

PROJETO DE GRADUAÇÃO

ANÁLISE PARAMÉTRICA DO EFEITO DA COMPRESSIBILIDADE NO RUÍDO DE INTERAÇÃO ROTOR-ESTATOR EM CASCATAS BIDIMENSIONAIS

Por,

LEONARDO FERREIRA E SILVA

Brasília, julho de 2019

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

ANÁLISE PARAMÉTRICA DO EFEITO DA COMPRESSIBILIDADE NO RUÍDO DE INTERAÇÃO ROTOR-ESTATOR EM CASCATAS BIDIMENSIONAIS

Por,

Leonardo Ferreira e Silva

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

BANCA EXAMINADORA

Prof. Roberto Francisco Bobenrieth Miserda
(UnB/ ENM) (Orientador)

Prof. Bráulio Gutierrez Pimenta
(UnB/ ENM) (Examinador Interno)

Prof. Adriano Todorovic Fabro
(UnB/ ENM) (Examinador Interno)

Brasília/DF, julho de 2019

Agradecimentos

Gostaria de agradecer aos meus pais, Luiz Carlos e Elizabeth, por todo suporte, carinho e oportunidades que me ofereceram por toda a minha vida. Sem vocês, isto não seria possível. À minha noiva Alessandra, por todo apoio e incentivo que me foi dado durante todos esses anos. Pelos nossos momentos juntos que aliviam a tensão do semestre, e mantém a sanidade mental. Você é uma pessoa incrível e sou muito grato por ter você. Aos meus irmãos, por serem pessoas especiais na minha vida. À TECMEC – Empresa Júnior de Engenharia Mecânica, por me proporcionar uma das melhores experiências de alta capacitação no curso de engenharia mecânica, onde conheci pessoas incríveis que tenho o privilégio da amizade. Ao professor Roberto, pelas sábias palavras de encorajamento, cobranças e paciência nas nossas reuniões de orientação, e a todos os integrantes do CAALab, por todas as suas contribuições.

Leonardo Ferreira e Silva

RESUMO

No presente trabalho foram realizadas simulações numéricas com o intuito de analisar o efeito da compressibilidade na geração e propagação de ruído resultante da interação rotor-estator em cascatas bidimensionais, onde é feita uma varredura entre os regimes subsônico e transônico, além de uma simulação numérica com as pás do estator mais próximas do rotor para o caso transônico. Para este propósito, utilizou-se o conceito de cilindro desenvolvido e fronteira imersa móvel, a fim de simular um escoamento 2D cíclico. As geometrias das pás do rotor e estator utilizadas são provenientes da bancada experimental da NASA, do Ventilador de Controle de Ruído Avançado (*Advanced Noise Control Fan – ANCF*). O estudo dos sensores móveis e estáticos é realizado através do uso do SIMDATA, rotina de análise de dados desenvolvida pela Embraer para o *software* MATLAB.

Para baixos números de Mach, observa-se a condição de *stall* nas pás do estator, o que influencia os resultados obtidos pela simulação numérica, e assim, quanto aos modos visualizados, temos uma discordância entre o resultado e a teoria. Ainda, nota-se que o aumento do número de Mach do rotor reduz a condição de *stall*, por conta da advecção dos vórtices do estator, e assim temos uma melhor concordância com a teoria.

No caso transônico, percebe-se a formação de ondas de choque no intradorso e extradorso do rotor, que não permanecem fixas ao longo do tempo. Ainda, na imagem resultante da simulação numérica, é possível visualizar descontinuidades nos modos. Quando aproximamos o estator ao rotor, essas descontinuidades desaparecem, os modos visualizados são mais nítidos e o valor do resultado obtido melhor se aproxima do teórico.

As simulações foram realizadas no *cluster* de processadores *Knights Landing* utilizando o código *Virtual Aeroacoustic Tunnel* (VAT), desenvolvido pelo Laboratório de Aeroacústica Virtual (*Computational Aeroacoustics Laboratory - CAALab*) da Universidade de Brasília.

ABSTRACT

In the present work, numeric simulations were made to analyze the effect of the compressibility in the generation and propagation of the tonal and broadband noise that results from the interaction rotor-stator on subsonic bidimensional cascades, where a sweep was made between subsonic and transonic flow. In order to capture this phenomenon, it was used the concept of a thin annular duct and immersed boundary movement, as to simulate a 2D cyclic flow. The geometry of the rotor and stator vanes are from the Advanced Noise Control Fan – ANCF, from a research center of NASA. The study of the static and mobile sensors is made using the SIMDATA, a data analyzer MATLAB routine developed by Embraer.

For low Mach numbers, a *stall* condition is observed in the stator vanes, which influences the results obtained by the numerical simulation, where, in the modes visualized, we have a disagreement between result and theory. Also, with the increase of the Mach number of the rotor blades there is a reduction of the stall condition on the stator vanes, due to the advection of the stator vortexes, and thus we have a better agreement with the theory.

In the transonic case, there are shock waves in the upper and lower cambers of the rotor blades and are not fixed over time. Still, in the image resulting from the numerical simulation, it is possible to visualize discontinuities in the modes. When we approximate the stator vanes to the rotor blades, these discontinuities disappear, the modes visualized are sharper and the value of the obtained results better approaches the theoretical values.

The simulations were run on a Knights Landing cluster utilizing the Virtual Aeroacoustic Tunnel (VAT) code, created by the Computational Aeroacoustics Laboratory (CAALab) of the University of Brasília, was used in this work.

Sumário

1. Introdução	10
1.1. Objetivo	12
2. Fundamentação Teórica	13
2.1. Aproximação de Duto Anular e Efeito Cascata	13
2.2. Modos de Interação Rotor-Estator	14
2.3. Mudança de Frequência usando Efeito Doppler	17
3. Metodologia	19
3.1. Equações Governantes	19
3.2. Método Numérico	20
3.3. Dissipação Artificial	27
3.4. Marcha Temporal	28
3.5. Método da Fronteira Imersa	29
3.6. Perfil dos Rotores e Estatores	33
3.7. Parâmetros das Simulações	33
3.8. Simulações	35
4. Resultados e Análises	38
4.1. $M_B = 0,20$	38
4.2. $M_B = 0,33$	40
4.3. $M_B = 0,40$	42
4.4. $M_B = 0,50$	44
4.5. $M_B = 0,60$	46
4.6. $M_B = 0,70$	48
4.7. $M_B = 0,80$	50
5. Conclusões	55
6. Próximos Passos	56
Referências Bibliográficas	57

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Redução de ruído ao longo do tempo e projeção da média de ruído gerado por aeronaves para o futuro. Fonte: HUFF, D. “Technologies for Turbofan Noise Reduction” - NASA.....	11
Figura 1.2 – Ilustração do aumento do número de Mach proporcional ao raio de um turbofan.	12
Figura 2.1 - Modelo de cilindro desenvolvido, onde as geometrias em azul simbolizam os estatores e as em vermelho, os rotores. Fonte: GUTIERREZ, Bráulio, 2016 (modificada). ...	13
Figura 2.2 - Representação da interação rotor-estator. Fonte:Aircraft Noise Course. Michel & Siller. 2010.	15
Figura 2.3 - Ilustração da formação de um cone de Mach. Fonte: ANDERSON, J. D., Fundamentals of Aerodynamics.....	15
Figura 2.4 - Representação da visualização dos modos de interação no escoamento para $M=0,80$	16
Figura 2.5 – Esquemática da decomposição dos harmônicos por efeito Doppler.	18
Figura 3.1 - Perfil das pás do rotor (em vermelho) e do estator (em azul).	33
Figura 3.2 – Representação da malha computacional, com a posição das geometrias fixas (azul) e móveis (vermelho) e dos sensores (verde).	34
Figura 4.1 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.800.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,20$	39
Figura 4.2 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,20$	40
Figura 4.3 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=3.500.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,33$	41
Figura 4.4 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,33$	42
Figura 4.5 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=3.500.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,40$	43

Figura 4.6 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,40$	44
Figura 4.7 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.050.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,50$	45
Figura 4.8 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,50$	46
Figura 4.9 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.100.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,60$	47
Figura 4.10 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,60$	48
Figura 4.11 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.200.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,70$	49
Figura 4.12 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,70$	50
Figura 4.13 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.250.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,80$	51
Figura 4.14 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.200.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,80$ com estator mais próximo do rotor.	52
Figura 4.15 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,80$	53
Figura 4.16 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,80$ com estator mais próximo do rotor.....	53
Figura 4.17 - Dados obtidos pelos sensores antes do tratamento pelo SIMDATA, para o caso $M=0,80$	54
Figura 4.18 - Dados obtidos pelos sensores antes do tratamento pelo SIMDATA, para o caso $M=0,80$ e estator mais próximo do rotor.	54

Lista de Tabelas

Tabela 4.1 - Modos teóricos obtidos para até o quarto harmônico, para o caso $M=0,20$ 40

Lista de Símbolos

B	Número de pás do rotor
β_T	Variável utilizada para visualização
c_0	Velocidade do som no escoamento
c_v	Calor específico à volume constante
Δ	Variação de parâmetro
δ	Relação entre a velocidade da ponta da pá do rotor e do sensor móvel
\mathbf{E}	Vetor de fluxo em x
e	Energia interna
e_T	Energia total
$\epsilon^{(n)}$	Constante de ordem n
f	Componente da força inercial ou constante genérica
\mathbf{f}	Vetor força inercial
\mathbf{F}	Vetor de fluxo em y
\mathcal{F}	Função de fluxo
γ	Razão entre calores específicos
h	Número do harmônico
i	Vetor unitário na direção x
j	Vetor unitário na direção y
$K^{(n)}$	Constante dissipativa de ordem n
k	Número inteiro
M	Número de Mach
m	Modo circunferencial
\mathbf{n}	Vetor unitário na direção normal
∇	Operador de diferencial
Ω	Frequência angular do eixo do rotor
p	Pressão
Π	Tensor de fluxo

ψ	Sensor
ρ	Massa específica
R_0	Raio externo do duto/raio da nacelle
R	Constante dos gases ideias
\mathcal{R}	Função força de campo
\mathbf{R}	Vetor de forças de campo
S	Superfície
\mathbf{S}	Vetor superfície
s_x	Componente do vetor superfície na direção x
s_y	Componente do vetor superfície na direção y
T	Temperatura
t	Tempo
U	Velocidade
\mathbf{U}	Vetor de variáveis conservativas
u	Componente da velocidade na direção x
V	Número de pás do estator ou Volume
\mathbf{V}	Vetor velocidade
v	Componente da velocidade na direção y

Subscritos

B	Rotor
b	Volumes de fronteira
bp	Relativo à frequência de passagem do rotor
c	Valor crítico
den	Massa específica
div	Divergente
i	Direção x
i, j	Coordenadas x e y do volume estudado
$i + 1, j$	Coordenadas do volume à direita do volume i, j

$i + \frac{1}{2}, j$	Coordenadas da superfície à direita do volume de controle i, j
m	Relativo aos modos de interação
mp	Sensores móveis
n	Direção normal
prs	Pressão
rot	Rotacional
ref	Valor de referência
rms	<i>Root Mean Square</i> /Raiz do quadrático médio
t	Direção tangencial
x	Direção x
y	Direção y
∞	Valor do escoamento não perturbado

Sobrescritos

'	Indica uma variável de flutuação ou uma função de derivada
—	Valor médio do volume de controle
~	Média de Favre do volume de controle
+	Progressivo
b	Relativo aos volumes de fronteira
n	Passo temporal

1. INTRODUÇÃO

O ouvido humano funciona de maneira semelhante a um microfone, onde temos uma fina membrana que detecta flutuações no campo de pressão que são eventualmente interpretados como pulsos elétricos. Ruído normalmente é traduzido como um som desagradável ao ouvido humano, possuindo diferentes intensidades, frequências e tonalidades. Essa poluição sonora é mais evidente num perímetro urbano onde temos várias fontes de ruído, como rodovias com grande movimento de automóveis, canteiros de obras e aeroportos. Dentro deste, temos as aeronaves e seus turbofans, onde ocorre a interação rotor-estator, objeto de estudo deste trabalho.

Baseado nesse cenário, e tendo em mente o conforto acústico, vários órgãos foram criados com o intuito de regularizar e reduzir os níveis de ruído gerados por aeronaves. Ao longo dos anos, os órgãos de certificação de aeronaves como a Administração Federal de Aviação (*Federal Aviation Administration* – FAA) e a Organização Internacional de Aviação Civil (*International Civil Aviation Organization* - ICAO), vem diminuindo os níveis máximos tolerados na geração de ruído por aeronaves, conforme ilustra a Figura 1.1, sendo que um ruído com assinatura acústica bem definida (ruído tonal) é mais penalizado por esses órgãos quando comparado com ruído distribuído em várias frequências, chamado de ruído de banda larga, uma vez que ruído tonal é mais desagradável ao ouvido humano (ruído de uma broca de dentista vs ruído de uma cachoeira, por exemplo).

New Technology Enables Aircraft To Meet Future Requirements

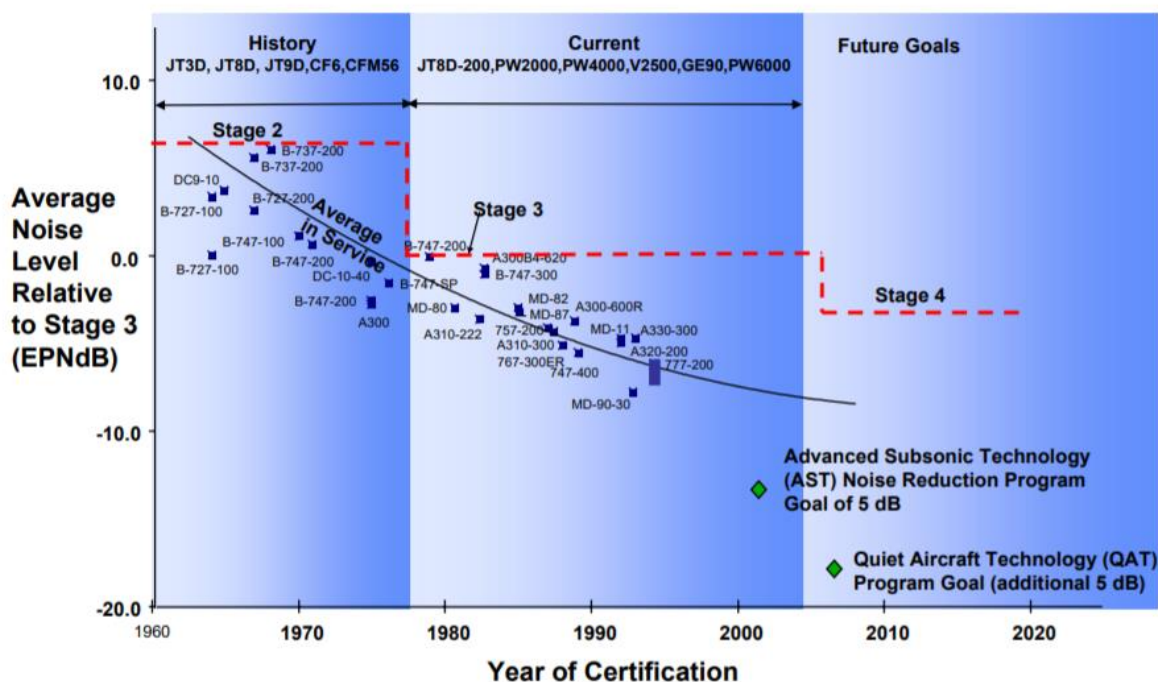


Figura 1.1 – Redução de ruído ao longo do tempo e projeção da média de ruído gerado por aeronaves para o futuro. Fonte: HUFF, D. “Technologies for Turbofan Noise Reduction” - NASA.

Deste modo, a indústria aeronáutica investe grande quantidade de recursos no estudo e implementação de técnicas que possam reduzir o ruído gerado por aeronaves. Existem basicamente duas fontes de ruído em aeronaves, sendo elas o ruído gerado pela fuselagem (*flaps*, *slats*, trem de pouso, ruído autoinduzido) e o ruído proveniente do turbofan (interação rotor-estator, *fan*, jato), onde temos que a interação rotor-estator é uma das maiores contribuintes na parcela de ruído gerado pelo turbofan.

Desde a década de 1960, vários modelos de predição de ruído foram desenvolvidos, em sua maioria empiricamente e assim, são extremamente limitados em seu uso, uma vez que são otimizados para uma aplicação específica. Assim, faz-se necessário o estudo da geração de ruído por simulações numéricas, já que assim é possível investigar diferentes regimes de escoamento, de maneira rápida e com baixo custo computacional.

