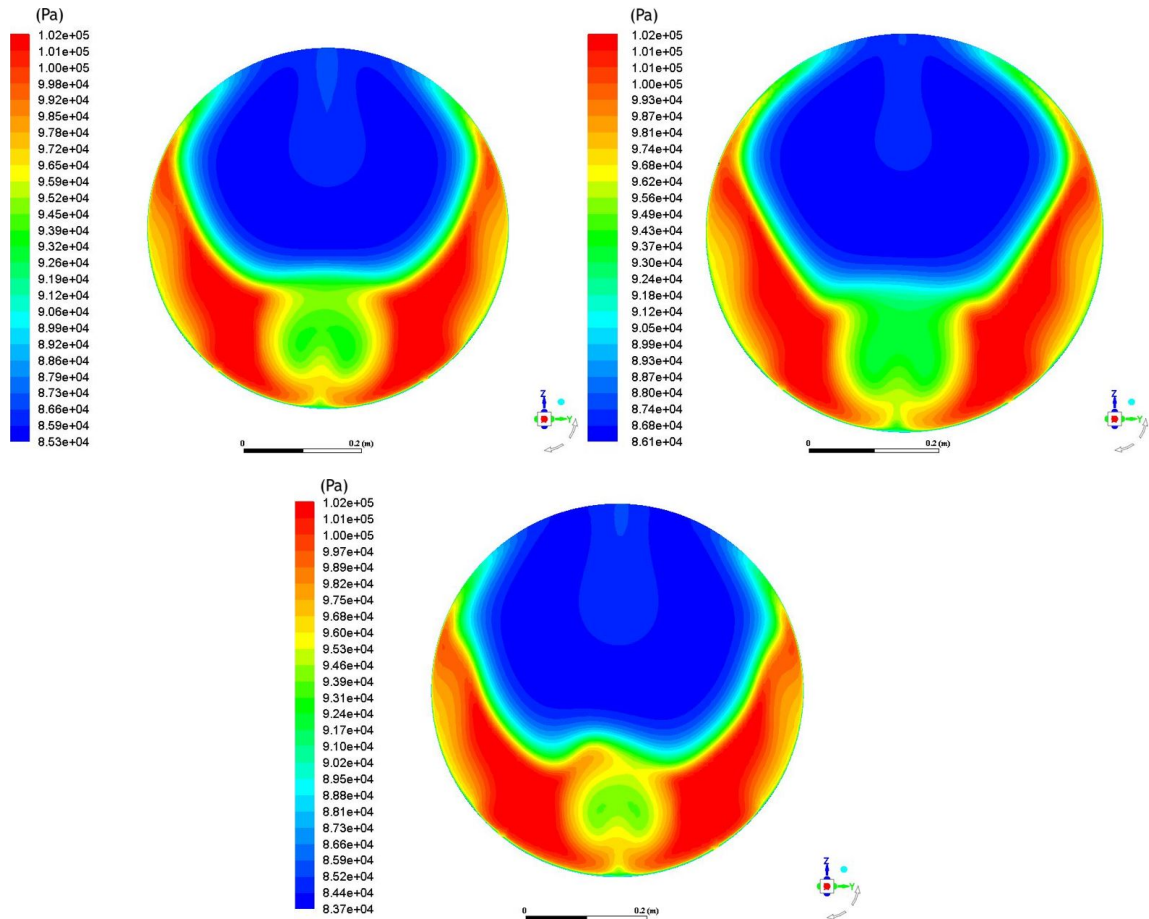


Figura 5.12: Distribuição da pressão total no plano da face do compressor para os casos A (esquerda superior), B (direita superior) e D (inferior) - $x/D_{saída}=2,28$.

dever-se a alguma assimetria aquando da geração da malha nos pequenos orifícios do mecanismo de controlo, provocando uma injeção de ar não totalmente uniforme ao longo da fila de jatos. Por outro lado, os jatos poderão introduzir características transientes no escoamento principal, o que, no futuro, deverá ser verificado através duma análise transiente.

5.2.2 Distorção circunferencial na secção de saída do difusor

Estude-se agora a distribuição circunferencial na secção de saída para o caso B, o único em que se observam melhorias, ainda que residuais (ver figura 5.13). Verifica-se para todos os anéis que a distribuição é idêntica à do caso sem controlo, sendo as diferenças entre um e outro caso desprezáveis. Constata-se, portanto, a ineficácia desta técnica em controlar o escoamento que passa pela segunda curva na parede superior.

Quanto à intensidade da distorção circunferencial, repara-se numa redução para os anéis 2 e 3 em cerca de 1,5%, um acréscimo no anel 4 em torno de 2%. Por outro lado, para os anéis 1 e 5 existe uma manutenção dos valores da intensidade (figura 5.14). Por sua vez, analisando o parâmetro MPR verifica-se que se mantém uma única região de baixa pressão total por revolução.

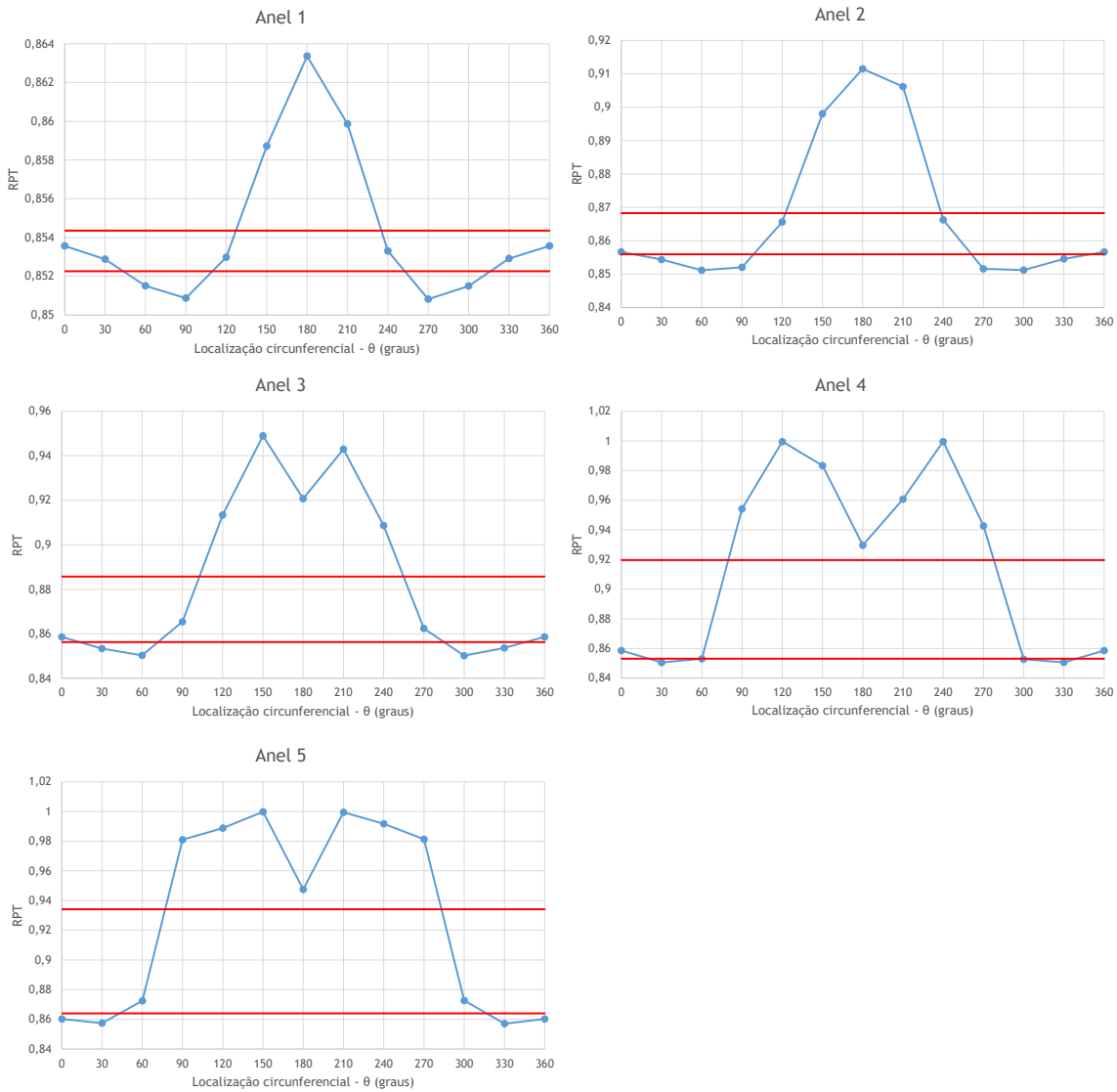


Figura 5.13: Distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso B.

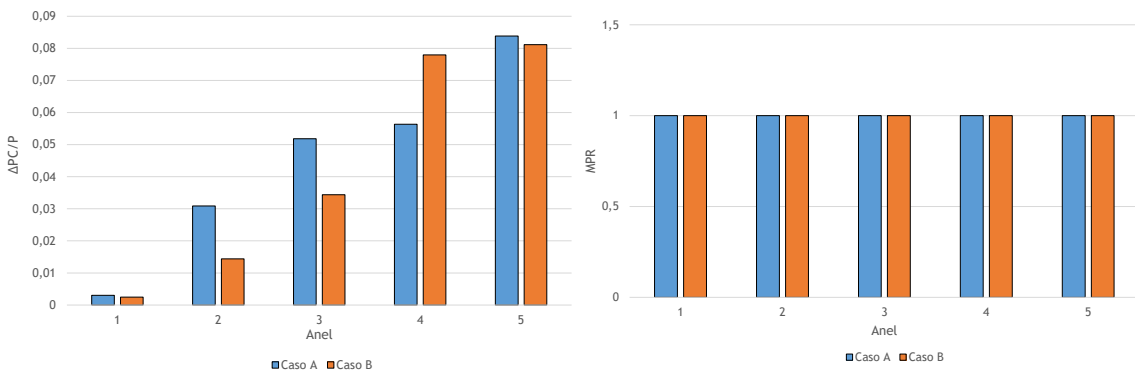


Figura 5.14: Descritores da intensidade e MPR da distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso B.

