



PROJETO DE GRADUAÇÃO

**Predição Numérica Ruído de
Interação Rotor-Rotor em Cascatas
Bidimensionais Contra-Rotativas**

Por,
Felipe Silva Reckziegel

27 de Junho, 2019

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica
Laboratório de Aeroacústica Computacional

PROJETO DE GRADUAÇÃO

Predição Numérica Ruído de Interação Rotor-Rotor em Cascatas Bidimensionais Contra-Rotativas

Por,

Felipe Silva Reckziegel

Relatório submetido como requisito para obtenção
do grau de Engenheiro Mecânico.

Banca Examinadora

Orientador Roberto Francisco Bobenrieth Miserda

UnB / ENM

Professor Braulio Gutierrez Pimenta

UnB / ENM

Professor Adriano Possebon Rosa

UnB / ENM

27 de Junho, 2019

Felipe Silva Reckziegel

Predição Numérica Ruído de Interação Rotor-Rotor em Cascatas Bidimensionais Contra-Rotativas

Ruído de Interação Rotor-Rotor, 27 de Junho, 2019

Examinadores: Braulio Gutierrez Pimenta e Adriano Possebon Rosa

Orientador: Roberto Francisco Bobenrieth Miserda

Universidade de Brasília

Laboratório de Aeroacústica Computacional

Faculdade de Tecnologia

Departamento de Engenharia Mecânica

Campus Darcy Ribeiro

70910-900 Brasília

Agradecimentos

Aos meus pais Rosane e Gilberto Reckziegel, pilares da minha formação como ser humano. À Taísa Brasil pelo carinho, afeto e dedicação. Ao Roberto F. B. Miserda por ser um verdadeiro farol nas águas turvas do tema. Aos amigos que nunca se negaram a compartilhar seus conhecimentos comigo. Isso fez toda a diferença. Grato por tudo.

Resumo

O presente trabalho consiste na simulação numérica de um escoamento compressível e invíscido através de duas cascatas rotor-rotor bidimensionais contra-rotativas. Utilizou-se o método de fronteira imersa com geometria móvel para simular o ruído gerado pelo open rotor. As equações de Euler são numericamente resolvidas usando uma discretização de volume finito onde os fluxos são calculados com quarta ordem de precisão no espaço, enquanto o processo de marcha temporal é alcançado usando Runge-Kutta de terceira ordem. O carregamento das pás é reduzido ao aumentar a velocidade axial do escoamento livre enquanto a velocidade linear de rotação das pás se mantém constante com número Mach igual a 0,65. Sete casos foram simulados com velocidades do escoamento livre igual a Mach 0,15, 0,20, 0,22, 0,25, 0,27, 0,29 e 0,30. Os resultados numéricos mostram que o OASPL é mínimo para Mach 0,22, que corresponde aproximadamente a condição de projeto e o OASPL é máximo para Mach 0,30, isto é, para um carregamento mínimo nas pás. A separação entre cascatas foi investigada para 1,89, 0,4 e 0,0875 comprimentos característicos, mostrando que ambos os ruídos tonal e de banda larga podem ser atenuados ou intensificados em diferentes posições de geometrias. Desenvolveu-se sub-rotina numérica de rotação das geometrias móveis para compreender o fenômeno de indução do escoamento e sondas de velocidade foram implementadas no domínio computacional. Quinze casos com diferentes ângulos de rotação foram testados e o sinal das sondas evidenciou caráter oscilatório da velocidade induzida. Os resultados numéricos mostram que o escoamento livre é succionado de forma pulsante, com aumento da intensidade do pulso proporcional ao aumento do ângulo de rotação.

Palavras-chave: Open Rotor, Contra-rotativas, Rotor-Rotor, Banda Larga, Tonal, Ruído, Método Fronteira Imersa, OASPL.

Abstract

The present work consists in the numerical simulation of a compressible and inviscid flow through two rotating rotor-rotor cascades. The moving-body immersed boundary method was used to simulate the noise generated by the open rotor. The Euler equations are numerically solved using a finite volume discretization where the flows are calculated with fourth order of precision in space, while the time marching process is achieved using a third-order Runge-Kutta. The blade loading is lowered by increasing the axial free-flow velocity while keeping the circumferential velocity of the blades constant, with a Mach number equal to 0.65. Seven cases were simulated with free-flow velocities equal to Mach 0.15, 0.20, 0.22, 0.25, 0.27, 0.29 and 0.30. The numerical results show that the OASPL is minimum for Mach 0.22, that corresponds approximately to the design condition and the OASPL is maximum for Mach 0.30, i.e., for a minimum blade loading. The blade separation between cascades was investigated for 1.89, 0.4 and 0.0875 characteristic lengths, showing that both tonal and broadband noises can be attenuated or intensified under different geometries position. A numerical subroutine for geometry rotation was developed to understand the phenomenon of free-flow induction and velocity probes were implemented inside the computational domain. Fifteen cases with different angles of rotation were tested and the probes signals show oscillatory character of the induced speed. The numerical results show that the induced free-flow is pulsing with increase of intensity proportional to the increase in the angle of rotation.

Keywords: Open Rotor, Counter Rotating, Rotor-Rotor, Broadband, Tonal, Noise, Immersed Boundary Method, Moving-body, OASPL.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Motivação Histórica	1
1.2	Ruído de Aeronaves	2
1.3	Open Rotor	3
1.4	Objetivos	4
2	Fundamentação Teórica	6
2.1	Descrição Euleriana e Lagrangeana	6
2.2	Definições dos Escoamentos	7
2.3	Sistema e Volumes de Controle	8
2.4	Hipótese do Contínuo	8
2.5	Derivada Material	9
2.6	Equações Governantes	11
2.6.1	Equação da Continuidade	12
2.6.2	Equação de Quantidade de Movimento	13
2.6.3	Equação da Energia	16
2.7	Acústica	20
2.7.1	Pressão RMS	20
2.7.2	Nível de Intensidade Sonora e Nível de Pressão Sonora	22
3	Metodologia Numérica	24
3.1	Equações Governantes CFD	24

3.2	Forma Adimensional das Equações Governantes	27
3.3	Discretização por Volumes Finitos	27
3.4	Dissipação Artificial	32
3.5	Marcha Temporal	34
3.6	Método da Fronteira Imersa	35
3.7	Malha Computacional	39
3.8	Domínio Computacional	39
3.9	Cascatas Bidimensionais	40
3.10	Geometria	42
3.11	Triângulo de Velocidades	43
	3.11.1 Carregamento sobre as Pás	48
3.12	Estabilidade Numérica	49
3.13	Visualização	50
4	Resultados e Análises	51
4.1	Resolução da Malha Computacional	52
4.2	Evolução Temporal do Escoamento	55
	4.2.1 Escoamento Não Perturbado Mach 0,2	55
4.3	Alteração do Carregamento nas Pás	63
4.4	Separação das Cascatas	79
	4.4.1 Separação de 0,0875 Comprimentos Característicos	79
	4.4.2 Separação de 0,4 Comprimentos Característicos	84
4.5	A Indução do Escoamento	88
	4.5.1 Rotação	91
	4.5.2 Sondas de Velocidade	100
5	Conclusão	120
	Referências Bibliográficas	122

Lista de Figuras

1.3.1	Modelo 3D de um Open Rotor. Fonte: (5)	4
2.6.1	Modelo utilizado para a derivação da equação de quantidade de movimento em x . Fonte: (8).	14
2.6.2	Modelo utilizado para a derivação da equação de energia em x . Fonte: (8).	17
2.7.1	Onda acústica simples e três métodos comuns usados para caracterizar o sinal sonoro.	21
2.7.2	Exemplos de pressão e nível sonoros. Adaptada e traduzida (9).	23
3.3.1	(a) Volumes de controle da malha cartesiana, (b) índices dos volumes e superfícies de controle.	29
3.6.1	Malha bidimensional com pontos de superfície (azul), vetores normais unitários (vermelho), volumes de fronteira (cinza), volumes de isolamento (ciano), velocidade da superfície (preto), componente normal da velocidade da superfície (verde) e componente tangencial da velocidade de superfície (laranja). Fonte: (12)	38
3.8.1	Detalhe da malha computacional regular com 1024 volumes de controle por unidade de comprimento. Blade 1 se refere a pá dianteira e Blade 2 se refere a pá traseira.	41
3.9.1	Cascatas bidimensionais contra-rotativas.	42
3.9.2	Domínio regular 8x8 com duas cascatas de 8 pás contra-rotativas (preto), sonda de pressão (vermelho) e posição da origem (verde).	43

3.10.1	Seção de corte para obtenção das geometrias bidimensionais.	44
3.10.2	(a) Geometria bidimensional da pá dianteira, (b) geometria bidimensional da pá traseira.	44
3.10.3	Vista traseira do open rotor de pás contra-rotativas.	45
3.11.1	Desenho esquemático das dimensões padrões para um aerofólio aerodinâmico.	45
3.11.2	Triângulo de velocidades para cascatas bidimensionais contra-rotativas.	46
3.11.3	(a) Bordo de ataque da cascata de pás dianteiras, (b) bordo de fuga da cascata de pás dianteiras, (c) bordo de ataque da cascata de pás traseiras, (d) bordo de fuga da cascata de pás traseiras.	47
3.11.4	(a) Triângulo de velocidades para a condição de projeto, (b) triângulo de velocidades com aumento de carregamento.	49
3.11.5	(a) Triângulo de velocidades para a condição de projeto, (b) triângulo de velocidades com diminuição de carregamento.	49
4.1.1	Visualização β_T para 2048 volumes de controle por unidade de comprimento. Zoom aplicado para fins comparativos.	53
4.1.2	Visualização β_T para 1024 volumes de controle por unidade de comprimento. Zoom aplicado para fins comparativos.	54
4.2.1	Visualização iteração 120.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.	56
4.2.2	Visualização iteração 240.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.	57
4.2.3	Visualização iteração 360.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.	58
4.2.4	Visualização iteração 480.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.	59
4.2.5	Visualização iteração 600.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.	60
4.2.6	Visualização iteração 720.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.	61

4.3.1	Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,15.	64
4.3.2	Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,20.	65
4.3.3	Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,22.	66
4.3.4	Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,25.	67
4.3.5	Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,27.	68
4.3.6	Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,29.	69
4.3.7	Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,30.	70
4.3.8	Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,15.	73
4.3.9	Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,20.	74
4.3.10	Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,22.	74
4.3.11	Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,25.	75
4.3.12	Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,27.	75
4.3.13	Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,29.	76
4.3.14	Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,30.	76
4.3.15	Efeito do carregamento das pás no OASPL.	77
4.3.16	Espectra de pressão RMS para Mach 0,22 (azul) e Mach 0,30 (vermelho).	78
4.3.17	Comparação do SPL para Mach 0,22 (azul) e Mach 0,30 (vermelho).	78
4.4.1	Zoom na posição das cascatas para $BS = 1,89 L_p$	80
4.4.2	Zoom na posição das cascatas para $BS = 0,4 L_p$	80
4.4.3	Zoom na posição das cascatas para $BS = 0,0875 L_p$	80
4.4.4	Visualização iteração 40.000 para $BS=0,0875 L_p$	81
4.4.5	Visualização iteração 240.000 para $BS=0,0875 L_p$	82

4.4.6	Comparação do espectra de pressão RMS para BS=0,0875 L_p (vermelho) e BS=1,89 L_p (azul).	83
4.4.7	Comparação do SPL para BS=0,0875 L_p (vermelho) e BS=1,89 L_p (azul).	83
4.4.8	Visualização iteração 900.000 para BS=0,4 L_p	85
4.4.9	Comparação do espectra de pressão RMS para BS=0,4 L_p (vermelho) e BS=1,89 L_p (azul).	86
4.4.10	Comparação do SPL para BS=0,4 L_p (vermelho) e BS=1,89 L_p (azul).	86
4.4.11	Comparação do espectra de pressão RMS para BS=0,0875 L_p (vermelho) e BS=0,4 L_p (azul).	87
4.4.12	Comparação do SPL para BS=0,0875 L_p (vermelho) e BS=0,4 L_p (azul).	87
4.4.13	Comparação do OASPL para as três diferentes separações.	88
4.5.1	Visualização iteração 40.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0.	90
4.5.2	Domínio reduzido 6x2 e identificação das sondas de velocidade (azul).	91
4.5.3	Movimento de rotação das pás.	91
4.5.4	Casos teste com início da rotação na primeira iteração.	93
4.5.5	Falha na simulação do Caso 01. Estol na primeira e segunda cascatas.	93
4.5.6	Falha na simulação do Caso 02. Estol na primeira e segunda cascatas.	93
4.5.7	Falha na simulação do Caso 03. Estol na primeira e segunda cascatas.	94
4.5.8	Falha na simulação do Caso 04. Estol na segunda cascata.	94
4.5.9	Casos teste com início da rotação em 800.000 iterações.	95
4.5.10	Falha na simulação do Caso 05. Estol na primeira e segunda cascata.	96
4.5.11	Falha na simulação do Caso 06. Estol na segunda cascata.	96
4.5.12	Casos teste início da rotação em 600.000 iterações.	96
4.5.13	Falha na simulação do Caso 08. Estol na primeira e segunda cascatas.	97
4.5.14	Falha na simulação do Caso 09. Estol na primeira e segunda cascatas.	97
4.5.15	Falha na simulação do Caso 10. Estol na primeira e segunda cascatas.	97
4.5.16	Falha na simulação do Caso 11. Estol na primeira cascata.	98
4.5.17	Falha na simulação do Caso 12. Estol na primeira e segunda cascatas.	98

4.5.18	Simulação do Caso 13. Sucesso na rotação de 3 graus em ambas as cascatas.	99
4.5.19	Simulação do Caso 14. Sucesso na rotação de 6 graus em ambas as cascatas.	99
4.5.20	Simulação do Caso 15. Sucesso na rotação de 9 graus em ambas as cascatas.	99
4.5.21	Sinal de velocidade u da Sonda 01 para o Caso 13 (azul), 14 (preto) e 15 (vermelho).	101
4.5.22	Sinal de velocidade v da Sonda 01 para o Caso 13 (azul), 14 (preto) e 15 (vermelho).	102
4.5.23	Sinal de velocidade u da Sonda 07 para o Caso 13 (azul), 14 (preto) e 15 (vermelho).	103
4.5.24	Sinal de velocidade v da Sonda 07 para o Caso 13 (azul), 14 (preto) e 15 (vermelho).	103
4.5.25	Sinal de velocidade u da Sonda 01 durante a aceleração inicial.	104
4.5.26	Sinal de velocidade v da Sonda 01 durante a aceleração inicial.	105
4.5.27	Visualização da iteração 100.000 para o Caso 15.	105
4.5.28	Sinal de velocidade u da Sonda 01 durante e após a formação dos vórtices iniciais.	106
4.5.29	Sinal de velocidade v da Sonda 01 durante e após a formação dos vórtices iniciais.	107
4.5.30	Visualização da iteração 200.000 para o Caso 15.	107
4.5.31	Visualização da iteração 350.000 para o Caso 15.	107
4.5.32	Visualização da iteração 410.000 para o Caso 15.	108
4.5.33	Visualização da iteração 600.000 para o Caso 15.	108
4.5.34	Sinal de velocidade u da Sonda 01 durante a rotação das pás.	109
4.5.35	Sinal de velocidade v da Sonda 01 durante a rotação das pás.	110
4.5.36	Visualização da iteração 750.000 para o Caso 15.	110
4.5.37	Visualização da iteração 1.100.000 para o Caso 15.	110
4.5.38	Sinal de velocidade u da Sonda 01 após o final da rotação.	111

4.5.39	Sinal de velocidade v da Sonda 01 após o final da rotação.	112
4.5.40	Visualização da iteração 1.860.000 para o Caso 15.	112
4.5.41	Zoom do sinal de velocidade u da Sonda 01 após o final da rotação. X e Y são valores dos pontos no eixo X e eixo Y respectivamente.	113
4.5.42	Velocidade do escoamento livre da Sonda 01 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.	114
4.5.43	Velocidade do escoamento livre da Sonda 02 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.	115
4.5.44	Velocidade do escoamento livre da Sonda 03 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.	116
4.5.45	Velocidade do escoamento livre da Sonda 04 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.	116
4.5.46	Velocidade do escoamento livre da Sonda 05 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.	117
4.5.47	Velocidade do escoamento livre da Sonda 06 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.	118
4.5.48	Velocidade do escoamento livre da Sonda 07 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.	118
4.5.49	Zoom na velocidade u da Sonda 07. Pontos X referentes ao tempo e Y à velocidade.	119
4.5.50	Zoom na velocidade v da Sonda 07. Pontos X referentes ao tempo e Y à velocidade.	119

Lista de Símbolos

Símbolos Latinos

a	Velocidade do som.
\mathbf{a}	Vetor aceleração.
A	Bordo de ataque.
B	Bordo de fuga.
BS	Separação entre cascatas.
c	Velocidade do som no ar.
c_v	Calor específico a volume constante.
c_p	Calor específico a pressão constante.
D	Operador de diferenças finitas.
\mathcal{D}	Função de dissipação artificial.
e	Energia Interna.
\mathbf{E}	Vetor de fluxo em x.
e_T	Energia Total.
f	Componente da força inercial.
\mathbf{f}	Vetor força inercial.
\mathcal{F}	Função de fluxo.
\mathbf{F}	Vetor de fluxo em y.
\mathbf{F}_R	Vetor força resultante.
h	Entalpia.
\mathbf{i}	Vetor unitário em x.

\mathbf{j}	Vetor unitário em y.
\mathbf{k}	Vetor unitário em z.
L	Corda.
L_p	Comprimento característico.
$K^{(n)}$	Constante dissipativa de ordem n.
m	Massa.
M	Número de Mach.
n	Número de iterações.
n	Componente do vetor normal.
\mathbf{n}	Vetor normal.
O	Conjunto de termos de maior ordem.
p	Pressão.
\dot{q}	Fluxo de Calor.
R	Constante dos gases ideais.
\mathcal{R}	Função força de campo.
\mathbf{R}	Vetor de forças de campo.
s	Componente do vetor superfície.
S	Superfície.
\mathbf{S}	Vetor superfície.
t	Tempo.
\mathbf{t}	Vetor tangencial.
T	Temperatura.
u	Componente da velocidade em x.
\mathbf{u}	Velocidade linear das pás do rotor.
\mathbf{U}	Vetor de variáveis conservativas.
v	Componente da velocidade em y.
\mathbf{v}	Velocidade absoluta.
V	Módulo da velocidade.
\mathbf{V}	Vetor velocidade.
\mathcal{V}	Volume.

w	Componente da velocidade em z.
\boldsymbol{w}	Velocidade relativa.
x, y, z	Coordenadas do plano cartesiano.

Símbolos Gregos

α	Ângulo de ataque.
β_T	Variável de visualização.
γ	Razão de calores específicos.
Δ	Variação de parâmetro.
ϵ	Constante de ordem n.
η	Variável arbitrária.
λ	Segundo coeficiente de viscosidade.
μ	Viscosidade.
Π	Tensor de fluxo.
ρ	Massa específica.
τ	Tensão.
ψ	Sensor.

Subscritos

0	Posição inicial.
1	Posição em um tempo posterior a 0.
den	Massa específica.
div	Divergente.
i	Direção x.
ii	Indicação de tensão normal.
ij	Indicação de tensão cisalhante.
i,j	Coordenadas x e y do volume estudado.
$i,j+1/2$	Coordenadas da superfície superior do volume de controle i,j.

$i,j+1$	Coordenadas do volume imediatamente superior ao volume i,j
$i+1/2,j$	Coordenadas da superfície direita do volume de controle i,j .
$i+1,j$	Coordenadas do volume imediatamente a direita do volume i,j .
LE	Bordo de ataque (Leading Edge).
max	Máximo
n	Normal
prs	Pressão.
R	Resultante.
rot	Rotacional.
ref	Referência.
t	Tangencial.
TE	Bordo de fuga (Trailing Edge).
vc	Volume de controle.
x	Direção x.
y	Direção y.
∞	Região não perturbada.

Sobrescritos

*	Adimensional.
\sim	Média de Favre.
-	Média.
+	Progressivo.
¹	Primeiro instante intermediário de tempo.
²	Segundo instante intermediário de tempo.
b	Na fronteira.
n	Instante temporal na iteração n .

” *A plane is always safe at ground but that is not what it's built for.*

— Chandrashekhar Azad

1.1 Motivação Histórica

As pesquisas em aeronáutica foram primariamente focadas no desenvolvimento de tecnologias para construção de aeronaves cada vez mais otimizadas. Conseguiram, passo a passo, voar distâncias mais longas e atingir altitudes cada vez mais elevadas. A crise do petróleo nos anos 70 resultou em uma significativa mudança na direção dos estudos. Petróleo já não era um material barato e o preço do barril subia a ritmos alarmantes, oferecendo um novo desafio para a indústria aeronáutica. Preocupações sobre o preço do combustível e o meio ambiente se tornaram alvo da NASA que iniciou a procura de tecnologias promissoras para reduzir o consumo de combustível e emissões. Conseqüentemente se reduziu o ruído sonoro emitido pelo conjunto estrutural e propulsor das aeronaves durante o processo.

Em 1973 iniciou-se o Aircraft Energy Efficiency Program (ACEE)¹, primeiro grande programa preocupado com o impacto ambiental das futuras aeronaves. Atualmente a ideia persiste e se perpetua com os programas NASA Environmentally Responsible Aviation (ERA)², FAA Continuous Lower Energy, Emissions and Noise (CLEEN)³ e o projeto NASA Fixed Wing (FW)⁴.

O sistema de propulsão pode ter um papel significativo na redução do consumo e do impacto ambiental das aeronaves. Ao longo dos anos, inúmeras tecnologias foram de-

¹Programa de Eficiência Energética de Aeronaves

²Aviação Ambientalmente Responsável

³Contínua Baixa Energia, Emissões e Ruído

⁴Asa Fixa

envolvidas para vários componentes de turbinas que aumentaram significativamente a performance em acordo com esses objetivos, porém este crescimento não conseguirá se sustentar indefinidamente. As turbinas utilizadas para aviação civil (turbofans) são extremamente eficientes mas outras alternativas ainda mais promissoras estão em estudo.

1.2 Ruído de Aeronaves

Os preços acessíveis das passagens aéreas combinadas com o reduzido tempo de viagem se tornaram um atrativo para a população. O volume de viagens cresceu substancialmente e chamou a atenção para o problema do ruído. Entre os diversos pontos negativos, a comunidade médico-científica dividiu os efeitos do ruído em duas categorias gerais de respostas: (1)

- Efeitos psicológicos: São as reações psicológicas ao ruído do ambiente e sua interferência nas atividades do dia a dia. Por exemplo, ruídos podem prejudicar a audição, concentração e sono, podendo afetar a performance no trabalho e escola.
- Efeitos fisiológicos: São efeitos nos sistema do corpo humano. Por exemplo, perda de audição induzida por ruído. Também se sugere que doenças cardiovasculares podem ser afetadas pelo ruído ambiental.

Como resposta, agências reguladoras começaram a impor restrições de horários de operação, seleção de modelos de aeronaves permitidos em cada aeroporto e até realocação de comunidades para regiões mais afastadas. O ruído aeronáutico se tornou o poluente da aviação civil com maior impacto a comunidade. Seus efeitos não são uniformes ao redor do mundo e o incômodo que produz nas populações vizinhas aos aeroportos (nível de pressão acústica, distribuição das frequências de banda larga, duração do ruído) depende de muitos fatores, entre os quais figuram os seguintes: o tipo de aeronave que opera em determinado aeroporto (diversidade de motores), o

número de voos, a trajetória, os perfis de decolagem e de aterrissagem, procedimentos operacionais (regulagem da potência dos motores), utilização e localização das pistas, horas de funcionamento, época do ano e condições meteorológicas. (2)

1.3 Open Rotor

O open rotor, constituído por dois rotores contra-rotativos pode fornecer uma mudança significativa na redução do consumo comparado com as modernas turbinas turbofan. Devido a sua arquitetura não confinada, consegue-se aumento considerável no impulso propulsivo. Esta configuração foi estudada como parte do ACEE Advanced Turboprop Project⁵ nos anos 80 mas, mesmo com seu imenso potencial, o conceito nunca resultou em um produto comercial. Houve desinteresse no projeto devido aos grandes níveis de ruído sonoro, à queda do preço do barril de petróleo e ao risco que envolve o desenvolvimento de um novo modelo de turbina. Contudo, a recente volatilidade dos preços e as novas tecnologias no campo da aeroacústica reviveram o interesse.

Segundo (3), a eficiência do rotor-rotor de pás contra-rotativas vem principalmente da redução dos vórtices do rotor dianteiro devido ao impacto dos vórtices do rotor traseiro. Também surge uma aceleração axial extra do fluxo de ar a jusante, aumentando a eficiência propulsiva. No entanto, as interações aerodinâmicas causadas pelo choque entre vórtices resultam em emissões de ruídos, bem como vibrações.

Diferentemente dos convencionais turboélices, o open rotor é capaz de operar em velocidades de cruzeiro equivalentes àquelas atingidas por aeronaves com turbinas turbofan (4). Porém o maior desafio é alcançar boa performance e baixos ruídos durante o pouso e decolagem enquanto mantém elevada eficiência em cruzeiro. Contrário a um turbofan, as condições de escoamento presente nas pás do open rotor variam consideravelmente para diferentes pontos do envelope de voo. Em particular, a falta de nacele significa que o número de Mach a montante dos rotores é muito

⁵Projeto de Turboélice Avançado



Fig. 1.3.1: Modelo 3D de um Open Rotor. Fonte: (5)

menor durante a decolagem do que durante voo em cruzeiro. Como os motores a hélice operam tipicamente com velocidade de rotação constante, um mecanismo de variação do ângulo de ataque das pás é necessário, controlando a incidência da pá no escoamento enquanto alcança os requerimentos de impulso da aeronave.

1.4 Objetivos

Este trabalho foi realizado em duas etapas, sendo elas o Projeto de Graduação 1 e o Projeto de Graduação 2. Ambas as partes caminharam juntas para obtenção da predição numérica do ruído de interação rotor-rotor em cascatas bidimensionais contra-rotativas.

Objetivos do Projeto de Graduação 1:

1. Obtenção de uma geometria para pás do rotor-rotor. Realizar a discretização dos pontos de geometria no plano cartesiano e aplicar vetores normais a superfície. Garantir que os bordos de ataque e de fuga estão de acordo com a resolução da malha computacional adotada.
2. Construção do triângulo de velocidades. Rotação das geometrias até atingir o ângulo de ataque calculado.
3. Alteração do código computacional VAT em linguagem Fortran para receber duas geometrias móveis e cíclicas.
4. Análise primária dos resultados e visualizações obtidas.

Objetivos do Projeto de Graduação 2:

1. Analisar espectros de pressão e nível de pressão sonora por meio de sondas de pressão.
2. Compreender a consequência acústica da alteração da distância entre cascatas contra-rotativas.
3. Implementação no código VAT de sub-rotina para variação do ângulo de ataque das cascatas contra-rotativas.
4. Adicionar e analisar sondas de velocidade posicionadas estrategicamente no domínio.

” *Simple things should be simple, complex things should be possible.*

— **Allan Kay**

(Computer Scientist)

2.1 Descrição Euleriana e Lagrangeana

Existem dois métodos principais para analisar problemas de mecânica dos fluidos. O primeiro método é denominado Euleriano e considera que o fluido é descrito pela especificação completa de parâmetros (pressão, massa específica, velocidade) em função das coordenadas espaciais e do tempo. Dessa maneira podemos obter informações do escoamento baseadas na análise de pontos fixos no espaço. O segundo método é denominado Lagrangeano e consiste em acompanhar as partículas individuais do fluido, determinando como as propriedades variam em função do tempo. Com esse método, a mudança das propriedades são gravadas por um observador se movendo juntamente com a partícula de fluido.

Uma analogia pertinente para o melhor entendimento da diferença entre os dois métodos seria a comparação com a migração de pássaros (6). Cada ano, milhares de pássaros migram entre seus habitats de verão e de inverno. Uma descrição Euleriana seria analisar um certo local dentro da rota de migração e estudar os pássaros como uma vazão em função do tempo. Uma descrição Lagrangeana seria equivalente a selecionar alguns pássaros e colocar um rastreador que mapeia seu movimento ao longo da migração, ou seja, saberíamos a posição em função do tempo.

2.2 Definições dos Escoamentos

Em mecânica dos fluidos a classificação de um escoamento pode ser dada quanto a viscosidade do fluido, dependência temporal e espacial, segundo a superfície onde escoar, segundo a seção do escoamento e segundo a compressibilidade do fluido. No presente trabalho, será utilizado um escoamento bidimensional, invíscido, compressível e não permanente.

- Escoamento bidimensional: escoamento caracterizado pelo vetor velocidade $\mathbf{V} = \mathbf{V}(x, y, t)$ dependente dos planos x , y e do tempo t . É uma hipótese simplificadora do fenômeno tridimensional que permite analisar o problema sem sacrificar muito a precisão dos resultados. O espaço bidimensional é muito utilizado nas simulações numéricas CFD¹ porque demanda menor custo de hardware de processamento, viabilizando simulação de espaços físicos maiores com e, em muitos casos, com representatividade física
- Escoamento invíscido: escoamento de um fluido que se presume não possuir viscosidade (resistência ao cisalhamento de duas camadas de fluido adjacentes), ou seja, um fluido que não apresenta resistência ao escoamento. Este tipo de escoamento é caracterizado pelo número de Reynolds $Re \rightarrow \infty$, onde os efeitos viscosos são desprezíveis.
- Escoamento compressível: é rotineiramente definido como escoamento com variação de massa específica. Podemos definir a compressibilidade de uma partícula de fluido como a taxa de variação do seu volume sob aplicação de uma pressão externa. Normalmente a variação de massa específica é muito pequena e portanto desconsiderada, mas para escoamentos reais todos os fluidos são compressíveis em maior ou menor grau.
- Escoamento não permanente ou transiente: escoamento onde a pressão e a velocidade em um ponto são dependentes tanto das coordenadas espaciais quanto do tempo.

¹Dinâmica dos Fluidos Computacional (Computational Fluid Dynamics)

2.3 Sistema e Volumes de Controle

Um sistema é uma coleção arbitrária de matéria. Tudo que está fora do sistema é conhecido como vizinhança. O sistema pode ser classificado como fechado ou isolado dependendo de suas características.

1. Sistema isolado é aquele onde não existe transferência de massa e energia com a vizinhança.
2. Sistema fechado: Delimita uma quantidade arbitrária de massa. Não existe entrada nem saída de matéria para dentro ou fora do sistema, mas o sistema pode interagir com a vizinhança através de transferência de calor ou realização de trabalho.

O volume de controle delimita uma região no espaço. Apresenta vazão de massa por entre suas fronteiras. Em um referencial inercial, é um volume fixo no espaço ou se movendo com velocidade constante através do qual o fluido flui. Volumes de controle têm tamanhos arbitrários, podendo ser grandes ou infinitesimais. São compostos por superfícies de controle que, juntas, delimitam as fronteiras do volume.

2.4 Hipótese do Contínuo

Fluidos são formados por conjuntos de moléculas com movimento relativo entre si. Entrando na área quântica, enfrenta-se um problema já abordado por Werner Heisenberg em seu famoso princípio da incerteza: é impossível determinar o deslocamento exato das partículas, o que impede a definição da sua localização no espaço, o trajeto percorrido, além da direção e do sentido de sua velocidade. Segundo Stephen Hawking (7), quanto mais precisamente tentarmos medir a posição da partícula, menos precisamente poderemos medir sua velocidade e posição. Isto independe da maneira como tentamos medir ou do tipo da partícula. O princípio da incerteza de Heisenberg

é uma propriedade fundamental e inescapável do mundo. Para contornar o problema quântico, é necessário se trabalhar com a hipótese do contínuo.

A hipótese do contínuo considera que o volume de controle em estudo possui número de moléculas grande o suficiente para se obter uma média confiável das propriedades e pequeno o suficiente para ser considerado um ponto no espaço.

2.5 Derivada Material

A derivada material é melhor explicada imaginando um volume de controle localizado em uma posição x_0, y_0, z_0 , em um tempo t_0 e com uma propriedade η arbitrária dependente do espaço e do tempo, $\eta_0 = \eta(x_0, y_0, z_0, t_0)$.

Agora supõe-se que, em um curto intervalo de tempo $(t_1 - t_0)$, o volume de controle se mova para uma posição x_1, y_1, z_1 , assim a propriedade assumirá valor $\eta_1 = \eta(x_1, y_1, z_1, t_1)$.

Usando o conceito da série de Taylor sobre o ponto na posição zero, temos

$$\eta_1 = \eta_0 + \frac{\partial \eta}{\partial x}(x_1 - x_0) + \frac{\partial \eta}{\partial y}(y_1 - y_0) + \frac{\partial \eta}{\partial z}(z_1 - z_0) + \frac{\partial \eta}{\partial t}(t_1 - t_0) + \dots \quad (2.1)$$

Os termos de maior ordem da série são pequenos o suficiente para serem ignorados.

Dividindo a Eq. (2.1) pelo intervalo de tempo, tem-se

$$\frac{\eta_1 - \eta_0}{t_1 - t_0} = \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \frac{x_1 - x_0}{t_1 - t_0} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \frac{y_1 - y_0}{t_1 - t_0} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right) \frac{z_1 - z_0}{t_1 - t_0} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right). \quad (2.2)$$

Como o intervalo de tempo é arbitrariamente escolhido, iremos aplicar o limite t_1 tendendo a t_0

$$\lim_{t_1 \rightarrow t_0} \frac{\eta_1 - \eta_0}{t_1 - t_0} \equiv \frac{D\eta}{Dt}, \quad (2.3)$$

onde o termo a esquerda da equivalência indica a taxa instantânea da mudança da propriedade η ao se mover através do ponto 0 e o termo a direita da equivalência representa a taxa média da mudança de η entre os pontos 0 e 1. Os outros termos afetados pelo tempo na Eq. (2.1), quando aplicados no limite t_1 tendendo a t_0 , definem o conceito básico de velocidade instantânea. Portanto,

$$\frac{D\eta}{Dt} = u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} + w \frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.4)$$

e sabendo que o operador ∇ , em coordenadas cartesianas, é dado por

$$\nabla \equiv \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}, \quad (2.5)$$

podemos substituir a Eq. (2.5) em (2.4) e remover a notação de η para generalização, obtendo-se:

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla. \quad (2.6)$$

A derivada material é composta por um termo de derivada local ($\partial/\partial t$) somado com um termo advectivo ($\mathbf{V} \cdot \nabla$). A derivada local indica que a propriedade do fluido se altera ao passar pelo ponto porque o campo está fluindo com o tempo. O termo advectivo indica que o elemento de fluido está se movendo para um ponto no escoamento onde a propriedade é diferente do ponto atual. Para facilitar a compreensão da diferença entre a derivada material e da derivada local tem-se a seguinte analogia:

Imagine um autódromo circular onde pilotos competem uma corrida de fórmula 1. Dada a largada, inicia-se a competição e todos os espectadores ficam de olhos bem abertos e ouvidos atentos aguardando ansiosos pelos carros. Avistado o primeiro veículo no horizonte, todos prendem a respiração e sentem o ronco dos motores. A derivada local representa o que o espectador sente. Ele percebe a pressão sonora dos motores e a variação de velocidade do ar. Se estiver bem próximo da pista, nos melhores assentos, pode perceber o aumento de temperatura do ambiente. Passado o breve momento, todos se acomodam em seus assentos e esperam a volta acabar. A

derivada material, por outro lado, representa a sensação sentida pelo piloto. Cada ultrapassagem, a trepidação do volante, os altos e baixos do trajeto, a aceleração nas retas e a frenagem nas curvas. A emoção só acaba quando é dada a bandeirada final. Percebe-se agora que a derivada material é usada para um referencial que se movimenta juntamente com a propriedade em estudo. Ela fornece informações completas ao longo de todo o trajeto. Já a derivada local é usada para referenciais fixos que sentem as variações temporais das propriedades do local onde se encontram.

2.6 Equações Governantes

A dinâmica dos fluidos, contida na mecânica dos fluidos, é o ramo que unifica a análise dinâmica e termodinâmica de escoamentos compressíveis. As propriedades do fluido geralmente consideradas em um escoamento compressível são a pressão (p), massa específica (ρ), temperatura (T), energia interna (e), entalpia (h), entropia (s) e viscosidade (μ).

Aplicações aeronáuticas usam a dinâmica dos fluidos para solucionar um leque de problemas. Áreas que estudam escoamentos subsônicos, transônicos e supersônicos precisam lidar com a relação entre força, massa e velocidade. As seguintes leis fundamentais são frequentemente usadas para lidar com escoamento compressíveis:

- Lei da conservação de massa (equação da continuidade): é derivada com base na conservação da massa. Nenhuma massa pode ser criada ou destruída.
- Segunda lei de Newton (equação da quantidade de movimento): a taxa de variação da quantidade de movimento é diretamente proporcional às forças atuando sobre a superfície.
- Primeira lei da termodinâmica (equação de energia): a variação da energia interna de um sistema é devido aos fenômenos de trabalho e transferência de calor.

As propriedades do teorema de transporte de Reynolds serão aplicadas. Este teorema tem papel fundamental na descrição matemática de fenômenos físicos e é utilizado na formulação das equações governantes.

2.6.1 Equação da Continuidade

O princípio fundamental da conservação de massa consiste em: a quantidade de massa que sai de dentro do volume de controle pela superfície S precisa ser igual a taxa temporal de diminuição da massa dentro do volume de controle. Aplicando matematicamente o conceito acima tem-se

$$\oint_S \rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV, \quad (2.7)$$

reescrita como

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \oint_S \rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{S} = 0. \quad (2.8)$$

A Eq. (2.8) foi derivada com base em um volume de controle finito fixo no espaço. O fato dele estar fixo nos leva à obtenção da equação da continuidade na forma integral.

Obtém-se o equacionamento para um volume de controle infinitesimal com a aplicação do teorema da divergência. A integral de superfície irá se transformar em uma integral de volume.

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) \right) dV = 0. \quad (2.9)$$

Assumindo que a integral sobre o volume de um volume de controle arbitrariamente escolhido no espaço sempre será maior que zero, a única maneira da Eq. (2.9)

ser verdadeira é se o integrando for igual a zero. Aplica-se o teorema da localização para obter

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0. \quad (2.10)$$

2.6.2 Equação de Quantidade de Movimento

O princípio físico regente da equação de quantidade de movimento é a segunda lei de Newton $\mathbf{F}_R = m\mathbf{a}$. Onde \mathbf{F}_R corresponde a soma algébrica das forças atuando no volume e superfícies de controle, sendo elas:

- Forças de campo: atuam diretamente sobre o volume de controle, não sendo necessário o contato físico entre o fluido e a fonte da força, por exemplo a força gravitacional.
- Forças de superfície: atuam diretamente sobre a superfície do volume de controle infinitesimal e são originárias de duas fontes:
 1. Distribuição de pressão imposta pelo fluido na vizinhança externa ao volume de controle.
 2. Tensão normal (τ_{ii}) e tensão cisalhante (τ_{ij}) agindo nas superfícies, também impostas pelo fluido adjacente.

Realizando o somatório de forças de superfície na direção x , representadas na Fig. 2.6.1, obtemos a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} F_{superficie_x} = & \left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \right] dy dz \\ & + \left[\left(\tau_{xx} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dx \right) - \tau_{xx} \right] dy dz \\ & + \left[\left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy \right) - \tau_{yx} \right] dx dz \\ & + \left[\left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz \right) - \tau_{zx} \right] dx dy \end{aligned} \quad (2.11)$$

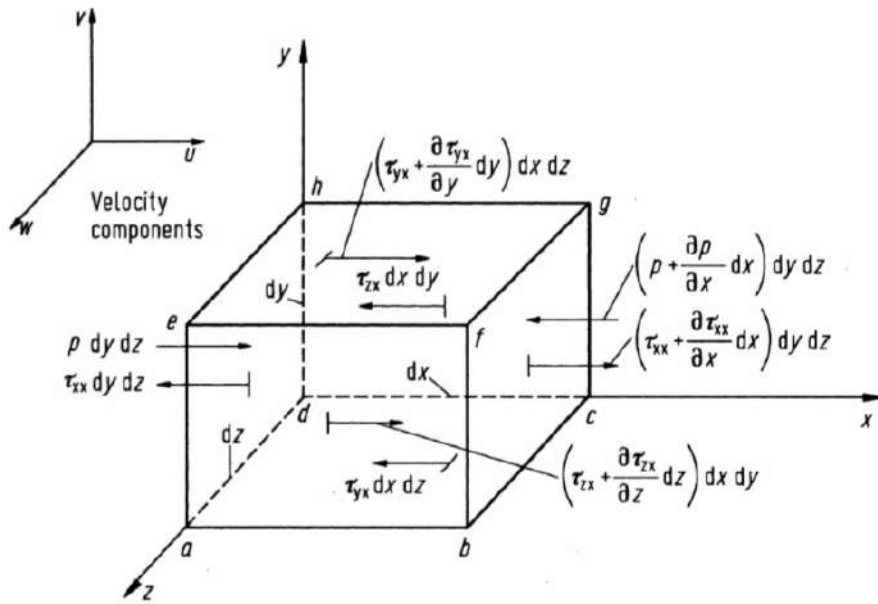


Fig. 2.6.1: Modelo utilizado para a derivação da equação de quantidade de movimento em x . Fonte: (8).

e adicionando as forças de campo, obtemos a equação de forças na direção x

$$F_x = \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) dx dy dz + \rho f_x dx dy dz, \quad (2.12)$$

onde τ_{xx} representa o esforço normal e ambos τ_{yx} e τ_{zx} os esforços cisalhantes. A convenção usada é τ_{ij} que denomina uma tensão na direção j exercida no plano perpendicular ao eixo i . Nota-se que a direção da tensão cisalhante τ_{yx} na face inferior aponta para a direção negativa de x (esquerda) e na face superior aponta para a direção positiva de x (direita). O mesmo vale para as outras faces, estando de acordo com a convenção utilizada para o crescimento das velocidades nas três direções. As únicas forças que atuam na direção apontando para dentro do volume são as forças compressivas de pressão.

Segundo (8), ao se analisar a face $efgh$ do cubo na Fig. 2.6.1, a velocidade u é maior em uma posição logo acima da superfície do que sobre a face. Devido este fato, surge uma ação de tração do elemento de fluido na direção positiva de x , já na face $abcd$, a velocidade u é menor logo antes da face, causando efeito de arrasto na direção negativa de x . O mesmo raciocínio é aplicado nas outras faces.

Continuando o equacionamento, aplica-se na Eq. (2.12) a massa $m = \rho(dx dy dz)$ e a aceleração $a_x = \frac{Du}{Dt}$, fornecendo

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x, \quad (2.13)$$

o mesmo para as demais direções cartesianas,

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y, \quad (2.14)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z. \quad (2.15)$$

Aplica-se o conceito da derivada material previamente discutido e obtém-se

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x, \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y, \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho w \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z. \quad (2.18)$$

Após a aplicação da derivada material, as equações passam da forma não conservativa para a forma conservativa. Nota-se que apenas o lado esquerdo das equações se alterou, surgindo um divergente.

O fluido de trabalho a ser utilizado é o ar. O ar é um fluido newtoniano que, segundo Isaac Newton possui τ proporcional aos gradientes de velocidade. Em 1845, Stokes obteve as seguintes equações escritas em notação indicial:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right), \quad (2.19)$$

onde δ_{ij} é a função delta de Kronecker's.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{if } i = j, \\ 0, & \text{if } i \neq j. \end{cases} \quad (2.20)$$

Substituindo $\frac{2}{3}\mu = \lambda$,

$$\tau_{ii} = \lambda \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) + 2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \quad (2.21)$$

$$\tau_{ij} = \tau_{ji} = \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \quad (2.22)$$

Considerando,

- Escoamento bidimensional: volumes de controle com largura dx , altura dy e profundidade unitária ($dz = 1$)
- Fluido invíscido: as equações de Euler para escoamento invíscido ($\mu = 0$)
- Fluido Stokesiano: fluido homogêneo e isotrópico, cuja tensão é função contínua do estado termodinâmico e da taxa de deformação. Quando não há taxa de deformação, a tensão se resume à pressão hidrostática.

Temos a versão final das equações de quantidade de movimento que serão utilizadas no escopo deste trabalho:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho f_x, \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho f_y. \quad (2.24)$$

2.6.3 Equação da Energia

O princípio fundamental da equação de energia é: a energia é conservada.

Esse princípio também é conhecido como a primeira lei da termodinâmica e, para uma partícula de fluido infinitamente pequena em movimento, afirma que a taxa de variação de energia dentro do volume de controle é igual a soma do fluxo de calor e trabalho realizado no elemento devido às forças de campo e superfície.

A taxa de trabalho realizado por uma força exercida sobre um corpo em movimento é igual ao produto da força e o componente da velocidade na direção da força.

$$\rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{V} (dx dy dz) . \quad (2.25)$$

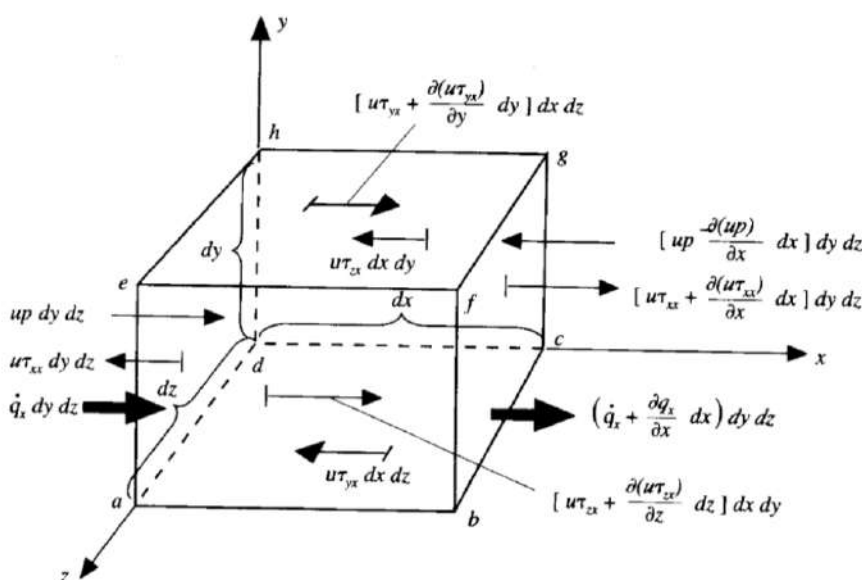


Fig. 2.6.2: Modelo utilizado para a derivação da equação de energia em x . Fonte: (8).