1.1. OBJETIVO

O objetivo deste trabalho é estudar a influência do número de Mach na interação rotor-estator através de uma análise paramétrica variando o número de Mach associado à velocidade de rotação do rotor, realizando uma varredura entre o regime subsônico e transônico. Essa motivação vem do fato de que em um turbofan aeronáutico há diversos números de Mach ao longo das pás do rotor, conforme a Figura 1.2, onde cada cor simboliza um número de Mach diferente, sendo que a maior velocidade será nas pontas das pás do rotor.

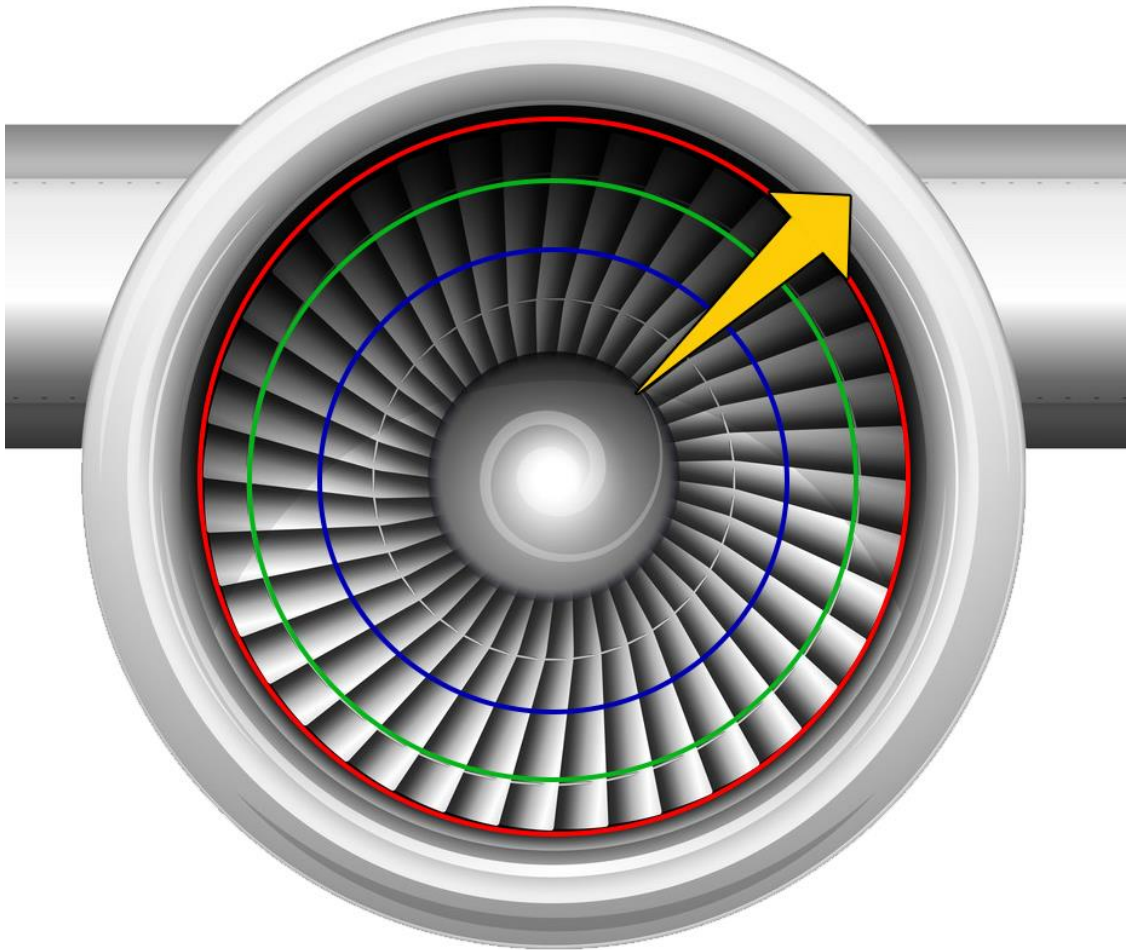


Figura 1.2 – Ilustração do aumento do número de Mach proporcional ao raio de um turbofan.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1. APROXIMAÇÃO DE DUTO ANULAR E EFEITO CASCATA

A partir da interação entre os campos de pressão do rotor e do estator, temos a geração de ruído tonal, chamado modo de interação rotor-estator, que podem ser radiais ou circunferenciais no caso de dutos circulares.

A fim de simplificar o caso em questão, considera-se que o raio do eixo do rotor R_i é aproximadamente igual ao raio da nacelle R_o , ou seja, toma-se apenas o perfil das pontas das pás do rotor e estator, e analisa-se o problema como um fino duto anular inserido em uma malha bidimensional, onde o topo da malha deve coincidir com sua base, de forma a tornar o movimento das pás do rotor um movimento cíclico. Chama-se essa simplificação de cilindro desenvolvido, demonstrada na Figura 2.1.

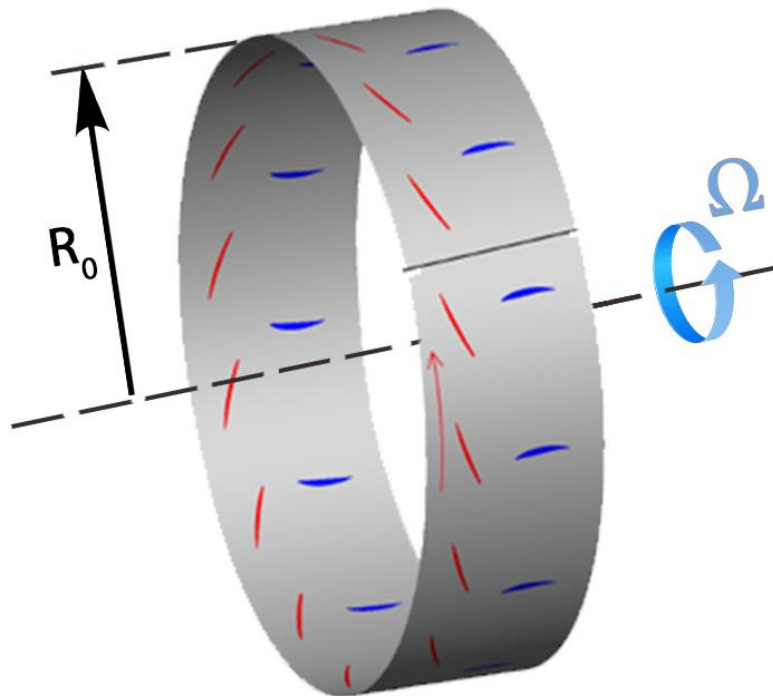


Figura 2.1 - Modelo de cilindro desenvolvido, onde as geometrias em azul simbolizam os estatores e as em vermelho, os rotores. Fonte: GUTIERREZ, Bráulio, 2016 (modificada).

Os modos gerados podem ser *cut-on*, ou seja, se propagam à montante, ou *cut-off*, que apesar de serem gerados, não se propagam à montante. A regra de Tyler-Sofrin, que será abordada mais a frente, é utilizada para prever quais modos serão gerados a partir do número de pás do rotor e estator, e os valores dos modos podem ser encontrados realizando uma decomposição modal da frequência de passagem das pás do rotor e seus harmônicos utilizando-se do efeito Doppler, que ocorre devido ao uso de sondas móveis com velocidade diferente da velocidade das pás do rotor.

2.2. MODOS DE INTERAÇÃO ROTOR-ESTATOR

Os modos de interação são gerados a partir da influência do campo de pressão das pás do rotor na formação de um campo de velocidades que, à jusante das pás do rotor, interage com a superfície das pás do estator, produzindo um distúrbio de pressão e geração de um ruído de característica tonal, que está associado à frequência de passagem das pás do rotor (e seus harmônicos) em relação à uma pá do estator.

Considerando que a configuração onde surgem os modos circunferenciais seja o alinhamento das pás do rotor com as pás do estator, pois é onde haverá maior intensidade de interação entre seus campos de pressão devido à menor distância entre as superfícies, podemos exemplificar a geração dos modos circunferenciais conforme ilustra a Figura 2.2, onde temos 8 pás do rotor (centro) e 6 pás do estator (mais externo). As setas indicam quais rotores e estatores estão alinhados em uma determinada configuração (no caso, 2 alinhamentos entre rotor e estator representados pelas setas azul e verde), e em vermelho está marcada uma pá do rotor. Ao girarmos essa a pá do rotor em 15° no sentido anti-horário, o alinhamento das pás se desloca 60° também no sentido anti-horário.

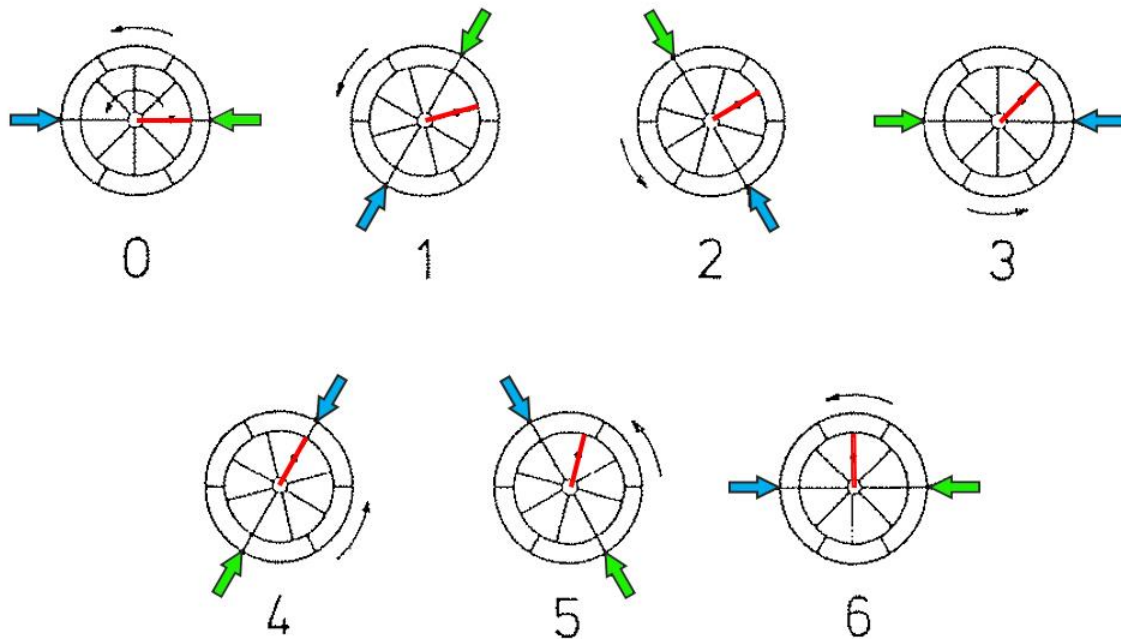


Figura 2.2 - Representação da interação rotor-estator. Fonte: Aircraft Noise Course. Michel & Siller. 2010.

Dessa forma, temos que apesar da velocidade da ponta da pá do rotor ser subsônica, a velocidade circunferencial do modo (modo circunferencial $m=+2$, uma vez que temos dois alinhamentos girando no mesmo sentido das pás do rotor) pode ser supersônica (4 vezes maior que a velocidade da ponta da pá do rotor, neste exemplo).

Ainda, considerando que os alinhamentos das pás seja uma fonte pontual, com velocidade “ V ” supersônica, imersa em um meio compressível, onde a velocidade de propagação do som é representada por “ a ”, temos o surgimento de um cone de Mach quando há a superposição perturbações emitidas pela fonte, conforme mostra a Figura 2.3.

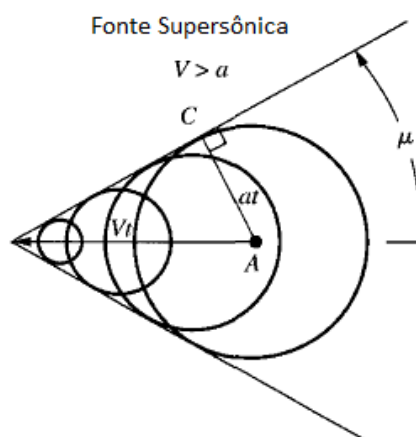


Figura 2.3 - Ilustração da formação de um cone de Mach. Fonte: ANDERSON, J. D., Fundamentals of Aerodynamics.

O número de Mach define uma relação entre a velocidade de um corpo ou escoamento em relação à velocidade de propagação do som no meio, e, utilizando a nomenclatura da Figura 2.3, é dada por:

$$M = \frac{V}{a} \quad (2.1)$$

Sabendo disso, podemos identificar os modos que aparecem na visualização do escoamento pelo número de linhas com a mesma angulação que tocam a lateral esquerda da malha regular, conforme mostra a Figura 2.4. Os modos negativos são modos com velocidade circular com direção contrária ao deslocamento das pás do rotor.

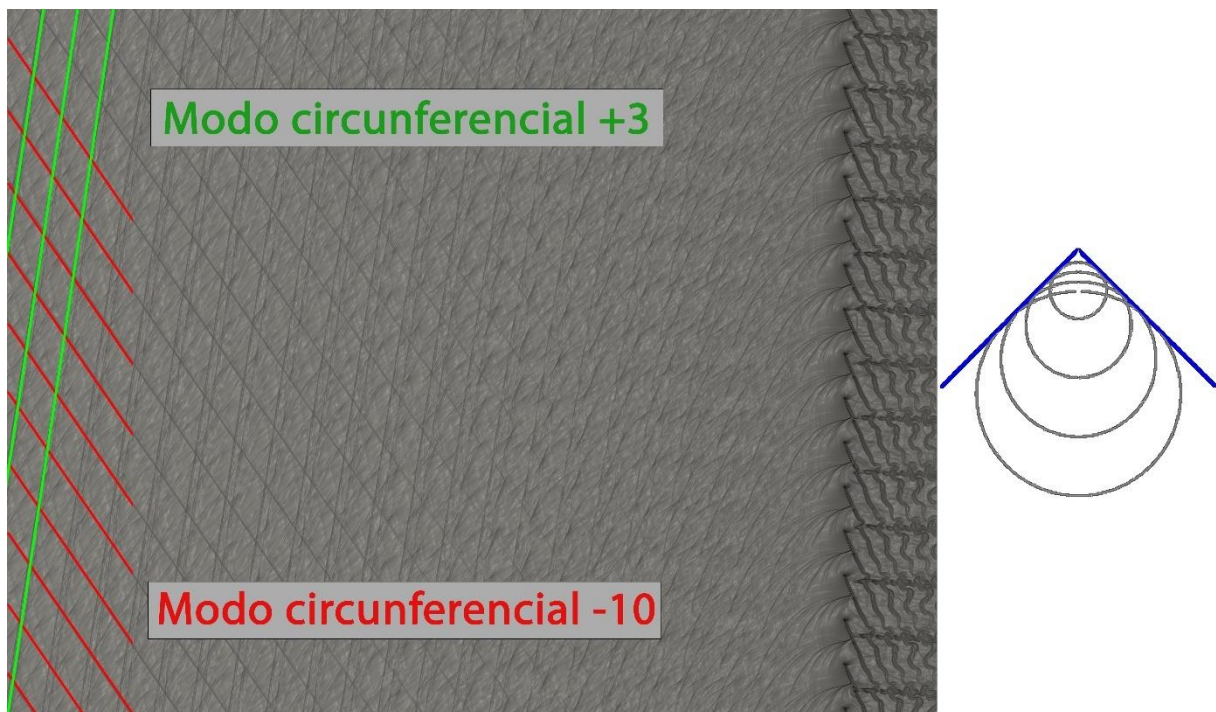


Figura 2.4 - Representação da visualização dos modos de interação no escoamento para $M=0,80$.

A seleção de modos circunferenciais pode ser obtida a partir da regra de Tyler-Sofrin, onde sabendo o número de pás de rotores e estatores, pode-se prever quais serão os modos de interação circunferenciais (e apenas circunferenciais) gerados, onde h é o multiplicador da frequência de passagem das pás do rotor (f_{bp}) e identifica o número do harmônico (pode ser qualquer número natural diferente de zero); B é o número de pás do rotor ($B = 16$); k pode ser qualquer número inteiro e V é o número de pás do estator ($V = 13$).

$$m = hB + kV \quad (2.2)$$

A relação entre a velocidade circunferencial dos modos previstos e a velocidade tangencial das pás do rotor é dada pela seguinte expressão:

$$U_m = \frac{hB}{hB + kV} U_B = \frac{hB}{m} U_B \quad (2.3)$$

onde U_m é a velocidade circunferencial do modo m e U_B é a velocidade tangencial das pás do rotor.