Capítulo 5. Resultados

5.2.3 Distorção radial na secção de saída do difusor

A figura 5.15) indica que a intensidade da distorção radial aumenta para os anéis 2 e 3. Os anéis 1 e 5 apresentam uma redução ligeira de intensidade. Quanto ao anel 4, há uma manutenção dos nível da intensidade. Em geral, não se verifica a uniformização deste parâmetro, confirmando mais uma vez a ineficácia deste dispositivo de controlo.

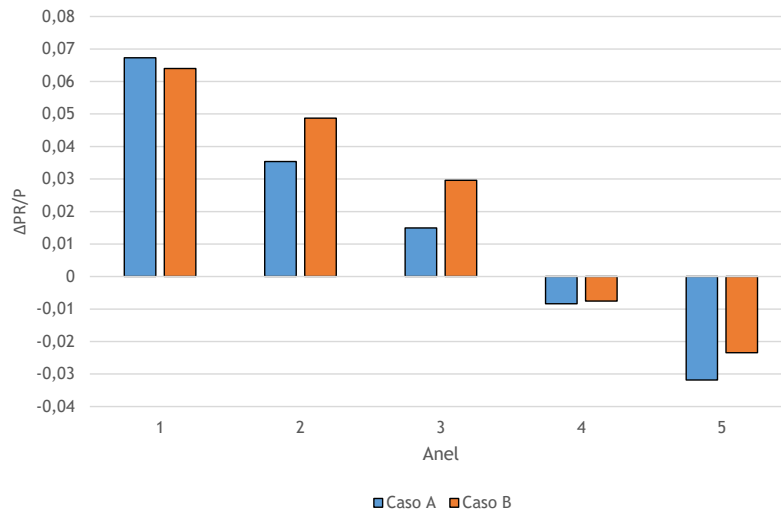


Figura 5.15: Descritor da intensidade da distorção radial por anel na secção de saída do difusor para o caso B.

5.3 Resultados com controlo do escoamento na parede inferior

A separação do escoamento que ocorre na parede inferior do difusor é menos abrupta do que aquela que acontece na parede superior. Por isso, após verificar-se a ineficácia deste tipo de controlo nessa região do difusor, procurou-se perceber se surtiria os efeitos desejados na parede inferior. Os orifícios apresentam as mesmas dimensões, orientações, e cada um também injeta ar com um caudal mássico de 0,10 kg/s, perfazendo um caudal global de cerca de 1% daquele à entrada do difusor. A sua posição longitudinal é $x/D_{saída}=0,614$, antes do ponto de separação em $x/D_{saída}=0,714$. Uma vez que a largura da separação era superior à da parede superior, empregou-se 20 orifícios. À exceção dos dois orifícios centrais, que distam $x/D_{saída}=0,035$ entre si, os restantes espaçamentos são os mesmos que para a parede superior.

Uma análise inicial aos parâmetros que quantificam a qualidade geral do escoamento, na tabela 5.3, constata-se que em todos os casos não houve melhorias dos valores da recuperação da pressão total. Assim se esperava, já que antes da saída do difusor o escoamento separado na parede inferior recola e os escoamentos secundários acabam por perder intensidade. À exceção do caso F, existem ligeiras melhorias ao nível da distorção na secção de saída. No entanto, como se verá de seguida, o caso F é o único que elimina com sucesso a separação e os escoamentos secundários que se formam na parede inferior. Nas subsecções seguintes, são discutidos em detalhe estes resultados.

Tabela 5.3: Recuperação de pressão total e coeficiente de distorção DC120 na secção de saída.

Caso	Orientação dos jatos	Recuperação de pressão total	Coefficiente de distorção - DC120
A	Sem controlo	0,908	0,864
F	0°	0,907	0,882
G	15°	0,908	0,855
H	30°	0,910	0,837
I	45°	0,907	0,851

5.3.1 Distribuição do coeficiente de pressão estática na parede

Na figura 5.16 compara-se a evolução do coeficiente de pressão total na parede inferior do caso sem controlo com o caso F. Até cerca de $x/D_{saída}=0,6$, ambos os casos apresentam uma evolução idêntica deste parâmetro, existindo, porém, uma ligeira discrepância que se poderá dever a ligeiras diferenças na malha e/ou a instabilidades numéricas. Para o caso sem controlo, o escoamento separa em torno de $x/D_{saída}=0,714$, o que corresponde ao nivelamento do coeficiente de pressão estática após o gradiente de pressão adverso que sofreu a partir de $x/D_{saída}=0,5$. Para o caso com controlo, os jatos foram instalados em torno de $x/D_{saída}=0,614$, e se bem que após estes há a evidência de que o escoamento se mantém sob um intenso gradiente adverso, não se verifica o nivelamento do coeficiente de pressão estática. Assim que atinge um máximo em cerca de $x/D_{saída}=1,1$, o coeficiente de pressão estática desce até $x/D_{saída}=2,1$, estando, por isso, sob a influência de um gradiente de pressão favorável. Este comportamento poderá denunciar a eliminação quase ou até mesmo completa da separação do escoamento.

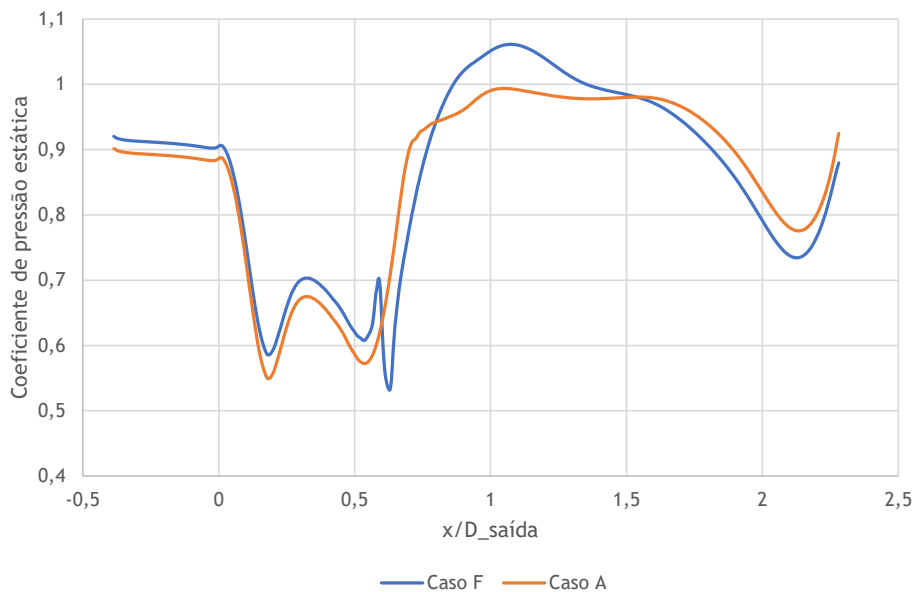


Figura 5.16: Distribuição do coeficiente de pressão estática na parede inferior nos casos A e F.

5.3.2 Distribuição da pressão total e campo de velocidades

Ao analisar-se os contornos de pressão estática e os vetores de velocidade do caso F (ver figura 5.17), confirma-se a supressão total da separação do escoamento na parede inferior e a manutenção da região de elevada pressão total na proximidade desta até ao plano de saída

Capítulo 5. Resultados

do difusor. Contudo, apesar deste caso demonstrar uma melhoria significativa em relação aos resultados sem controlo, uma região pouco energética de dimensão reduzida é ainda notória na proximidade da parede inferior na segunda curva.

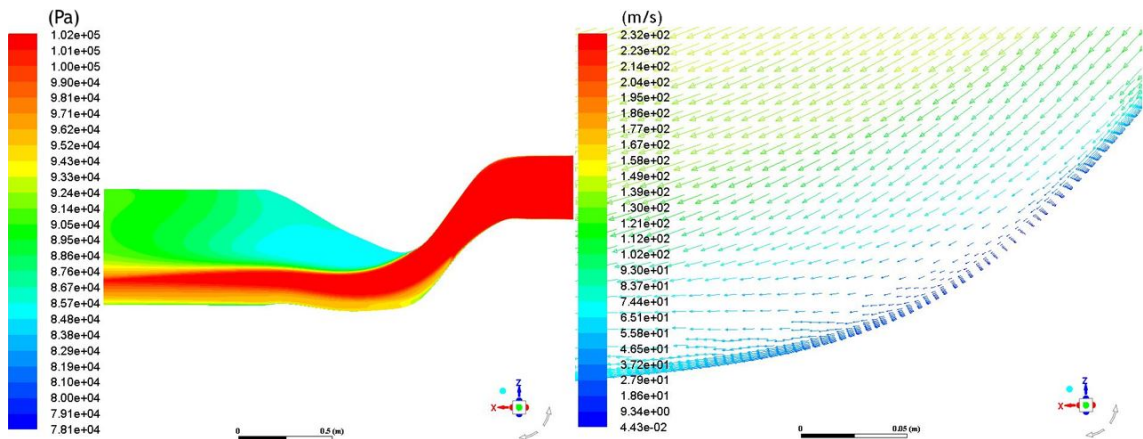


Figura 5.17: Distribuição de pressão total (esquerda) e vetores de velocidades (direita) no plano de simetria para o caso F.

Observando-se a figura 5.18, verifica-se a eficácia dos jatos em redistribuir a pressão total junto da parede inferior através da mistura do escoamento com elevada quantidade de movimento no seio do ducto com aquele pouco energético na região central da parede. Para além disso, não há sinal do par de vórtices característico do escoamento secundário que existia nesta região do ducto. Todavia, é curioso constatar um ligeiro aumento da intensidade dos escoamentos secundários nas laterais da secção e, por consequência, a menor eficácia dos jatos mais extremos.