Realizando o somatório de forças de superfície na direção x , representadas na Fig. 2.6.2, obtemos a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \sum F_x = & - \left[\left(\frac{\partial(up)}{\partial x} + \frac{\partial(vp)}{\partial y} + \frac{\partial(wp)}{\partial z} \right) + \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} \right. \\ & + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} \\ & \left. + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zz})}{\partial z} \right] dx dy dz + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{V} dx dy dz. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Tendo a Eq. (2.26) referente ao trabalho, é necessário obter a equação responsável pelo fluxo de calor no volume de controle. O fluxo de calor é caracterizado pela absorção ou emissão de radiação térmica (a) e pela transferência de calor através das superfícies devido gradientes de temperatura (b). Definindo \dot{q} como a taxa de calor adicionado por unidade de massa e multiplicando pela massa do volume de controle móvel, obtém-se

$$(a) = \rho \dot{q} dx dy dz. \quad (2.27)$$

A transferência de calor em uma dada direção, quando expressa em dimensões de energia por unidade de tempo por unidade de área, é chamada de fluxo de calor. Com ajuda da Fig. (2.6.2) tem-se que \dot{q}_x é o fluxo de calor na direção x através da face *bcdg*. Levando em consideração o fluxo através das outras faces,

$$(b) = - \left(\frac{\partial \dot{q}_x}{\partial x} + \frac{\partial \dot{q}_y}{\partial y} + \frac{\partial \dot{q}_z}{\partial z} \right) dx dy dz. \quad (2.28)$$

Somando as equações (Eqs. 2.27 e 2.28) e aplicando a lei de Fourier para condução de calor proporcional ao gradiente local de temperatura

$$\left[\rho \dot{q} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dx dy dz. \quad (2.29)$$

Agora que o fluxo de calor e a taxa de trabalho realizado no volume de controle estão equacionados, pode-se igualar a soma das equações (Eqs. 2.26 e 2.29) com a taxa de variação da energia dentro do volume de controle. A energia total de uma partícula de fluido em movimento por unidade de massa é a soma da sua energia interna por unidade de massa (e) e sua energia cinética por unidade de massa ($\frac{V^2}{2}$).

Portanto a energia total é dada por $e_T = e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}$. Como a massa de uma partícula é dada por $\rho(dx dy dz)$, tem-se

$$\begin{aligned} \rho \frac{D}{Dt} \left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) = & p\dot{q} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ & - \frac{\partial(Up)}{\partial x} - \frac{\partial(vp)}{\partial y} - \frac{\partial(wp)}{\partial z} + \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} \\ & + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} \\ & + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{V}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Para um volume de controle infinitesimal fixo no espaço define-se a Eq. (2.30) em sua forma conservativa, dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) \mathbf{V} \right] = & p\dot{q} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ & - \frac{\partial(Up)}{\partial x} - \frac{\partial(vp)}{\partial y} - \frac{\partial(wp)}{\partial z} + \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} \\ & + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} \\ & + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} + p\mathbf{f} \cdot \mathbf{V}. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Assume-se então a hipótese de fluido perfeito que não apresenta viscosidade, tensões cisalhantes e condução de calor. A Eq. (2.31) em um plano bidimensional é finalmente descrita como

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) \mathbf{V} \right] = - \frac{\partial(Up)}{\partial x} - \frac{\partial(vp)}{\partial y} + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{V}. \quad (2.32)$$

2.7 Acústica

O que é percebido como som são flutuações da pressão em relação ao ambiente. A pressão ambiente assume diferentes valores dependendo do local de análise. Pode ser a pressão atmosférica ao nível do mar, a pressão esmagadora em grande profundidade oceânica, ou a pressão reduzida da estratosfera. O ruído é o resultado de variações de pressão, ou oscilações, em um meio elástico (ar, água, sólidos), gerado por uma superfície vibrante, ou fluxo de fluido turbulento. O som se propaga na forma de ondas longitudinais, envolvendo uma sucessão de compressões e rarefações no meio elástico. Quando uma onda sonora se propaga no ar, as oscilações na pressão estão acima e abaixo da pressão ambiente.

A unidade de nível sonoro é o bel. É uma escala relativa, sem dimensão, que compara a intensidade de um sinal a uma referência. O ouvido humano é muito sensível, podendo detectar mudanças de apenas 1/10 de um bel, isto é, um decibel.

2.7.1 Pressão RMS

Os sons viajam como uma onda. A amplitude da onda está relacionada com a quantidade de energia acústica que ela carrega, definindo quão alto o som parecerá ser. À medida que a amplitude da onda sonora aumenta, o som é percebido mais alto. A Fig. (2.7.1) mostra as três maneiras mais comuns para caracterizar um sinal sonoro. As duas maneiras mais simples de caracterizar uma onda sonora são por sua pressão de pico e por sua pressão de pico a pico. A pressão de pico é a faixa de pressão entre zero e a maior pressão do sinal. A pressão pico a pico é o intervalo de pressão entre a pressão mais negativa e a pressão mais positiva do sinal. Uma maneira mais complexa de caracterizar uma onda sonora é a pressão RMS (root-mean-square)². A pressão RMS é a raiz quadrada da média do quadrado da pressão do sinal sonoro durante uma determinada duração. A pressão RMS é a mais usada para caracterizar

²Valor quadrático médio

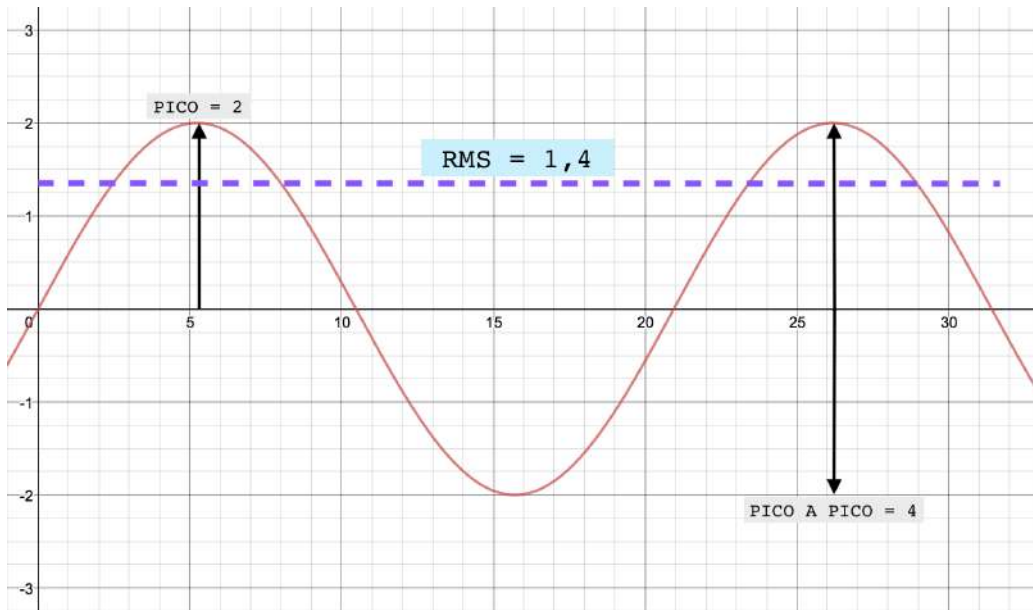


Fig. 2.7.1: Onda acústica simples e três métodos comuns usados para caracterizar o sinal sonoro.

uma onda sonora porque está diretamente relacionada à energia transportada por ela.

$$\text{média do quadrado da pressão} = (p^2)_{\text{média}}, \quad (2.33)$$

$$p_{rms} = (\sqrt{p^2})_{\text{média}}. \quad (2.34)$$

Quando um sinal sonoro oscila entre pressões positivas e negativas, surgem picos positivos e negativos em cada ciclo. No entanto, se simplesmente fosse realizada uma média de leituras de pressão ao longo do tempo, essa média convergiria para zero, não expressando corretamente a magnitude do sinal sonoro. Portanto, se usa a Eq. (2.34) para converter todas as pressões negativas em positivas e, em seguida, encontrar a média.

2.7.2 Nível de Intensidade Sonora e Nível de Pressão Sonora

A intensidade de uma onda sonora é a quantidade média de energia transmitida por unidade de tempo através de uma área unitária em uma dada direção. A intensidade I de uma onda sonora é dada por

$$I = \left(\frac{p^2}{\rho c} \right), \quad (2.35)$$

onde ρ é a densidade do meio e c a velocidade do som. Percebe-se que a intensidade I é diretamente relacionada com a média da pressão ao quadrado. Como a unidade de energia é o Watt (W) e a unidade de área é o metro (m) temos que a intensidade é expressa em W/m^2 .

O nível de intensidade sonora (IL) é definido como o logaritmo da razão entre a intensidade do som e a intensidade de referência do meio

$$IL = 10 \log_{10} \left(\frac{I}{I_{ref}} \right), \quad (2.36)$$

onde $I_{ref} = 10^{-12} \text{ W/m}^2$ para o ar.

Substituindo a Eq. (2.35) em (2.36) temos o nível de pressão sonora (SPL)

$$SPL = 10 \log_{10} \left(\frac{p^2}{p_{ref}^2} \right), \quad (2.37)$$

reorganizando,

$$SPL = 20 \log_{10} \left(\frac{p}{p_{ref}} \right), \quad (2.38)$$

onde $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} \text{ N/m}^2$ para o ar. Tanto o nível de intensidade sonora e o nível de pressão sonora são expressos em decibéis (dB). O nível de pressão sonora (SPL) pode ser calculado individualmente para cada variação de pressão mas é melhor

interpretado para uma fonte sonora quando expresso em nível geral de pressão sonora (OASPL). OASPL é equivalente ao SPL integrado entre todas as frequências.

$$OASPL = 20 \log_{10} \left(\frac{p_{rms}}{p_{ref}} \right). \quad (2.39)$$

Para fins comparativos, a Fig. (2.7.2) lista níveis sonoros de diferentes fontes.

Fonte Sonora	Pressão Sonora (Pa)	Nível Sonoro (dB)
Foguete	100.000	194
Motor a jato	2.000	160
Aeronave comercial	200	140
Limiar da dor		135
Caminhão	2	100
Trânsito pesado	0,2	80
Escritório barulhento	0,2	80
Conversa normal	0,02	60
Casa silenciosa	0,0002	40
Folhas farfalhando	0,0002	20
Limiar da audição		10

Fig. 2.7.2: Exemplos de pressão e níveis sonoros. Adaptada e traduzida (9).

” *The world’s an exciting place when you know
CFD.*

— **John Shadid**

A metodologia aqui presente foi desenvolvida com o código Virtual Aeroacoustic Tunnel (VAT), um software implementado pelo Laboratório de Aeroacústica Computacional da Universidade de Brasília (CAALab Unb) ¹. A metodologia do VAT foi previamente validada para análise de ruído de interação rotor-estator em turbofans aeronáuticos (10) e agora será utilizada para predição do ruído de interação rotor-rotor para cascatas bidimensionais contra-rotativas (open rotor).

3.1 Equações Governantes CFD

Em 1904, Prandtl descobriu que para escoamentos com alto número de Reynolds, os efeitos viscosos são confinados em uma fina camada de fluido perto da superfície chamada camada limite. A camada limite é tão pequena comparada com o campo de escoamento que pode ser negligenciada sem comprometer a confiabilidade dos resultados. Fluidos considerados invíscidos são justamente aqueles cuja camada limite é desprezada. Pode-se então adotar um conjunto de equações reduzidas, sem termos viscosos e termos de transferência de calor que podem ser numericamente resolvidas utilizando menos capacidade computacional.

¹Computational Aeroacoustics Laboratory of University of Brasilia

Em dinâmica dos fluidos computacional (CFD), é boa prática escrever as equações fundamentais descritas na Seção (2.6) em sua forma conservativa. Para o caso bidimensional, temos:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \mathbf{R}. \quad (3.1)$$

O vetor \mathbf{U} contém informações das variáveis conservativas e os vetores \mathbf{E} e \mathbf{F} são os vetores de fluxo, dados por:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e_T \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u u + p \\ \rho u v \\ (\rho e_T + p)u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v v + p \\ (\rho e_T + p)v \end{bmatrix}, \quad \mathbf{R} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \\ f_x u + f_y v \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

Percebe-se que os vetores de fluxo estão sem seus termos viscosos, caracterizando a modelagem por equações de Euler.

Em um código computacional é possível acelerar o escoamento até velocidades altíssimas em um período de tempo muito curto, quase instantâneo, ou impor uma condição inicial para o fluido atingir a velocidade de operação já no ponto de partida. Isto pode gerar instabilidades numéricas. Para ser fiel ao fenômeno físico que acontece na natureza, o VAT utiliza o vetor \mathbf{R} para aplicar uma pseudo força associada a um pseudo trabalho que acelera o escoamento da condição de estagnação ($\mathbf{u} = 0$) até a velocidade de operação em um tempo predefinido. Desta maneira a magnitude da aceleração inicial pode ser controlada. Após este tempo de aceleração, o vetor é zerado ($\mathbf{R} = 0$) e as equações de Euler recuperam sua forma original.

Precisa-se de no mínimo cinco equações para se obter as cinco variáveis independentes ρ , u , v , e , p . Portanto se faz necessário uso de mais duas para se somarem com as equações de continuidade, quantidade de movimento e energia.

A energia total é a soma das energias interna e cinética.

$$e_T = e + e_k = e + \frac{u^2 + v^2}{2}. \quad (3.3)$$

Na aerodinâmica geralmente assume-se que o ar é caloricamente perfeito, onde as forças intermoleculares são desprezíveis. É a primeira aproximação no método numérico implementado pelo código VAT que implica em um erro numérico que será tratado mais a frente. Temos, então a equação geral dos gases ideais.

$$p = \rho RT. \quad (3.4)$$

Agora temos as cinco equações, mas a temperatura T apareceu como a sexta variável desconhecida. Utilizaremos então a seguinte relação termodinâmica:

$$e = c_v T \quad (3.5)$$

para um gás caloricamente perfeito com calor específico (c_v) constante. Conhecendo as seguintes relações termodinâmicas

$$h = c_p T, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad c_v = \frac{R}{\gamma - 1}, \quad c_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}, \quad (3.6)$$

em que h é a entropia, γ a razão entre calores específicos, c_v o calor específico a volume constante, c_p o calor específico a pressão constante e R a constante dos gases, pode-se reescrever a pressão e a temperatura da maneira abaixo, com M igual ao número de Mach.

$$p = (\gamma - 1)\rho e, \quad T = \frac{\gamma M^2 p}{\rho}. \quad (3.7)$$

3.2 Forma Adimensional das Equações

Governantes

As equações governantes utilizadas no código VAT são colocadas em sua forma adimensional. A vantagem desse procedimento consiste na normalização do valor das variáveis, deixando valores grandes, menores e valores pequenos, maiores. As adimensionalizações são as seguintes:

$$\begin{aligned}x^* &= \frac{x}{L}, & y^* &= \frac{y}{L}, & t^* &= \frac{t}{L/U_{ref}}, & u^* &= \frac{u}{U_{ref}}, \\v^* &= \frac{v}{U_{ref}}, & p^* &= \frac{p}{\rho_{ref}(U_{ref})^2}, & T^* &= \frac{T}{T_{ref}}, \\ \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_{ref}}, & e^* &= \frac{e}{(U_{ref})^2}, & f^* &= \frac{f}{\rho_{ref}(U_{ref})^2/L}.\end{aligned}$$

As variáveis adimensionais são identificadas com asterisco, as variáveis de referência do escoamento não perturbado são notadas com subscrito $_{ref}$ e substituindo na Eq. (3.1) obtém-se

$$\frac{\partial \mathbf{U}^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial x^*} + \frac{\partial \mathbf{F}^*}{\partial y^*} = \mathbf{R}^*. \quad (3.8)$$

O asterisco também se aplica às linhas dos vetores de fluxo e do vetor variáveis conservativas. Como a única diferença de escrita entre a equação na forma dimensional e adimensional é o sobrescrito *, retira-se o asterisco. Entende-se então que, a partir deste momento, todas as variáveis estão na forma adimensional.

3.3 Discretização por Volumes Finitos

Define-se o tensor Π :

$$\Pi = \mathbf{E} \otimes \mathbf{i} + \mathbf{F} \otimes \mathbf{j}. \quad (3.9)$$

Π é um tensor que armazena todas as características de fluxo das equações fundamentais modeladas por Euler.

$$\Pi = \begin{bmatrix} \rho u & \rho v \\ \rho uu + p & \rho vu \\ \rho uv & \rho vv + p \\ \rho(e_T + p)u & \rho(e_T + p)v \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

A Eq. (3.2) será reescrita como

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \Pi = \mathbf{R}. \quad (3.11)$$

Integrando a equação acima sobre o volume de controle V e aplicando o teorema da divergência na integral tem-se,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{U} dV = - \int_S (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \int_V \mathbf{R} dV. \quad (3.12)$$

O primeiro termo do lado direito da Eq.(3.12) evidencia a integral sobre a superfície de controle advinda do teorema da divergência. Fisicamente ele expressa o somatório de todos os fluxos (Π) que atravessam a superfície do volume de controle na direção normal à superfície. As equações governantes da Seção (2.6) consideram uso de volumes de controle infinitesimais de dimensões dx e dy suficientemente pequenas para preservar a hipótese do contínuo, ou seja, os volumes de controle são considerados pontos materiais. Como a capacidade computacional do hardware de processamento é finita, tem-se um limite máximo para a diminuição das dimensões do volume. Aplica-se então um volume de controle com dimensões finitas x , y pré definidas e impõe-se uma condição de propriedades médias ao longo de cada superfície. A propriedade média é uma aproximação do fenômeno real e adiciona mais um erro numérico a ser lidado. Quanto menor o volume de controle, menor o erro.

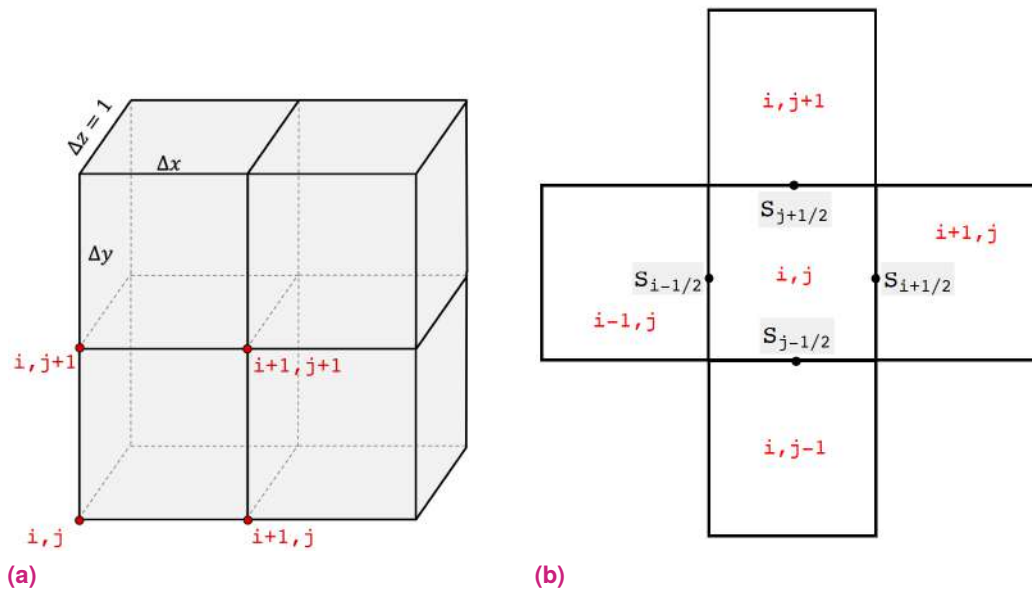


Fig. 3.3.1: (a) Volumes de controle da malha cartesiana, (b) índices dos volumes e superfícies de controle.

Definindo as médias volumétricas dos vetores \mathbf{U} e \mathbf{R}

$$\bar{\mathbf{U}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{U} dV, \quad \bar{\mathbf{R}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{R} dV. \quad (3.13)$$

Pode-se reescrever a Eq. (3.12) como

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} = -\frac{1}{V} \int_S (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \bar{\mathbf{R}}_{i,j}. \quad (3.14)$$

Com a imposição de propriedades constantes na superfície, temos que o tensor Π é constante ao longo de cada superfície de controle e a integral não é mais necessária.

Reescrevendo a Eq. (3.14) discretizada no tempo e no espaço, temos:

$$\frac{\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j}}{\Delta t} = -\frac{1}{V_{i,j}} \left[(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{i-1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{j+1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{j-1/2} \right] + \bar{\mathbf{R}}. \quad (3.15)$$

Observando a Fig. (3.3.1), temos que os subíndices $i + 1/2$, $i - 1/2$, $j + 1/2$ e $j - 1/2$ representam, respectivamente, as faces direita, esquerda, superior e inferior

de um volume de controle $V_{i,j}$. Para exemplificar, o termo $(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2}$ quantifica o fluxo através da área da superfície direita do volume de controle.

Multiplicando a Eq. (3.15) por um passo de tempo Δt , podemos definir:

$$\mathcal{F}_{i,j} = \frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left[(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{i-1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{j+1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{j-1/2} \right], \quad (3.16)$$

$$\mathcal{R}_{i,j} = \Delta t \cdot \bar{\mathbf{R}}_{i,j}, \quad (3.17)$$

onde $\mathcal{F}_{i,j}$ é função do fluxo do tensor Π através das superfícies de controle durante um passo de tempo e $\mathcal{R}_{i,j}$ é função do efeito das forças de campo atuando sobre o mesmo volume $V_{i,j}$ durante o mesmo passo de tempo Δt . Portanto,

$$\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j} = -\mathcal{F}_{i,j} + \mathcal{R}_{i,j}. \quad (3.18)$$

Para calcular $\mathcal{F}_{i,j}$, é necessário encontrar o valor de $(\Pi \cdot \mathbf{S})$ em todas as superfícies de controle. Utiliza-se a superfície $(i + 1/2)$ como exemplo, sendo o procedimento idêntico para as demais superfícies.

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} = \begin{bmatrix} (\rho u) s_x & (\rho v) s_y \\ (\rho u u + p) s_x & (\rho v u) s_y \\ (\rho u v) s_x & (\rho v v + p) s_y \\ [\rho(e_T + p)u] s_x & [\rho(e_T + p)v] s_y \end{bmatrix}_{i+1/2}. \quad (3.19)$$

Agrupando as componentes da velocidade em seu vetor \mathbf{V} e as componentes da superfície em seu vetor \mathbf{S} , temos

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} = \begin{bmatrix} \rho(\mathbf{V} \cdot \mathbf{S}) \\ \rho u(\mathbf{V} \cdot \mathbf{S}) + p s_x \\ \rho v(\mathbf{V} \cdot \mathbf{S}) + p s_y \\ \rho e_T(\mathbf{V} \cdot \mathbf{S}) + p(\mathbf{V} \cdot \mathbf{S}) \end{bmatrix}_{i+1/2} \quad (3.20)$$

e definindo o fluxo volumétrico por

$$(q_s)_{i+1/2} = \mathbf{V}_{i+1/2} \cdot \mathbf{S}_{i+1/2}, \quad (3.21)$$

pode-se agora reescrever $(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2}$ como

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} = \begin{bmatrix} \rho_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} \\ (\rho u)_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(s_x)_{i+1/2} \\ (\rho v)_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(s_y)_{i+1/2} \\ (\rho e_T)_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} \end{bmatrix}. \quad (3.22)$$

Para interpolação das variáveis primitivas a partir da variáveis conservativas da Eq.(3.22), foi utilizado um esquema de interpolação inicialmente proposto por Lele (11) e aprimorado por R.F. Bobenrieth Miserda e B. Gutierrez P. (12) obtendo uma solução estável com convergência numérica para campos acústicos e aerodinâmicos.

$$\rho_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\bar{\rho}_{i,j} + \bar{\rho}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\bar{\rho}_{i-1,j} + \bar{\rho}_{i+2,j}), \quad (3.23)$$

$$(\rho u)_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\bar{\rho u}_{i,j} + \bar{\rho u}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\bar{\rho u}_{i-1,j} + \bar{\rho u}_{i+2,j}), \quad (3.24)$$

$$(\rho v)_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\bar{\rho v}_{i,j} + \bar{\rho v}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\bar{\rho v}_{i-1,j} + \bar{\rho v}_{i+2,j}), \quad (3.25)$$

$$(\rho e_T)_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\bar{\rho e_{T,i,j}} + \bar{\rho e_{T,i+1,j}}) - \frac{1}{16}(\bar{\rho e_{T,i-1,j}} + \bar{\rho e_{T,i+2,j}}). \quad (3.26)$$

As equações acima evidenciam que a interpolação na superfície de controle é calculada a partir de uma média ponderada das propriedades dos dois volumes a frente e dos dois volumes atrás.

Para se obter as variáveis primitivas, utiliza-se o conceito da média de Favre,

$$\tilde{u}_{i,j} = \frac{\bar{\rho u}_{i,j}}{\bar{\rho}_{i,j}}, \quad \tilde{v}_{i,j} = \frac{\bar{\rho v}_{i,j}}{\bar{\rho}_{i,j}}, \quad \tilde{e}_{T,i,j} = \frac{\bar{\rho e_{T,i,j}}}{\bar{\rho}_{i,j}}. \quad (3.27)$$

Com as variáveis primitivas acima é possível calcular a energia interna, pressão e temperatura

$$\tilde{e}_{i,j} = \tilde{e}_{T,i,j} - \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j}\tilde{u}_{i,j} + \tilde{v}_{i,j}\tilde{v}_{i,j}), \quad (3.28)$$

$$\tilde{p}_{i,j} = (\gamma - 1)\bar{\rho}\tilde{e}, \quad (3.29)$$

$$\tilde{T}_{i,j} = \frac{\gamma M_{ref}^2 \tilde{p}}{\bar{\rho}}. \quad (3.30)$$

A média de Favre aplicada para a obtenção das variáveis primitivas, pressão estática e temperatura é também uma aproximação com um erro associado.

Reaplicando a interpolação, temos que:

$$u_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\tilde{u}_{i,j} + \tilde{u}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\tilde{u}_{i-1,j} + \tilde{u}_{i+2,j}), \quad (3.31)$$

$$v_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\tilde{v}_{i,j} + \tilde{v}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\tilde{v}_{i-1,j} + \tilde{v}_{i+2,j}), \quad (3.32)$$

$$p_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\tilde{p}_{i,j} + \tilde{p}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\tilde{p}_{i-1,j} + \tilde{p}_{i+2,j}). \quad (3.33)$$

Desta maneira obtém-se as duas componentes cartesianas da velocidade e a pressão estática na superfície de controle.

3.4 Dissipação Artificial

Todas as simplificações físicas para o fluido e as aproximações de cálculo feitas nas seções anteriores acumulam uma diferença entre o resultado real observado na natureza e o resultado numérico obtido. Essa diferença é indesejada e tratada como erro numérico. O código VAT usa o modelo de dissipação artificial inicialmente proposto por Jameson et al. (13) e aprimorado por (12) para amortecer erros provenientes de

grandes gradientes, divergentes ou rotacionais que surgem ao longo do escoamento. Adicionando a dissipação numérica na Eq. (3.18), tem-se:

$$\Delta \bar{U}_{i,j} = -\mathcal{F}_{i,j} + \mathcal{R}_{i,j} + \mathcal{D}_{i,j}. \quad (3.34)$$

O operador $\mathcal{D}_{i,j}$ é a soma da dissipação artificial atuando nas superfícies do volume de controle finito, dado por:

$$\mathcal{D}_{i,j} = (d_{i+1/2} - d_{i-1/2}) + (d_{j+1/2} + d_{j-1/2}), \quad (3.35)$$

onde para uma superfície de controle $\mathcal{S}_{i+1/2}$

$$d_{i+1/2} = \epsilon_{i+1/2}^{(2)} [\bar{U}_{i+1,j} - \bar{U}_{i,j}] - \epsilon_{i+1/2}^{(4)} [\bar{U}_{i+2,j} - 3\bar{U}_{i+1,j} + 3\bar{U}_{i,j} - \bar{U}_{i-1,j}]. \quad (3.36)$$

O termo $\epsilon^{(4)}$ é um operador de dissipação de quarta ordem

$$\epsilon_{i+1/2}^{(4)} = \max \left[0, \left(K^{(4)} - \epsilon_{i+1/2}^{(2)} \right) \right], \quad (3.37)$$

sendo $K^{(4)}$ uma constante de calibração (13).

O termo $\epsilon^{(2)}$ é um operador de dissipação de segunda ordem

$$\epsilon_{i+1/2}^{(2)} = \max \left[(\Psi_{rot})_{i+1/2}, (\Psi_{div})_{i+1/2}, (\Psi_{prs})_{i+1/2}, (\Psi_{den})_{i+1/2} \right], \quad (3.38)$$

onde

$$(\Psi_{rot})_{i+1/2} = K_{rot}^{(2)} \cdot |\nabla \times \tilde{\mathbf{u}}|_{i+1/2}, \quad (3.39)$$

$$(\Psi_{div})_{i+1/2} = K_{div}^{(2)} \cdot |\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}|_{i+1/2}, \quad (3.40)$$

$$(\Psi_{prs})_{i+1/2} = K_{prs}^{(2)} \cdot |\nabla \tilde{p}|_{i+1/2}, \quad (3.41)$$

$$(\Psi_{den})_{i+1/2} = K_{den}^{(2)} \cdot |\nabla \bar{\rho}|_{i+1/2}. \quad (3.42)$$

que respectivamente correspondem ao sensor de vorticidade, sensor de divergência, sensor de gradiente de pressão e sensor de gradiente de massa específica propostos por (12). Todos multiplicados pela constante de calibração $K^{(2)}$ correspondente.

Os sensores atuam com mais intensidade em regiões próximas a ondas de choque, nos bordos de fuga e ataque de uma pá de rotor e na presença de vórtices. Estas localidades representam pontos mais complexos com formação de grandes gradientes de pressão e rotacionais.

3.5 Marcha Temporal

A marcha temporal é uma solução para problemas dependentes de intervalos discretos de tempo. Portanto, se temos o estado inicial no tempo zero (sabemos o valor de todas as propriedades), podemos marchar um passo em direção a um tempo mais tarde e lá calcular o novo estado. Depois podemos marchar novamente outro pequeno intervalo. Para se avançar no tempo, utiliza-se o método de Runge-Kutta com terceira ordem de precisão proposto por Yee (14), resultando nos seguintes passos:

$$\bar{U}_{i,j}^1 = \bar{U}_{i,j}^n - (\mathcal{F}_{i,j}^n - \mathcal{D}_{i,j}^n - \mathcal{R}_{i,j}^n), \quad (3.43)$$

$$\bar{U}_{i,j}^2 = \frac{3}{4}\bar{U}_{i,j}^n + \frac{1}{4}\bar{U}_{i,j}^1 - \frac{1}{4}(\mathcal{F}_{i,j}^1 - \mathcal{D}_{i,j}^1 - \mathcal{R}_{i,j}^1), \quad (3.44)$$

$$\bar{U}_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{3}\bar{U}_{i,j}^n + \frac{2}{3}\bar{U}_{i,j}^2 - \frac{2}{3}(\mathcal{F}_{i,j}^2 - \mathcal{D}_{i,j}^2 - \mathcal{R}_{i,j}^2). \quad (3.45)$$

Onde n é o instante de tempo atual, 1 e 2 são instantes intermediários e $n + 1$ corresponde ao próximo instante de tempo.

3.6 Método da Fronteira Imersa

Esta abordagem consiste em impor as condições de contorno para os volumes de controle que contêm um ou mais pontos de superfície. As geometrias envolvidas no escoamento são discretizadas em pontos e vetores normais. Com o intuito de impor as condições de contorno, é possível decompor a velocidade na fronteira nas componentes normal e tangencial, de modo que

$$\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{u}_n \mathbf{n} + \tilde{u}_t \mathbf{t}. \quad (3.46)$$

Utilizando a condição de impenetrabilidade, é possível afirmar que a velocidade do fluido normal à superfície é nula. Além disso, como o escoamento em questão é modelado pelas equações de Euler, a condição de não deslizamento não se aplica

$$\tilde{u}_n = 0, \quad \tilde{u}_t \neq 0. \quad (3.47)$$

Não há difusão de quantidade de movimento na direção normal às superfícies sólidas

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial x_n} = 0, \quad (3.48)$$

considerando que as superfícies sólidas são adiabáticas, a condição de contorno da temperatura é dada por

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_n} = 0. \quad (3.49)$$

Escrevendo a equação de quantidade de movimento nos planos normal e tangencial e tomando a parte relativa à direção normal, tem-se

$$\frac{\partial}{\partial t}(\tilde{\rho} \tilde{u}_n) + \frac{\partial}{\partial t}(\tilde{\rho} \tilde{u}_n \tilde{u}_n) + \frac{\partial}{\partial t}(\tilde{\rho} \tilde{u}_n \tilde{u}_t) = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_n}, \quad (3.50)$$

em sua forma expandida,

$$\tilde{u}_n \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial t} + (\tilde{u}_n)^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_n} + (2\bar{\rho}\tilde{u}_n) \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial x_n} + (\tilde{u}_n \tilde{u}_t) \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_t} + (\bar{\rho}\tilde{u}_t) \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial x_t} + (\bar{\rho}\tilde{u}_n) \frac{\partial \tilde{u}_t}{\partial x_t} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_n}, \quad (3.51)$$

Aplicando a Eq. (3.47), encontra-se a condição de pressão.

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_n} = 0. \quad (3.52)$$

Derivando as equações do gás ideal e de um gás calorificamente ideal é possível obter as outras condições

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_n} = \frac{\partial}{\partial x_n} (\bar{\rho} R \tilde{T}) = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_n} R \tilde{T} + \bar{\rho} R \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_n}, \quad (3.53)$$

$$\frac{\partial \tilde{e}}{\partial x_n} = c_v \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_n}, \quad (3.54)$$

de onde conclui-se que

$$\frac{\partial \tilde{e}}{\partial x_n} = 0. \quad (3.55)$$

Para calcular a derivada de uma propriedade com relação à normal, aplica-se a seguinte relação:

$$\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x_n} = \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial n} = \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial n} = n_x \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x} + n_y \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial y}, \quad (3.56)$$

onde $\tilde{\eta}$ é a média de uma propriedade genérica. A partir disso, assumindo

$$\left(\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x_n} \right)^b = 0, \quad (3.57)$$

é possível afirmar que

$$0 = n_x \left(\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x} \right)_{i,j}^b + n_y \left(\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial y} \right)_{i,j}^b. \quad (3.58)$$

O sobrescrito b indica que o cálculo é efetuado no limite da fronteira imersa. A equação anterior é aplicada em uma variável genérica, mas seu conceito é válido para todas as propriedades apresentadas previamente. Tendo em vista que a Eq. (3.58) deve ser satisfeita para qualquer orientação da normal e que os valores n_x e n_y nunca se anulam simultaneamente, então as derivadas devem ser nulas.

$$\left(\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x}\right)_{i,j}^b = \left(\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial y}\right)_{i,j}^b = 0. \quad (3.59)$$

Utilizando um esquema progressivo de diferenças finitas obtido por um ajuste polinomial (15), é possível expandir o valor da derivada. Analisando apenas a componente x , tem-se

$$\left(\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x}\right)_{i,j}^b = \frac{1}{12\Delta x} \left(-25\tilde{\eta}_{i,j}^b + 48\tilde{\eta}_{i+1,j} - 36\tilde{\eta}_{i+2,j} + 16\tilde{\eta}_{i+3,j} - 3\tilde{\eta}_{i+4,j}\right) + O(\Delta x)^4, \quad (3.60)$$

tomando a derivada como nula e reorganizando os termos de forma convencional

$$\tilde{\eta}_{i,j}^b = \frac{1}{25} (48\tilde{\eta}_{i+1,j} - 36\tilde{\eta}_{i+2,j} + 16\tilde{\eta}_{i+3,j} - 3\tilde{\eta}_{i+4,j}) + O(\Delta x)^4, \quad (3.61)$$

define-se o operador $D_i^+ \tilde{\eta}$ como sendo

$$D_i^+ \tilde{\eta} = \frac{1}{25} (48\tilde{\eta}_{i+1,j} - 36\tilde{\eta}_{i+2,j} + 16\tilde{\eta}_{i+3,j} - 3\tilde{\eta}_{i+4,j}), \quad (3.62)$$

possibilitando a reescrita da Eq. (3.61) na forma compacta

$$\tilde{\eta}_{i,j}^b = D_i^+ \tilde{\eta} + O(\Delta x)^4. \quad (3.63)$$

Analogamente, para a componente y , o equacionamento resulta em

$$\tilde{\eta}_{i,j}^b = D_i^+ \tilde{\eta} + O(\Delta y)^4. \quad (3.64)$$

Desta forma, a propriedade $\tilde{\eta}$ pode ser calculada como uma média ponderada.

$$\tilde{\eta}_{i,j}^b = \frac{|n_x|D_i\tilde{\eta} + |n_y|D_j\tilde{\eta}}{|n_x| + |n_y|}. \quad (3.65)$$

O cálculo das variáveis conservativas é realizado por meio da integração temporal em todo o domínio computacional, a cada iteração. Sendo assim, faz-se necessário definir volumes de isolamento, que tem a função de isolar o escoamento externo do interno, de maneira que, o que é calculado na parte interna das geometrias, não influencie na parte externa. Estes volumes são definidos de forma que os mesmos sejam adjacentes à geometria definida. O cálculo das variáveis conservativas nestes volumes é realizado por meio de uma média volumétrica dos volumes vizinhos. É válido mencionar que quando há a presença de uma geometria móvel, um mesmo volume do domínio pode ser um volume externo, interno, volume de fronteira ou volume de isolamento em diferentes instantes de tempo, devido ao movimento da geometria no domínio computacional.

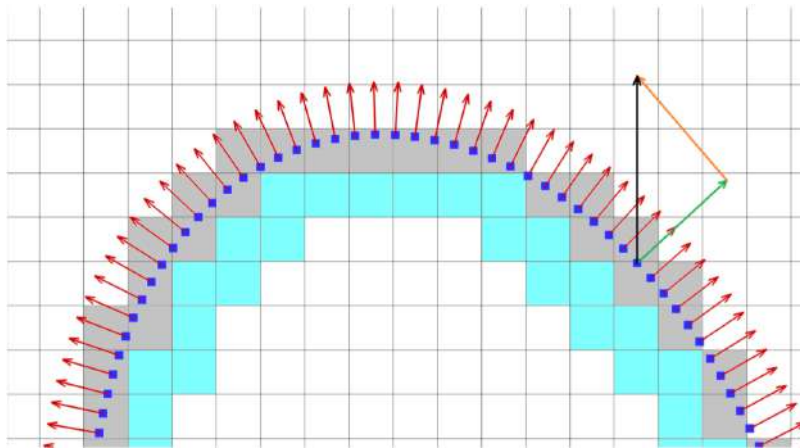


Fig. 3.6.1: Malha bidimensional com pontos de superfície (azul), vetores normais unitários (vermelho), volumes de fronteira (cinza), volumes de isolamento (ciano), velocidade da superfície (preto), componente normal da velocidade da superfície (verde) e componente tangencial da velocidade de superfície (laranja). Fonte: (12)

3.7 Malha Computacional

A malha computacional utilizada no presente trabalho é composta por duas regiões principais:

- Região regular: região onde os volumes de controle são perfeitamente quadrados. A altura Δy e a largura Δx possuem mesmo valor. Nesta região encontra-se o escoamento em estudo e as geometrias das pás contra-rotativas.
- Região alongada: região que possui volumes de controle alongados com um fator de alongamento pré definido. Tem o papel de dissipar as perturbações que chegam ao final da região regular, garantindo condição de escoamento não perturbado em toda a região de interesse. Para a simulação de pás rotativas, utiliza-se alongamento apenas da largura Δx , mantendo Δy constante.

3.8 Domínio Computacional

Definiu-se o comprimento característico (L_p) como o passo entre as pás do rotor, podendo ser obtido com a divisão do diâmetro de rotação pelo número de pás. Cada cascata bidimensional possui oito pás rotativas, portanto

$$L_p = \frac{2,8}{8} = 0,38 \text{ m} \quad (3.66)$$

O domínio em estudo é composto por uma região regular retangular bidimensional com 16 unidades de comprimento em x e 8 unidades de comprimento em y . Cada unidade de comprimento é composta por 1024 volumes de controle, resultando em um região regular com resolução de 16384×8192 , ou 134.217.728 volumes de controle. Além da região regular, também está presente uma região de alongamento composta por 512×8 volumes de controle na direção $+i$ e 512×8 volumes de controle na direção $-i$ com fator de alongamento de 1,05 vezes para largura e 1,0 vezes para

altura (constante). Portanto, no total, existem aproximadamente 134,2 milhões de volumes de controle sendo calculados pelo código VAT.

Como cada unidade de comprimento possui 1024 volumes de controle idênticos e quadrados, temos que

$$\Delta x_{vc} = \Delta y_{vc} = \frac{1}{1024}, \quad (3.67)$$

podemos então imaginar que o primeiro volume de controle alongado terá

$$\Delta x_{vc} = \frac{1,05}{1024}, \quad \Delta y_{vc} = \frac{1}{1024} \quad (3.68)$$

e o volume seguinte terá

$$\Delta x_{vc} = \frac{1,05 \cdot 1,05}{1024}, \quad \Delta y_{vc} = \frac{1}{1024}, \quad (3.69)$$

se repetindo até o último, alongando a malha computacional em x .

Percebe-se na Fig. (3.8.1) que todos os volumes de fronteira possuem pelo menos um volume de isolamento. Este cuidado precisa ser tomado nos bordos de ataque e fuga das pás do rotor. Geometrias muito afiadas tendem a dar problema no código VAT e precisam ser arredondadas para garantir o bom funcionamento do método da fronteira imersa.

3.9 Cascatas Bidimensionais

A análise modal sempre foi adotada no projeto de turbinas aeronáuticas. Métodos analíticos e semi analíticos podem fornecer resultados rápidos e eficientes, mas métodos numéricos podem simular modelos mais realísticos que dão um melhor entendimento da física de propagação das ondas acústicas. A interação rotor-rotor do open rotor possui metodologia analítica para comparação da análise modal (16),(17),(18), mas não foi dada ênfase no assunto. Futuros trabalhos abrangerão este tópico.

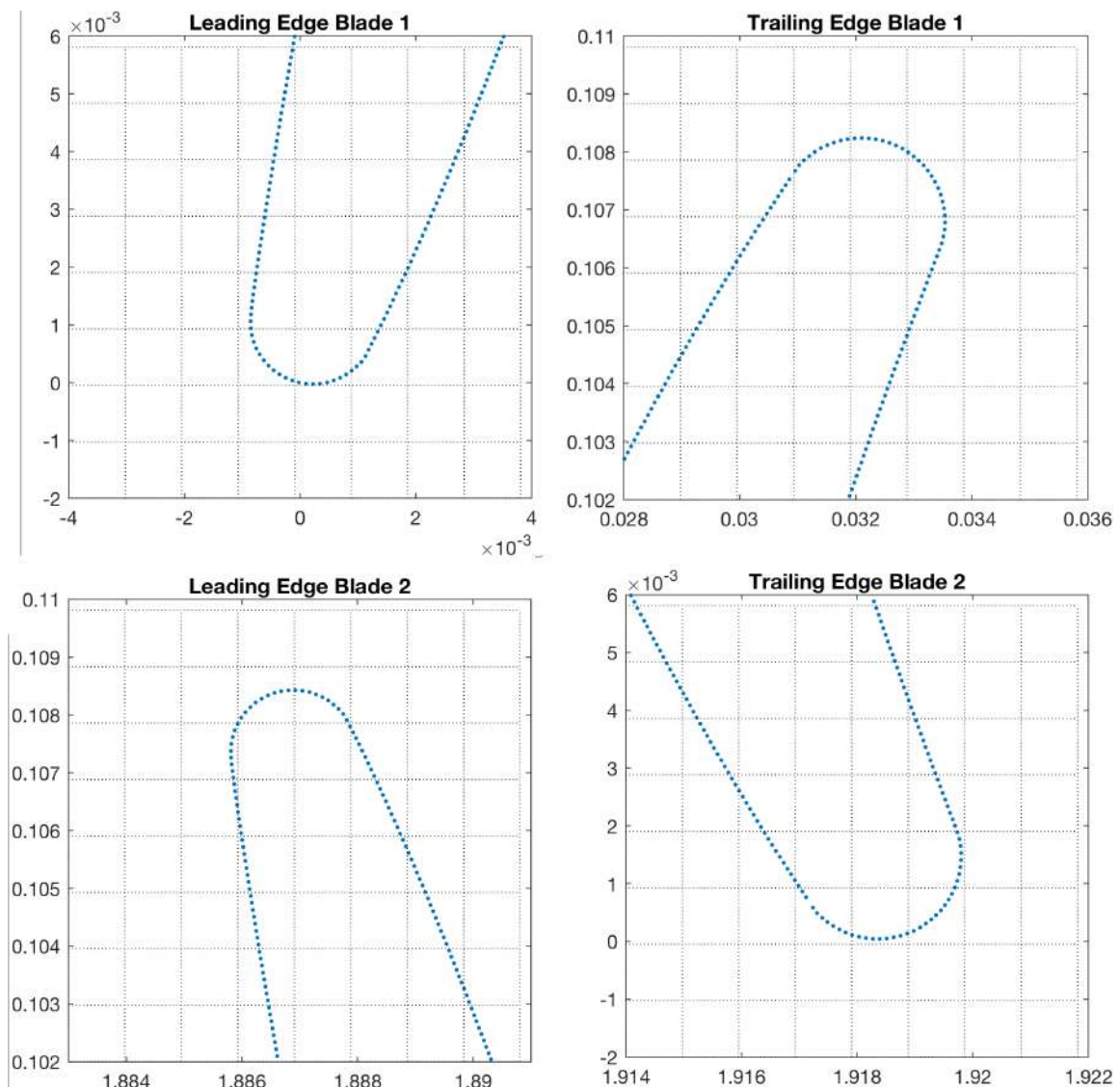


Fig. 3.8.1: Detalhe da malha computacional regular com 1024 volumes de controle por unidade de comprimento. Blade 1 se refere a pá dianteira e Blade 2 se refere a pá traseira.