É importante observar que o valor da velocidade circunferencial de um modo pode ser positivo ou negativo, e isso identifica o sentido de propagação do modo, onde um sinal positivo indica o movimento na mesma direção das pás do rotor e negativo indica movimento no sentido oposto.

Logo, considerando a velocidade do som c_0 , temos que:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Se } |U_m| < c_0 \rightarrow \text{cut off} \\ \text{Se } |U_m| \geq c_0 \rightarrow \text{cut on} \end{array} \right.$$

2.3. MUDANÇA DE FREQUÊNCIA USANDO EFEITO DOPPLER

Na simulação numérica, foram posicionadas sondas móveis e estáticas ao longo da malha regular a fim de obter os valores de pressão em cada iteração. É possível obter a mudança de frequência (*frequency shift*) dos modos quando decompostos de seus respectivos harmônicos utilizando o efeito Doppler. Para capturar o fenômeno, utilizou-se as sondas móvel e estática na posição mais afastada da fonte, sendo que o sensor móvel tem metade da velocidade do rotor. A sonda estática irá captar a frequência dos harmônicos e a sonda móvel a mudança de frequência devido ao *shift* dos modos, que vão estar atrasados ou adiantados em relação aos seus respectivos harmônicos, dependendo do sinal do modo. A Figura 2.5 melhor representa essa ideia.

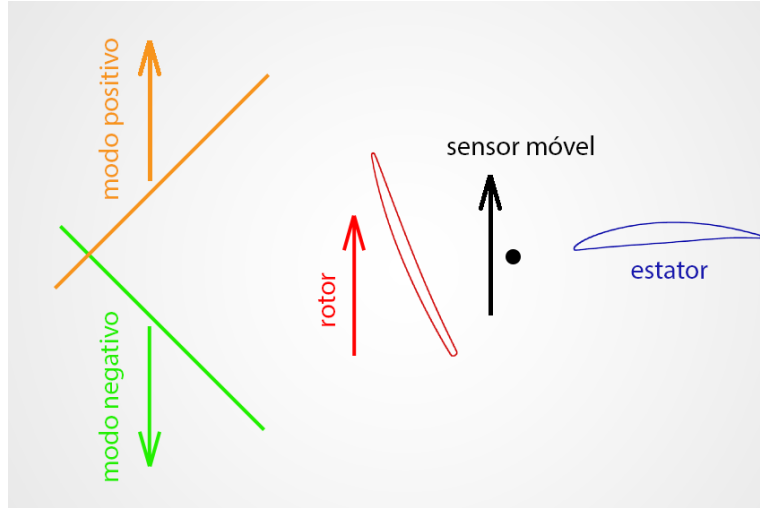


Figura 2.5 – Esquemática da decomposição dos harmônicos por efeito Doppler.

A frequência de passagem das pás e seus harmônicos são obtidos através da relação entre a frequência angular do eixo do rotor (Ω), o número de pás do rotor (B) e o número do harmônico (h):

$$f_{bp,h} = \Omega B h . \quad (2.4)$$

Ainda, define-se a razão entre as velocidades do rotor (U_B) e dos sensores móveis (U_{mp}) como

$$\delta = U_B / U_{mp} . \quad (2.5)$$

Assim, com a frequência angular do eixo do rotor, o valor do modo circunferencial obtido pela regra de seleção de Tyler-Sofrin e a relação entre as velocidades do rotor e do sensor móvel, obtemos a diferença entre a frequência do modo e seu harmônico correspondente ($f_{m\rightarrow}$):

$$f_{m\rightarrow} = -m\Omega / \delta , \quad (2.6)$$

Deste modo, combinando as equações 2.3 e 2.5, temos que a frequência de um modo decomposto de seu harmônico pode ser escrita como

$$f_m = \Omega \left(B h - m / \delta \right) . \quad (2.7)$$

3. METODOLOGIA

Utilizou-se neste trabalho a metodologia desenvolvida por Bobenrieth et al. (2009), na qual é proposto um método de fronteira imersa de quarta ordem de precisão no espaço e terceira ordem de precisão no tempo. Além disso, aplica-se o conceito de cilindro desenvolvido, de modo a analisar a interação rotor-estator como um problema bidimensional. Esta metodologia foi implementada no código de Túnel Aeroacústico Virtual (*Virtual Aeroacoustic Tunnel – VAT*) desenvolvido pelo Laboratório de Aeroacústica Computacional da Universidade de Brasília (*Computational Aeroacoustic Laboratory – CAALab*) em linguagem FORTRAN.

3.1. EQUAÇÕES GOVERNANTES

Segundo Anderson (1995), as propriedades físicas de qualquer escoamento são governadas por três princípios físicos:

- A lei da conservação da massa (ou continuidade), onde a massa do sistema deve ser conservada;
- A segunda lei de Newton (ou da quantidade de movimento), que estabelece uma relação entre a aceleração adquirida por um corpo e as forças resultantes que atuam sobre ele;
- A primeira lei da termodinâmica, que estabelece que a variação de energia interna de um sistema está associada ao trabalho realizado sobre o sistema e ao fenômeno de transferência de calor.

Ainda, considerou-se o escoamento do ar como invíscido, compressível e transiente, de modo a utilizar as Equações de Euler para representação do escoamento em questão. Assim, apresentam-se as equações da continuidade, quantidade de movimento e da primeira lei da termodinâmica, descritas em suas formas diferenciais conservativas através das equações (3.1) a (3.4).

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

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + f_x, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + f_y, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e_t) + \nabla \cdot (\rho e_t \mathbf{V}) = -\nabla \cdot (p \mathbf{V}) + \mathbf{f} \cdot \mathbf{V}. \quad (3.4)$$

São utilizadas, além das equações governantes, relações constitutivas para complementar o sistema de equações e incógnitas. Considerando o ar como um gás termicamente e caloricamente perfeito, temos as seguintes relações, conforme descrito por Anderson:

$$p = (\gamma - 1)\rho e, \quad (3.5)$$

$$T = \frac{\gamma M_{ref}^2 p}{\rho}, \quad (3.6)$$

$$e = c_v T. \quad (3.7)$$

3.2. MÉTODO NUMÉRICO

O método de volumes finitos utilizado envolve a discretização do domínio em volumes de controle, fazendo uma aproximação numérica em cada volume, aproximando este valor à média entre os valores das propriedades em cada face dos volumes de controle, assim como o valor das derivadas. Esse método é conservativo, e para resolver o escoamento é preciso fazer o balanço das variáveis em cada volume, e é considerado que a saída de um volume de controle é igual a entrada do volume de controle subsequente. Considerando que o presente trabalho é baseado no conceito de cilindro desenvolvido, temos então um caso 2D.

As equações governantes, apresentadas anteriormente em sua forma analítica, podem ser escritas em forma vetorial:

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

onde x e y são as coordenadas cartesianas espaciais, e os vetores \mathbf{U} , \mathbf{E} , \mathbf{F} e \mathbf{R} são:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e_t \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u u + p \\ \rho u v \\ (\rho e_t + p)u \end{bmatrix}, \quad (3.10)$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v v + p \\ (\rho e_t + p)v \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \\ f_x u + f_y v \end{bmatrix}, \quad (3.12)$$

onde o vetor \mathbf{R} é composto por pseudo-forças e pseudo-trabalho, introduzidas para simular uma aceleração no escoamento durante um determinado período de tempo no início da simulação, a fim de evitar instabilidades numéricas. Após essa aceleração, o valor dessas pseudo-componentes é zero (ou seja, $f_x = f_y = f_x u + f_y v = 0$ ao final do tempo de pseudo-aceleração).

Define-se então o tensor $\mathbf{\Pi}$ como:

$$\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \otimes \mathbf{i} + \mathbf{F} \otimes \mathbf{j}, \quad (3.13)$$

onde o símbolo \otimes representa o produto tensorial, e \mathbf{i} e \mathbf{j} representam os vetores unitários nas direções x e y , respectivamente.

Assim, podemos escrever a equação (3.8) como:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Pi} = \mathbf{R}. \quad (3.14)$$

O vetor \mathbf{R} apresenta forças inerciais como suas componentes, que são utilizadas para acelerar o escoamento no período inicial da simulação.

Aplicando integral para um volume de controle em ambos os lados, temos:

$$\int_V \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} dV = - \int_V (\nabla \cdot \mathbf{\Pi}) dV + \int_V \mathbf{R} dV. \quad (3.15)$$

Considerando que o volume de controle não varia com o tempo e aplicando o teorema da divergência, temos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{U} dV = - \oint_S (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_V \mathbf{R} dV, \quad (3.16)$$

onde S é a superfície de controle que engloba o volume de controle V e \mathbf{n} é o vetor unitário normal à superfície S , sendo positivo para fora do volume de controle.

Dividindo ambos os lados pelo volume de controle V :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{V} \int_V \mathbf{U} dV = - \frac{1}{V} \oint_S (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \frac{1}{V} \int_V \mathbf{R} dV. \quad (3.17)$$

Definindo as médias volumétricas $\bar{\mathbf{U}}$ e $\bar{\mathbf{R}}$ no volume de controle V :

$$\bar{\mathbf{U}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{U} dV \quad e \quad \bar{\mathbf{R}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{R} dV. \quad (3.18)$$

Aplicando a equação (3.18) na equação (3.17):

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} = -\frac{1}{V} \oint_S (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \bar{\mathbf{R}}. \quad (3.19)$$

Discretizando a equação (3.19) tanto no espaço (em volumes iguais) quanto no tempo, e considerando a aproximação do tensor $\mathbf{\Pi}$ como constante em uma superfície, temos:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j}}{\Delta t} = & -\frac{1}{V_{i,j}} \left[\int_{S_{i+\frac{1}{2}}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{i-\frac{1}{2}}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS \right. \\ & \left. + \int_{S_{j+\frac{1}{2}}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{j-\frac{1}{2}}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS \right] + \bar{\mathbf{R}}_{i,j}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

onde $S_{i+\frac{1}{2}}, S_{i-\frac{1}{2}}, S_{j+\frac{1}{2}}, S_{j-\frac{1}{2}}$ são as superfícies que definem as faces direita, esquerda, superior e inferior do volume de controle retangular, e a superfície $S_{i+\frac{1}{2}}$ é a superfície comum entre os volumes de controle $V_{i,j}$ e $V_{i+1,j}$.

Multiplicando a equação (3.20) por Δt , temos:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j} = & -\frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left[\int_{S_{i+\frac{1}{2}}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{i-\frac{1}{2}}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS \right. \\ & \left. + \int_{S_{j+\frac{1}{2}}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{j-\frac{1}{2}}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS \right] + \Delta t \bar{\mathbf{R}}_{i,j}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Considerando o vetor $\mathbf{\Pi}$ como constante ao longo da superfície S que engloba o volume de controle, obtém-se a seguinte relação:

$$\oint_S (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS = \mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{S}, \quad (3.22)$$

onde o vetor \mathbf{S} é o vetor associado à superfície S .

Substituindo a equação (3.22) na equação (3.21), tem-se:

$$\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j} = -\frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left[(\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{i+\frac{1}{2}} + (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{i-\frac{1}{2}} + (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{j+\frac{1}{2}} + (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{j-\frac{1}{2}} \right] + \Delta t \cdot \bar{\mathbf{R}}_{i,j}. \quad (3.23)$$

Define-se a função de fluxo $\mathcal{F}_{i,j}$ como função do fluxo líquido do tensor $\boldsymbol{\Pi}$ sobre as superfícies do volume de controle $V_{i,j}$ e a função de forças inerciais $\mathcal{R}_{i,j}$ como:

$$\mathcal{F}_{i,j} = \frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left[(\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{i+\frac{1}{2}} + (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{i-\frac{1}{2}} + (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{j+\frac{1}{2}} + (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{j-\frac{1}{2}} \right] \quad (3.24)$$

e

$$\mathcal{R}_{i,j} = \Delta t \cdot \bar{\mathbf{R}}_{i,j}. \quad (3.25)$$

Ainda, é introduzido um termo adicional explicitamente, chamado de dissipação artificial ($\mathcal{D}_{i,j}$), que tem o intuito de controlar o erro introduzido ao considerarmos o produto $(\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})$ como constante ao longo das superfícies do volume de controle. Deste modo, podemos escrever a equação (3.23) como:

$$\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j} = -(\mathcal{F}_{i,j} - \mathcal{D}_{i,j} - \mathcal{R}_{i,j}). \quad (3.26)$$

Em seguida, calcula-se os fluxos através das superfícies de controle. Para a superfície $S_{i+1/2}$ (e analogamente para as superfícies $S_{i-1/2}$, $S_{j+1/2}$ e $S_{j-1/2}$), tem-se:

$$(\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} = \begin{bmatrix} (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_1 \\ (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_2 \\ (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_3 \\ (\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_4 \end{bmatrix}_{i+1/2}, \quad (3.27)$$

onde o primeiro termo do lado direito da equação é definido como o fluxo de massa, dado por:

$$(\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})_1 = \rho_{i+1/2} \cdot (q_s)_{i+1/2}. \quad (3.28)$$

Definindo o fluxo volumétrico:

$$(q_s)_{i+1/2} = u_{i+1/2}(s_x)_{i+1/2} + v_{i+1/2}(s_y)_{i+1/2}. \quad (3.29)$$

O segundo termo:

$$(\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{S})_2 = (\rho u)_{i+1/2} \cdot (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(s_x)_{i+1/2}, \quad (3.30)$$

onde o produto $(\rho u)_{i+1/2} \cdot (q_s)_{i+1/2}$ é o fluxo de quantidade de movimento na direção x e o produto $p_{i+1/2}(s_x)_{i+1/2}$ é a força devido ao campo de pressão, também na direção x .

Analogamente, o terceiro termo é dado por:

$$(\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{S})_3 = (\rho v)_{i+1/2} \cdot (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(s_y)_{i+1/2}. \quad (3.31)$$

O quarto termo:

$$(\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{S})_4 = (\rho e_t)_{i+1/2} \cdot (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2}, \quad (3.32)$$

em que o produto $(\rho e_t)_{i+1/2} \cdot (q_s)_{i+1/2}$ é o fluxo de energia total e o produto $p_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2}$ é o trabalho realizado pelo campo de pressão.

Para encontrar os valores $(\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{S})$, precisa-se do valor das propriedades sobre as superfícies do volume de controle. Para isso, necessita-se descobrir os valores das variáveis primitivas de velocidade u e energia total e_t , e através das equações constituintes, achar os valores de pressão p e temperatura T . Assim, apesar de ter um erro associado, utiliza-se o conceito de média de Favre, onde considera-se que:

$$\bar{\rho} \cdot \bar{u} = \overline{\rho u}. \quad (3.33)$$

Deste modo, obtém-se os valores das variáveis primitivas a partir das variáveis conservativas:

$$\tilde{u}_{i,j} = \frac{\overline{\rho u}_{i,j}}{\bar{\rho}_{i,j}}, \quad (3.34)$$

$$\tilde{v}_{i,j} = \frac{\overline{\rho v}_{i,j}}{\bar{\rho}_{i,j}}, \quad (3.35)$$

$$\tilde{e}_{t,i,j} = \frac{\overline{\rho e}_{t,i,j}}{\bar{\rho}_{i,j}}, \quad (3.36)$$

$$\tilde{e}_{i,j} = \tilde{e}_{t,i,j} - \frac{(\tilde{u}_{i,j}\tilde{u}_{i,j} + \tilde{v}_{i,j}\tilde{v}_{i,j})}{2}. \quad (3.37)$$

O cálculo da temperatura e pressão foi feita da seguinte maneira:

$$\tilde{T}_i = \frac{\tilde{e}_i}{c_v}, \quad (3.38)$$

$$\tilde{p}_i = \bar{\rho}_i R \tilde{T}_i. \quad (3.39)$$

onde o til representa a média de Favre e a barra representa a média volumétrica.