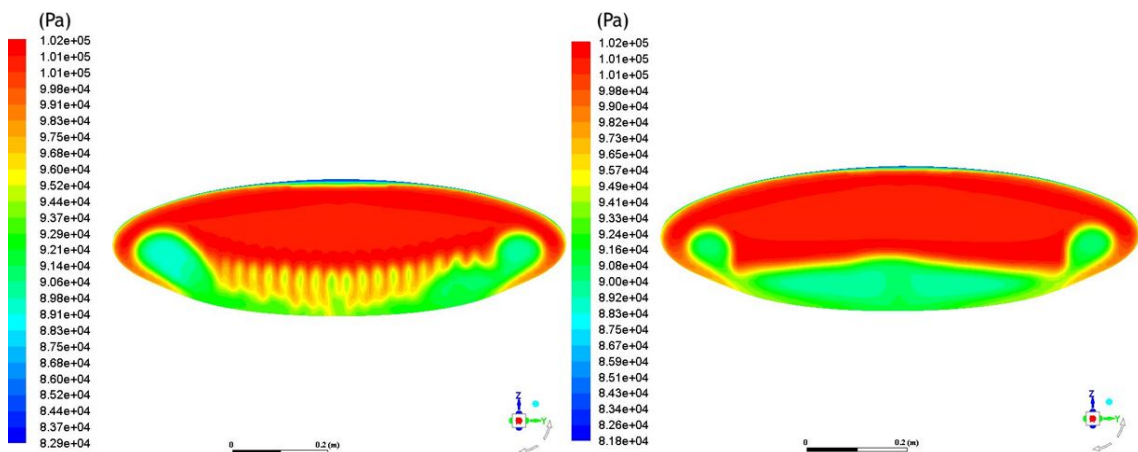


Figura 5.18: Distribuição da pressão total na secção elíptica para os casos F (esquerda) e A (direita) - $x/D_{saída}=1,053$.

Por outro lado, a distribuição da pressão total no plano de saída do difusor sugere também a eliminação da formação dos escoamentos secundários característicos na sua metade inferior (ver figura 5.19). Este é um resultado interessante, uma vez que a vorticidade líquida produzida por cada jato desta configuração é nula (figura 5.20), ao contrário daqueles que apresentam alguma obliquidade com o escoamento principal e que, devido à sua exposição ao mesmo, libertam apenas um vórtice a montante. Isto indica que o desprendimento do escoamento, nesta região, é a razão principal pelo aparecimento, e intensificação, dos escoamentos secundários.

Apesar da notável eficácia dos jatos alinhados com o escoamento na eliminação da separação

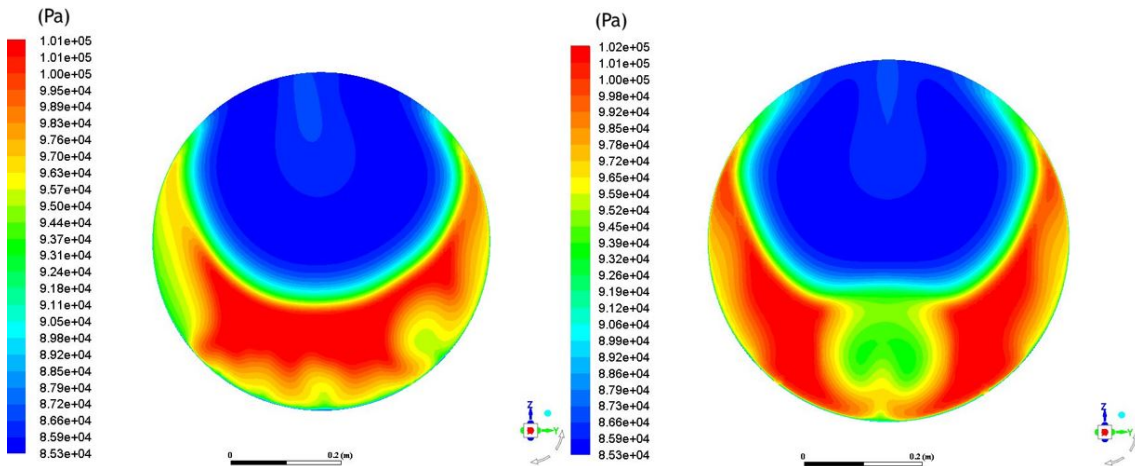


Figura 5.19: Distribuição da pressão total na secção de saída do difusor nos casos F (esquerda) e A (direita) - $x/D_{saída}=2,28$.

do escoamento e dos escoamentos secundários na parede inferior, a melhoria verificada nos valores da recuperação de pressão total e da distorção são marginais porque, como referido anteriormente, estes fenómenos são muito menos intensos em comparação com os que acontecem na parede superior. Além disso, como se verificou na simulação sem controlo, o escoamento separado na parede inferior acaba por recolocar após passar pela segunda curva.

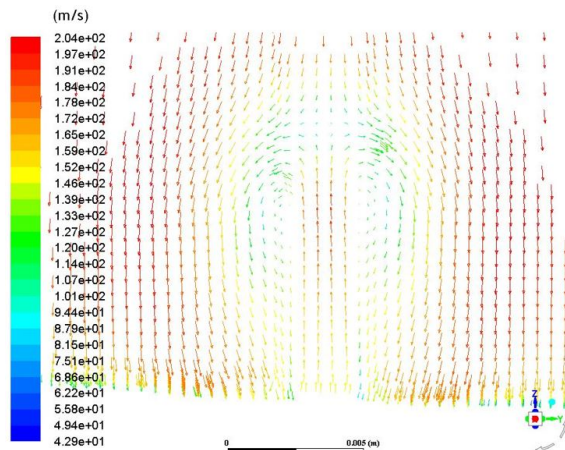


Figura 5.20: Vetores de velocidade na região dos jatos para o caso F - $x/D_{saída}=0,614$.

Ao contrário do caso F, nenhum dos restantes permite a supressão tanto da separação do escoamento como da formação dos escoamentos secundários na metade inferior. O caso H é representativo dessa ineficácia, pelo que pode ser tomado como exemplo. Na metade inferior da secção elíptica (ver figura 5.21), continua-se a verificar a região de baixa pressão total, neste caso mais extensa até que no caso sem controlo. A sua existência prova mais uma vez não só a incapacidade deste tipo de configuração em redistribuir a pressão total junto à parede do ducto e a mitigar os escoamentos secundários, como ainda antecipa o desprendimento do escoamento.

Por outro lado, os jatos dispostos na diagonal provocam um fenómeno interessante e inesperado. Na secção de saída (ver figura 5.22), a região de baixa pressão total é mais achatada no limite inferior do que para o caso sem controlo. Na análise anterior à secção elíptica, verificou-se que o par de vórtices em contra-rotação no centro da parede inferior é deslocado em direção ao seio

Capítulo 5. Resultados

do escoamento, para valores superiores da coordenada z , devido à antecipação da separação. Assim, quando os vórtices que o constituem se encontram, o fluido que projetam para o seio do escoamento principal está mais próximo da parede superior. Este fenómeno, associado ao facto de os escoamentos secundários na parede inferior do ducto girarem em sentidos opostos aos da parede superior, provoca um abatimento da intensidade dos escoamentos secundários na parede superior. Estes resultados sugerem que este dispositivo de controlo, num difusor com dupla curvatura, poderá funcionar, não no sentido tradicional de mitigar a separação e os escoamentos secundários que se formam numa primeira curva, mas, pelo contrário, no de aumentar a sua intensidade de modo a que a sua migração para jusante mitigue aqueles que se formam na segunda curva.

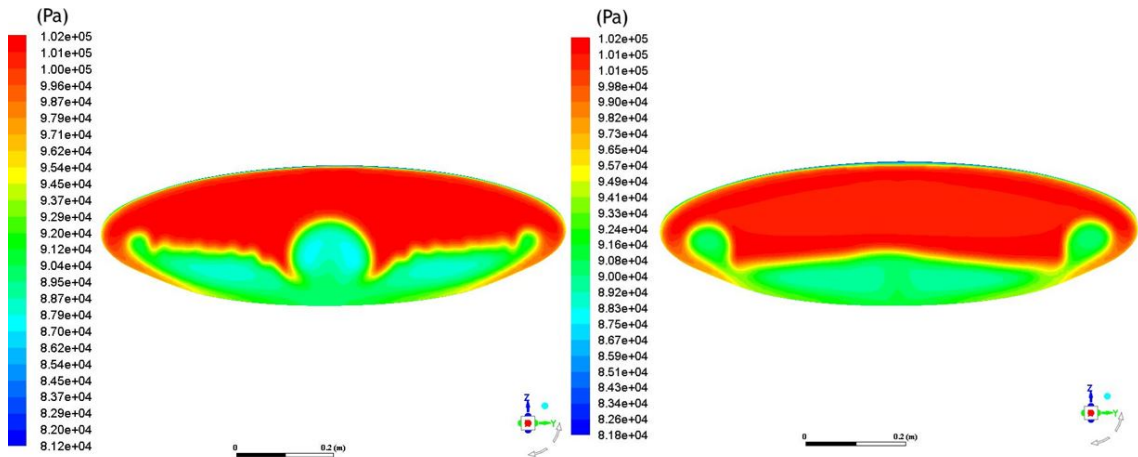


Figura 5.21: Distribuição da pressão total na secção elíptica para os casos H (esquerda) e A (direita) - $x/D_{\text{saída}}=1,053$.