Considera-se neste trabalho duas cascatas bidimensionais contra-rotativas. O presente domínio computacional pode ser considerado igual a um duto de seção transversal uniforme onde existe um escoamento completamente desenvolvido e invariante na direção axial. Para realizar uma análise modal, é comum considerar que a tomada de ar externo é dada por meio de um tubo anular fino. Desta maneira pode-se desconsiderar a componente radial do escoamento sem perder seu significado físico.

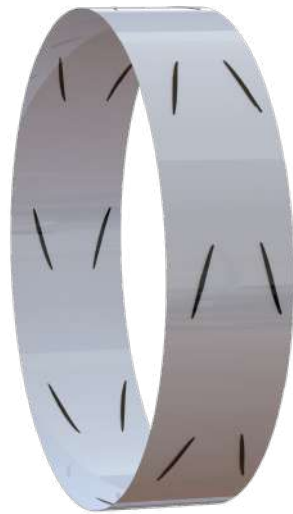


Fig. 3.9.1: Cascatas bidimensionais contra-rotativas.

Imaginando um corte no cilindro da Fig. (3.9.1), pode-se desenrolar o duto e abrir o domínio em uma região plana onde todas as pás se encontram empilhadas em forma de cascata.

3.10 Geometria

O modelo tridimensional (5) constitui a base para as geometrias das pás. O arquivo teve suas dimensões corrigidas para escala de 1:1 em relação a um open rotor real. Como o modelo computacional não é fornecido pela fabricante, toma-se todas as dimensões como aproximadas.

Para conseguir visualizar as pás em duas dimensões, realizou-se um corte no modelo 3D como indicado na Fig. (3.10.1). A vista da parte superior após a realização do corte é representada pela Fig. (3.10.2).

Na vista traseira (Fig. 3.10.3), percebe-se que o raio de rotação das pás dianteiras é maior do que o raio de rotação das pás traseiras. Esta diferença foi ignorada no presente trabalho como medida simplificadora.

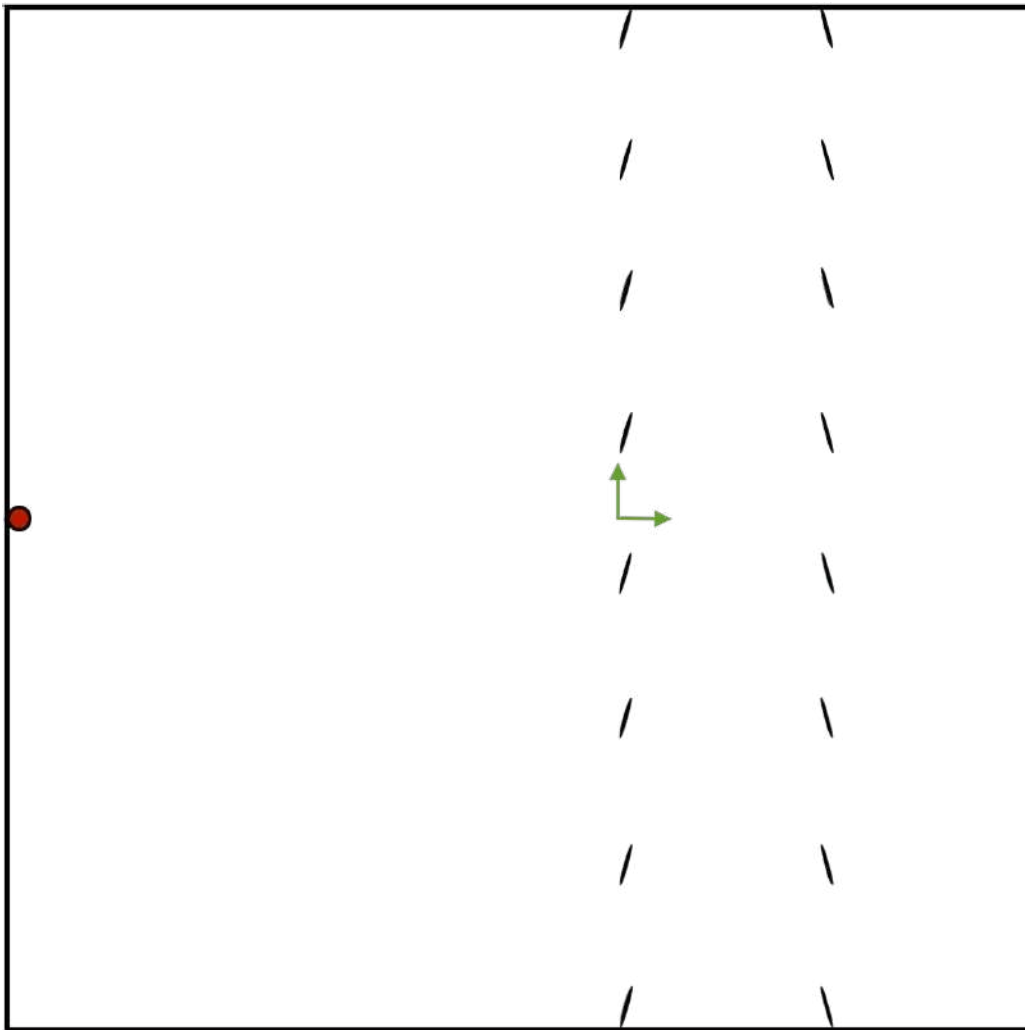


Fig. 3.9.2: Domínio regular 8x8 com duas cascatas de 8 pás contra-rotativas (preto), sonda de pressão (vermelho) e posição da origem (verde).

3.11 Triângulo de Velocidades

Um dos objetivos iniciais deste trabalho consiste em posicionar corretamente os triângulos de velocidades. O caso rotor-rotor precisa ser analisado com cuidado porque o escoamento que chega na cascata de pás traseiras, precisa alinhar com o escoamento que sai da cascata de pás dianteiras. Para escrever em termos mais técnicos, primeiramente será explicada a nomenclatura usada em perfil de aerofólios e posteriormente a teoria de triângulo de velocidades.

Observando a Fig. (3.11.1), tem-se os seguintes pontos principais:



Fig. 3.10.1: Seção de corte para obtenção das geometrias bidimensionais.

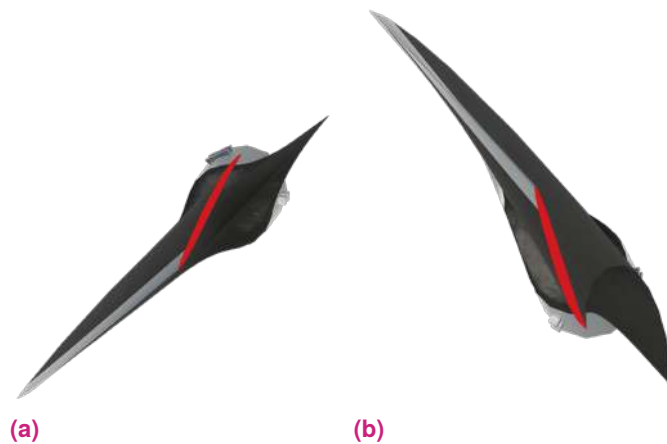


Fig. 3.10.2: (a) Geometria bidimensional da pá dianteira, (b) geometria bidimensional da pá traseira.

- Ponto A: conhecido como bordo de ataque ou *leading edge*. É a região onde o escoamento não perturbado tem o primeiro contato com a pá.
- Ponto B: conhecido como bordo de fuga ou *trailing edge*. É a região por onde o fluido deixa de interagir com a pá.
- Comprimento L: a corda. É constituída pela linha que liga os pontos A e B.
- Ângulo α : ângulo de ataque. É o ângulo entre a corda e o escoamento não perturbado.

O triângulo de velocidades, ou diagrama de velocidades, é a representação vetorial da cinemática do escoamento que passa pelas pás do rotor. Deve ser desenhado tanto no bordo de ataque quanto no bordo de fuga de cada cascata, sendo \mathbf{u} a velocidade linear das pás, \mathbf{v} a velocidade absoluta do escoamento no infinito e \mathbf{w} a velocidade relativa do fluido em relação a pá. Velocidades no referencial estacionário são nomea-



Fig. 3.10.3: Vista traseira do open rotor de pás contra-rotativas.

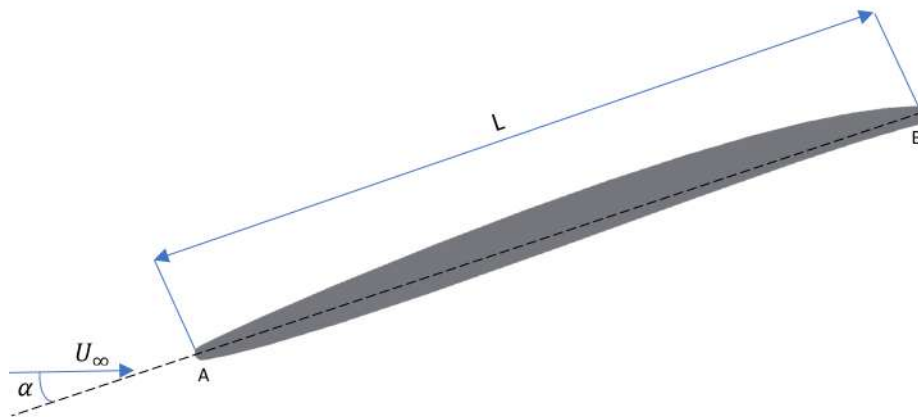


Fig. 3.11.1: Desenho esquemático das dimensões padrões para um aerofólio aerodinâmico.

das como absolutas e velocidades no referencial rotativo das pás são nomeadas como relativas.

De maneira análoga, um ciclista em alta velocidade tem a sensação que as gotas de chuva caem inclinadas em sua direção, mesmo que elas estejam caindo perfeitamente na vertical. O ciclista é o observador em movimento, percebendo a velocidade relativa. No momento que ele desce da bicicleta e observa a chuva, nota a velocidade absoluta das gotas caindo verticalmente.

Analisando as figuras (3.11.2) e (3.11.3) nota-se as seguintes observações:

1. A velocidade \mathbf{v}_{TE_1} possui mesmo módulo, direção e sentido da velocidade \mathbf{v}_{LE_2} .

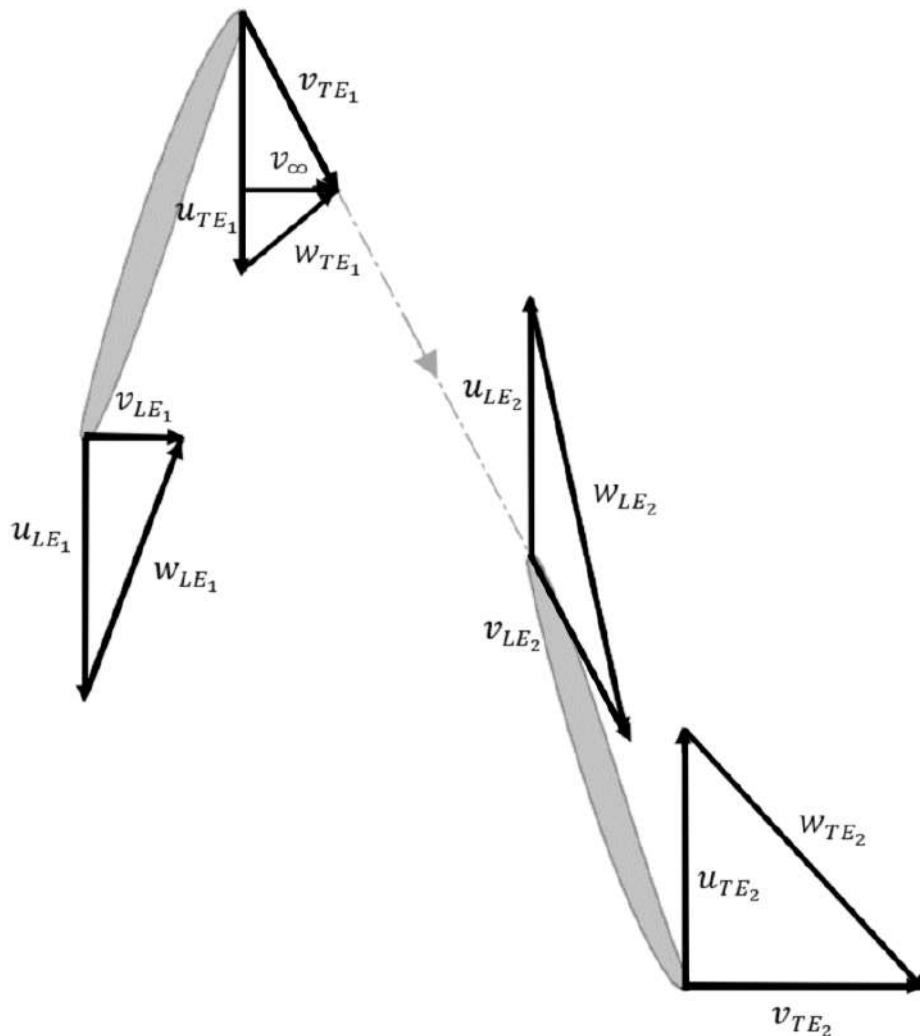


Fig. 3.11.2: Triângulo de velocidades para cascatas bidimensionais contra-rotativas.

2. A velocidade v_{TE_2} apenas possui componente meridional. Essa condição foi imposta como condição de projeto para se obter máxima eficiência. Se existisse componente tangencial, a energia do ar no bordo de fuga seria parcialmente dissipada para rotacionar o fluido em vez de fornecer empuxo aerodinâmico.
3. Considerou-se que a componente meridional da velocidade v_{TE_1} é igual a velocidade v_{LE_1} que é igual a velocidade do escoamento não perturbado v_∞ . Essa condição desconsidera o ganho de velocidade do fluido ao passar pela pá, mas é uma boa aproximação inicial para fechar o triângulo. Quando a velocidade real no bordo de fuga for numericamente calculada, o triângulo será modificado.

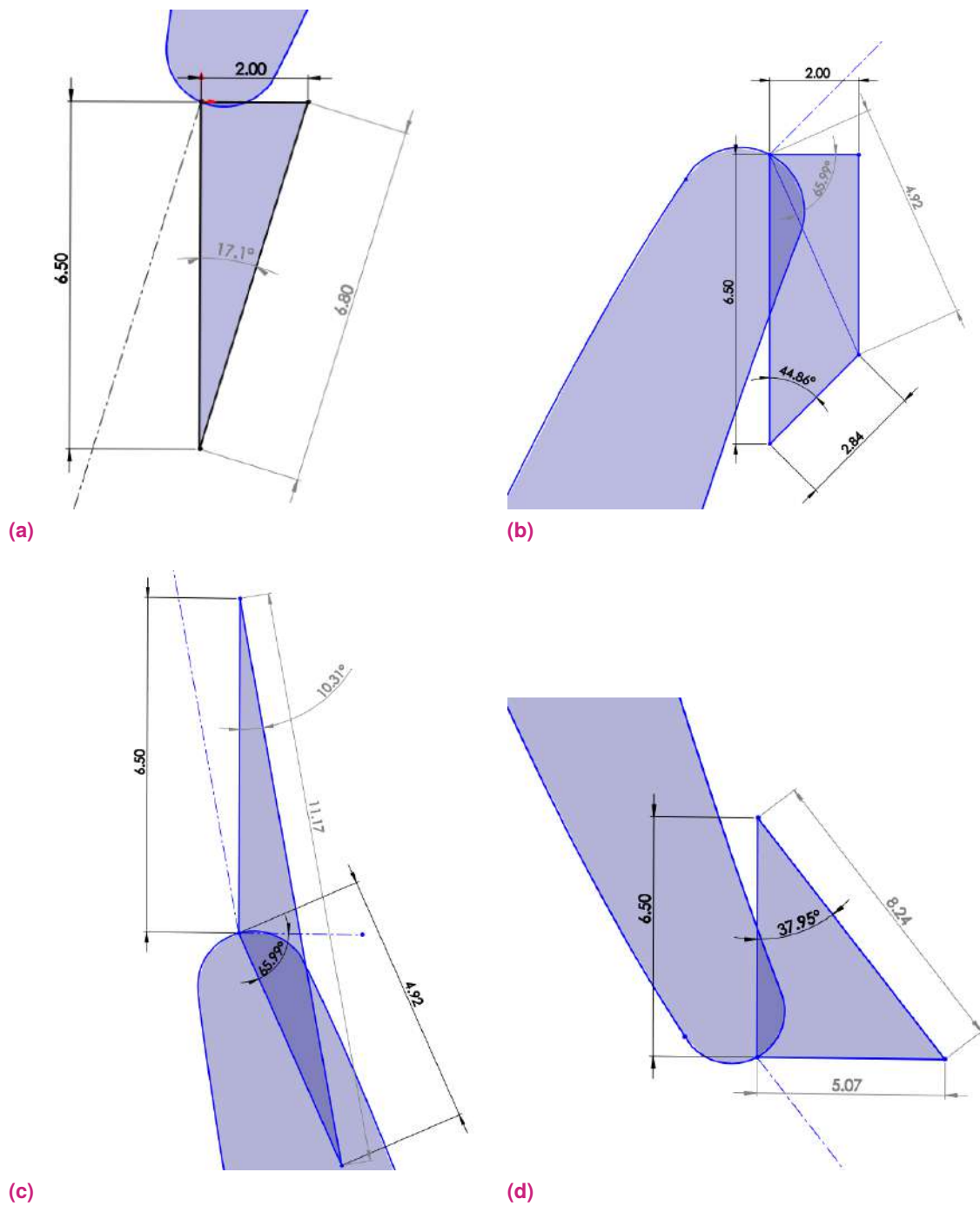


Fig. 3.11.3: (a) Bordo de ataque da cascata de pás dianteiras, (b) bordo de fuga da cascata de pás dianteiras, (c) bordo de ataque da cascata de pás traseiras, (d) bordo de fuga da cascata de pás traseiras.

A Fig. (3.11.3) foi construída utilizando o software SolidWorks e, para melhor visualização, todas as dimensões do triângulo foram multiplicadas por dez. Por exemplo, onde se lê 6.50, leia-se 0,65. Os ângulos não são afetados pela multiplicação.

Como o software usa o sistema americano de separação decimal, troca-se o ponto por vírgula.

As velocidades dos triângulos estão adimensionalizadas pela velocidade do som. Temos que a velocidade linear das pás é de 0,65 Mach e a velocidade do escoamento não perturbado é 0,2 Mach, então para as condições iniciais de pressão, temperatura e velocidade do som

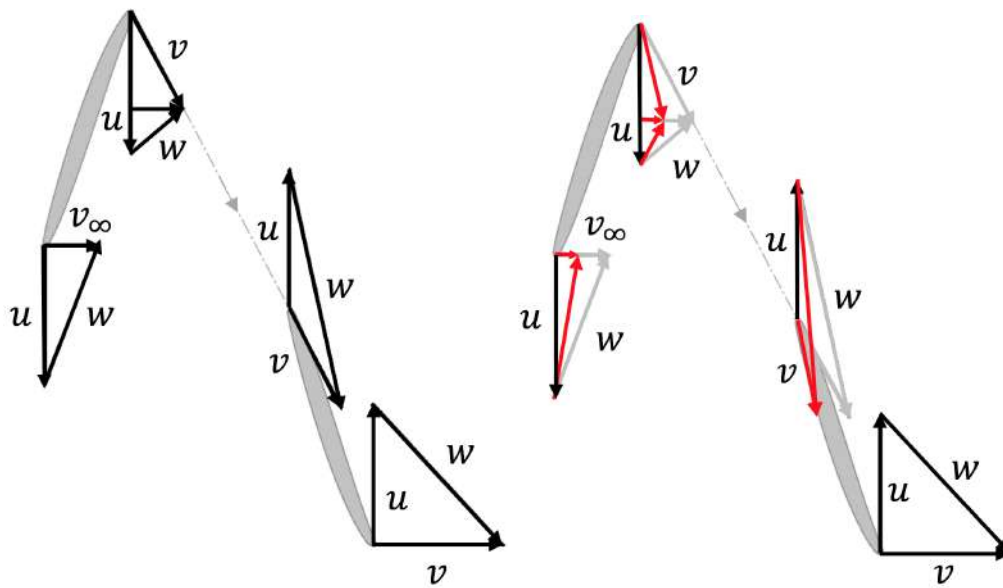
$$P = 101\,325 \text{ Pa}, \quad T = 300 \text{ K}, \quad c = 347,19 \text{ m/s}, \quad (3.70)$$

os valores dimensionais são aproximadamente:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{LE_1} = -\mathbf{u}_{LE_2} &= -225,67 \text{ m/s}, \\ \mathbf{v}_{LE_1} &= 69,44 \text{ m/s}. \end{aligned} \quad (3.71)$$

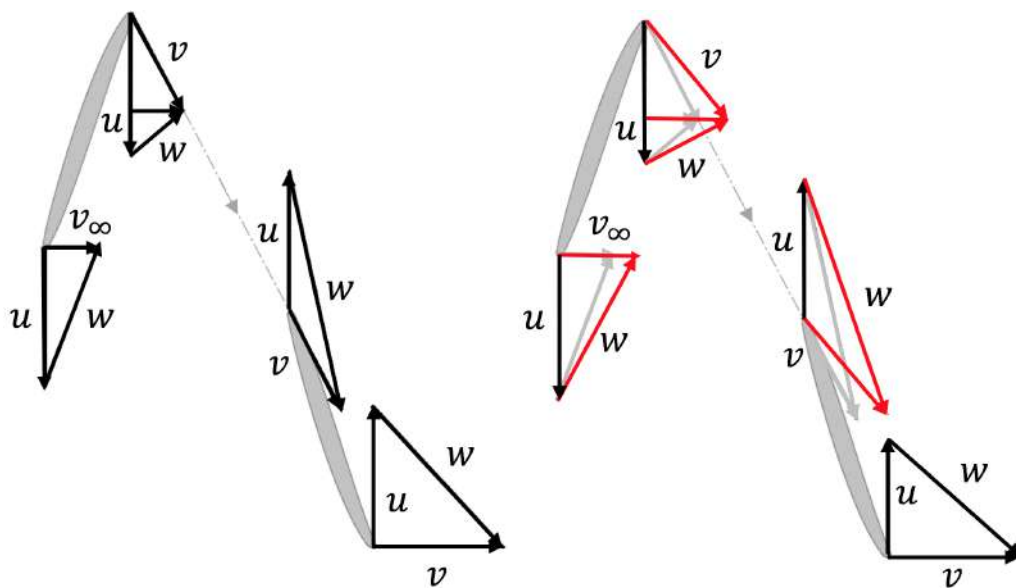
3.11.1 Carregamento sobre as Pás

O carregamento sobre as pás pode ser alterado com modificações em uma das três velocidades principais do triângulo de velocidades. Ao fixar a posição das pás, pode-se alterar a velocidade absoluta do escoamento não perturbado \mathbf{v}_∞ enquanto a velocidade linear \mathbf{u} se mantém constante. Esta ação resultará na mudança da velocidade relativa \mathbf{w} para posição não paralela à corda. A Fig. (3.11.4) mostra a comparação entre o triângulo de velocidades na condição de projeto e a condição de aumento no carregamento, com \mathbf{w} se tornando cada vez mais vertical na medida que $\mathbf{v}_\infty \rightarrow 0$. A Fig.(3.11.5) mostra a comparação entre o triângulo de velocidades na condição de projeto e a condição de decréscimo no carregamento, com \mathbf{w} se tornando cada vez mais horizontal na medida que $\mathbf{v}_\infty \rightarrow \infty$.



(a) (b)

Fig. 3.11.4: (a) Triângulo de velocidades para a condição de projeto, (b) triângulo de velocidades com aumento de carregamento.



(a) (b)

Fig. 3.11.5: (a) Triângulo de velocidades para a condição de projeto, (b) triângulo de velocidades com diminuição de carregamento.

3.12 Estabilidade Numérica

O passo temporal utilizado na simulação é definido com base no número de CFL². Este número representa a relação entre a velocidade de propagação física e a veloci-

²Courant-Friedrich-Levy

dade de propagação numérica. Dessa forma, o passo temporal dimensional depende da resolução da malha adotada. Quanto maior a resolução, menor deve ser o passo temporal, ou seja, quanto menor o volume de controle menor deve ser o passo temporal. O número de CFL pode ser representado da seguinte maneira:

$$CFL = \frac{a + u_{max}}{\frac{\Delta x_{vc}}{\Delta t}}, \quad (3.72)$$

em que a representa a velocidade de propagação do som, u_{max} é a maior velocidade física envolvida (velocidade linear das pás contra-rotativas), Δx_{vc} pode ser calculado com a Eq. (3.67) e CFL igual a 0,40. Portanto, tem-se que o passo temporal utilizado nas simulações é de

$$\Delta t = 2,4 \times 10^{-7}. \quad (3.73)$$

Este valor apenas é válido para uma resolução de 1024 volumes de controle. Com resolução de 2048, o valor deve ser diminuído pela metade e com resolução 512 o valor deve ser dobrado.

3.13 Visualização

O VAT permite exportar arquivos contendo diferentes propriedades do escoamento. A variável β_T possibilita a visualização do campo aeroacústico e aerodinâmico simultaneamente. Esta variável é dada por:

$$\beta_T = \sqrt[10]{\nabla T}. \quad (3.74)$$

Por ser extremamente sensível, é possível visualizar gradientes de pressão, ondas de choque, esteiras de vorticidade e o campo aeroacústico em uma única imagem.

” *All models are wrong, but some models are useful.*

— **George P. E. Box**

O código VAT é utilizado extensivamente no CAALab da Universidade de Brasília, existindo diversas validações para casos físicos em um leque de situações aerodinâmicas (10) (19) (20) (21) (22) (23) (24), etc. Pela primeira vez o caso Open Rotor está sendo estudado, portanto algumas implementações no código numérico foram desenvolvidas.

Com intuito de acomodar duas cascatas de pás contra-rotativas, o código numérico recebeu nova sub-rotina responsável por movimentação de geometrias móveis. Para garantir que o problema seja cíclico, assim que as fronteiras móveis atingem o fim da malha regular em $+y$ ou $-y$, elas deverão ser refletidas para a extremidade oposta. O caso numérico rotor-estator previamente estudado no laboratório forneceu a sub-rotina para reflexão de fronteira móvel. Aprimorou-se o código já existente com objetivo de receber múltiplas geometrias móveis com velocidades independentes. O código VAT adaptou-se às mudanças sem apresentar problemas, mostrando a capacidade de se moldar à demanda de cada caso aerodinâmico. Para garantir o melhor aproveitamento do hardware de processamento, todas as mudanças dentro do VAT foram acompanhadas de programação OpenMP e interface MPI. Dessa maneira, pôde-se utilizar o potencial total do cluster presente.

4.1 Resolução da Malha Computacional

Logo antes de se iniciarem as simulações numéricas, não era sabido qual o número ideal de volumes de controle por unidade de comprimento para obtenção de resultados satisfatórios. Realizou-se teste com 2048 volumes de controle, resultando em um domínio de resolução 32768×16384 , totalizando quase 537 milhões de volumes de controle. O custo de se possuir uma resolução muito alta é o enorme tempo para se obter resultados. Além do aumento do tempo por iteração, o passo temporal precisa ser diminuído pela metade para atender o número de CFL. Decidiu-se fazer uma comparação entre os casos 2048 e 1024. As visualizações a seguir (4.1.1 e 4.1.2) correspondem ao mesmo tempo físico e condições iniciais de escoamento idênticas.

Percebe-se que com 2048 volumes a resolução é maior e a qualidade da imagem é superior. As propriedades ficam melhor definidas, com diminuição aparente do erro advindo das propriedades médias nas superfícies de controle. Os modos acústicos já começam a se formar, sendo observados na região entre cascatas. Os pequenos detalhes obtidos com essa resolução trazem, em contrapartida, alto custo computacional.

Com 1024 volumes, percebe-se que a região a montante das pás está com pior resolução, mostrando menor clareza no entrecruzamentos de linhas. Os modos acústicos em formação ainda podem ser visualizados e é possível contá-los.

Manter a resolução em 2048 traz muitas vantagens, porém o tempo de execução se tornou o principal problema para obtenção de resultados. O tamanho em gigabytes de cada arquivo de visualização é significativamente maior e poucas visualizações eram suficientes para ocupar todo o armazenamento disponível. Diminuir a resolução para 1024 volumes de controle não impediu a aquisição de resultados proveitosos. O tamanho da massa de dados diminuiu e mais casos puderam ser testados no mesmo intervalo de tempo.

Pelos fatores enunciados acima, tomou-se a decisão de utilizar 1024 volumes. As imagens (Figs. 4.2.1 até 4.2.6) mostradas a seguir possuem resolução de 16384×8192 volumes de controle.

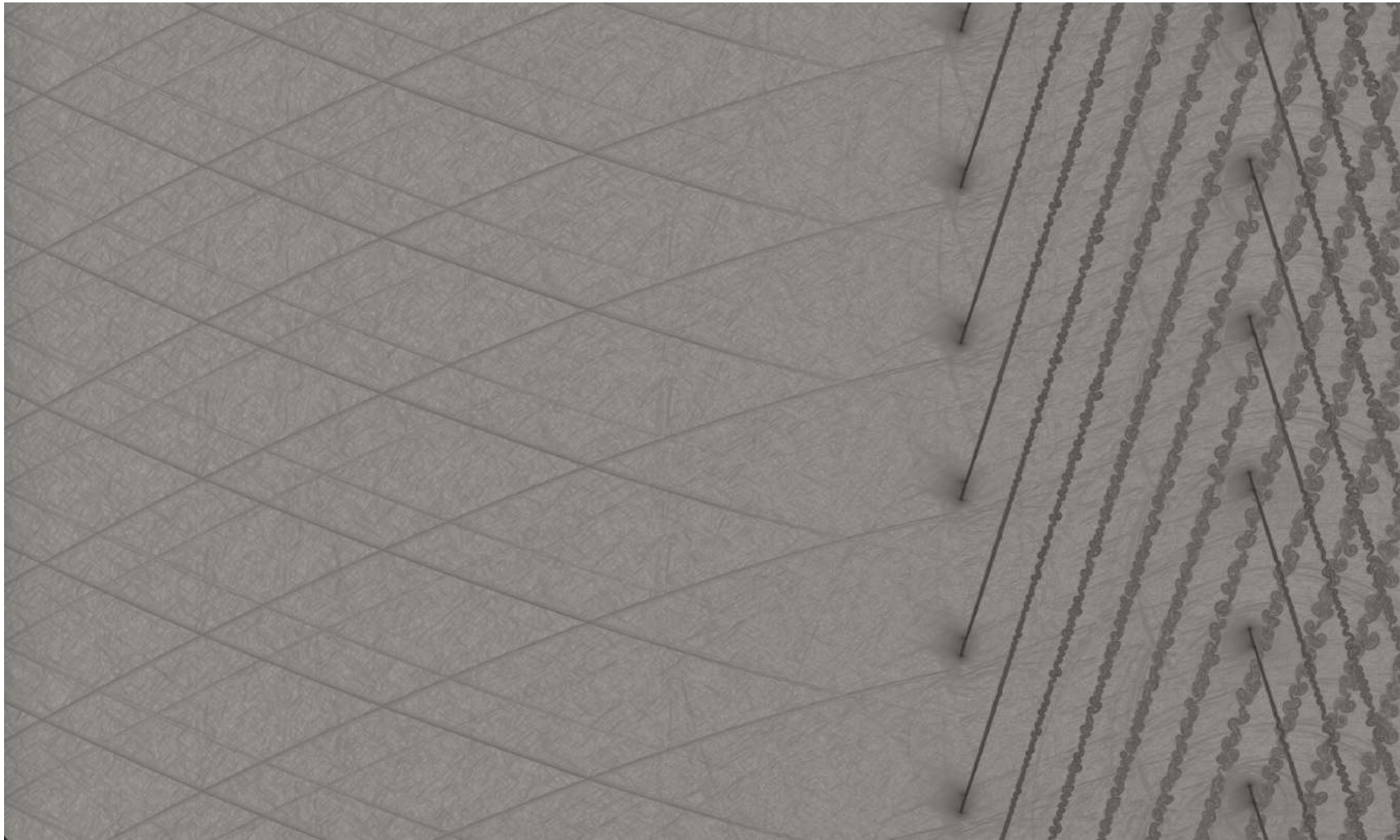


Fig. 4.1.1: Visualização β_T para 2048 volumes de controle por unidade de comprimento. Zoom aplicado para fins comparativos.

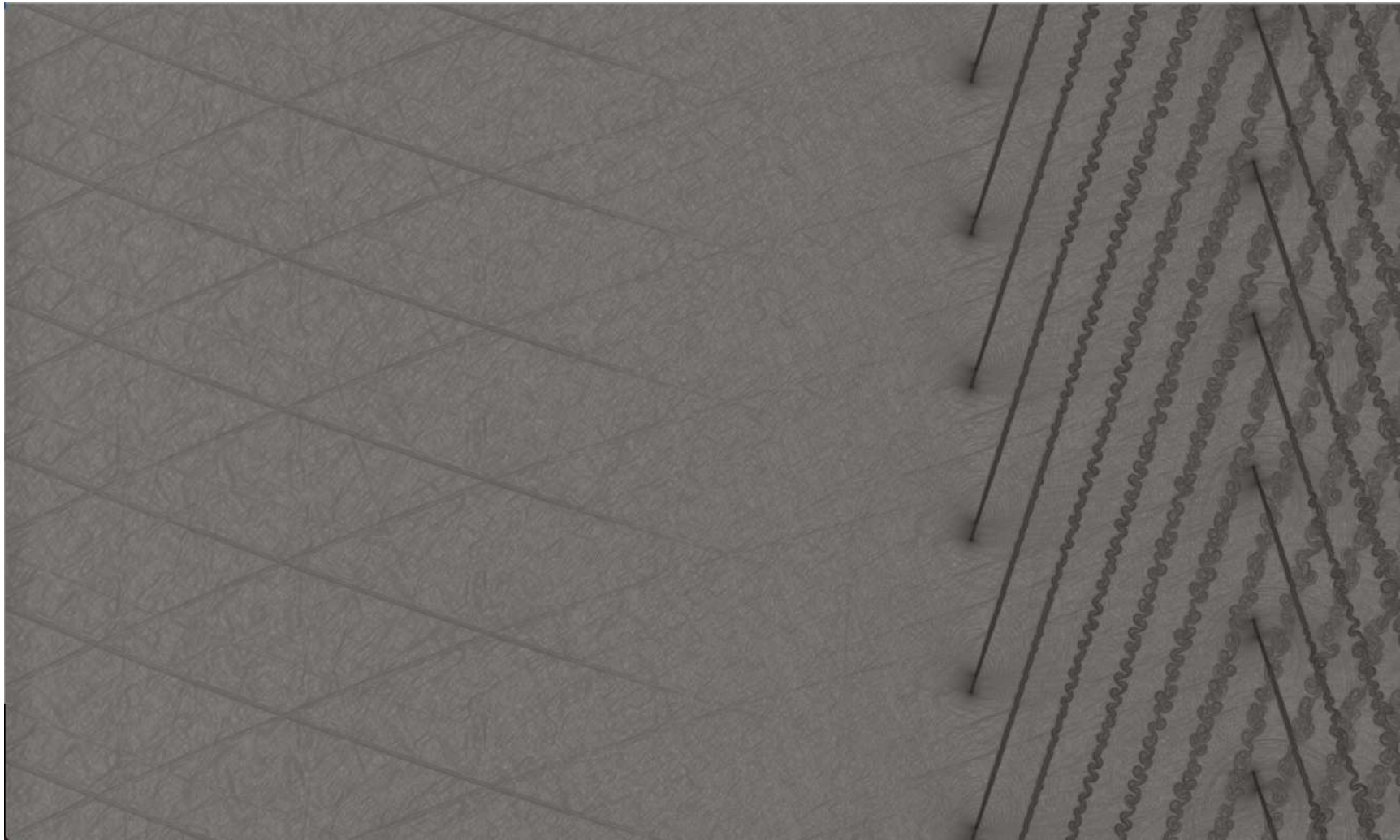


Fig. 4.1.2: Visualização β_T para 1024 volumes de controle por unidade de comprimento. Zoom aplicado para fins comparativos.

4.2 Evolução Temporal do Escoamento

4.2.1 Escoamento Não Perturbado Mach 0,2

Nesta seção será demonstrada a evolução temporal do escoamento para o caso onde a velocidade do escoamento não perturbado é Mach 0,2. Para esta velocidade, as pás dos rotores estão posicionadas na condição de projeto. A velocidade relativa w está posicionada em paralelo com a corda das pás da cascata dianteira e com a corda das pás traseiras, respeitando o triângulo de velocidades da Fig. (3.11.2). Este paralelismo foi imposto geometricamente, sem precisão exata da posição.

As imagens seguem em ordem cronológica, observadas de 120.000 em 120.000 iterações. Convertendo para tempo físico, a primeira imagem corresponde a um de tempo de 0,0288 s, a segunda corresponde a 0,0576 s e assim por diante.

Na visualização da iteração 120.000 (Fig. 4.2.1), pôde-se perceber que as cascatas contra-rotativas estão em movimento e a condição de movimento circular cíclico está sendo atendida. Como comprovação, nota-se que ambas as esteiras de vorticidade da cascata dianteira e da cascata traseira estão sendo refletidas da parte superior para a inferior e vice-versa. Também é possível contar 8 geometrias na primeira cascata e 8 geometrias na segunda cascata, de acordo com o esperado.

Nesta primeira imagem observa-se pares de ondas que iniciam logo à frente das geometrias e se entrecruzam a montante. As provenientes da cascata dianteira caminham para a parte superior e as provenientes da cascata traseira caminham em direção à parte inferior. Estas perturbações são provenientes do início e término da aceleração inicial do escoamento.

Nesta simulação, utilizou-se apenas 1.000 iterações para acelerar todo o escoamento da condição de estagnação para a condição de Mach 0,2. Isto gerou uma intensa onda de pressão que foi captada pela variável β_T . Percebe-se que elas vão continuamente desaparecendo em iterações maiores.

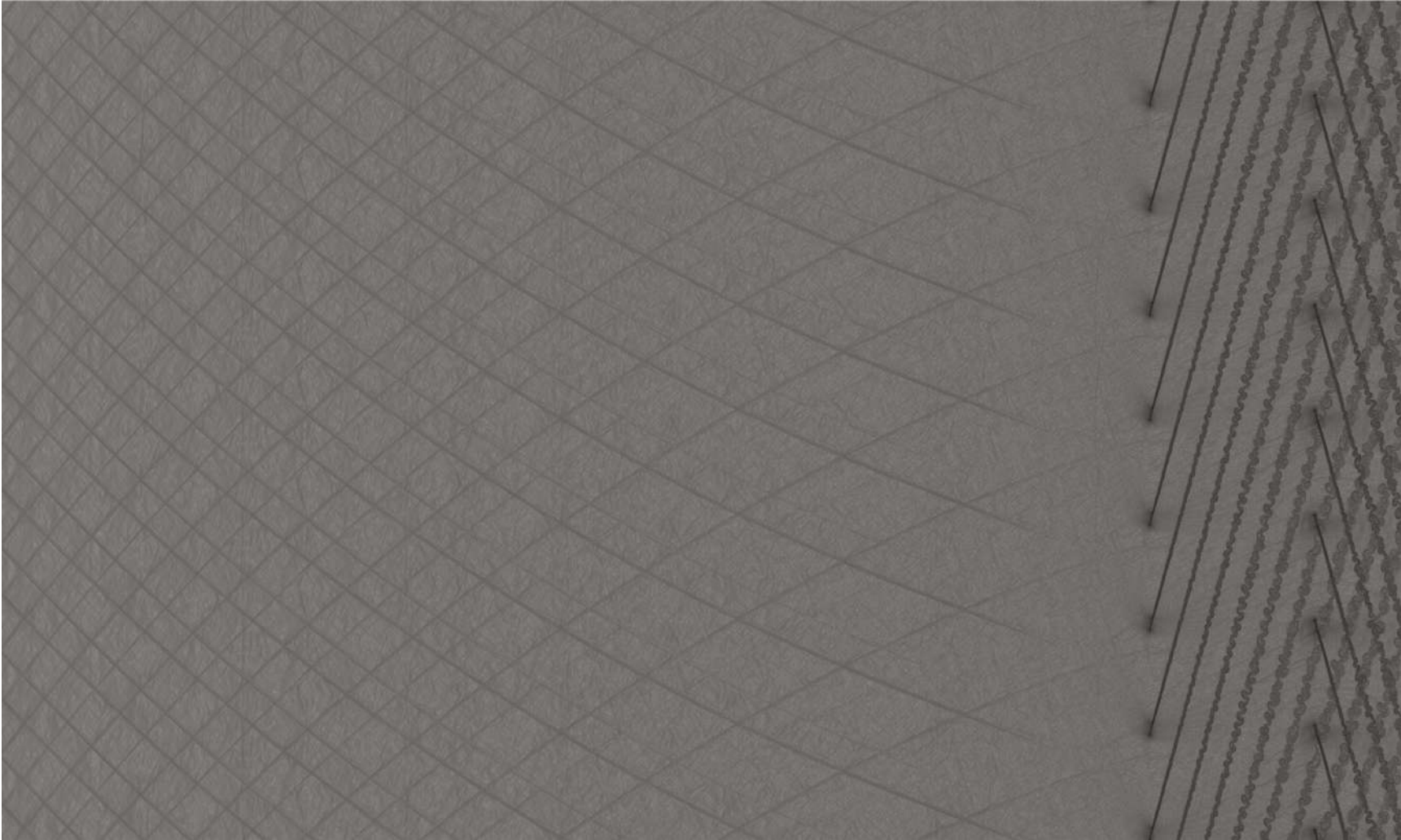


Fig. 4.2.1: Visualização iteração 120.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.

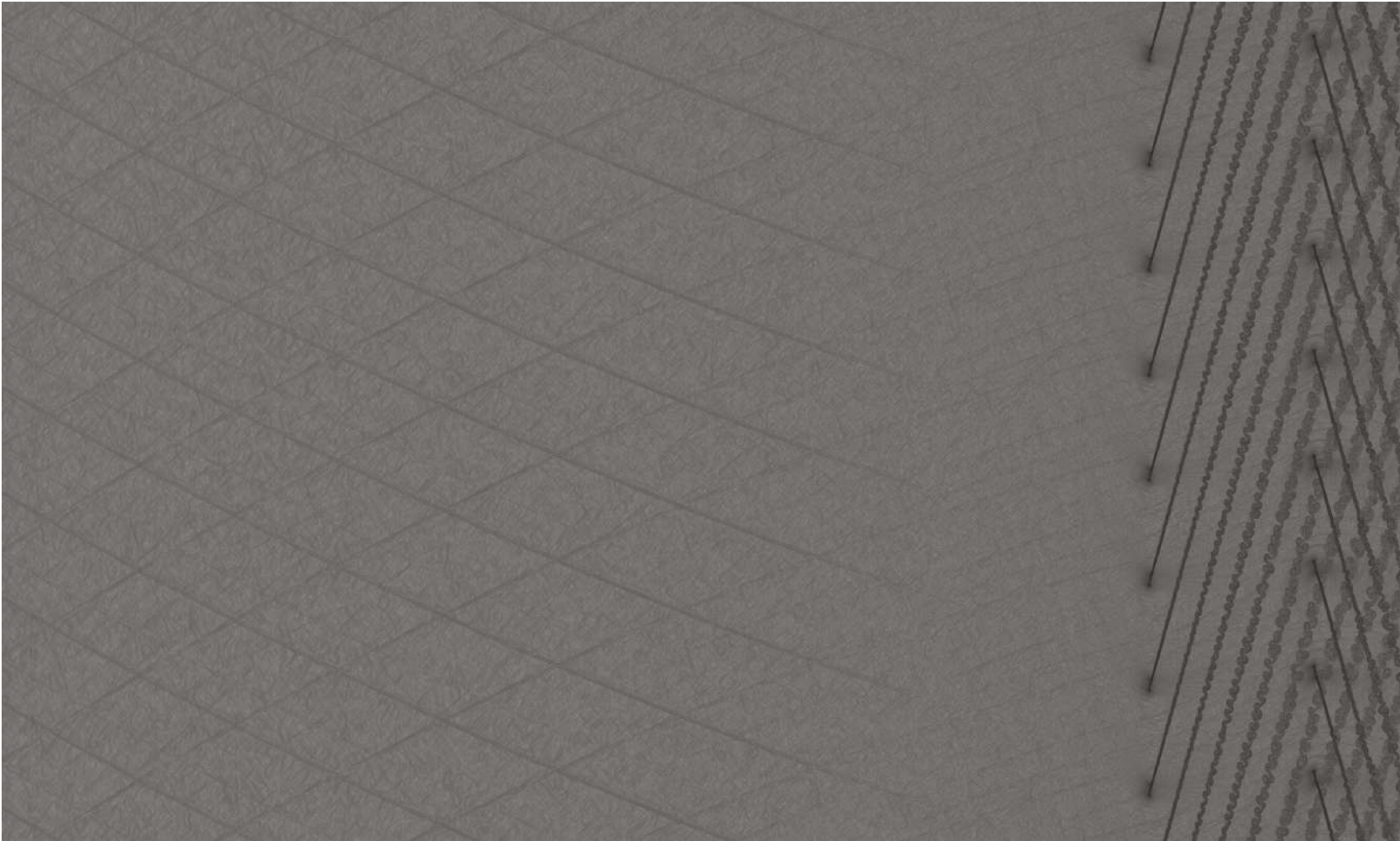


Fig. 4.2.2: Visualização iteração 240.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.