Com isso, é possível realizar a interpolação para encontrar os valores das propriedades sobre as faces, a partir do modelo de interpolação não amplificado de quarta ordem proposto por Gutierrez (2016), onde é feita uma média ponderada das propriedades entre quatro volumes de controle:

$$\rho_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\bar{\rho}_i + \bar{\rho}_{i+1}) - \frac{1}{16}(\bar{\rho}_{i-1} + \bar{\rho}_{i+2}), \quad (3.40)$$

$$(\rho u)_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\overline{\rho u}_{i,j} + \overline{\rho u}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\overline{\rho u}_{i-1,j} + \overline{\rho u}_{i+2,j}), \quad (3.41)$$

$$(\rho v)_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\overline{\rho v}_{i,j} + \overline{\rho v}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\overline{\rho v}_{i-1,j} + \overline{\rho v}_{i+2,j}), \quad (3.42)$$

$$(\rho e_t)_{i+\frac{1}{2}} = \frac{9}{16}(\overline{\rho e}_{t,i,j} + \overline{\rho e}_{t,i+1,j}) - \frac{1}{16}(\overline{\rho e}_{t,i-1,j} + \overline{\rho e}_{t,i+2,j}) \quad (3.43)$$

O valor das variáveis primitivas nas superfícies é obtido utilizando o mesmo esquema de interpolação, fazendo uso dos valores obtidos pela média de Favre:

$$u_{i+1/2} = \frac{9}{16} (\tilde{u}_{i,j} + \tilde{u}_{i+1,j}) - \frac{1}{16} (\tilde{u}_{i-1,j} + \tilde{u}_{i+2,j}), \quad (3.44)$$

$$p_{i+1/2} = \frac{9}{16} (\tilde{p}_{i,j} + \tilde{p}_{i+1,j}) - \frac{1}{16} (\tilde{p}_{i-1,j} + \tilde{p}_{i+2,j}), \quad (3.45)$$

onde as equações acima podem ser utilizadas de forma análoga para obter os valores sobre as demais superfícies do volume de controle $V_{i,j}$.

3.3. DISSIPACÃO ARTIFICIAL

A dissipação artificial, adicionada na equação (3.26), é introduzida explicitamente para dissipar erros numéricos associados à grandes gradientes, divergentes ou rotacionais e de modo a controlar os erros associados às aproximações realizadas ao longo do desenvolvimento teórico.

A função de dissipação artificial é calculada conforme o modelo proposto por Jameson et. Al (1981), sendo ela a soma das dissipações em cada face do volume de controle:

$$\mathcal{D}_{i,j} = \left(d_{i+\frac{1}{2}} - d_{i-\frac{1}{2}} \right) + \left(d_{j+\frac{1}{2}} - d_{j-\frac{1}{2}} \right), \quad (3.46)$$

onde, para a superfície $\mathbf{S}_{i+\frac{1}{2}}$ temos:

$$d_{i+\frac{1}{2}} = \epsilon_{i+\frac{1}{2}}^{(2)} [\bar{\mathbf{U}}_{i+1,j} - \bar{\mathbf{U}}_{i,j}] - \epsilon_{i+\frac{1}{2}}^{(4)} [\bar{\mathbf{U}}_{i+2,j} - 3\bar{\mathbf{U}}_{i+1,j} + 3\bar{\mathbf{U}}_{i,j} - \bar{\mathbf{U}}_{i-1,j}]. \quad (3.47)$$

Os coeficientes $\epsilon_{i+\frac{1}{2}}^{(2)}$ e $\epsilon_{i+\frac{1}{2}}^{(4)}$ são dados obtidos como:

$$\epsilon_{i+\frac{1}{2}}^{(2)} = \max \left[(\Psi_{rot})_{i+\frac{1}{2}}, (\Psi_{div})_{i+\frac{1}{2}}, (\Psi_{pre})_{i+\frac{1}{2}}, (\Psi_{rho})_{i+\frac{1}{2}} \right], \quad (3.48)$$

$$\epsilon_{i+\frac{1}{2}}^{(4)} = \max \left[0, \left(K^{(4)} - \epsilon_{i+\frac{1}{2}}^{(2)} \right) \right], \quad (3.49)$$

onde:

$$(\Psi_{rot})_{i+\frac{1}{2}} = K_{rot}^{(2)} |\nabla \times \tilde{\mathbf{u}}|_{i+\frac{1}{2}} \quad (3.50)$$

é um sensor de vorticidade,

$$(\Psi_{div})_{i+\frac{1}{2}} = K_{div}^{(2)} |\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}|_{i+\frac{1}{2}} \quad (3.51)$$

é um sensor de divergente,

$$(\Psi_{pre})_{i+\frac{1}{2}} = K_{pre}^{(2)} |\nabla \tilde{p}|_{i+\frac{1}{2}} \quad (3.52)$$

é um sensor de gradiente de pressão,

$$(\Psi_{rho})_{i+\frac{1}{2}} = K_{rho}^{(2)} |\nabla \tilde{\rho}|_{i+\frac{1}{2}} \quad (3.53)$$

é um sensor de gradiente de massa específica.

Esses sensores indicam a sensibilidade numérica em relação a variação da propriedade correspondente em um volume de controle. Além disso, os termos $K^{(2)}$ e $K^{(4)}$ são termos arbitrados no início da simulação numérica, e seus valores devem ser testados de forma que o código numérico não gere grandes flutuações que possam gerar instabilidade numérica ou dissipe demais de modo a modificar a física do problema.

3.4. MARCHA TEMPORAL

A marcha temporal é realizada através da utilização do método Runge-Kutta de terceira ordem de precisão proposto por Shu e relatado por Yee, onde o tempo é representado pelo índice n e o espaço é representado pelo índice i e j .

$$\bar{U}_{i,j}^1 = \bar{U}_{i,j}^n - (\mathcal{F}_{i,j}^n - \mathcal{D}_{i,j}^n - \mathcal{R}_{i,j}^n). \quad (3.54)$$

$$\bar{U}_{i,j}^2 = \frac{3}{4}\bar{U}_{i,j}^n + \frac{1}{4}\bar{U}_{i,j}^1 - \frac{1}{4}(\mathcal{F}_{i,j}^1 - \mathcal{D}_{i,j}^1 - \mathcal{R}_{i,j}^1). \quad (3.55)$$

$$\bar{U}_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{3}\bar{U}_{i,j}^n + \frac{2}{3}\bar{U}_{i,j}^2 - \frac{2}{3}(\mathcal{F}_{i,j}^2 - \mathcal{D}_{i,j}^2 - \mathcal{R}_{i,j}^2). \quad (3.56)$$

3.5. MÉTODO DA FRONTEIRA IMERSA

O método da fronteira imersa consiste em impor condições de contorno para os volumes controle que possuem um ou mais pontos de superfície. Decompondo o vetor velocidade na superfície, temos:

$$\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{u}_n \mathbf{n} + \tilde{u}_t \mathbf{t}. \quad (3.57)$$

Como o escoamento é modelado utilizando as equações de Euler, aplica-se a condição de escorregamento, e como há a condição de impenetrabilidade, temos que a velocidade normal do escoamento deve ser igual à velocidade da fronteira móvel. No caso dos estatores, temos que $u_{n_B} = 0$, enquanto para os rotores $u_{n_B} = \mathbf{U}_B \cdot \mathbf{n}$, para um referencial nas superfícies estáticas. Porém, a pressão estática independe do sistema inercial do observador, e assim, para um observador que se move com a velocidade do rotor, temos que $u_{n_B} = 0$ também para o rotor.

$$\tilde{u}_n = u_{n_B} = 0 \quad e \quad \tilde{u}_t \neq 0 \quad (3.58)$$

Ainda, para as equações de Euler, não há difusão de *momentum* na direção normal das paredes, assim como não há difusão de calor, quando consideramos as paredes do rotor e estator como adiabáticas. Desse modo:

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial x_n} = 0 \quad e \quad \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_n} = 0. \quad (3.59)$$

A condição de pressão estática pode ser obtida a partir da equação de *momentum* na direção normal:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \tilde{u}_n) + \frac{\partial}{\partial x_n}(\bar{\rho} \tilde{u}_n \tilde{u}_n) + \frac{\partial}{\partial x_t}(\bar{\rho} \tilde{u}_n \tilde{u}_t) = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_n}. \quad (3.60)$$

Expandindo os termos, temos:

$$\begin{aligned} \tilde{u}_n \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial t} + (\tilde{u}_n)^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_n} + (2\bar{\rho} \tilde{u}_n) \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial x_n} + (\tilde{u}_n \tilde{u}_t) \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_t} + (\bar{\rho} \tilde{u}_t) \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial x_t} \\ + (\bar{\rho} \tilde{u}_n) \frac{\partial \tilde{u}_t}{\partial x_t} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_n}. \end{aligned} \quad (3.61)$$

Aplicando a condição de impenetrabilidade na direção normal:

$$\begin{aligned} u_n^b \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \bar{\rho} \frac{\partial u_n^b}{\partial t} + (u_n^b)^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_n} + (2\bar{\rho} u_n^b) \frac{\partial u_n^b}{\partial x_n} + (u_n^b u_t) \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_t} + (\bar{\rho} u_t) \frac{\partial u_n^b}{\partial x_t} \\ + (\bar{\rho} u_n^b) \frac{\partial u_t}{\partial x_t} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_n}. \end{aligned} \quad (3.62)$$

Como $u_{n_B} = 0$, substituindo na Eq. 3.61, temos que

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_n} = 0. \quad (3.63)$$

Derivando a equação de gás ideal e de um gás calorificamente ideal na direção normal:

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_n} = \frac{\partial}{\partial x_n}(\bar{\rho} R \tilde{T}) = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_n} R \tilde{T} + \bar{\rho} R \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_n}, \quad (3.64)$$

$$\frac{\partial \tilde{e}}{\partial x_n} = c_v \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_n}. \quad (3.65)$$

Assim, temos que:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_n} = \frac{\partial \tilde{e}}{\partial x_n} = 0. \quad (3.66)$$

Como as propriedades apresentadas demonstram derivadas nulas, podemos calcular as suas derivadas em relação à normal a partir da seguinte relação:

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_n} = \frac{\partial \tilde{f}}{\partial n} = \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial n} = n_x \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} + n_y \frac{\partial \tilde{f}}{\partial y}, \quad (3.67)$$

onde \tilde{f} é uma propriedade genérica. Como essas propriedades são nulas nas paredes, temos:

$$\left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_n} \right)^b = 0. \quad (3.68)$$

Desse modo:

$$n_x \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right)_{i,j}^b + n_y \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} \right)_{i,j}^b = 0. \quad (3.69)$$

Considerando que n_x e n_y nunca se anulam ao mesmo tempo (enquanto um for unitário o outro é nulo), então as derivadas devem ser nulas.

$$\left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right)_{i,j}^b = \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} \right)_{i,j}^b = 0 \quad (3.70)$$

Utilizando uma metodologia de cálculo de derivadas semelhante à de diferenças finitas, calcula-se o valor das propriedades nas paredes, segundo a seguinte equação (para $\mathbf{n} = \mathbf{i}$):

$$\left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x}\right)_{i,j}^b = \frac{1}{12\Delta x}(-25\tilde{f}_{i,j}^b + 48\tilde{f}_{i+1,j} - 36\tilde{f}_{i+2,j} + 16\tilde{f}_{i+3,j} - 3\tilde{f}_{i+4,j}) + O(\Delta x)^4 = 0 \quad (3.71)$$

Assim:

$$\tilde{f}_{i,j}^b = \frac{1}{25}(48\tilde{f}_{i+1,j} - 36\tilde{f}_{i+2,j} + 16\tilde{f}_{i+3,j} - 3\tilde{f}_{i+4,j}) + O(\Delta x)^4. \quad (3.72)$$

Definindo o operador de diferenças, temos:

$$D_i^+ \tilde{f} = \frac{1}{25}(48\tilde{f}_{i+1,j} - 36\tilde{f}_{i+2,j} + 16\tilde{f}_{i+3,j} - 3\tilde{f}_{i+4,j}). \quad (3.73)$$

Reescrevendo a equação (3.69):

$$\tilde{f}_{i,j}^b = D_i^+ \tilde{f} + O(\Delta x)^4. \quad (3.74)$$

De forma análoga para y ($\mathbf{n} = \mathbf{j}$):

$$\tilde{f}_{i,j}^b = D_y^+ \tilde{f} + O(\Delta y)^4. \quad (3.75)$$

Assim, podemos calcular a propriedade \tilde{f} fazendo uma média ponderada com as componentes do vetor normal:

$$\tilde{f}_{i,j}^b = \frac{|n_x|D_i^+ \tilde{f} + |n_y|D_j^+ \tilde{f}}{|n_x| + |n_y|}. \quad (3.76)$$

Com isso, temos como calcular o valor das variáveis primitivas e com isso, calcular também o valor das propriedades conservativas:

$$\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^b = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho}(\tilde{u}_{tx} + \tilde{u}_{nx}) \\ \bar{\rho}(\tilde{u}_{ty} + \tilde{u}_{ny}) \\ \bar{\rho} \left\{ \tilde{e} + \frac{1}{2} \left[(\tilde{u}_{tx} + \tilde{u}_{nx})^2 + (\tilde{u}_{ty} + \tilde{u}_{ny})^2 \right] \right\} \end{bmatrix}_{i,j}^b. \quad (3.77)$$

3.6. PERFIL DOS ROTORES E ESTADORES

As geometrias utilizadas nas simulações representam o perfil da ponta das pás do rotor e estator de uma bancada experimental da NASA, chamada de *Advanced Noise Control Fan - ANCF*, ou Ventilador de Controle de Ruído Avançado. Os perfis são demonstrados pela Figura 3.1.

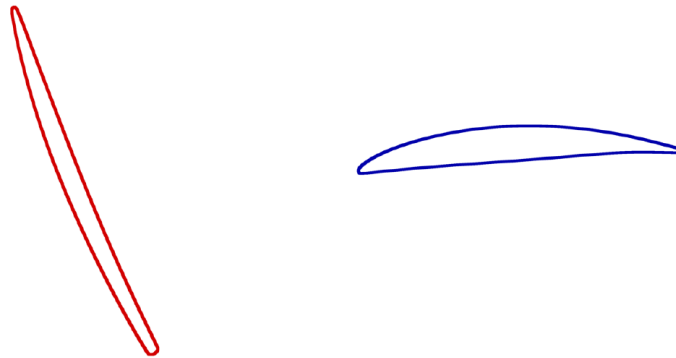


Figura 3.1 - Perfil das pás do rotor (em vermelho) e do estator (em azul).

3.7. PARÂMETROS DAS SIMULAÇÕES

A resolução da malha utilizada é de 304 volumes de controle para cada unidade de comprimento característico adimensional, sendo o comprimento característico definido como o passo entre as pás do rotor. A região regular foi definida como 16 unidades de altura por 21 unidades de comprimento, totalizando 31.051.776 volumes de controle. Ainda, há uma região

de *stretching* apenas na direção x (uma vez que há uma condição cíclica em y), tanto à esquerda quanto à direita da malha regular, ambas regiões com 152 volumes de controle, totalizando 304 volumes de controle de *stretching*. O ponto de origem selecionado, onde estão as pás do rotor, foi definida como 8 unidades de altura e 19 unidades de comprimento. Ainda, todas as simulações utilizaram o mesmo número de rotores ($B = 16$) e estatores ($V = 13$), conforme mostra a Figura 3.2.

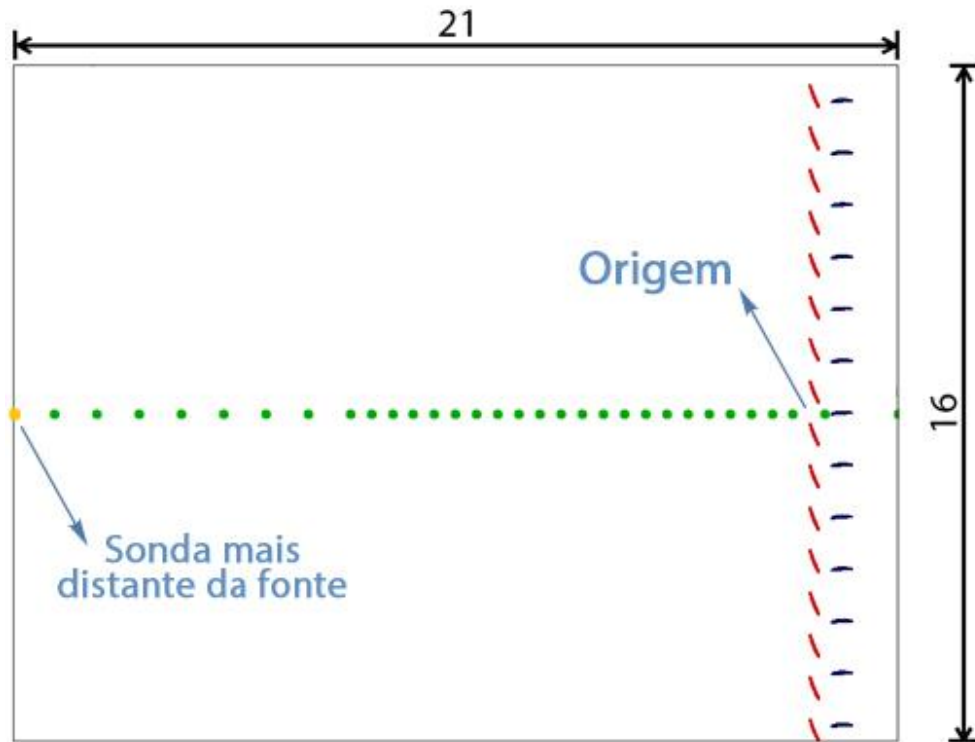


Figura 3.2 – Representação da malha computacional, com a posição das geometrias fixas (azul) e móveis (vermelho) e dos sensores (verde).