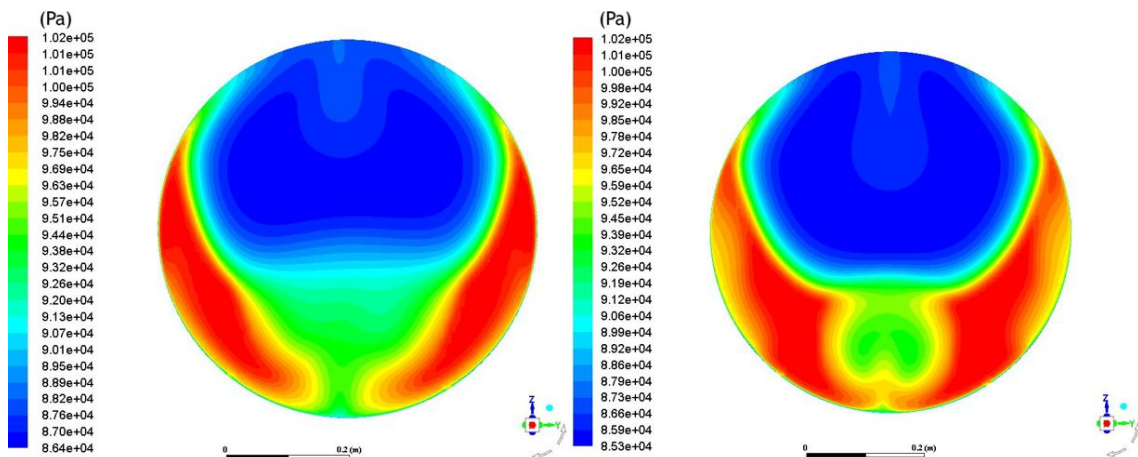


Figura 5.22: Distribuição da pressão total na secção de saída para os casos H (esquerda) e A (direita) - $x/D_{\text{saída}}=2,28$.

5.3.3 Distorção circunferencial na secção de saída do difusor

Na figura 5.23 apresenta-se a distorção circunferencial por anel na secção de saída para o caso dos orifícios alinhados com o escoamento principal. As linhas vermelhas superiores representam a recuperação de pressão total média para o anel, enquanto que as inferiores representam a recuperação de pressão total média para as regiões de baixa pressão total do anel. Começando

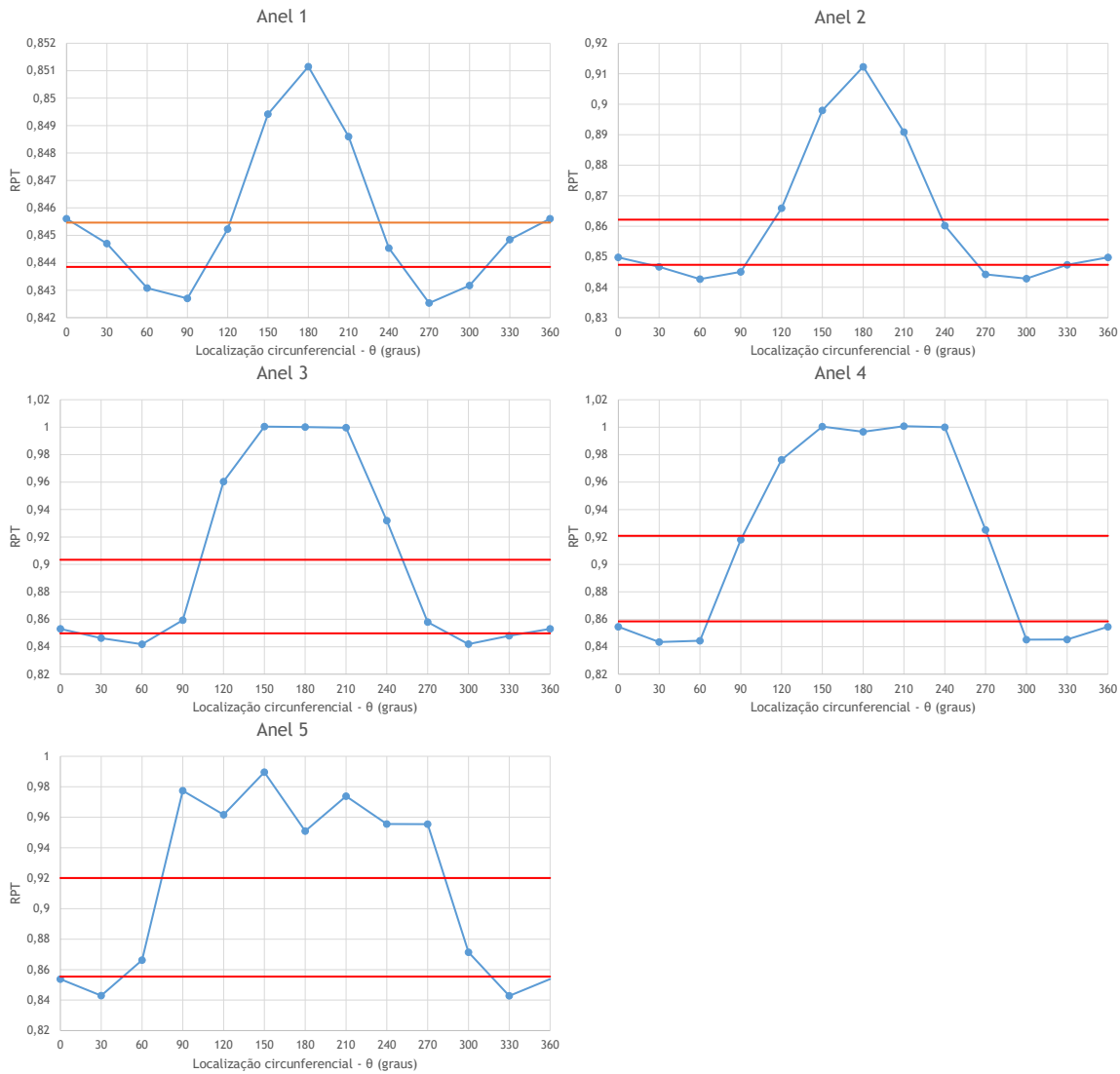


Figura 5.23: Distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso F.

pelo anel 1, ainda que a distribuição da pressão total seja semelhante à do caso sem controlo, a diferença entre os seus máximo e mínimo absolutos são ligeiramente inferiores, contribuindo para uma distribuição mais uniforme. Para o anel 2, o valor máximo da recuperação de pressão total reduz-se em 2% enquanto que o mínimo se mantém inalterado, melhorando a uniformidade ao longo do anel. No anel 3, o valor máximo aumenta em cerca de 4%, sendo o escoamento mais uniforme na região central inferior graças à aplicação dos jatos. Para o anel 4, o efeito dos jatos é ainda mais notório. Por último, no caso do anel 5, verifica-se uma queda dos valores médio e máximos, havendo uma variação não uniforme destes últimos, devido à esteira dos jatos.

Ao nível da intensidade da distorção circunferencial (figura 5.24) verifica-se que existe uma redução nos anéis 2 e 5, um aumento nos anéis 3 e 4, e uma manutenção no anel 1. Analisando o parâmetro MPR, constata-se a permanência de uma região de baixa pressão total por revolução para todos os anéis.

Uma vez que o caso H é aquele que, inesperadamente, produz o coeficiente de distorção mais baixo de toda esta investigação, pelas razões explicadas na subsecção anterior, com uma melho-

Capítulo 5. Resultados

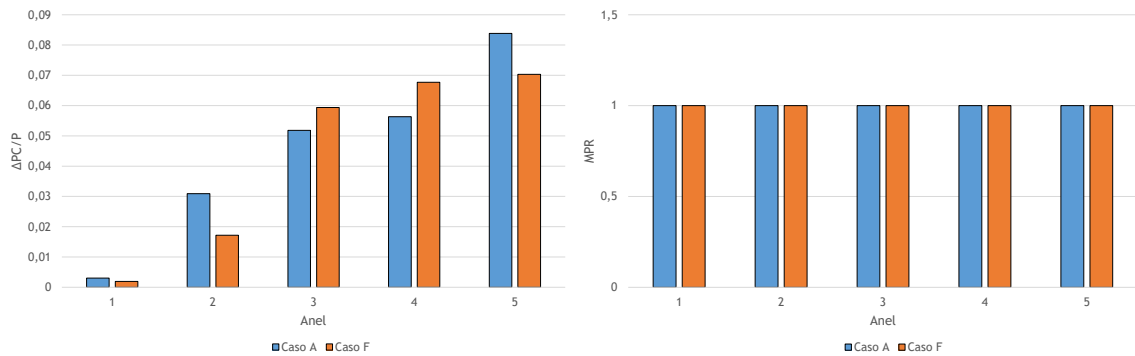


Figura 5.24: Descritores da intensidade e MPR da distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso F.

ria de 2,7% em relação ao ducto sem controlo, é não menos interessante analisar a distribuição da distorção circunferencial neste caso. Comparando com a simulação sem controlo, o anel 1 apresenta uma distribuição menos uniforme, com um valor máximo mais elevado em $\theta=180^\circ$, devido à supressão de parte da região de baixa pressão total (ver figura 5.25). É verificável também o aumento em torno de 3% do valor médio de recuperação total para este anel. No anel 2, por sua vez, o valor máximo reduz-se em 2% enquanto que o mínimo aumenta em 1%, tornando a distribuição de pressão mais uniforme. A uniformização do escoamento também se sucede para os anéis 3 e 4. Para o anel 5, há um aumento ligeiro de 1% para o valor mínimo. Salienta-se também que para os anéis 1 e 2, a extensão circunferencial da região de baixa pressão total sofre uma importante diminuição. Para finalizar a análise deste parâmetro, faz-se uma outra comparação, desta vez com o caso F, para os anéis 4 e 5. O que se constata é a ineficácia da configuração H em uniformizar o escoamento localmente na região em torno de $\theta=180^\circ$.

Quanto à intensidade da distorção circunferencial (ver figura 5.26), verifica-se que, à exceção de uma ligeira pioria para o anel mais interior, em todos os outros anéis se verificam reduções neste parâmetro. Este resultado confirma a capacidade inesperada que esta configuração, apesar de aplicada na parede inferior, possui em contrariar os escoamentos secundários gerados na parede superior. Por outro lado, o parâmetro MPR indica que se mantém a existência de uma região de baixa pressão total por revolução.

5.3.4 Distorção radial na secção de saída do difusor

Ao comparar-se a intensidade deste parâmetro entre os casos F e base, afere-se uma redução residual para o anel 3 e uma redução em torno de 2% para o anel 5 (ver figura 5.27). A melhoria do anel 5, mais exterior e, por isso, mais representativa do controlo na parede inferior, revela a eficácia deste mecanismo em uniformizar o escoamento na região. Por outro lado, há um ligeiro aumento para os anéis 1 e 2, e uma manutenção da intensidade para o anel 4.