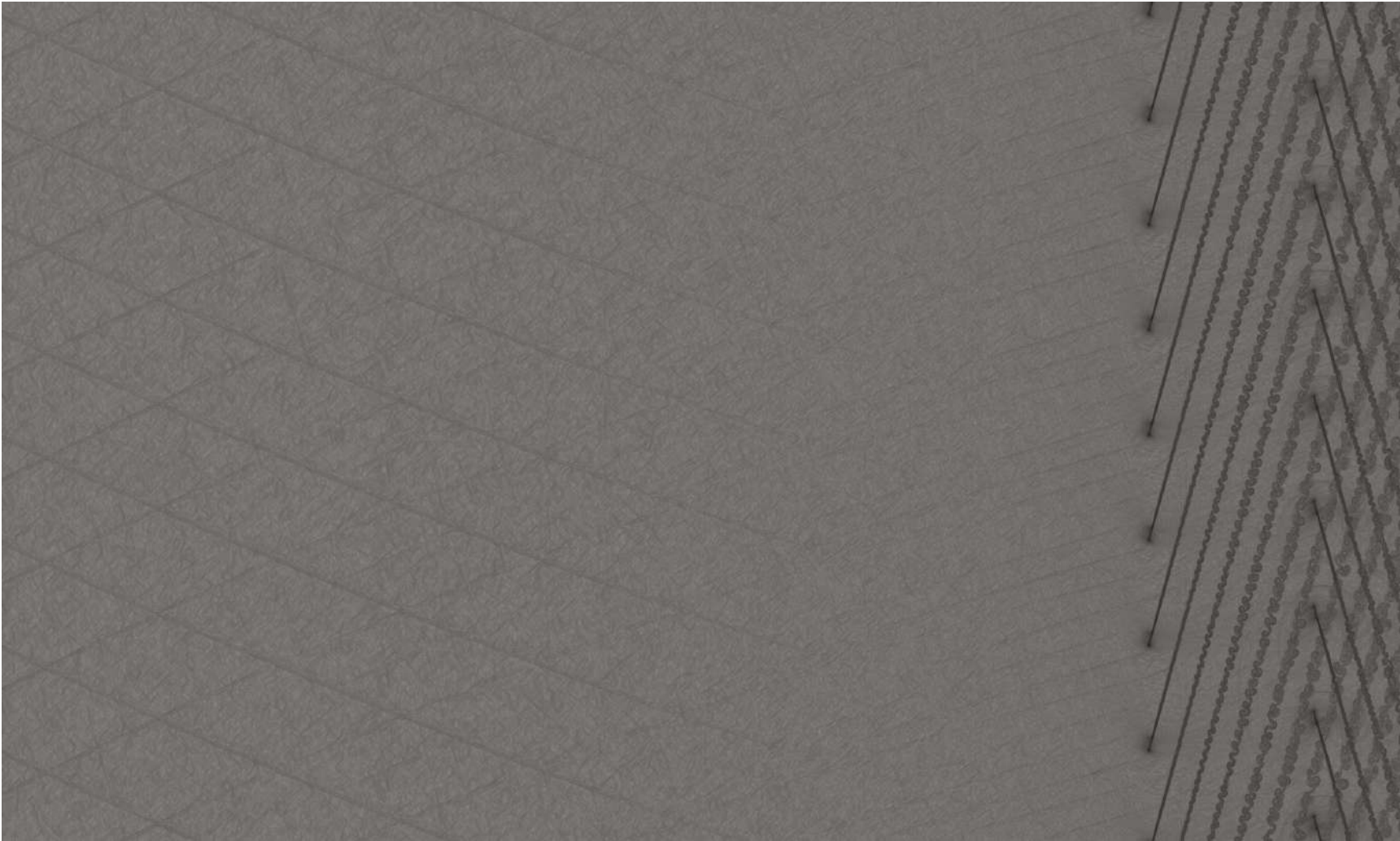


Fig. 4.2.3: Visualização iteração 360.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.

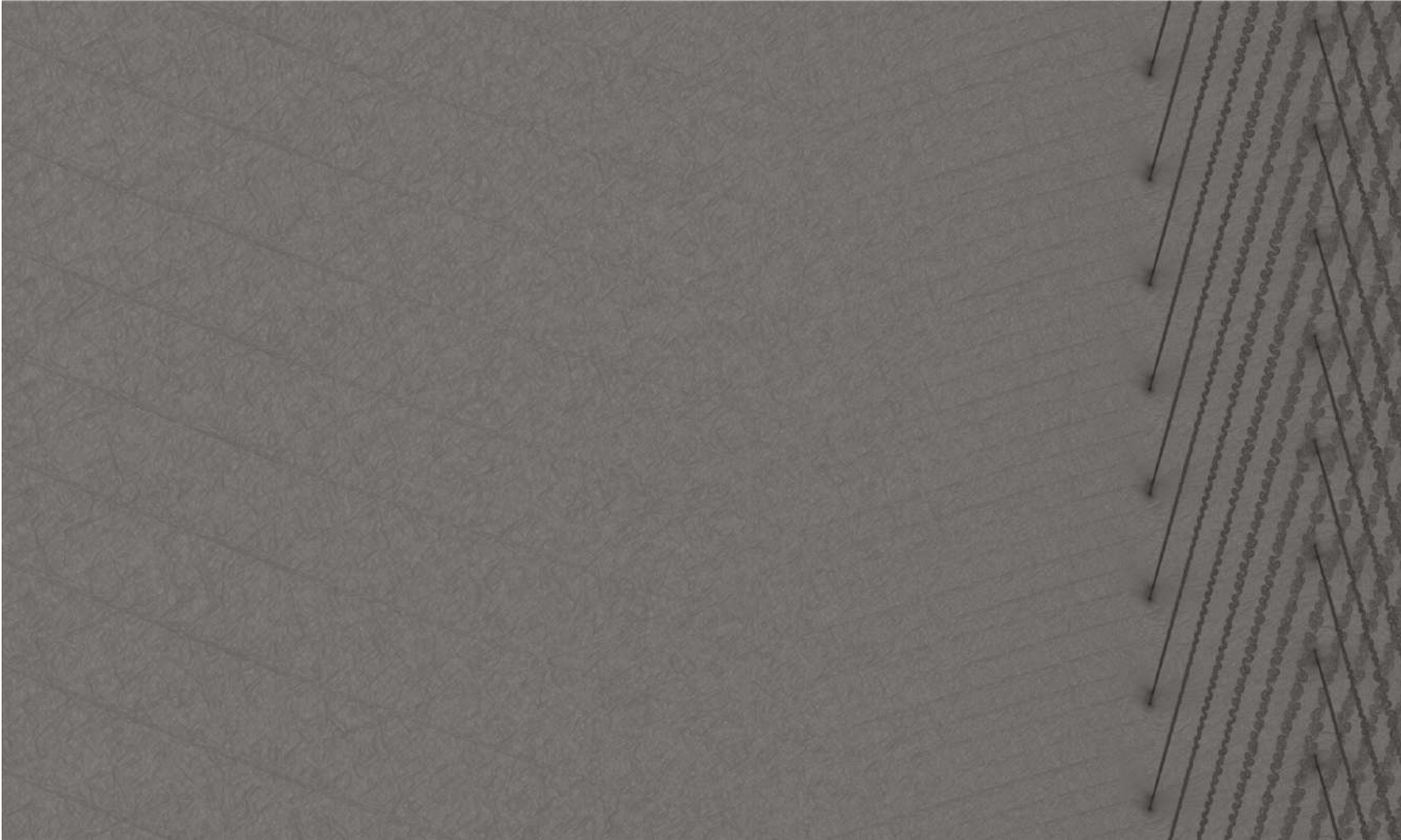


Fig. 4.2.4: Visualização iteração 480.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.

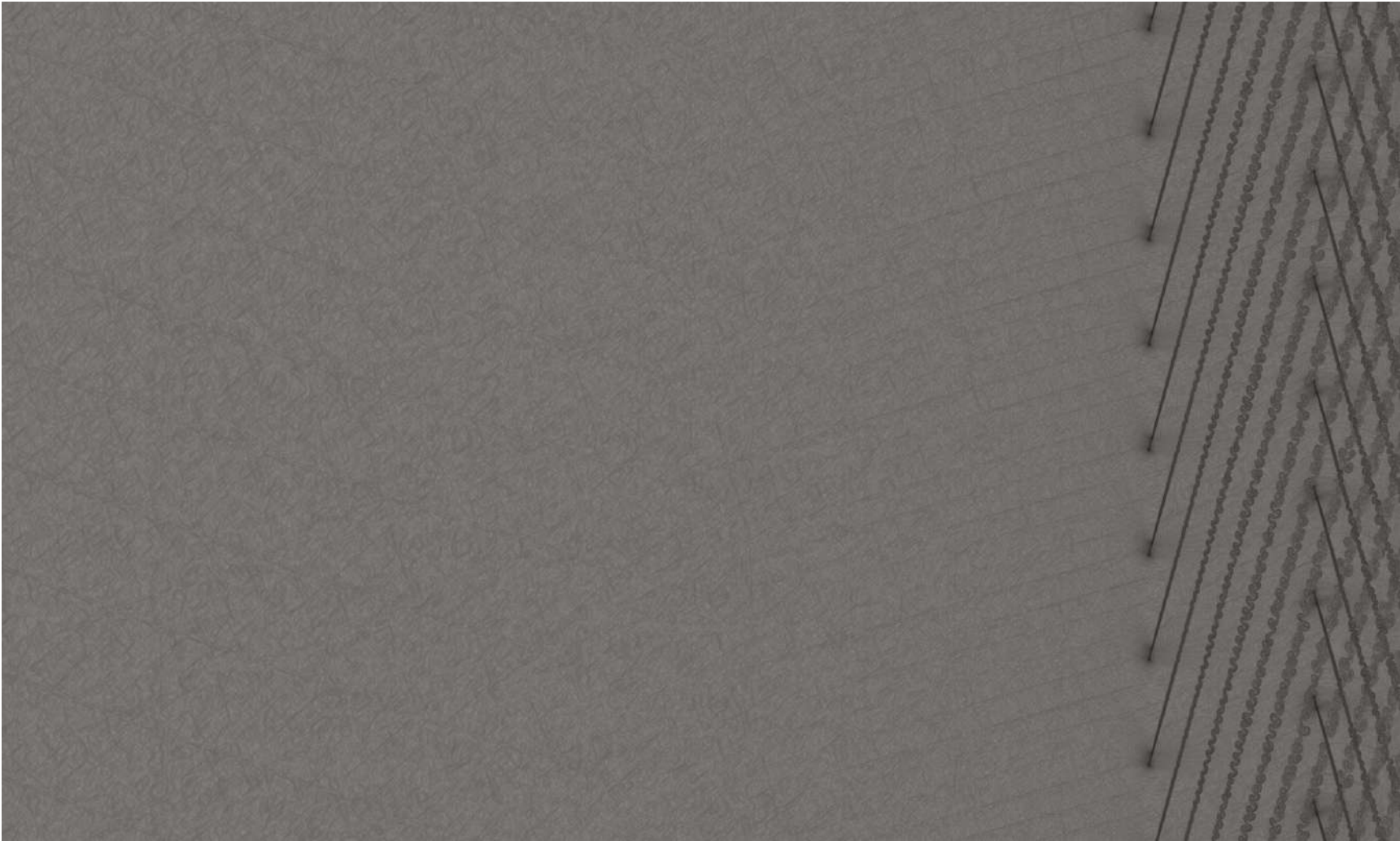


Fig. 4.2.5: Visualização iteração 600.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.

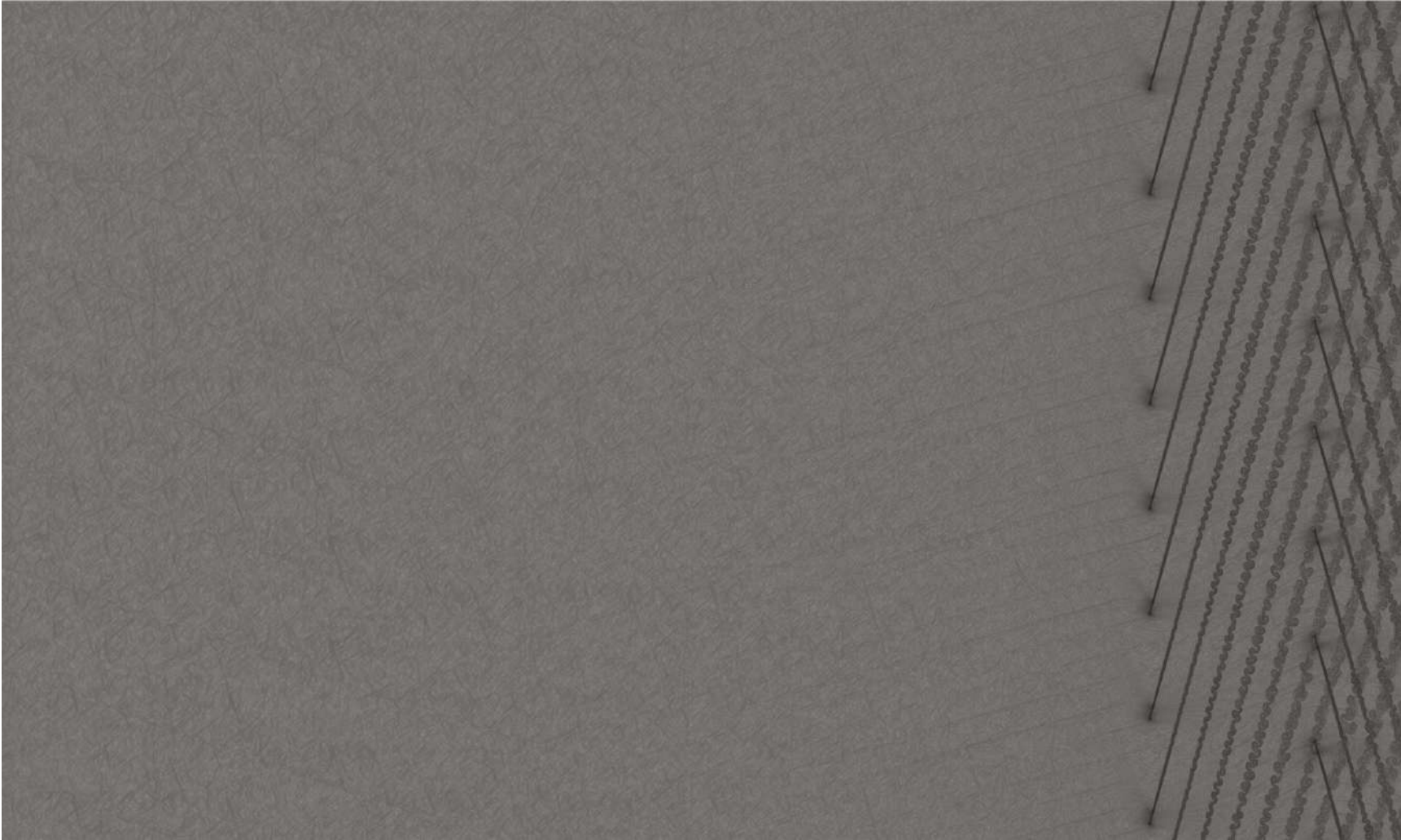


Fig. 4.2.6: Visualização iteração 720.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0,2.

Na iteração 240.000 (Fig. 4.2.2), percebe-se que a presença do início da aceleração fica cada vez menos evidente e as esteiras de vorticidade se cruzam, começando a interagir entre si. Percebe-se o achatamento dos “losangos” formados pelas fortes ondas de início e final da aceleração.

Na iteração 360.000 (Fig. 4.2.3), pequenas linhas inclinadas podem ser visualizadas em frente a primeira cascata. Estas são indicativos que os modos acústicos estão se formando.

Entre as iterações 480.000 (Fig. 4.2.4) e 600.000 (Fig. 4.2.5), vemos a presença da aceleração desaparecendo até ser praticamente invisível. Pouco se nota sobre a variação dos modos acústicos. Primeiramente não eram visíveis, depois começaram a surgir, cresceram em comprimento e se mantiveram por um grande número de iterações sem grandes mudanças.

Na iteração 720.000 (Fig. 4.2.6) realiza-se a contagem dos modos. Existem 32 linhas visualmente paralelas e com leve inclinação. Caminham a montante do escoamento e quase invisíveis na região a jusante das pás, em acordo com o open rotor real. Ao assistir vídeos da aeronave russa Tupolev Tu-95 “The Bear” (25), percebe-se um ruído altíssimo da aeronave enquanto a mesma se aproxima da câmera. Quando a aeronave está próxima, quase por cima do observador, o ruído aumenta ainda mais. Isto ocorre provavelmente porque o microfone da camera alinhou com o ângulo dos modos acústicos. Assim que a aeronave cruza por este ponto crítico, o observador entra na região a jusante do escoamento, percebendo um ruído bem mais reduzido, apenas devido ao “ruído de jato” proveniente da saída do ar que gera impulso aerodinâmico.

4.3 Alteração do Carregamento nas Pás

O escoamento não perturbado com velocidade Mach 0,2 não estava demonstrando grandes variações na visualização dos modos, portanto se decidiu aumentar a carga nas pás.

Para aumentar a carga nas pás, pode-se usar os seguintes procedimentos:

- Manter o escoamento não perturbado inalterado e alterar o ângulo de ataque das pás. Dessa maneira a velocidade relativa w não ficará alinhada com a corda.
- Manter a posição das cascatas inalteradas e alterar a velocidade do escoamento não perturbado. Dessa maneira, altera-se a velocidade absoluta v e novamente a velocidade relativa não ficará alinhada com a corda. Vide Figs. (3.11.4 e 3.11.5).

Como ambos os métodos tiram as pás da posição de menor esforço, escolheu-se o mais simples. No código VAT, é consideravelmente menos trabalhoso alterar a velocidade do escoamento não perturbado do que trabalhar com novas posições de geometrias. Isso é uma característica intrínseca da maneira como o código foi construído.

A seguir serão apresentadas visualizações para diferentes velocidades do escoamento a partir de Mach 0,15 até Mach 0,30. Após observar a evolução temporal na seção anterior com resolução de 16384×8192 volumes de controle, decidiu-se reduzir o domínio computacional para 8192×8192 v.c. Esta nova configuração diminuiu o tempo de processamento da simulação numérica. Observa-se nas imagens a seguir ondas provenientes do início e fim da aceleração mais brandas. Isto se deve ao fato do escoamento ser acelerado em 10.000 iterações, em contraste com 1.000 iterações do caso anterior.

Cada visualização corresponde à ultima imagem obtida e, posteriormente são apresentados todos os respectivos espectros de pressão RMS.

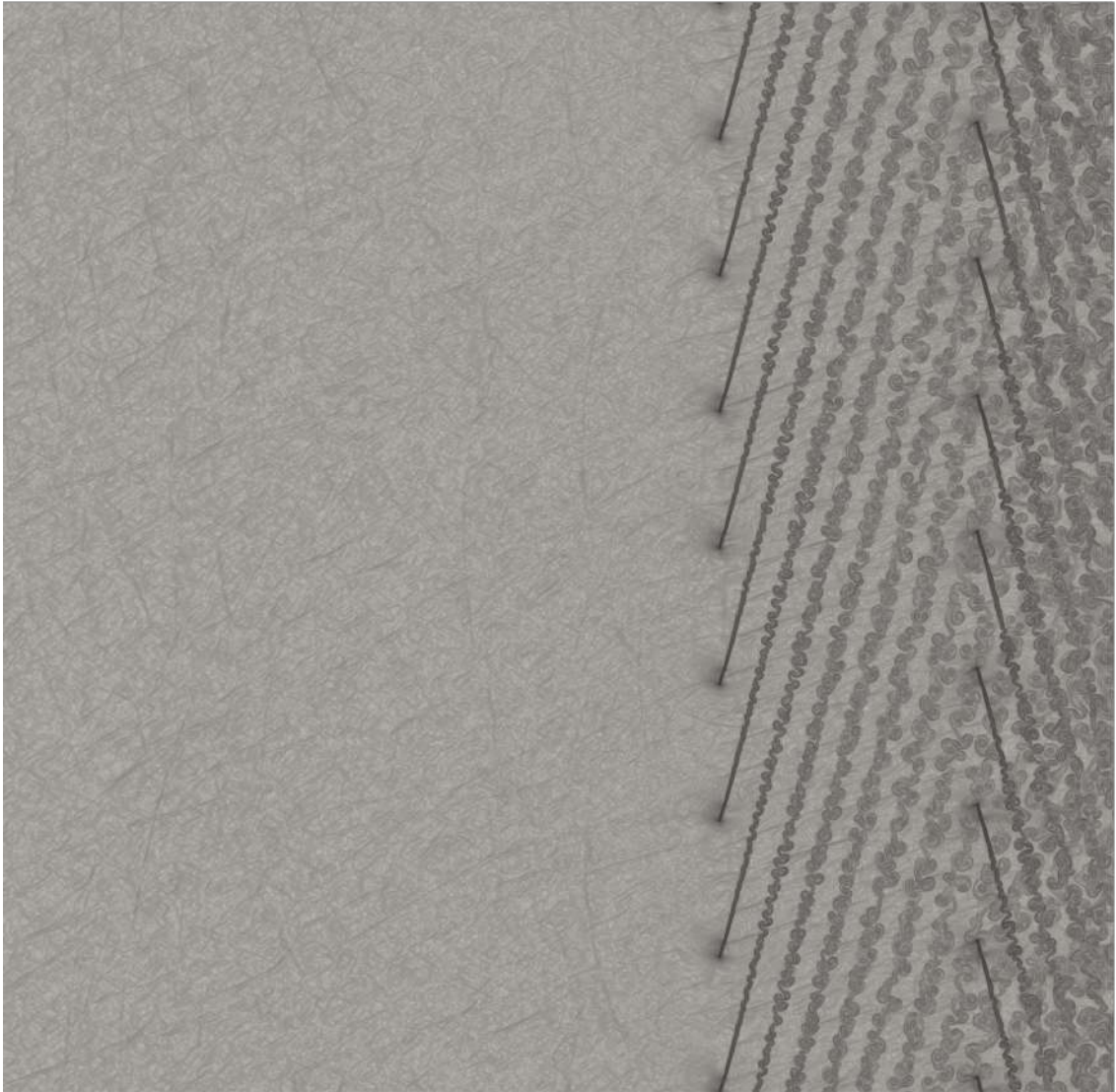


Fig. 4.3.1: Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,15.

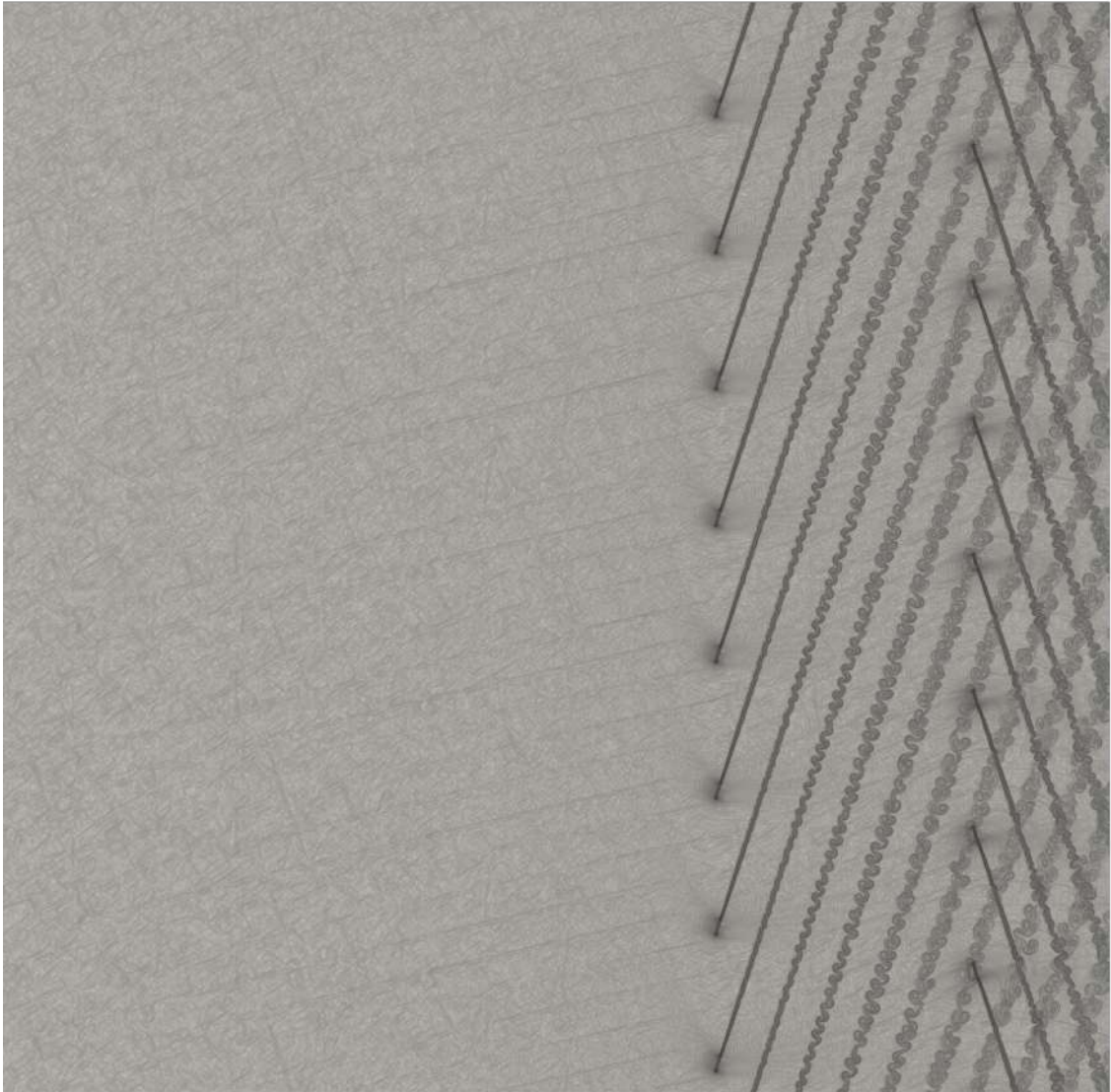


Fig. 4.3.2: Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,20.

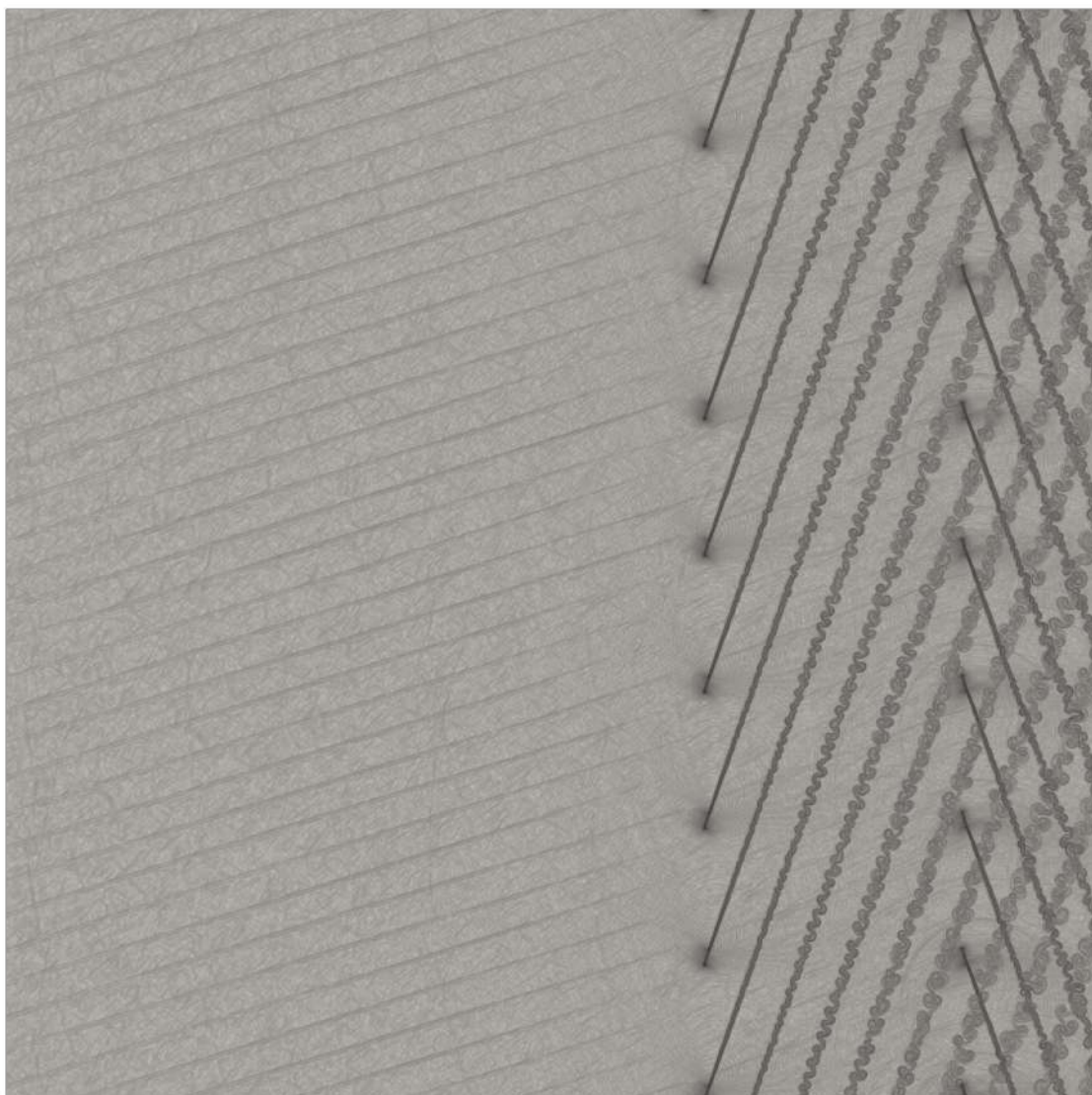


Fig. 4.3.3: Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,22.

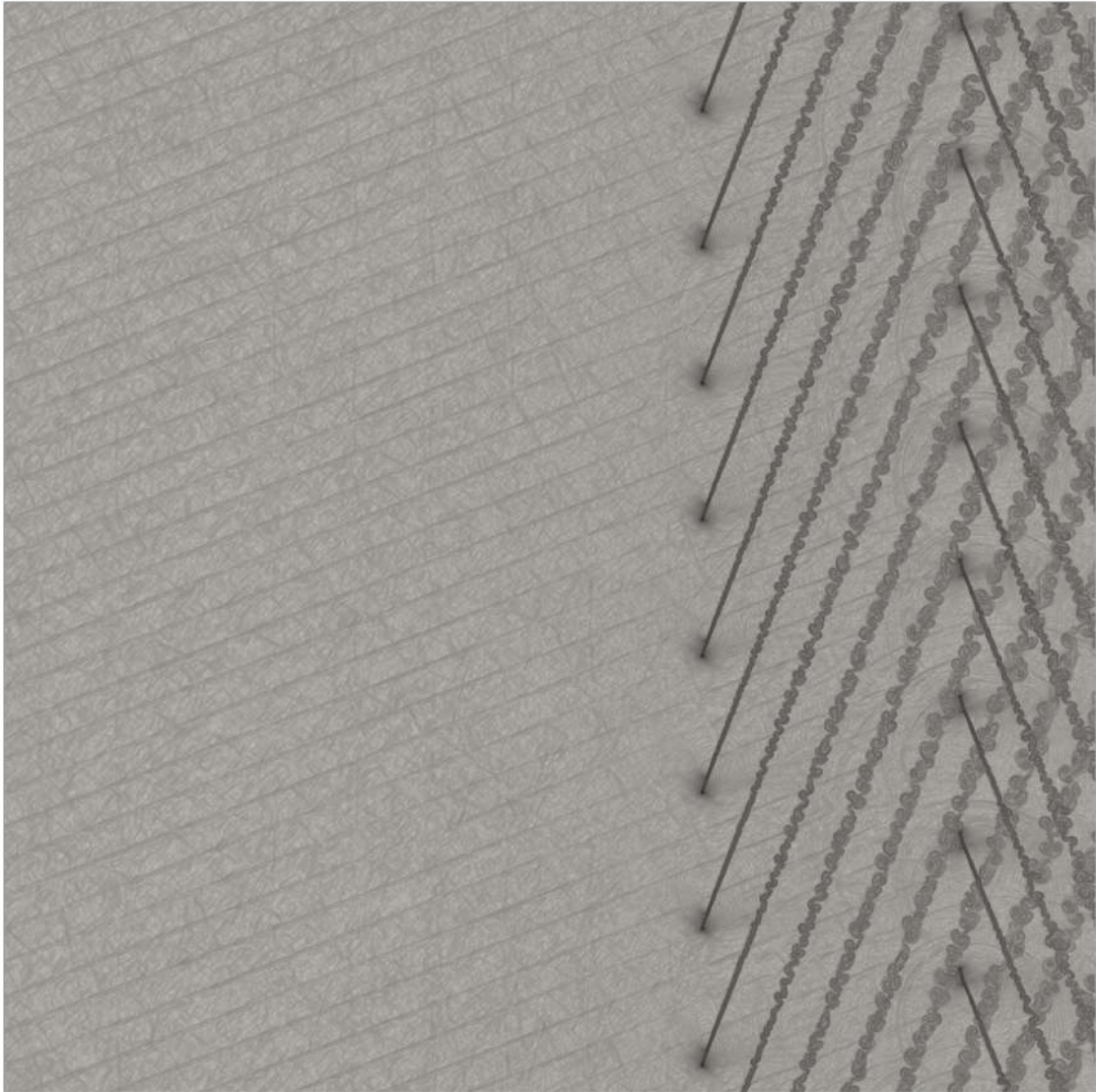


Fig. 4.3.4: Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,25.

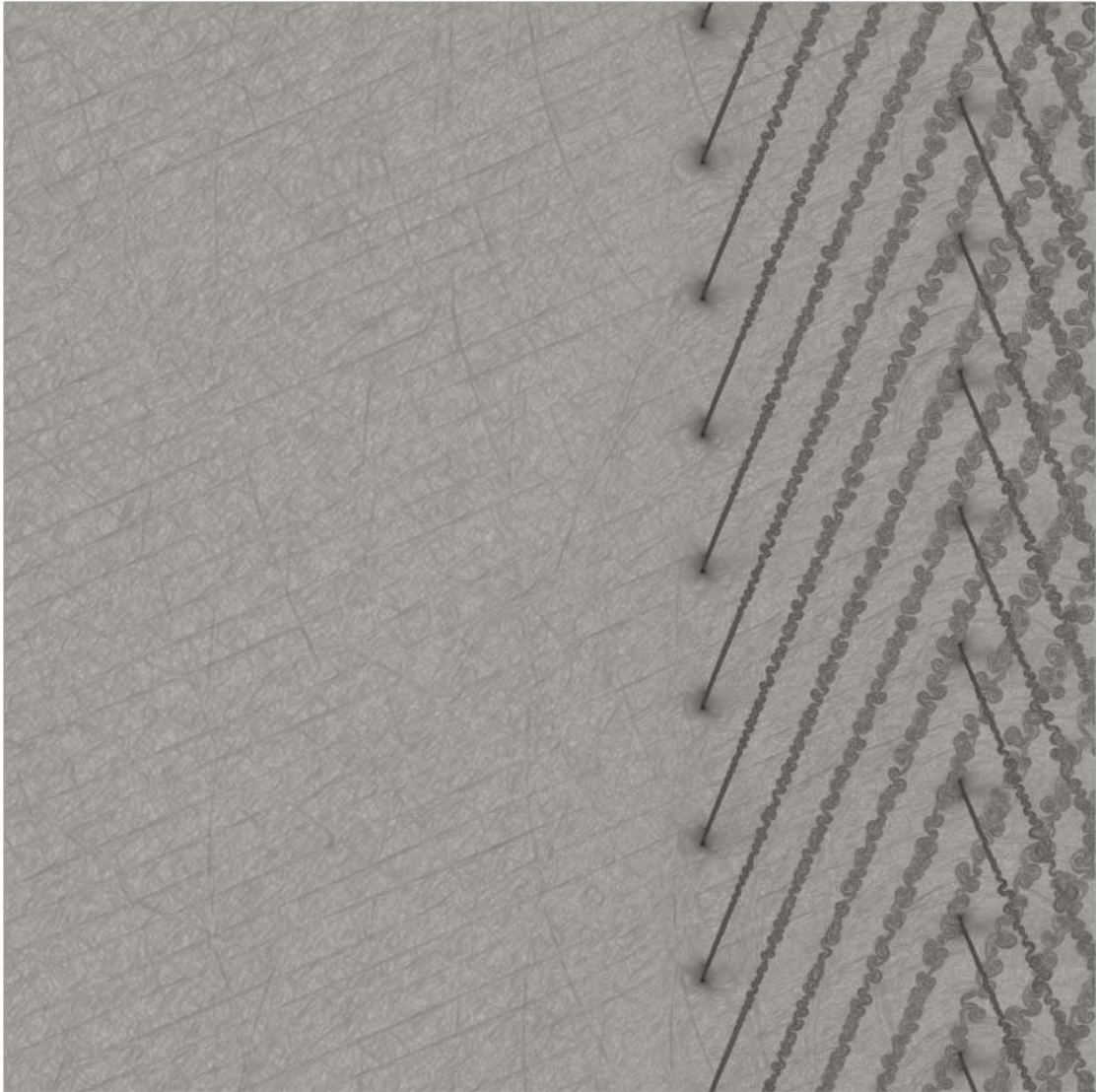


Fig. 4.3.5: Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,27.

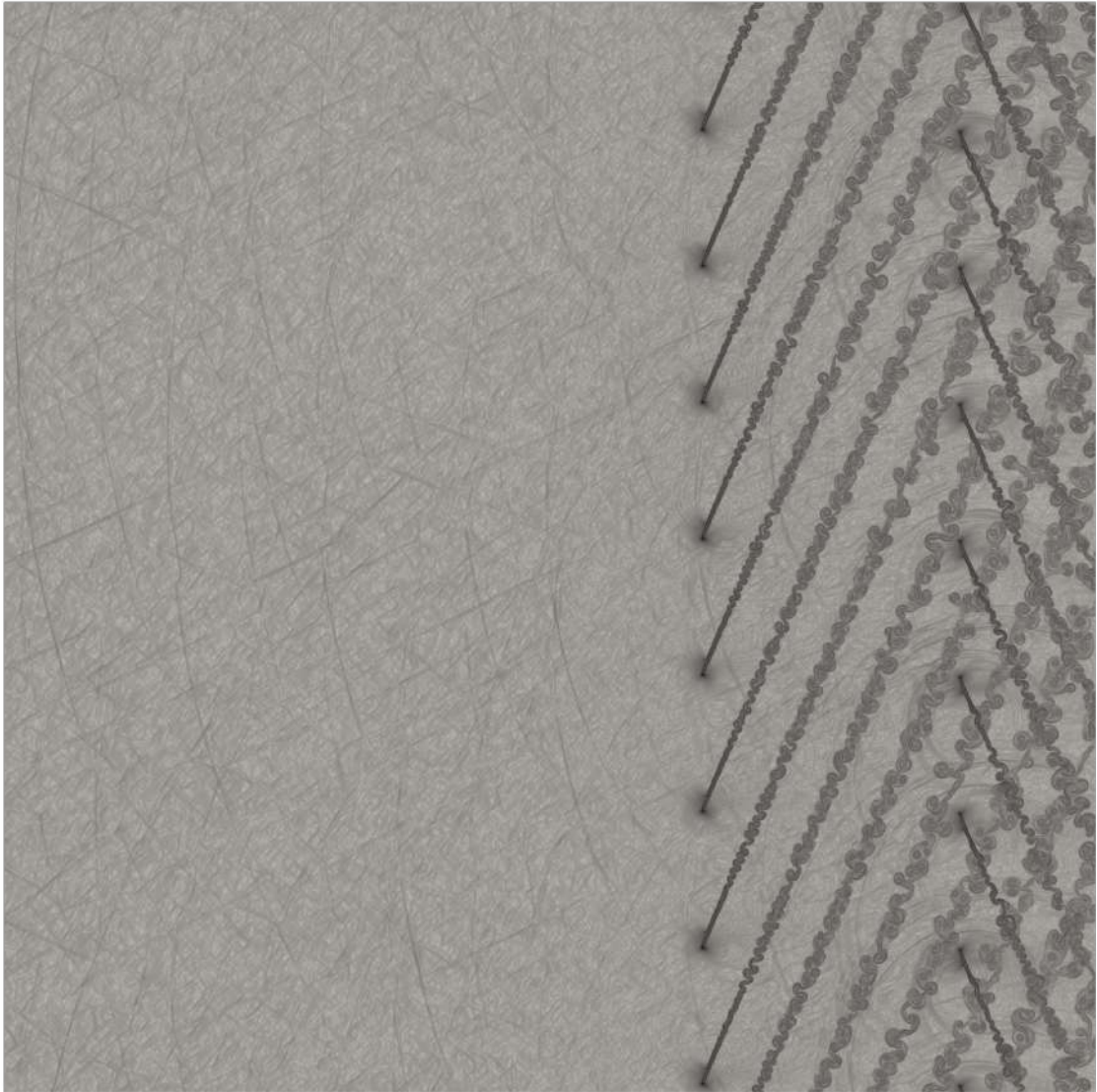


Fig. 4.3.6: Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,29.

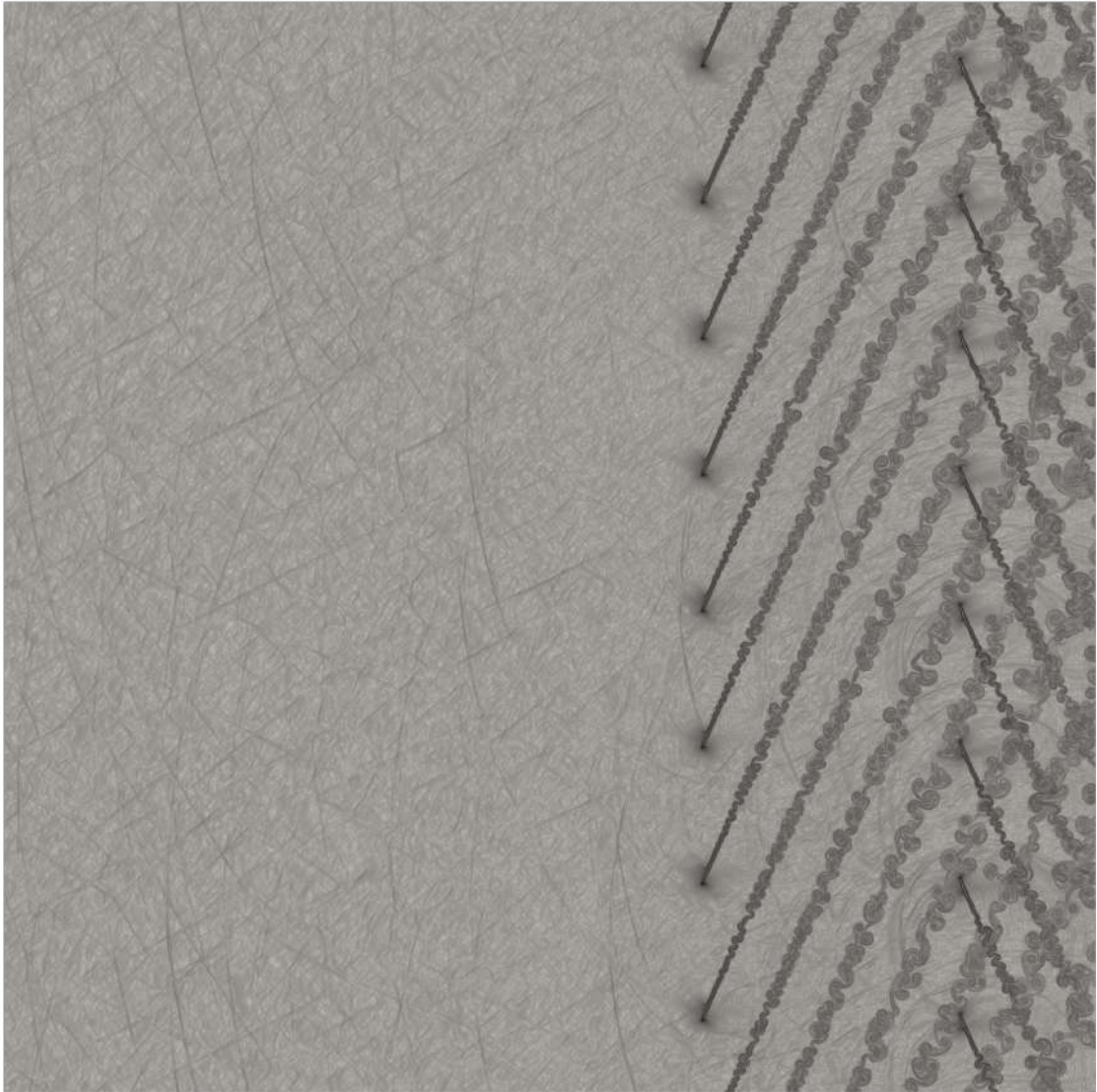


Fig. 4.3.7: Visualização do escoamento não perturbado igual a Mach 0,30.

Nas figuras (Figs. 4.3.1 até 4.3.7) é possível visualizar 16 pás pertencentes às cascatas. O sentido do escoamento não perturbado e do movimento contra-rotativo fica evidente ao se observar a direção das esteiras de vorticidade associadas. Nas imagens (Figs. 4.3.3 e 4.3.4) é possível verificar a presença de um modo linear $m = 32$.

- Escoamento Mach 0,15: (Fig. 4.3.1)

A região a montante da primeira cascata não apresenta indicativos visuais de modos acústicos. Algumas linhas podem ser observadas próximas do bordo de fuga da primeira cascata. Nota-se esteiras de vorticidade bem definidas e encorpadas. Com o escoamento igual a Mach 0,15, o carregamento nas pás é maior que o carregamento da condição de projeto Mach 0,20.

- Escoamento Mach 0,20: (Fig. 4.3.2)

Esta visualização corresponde à condição de projeto definida para o posicionamento do ângulo de ataque das pás. Nota-se que a região a montante da primeira cascata apresenta modos acústicos. As esteiras de vorticidade estão mais finas e organizadas em comparação com o caso anterior.

- Escoamento Mach 0,22: (Fig. 4.3.3)

A região a montante da primeira cascata agora apresenta modos acústicos definidos e de fácil visualização. As esteiras de vorticidade estão mais finas ainda e, entre cascatas, o escoamento está menos perturbado pelos vórtices. Com o escoamento igual a Mach 0,22, o carregamento nas pás é menor que o carregamento da condição de projeto Mach 0,20.