Os arquivos de imagens foram gerados a cada 50.000 iterações, e as propriedades que se mantiveram iguais em todas as simulações foram o comprimento característico $length = 0,2393893 \text{ m}$, que é o passo das pás do rotor, o CFL de 0,29, o raio da nacelle $R_o = 24 \text{ in}$ (0,6096 m), a temperatura $T_\infty = 300 \text{ K}$ e pressão $P_\infty = 101.300 \text{ Pa}$ do escoamento e a velocidade do som $c_0 = 347,1 \text{ m/s}$. As outras propriedades serão apresentadas posteriormente, de acordo com as modificações realizadas em cada simulação.

Utilizando o CFL, determina-se o intervalo de tempo que decorre entre cada iteração.

$$\Delta t = CFL \frac{\Delta x}{U_\infty + c_0} \quad (3.78)$$

3.8. SIMULAÇÕES

Através da utilização da variável β_T , que é a raiz décima do módulo do gradiente de temperatura, foi possível visualizar o campo aeroacústico e aerodinâmico do escoamento, e as sondas estáticas e móveis foram utilizadas para capturar os harmônicos e os *shifts* de frequência dos modos gerados, além da obtenção dos valores de pressão nos pontos onde se encontram.

$$\beta_T = |\nabla T|^{1/10} \quad (3.79)$$

Com os valores de pressão dos sensores, utiliza-se o SIMDATA, que é uma rotina de MATLAB para tratamento de dados desenvolvida pela Embraer, onde realiza-se uma Transformada Rápida de Fourier, e assim é possível analisar o quadrado da média da raiz (*root mean square* – RMS) da flutuação de pressão em cada frequência.

$$p'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} [p'(t)]^2 dt} \quad (3.80)$$

A mudança do número de Mach do rotor, parâmetro utilizado na análise paramétrica, influencia o valor de outros parâmetros, que estão definidos abaixo. Deste modo, foram realizadas 8 simulações numéricas:

1. $M_B = 0,20$ (Número de Mach do rotor)
 - $U_B = 69,4 \text{ m/s}$ (Velocidade tangencial do rotor)
 - $U_{mp} = 34,71 \text{ m/s}$ (Velocidade tangencial arbitrária dos sensores móveis)
 - $U_\infty = 25,0 \text{ m/s}$ (Velocidade do escoamento)
 - $M_\infty = 0,07$ (Número de Mach do escoamento)
 - $\Delta t = 6,18 * 10^{-7} \text{ s}$ (Tempo que decorre entre cada iteração)
 - $\Omega = 18,13 \text{ rps}$ (Frequência do eixo do rotor)
 - $K_{div}^{(2)} = K_{rot}^{(2)} = K_{pre}^{(2)} = K_{rho}^{(2)} = 8,0 * 10^{-4}$; $K^{(4)} = 8,0 * 10^{-3}$.
→ Constantes utilizadas na dissipação artificial implementada.

2. $M_B = 0,33$

- $U_B = 114,9 \text{ m/s}$;
- $U_{mp} = 57,45 \text{ m/s}$;
- $U_\infty = 41,39 \text{ m/s}$;
- $M_\infty = 0,12$;
- $\Delta t = 5,92 * 10^{-7} \text{ s}$;
- $\Omega = 30 \text{ rps}$;
- $K_{div}^{(2)} = K_{rot}^{(2)} = K_{pre}^{(2)} = K_{rho}^{(2)} = 5,0 * 10^{-4}$; $K^{(4)} = 5,0 * 10^{-3}$.

3. $M_B = 0,40$

- $U_B = 138,9 \text{ m/s}$;
- $U_{mp} = 69,44 \text{ m/s}$;
- $U_\infty = 50,03 \text{ m/s}$;
- $M_\infty = 0,14$;
- $\Delta t = 5,79 * 10^{-7} \text{ s}$;
- $\Omega = 36,26 \text{ rps}$;
- $K_{div}^{(2)} = K_{rot}^{(2)} = K_{pre}^{(2)} = K_{rho}^{(2)} = 5,0 * 10^{-4}$; $K^{(4)} = 5,0 * 10^{-3}$.

4. $M_B = 0,50$

- $U_B = 173,6 \text{ m/s}$;
- $U_{mp} = 86,8 \text{ m/s}$;
- $U_\infty = 62,5 \text{ m/s}$;
- $M_\infty = 0,18$;
- $\Delta t = 5,61 * 10^{-7} \text{ s}$;
- $\Omega = 45,32 \text{ rps}$;
- $K_{div}^{(2)} = K_{rot}^{(2)} = K_{pre}^{(2)} = K_{rho}^{(2)} = 2,2 * 10^{-3}$; $K^{(4)} = 2,2 * 10^{-2}$.

5. $M_B = 0,60$

- $U_B = 208,3 \text{ m/s}$;
- $U_{mp} = 104,2 \text{ m/s}$;
- $U_\infty = 75,0 \text{ m/s}$;
- $M_\infty = 0,22$;
- $\Delta t = 5,45 * 10^{-7} \text{ s}$;
- $\Omega = 54,39 \text{ rps}$;
- $K_{div}^{(2)} = K_{rot}^{(2)} = K_{pre}^{(2)} = K_{rho}^{(2)} = 2,5 * 10^{-3}$; $K^{(4)} = 2,5 * 10^{-2}$.

6. $M_B = 0,70$

- $U_B = 243,0 \text{ m/s}$;
- $U_{mp} = 121,5 \text{ m/s}$;
- $U_\infty = 87,5 \text{ m/s}$;
- $M_\infty = 0,25$;
- $\Delta t = 5,29 * 10^{-7} \text{ s}$;
- $\Omega = 63,45 \text{ rps}$;
- $K_{div}^{(2)} = K_{rot}^{(2)} = K_{pre}^{(2)} = K_{rho}^{(2)} = 3,3 * 10^{-3}$; $K^{(4)} = 3,3 * 10^{-2}$.

7. $M_B = 0,80$

- $U_B = 277,8 \text{ m/s}$;
- $U_{mp} = 138,9 \text{ m/s}$;
- $U_\infty = 100,0 \text{ m/s}$;
- $M_\infty = 0,29$;
- $\Delta t = 5,14 * 10^{-7} \text{ s}$;
- $\Omega = 72,52 \text{ rps}$;
- $K_{div}^{(2)} = K_{rot}^{(2)} = K_{pre}^{(2)} = K_{rho}^{(2)} = 3,9 * 10^{-3}$; $K^{(4)} = 3,9 * 10^{-2}$.

8. $M_B = 0,80$ (estatores mais próximos dos rotores)

- $U_B = 277,8 \text{ m/s}$;
- $U_{mp} = 138,9 \text{ m/s}$;
- $U_\infty = 100,0 \text{ m/s}$;
- $M_\infty = 0,29$;
- $\Delta t = 5,29 * 10^{-7} \text{ s}$;
- $\Omega = 72,52 \text{ rps}$;
- $K_{div}^{(2)} = K_{rot}^{(2)} = K_{pre}^{(2)} = K_{rho}^{(2)} = 5,0 * 10^{-3}$; $K^{(4)} = 5,0 * 10^{-2}$.

4. RESULTADOS E ANÁLISES

Apesar de ser possível calcular quais modos serão gerados utilizando a regra de seleção de Tyler-Sofrin e quais desses modos serão propagados, devido à natureza altamente não linear da interação rotor-estator, não é possível prever como se comportará o escoamento nem prever quais modos gerados serão dominantes, ou seja, aparecerão com mais nitidez.

Algo que pôde ser observado ao aumentarmos o número de Mach do rotor é o menor efeito de *stall* nos estatores, que podem estar mal projetados para casos de Mach subsônico, e o eventual aparecimento de ondas de choque no intradorso e extradorso das pás do rotor, que parecem estar sob efeito de *buffet* transônico, uma vez que é perceptível a variação de posição da onda de choque.

4.1. $M_B = 0,20$

Analisando a Figura 4.1, podemos ver que não há nenhum modo perfeitamente nítido e que as pás do estator estão sob alto efeito de *stall*, com grandes vórtices sendo formados ao redor da geometria. Esses vórtices atuam como modificadores da geometria das pás dos estatores, que varia ao longo do tempo e como não se tem mais a ciclicidade prevista na geração dos modos, não se tem o efeito de superposição observado nos casos de maiores números de Mach. Além disso, os sinais obtidos pelos sensores também acabam sendo influenciados por este fenômeno. Observando a Figura 4.2, temos que os picos em azul (sensor móvel), representando os modos após a decomposição dos harmônicos por efeito Doppler, não condizem com os valores teóricos previstos pela regra de seleção de Tyler-Sofrin. Considerando que o fenômeno de geração dos modos neste caso é altamente não-linear, com geometrias que se “modificam” em razão da presença de grandes vórtices, é um resultado razoável.

A Tabela 4.1 mostra os valores dos modos previstos pela regra de Tyler-Sofrin, e a inconsistência mencionada acima, onde o resultado obtido não corresponde com o valor teórico, aparece no segundo harmônico, onde deveríamos ter o aparecimento do modo +6, que por ser positivo, deveria aparecer à esquerda do segundo harmônico, mas observa-se que na Figura 4.2 o modo associado ao segundo harmônico aparece à sua direita.

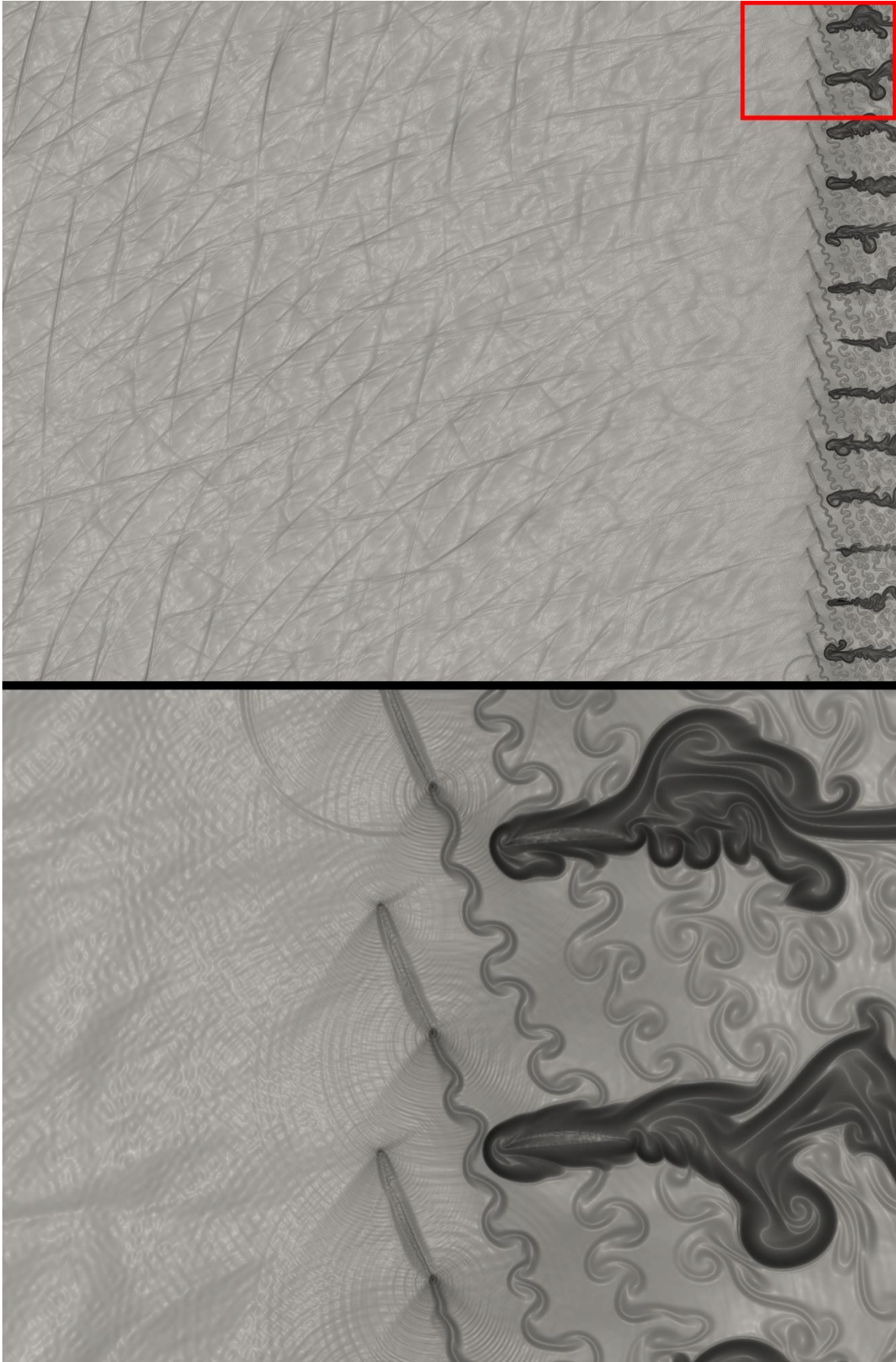


Figura 4.1 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.800.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,20$.

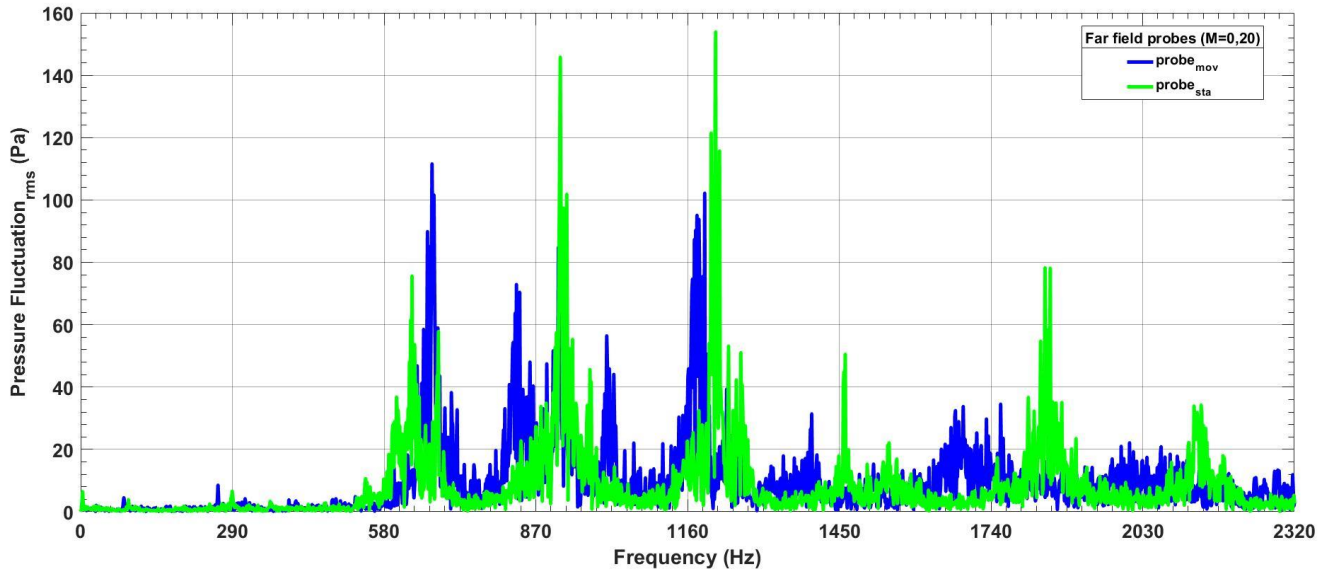


Figura 4.2 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,20$.

Tabela 4.1 - Modos teóricos obtidos para até o quarto harmônico, para o caso $M=0,20$.

h	1	2	3	4
$f_{bp,h}$	290 Hz	580 Hz	870 Hz	1.160 Hz
$\sigma_{m1,c}$	3,25	6,5	9,75	13,0
$m(f)$	+3 (263 Hz)	+6 (526 Hz)	+9 (789 Hz) -4 (906 Hz)	+12 (1.052 Hz) -1 (1.169 Hz)

4.2. $M_B = 0,33$

Observando a Figura 4.3, percebe-se que já há o aparecimento de alguns modos e redução de intensidade dos vórtices em torno dos estatores. Os modos mais nítidos são os modos +3, -7 e -10. Ao analisarmos a velocidade de propagação de cada modo, temos que o modo -10 deveria ser *cut-off*, mas aparece no resultado da simulação numérica como um dos modos dominantes. Ainda, após realizar a decomposição modal por efeito Doppler, não há nenhum pico associado à frequência teórica do modo -10 (630 Hz), conforme mostra a Figura 4.4.