Por último, no caso H (ver figura 5.28), verifica-se uma redução da intensidade em torno de 2,5% para o anel 1, mais central, resultante do efeito indireto dos jatos geradores de vórtices sobre o escoamento da parede superior. Por outro lado, verifica-se um aumento ligeiro para o anel 2 e de cerca de 1,5% para o anel 3. Este coeficiente torna-se positivo no anel 4, o que significa que a média da pressão total desta região é agora superior à da média da secção de saída. Para

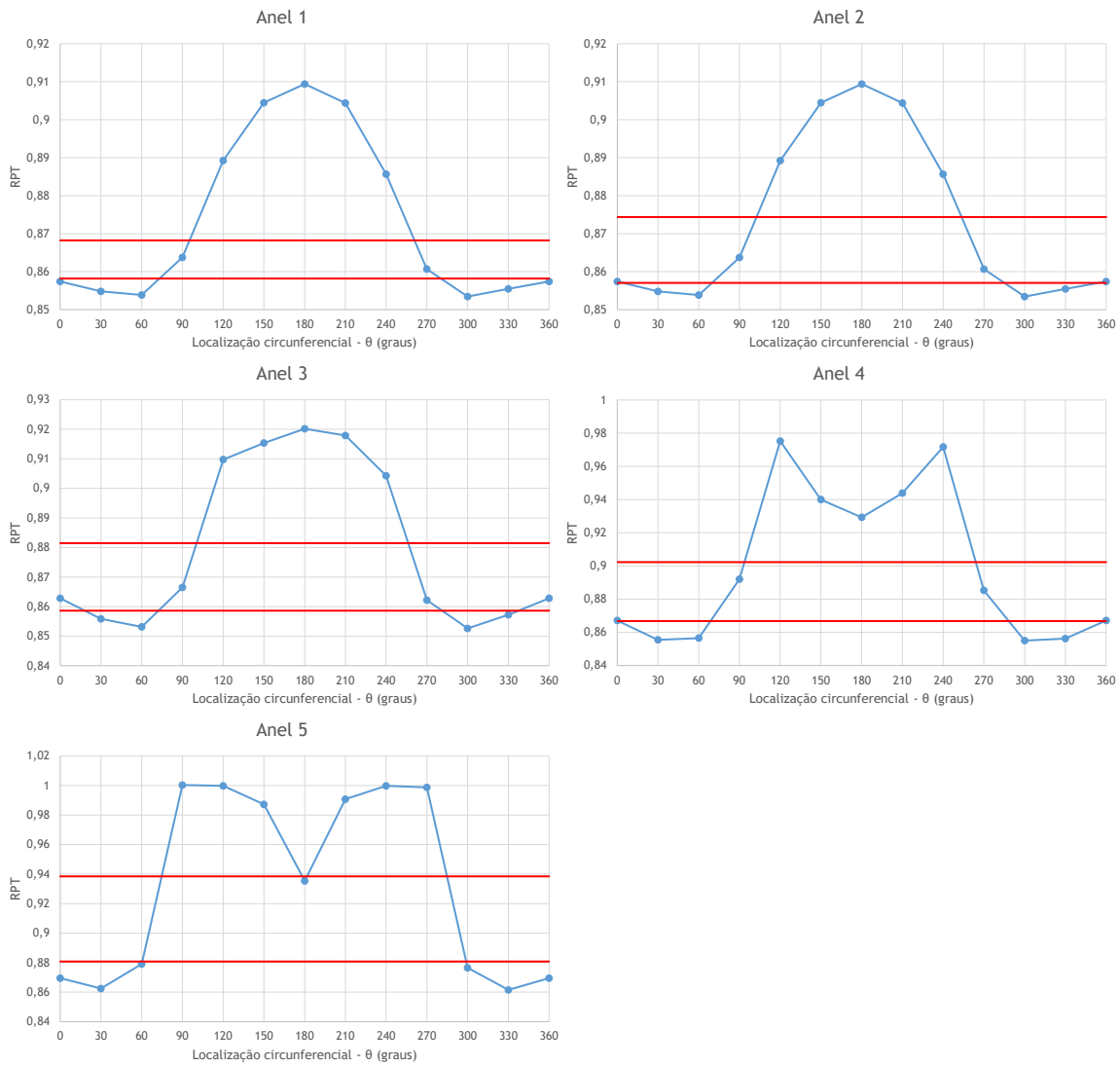


Figura 5.25: Distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso H.

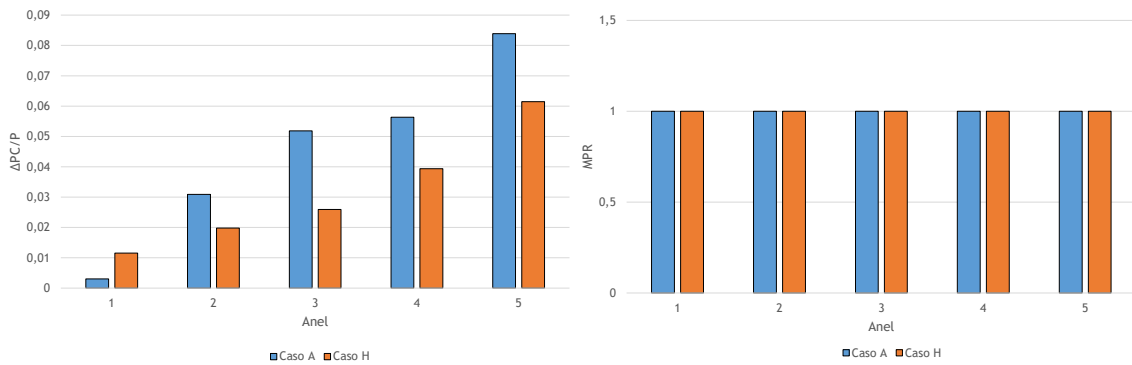


Figura 5.26: Descritores da intensidade e MPR da distorção circunferencial por anel na secção de saída do difusor para o caso H.

Capítulo 5. Resultados

o anel 5, constata-se uma estabilização da intensidade da distorção radial.

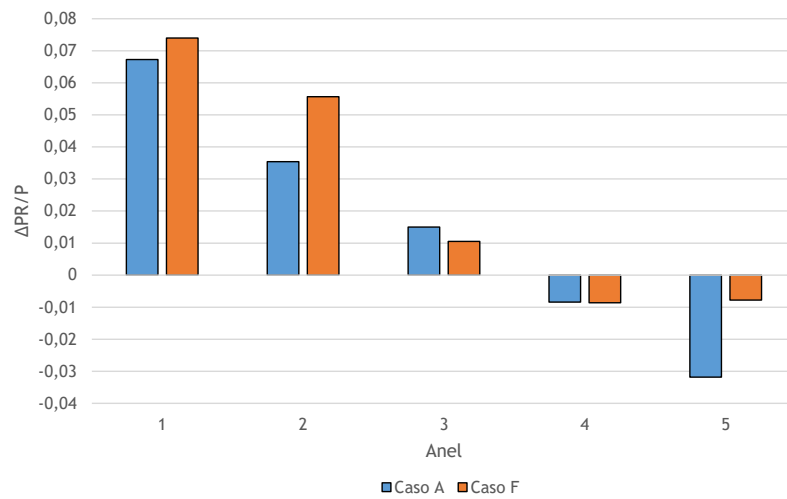


Figura 5.27: Descritor da intensidade da distorção radial por anel na secção de saída do difusor para o caso F.

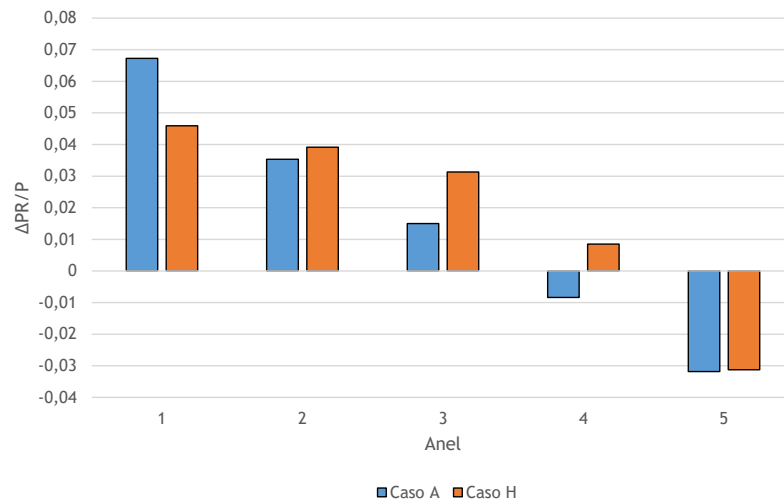


Figura 5.28: Descritor da intensidade da distorção radial por anel na secção de saída do difusor para o caso H.

Capítulo 6

Conclusão e trabalhos futuros

6.1 Conclusão

Investigou-se um ducto difusor em serpentina, usando o software comercial *FLUENT*, de modo a determinar a qualidade do escoamento na sua secção de saída. O difusor de admissão foi testado sem e com uma técnica de controlo do escoamento, de modo a averiguar a eficácia da mesma nesta classe de difusores. Todas as simulações numéricas foram resolvidas assumindo o escoamento estacionário, e o escoamento viscoso foi modelado usando o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ realizável, com funções de parede.

A simulação computacional para o caso sem controlo demonstrou uma extensa região de baixa pressão total na metade superior do plano de saída e uma outra região mais compacta e de perdas menos severas na zona central e inferior da mesma secção. Uma análise prévia da literatura existente fez prever a formação destas perdas. Na parede inferior do difusor, para o caso sem controlo, ocorre a separação do escoamento, que acaba por se dissipar antes da secção de saída. Verificou-se que a separação do escoamento acontece sob a forma de dois vórtices em contra-rotação. Na parede inferior, apesar da separação se dissipar, estes escoamentos secundários migram até ao plano de saída. Por sua vez, a separação que resulta da parede superior migra até ao plano de saída, havendo pouca dissipação tanto desta como dos seus escoamentos secundários. Este fenómeno é o que contribui em maior escala para as perdas aerodinâmicas que se verificam à saída do difusor.