- Escoamento Mach 0,25: (Fig. 4.3.4)

Para esta condição de escoamento, os modos acústicos continuam bem visíveis. Percebe-se que a inclinação das linhas é alterada dependendo da velocidade do escoamento. Quanto maior a velocidade, maior o ângulo em relação à horizontal.

As esteiras de vorticidade começaram gradualmente a aumentar de largura, influenciando na região entre cascatas.

- Escoamento Mach 0,27: (Fig. 4.3.5)

Nesta visualização, percebe-se que os modos estão tendendo a desaparecer. As linhas estão presentes, mas invisíveis em porções de seu comprimento. As esteiras de vorticidade continuam aumentando de largura a medida que afasta-se da condição de projeto.

- Escoamento Mach 0,29 e 0,30: (Figs. 4.3.6 e 4.3.7)

Em ambas as visualizações as linhas de modos acústicos não estão mais visíveis. As esteiras de vorticidade estão consideravelmente mais largas e a região entre cascatas menos linear.

Comparando todas as visualizações, fica evidente que os modos acústicos aparecem em velocidades próximas a velocidade da condição de projeto (Mach 0,20). Quando se afasta do valor ideal, tanto para cima, quanto para baixo, os modos ficam mais difusos e de difícil identificação.

As imagens (Figs. 4.3.8 até 4.3.14) mostram o espectro da flutuação de pressão percebido por um sonda de campo distante posicionada na entrada do domínio computacional. O eixo x mostra a Blade-Passing Frequency (BPF)¹ até o oitavo harmônico. Em caixa de texto, no canto superior direito, é apresentado o Overall Sound Pressure Level. Define-se BPF como

$$BPF = \frac{1}{L_p/u_{LE}} = 644,779 \text{ Hz}, \quad (4.1)$$

onde L_p é o comprimento característico e u_{LE} é a velocidade linear das pás do open rotor.

O ruído tonal associado ao primeiro harmônico da BPF , para todos os casos, não está presente nos gráficos porque a frequência de passagem das pás das duas

¹Frequência de Passagem das Pás.

cascatas contra-rotativas se somam, gerando tonal a partir da segunda *BPF*. O quarto harmônico, associado com o modo $m = 32$ é o tom dominante para velocidades do escoamento não perturbado de Mach 0,15, 0,20, 0,22 e 0,27. Para Mach 0,25, o terceiro harmônico é dominante. Para Mach 0,29 e 0,30, o segundo harmônico é dominante.

Níveis diferentes de ruído de banda larga podem ser observados nas figuras (Figs. 4.3.8 até 4.3.14), onde os menores são encontrados para Mach 0,20 e 0,22, mostrando uma forte correlação entre o ruído de banda larga e o valor de OASPL.

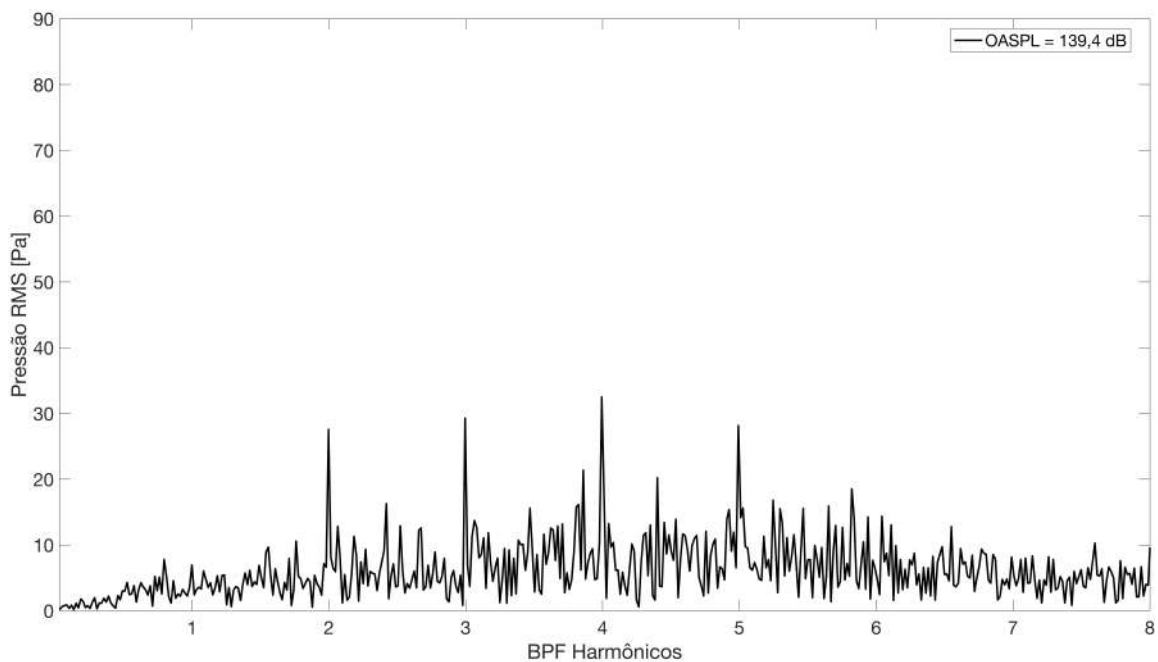


Fig. 4.3.8: Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,15.

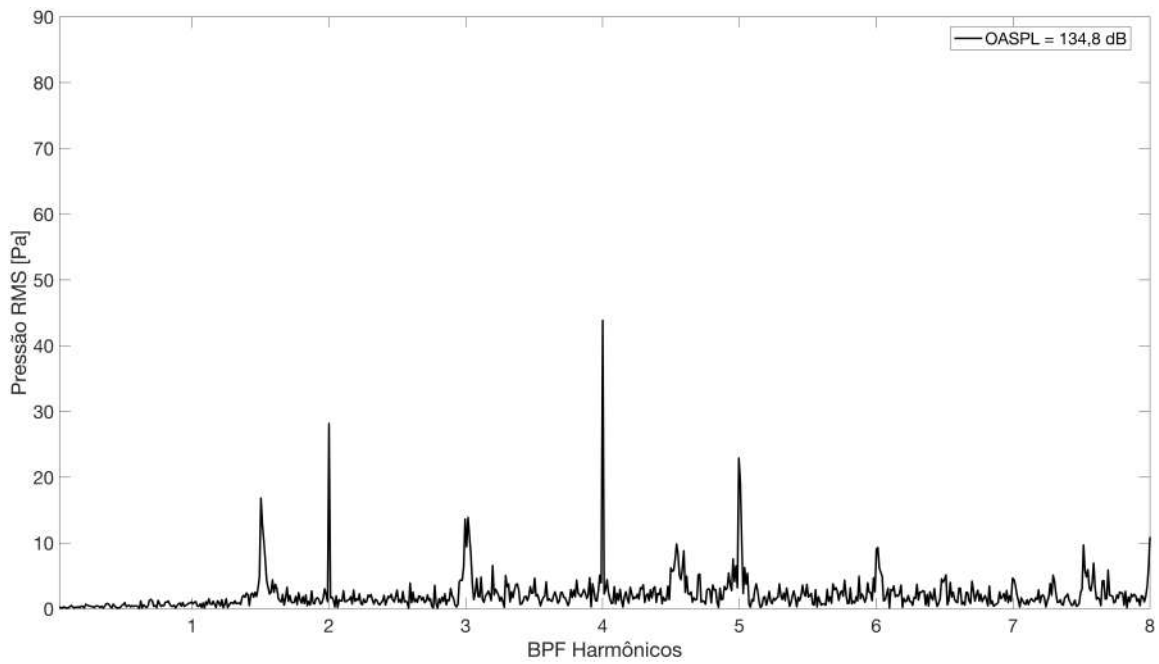


Fig. 4.3.9: Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,20.

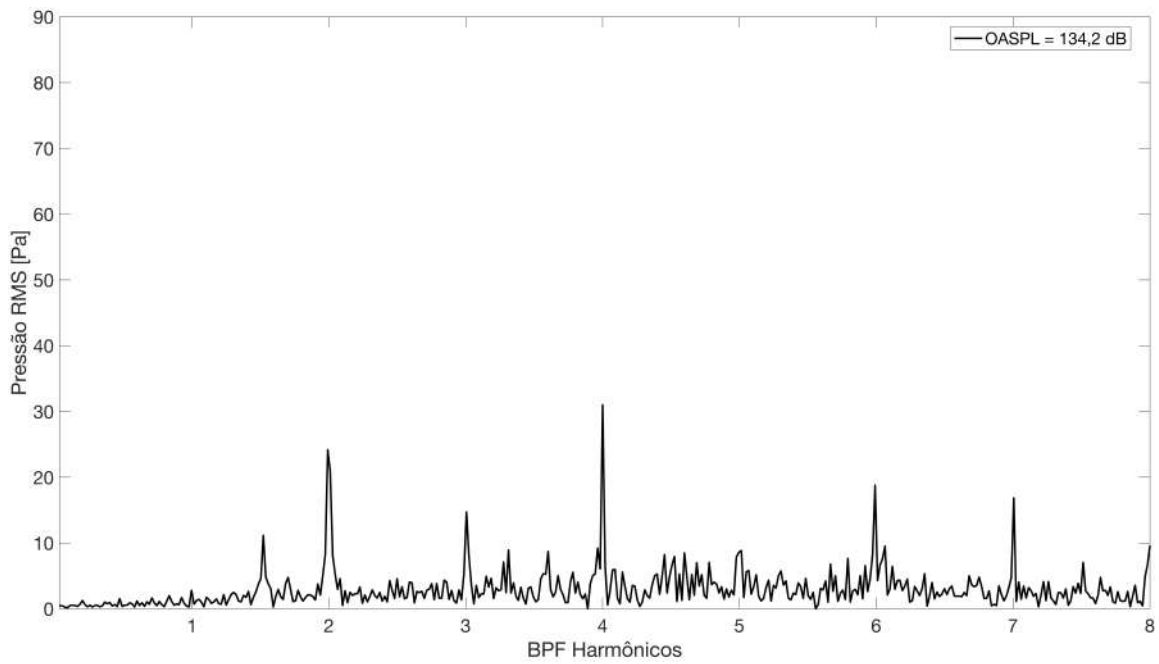


Fig. 4.3.10: Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,22.

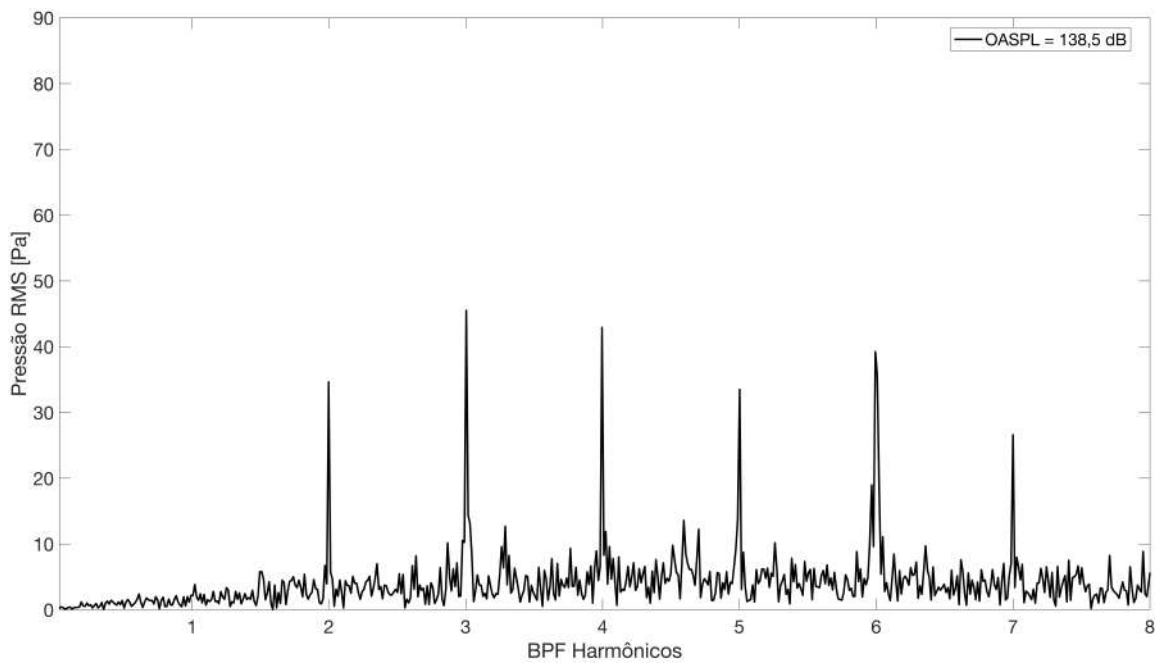


Fig. 4.3.11: Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,25.

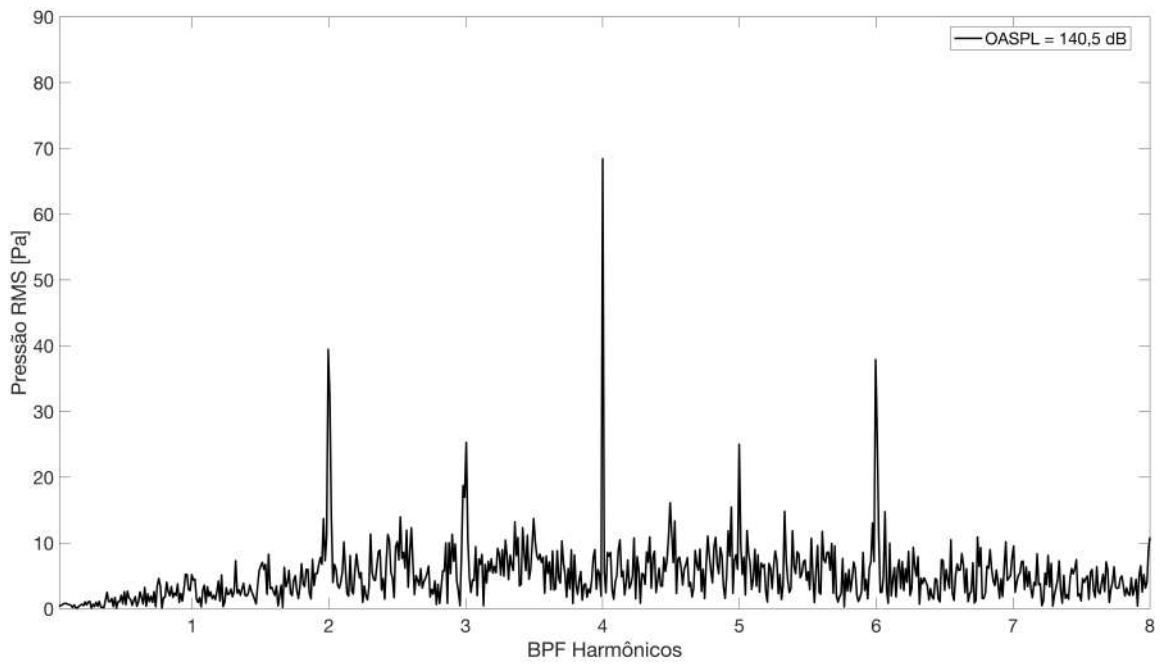


Fig. 4.3.12: Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,27.

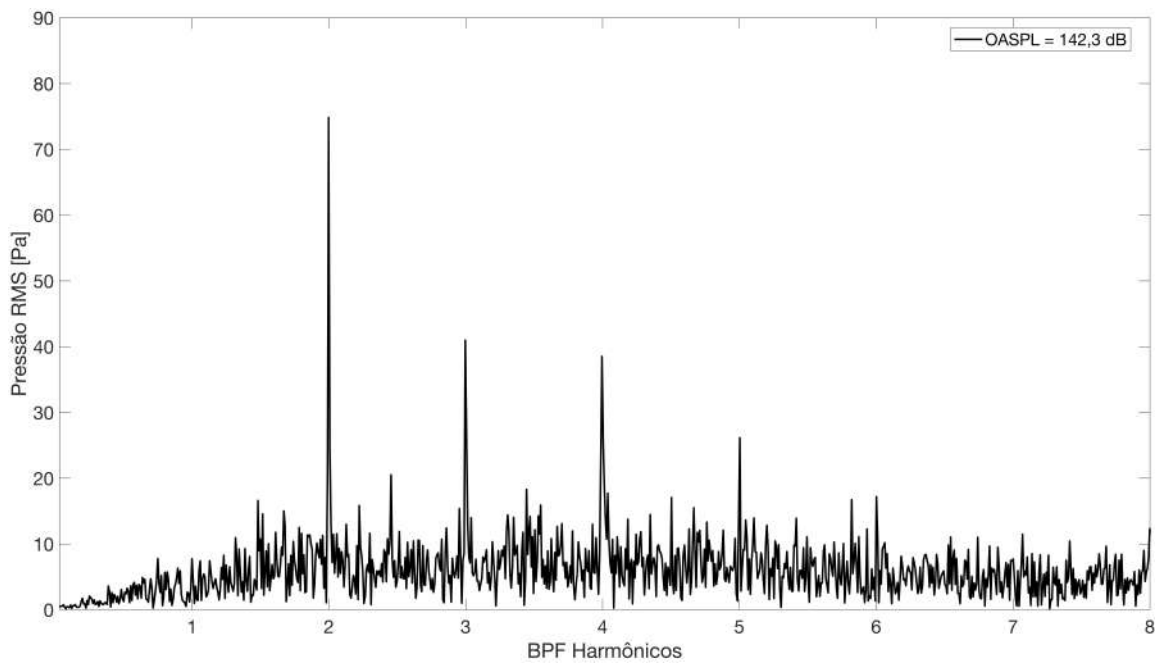


Fig. 4.3.13: Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,29.

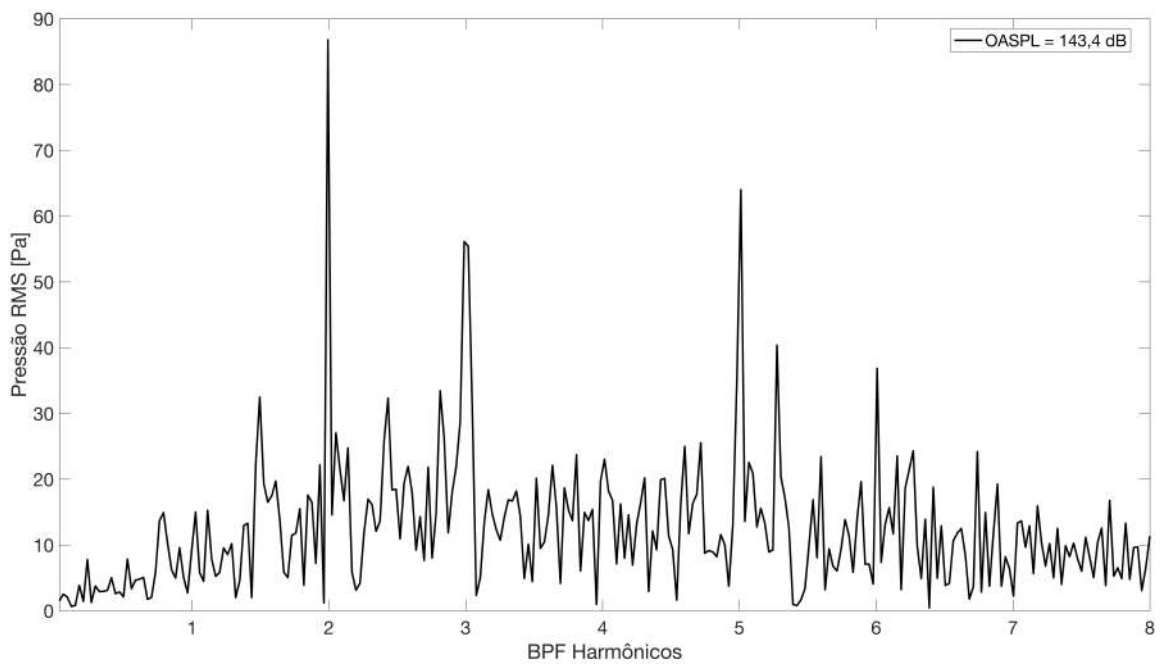


Fig. 4.3.14: Espectro de pressão RMS do escoamento não perturbado igual a Mach 0,30.

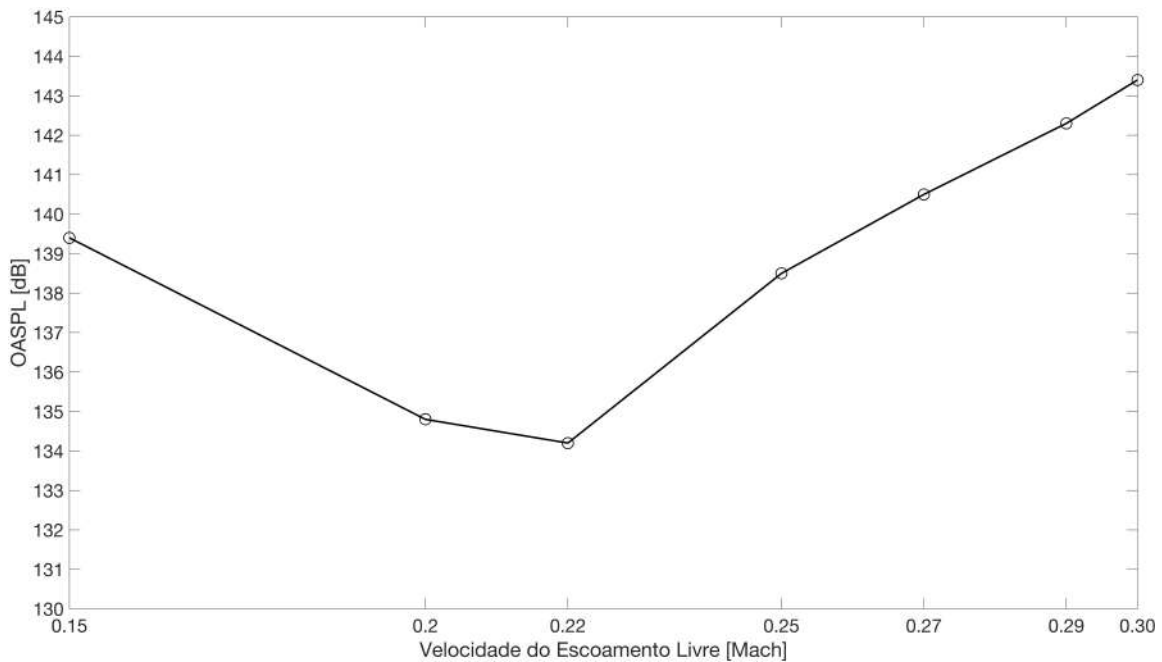


Fig. 4.3.15: Efeito do carregamento das pás no OASPL.

A Fig. (4.3.15) mostra a variação do OASPL para todos os espectros em estudo. O gráfico evidencia que a condição mais silenciosa de operação é associada ao número de Mach igual a 0,22, correspondendo aproximadamente a condição de projeto definida para as cascatas contra-rotativas. Percebe-se que ela foi muito próxima da condição de menor ruído, validando a aproximação geométrica assumida no início deste projeto.

Realizando uma comparação entre os espectros da condição mais silenciosa e da condição com maior ruído, as imagens (Figs. 4.3.16 e 4.3.17) mostram que tanto o ruído de banda larga como o ruído tonal são maiores. A carga nas pás para Mach 0,30 é menor que para Mach 0,22, mas o ruído é consideravelmente mais intenso. Adiciona-se o gráfico de Sound Pressure Level (SPL) para complementar a análise. Ficou demonstrado em ambos os gráficos que apenas o quarto e sétimo harmônicos em azul foram superiores em comparação com caso em vermelho e, para todas as outras frequências, ambos SPL e pressão RMS foram superados pelo caso de menor carregamento nas pás. O comportamento destoante do destes harmônicos abre interessantes caminhos a serem estudados. Neste presente trabalho, esta questão não será aprofundada.

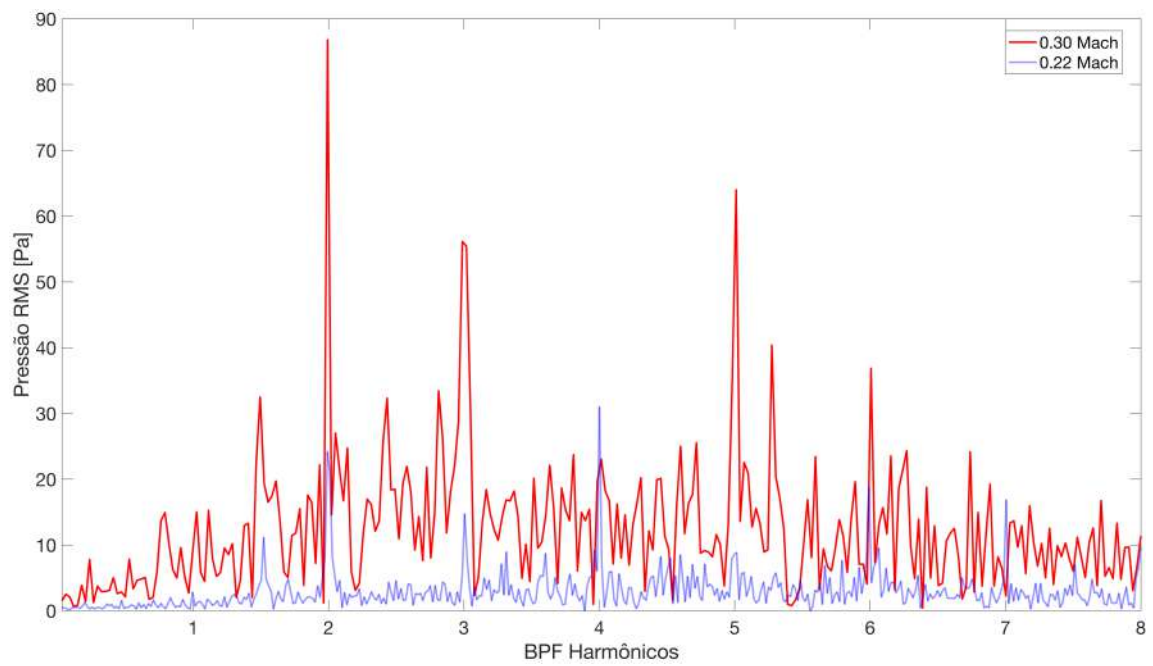


Fig. 4.3.16: Espectra de pressão RMS para Mach 0,22 (azul) e Mach 0,30 (vermelho).

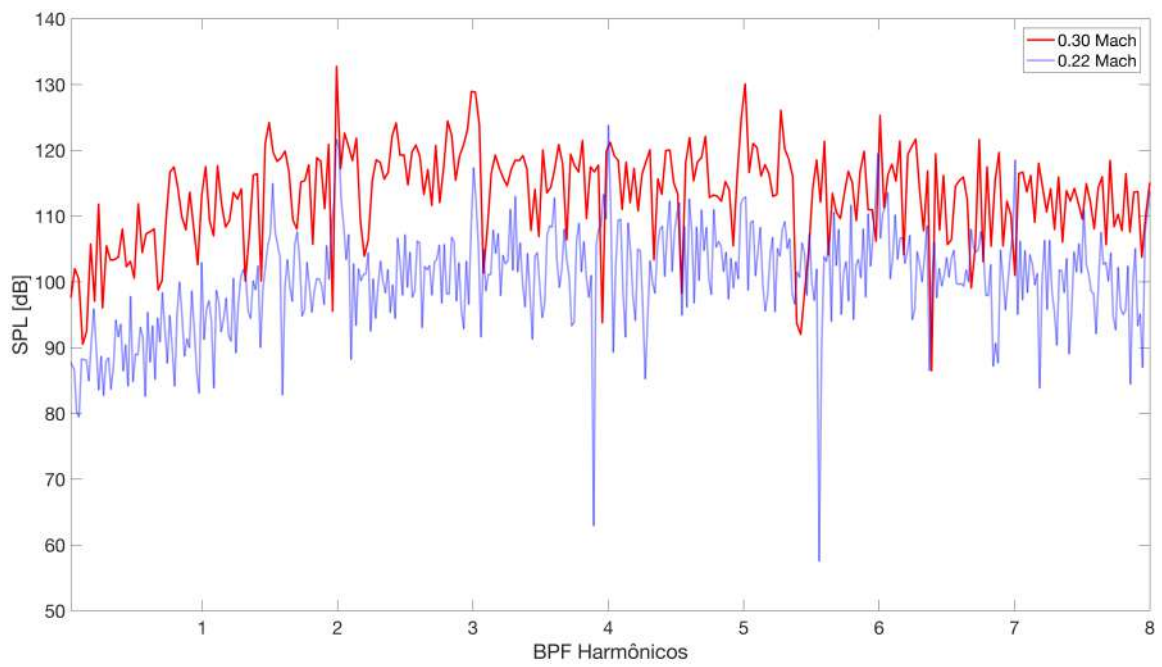


Fig. 4.3.17: Comparação do SPL para Mach 0,22 (azul) e Mach 0,30 (vermelho).

4.4 Separação das Cascatas

Com objetivo de relembrar o conceito do comprimento característico, repete-se a definição. Define-se o comprimento característico como o passo entre as pás do rotor, fruto da divisão do diâmetro de rotação pelo número de pás da cascata. Como cada cascata bidimensional possui oito pás rotativas, temos que o comprimento característico L_p é igual a 0,35 m.

A distância entre as cascatas foi obtida a partir do modelo (5) encontrado em domínio público. Mediu-se o espaço entre os bordos de ataque de ambas as cascatas

$$BS = x_{LE_2} - x_{LE_1} = 66,15 \text{ cm}, \quad (4.2)$$

adimensionalizando pelo comprimento característico,

$$BS = 1,89L_p. \quad (4.3)$$

O valor de BS da Eq. (4.3) é o padrão para todas as simulações deste presente trabalho. Apenas nesta seção realizou-se investigação do efeito físico resultante da alteração na separação entre cascatas. Decidiu-se alterar este valor para analisar como as esteiras de vorticidade da primeira afetam o ruído produzido pela segunda cascata. As figuras (Figs. 4.4.1 até 4.4.3) mostram novas posições da segunda cascata para cada valor BS em estudo.

As simulações para diferentes distâncias entre cascatas foram realizadas na condição de menor ruído da seção anterior. Portanto, tem-se que a velocidade do escoamento não perturbado é Mach 0,22 para os diferentes BS .

4.4.1 Separação de 0,0875 Comprimentos Característicos

Ao utilizar $BS = 0,0875L_p$ nota-se que as pás de ambas as cascatas estão muito mais próximas. A Fig. (4.4.4) representa a visualização para a iteração 40.000. Nesta

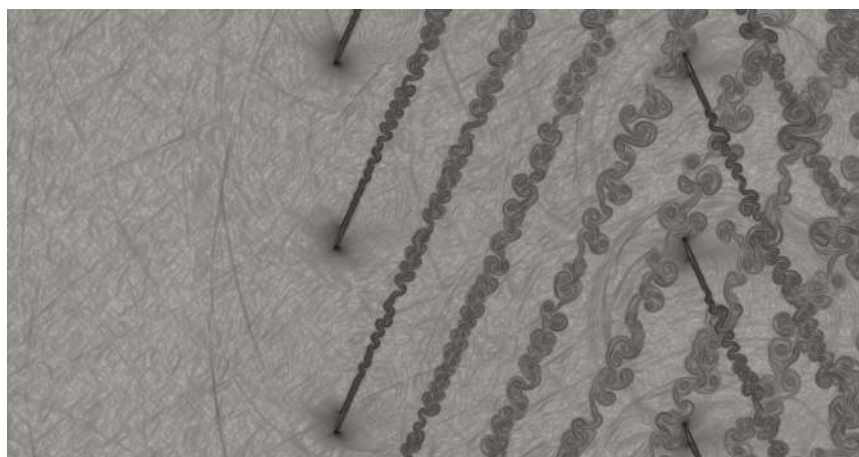


Fig. 4.4.1: Zoom na posição das cascatas para $BS = 1,89 L_p$.

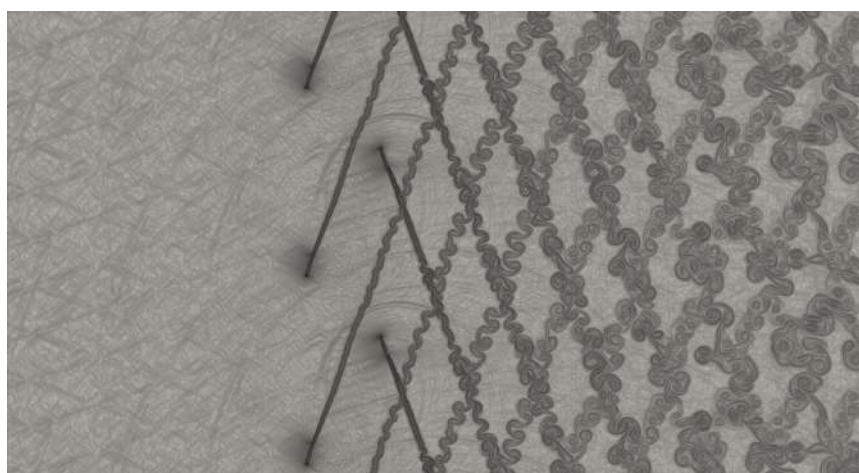


Fig. 4.4.2: Zoom na posição das cascatas para $BS = 0,4 L_p$.

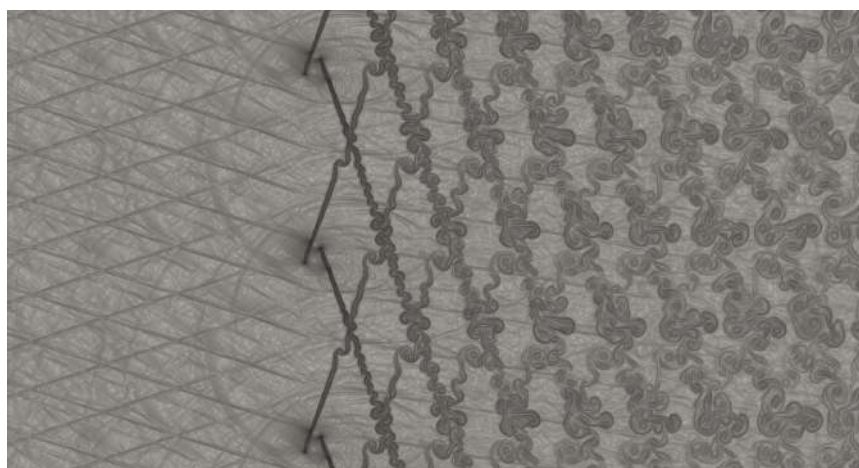


Fig. 4.4.3: Zoom na posição das cascatas para $BS = 0,0875 L_p$.

iteração, o escoamento ainda está em fase de aceleração mas alguns importantes aspectos já podem ser observados, como a mudança da segunda cascata da região preenchida por vórtices para a região de formação das esteiras de vorticidade. Nesta posição, a segunda cascata corta a esteira da primeira no início da formação. Além da mudança na posição, a visualização deixa evidente o surgimento de ondas verticais que caminham a montante, não presentes em simulações anteriores.

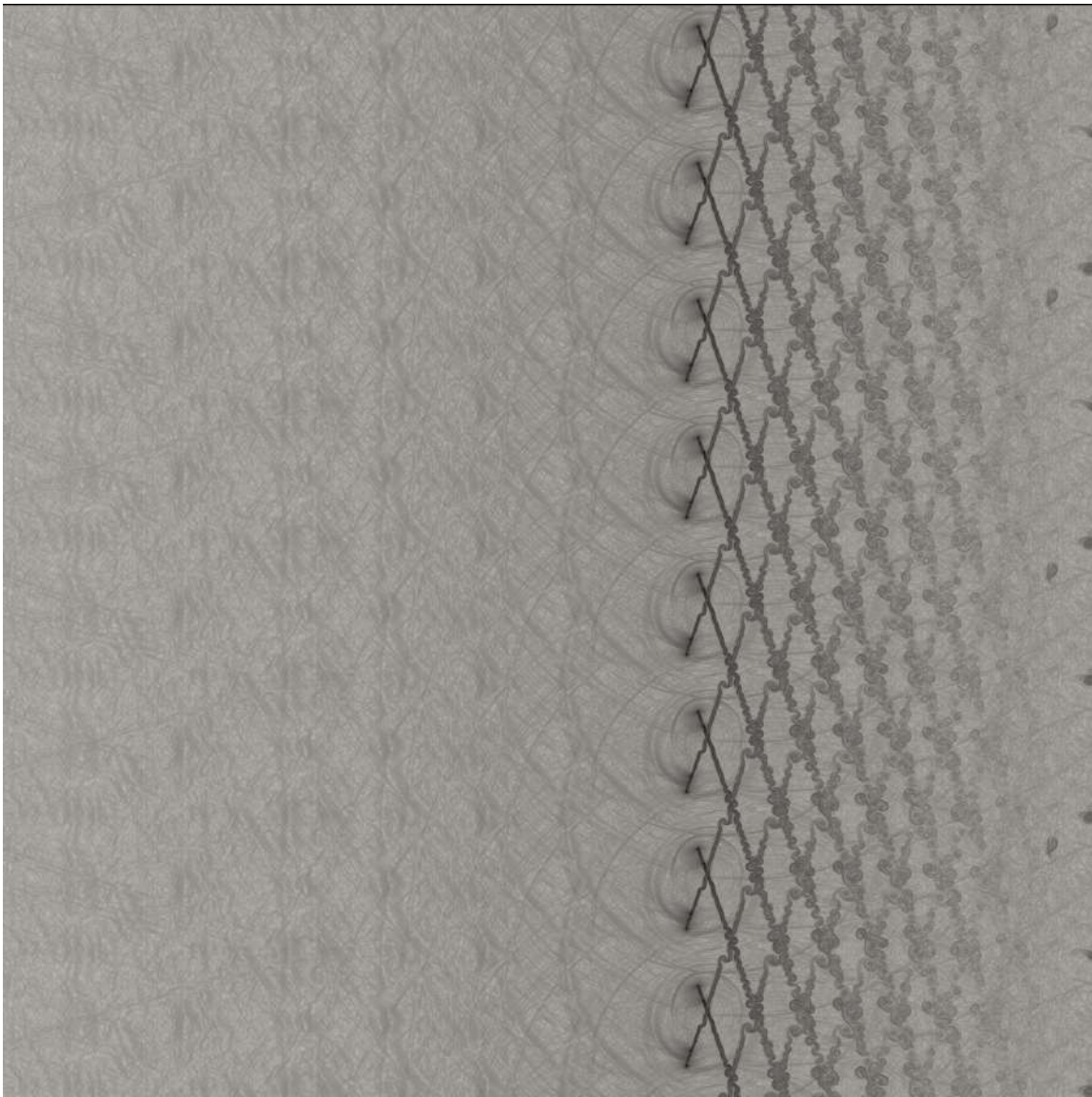


Fig. 4.4.4: Visualização iteração 40.000 para $BS=0,0875 L_p$.

Na Fig. (4.4.5) tem-se a visualização do escoamento em 240.000 iterações. Aqui é possível notar que surgem modos a montante das duas cascatas. Visualmente se

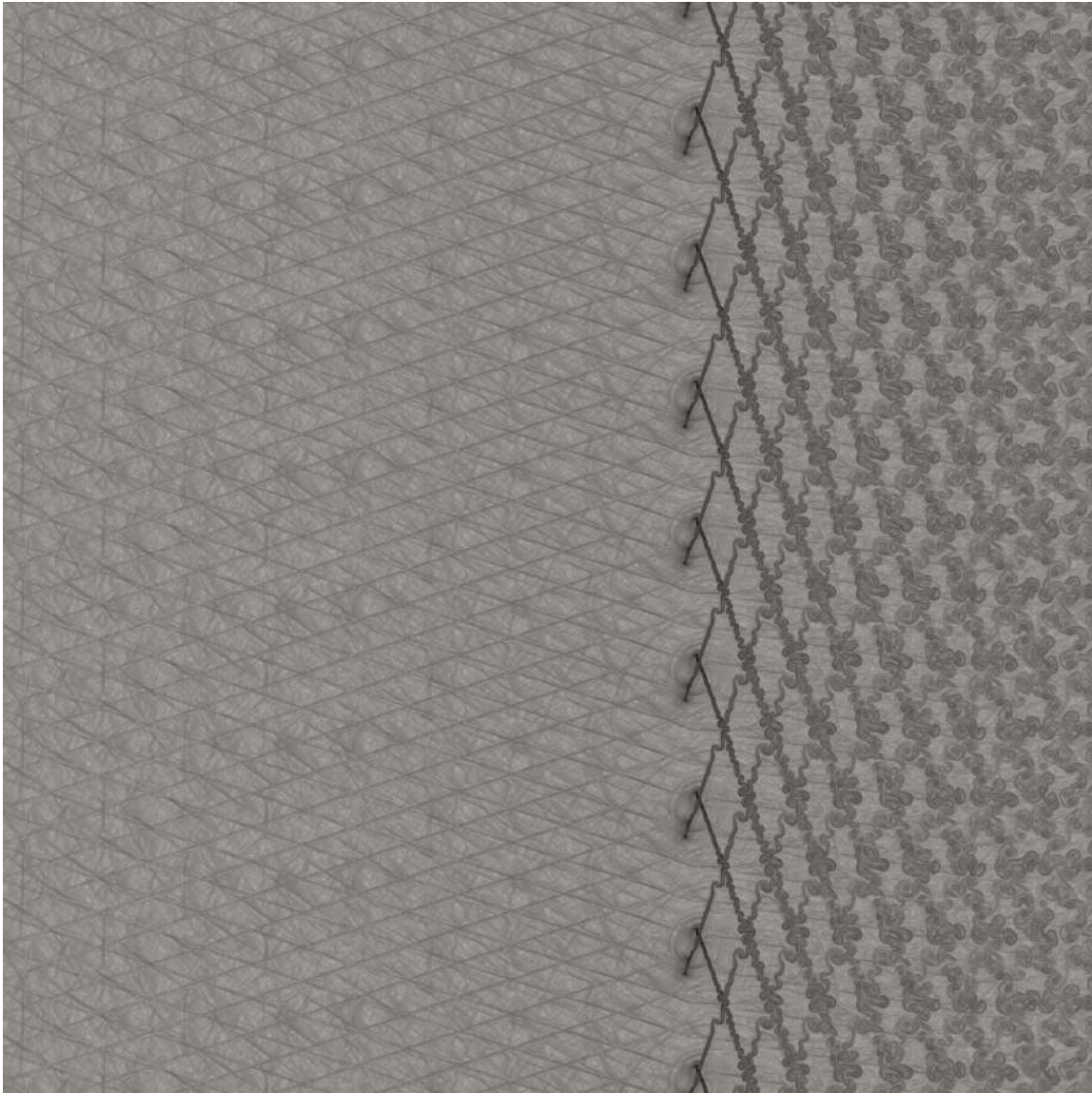


Fig. 4.4.5: Visualização iteração 240.000 para $BS=0,0875 L_p$.

contam 32 modos para cada cascata e se movimentam a montante na mesma direção das pás. Os 32 modos da primeira cascata movem-se na direção $-y$ e o da segunda cascata na direção $+y$. Mesmo após o período de aceleração, os modos verticais continuam presentes e, aparentemente, são formados pela passagem da segunda cascata sobre a esteira de vorticidade da primeira no início da formação.

Compara-se os espectros de pressão RMS e SPL do caso $BS = 0,0875L_p$ com o caso padrão $BS = 1,89L_p$. Fica evidente que o ruído tonal aumentou expressivamente e o ruído de banda larga diminuiu em relação ao caso padrão. Na Fig. (4.4.7)

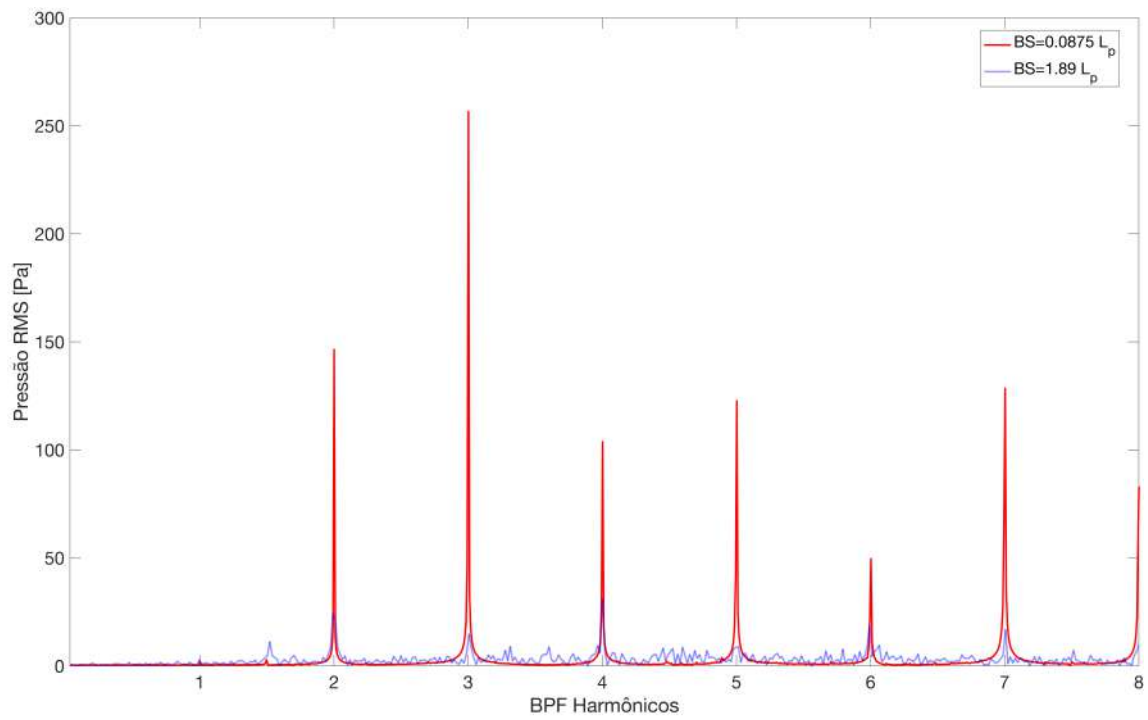


Fig. 4.4.6: Comparação do espectra de pressão RMS para $BS=0,0875 L_p$ (vermelho) e $BS=1,89 L_p$ (azul).