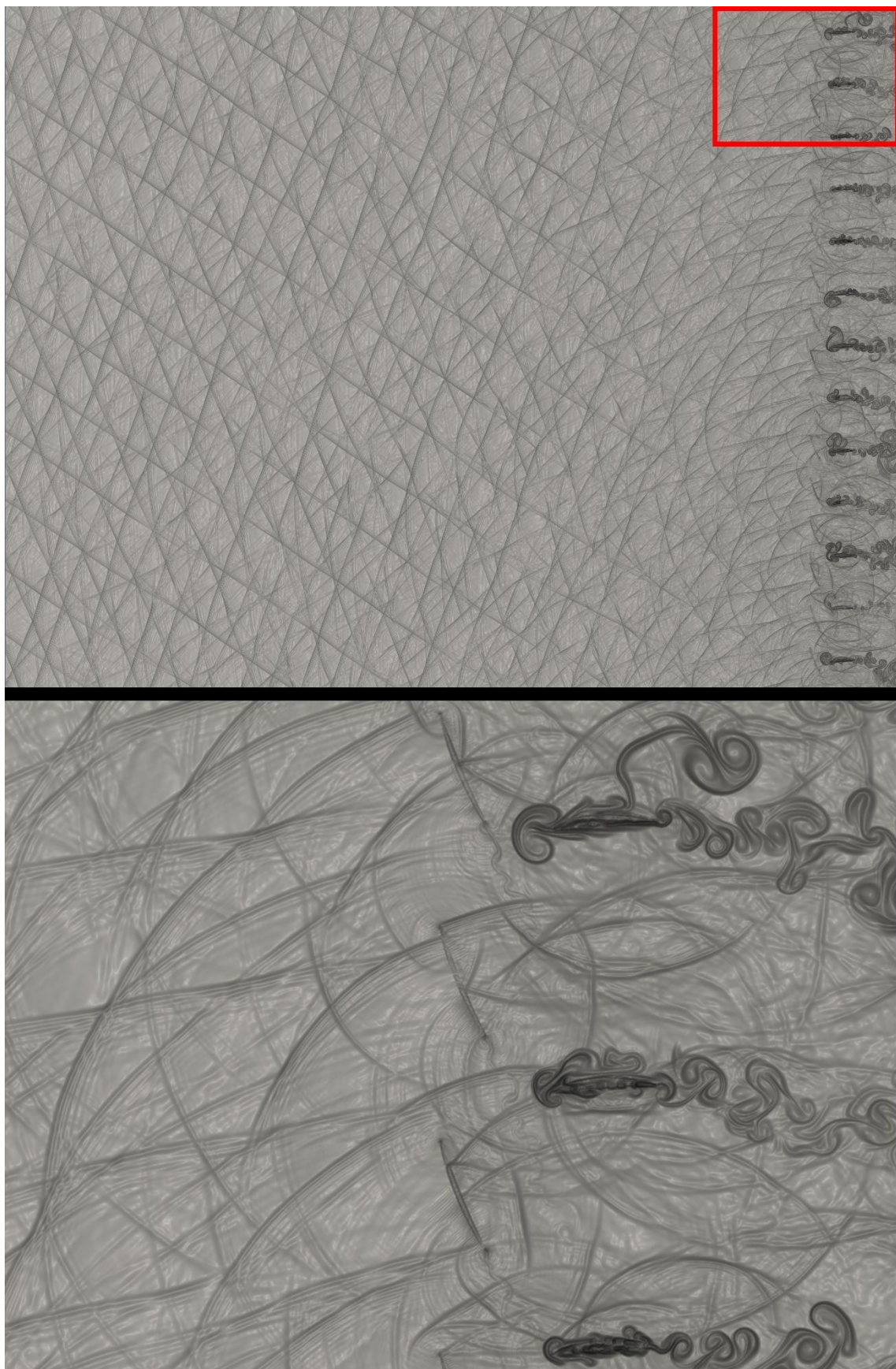


Figura 4.3 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=3.500.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,33$.

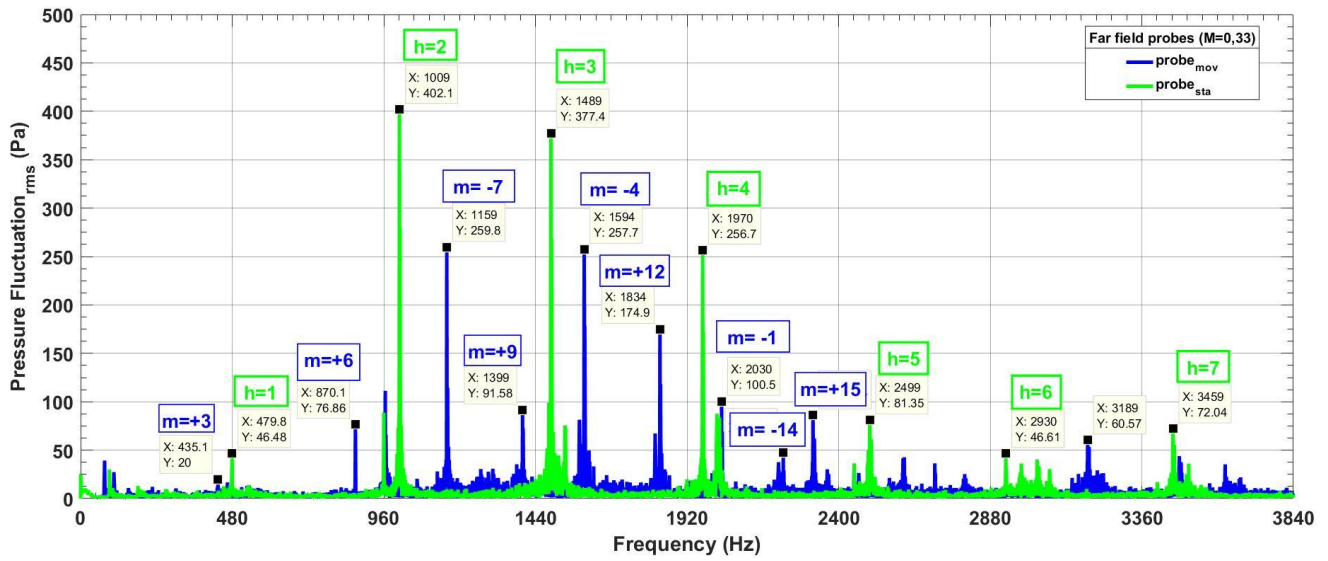


Figura 4.4 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,33$.

4.3. $M_B = 0,40$

Quando comparado com o caso anterior, percebe-se uma melhora na superposição das ondas, principalmente quando analisamos o modo +9. Outro ponto que chamou a atenção é a redução do tamanho dos vórtices nos estatores. Isso acontece por conta do aumento da velocidade do escoamento, que promove a advecção dos vórtices.

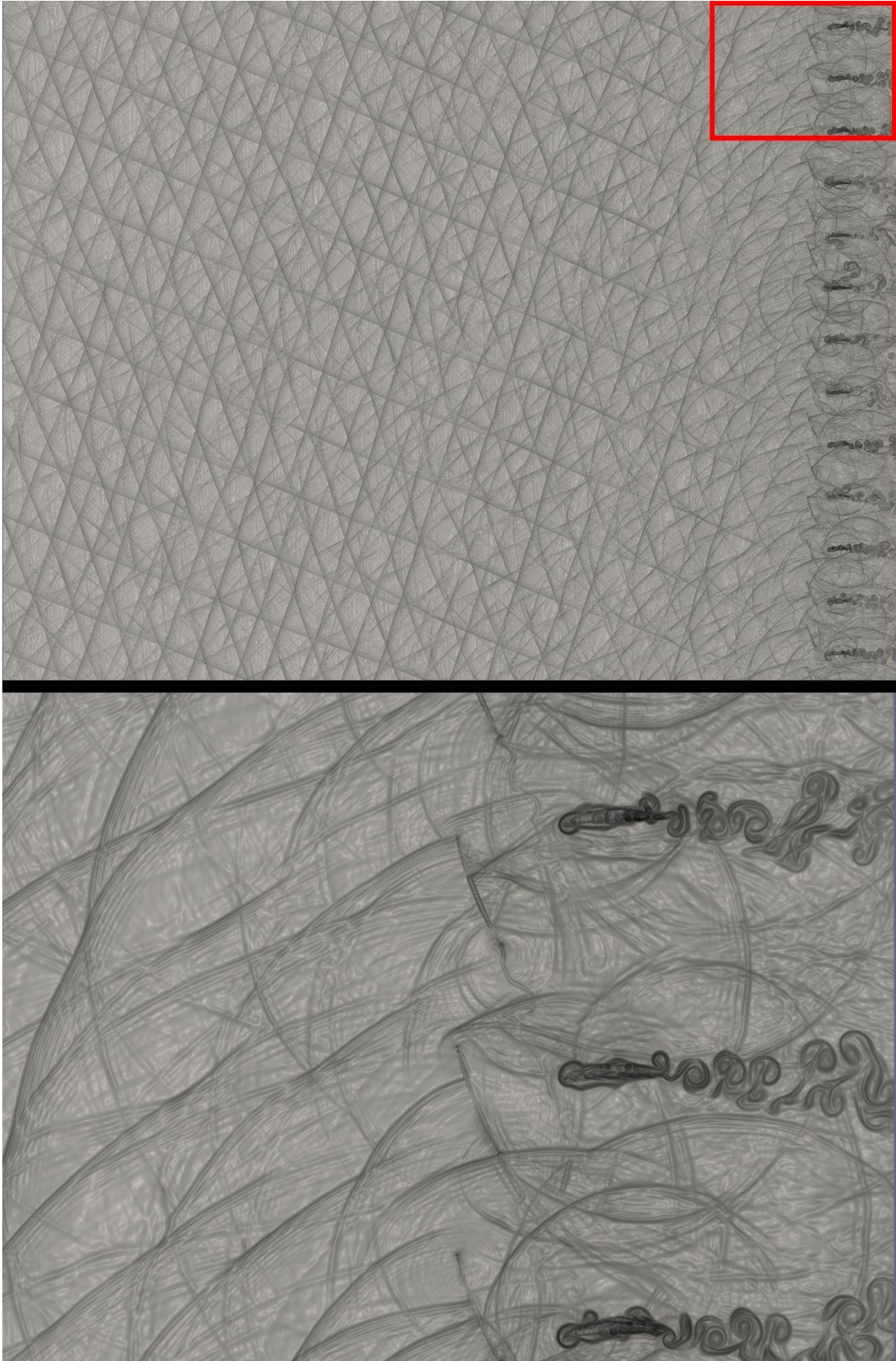


Figura 4.5 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=3.500.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,40$.

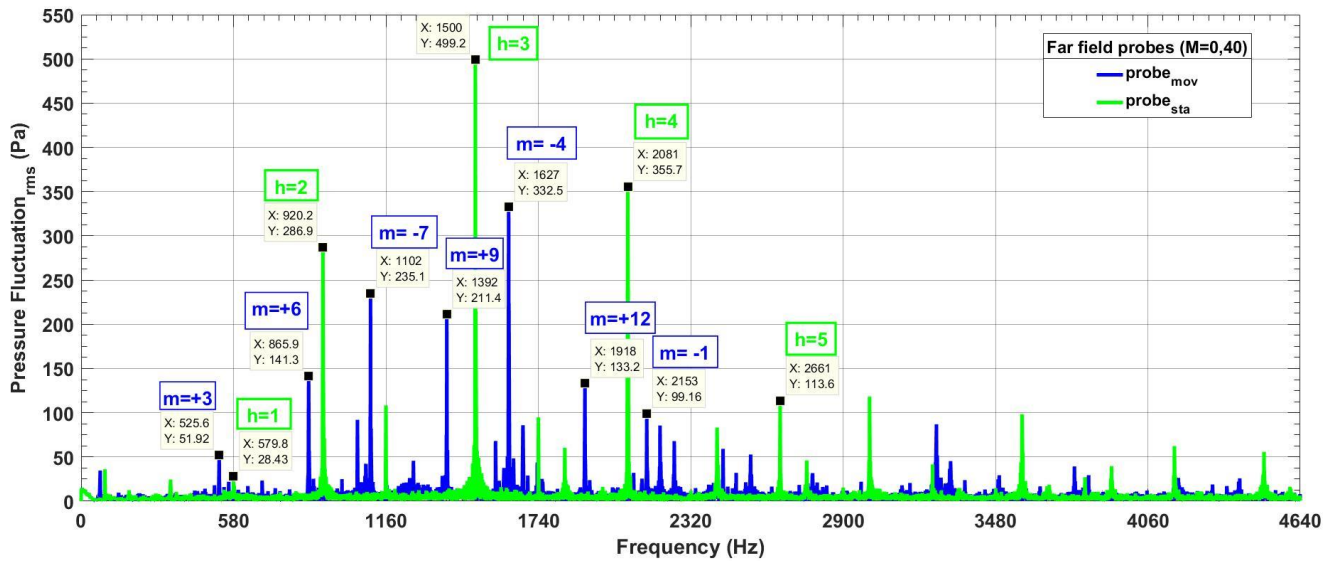


Figura 4.6 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,40$.

4.4. $M_B = 0,50$

Como mostra a Figura 4.7, ao aumentarmos o número de Mach, há maior advecção dos vórtices, como esperado, e melhor definição dos modos. Ainda, não é mais perceptível a presença do modo -10, que aparecia nos casos anteriores. Assim, este modo não previsto pela teoria linear de geração dos modos pode estar associado à algum fenômeno não-linear relacionado à maiores vórtices, presentes nos casos anteriores.

A Figura 4.8 mostra que os valores dos harmônicos e a frequência dos modos quando decompostos, obtidos pelos sensores, estão melhor posicionados quando comparamos com os valores teóricos.

Uma observação a ser feita é que quanto mais aumentamos o número de Mach, maior é o número de modos gerados. Até o quarto harmônico ainda dá para diferencia-los, mas para os outros harmônicos, os valores das frequências de cada modo ficam muito próximos e de difícil distinção.

Além disso, examinando o *zoom* da Figura 4.7, percebe-se que os estatores estão realmente mal projetados para números de Mach baixos, e deveriam ter uma leve inclinação negativa.

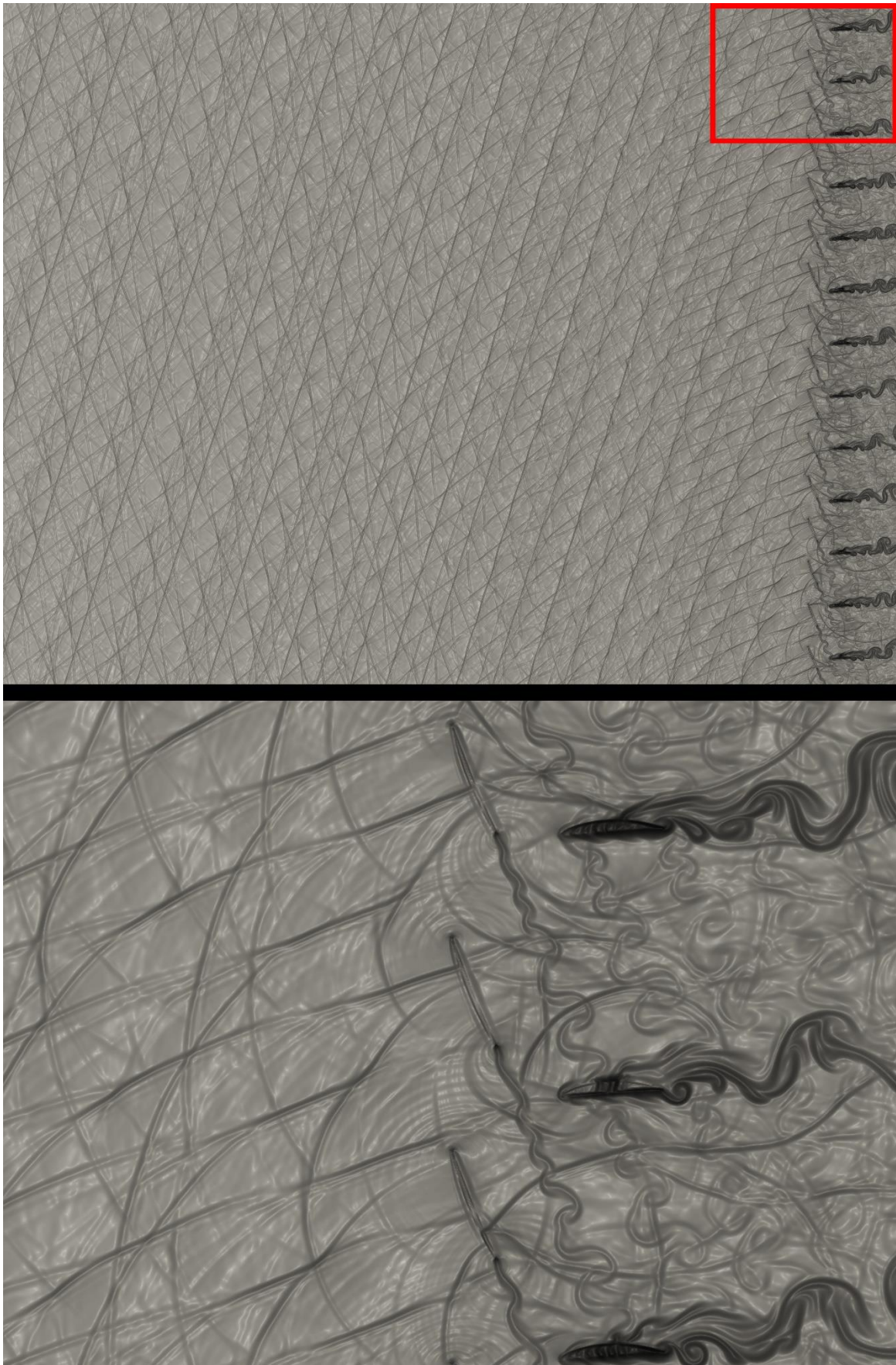


Figura 4.7 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.050.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,50$.