O mecanismo de controlo do escoamento implementado neste estudo visava redistribuir a quantidade de movimento do escoamento pouco energético junto às paredes e contrariar a progressão dos escoamentos secundários gerados na curva agressiva da parede superior e nas regiões de separação. Na parede inferior, os jatos cujos orifícios se encontravam alinhados com o escoamento permitiram eliminar completamente a região separada e os escoamentos secundários correspondentes. Os descritores da distribuição da distorção circunferencial evidenciam a uniformização do escoamento na região inferior do plano de saída. Para os orifícios com determinada angularidade em relação ao escoamento, a separação foi antecipada, mais abrupta, e os escoamentos secundários intensificados. No entanto, verificou-se que a sua antecipação e intensificação permitiram mitigar os escoamentos secundários da parede superior. Indireta e inesperadamente esta configuração melhorou a qualidade do escoamento no topo do ducto. Na parede superior nenhuma das configurações se revelou eficaz. Concluiu-se, portanto, dois aspetos principais. Em primeiro lugar, a aplicação de jatos com orifícios retangulares alinhados com o escoamento redistribui com sucesso a pressão total na região das paredes, no entanto é ineficaz em regiões onde o gradiente de pressão é demasiado adverso. Por último, os jatos orientados com certo ângulo em relação ao escoamento principal são ineficazes em todas as

situações testadas.

6.2 Trabalhos futuros

Ao longo do presente estudo assumiu-se certas simplificações e detetou-se limitações na metodologia usada, bem como se percebeu, após reflexão final, que existe espaço para empregar outras técnicas de controlo que poderão melhorar a qualidade do escoamento. O autor identifica, assim, três áreas principais para serem exploradas em trabalhos futuros, ao nível da geometria do difusor, do modelo numérico e do controlo do escoamento.

Quanto à primeira, nesta investigação o desenho da geometria teve por base a definição de diferentes secções através das quais se construiu a superfície testada, o que não permite um controlo perfeito da variação da área de secção entre cada uma delas. Sugere-se, por isso, o uso de uma versão mais atualizada do software *CATIA* que permita inserir uma lei de variação de área ao construir-se uma superfície de múltiplas secções. Outras geometrias das secções do difusor também poderão ser testadas, assim como otimizar o difusor no que concerne à variação da sua geometria transversal, respeitando a filosofia de baixa observabilidade de radar. Um redimensionamento de segunda ordem do difusor, visando diminuir a agressividade da segunda curva poderia ser tomado de modo a melhorar o desempenho do mesmo.

A segunda área principal diz respeito à metodologia numérica, identificando-se dentro desta várias áreas secundárias. Primeiro, as capacidades de geração de malha do *SnappyHexMesh* através do *HELIX-OS*, apesar de impressionantes ao produzir malhas tão finas em cerca de três quartos de hora, ficaram aquém das expectativas. O principal problema que ocorreu durante a geração das malhas deveu-se à criação das camadas na parede. Após semanas de tentativas, verificou-se a impossibilidade de refinar a malha nas paredes de modo que a altura da primeira camada se situasse em torno de $y^+=1$, sem que aparecessem graves problemas de qualidade da malha. Para além de uma abordagem mais correta do ponto de vista do problema numérico, isto permitiria usar também o modelo $k - \omega$ SST e comparar as previsões do escoamento entre diferentes modelos de turbulência, em especial com aquele empregue neste estudo. No difusor testado, detetaram-se duas regiões de separação do escoamento, o que torna o uso de funções de parede, como sucedeu, desapropriado, pelo que os resultados obtidos poderão possuir um erro associado superior ao desejado. Além disso, não se conseguiu contornar a destruição da camada de células em torno dos orifícios dos jatos, resultando numa região onde a malha apresentava elevada distorção, razão de aspeto e ortogonalidade, bem como elevados valores de y^+ . Estes problemas poderão ser resolvidos, ou mitigados, instalando mais RAM no computador, no entanto também elevarão o custo computacional. Uma outra área secundária é simular o escoamento no ducto com uma condição transiente do escoamento, uma vez que se notaram ligeiras assimetrias na distribuição dos contornos das variáveis de interesse estudadas, que aumentavam com o refinamento da malha.

Para finalizar, ao nível do controlo do escoamento, sugere-se como trabalho futuro a implementação de um sistema de controlo através de sopro tangencial, energizando diretamente a camada limite degradada, através da sucção da mesma, ou da combinação de ambos.

Bibliografia

- [1] Paterson, J., "Measuring Low Observable Technology's Effects on Combat Aircraft Survivability," AIAA Paper 97-5544, Outubro 1997. 1, 7, 8
- [2] Rao, G. e Mahulikar, S., "Integrated Review of Stealth Technology and its Role in Airpower," *The Aeronautical Journal (1968)*, Vol. 106, No. 1066, Dezembro 2002, pp. 629-642. 1, 8
- [3] Sóbester, A., "Tradeoffs in Jet Inlet Design: A Historical Perspective," *Journal of Aircraft*, Vol. 44, No. 3, 2007, pp. 705-716. 1, 9
- [4] Zikidis, K., Skondras, A., e Tokas, C., "Low Observable Principles, Stealth Aircraft and Anti-Stealth Technologies," *Journal of Computations and Modelling*, Vol. 4, No. 1, Janeiro 2014, pp. 129 - 165. 1, 5
- [5] Sweetman, B., "Stealth Aircraft - History, Technology and Outlook," 90-GT-172, Junho 1990. 4, 5
- [6] Knott, E. F. e Skolnik, M. I., *Radar Handbook*, McGraw-Hill, 3ª ed., 2008. 7
- [7] Zeeshan, Q., Yunfeng, D., Kamran, A., Rafique, A., e Nisar, K., "Low Observable Principles, Stealth Aircraft and Anti-Stealth Technologies," *International Journal of Computer Aided Drafting, Design and Manufacturing*, Vol. 19, No. 1, Janeiro 2009, pp. 8-16. 8
- [8] Vakili, A. D., Wu, J. M., Liver, P., e Bhat, M. K., "Measurements of Compressible Secondary Flow in a Circular S-Duct," AIAA Paper 83-1739, Julho 1983. 10, 56
- [9] Bansod, P. e Bradshaw, P., "The Flow in S-shaped Ducts," *Aeronautical Quarterly*, Vol. 23, No. 2, 1972, pp. 131-140. 10
- [10] Rowe, M., "Measurements and computations of flow in pipe bends," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 43, No. 4, 1970, pp. 771-783. 10
- [11] Taylor, A. M. K. P., Whitelaw, J. H., e Yianneskis, M., "Developing Flow in S-Shaped Ducts," NASA CR-3759, Junho 1984. 10
- [12] Andrés, A. S., García, J. L., e Ruiz, J. M., *Aerodinámica de las Tomas de Aire de las Aeronaves*, Vol. 1, Ibergarceta Publicaciones, Madrid, 1ª ed., 2012. 10, 35
- [13] Guo, R. W. e Seddon, J., "An Investigation of the Swirl in an S-Duct," *Aeronautical Quarterly*, Vol. 33, No. 1, 1982, pp. 25-58. 10
- [14] Scribber, A. R., Ng, W., e Burdisso, R., "Effectiveness of a Serpentine Inlet Duct Flow Control Technique at Design and Off-Design Simulated Flight Conditions," *Journal of Turbomachinery*, Vol. 128, No. 2, 2006, pp. 332-339. 11, 16, 46, 56

- [15] De Brederode, V., *Aerodinâmica Incompressível: Fundamentos*, Vol. 1, IST Press, Lisboa, Portugal, 1ª ed., 2014. 10
- [16] Povinelli, L. A. e Towne, C. E., "Viscous Analyses for Flow Through Subsonic and Supersonic Intakes," NASA TM-88831, Setembro 1986. 10
- [17] Whitelaw, J. H. e Yu, S. C. M., "Flow Characteristics in an S-Shaped Diffusing Duct with Asymmetric Inlet Conditions," *Proceedings of 11th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Hobart, Australia, Dezembro 1992, pp. 139-142. 11
- [18] Majumdar, B., Singh, S., e Agrawal, D., "Flow Characteristics in S-Shaped Diffusing Duct," *International Journal of Turbo and Jet Engines*, Vol. 14, No. 1, 1997, pp. 45-57. 11
- [19] Wellborn, S. R., Okiishi, T. H., e Reichert, B. A., "A Study of the Compressible Flow Through a Diffusing S-Duct," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 10, No. 5, 1994, pp. 668-675. 11, 56
- [20] Mayer, D. W., Anderson, B. H., e Johnson, T. A., "3D Subsonic Diffuser Design and Analysis," AIAA Paper 98-3418, Julho 1998. 11
- [21] Lee, C. e Boedicker, C., "Subsonic Diffuser Design and Performance for Advanced Fighter Aircraft," AIAA Paper 85-3073, Outubro 1985. 11, 37, 38
- [22] Rabe, C. A., *Effectiveness of a Serpentine Inlet Duct Flow Control Scheme at Design and Off-Design Simulated Flight Conditions*, Tese de doutoramento, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, Agosto 2003. 12, 46, 58
- [23] Anderson, B. H. e Levy, R., "A Design Strategy for the use of Vortex Generators to Manage Inlet-Engine Distortion using Computational Fluid Dynamics," AIAA Paper 91-2474, Junho 1991. 12
- [24] Da, X., Fan, Z., Fan, J., Zeng, L., Rui, W., e Zhou, R., "Microjet Flow Control in an Ultra-Compact Serpentine Inlet," *Chinese Journal of Aeronautics*, Vol. 28, No. 5, 2015, pp. 1381-1390. 13, 16, 46, 58
- [25] Reichert, B. A. e Wendt, B. J., "An Experimental Investigation of S-Duct Flow Control Using Arrays of Low-Profile Vortex Generators," NASA TM-106030, Janeiro 1993. 13, 56
- [26] Reichert, B. A. e Wendt, B. J., "Improving Diffusing S-Duct Performance by Secondary Flow Control," AIAA Paper 94-0365, Janeiro 1994. 13, 14
- [27] Tanguy, G., MacManus, D. G., Zachos, P., Gil-Prieto, D., e Garnier, E., "Passive Flow Control Study in an S-Duct Using Stereo Particle Image Velocimetry," *AIAA Journal*, Vol. 55, No. 6, 2017, pp. 1862-1877. 14
- [28] Ball, W. H., "Tests of Wall Blowing Concepts for Diffuser Boundary Layer Control," AIAA Paper 84-1276, Junho 1984. 15