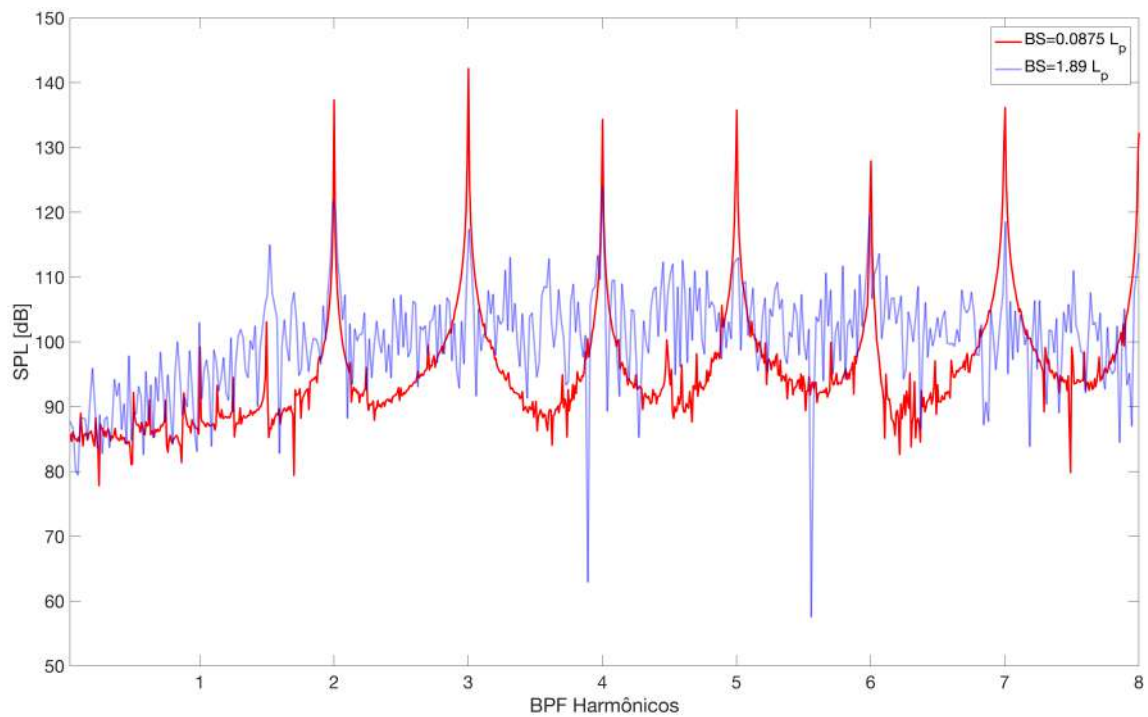


Fig. 4.4.7: Comparação do SPL para $BS=0,0875 L_p$ (vermelho) e $BS=1,89 L_p$ (azul).

percebe-se que para todas as *BPF*, os picos em vermelho predominam e para as frequências intermediárias, na maioria dos casos, os picos azuis se sobressaem.

4.4.2 Separação de 0,4 Comprimentos Característicos

O caso $BS = 0,4L_p$ posiciona a segunda cascata em uma posição intermediária. Pela Fig. (4.4.2) é possível percebê-la em uma região de menor vorticidade em comparação com o caso padrão, mas de maior vorticidade em comparação com o caso $BS = 0,0875L_p$. Os modos acústicos continuam bem definidos com 32 modos para cada cascata se movimentando de maneira igual à anteriormente citada. Neste caso fica evidente que os modos acústicos começam a se formar e propagam a montante da primeira cascata, diferentemente do visto na Fig. (4.4.5).

Pelos espectros de pressão RMS e SPL nota-se que novamente os picos tonais nas frequências *BPF* são intensificados e as frequências intermediárias com picos menores em relação ao caso padrão.

Comparando o caso $BS = 0,4L_p$ com $BS = 0,0875L_p$ nas Figs. (4.4.11 e 4.4.12) é visível que o ruído tonal, a medida que *BS* diminui, é incrementado. Já o ruído de banda larga, a medida que *BS* diminui, decresce. Essas simulações permitem concluir que o ruído de banda larga está intimamente ligado aos vórtices que se chocam com a segunda cascata e o ruído tonal está intimamente ligado a frequência de passagem das pás.

A Fig. (4.4.13) mostra o decréscimo do OASPL a medida que a separação entre cascatas aumenta. O caso padrão continua sendo o de menor ruído e a diminuição do ruído de banda larga não é suficientemente grande para compensar o aumento no ruído tonal. Evidenciou-se que é possível desacoplar os dois tipos de ruído e estudá-los separadamente quando altera-se a separação *BS*, mantendo constantes todos os outros parâmetros da simulação.

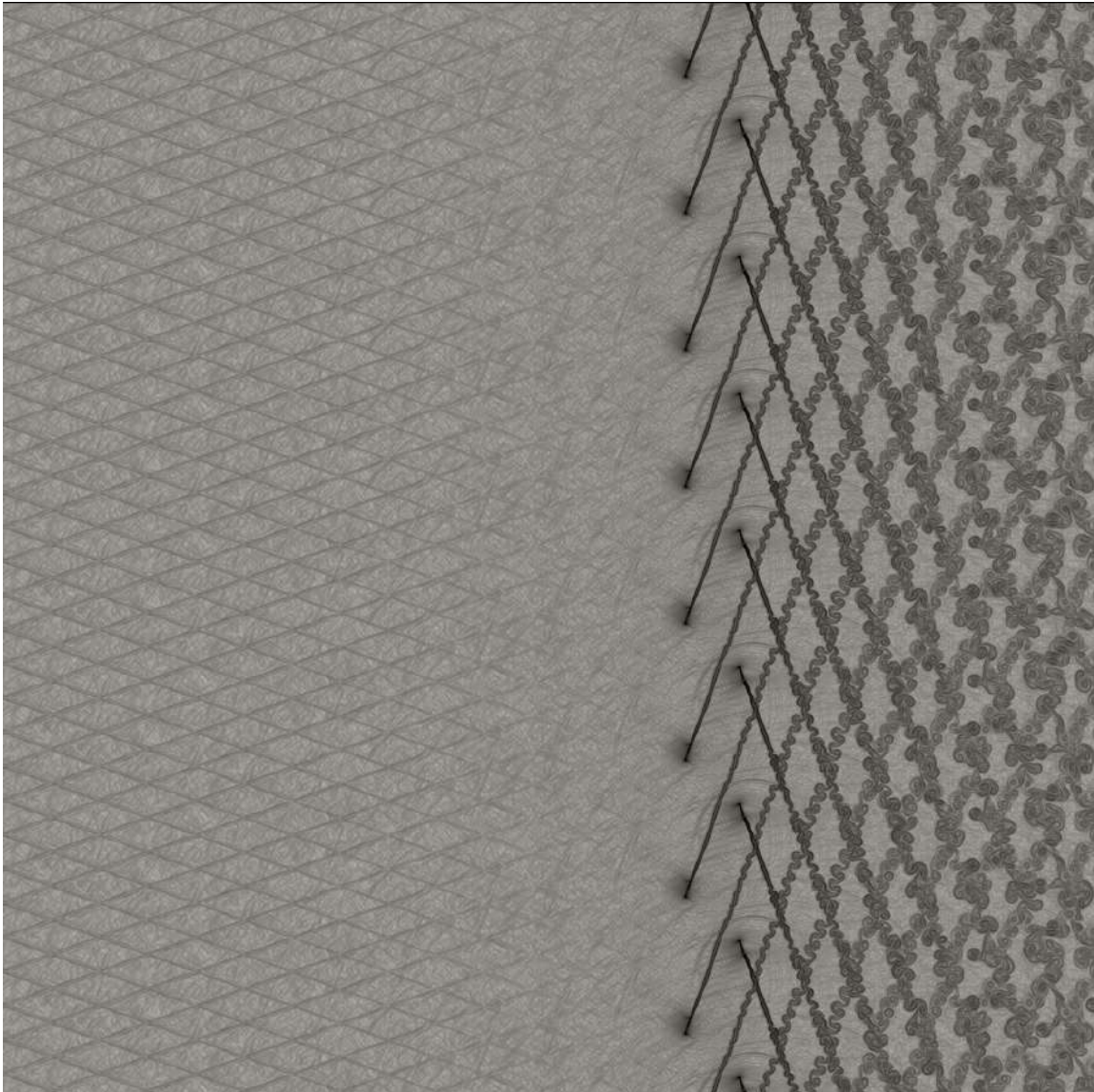


Fig. 4.4.8: Visualização iteração 900.000 para $BS=0,4 L_p$.

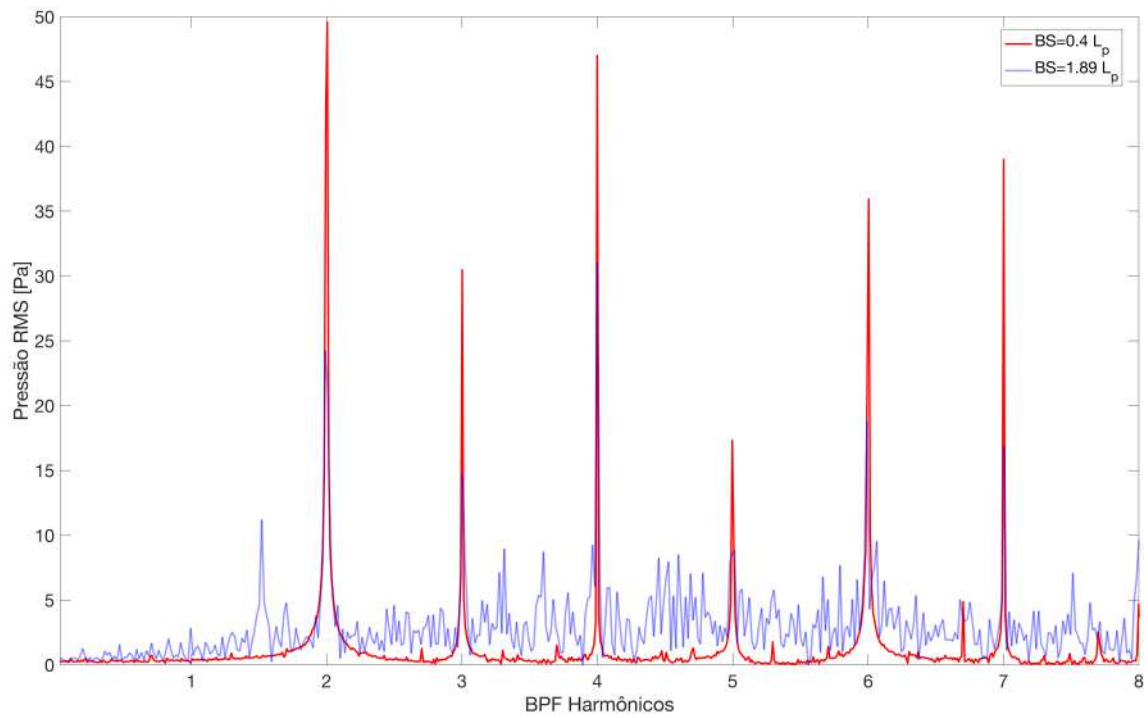


Fig. 4.4.9: Comparação do espectra de pressão RMS para $BS=0,4 L_p$ (vermelho) e $BS=1,89 L_p$ (azul).

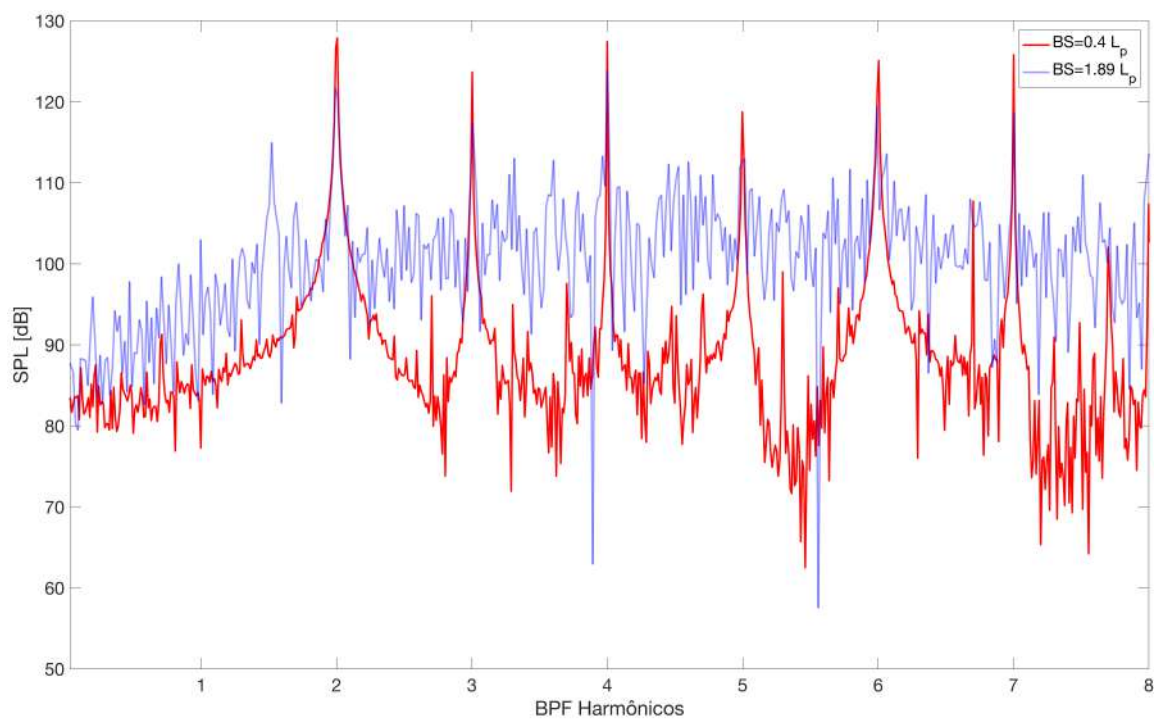


Fig. 4.4.10: Comparação do SPL para $BS=0,4 L_p$ (vermelho) e $BS=1,89 L_p$ (azul).

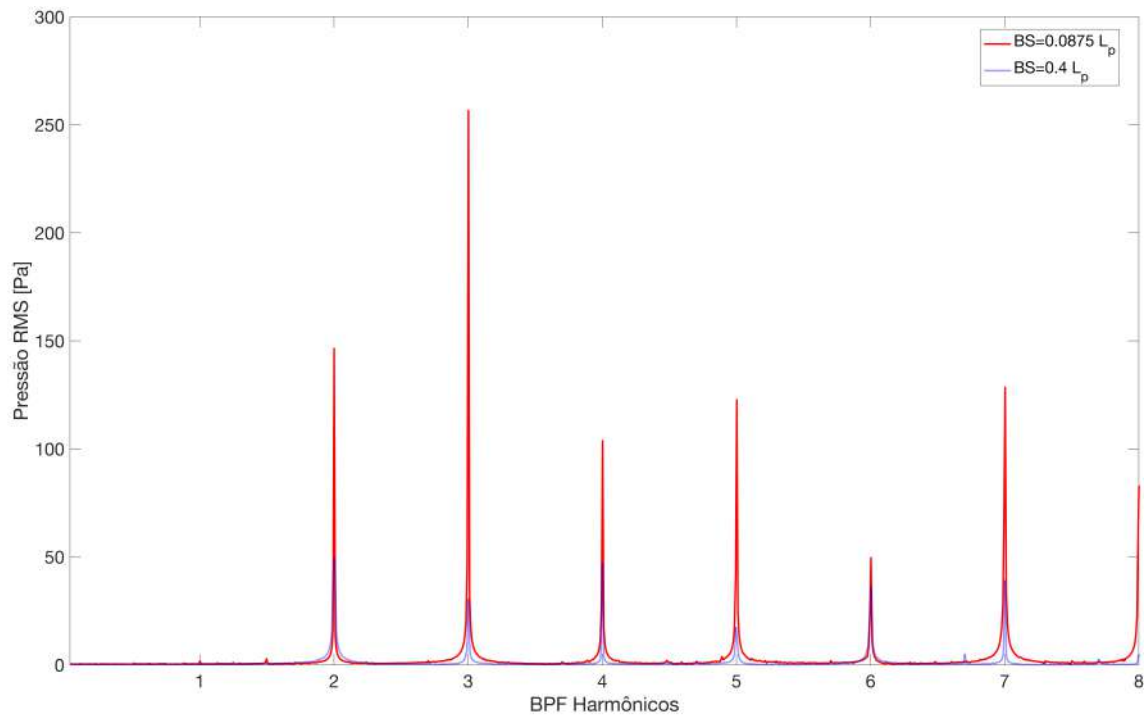


Fig. 4.4.11: Comparação do espectra de pressão RMS para $BS=0,0875 L_p$ (vermelho) e $BS=0,4 L_p$ (azul).

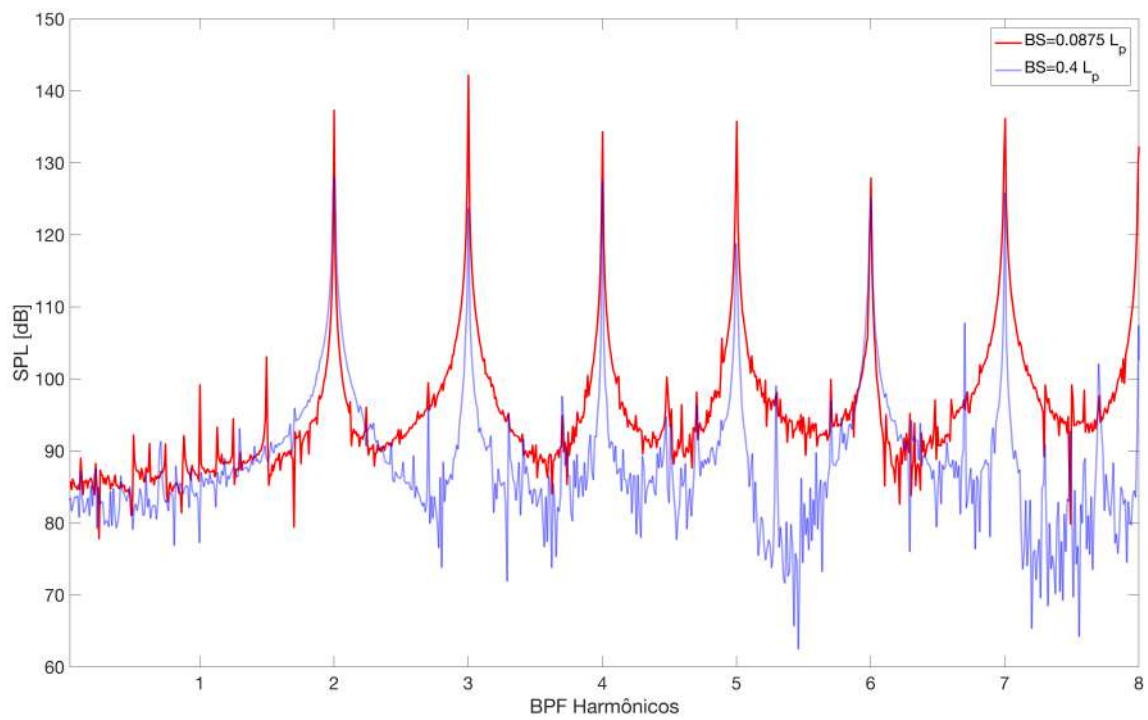


Fig. 4.4.12: Comparação do SPL para $BS=0,0875 L_p$ (vermelho) e $BS=0,4 L_p$ (azul).

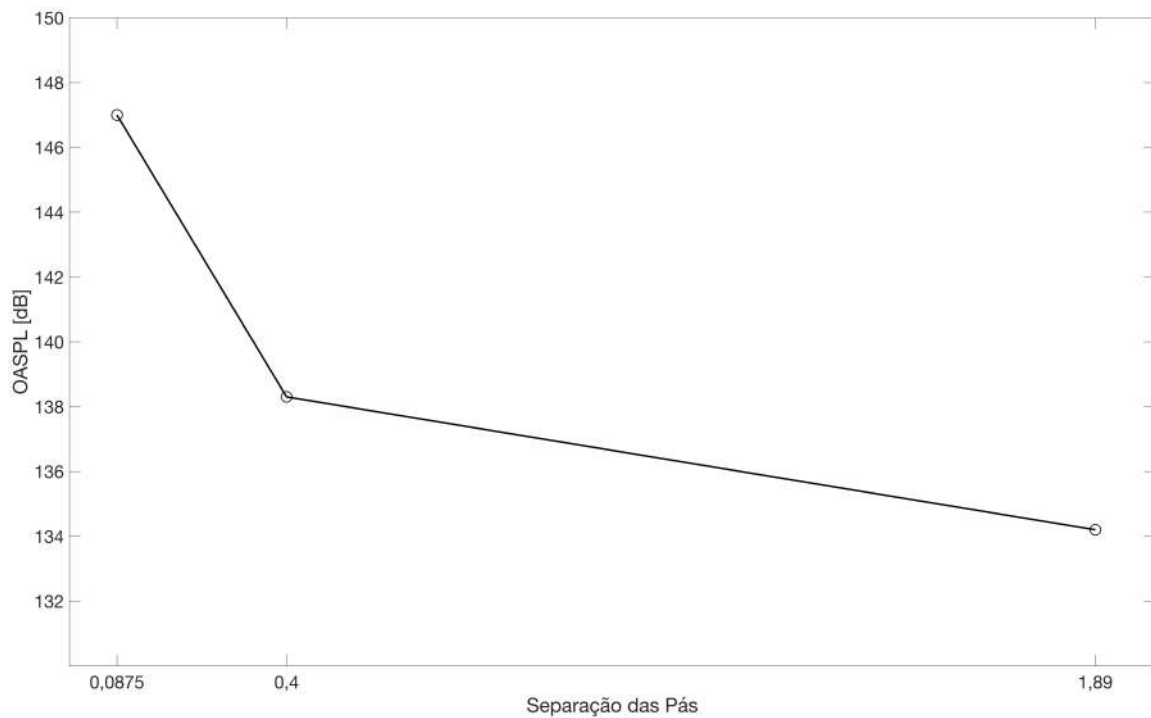


Fig. 4.4.13: Comparação do OASPL para as três diferentes separações.

4.5 A Indução do Escoamento

A Fig. (4.5.1) mostra a nova situação. Como a velocidade do escoamento não perturbado foi zerada, surgiu-se a necessidade das pás succionarem o ar a montante. Nessa condição de esforço extremo, visualiza-se que as pás estavam muito mal posicionadas.

A não formação da esteira de vorticidade significa que por algum motivo a instabilidade de Kelvin-Helmholtz não se concretizou. O fluido no extradorso não está encontrando com o fluido no intradorso, indicando o surgimento de um fenômeno parecido com o descolamento da camada limite. A metodologia é baseada nas equações de Euler, portanto o efeito não ocorre pela presença de camada limite, mas sim pelo forte gradiente de pressão entre pás e entre cascatas. O gradiente é grande o suficiente para desacelerar o fluido até a estagnação e a energia do movimento é dissipada por meio de recirculação, dando lugar a vórtices localizados fora do bordo

de fuga. Pode-se reconhecer esse fenômeno como um descolamento de fluido para o caso invíscido.

Observa-se na imagem que as ondas provenientes do início e fim da aceleração são muito mais brandas. Isto se deve ao fato de o escoamento ser acelerado em 20.000 iterações, em contraste com as 1.000 iterações do caso mostrado na evolução temporal (Figs. 4.2.1 até 4.2.6). Aumentou-se esse número para diminuir a força das ondas de aceleração que foram muito intensas no primeiro caso observado e não são alvo de estudo deste trabalho.

Algumas iterações após a geração da Fig. (4.5.1), surgiu um NaN² nas sondas de pressão posicionadas entre as cascatas. Em outras palavras, a simulação numérica se encerrou automaticamente ao obter valores sem relevância física de pressão. Para contornar esta barreira na indução do escoamento foi necessário desenvolver uma nova rotina numérica no código VAT que varia o ângulo de ataque das cascatas na medida que a velocidade do escoamento não perturbado aumenta. As geometrias das pás iniciarão com suas respectivas cordas posicionadas em 90 graus com a horizontal e, lentamente, irão diminuir o ângulo para acompanhar a velocidade do ar succionado. Pelo triângulo de velocidades, quando a velocidade absoluta \mathbf{v} tende a zero, a velocidade relativa \mathbf{w} inclina-se cada vez mais na vertical. Portanto a posição das pás que atenderia a necessidade de sucção encontra-se onde a corda da pá dianteira está totalmente na vertical e o bordo de ataque apontado para baixo. A segunda pá deve ser posicionada a partir da primeira.

Para acompanhar o aumento da velocidade ao longo do domínio, foram implementadas sondas de velocidade que capturam as componentes u e v a cada iteração. As novas sondas possuem caráter virtual, não sendo compostas por uma geometria real.

O processo de desenvolvimento de uma nova funcionalidade para o código VAT demanda longo período de testes e validações. A (Fig. 4.5.2) mostra uma nova adaptação do domínio computacional utilizada neste projeto que passou de 8×8 para 6×2 comprimentos característicos. O número de pás de ambas as cascatas continuou

²Not a Number

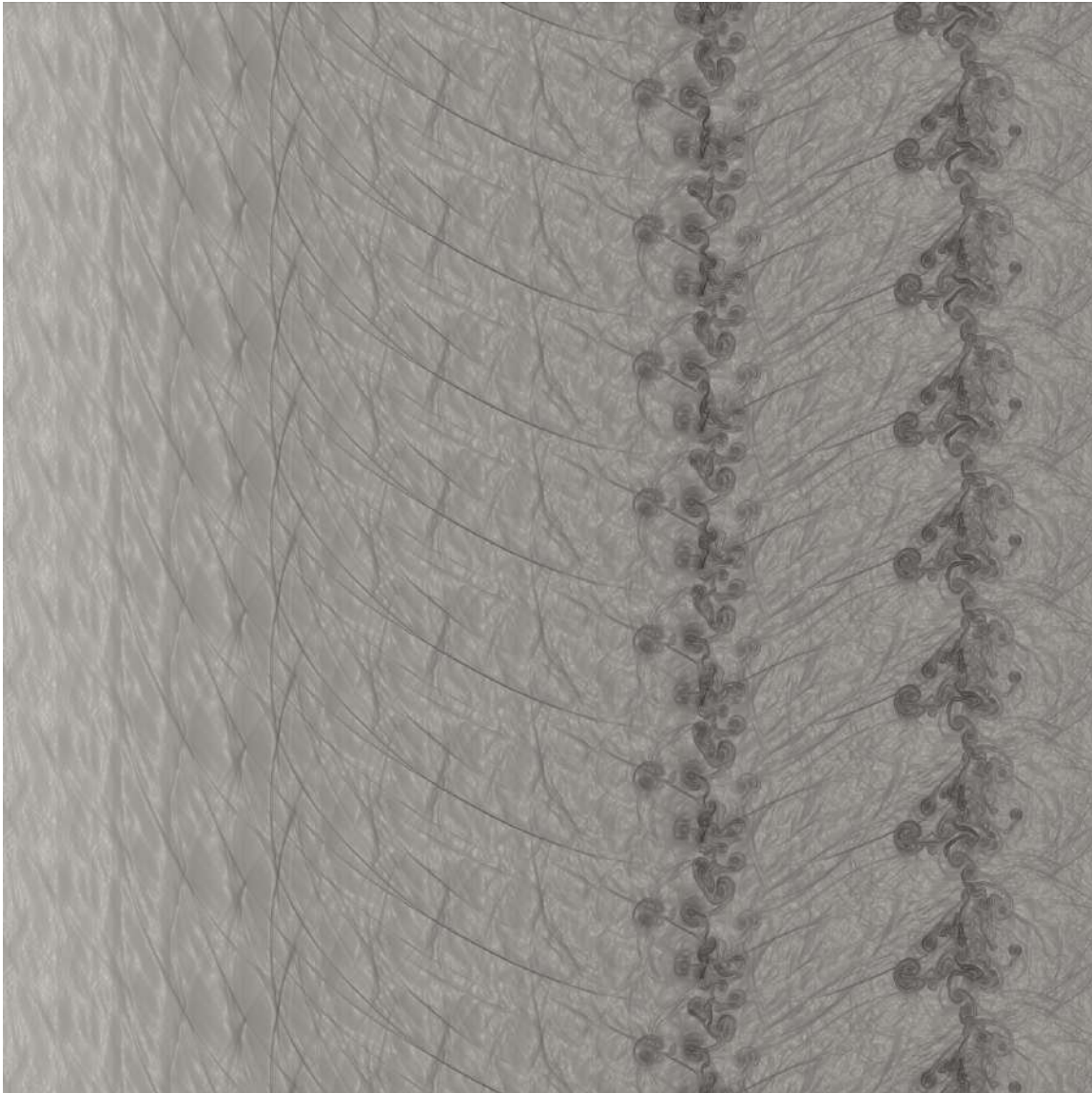


Fig. 4.5.1: Visualização iteração 40.000 com escoamento não perturbado igual a Mach 0.

constante mas a altura do domínio agora está quatro vezes menor, resultando em uma diminuição de igual tamanho no passo.

Esta nova configuração da cascata foi adotada para otimizar o processo de indução do escoamento. Uma cascata com passo menor entre pás apresenta maior solidez e succiona com maior eficiência o ar a montante, reduzindo consideravelmente o tempo de espera por resultados durante a fase de testes.

A geometria pode rotacionar em relação a qualquer ponto do espaço. Para o caso em análise, escolheu-se o ponto onde a corda encontra o bordo de ataque, portanto

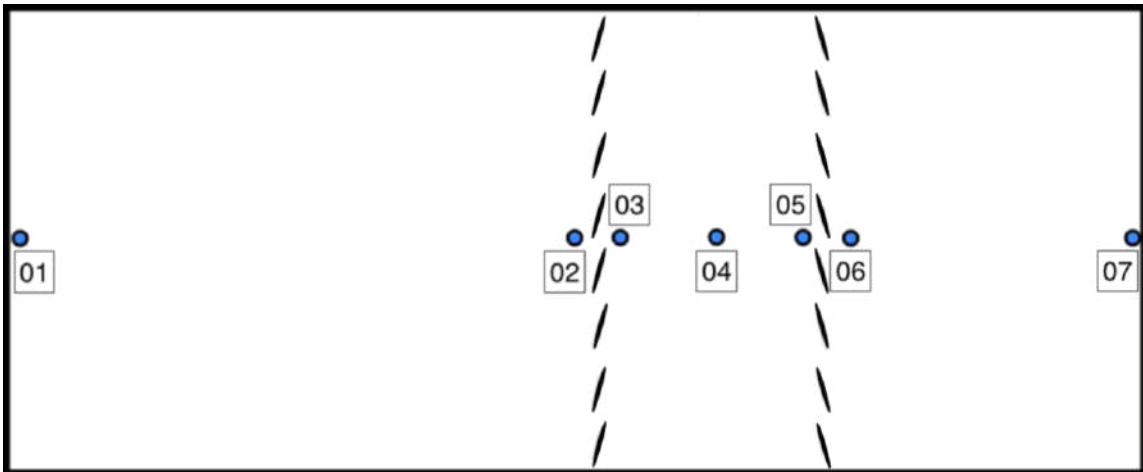


Fig. 4.5.2: Domínio reduzido 6x2 e identificação das sondas de velocidade (azul).

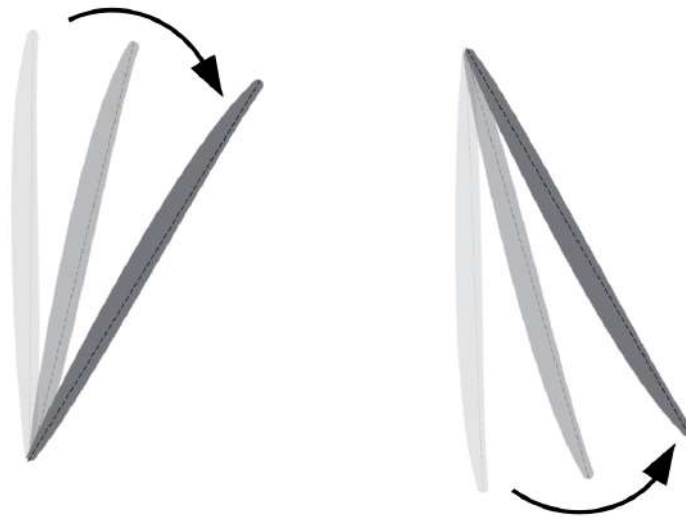


Fig. 4.5.3: Movimento de rotação das pás.

as geometrias rotacionam conforme ilustrado na (Fig. 4.5.3). As pás da primeira cascata rotacionam da posição vertical até a posição desejada em sentido horário e as da segunda em sentido anti-horário.

4.5.1 Rotação

Nos casos anteriores, onde não existia rotação, tinha-se a variável (n_{start}) que indicava o número de iterações necessárias para acelerar o escoamento da condição de estagnação até a velocidade desejada. Esta mesma variável também acelera cons-

tantemente as pás das cascatas até a velocidade linear desejada a partir do repouso. Com a introdução da rotação, surgem mais variáveis que precisam ser pré definidas antes de iniciar a simulação no código VAT.

- $n_{start,rot}$: número de iterações para início da rotação. Este parâmetro indica o tempo exato a partir do qual a geometria começará a rotacionar.
- $angle_{start}$ e $angle_{end}$: ângulos de início e fim da rotação. Estes ângulos indicam a posição antes do procedimento de rotação e a posição após o término da rotação para cada cascata.
- n_{rot} : número de iterações da rotação. Este parâmetro indica a duração da rotação completa.

Tab. 4.5.1: Exemplo de parâmetros iniciais para rotação.

	$n_{start,rot}$	$angle_{start}$	$angle_{end}$	n_{rot}
Cascata 1	50.000	90°	30°	150.000
Cascata 2	100.000	90°	80°	200.000

Para exemplificar, pode-se observar os parâmetros arbitrários mostrados na (Tab. 4.5.1). No início da simulação, ambas as cascatas estarão na posição 90° com a horizontal. Entre a iteração 1 e 49.999, as cascatas estarão se movimentando com a velocidade linear do open rotor, mas não existirá nenhuma rotação angular das pás. Na iteração 50.000 a primeira cascata inicia seu procedimento de rotação e a segunda cascata continua sem giro. Na iteração 100.000, a primeira já terá percorrido um terço da sua trajetória de rotação enquanto a segunda inicia seu giro. Na iteração 200.000, a primeira cascata finaliza a rotação (30° com a horizontal) e a segunda estará na metade da trajetória de giro. Na iteração 300.000 a segunda cascata completa sua rotação (80° com a horizontal). Pode-se perceber que a primeira rotacionou de 90° a 30° em 150.000 iterações, portando a cada iteração houve uma rotação de $((90^\circ - 30^\circ) / 150.000) = 0,0004^\circ$ graus. Da mesma maneira, para a segunda cascata, houve uma rotação de $((90^\circ - 80^\circ) / 200.000) = 0,0005^\circ$ graus por iteração.

Este exemplo mostra que pode-se controlar a velocidade angular, a direção de rotação e a posição inicial e final da geometria. É possível rotacionar n vezes em

torno da mesma posição aplicando o ângulo final como $\pm n \cdot 360^\circ$. Alterar entre ângulos positivos e negativos equivale a alterar o sentido de rotação entre horário e anti-horário.

Para descobrir a combinação ideal de parâmetros iniciais, foram testados vários casos com diferentes ângulos e velocidades de angulares.

	Cascata 1				Cascata 2			
	$n_{start,rot}$	$angle_{start}$	$angle_{end}$	n_{rot}	$n_{start,rot}$	$angle_{start}$	$angle_{end}$	n_{rot}
Caso 01	1	90,0	72,9	200.000	1	90,0	69,0	200.000
Caso 02	1	90,0	72,9	300.000	1	90,0	69,0	300.000
Caso 03	1	90,0	72,9	800.000	1	90,0	69,0	800.000
Caso 04	1	90,0	72,9	1.600.000	1	90,0	69,0	1.600.000

Fig. 4.5.4: Casos teste com início da rotação na primeira iteração.



Fig. 4.5.5: Falha na simulação do Caso 01. Estol na primeira e segunda cascata.



Fig. 4.5.6: Falha na simulação do Caso 02. Estol na primeira e segunda cascata.

Os casos 01, 02, 03 e 04 foram executados com os mesmos ângulos $angle_{start}$ e $angle_{end}$. Escolheu-se estes ângulos porque levam as pás da posição vertical até a



Fig. 4.5.7: Falha na simulação do Caso 03. Estol na primeira e segunda cascata.



Fig. 4.5.8: Falha na simulação do Caso 04. Estol na segunda cascata.

posição de projeto. As posições de projeto $72,9^\circ$ para a primeira cascata e 69° para a segunda foram determinadas a partir do triângulo de velocidades para um escoamento livre Mach 0,20 e velocidade linear das pás Mach 0,65. Estes ângulos equivalem ao ângulo da velocidade relativa em relação a horizontal. A diferença entre os casos consiste no parâmetro n_{rot} , portanto a velocidade angular é diferente para cada. O caso 01 rotacionou mais rapidamente e o caso 04 mais lentamente.

Rotacionar com o menor número de iterações, ou seja, mais rapidamente, significa que a simulação demorou menos tempo durante a fase de indução do escoamento e alcançou a velocidade do escoamento não perturbado desejada de forma eficiente. O lado negativo de usar valores pequenos para n_{rot} consiste na dessincronização do ângulo da pá com o ângulo da velocidade relativa w , ocasionando o efeito de estol. As Figs (4.5.5 até 4.5.8) mostram que todos os valores de n_{rot} testados resultaram no estol em alguma ou ambas cascatas. É possível perceber que a intensidade de ruído a

montante das cascatas diminui gradualmente entre o caso 01 e caso 04, comprovando que quanto maior a velocidade angular, mais complexo o escoamento se torna.

	Cascata 1				Cascata 2			
	$n_{start,rot}$	$angle_{start}$	$angle_{end}$	n_{rot}	$n_{start,rot}$	$angle_{start}$	$angle_{end}$	n_{rot}
Caso 05	800.000	90,0	72,9	100.000	800.000	90,0	69,0	100.000
Caso 06	800.000	90,0	72,9	500.000	800.000	90,0	69,0	500.000

Fig. 4.5.9: Casos teste com início da rotação em 800.000 iterações.

O casos 05 e 06 listados na Fig. (4.5.9) compõem uma segunda bateria de simulações. O parâmetro $n_{start,rot}$ mudou de 1 para 800.000, significando que as pás das cascatas iniciarão a rotação a partir da iteração 800.000. Adicionou-se esse parâmetro para colocar a rotação em modo de espera, aguardando o transiente inicial do escoamento induzido sair do domínio. Este transiente será melhor explicado na próxima bateria de simulações. As Figs. (4.5.10 e 4.5.11) mostram as últimas visualizações obtidas para ambos os casos antes dos resultados divergirem.

Para o caso 05, com $n_{rot} = 100.000$, percebe-se estol nas duas cascatas, sendo bem mais intenso na segunda cascata. A Fig. (4.5.10) deixa evidente que nenhuma esteira de vorticidade está presente, resultado do precário posicionamento da corda das pás com a velocidade relativa do escoamento. Para o caso 06, com $n_{rot} = 500.000$, percebe-se que, ao rotacionar cinco vezes mais devagar, as esteiras de vorticidade da primeira cascata estão bem definidas, indicando bom posicionamento desta cascata. As segunda cascata não se comportou de maneira semelhante. É perceptível um pequeno estol, de difícil visualização, mas com devida atenção nota-se que o fluido no extradorso não encontra o fluido do intradorso. Com a Fig. (4.5.11) pode-se concluir que a segunda cascata é mais crítica que a primeira.

A última bateria de testes compreende os casos 07 ao 15. Após investigações sobre o escoamento dos casos 05 e 06, alterou-se o número de iterações do $n_{start,rot}$ para 600.000, poupando tempo nos testes seguintes. Outro fator importante mostrado na Fig. (4.5.12) é a variação dos ângulos das pás da segunda cascata. Investigou-se o comportamento do escoamento os casos 07, 08, 09, 10, 11 e 12 e todos falharam numericamente, vide (Figs. 4.5.17 até 4.5.13).

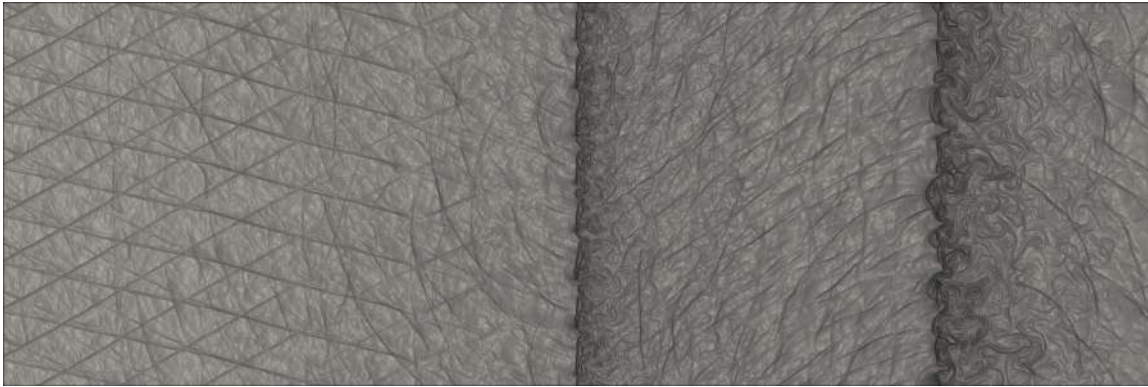


Fig. 4.5.10: Falha na simulação do Caso 05. Estol na primeira e segunda cascata.



Fig. 4.5.11: Falha na simulação do Caso 06. Estol na segunda cascata.

	Cascata 1				Cascata 2			
	$n_{start,rot}$	$angle_{start}$	$angle_{end}$	n_{rot}	$n_{start,rot}$	$angle_{start}$	$angle_{end}$	n_{rot}
Caso 07	600.000	90,0	72,9	500.000	600.000	84,0	67,0	500.000
Caso 08	600.000	90,0	72,9	500.000	600.000	91,0	74,0	500.000
Caso 09	600.000	90,0	72,9	500.000	600.000	91,0	76,0	500.000
Caso 10	600.000	90,0	72,9	500.000	600.000	91,0	80,0	500.000
Caso 11	600.000	90,0	72,9	500.000	600.000	91,0	85,0	500.000
Caso 12	600.000	90,0	72,9	500.000	600.000	95,0	75,0	500.000
Caso 13	600.000	90,0	87,0	500.000	600.000	90,0	87,0	500.000
Caso 14	600.000	90,0	84,0	500.000	600.000	90,0	84,0	500.000
Caso 15	600.000	90,0	81,0	500.000	600.000	90,0	81,0	500.000

Fig. 4.5.12: Casos teste início da rotação em 600.000 iterações.

Todas as simulações até o caso 12 tomaram como base os ângulos de projeto e tentaram, sem êxito, rotacionar as geometrias até a posição predefinida. Decidiu-se inverter a estratégia de investigação para os casos 13, 14 e 15. Nestes três últimos casos, as pás de ambas as cascata foram colocadas na posição 90° e pouco a pouco

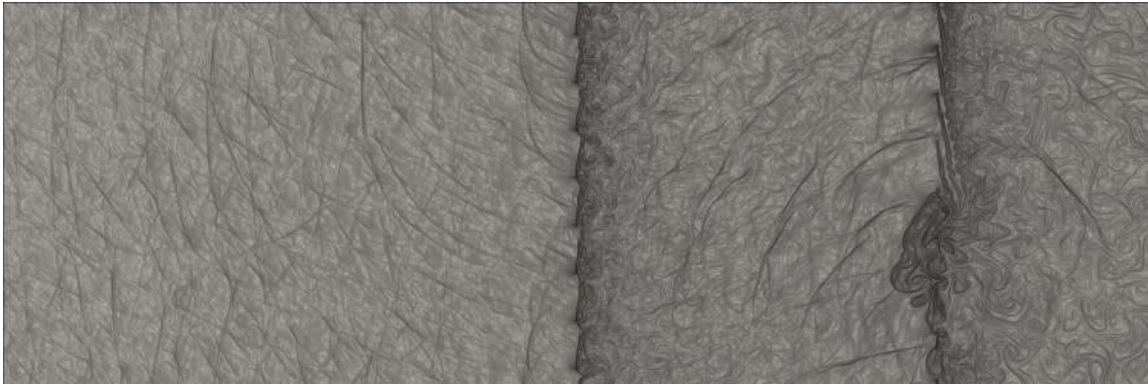


Fig. 4.5.13: Falha na simulação do Caso 08. Estol na primeira e segunda cascata.



Fig. 4.5.14: Falha na simulação do Caso 09. Estol na primeira e segunda cascata.



Fig. 4.5.15: Falha na simulação do Caso 10. Estol na primeira e segunda cascata.

aumentou-se o ângulo. O caso 13 impõe rotação completa de 3° , o caso 14 de 6° e o caso 15 de 9° para ambas as cascatas. Observa-se nas Figs. (4.5.18 até 4.5.20) que a rotação se realizou por completa sem aparecimento de estol. Estes três casos não apresentaram erro numérico e prosseguiram com execução infinita.

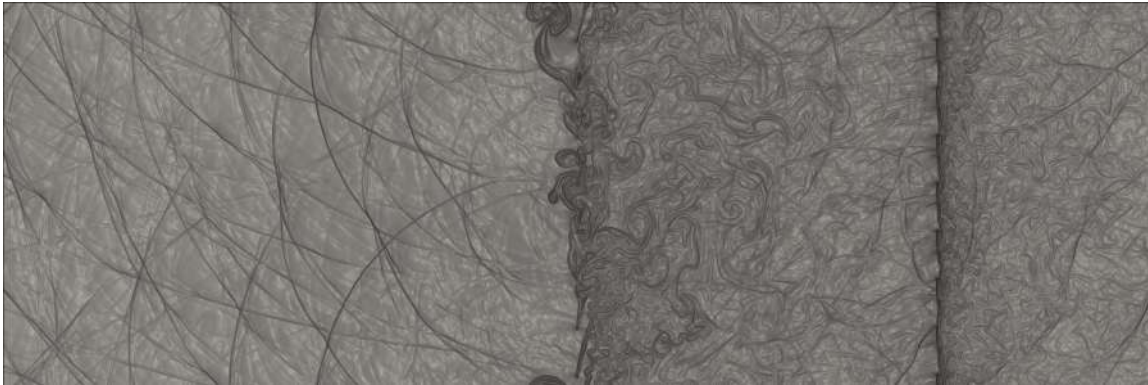


Fig. 4.5.16: Falha na simulação do Caso 11. Estol na primeira cascata.