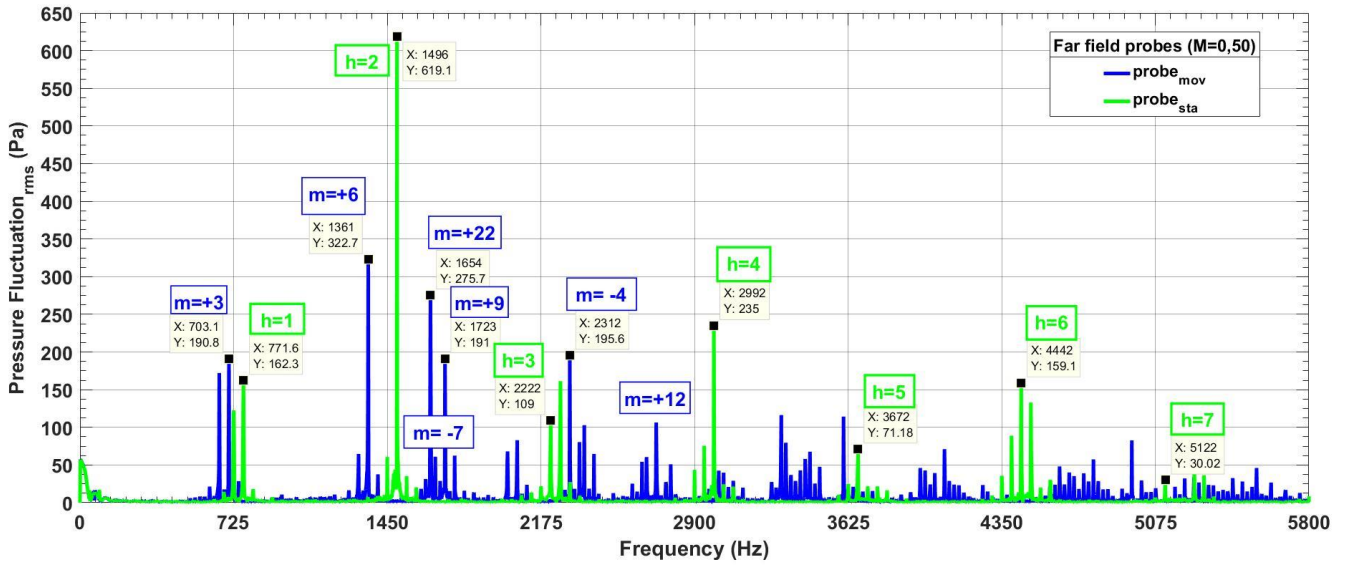


Figura 4.8 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,50$.

4.5. $M_B = 0,60$

Para o caso $M_B = 0,60$, como mostra a Figura 4.9, temos que os modos ficam ainda mais definidos e a advecção da esteira de vorticidade dos estatores é ainda mais intensa, comparando com os casos anteriores. Os valores obtidos nos sensores, por outro lado, ficaram bastante dispersos no espectro de frequência, com valores da frequência dos harmônicos não correspondendo com os valores teóricos, conforme apresentado na Figura 4.10. Além disso, há a sobreposição da decomposição modal, por conta da alta velocidade selecionada para o sensor móvel.

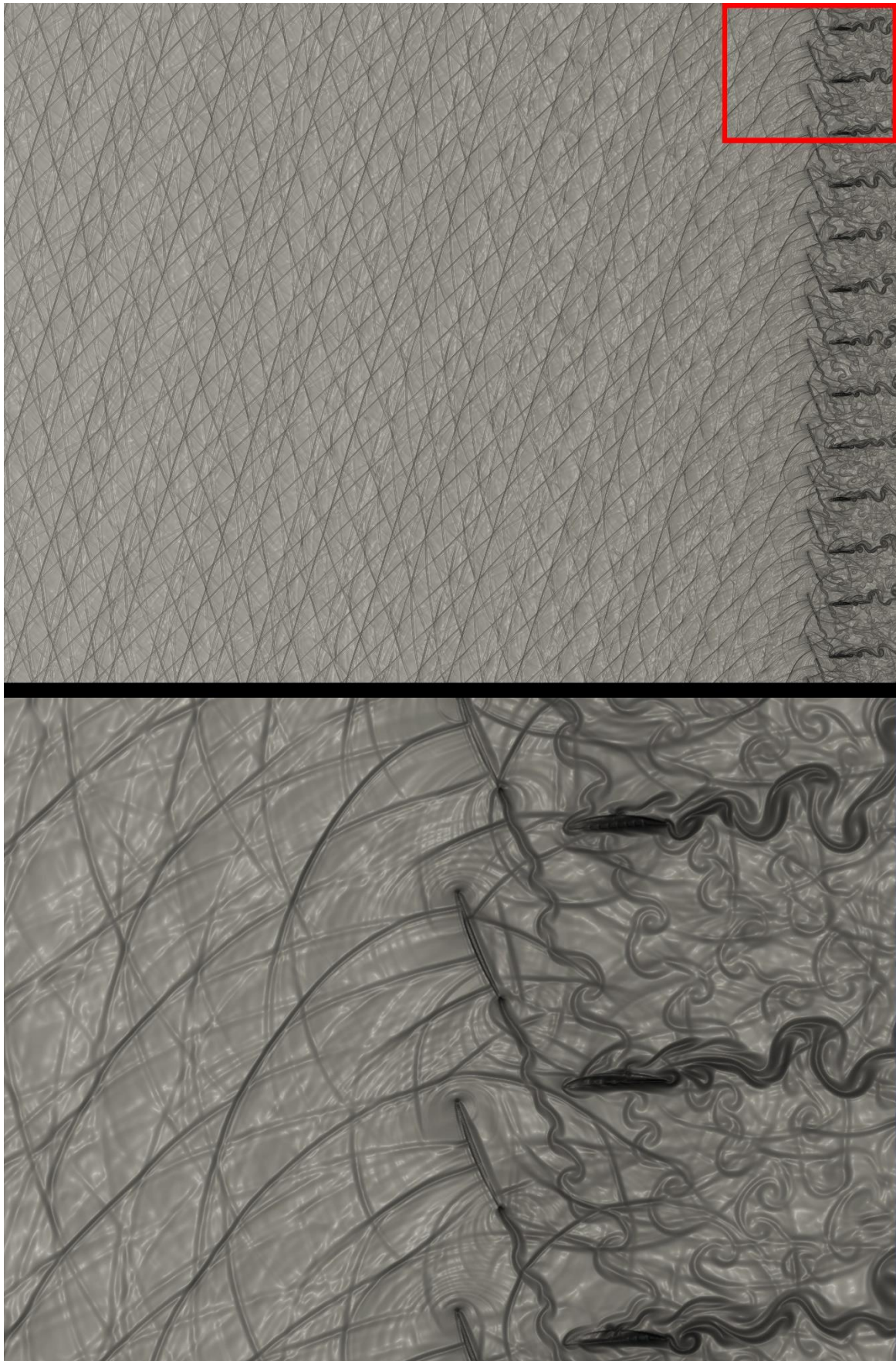


Figura 4.9 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.100.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,60$.

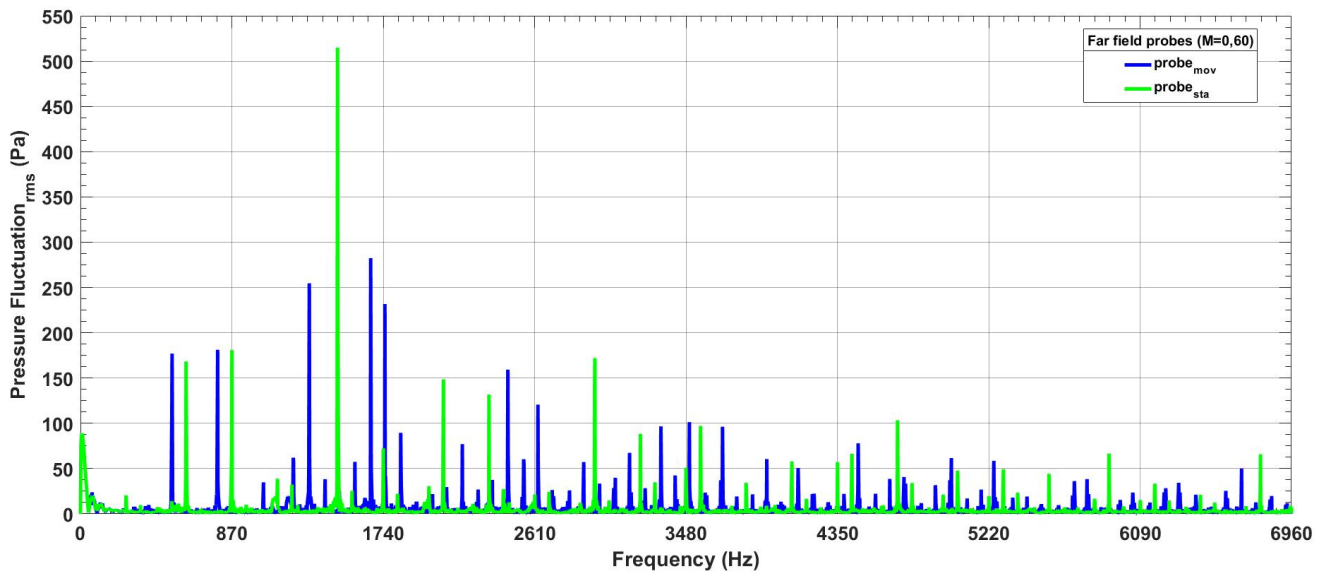


Figura 4.10 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,60$.

4.6. $M_B = 0,70$

Esta simulação retornou resultados bem inesperados. Analisando a Figura 4.11, temos que os modos dominantes são -3 ($h=12$), -12 ($h=9$), +13 ($h=13$) e +29 ($h=14$). Todos esses modos estão associados à harmônicos de alta frequência (considerando que o modo +29 do primeiro harmônico não é *cut-on*), e observando a Figura 4.12, percebe-se que os picos de flutuação de pressão associados à esses modos é consideravelmente inferior aos modos associados aos harmônicos de baixa frequência.

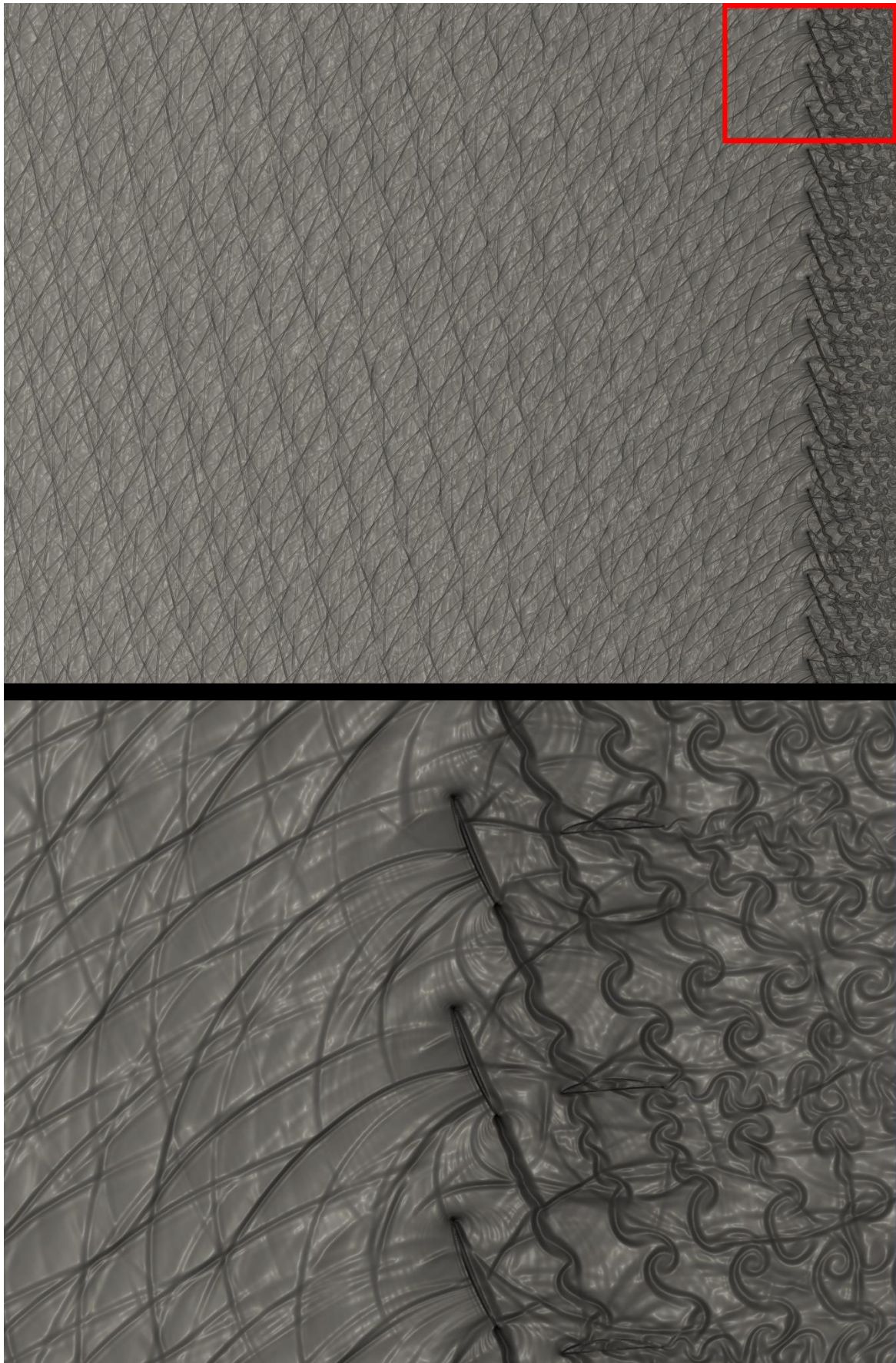


Figura 4.11 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.200.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,70$.