Bibliografia

- [29] Johnston, James P. e Nishi, M., "Vortex Generator Jets—Means for Flow Separation Control," *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 6, 1990, pp. 989-994. 15
- [30] Compton, D. e Johnston, J., "Streamwise Vortex Production by Pitched and Skewed Jets in a Turbulent Boundary Layer," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 3, 1992, pp. 640-647. 15
- [31] Kumar, V e Alvi, F. S., "Use of Supersonic Microjets for Active Separation Control in Diffusers," AIAA Paper 2003-4160, Junho 2003. 15
- [32] Hamstra, J. W., Miller, D. N., Truax, P. P., Anderson, B. A., e Wendt, B. J., "Active Inlet Flow Control Technology Demonstration," *The Aeronautical Journal*, Vol. 104, No. 1040, 2000, pp. 473-479. 16
- [33] Sullerey, R. K., Mangat, V. S., e Padhi, A., "Flow Control in Serpentine Inlet Using Vortex Generator Jets," AIAA Paper 2006-3499, Junho 2006. 16
- [34] Bridges, A. e Smith, D. R., "Influence of Orifice Orientation on a Synthetic Jet - Boundary-Layer Interaction," *AIAA Journal*, Vol. 41, No. 12, 2003, pp. 2394-2402. 17, 62
- [35] Kumar, A., *Flow Control Optimization in a Jet Engine Serpentine Inlet Duct*, Dissertação de mestrado, Texas A&M University, Agosto 2007. 17, 46, 58, 62
- [36] "Air Intakes for High Speed Vehicles," AGARD AR-270, Setembro 1991. 18
- [37] Bloch, G. S., "An Assessment of Inlet Total-Pressure Distortion Requirements for the Compressor Research Facility (CRF)," WL-TR-92-2066, Agosto 1992. 19, 20
- [38] Versteeg, H. K. e Malalasekera, W., *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*, Vol. 1, Longman Scientific Technical, Harlow, Inglaterra, 1ª ed., 1995. 22
- [39] Shaw, C. T., *Using Computational Fluid Dynamics*, Vol. 1, Prentice Hall, 1ª ed., 1992. 22
- [40] "ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide," http://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/main_pre.htm, 2009, Último acesso em 11 Agosto 2018. 23, 24, 26, 29, 33, 47
- [41] Bakker, A., "Lecture 3 - Conservation Equations - Applied Computational Fluid Dynamics," <http://www.bakker.org/dartmouth06/engs150/03-cnsrv.pdf>, Último acesso em 11 Agosto 2018. 24
- [42] "Modeling Turbulent Flows - Introductory FLUENT Training," http://www.southampton.ac.uk/~nwb/lectures/GoodPracticeCFD/Articles/Turbulence_Notes_Fluent-v6.3.06.pdf, 2006, Último acesso em 17 Setembro 2018. 30
- [43] Launder, B. E. e B, S. D., "The Numerical Computation of Turbulent Flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, No. 2, Março 1974, pp. 269-289. 31

- [44] “Introduction to ANSYS Fluent - Lecture 9: Best Practice Guidelines - 16.0 Release,” <https://www.kth.se/social/files/57149285f27654646b25d53b/05-Quality-ANSYS.pdf>, April 2016, Último acesso em 18 Agosto 2018. 33
- [45] “Jet Engine Specification Database,” <http://www.jet-engine.net/miltfspec.html>, Último acesso em 4 Setembro 2019. 36
- [46] Oliveira, J., *CFD Analysis of the Combustion of Bio-Derived Fuels in the CFM56-3 Combustor*, Dissertação de mestrado, Universidade da Beira Interior, Fevereiro 2016. 41
- [47] Moreira, P., *Influência do Ângulo de Injeção nas Emissões de Poluentes e Temperatura de Combustão*, Dissertação de mestrado, Universidade da Beira Interior, Outubro 2017. 41
- [48] “SnappyHexMesh - Theory and Application,” <https://openfoamwiki.net/images/b/b2/OFW11-Jackson-advSHM-FINAL.pdf>, 2016, Último acesso em 11 Setembro 2018. 42
- [49] Bakker, A., “Lecture 7 - Meshing - Applied Computational Fluid Dynamics,” <http://www.bakker.org/dartmouth06/engs150/07-mesh.pdf>, Último acesso em 20 Agosto 2018. 43
- [50] “ANSYS FLUENT Tutorial Guide,” <https://www.sharcnet.ca/Software/Fluent6/html/tg/node159.htm>, 2006, Último acesso em 10 Setembro 2018. 53
- [51] Kirk, A. M., Gargoloff, J. I., Rediniotis, O. K., e Cizmas, P. G. A., “Numerical and Experimental Investigation of a Serpentine Inlet Duct,” *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, Vol. 23, No. 3, 2009, pp. 245-258. 58

Apêndice A

Anexos do Capítulo 4

A.1 Ducto difusor de admissão

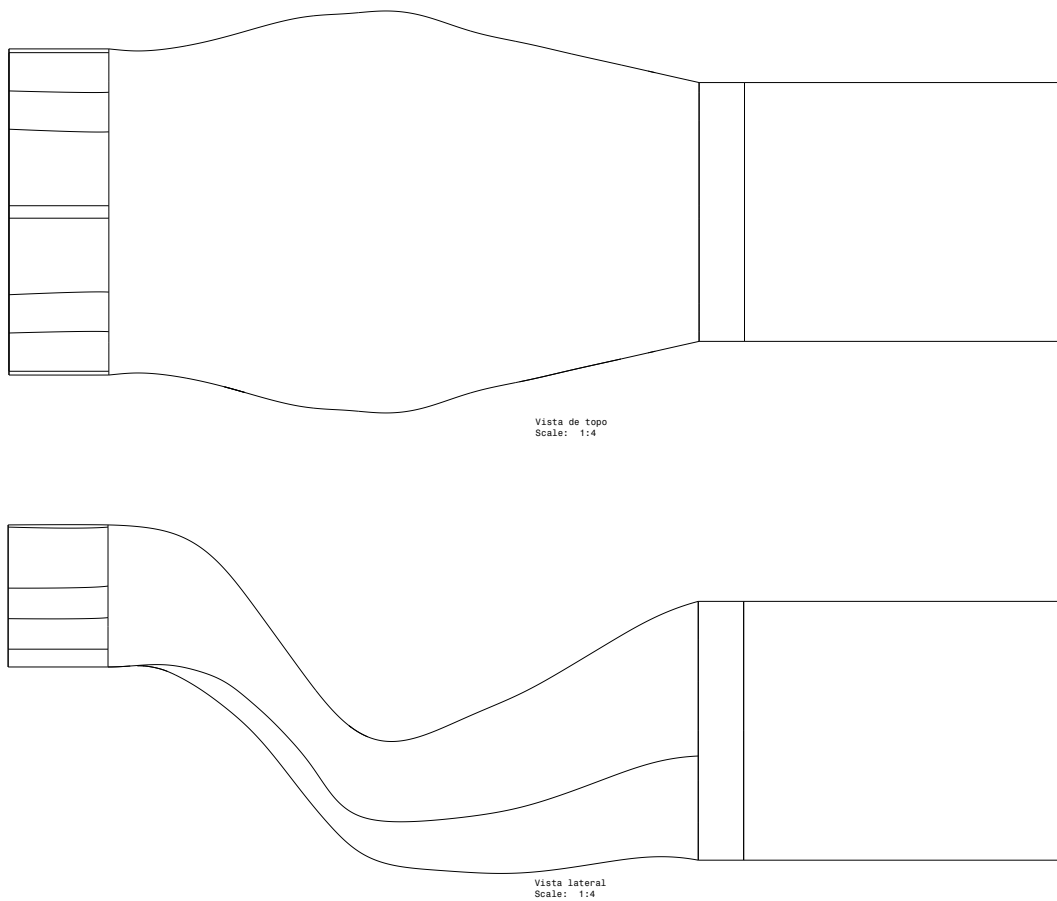


Figura A.1: Vistas de topo e lateral do ducto testado.

A.2 Parâmetros avançados usados no *HELIX-OS*

Tabela A.1: Parâmetros escolhidos para o dicionário dos refinamentos.

<i>Refinements</i>	
<i>Max. Local Cells</i>	3E6
<i>Max. Global Cells</i>	10E6
<i>Min. Refinement Cells</i>	0
<i>Cells Between Levels</i>	1
<i>Resolve Feature Angle</i>	30,0
<i>Allow Free Standing Zone Faces</i>	✓
<i>Planar Angle</i>	30,0
<i>Max. Load Unbalance</i>	0,1

Tabela A.2: Parâmetros escolhidos para o dicionário do *snapping*.

<i>Snapping</i>	
<i>Solve Iterations</i>	30
<i>Smooth Patch</i>	0
<i>Tolerance</i>	2,0
<i>Relaxation Iterations</i>	5
<i>Snap Feature Iterations</i>	10
<i>Implicit Snap Feature</i>	×
<i>Explicit Snap Feature</i>	✓
<i>Multi Region Feature</i>	✓

Tabela A.3: Parâmetros escolhidos para o dicionário das camadas.