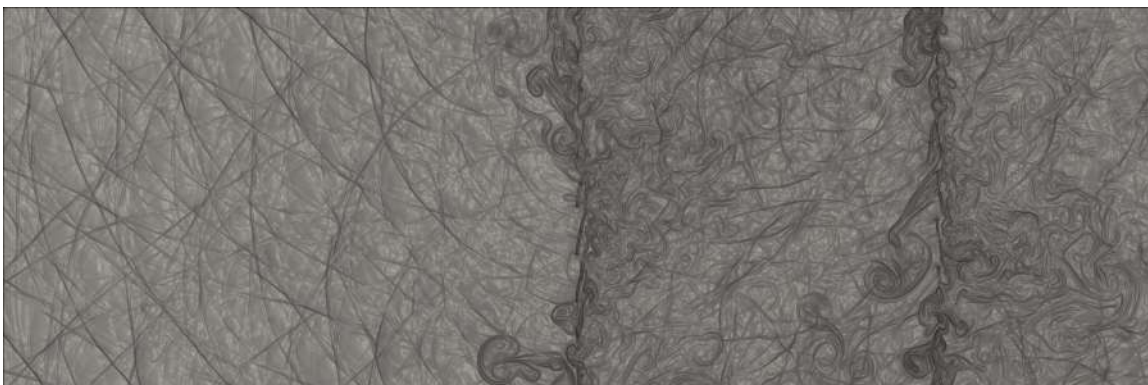


Fig. 4.5.17: Falha na simulação do Caso 12. Estol na primeira e segunda cascata.

A Fig. (4.5.18) referente a visualização do caso 13 mostra o escoamento para rotação de 3° das cascatas. Não há muita informação na imagem, mas é possível perceber que as esteiras de vorticidade de ambas as cascatas se formaram e não há presença de modos acústicos. A Fig. (4.5.19) para rotação de 6° mostra que o escoamento induzido é mais intenso. Nota-se a presença marcante de fluido se movimentando a jusante e a presença fraca dos modos acústicos. A Fig. (4.5.20) para rotação de 9° tem modos mais bem definidos em comparação com os ângulos anteriores e nesta visualização é perceptível que as pás da segunda cascata estão sofrendo um grande esforço com o fluido no intradorso e extradorso quase se separando. Provavelmente, ao aumentar ainda mais o ângulo de rotação, iniciaria-se o estol.

Rotacionar 9° em 500.000 iterações equivale a $0,000\ 018^\circ$ por iteração. Como cada iteração equivale a $2,4 \times 10^{-7}$ s, recomenda-se velocidade angular menor ou igual a 75° por segundo para evitar estol.

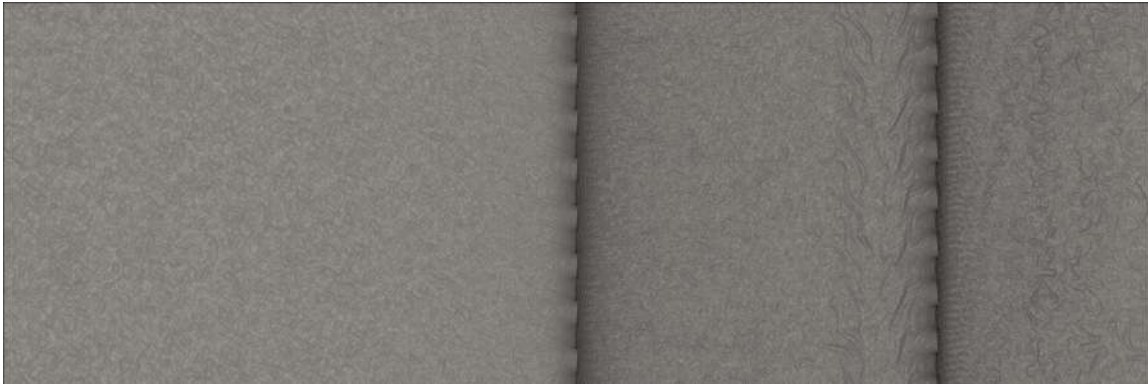


Fig. 4.5.18: Simulação do Caso 13. Sucesso na rotação de 3 graus em ambas as cascatas.

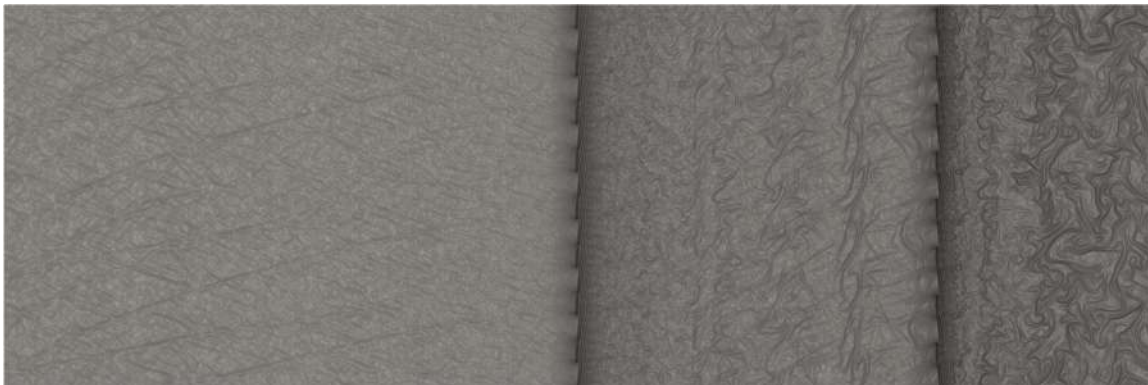


Fig. 4.5.19: Simulação do Caso 14. Sucesso na rotação de 6 graus em ambas as cascatas.



Fig. 4.5.20: Simulação do Caso 15. Sucesso na rotação de 9 graus em ambas as cascatas.

Portanto foram obtidos três casos bem-sucedidos cujas informações serão lembradas:

Caso 13:

(i) $n_{start} = 100.000$

(ii) $n_{start,rot} = 600.000$

(iii) $n_{rot} = 500.000$

(iv) $angle_{start} = 90^\circ$

(v) $angle_{end} = 87^\circ$

Caso 14:

(i) $n_{start} = 100.000$

(ii) $n_{start,rot} = 600.000$

(iii) $n_{rot} = 500.000$

(iv) $angle_{start} = 90^\circ$

(v) $angle_{end} = 84^\circ$

Caso 15:

(i) $n_{start} = 100.000$

(ii) $n_{start,rot} = 600.000$

(iii) $n_{rot} = 500.000$

(iv) $angle_{start} = 90^\circ$

(v) $angle_{end} = 81^\circ$

Antes de prosseguir com a análise das sondas de velocidade, é válido enfatizar as etapas da simulação.

- Da primeira iteração até 100.000 (i) iterações tem-se a fase de aceleração do escoamento e aceleração das pás do open rotor. Como o escoamento está sendo induzido, definiu-se como parâmetro inicial que o vetor velocidade do escoamento não perturbado será nulo. Portanto se aplica a aceleração apenas nas pás, variando a velocidade linear a partir da estagnação até Mach 0,65.
- Entre 100.000 (i) e 600.000 (ii) iterações, as pás estão com velocidade linear constante de Mach 0,65 e posição da corda em 90° (iv) com a horizontal.
- A partir de 600.000 (ii) iterações inicia-se a rotação das pás até o ângulo final (v) para cada caso. Como a duração da rotação é de 500.000 (iii) iterações, as pás atingirão o ângulo final em (500.000+600.000) iterações. Portanto se encerra a rotação na iteração 1.100.000.
- Após 1.100.000 iterações o escoamento persiste em regime permanente.

4.5.2 Sondagens de Velocidade

As sondas de velocidade estão posicionadas e numeradas como indicado na Fig. (4.5.2). A sonda 01 está localizada no início do domínio regular, coincidindo com

a região de entrada do fluido. Esta sonda recolhe informações do campo distante a montante. As sondas 02 e 03 estão posicionadas logo antes e logo depois da primeira cascata, analisando as componentes da velocidade que chegam no bordo de ataque e saem do bordo de fuga respectivamente. A sonda 04 está posicionada entre cascatas, fornecendo dados durante o caminho do escoamento. As sondas 05 e 06 estão posicionadas logo antes e logo depois da segunda cascata. A sonda 07 está posicionada no final do domínio regular. Esta sonda recolhe informações do campo distante a jusante.

Os casos 13, 14 e 15 bem-sucedidos da seção anterior demonstram diferentes intensidades na indução de escoamento. O primeiro rotacionou 3° com velocidade angular de $25^\circ/\text{s}$, o segundo rotacionou 6° com velocidade angular de $50^\circ/\text{s}$ e o terceiro rotacionou 9° com velocidade angular de $75^\circ/\text{s}$.

As Figs. (4.5.21 até 4.5.24) mostram as componentes de velocidade u e v obtidas pelas sondas de campo distante a montante (01) e a jusante (07).

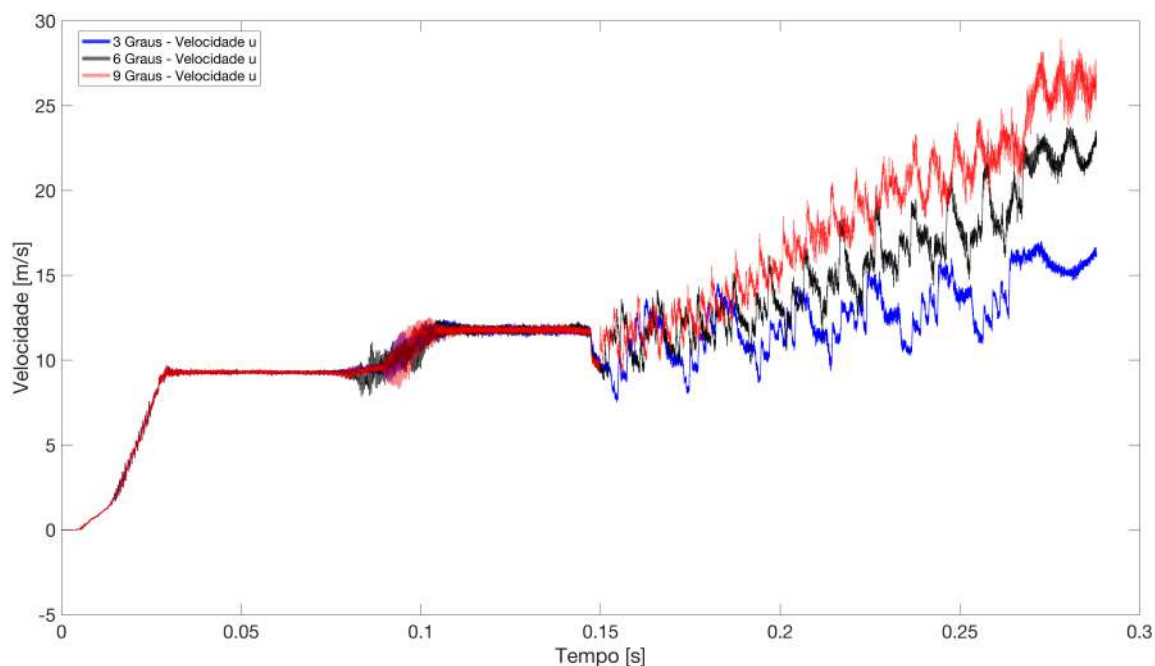


Fig. 4.5.21: Sinal de velocidade u da Sonda 01 para o Caso 13 (azul), 14 (preto) e 15 (vermelho).

Analisando a sonda 01 da Fig. (4.5.21), é visível que a velocidade u induzida na rotação 9° é maior. Do tempo 0 s até 0,144 s as curvas azul, preta e vermelha

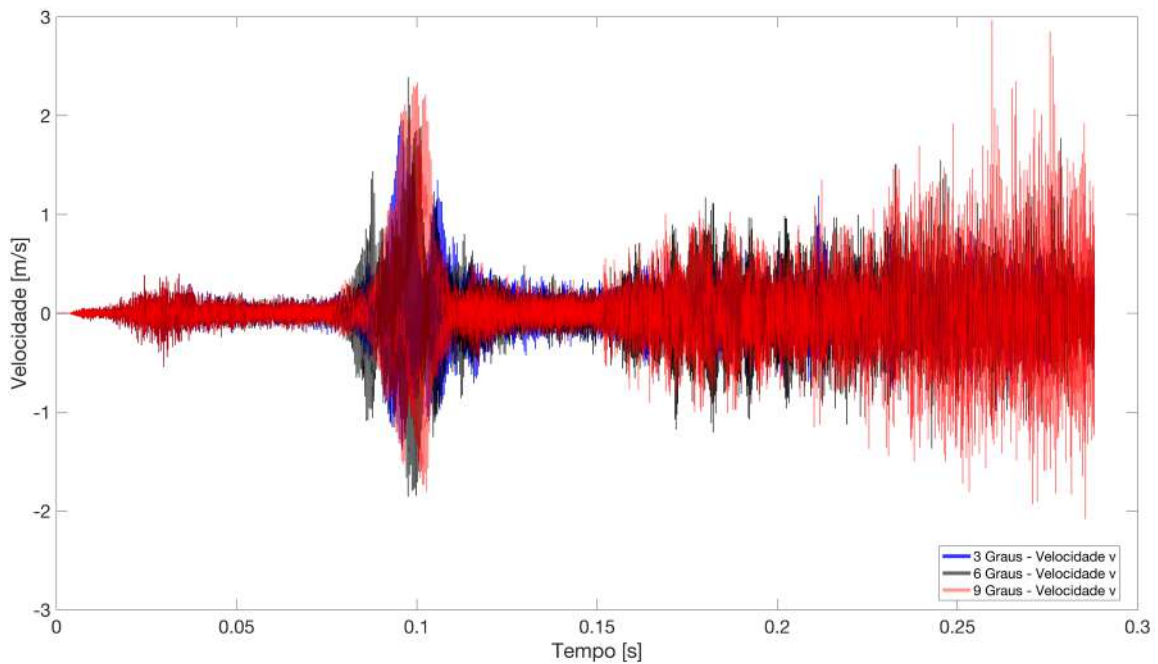


Fig. 4.5.22: Sinal de velocidade v da Sonda 01 para o Caso 13 (azul), 14 (preto) e 15 (vermelho).

são coincidentes, refletindo a igualdade dos parâmetros n_{start} , $n_{start,rot}$ e $angle_{start}$, salvo pequenos desvios originários de aproximações no método numérico (cada simulação com parâmetros idênticos será levemente diferente). A partir do tempo 0,144 s (600.000 iterações) inicia-se o processo particular de rotação para cada caso.

O mesmo ocorre com a sonda 07 da Fig. (4.5.23), os dados de cada curva começam a destoar a partir do tempo 0,144 s. Sempre a curva vermelha se mostra como crítica, tendo velocidades induzidas superiores.

As figuras acima citadas abrangem o sinal inteiro da sonda de velocidade. Decidiu-se dividir, em partes menores, cada momento importante da simulação, fornecendo visualizações auxiliares para entender o efeito físico dos gráficos. Removeram-se as curvas do caso 13 e 14, mantendo apenas o caso 15, mais crítico. Esta remoção não acarreta em perda de informações porque a rotação de 9° mostra o mesmo efeito físico das outras curvas, de forma intensificada.

As figuras a seguir serão analisadas em conjuntos de imagens. A primeira corresponde aos dados de velocidade u , a segunda os dados de velocidade v e as posteriores

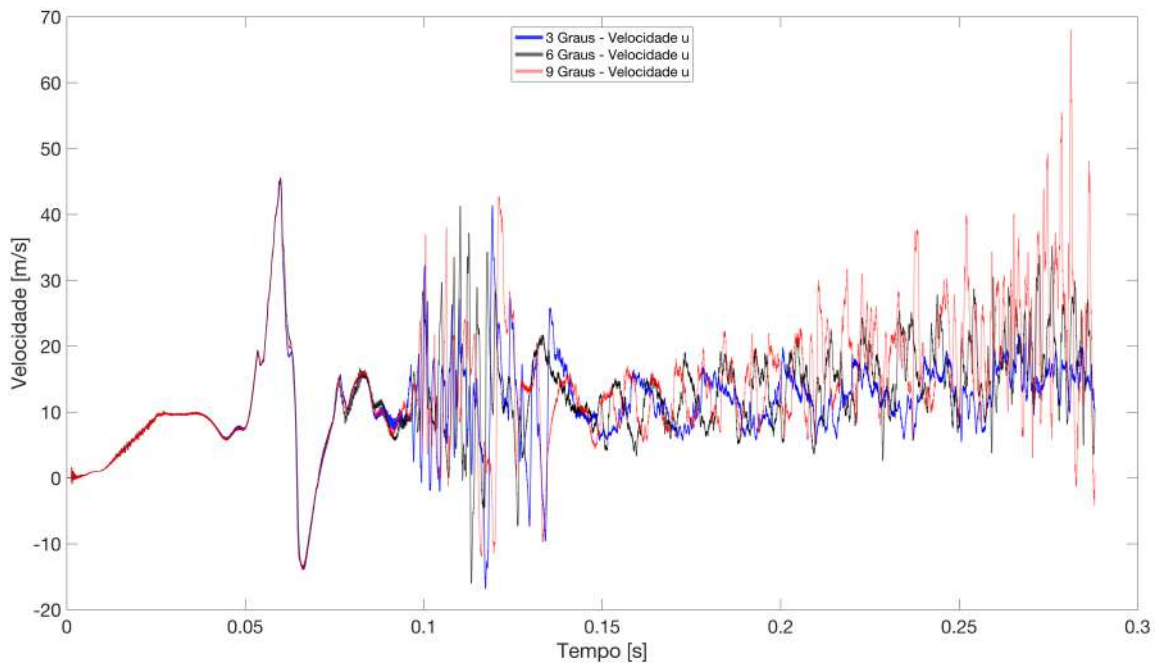


Fig. 4.5.23: Sinal de velocidade u da Sonda 07 para o Caso 13 (azul), 14 (preto) e 15 (vermelho).

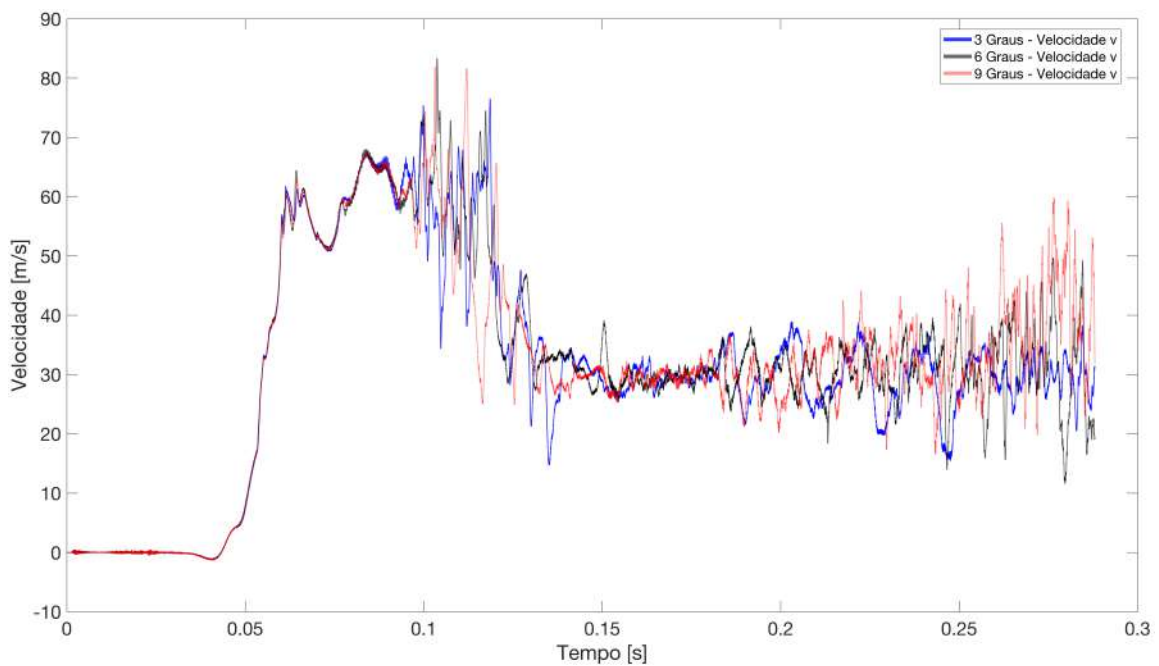


Fig. 4.5.24: Sinal de velocidade v da Sonda 07 para o Caso 13 (azul), 14 (preto) e 15 (vermelho).

serão visualizações β_T relevantes. Apenas a sonda 01 de campo distante a montante está em análise nesta parte.

Para a componente u , valores positivos são interpretados como fluido se movendo na direção $+x$ e valores negativos na direção $-x$, indicando se existe retorno

de fluido na direção contrária a indução (componente $u < 0$). Para a componente v , valores positivos são interpretados como fluido se movimentando na direção $+y$ e valores negativos na direção $-y$, indicando se o vetor velocidade é puramente axial (componente $v = 0$) ou apresenta componente tangencial ($v > 0$ ou $v < 0$)

- Aceleração inicial: A aceleração inicial é composta pelos dados da iteração 1 até 100.000, ou seja do início da coleta até 0,024 s.

A Fig. (4.5.25) refere-se a componente u do escoamento induzido. Evidencia-se o aumento gradual da velocidade das pás que induzem o escoamento não perturbado da condição de estagnação até aproximadamente 7 m/s axialmente.

A Fig. (4.5.26) é referente a componente v do escoamento induzido. Tem-se uma oscilação em torno do valor nulo com picos entre 0,2 e $-0,3$ m/s. Era esperado que o fluido induzido entrasse axialmente no domínio, mostrando coerência nos dados obtidos.

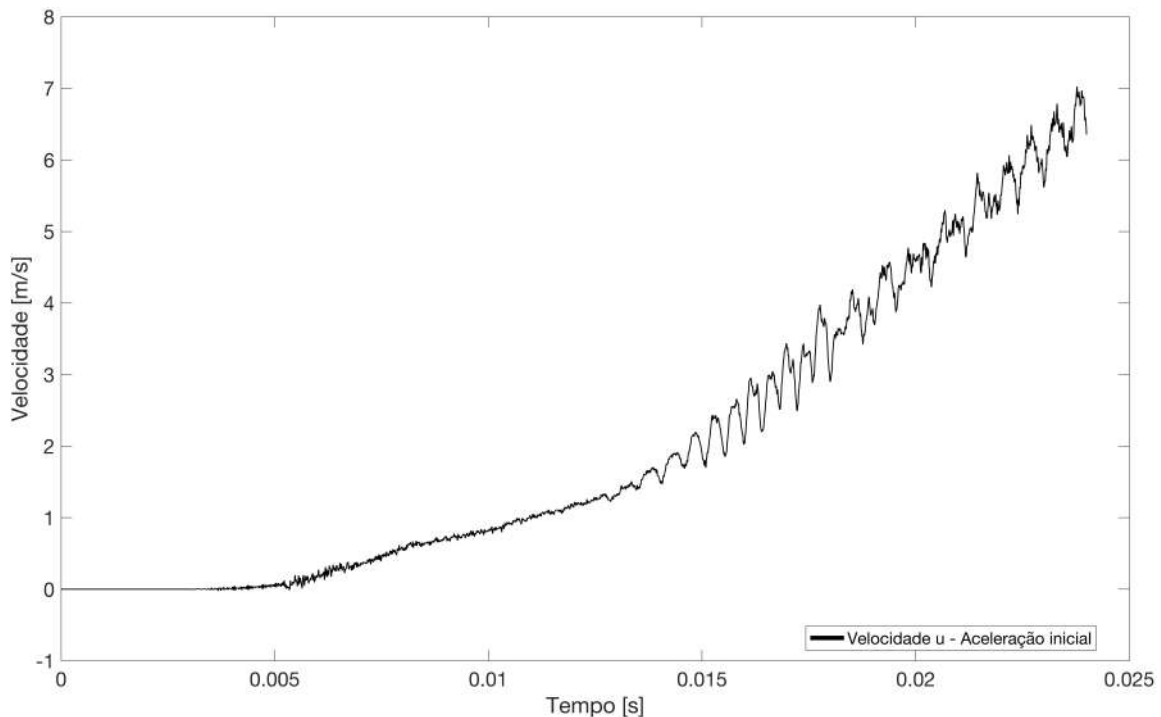


Fig. 4.5.25: Sinal de velocidade u da Sonda 01 durante a aceleração inicial.

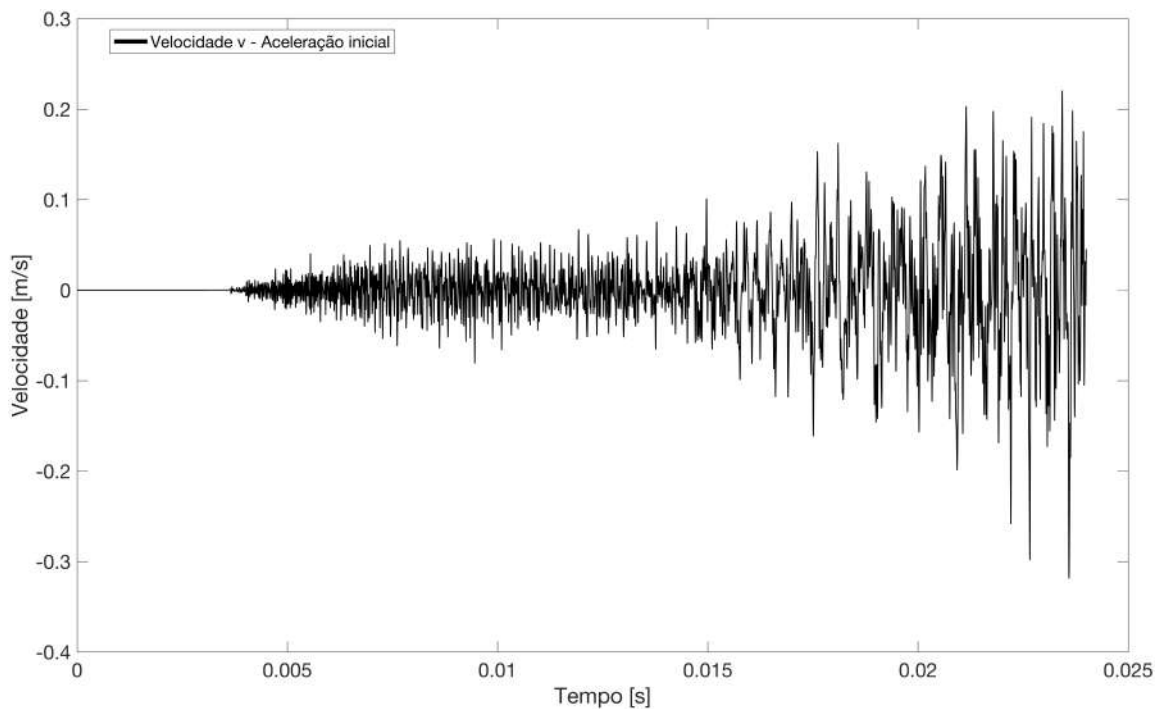


Fig. 4.5.26: Sinal de velocidade v da Sonda 01 durante a aceleração inicial.

A Fig. (4.5.27) apresenta a visualização na iteração 100.000, ou seja, no término da aceleração inicial. Nota-se a formação de 8 vórtices para cada cascata. Estes redemoinhos surgem como resposta à passagem das pás, recirculando o fluido.



Fig. 4.5.27: Visualização da iteração 100.000 para o Caso 15.

- Passagem dos vórtices: o período da passagem dos vórtices começa na iteração 100.000 e termina em 600.000.

A componente u da sonda de velocidade mostra um contínuo acréscimo na velocidade induzida até o patamar de 9,2 m/s. A visualização da iteração 200.000

mostra que os 8 pequenos vórtices de cada cascata se uniram em vórtices maiores, formando uma barreira na indução. Quando o redemoinho caminha a jusante, empurrado pelo escoamento induzido, os vórtices inevitavelmente encontram a segunda cascata em movimento. Inicia-se o retalhamento do redemoinho em vórtices menores. A sonda de velocidade do campo distante sente a dissolução da barreira à indução e pouco a pouco a velocidade induzida aumenta. Na iteração 410.000 não existe mais vórtice e a velocidade sobe para o novo patamar de 12 m/s. Esta velocidade se mantém até a iteração 600.000 onde se visualiza o escoamento livre de qualquer perturbação inicial. Com o escoamento limpo, inicia-se a rotação.

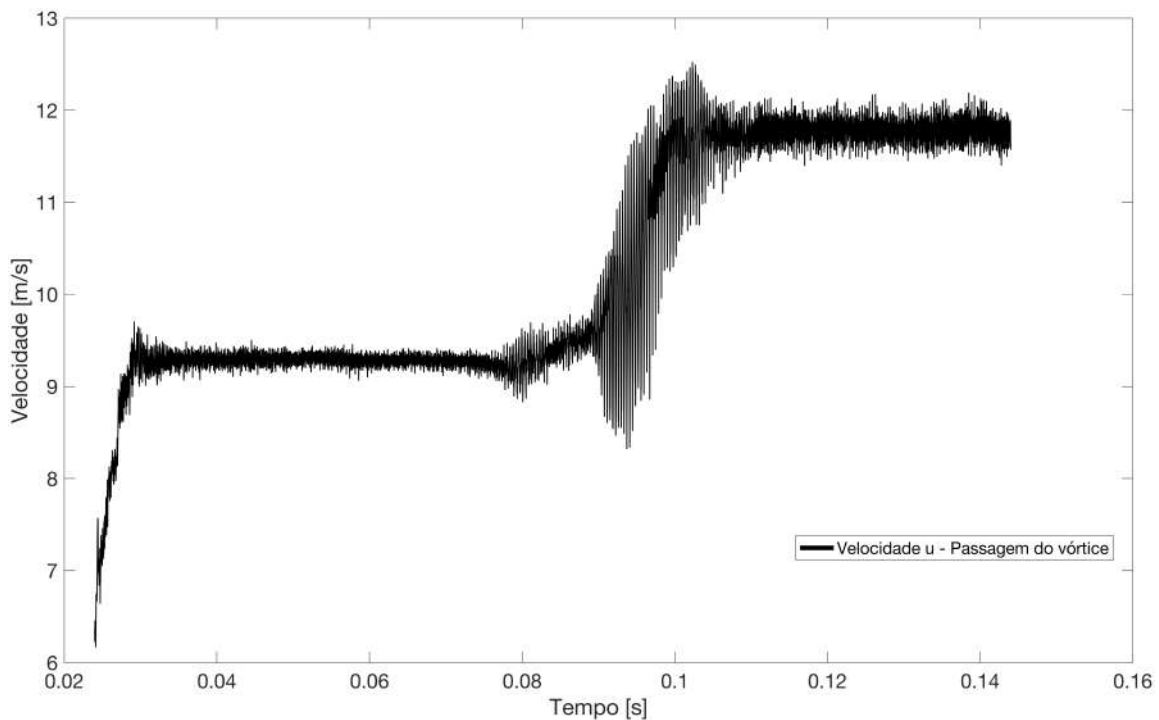


Fig. 4.5.28: Sinal de velocidade u da Sonda 01 durante e após a formação dos vórtices iniciais.

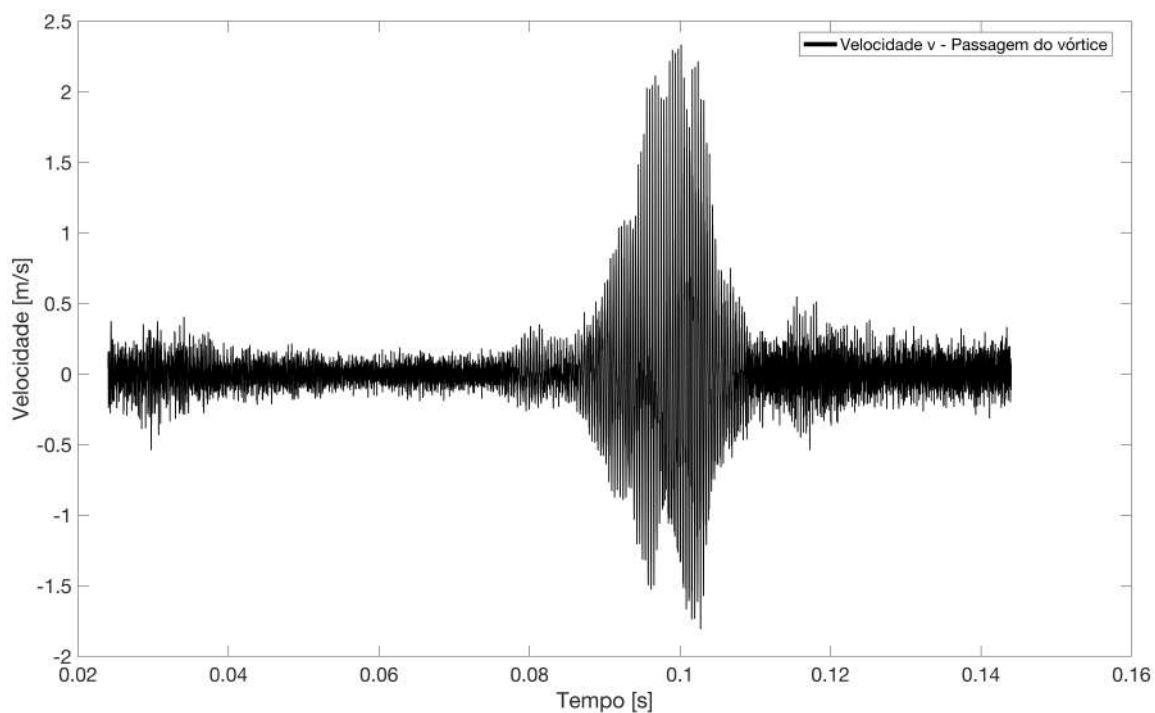


Fig. 4.5.29: Sinal de velocidade v da Sonda 01 durante e após a formação dos vórtices iniciais.



Fig. 4.5.30: Visualização da iteração 200.000 para o Caso 15.

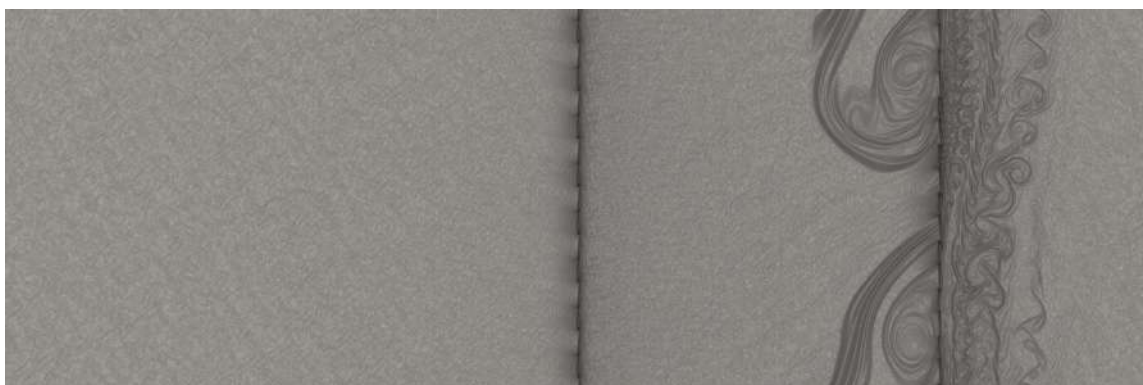


Fig. 4.5.31: Visualização da iteração 350.000 para o Caso 15.



Fig. 4.5.32: Visualização da iteração 410.000 para o Caso 15.

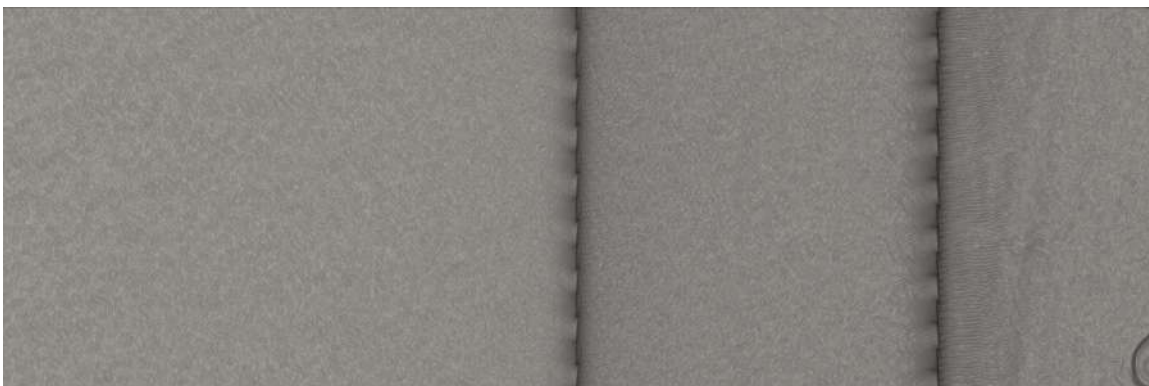


Fig. 4.5.33: Visualização da iteração 600.000 para o Caso 15.

- Rotação: a rotação acontece entre 600.000 e 1.100.000 iterações (0,144s e 0,264s).

A mudança do ângulo de ataque das pás torna a indução mais eficiente. A cada iteração o ângulo de ataque cresce com velocidade angular de $75^\circ/\text{s}$. Quanto maior o ângulo, maior a velocidade axial. Como o ângulo varia constantemente, a velocidade induzida também aumenta constantemente. A Fig (4.5.36) mostra novos vórtices se formando mas dessa vez a velocidade do escoamento induzido impede a formação do vórtice gigante. Os pequenos redemoinhos são rapidamente carregados até o retalhamento pela segunda cascata. Na Fig. (4.5.37) tem-se as pás na posição final de 81° e o escoamento segue para a próxima etapa.

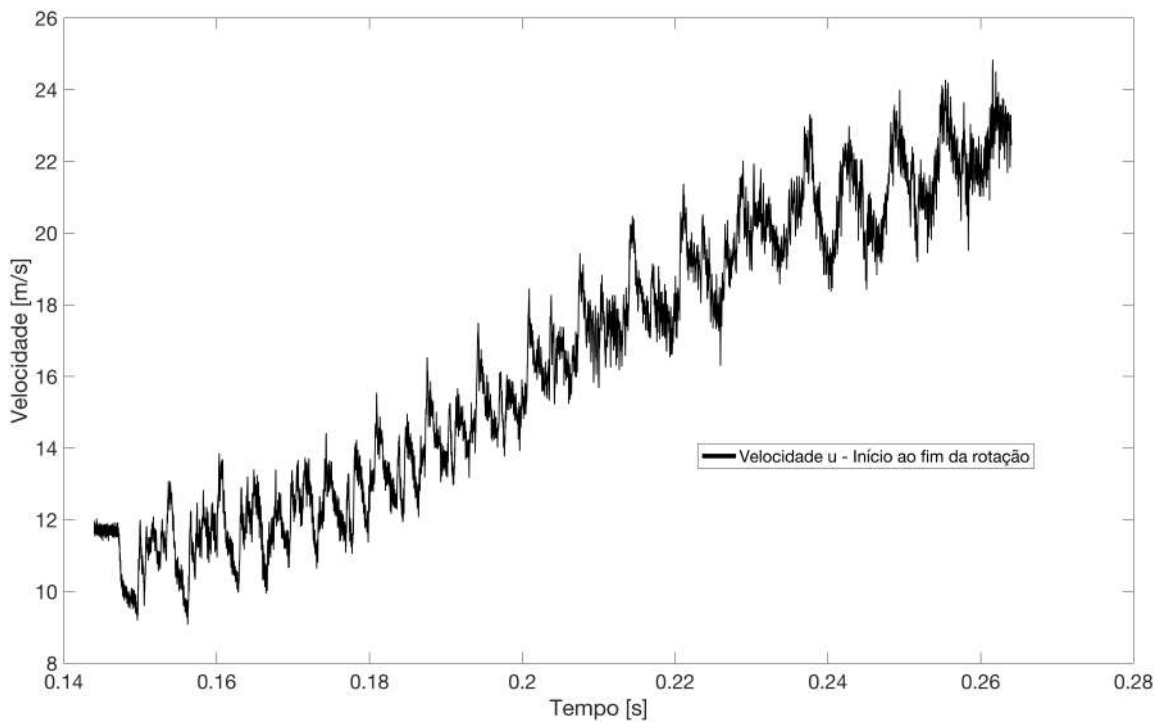


Fig. 4.5.34: Sinal de velocidade u da Sonda 01 durante a rotação das pás.

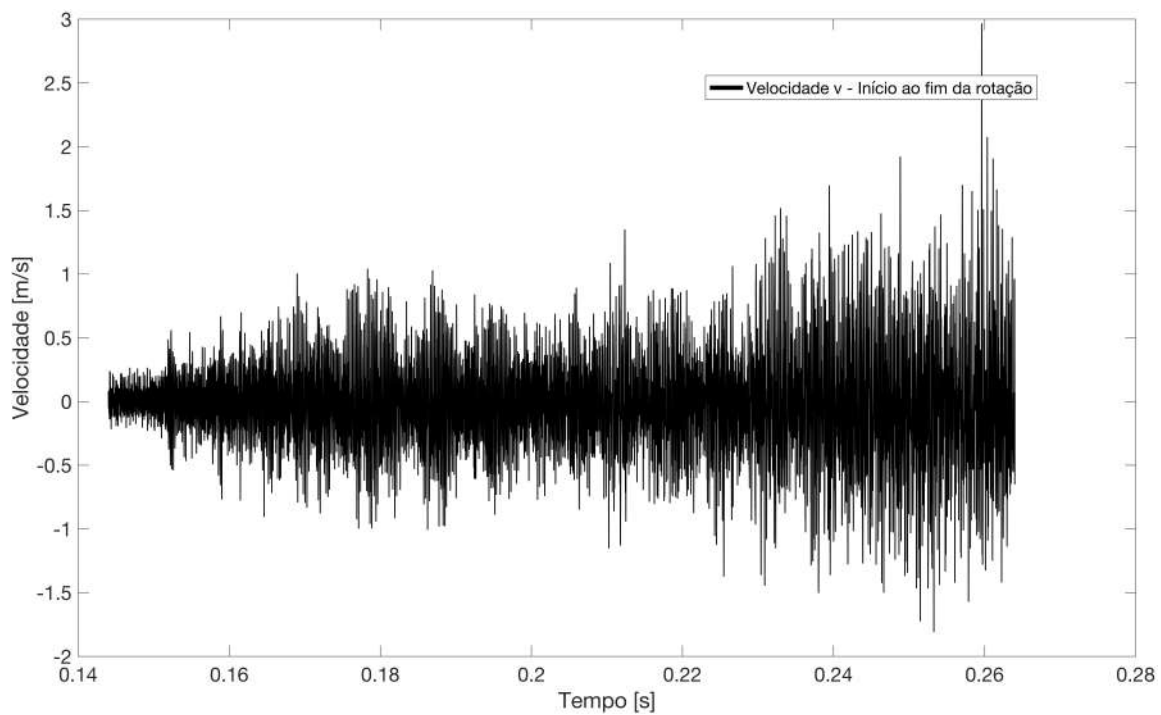


Fig. 4.5.35: Sinal de velocidade v da Sonda 01 durante a rotação das pás.

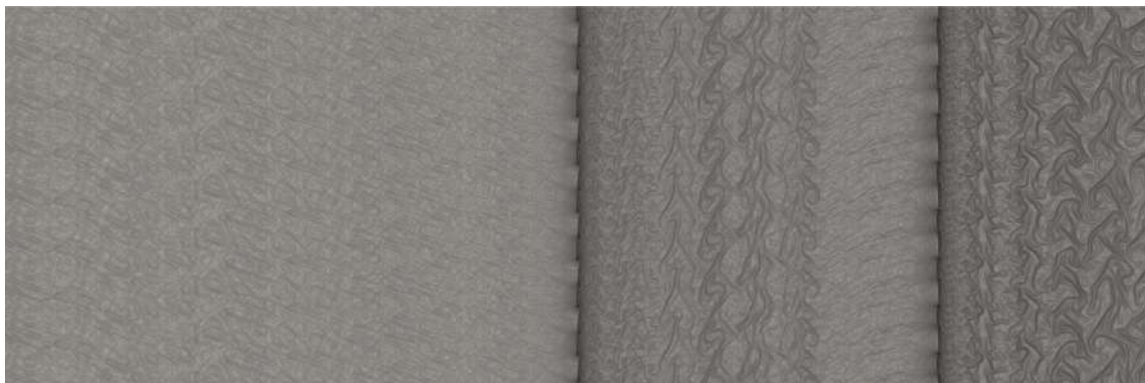


Fig. 4.5.36: Visualização da iteração 750.000 para o Caso 15.



Fig. 4.5.37: Visualização da iteração 1.100.000 para o Caso 15.

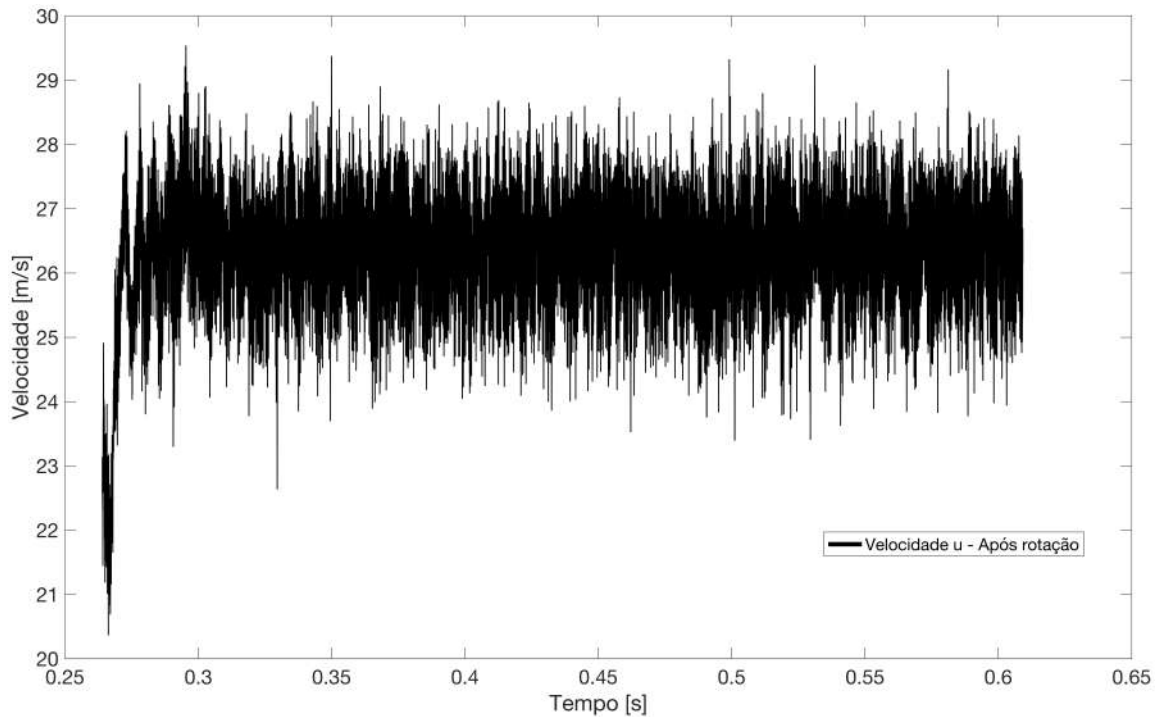


Fig. 4.5.38: Sinal de velocidade u da Sonda 01 após o final da rotação.

- Após rotação: período de 1.110.000 até o final da simulação em 3.860.000 iterações (de 0,264 s a 0,926 s).

Na Fig. (4.5.38) tem-se o sinal de velocidade para o período de rotação. Decidiu-se encurtar o sinal da sonda de velocidade até 2.540.000 (0,61 s) não alongar a imagem, dado que deste ponto até 0,926 s o comportamento é constante. Analisando os dois sinais de velocidade u e v , foi possível atingir uma média de 26,5 m/s na componente u e média de 0 m/s na componente v . Portanto o escoamento induzido entra axialmente e atinge velocidade média de 26,5 m/s.

A Fig. (4.5.40) referente a período após a rotação é muito parecida com a Fig. (4.5.37) referente ao final da rotação. Quando as pás deixam de mudar o ângulo de ataque e velocidade angular é nula, o escoamento atinge um patamar máximo de indução do escoamento e as características mantêm-se inalteradas até o final da simulação.

Na Fig. (4.5.41) tem-se um zoom da região de velocidade induzida após a rotação. Pontos foram escolhidos estrategicamente nos vales e picos de duas oscilações vizinhas.

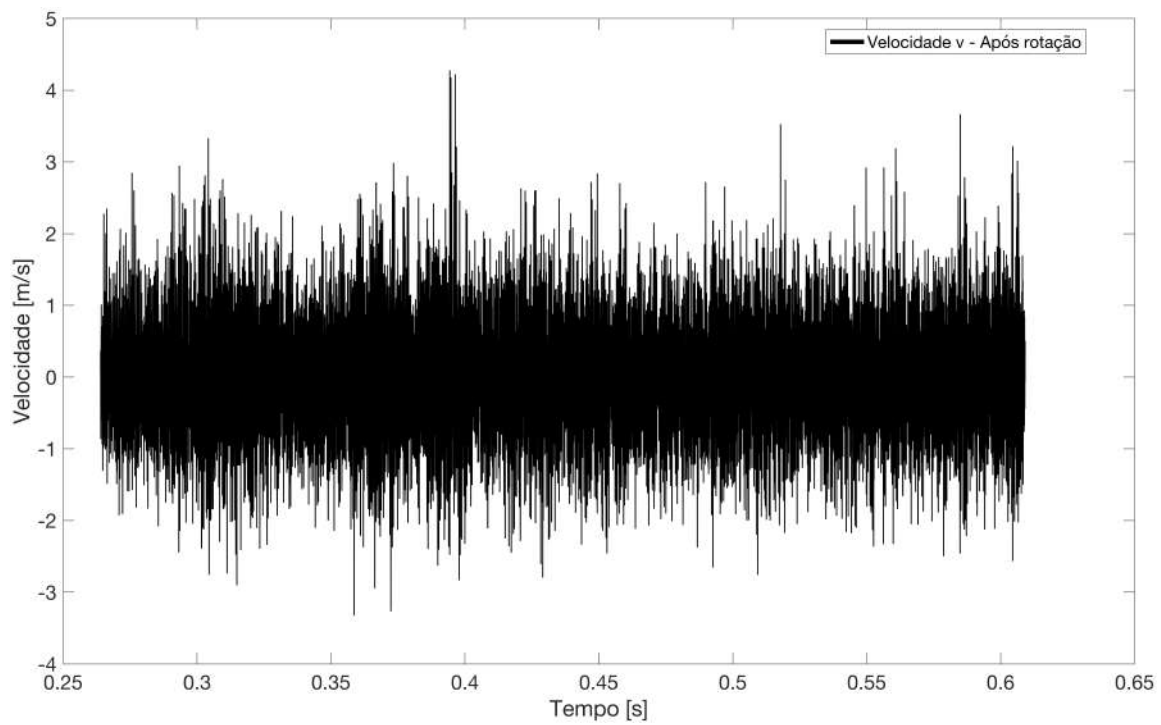


Fig. 4.5.39: Sinal de velocidade v da Sonda 01 após o final da rotação.



Fig. 4.5.40: Visualização da iteração 1.860.000 para o Caso 15.

Como o eixo X representa o tempo [s], é possível calcular a frequência de oscilação da velocidade.

$$f = \frac{1}{\Delta t}, \quad (4.4)$$

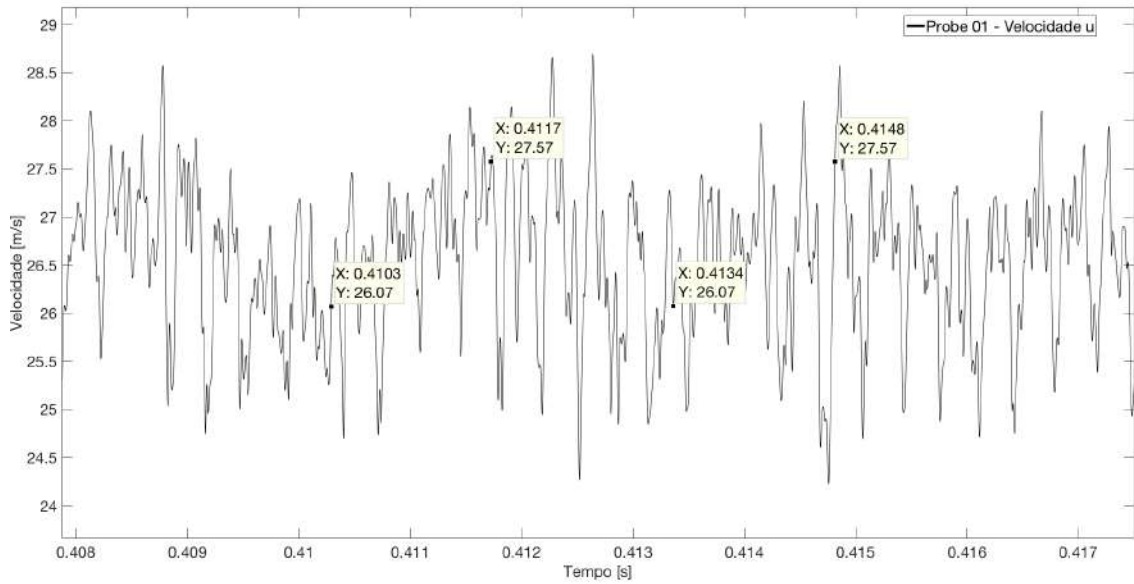


Fig. 4.5.41: Zoom do sinal de velocidade u da Sonda 01 após o final da rotação. X e Y são valores dos pontos no eixo X e eixo Y respectivamente.

onde Δt é calculado pela diferença do tempo entre dois picos ou dois vales

$$f_{vales} \approx \frac{1}{0,4134 - 0,4103} \approx 322 \text{ Hz}, \quad (4.5)$$

$$f_{picos} \approx \frac{1}{0,4148 - 0,4117} \approx 322 \text{ Hz}. \quad (4.6)$$

Utilizou-se o sinal de aproximado porque os pontos foram escolhidos visualmente. A frequência de passagem das pás BPF é 644,779 Hz, ou seja, a velocidade está sendo induzida em pulsos de aproximadamente metade da BPF .

Até o momento analisou-se somente a sonda 01. As outras sondas distribuídas no domínio serão comentadas nas Figs. (4.5.42 até 4.5.48). As componentes u e v estão plotadas em vermelho e azul respectivamente, ambas na mesma imagem. O triângulo de velocidades para a condição de projeto será utilizado para auxiliar na visualização do vetor velocidade absoluta \mathbf{v} ao longo do domínio.

As Figs. (4.5.42 e 4.5.43) mostram respectivamente os dados das sondas 01 e 02. A sonda 01 de campo distante e a sonda 02 posicionada logo antes das pás da

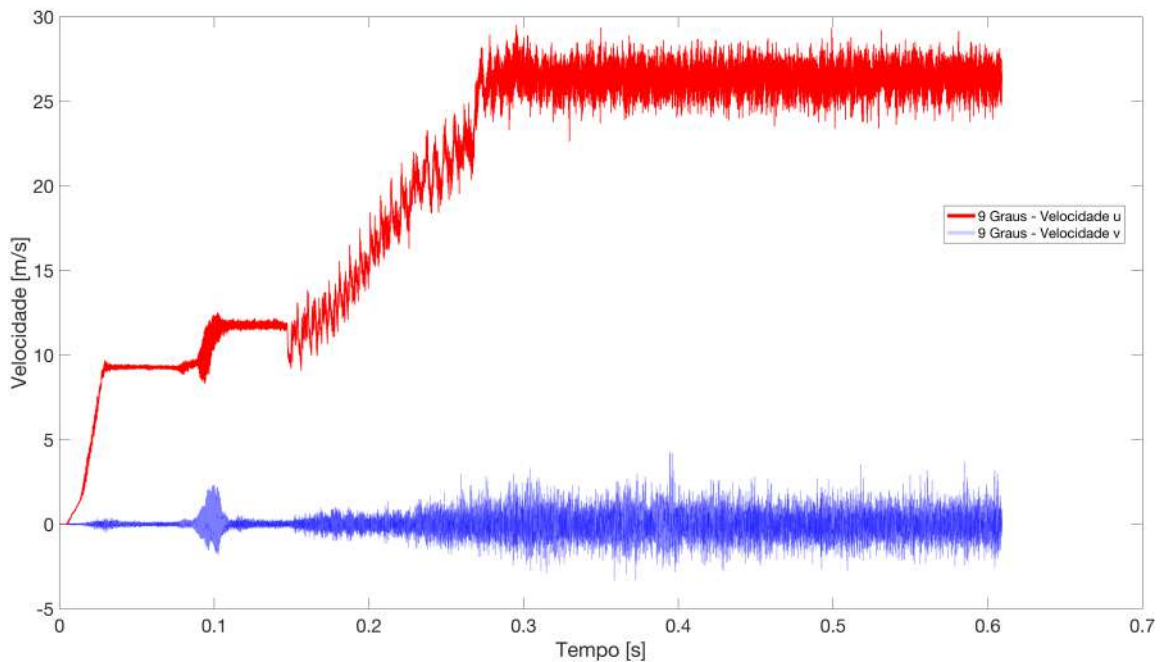


Fig. 4.5.42: Velocidade do escoamento livre da Sonda 01 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.

primeira cascata. As duas sondas captaram o mesmo estilo de escoamento, existindo aumento de u durante a aceleração inicial, após a passagem dos grandes vórtices e após a rotação. Esta semelhança é importante, mostrando que o escoamento percorre o caminho a montante com consistência. A componente u é sempre positiva e a componente v está indicando velocidade média axial nas captações. A diferença entre os dois reside na maior amplitude do sinal da sonda 02, indicando que o escoamento sente com mais intensidade a presença da primeira cascata.

As Figs. (4.5.44, 4.5.45 e 4.5.46) mostram respectivamente os dados das sondas 03, 04 e 05. A sonda 03 logo após a primeira cascata, a sonda 04 posicionada entre cascatas e a sonda 05 logo antes da segunda cascata. As três sondas evidenciam o trajeto do fluido ao sair pelo bordo de fuga da primeira cascata até chegar no bordo de ataque da segunda.

Estas sondas são as únicas posicionadas na região por onde os grandes vórtices passaram. Percebe-se que, em torno de 0,03s, a componente u detectou a presença dos redemoinhos, mostrando valores entre 40 e -7 m/s na Fig. (4.5.44). Relem-

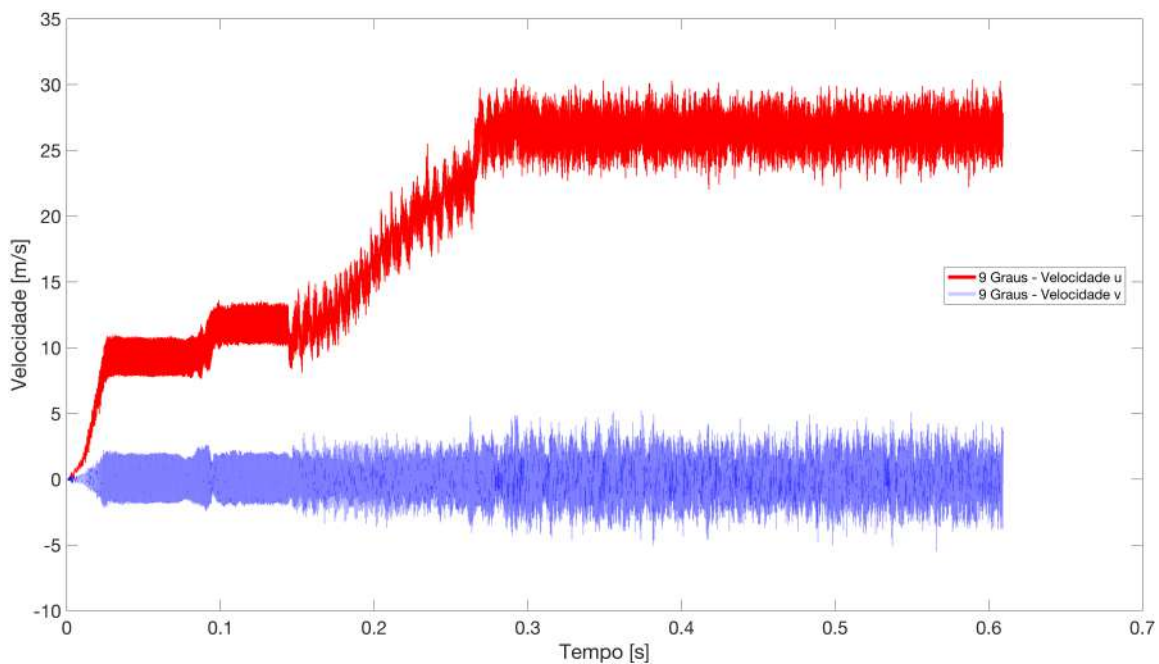


Fig. 4.5.43: Velocidade do escoamento livre da Sonda 02 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.

brando, valores negativos de u indicam fluido se movimentando em sentido contrário à indução.

A componente v , nas três sondas, assumiu valores negativos com média de -46 m/s. O sinal negativo desta componente indica o movimento do fluido no sentido $-y$ do domínio. Este comportamento está de acordo com a direção da velocidade absoluta \mathbf{v} após a saída do bordo de fuga da primeira cascata, ilustrada no triângulo de velocidades.

A Fig. 4.5.46, referente à sonda 05, mostra o aumento da amplitude do sinal de velocidade tanto em u quanto em v . Esta é a sonda posicionada logo antes do bordo de ataque da segunda cascata e mostra que nesta posição o fluido apresenta a presença das pás à frente.

As sondas 06 e 07, representadas respectivamente pelas Figs. (4.5.47 e 4.5.48), descrevem a velocidade absoluta logo após a saída da segunda cascata (06) e no campo distante a jusante (07). As duas sondas captaram o mesmo estilo de escoamento, durante todas as fases do escoamento, mostrando que o fluido também percorre o caminho a jusante com consistência. A sonda 06 apresenta amplitudes maiores de

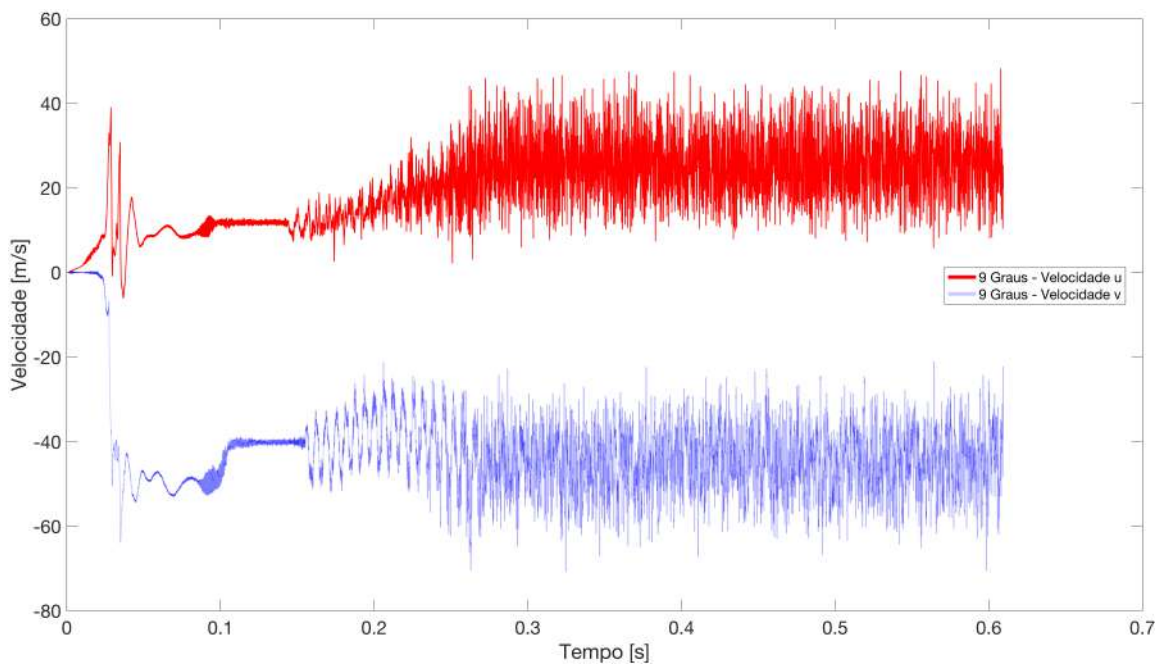


Fig. 4.5.44: Velocidade do escoamento livre da Sonda 03 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.

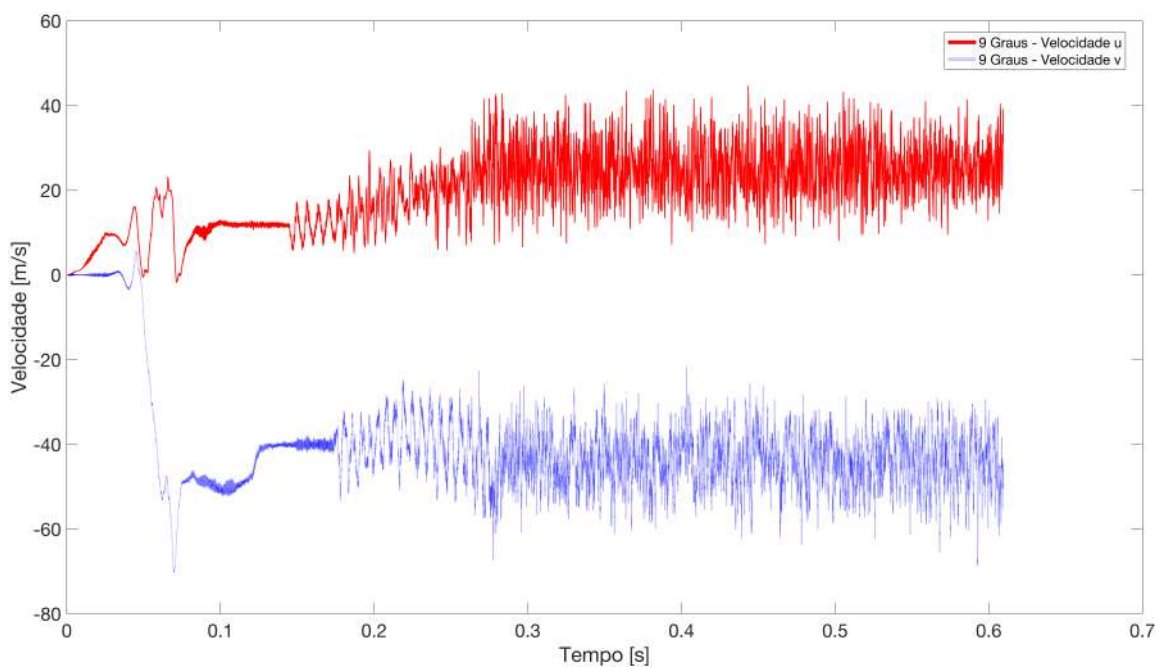


Fig. 4.5.45: Velocidade do escoamento livre da Sonda 04 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.

sinal, resultado da proximidade com a cascata e a 07 mostra o sinal na saída do domínio.

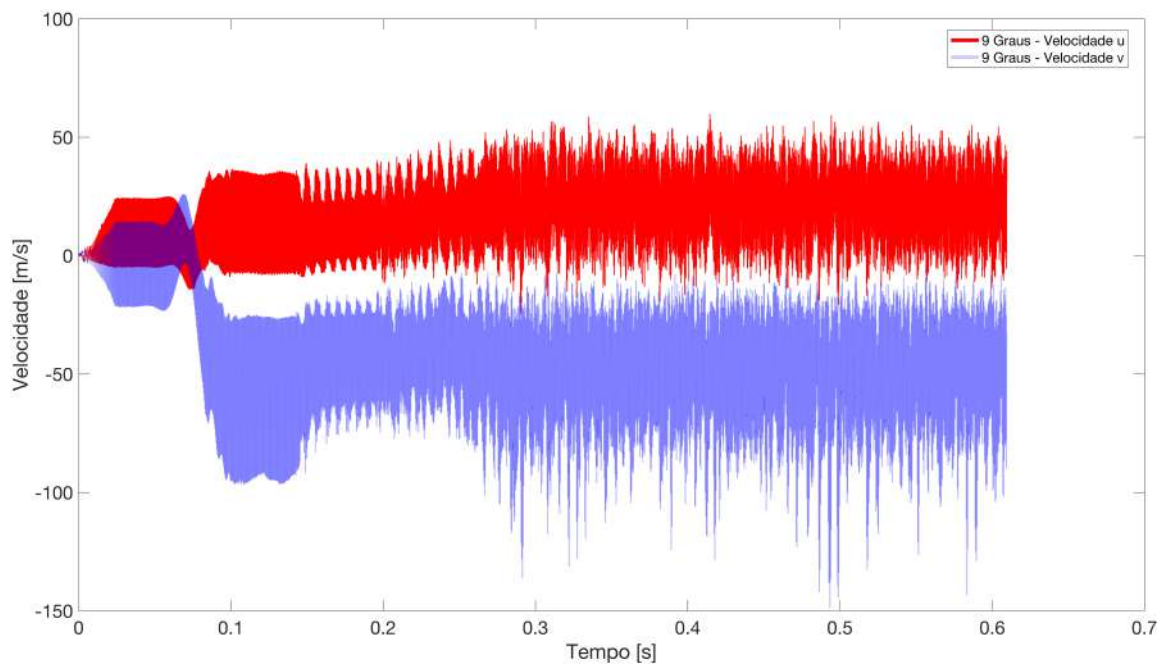


Fig. 4.5.46: Velocidade do escoamento livre da Sonda 05 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.

Pelo triângulo de velocidades, a situação ideal ocorre quando a velocidade absoluta no bordo de fuga das pás da segunda cascata é totalmente axial (velocidade média $v = 0$) mas é perceptível que isto não ocorre na simulação de 9° . Como os gráficos de u e v estão sobrepostos, dá-se zoom na região após rotação, vide Figs. (4.5.49 e 4.5.50).

A ampliação fornece detalhes das velocidades. Percebe-se em u uma variação bruta de direção do escoamento em intervalos ínfimos de tempo. Surgiu uma pulsação fortíssima onde a velocidade passa de $73,23 \text{ m/s}$ na direção do escoamento para $-18,9 \text{ m/s}$ na direção contrária. Tem-se uma variação de 90 m/s em um intervalo de $0,0032 \text{ s}$. Esta pulsação continua infinitamente com magnitudes variadas. Na ampliação da componente v destaca-se as velocidades para os mesmos pontos no tempo.

A velocidade v permanece sempre positiva, oscilando entre picos e vales do sinal. Como a média dos valores não está em torno $v = 0$, a velocidade absoluta não é totalmente axial. A presença da componente tangencial é indesejada, como explicado no capítulo anterior, mas inevitável. A geometria utilizada nas pás da segunda cas-

cata é genérica e obtida em domínio público, portanto se assume que a componente tangencial vista nas sondas é aceitável.

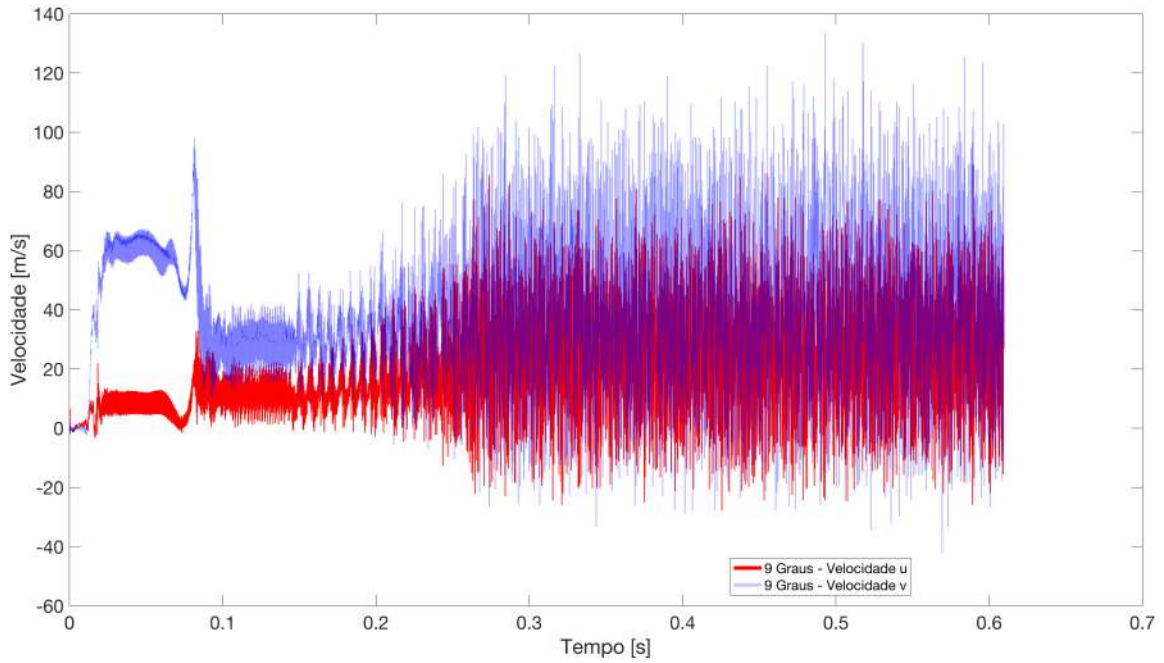


Fig. 4.5.47: Velocidade do escoamento livre da Sonda 06 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.

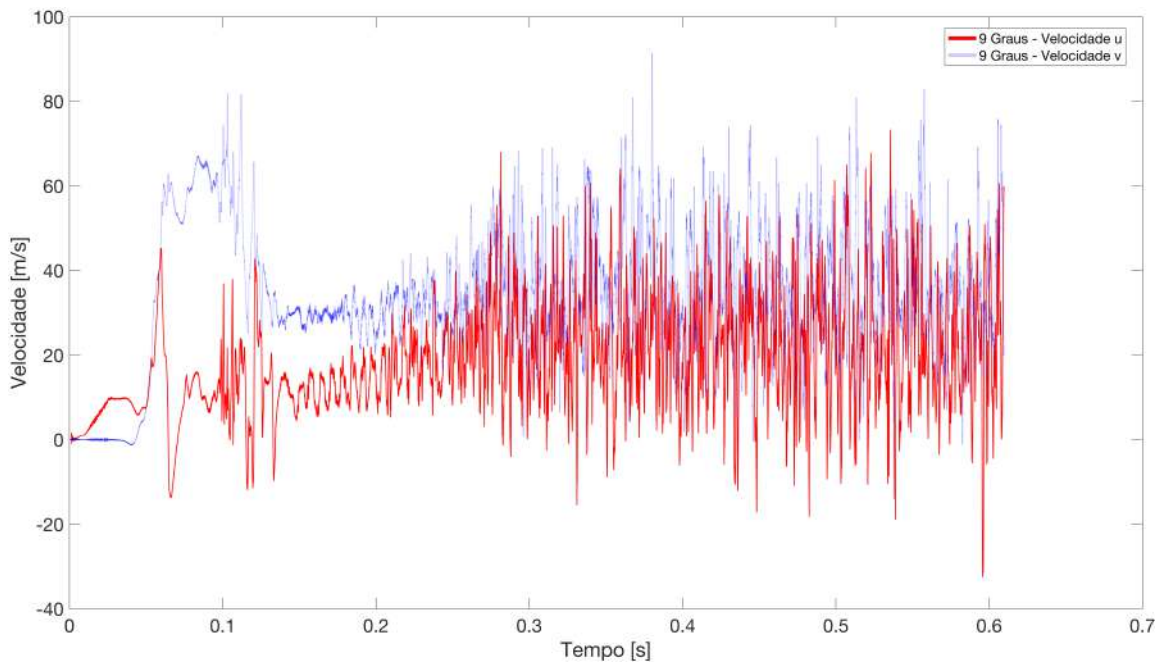


Fig. 4.5.48: Velocidade do escoamento livre da Sonda 07 de velocidade. Componente axial (vermelho) e componente tangencial (azul) do Caso 15.

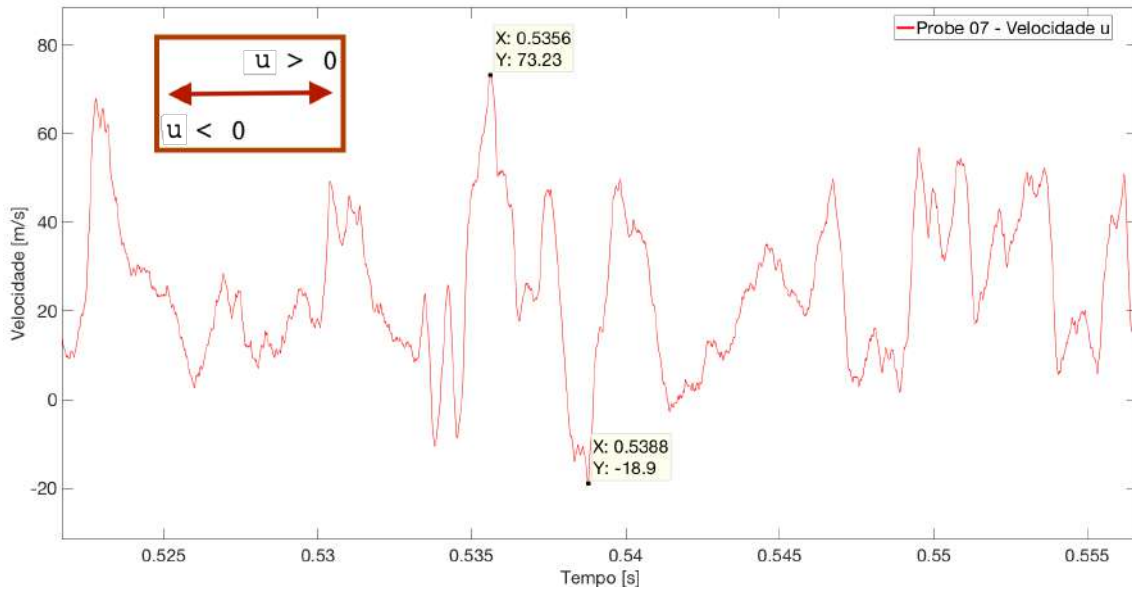


Fig. 4.5.49: Zoom na velocidade u da Sonda 07. Pontos X referentes ao tempo e Y à velocidade.

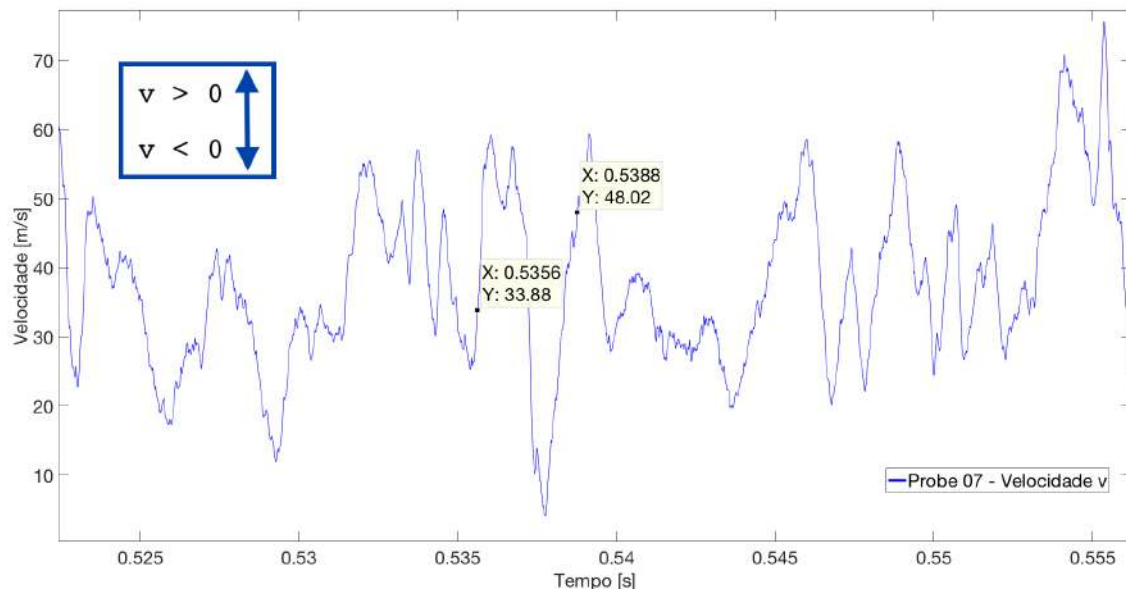


Fig. 4.5.50: Zoom na velocidade v da Sonda 07. Pontos X referentes ao tempo e Y à velocidade.

” *Birds will never roar like lions.*

— **Roberto Bobenrieth**

Aprimorou-se o código VAT com objetivo de receber múltiplas geometrias móveis com velocidades independentes. Manter o escoamento inalterado e modificar o ângulo de ataque das pás se mostrou uma eficiente estratégia para investigar o ruído originário de diferentes carregamentos sobre as pás do open rotor. Modificar a resolução do domínio computacional para cada caso em estudo é importante, otimizando o tempo das simulações. Otimizações OpenMP e interface MPI em perfeita harmonia com o hardware possibilitaram que simulações com duração de semanas fossem realizadas em horas. Os modos acústicos aparecem em velocidades próximas a velocidade da condição de projeto (Mach 0,20). Quando se afasta do valor ideal, tanto para cima, quanto para baixo, os modos ficam difusos e de difícil identificação. Os escoamentos com velocidade Mach 0,15, 0,20, 0,22, 0,25, 0,27, 0,29 e 0,30 indicaram forte correlação entre o ruído de banda larga e o valor de OASPL. A condição mais silenciosa de operação é associada ao número de Mach igual a 0,22, correspondendo aproximadamente a condição de projeto definida geometricamente para as cascatas contra-rotativas. Comparando espectros de pressão RMS e SPL evidencia-se que a condição de maior ruído não é necessariamente a condição de maior carregamento sobre as pás. O ruído tonal associado ao primeiro harmônico da BPF, para todos os casos, não está presente nos gráficos. A frequência de passagem das pás das duas cascatas contra-rotativas se somam, gerando tonal a partir da segunda BPF. Alterando a distância entre cascatas, surgem ondas verticais que caminham a montante e os 32 modos acústicos ficam fortemente representados nas visualizações. Nota-se que o ruído tonal aumenta expressivamente e o ruído de banda larga diminui na medida que se encurta a distância. É possível desacoplar os dois tipos de ruído e estudá-los separadamente quando se altera a separação BS, mantendo constantes todos os outros parâmetros da simulação. Quando não se impõe velocidade axial no

escoamento, as pás do open rotor precisam succionar o fluido a montante. Sondas de velocidade com caráter virtual foram adicionadas ao domínio e implementou-se sub-rotina computacional para rotacionar as geometrias das pás a partir da vertical até um ângulo final predeterminado, acompanhando o acréscimo da velocidade induzida. Inseriu-se novos parâmetros iniciais que permitem controle do tempo de início e término da rotação, além da possibilidade da alteração da velocidade angular. Os casos 13, 14 e 15 obtiveram êxito na rotação de 3°, 6° e 9° respectivamente, sendo a última mais crítica. Conclui-se que a velocidade angular deve ser menor ou igual a 75°/s para evitar estol. Durante a indução surgiram três patamares crescentes de velocidade induzida. O primeiro patamar surge após a aceleração inicial, o segundo após retalhamento dos grandes vórtices e o terceiro após período de rotação das geometrias. Evidencia-se que os grandes vórtices formam uma barreira contra a indução. Quando as pás deixam de mudar o ângulo de ataque e a velocidade angular é nula, o escoamento atinge um patamar máximo de indução, mantido até o final da simulação. A velocidade induzida tem caráter oscilatório e pulsa com frequência aproximada de metade da BPF. Na análise completa das 07 sondas de velocidade, percebe-se uma variação bruta de direção do escoamento u em intervalos ínfimos de tempo. Os pulsos apresentam amplitudes de 90 m/s em intervalo de 0,0032 s para o exemplo analisado. Esta pulsação continua infinitamente com magnitudes variadas. As alterações feitas no código VAT para implementação de duas geometrias móveis e cíclicas funcionaram como planejado. Todas as 16 geometrias estão presentes nas imagens e respondem perfeitamente aos limites superior e inferior da malha regular, sendo rebatidas para o lado oposto assim que não encontram volumes de controle à frente. A rotação das geometrias em torno dos seus bordos de ataque funciona adequadamente, possibilitando novos ramos de pesquisa no CAALab. Com os resultados obtidos pode-se concluir que os objetivos deste Projeto de Graduação foram completados com êxito, abrindo um leque de oportunidades para trabalhos futuros.

Referências Bibliográficas

- 1 NOISEQUEST, P. **Noise Effect**. 2018. Disponível em:
<<https://www.noisequest.psu.edu/noiseeffects-people.html>>. Acesso em: 6 nov. 2018. Citado na p. 2.
- 2 ANAC. **Aviação civil internacional e ruído aeronáutico**. 2016. Disponível em:
<<http://www.anac.gov.br/assuntos/paginas-tematicas/meio-ambiente/ruído-aeronautico>>. Acesso em: 6 nov. 2018. Citado na p. 3.
- 3 SHI, W. et al. CFD Analysis of Contrarotating Open Rotor Aerodynamic Interactions. **International Journal of Aerospace Engineering**, v. 2018, p. 13, 2018. Citado na p. 3.
- 4 ZACHARIADIS, A.; HALL, C.; PARRY, A. B. Contrarotating Open Rotor Operation for Improved Aerodynamics and Noise at Takeoff. **Journal of Turbomachinery**, v. 135, p. 10, 2013. Citado na p. 3.
- 5 GRABCAD. **Open Rotor Engine**. 2014. Disponível em:
<<https://grabcad.com/library/open-rotor-engine-1>>. Acesso em: 15 nov. 2018. Citado nas pp. 4, 42, 79.
- 6 MUNSON, B. R.; YOUNG, D. F.; OKIISHI, T. H. **Fundamentals of fluid mechanics**. 4. ed. São Paulo: Edgard Blucher Ltda., 2004. 572 p. Citado na p. 6.
- 7 HAWKING, S. **A Brief History of Time**. 1. ed. Rio de Janeiro: Intrínseca Ltda., 2015. 255 p. Citado na p. 8.
- 8 ANDERSON, J. D. **Computational Fluid Dynamics**. International edition. New York: McGraw- Hill Book Co., 1995. 546 p. Citado nas pp. 14, 17.

- 9 EVEREST, F. A. **The Master Handbook of Acoustics**. 4. ed. USA: McGraw-Hill., 2002. p. 32. 615 p. Citado na p. 23.
- 10 PIMENTA, B. G. **Numerical Simulation of Nonlinear Waves in Gas Dynamics and Rotor-Stator Interaction Noise of Aeronautic Turbofan Engines**. Tese Doutorado – Universidade de Brasilia, Brasilia, 2016. Citado nas pp. 24, 51.
- 11 LELE, S. K. Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution. **Journal of Computational Physics**, v. 103, p. 16–42, 1992. Citado na p. 31.
- 12 MISERDA, R. F. B.; PIMENTA, B. G. A moving-body immersed boundary method for direct noise computations of transonic rotor-stator interactions. **Computer and Fluids**, p. 10–18, 2016. Citado nas pp. 31, 32, 34, 38.
- 13 JAMESON, A.; SCHMIDT, W.; TURKEL, E. Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time Stepping Schemes. **AIAA 14th Fluid and Plasma Dynamics Conference**, AIAA-81-1259, 1981. Citado nas pp. 32, 33.
- 14 YEE, H. Explicit and Implicit Multidimensional Compact High Resolution Shock-Capturing Methods: Formulation. **Journal of Computational Physics**, v. 131, p. 216–232, 1997. Citado na p. 34.
- 15 ANDERSON, J. D.; TANNEHILL, J. C.; PLETCHER, R. H. **Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer**. Third edition. New York: CRC Press, 2012. 774 p. Citado na p. 37.
- 16 HOLSTE, F.; NEISE, W. NOISE SOURCE IDENTIFICATION IN A PROPAN MODEL BY MEANS OF ACOUSTICAL NEAR FIELD MEASUREMENTS. **Journal of Sound and Vibration**, v. 203, n. 4, p. 641–665, 1997. ISSN 0022-460X. DOI: <https://doi.org/10.1006/jsvi.1996.0890>. Citado na p. 40.
- 17 HOLSTE, F.; ZHANG, Y.; NEISE, W. Experimental analysis of acoustical modes generated by the interaction of two non-synchronous rotors. In: **AEROACOUSTICS Conference**. [S.l.: s.n.]. DOI: [10.2514/6.1996-1690](https://doi.org/10.2514/6.1996-1690). eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.1996-1690>. Disponível em:

- <<https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1996-1690>>. Citado na p. 40.
- 18 ENGHARDT, L.; BAHRS, V.; TAPKEN, U. Advanced analysis of tonal noise from asynchronous counter-rotating fans by means of a low sensor count. In: 25TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. [S.l.: s.n.]. DOI: 10.2514/6.2019-2549. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2019-2549>. Disponível em: <<https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2019-2549>>. Citado na p. 40.
- 19 CAMARGO, E. A.; AMARAL, T. L. **Simulação numérica do buffet transônico utilizando as equações de Euler**. Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado em Engenharia Mecânica) – Universidade de Brasília, Brasília, 2016. Citado na p. 51.
- 20 FILHO, H. M. A. **Simulação numérica do efeito de uma série de expansões-compressões bruscas na propagação de ondas de choque normais em canais bidimensionais**. Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado em Engenharia Mecânica) – Universidade de Brasília, Brasília, 2017. Citado na p. 51.
- 21 LEÃO, R. L. B. **Numerical simulation and validation of the aeroacoustic flow field resulting from gust-airfoil interaction**. Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado em Engenharia Mecânica) – Universidade de Brasília, Brasília, 2012. Citado na p. 51.
- 22 MENEZES, P. H. B. **Estudo do torque hidrodinâmico em palhetas do sistema distribuidor de turbinas Francis em regime permanente**. Tese (Graduação em Engenharia Mecânica) – Universidade de Brasília, Brasília, 2016. Citado na p. 51.
- 23 OLIVEIRA DA SILVA, D. de. **Geração sintética de modos de interação rotor-estator**. Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado em Engenharia Mecânica) – Universidade de Brasília, Brasília, 2017. Citado na p. 51.

- 24 SANTOS, P. H. R. dos. **Simulação de escoamentos em aerofólios bidimensionais de dupla cunha e em asas sob regime supersônico**. Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado em Engenharia Mecânica) – Universidade de Brasília, Brasília, 2018. Citado na p. 51.
- 25 UP&DOWN, A. **Aviation Takeoff Tupolev Tu-95 NATO reporting name: "Bear"**. 2017. Disponível em:
<https://www.youtube.com/watch?v=BvZMbwkp_Ig>. Acesso em: 15 nov. 2018. Citado na p. 62.

Colophon

Este trabalho foi formatado com L^AT_EX. Escrito por Felipe Silva Reckziegel para a primeira parte do projeto de graduação e usa o estilo *Clean Thesis* desenvolvido por Ricardo Langner. Solicite versão pdf em felipe.reckziegel@hotmail.com.

This thesis was typeset with L^AT_EX. It was written by Felipe Silva Reckziegel for the first part of the graduation project and uses the *Clean Thesis* style developed by Ricardo Langner. Request the pdf version at felipe.reckziegel@hotmail.com.