<i>Layers</i>	
<i>Final Layer Thickness</i>	1,0
<i>Expansion Ratio</i>	0,5
<i>Min. Thickness</i>	0,0
<i>Feature Angle</i>	359
<i>Slip Feature Angle</i>	359
<i>Smooth Surface Normals</i>	7
<i>Smooth Normals</i>	3
<i>Smooth Thickness</i>	1
<i>Min. Median Axis Angle</i>	100
<i>Max. Thickness To Medial Ratio</i>	0,5
<i>Max. Face Thickness Ratio</i>	0,6
<i>Layer Iterations</i>	50
<i>Relaxed Iterations</i>	10
<i>Relax Iterations</i>	0

Tabela A.4: Parâmetros escolhidos para o dicionário da qualidade.

<i>Quality</i>	
<i>Max. Non Orthogonal</i>	65
<i>Max. Boundary Skewness</i>	4
<i>Max. Internal Skewness</i>	4
<i>Max. Concave</i>	80
<i>Min. Flatness</i>	0,5
<i>Min. Volume</i>	1E-13
<i>Min. Tetrahedral Quality</i>	-1E30
<i>Min. Area</i>	-1
<i>Min. Twist</i>	0,05
<i>Min. Determinant</i>	0,001
<i>Min. Face Weight</i>	0,05
<i>Min. Volume Ratio</i>	0,011
<i>Min. Triangle Twist</i>	-1
<i>Smooth Scale</i>	4
<i>Error Reduction</i>	0,75

Apêndice B

Anexos do Capítulo 5

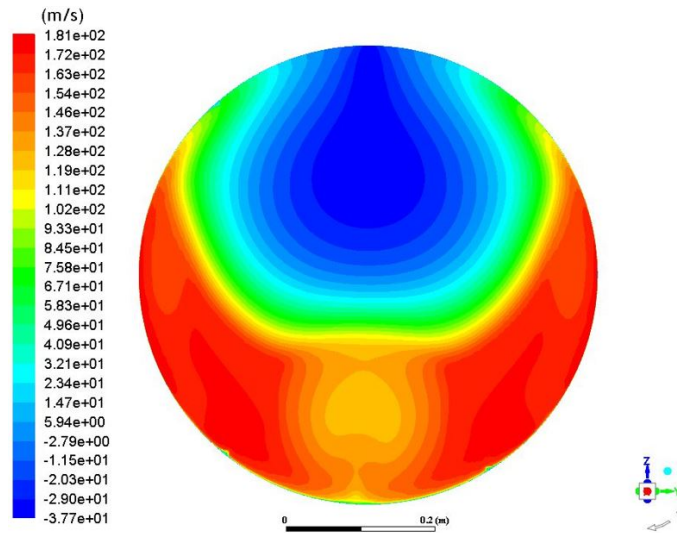


Figura B.1: Contornos de velocidade na direção x no plano de saída do difusor para o caso A - $x/D_{saída}=2,28$.

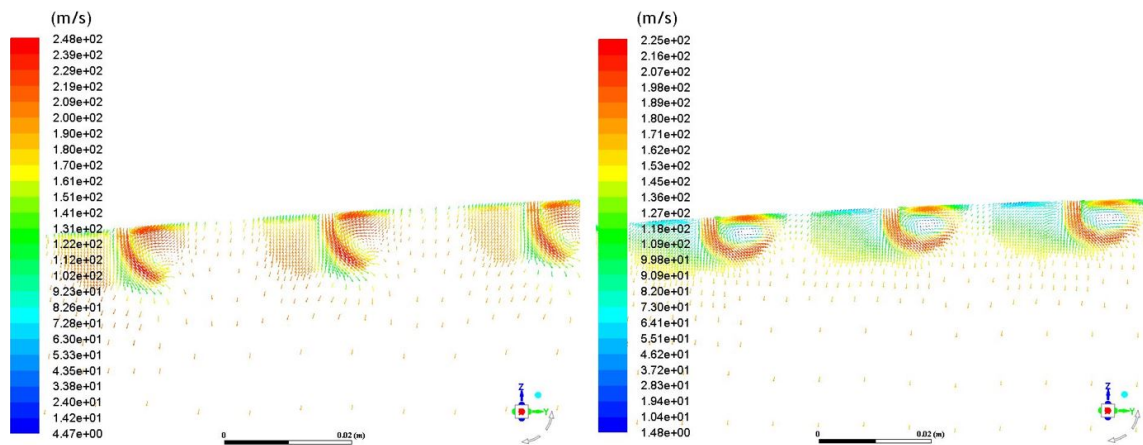


Figura B.2: Vetores de velocidades na região dos jatos para os casos C (esquerda) e E (direita) - $x/D_{saída}=1,018$.

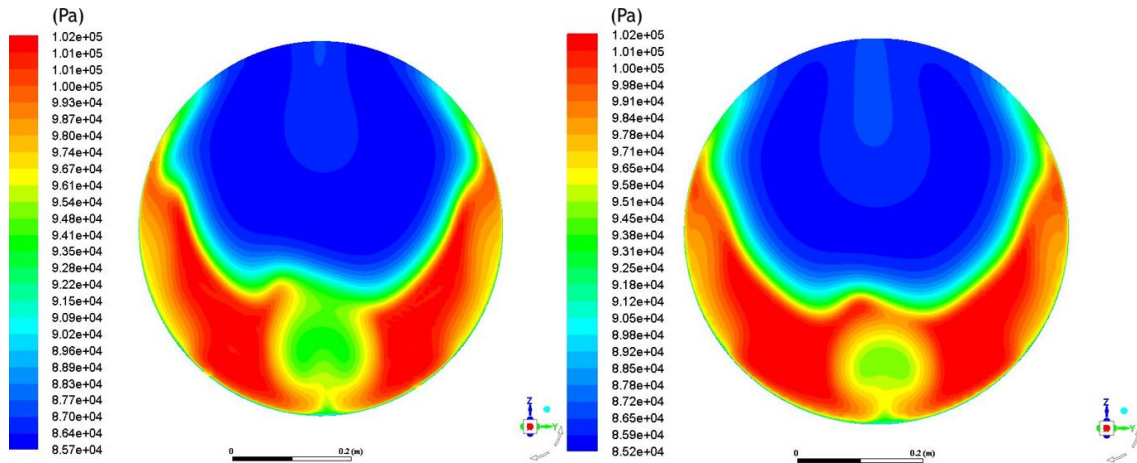


Figura B.3: Distribuição da pressão total no plano de saída do difusor para os casos C (esquerda) e E (direita) - $x/D_{saída}=2,28$.

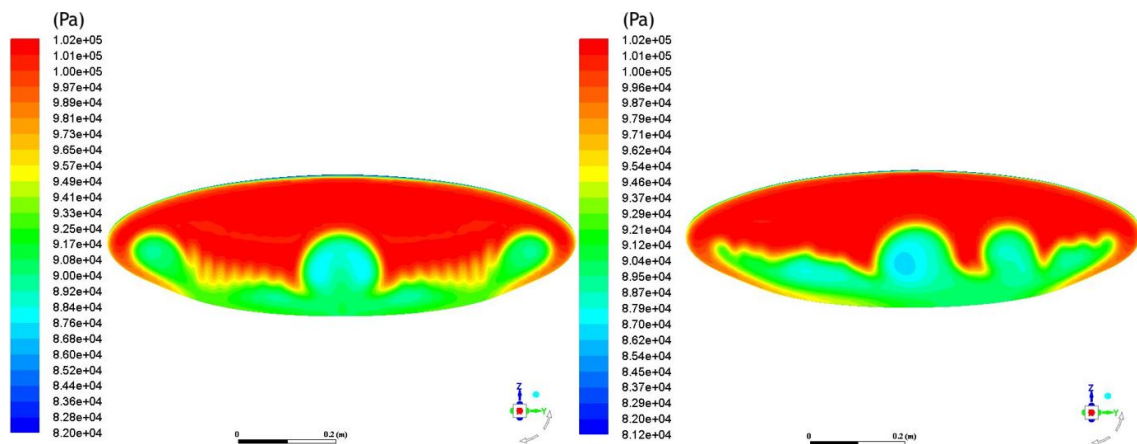


Figura B.4: Distribuição da pressão total na secção entre serpentinas para os casos G (esquerda) e I (direita) - $x/D_{saída}=1,053$.

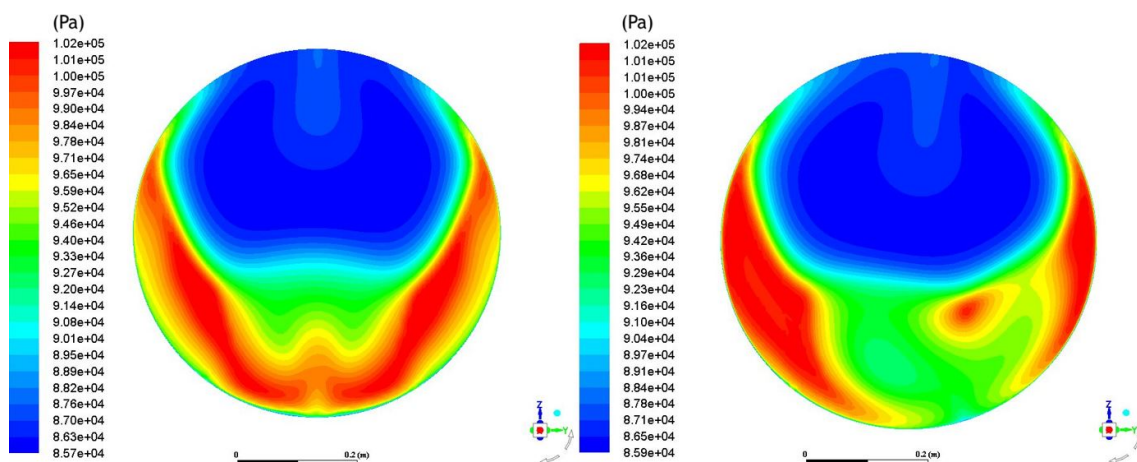


Figura B.5: Distribuição da pressão total no plano de saída do difusor para os casos G (esquerda) e I (direita) - $x/D_{saída}=2,28$.