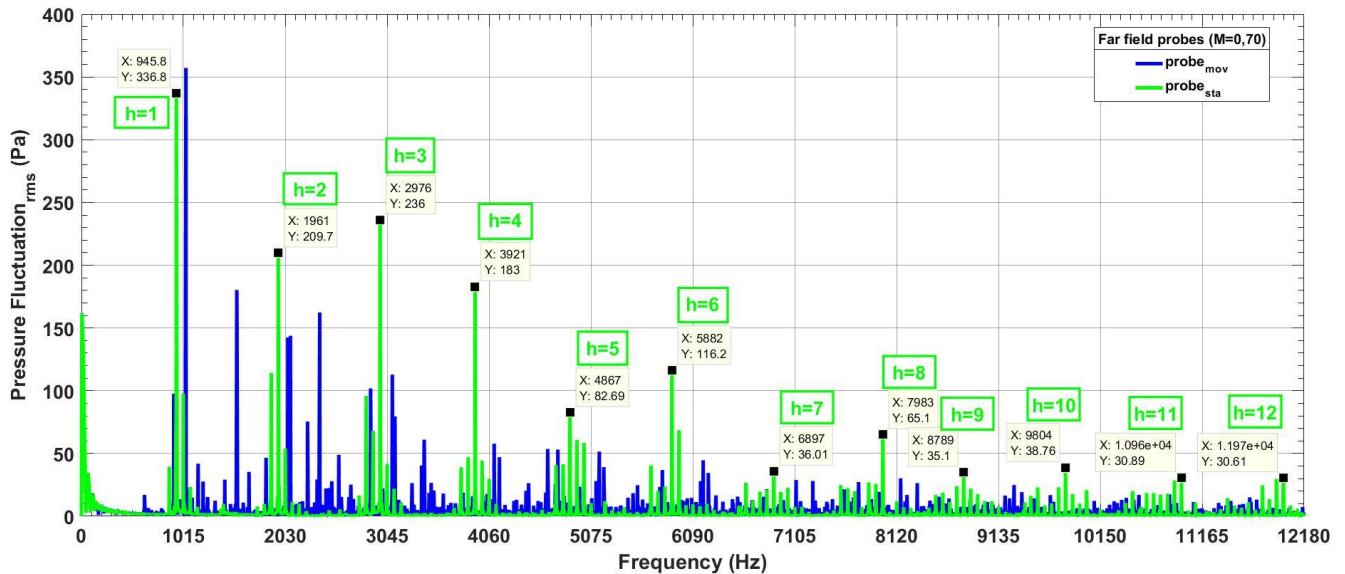


Figura 4.12 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,70$.

4.7. $M_B = 0,80$

Ao analisar o resultado na simulação numérica deste caso, percebe-se que há o aparecimento de alguns modos, porém com algumas descontinuidades. Além disso, como agora estamos em regime transônico, existem ondas de choque nas pás do rotor, tanto no intradorso quanto no extradorso, conforme mostra a Figura 4.13. Examinando essas ondas de choque, percebe-se que sua posição possui uma leve flutuação, semelhante à um *buffet* transônico.

Com o objetivo de intensificar o campo aeroacústico, o caso foi simulado novamente, mas com a posição do estator levemente modificada, de modo que ficasse extremamente próximo do rotor. O resultado é apresentado na Figura 4.14, onde não se observa as descontinuidades vistas na Figura 4.13. Ao contrário, temos que os modos estão muito mais nítidos, em especial o modo +3. Investigando melhor a interação rotor-estator, percebe-se que quando o rotor passa pelo estator, é possível ver uma espécie de bolha ao redor do bordo de ataque do estator, como uma onda de pressão em forma de um “pulso”. Acredita-se que esse mecanismo é responsável pela melhor definição dos modos.

Uma observação importante é que na Figura 4.13, a esteira do rotor não gera o mesmo efeito no estator como no caso da Figura 4.14. Assim, pode-se admitir que a geração dos modos não está ligada à interação da esteira do rotor com a superfície do estator.

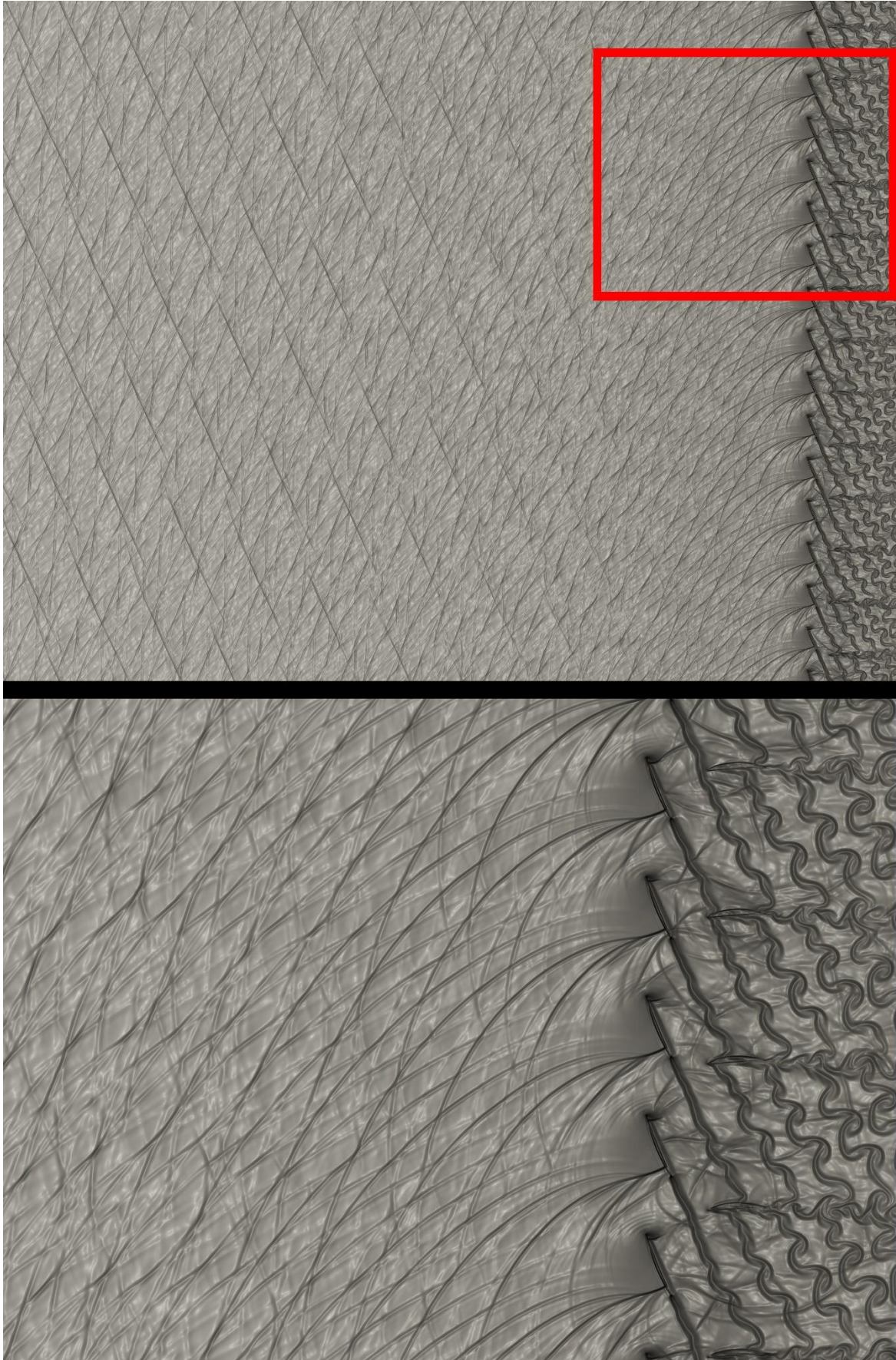


Figura 4.13 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.250.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,80$.

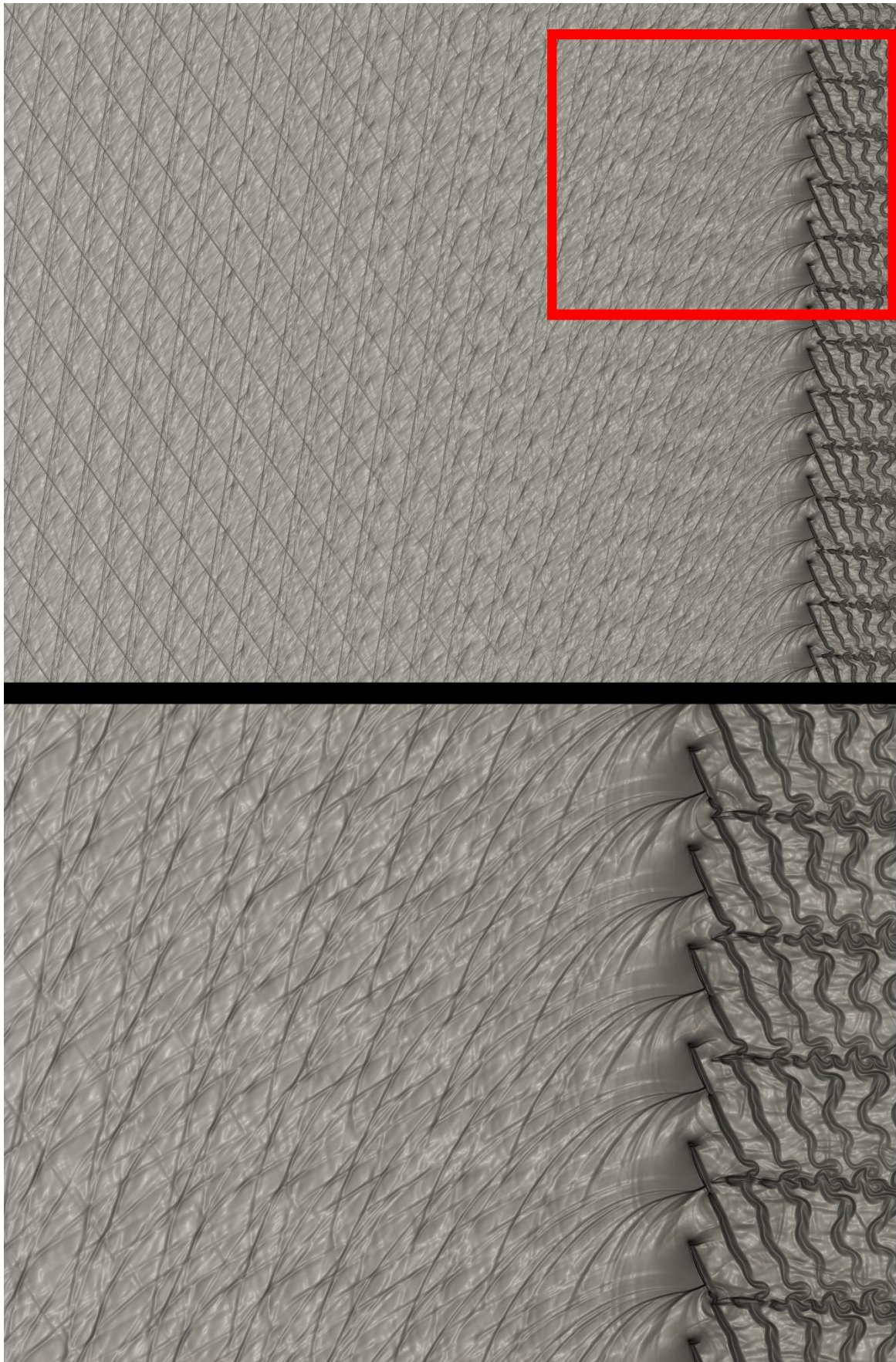


Figura 4.14 - Visualização do campo aeroacústico instantâneo gerado pela interação rotor-estator na iteração $n=1.200.000$ e ampliação para melhor visualização, para o caso $M=0,80$ com estator mais próximo do rotor.

Ao comparar a Figura 4.15 e Figura 4.16, percebe-se que o posicionamento do estator mais próximo do rotor, além de deixar os modos mais nítidos e sem interrupções, também melhorou a qualidade do sinal obtido pelos sensores móveis e estáticos, no sentido de que os valores de frequência dos harmônicos e dos modos batem com os valores obtidos teoricamente.

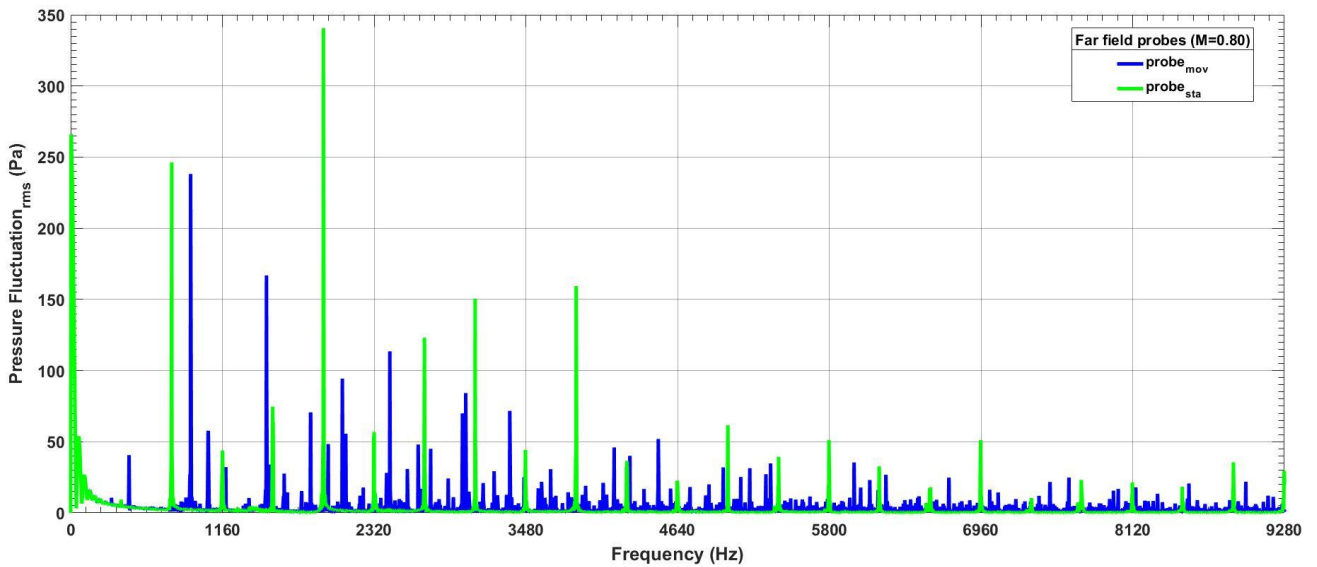


Figura 4.15 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,80$.

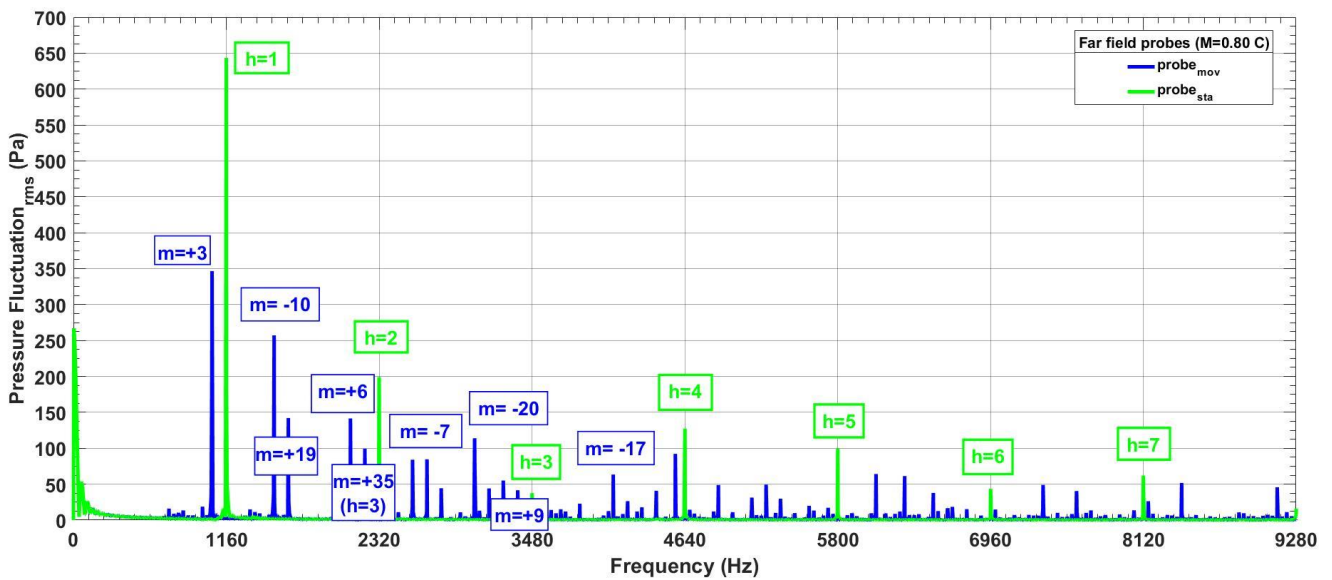


Figura 4.16 - Decomposição dos modos em torno de seus respectivos harmônicos, utilizando os sensores estático (verde) e móvel (azul) na posição mais afastada possível da fonte, para o caso $M=0,80$ com estator mais próximo do rotor.

Além disso, podemos perceber que há uma estabilização mais rápida para o caso do estator mais próximos do rotor quando comparamos a Figura 4.17 à Figura 4.18:

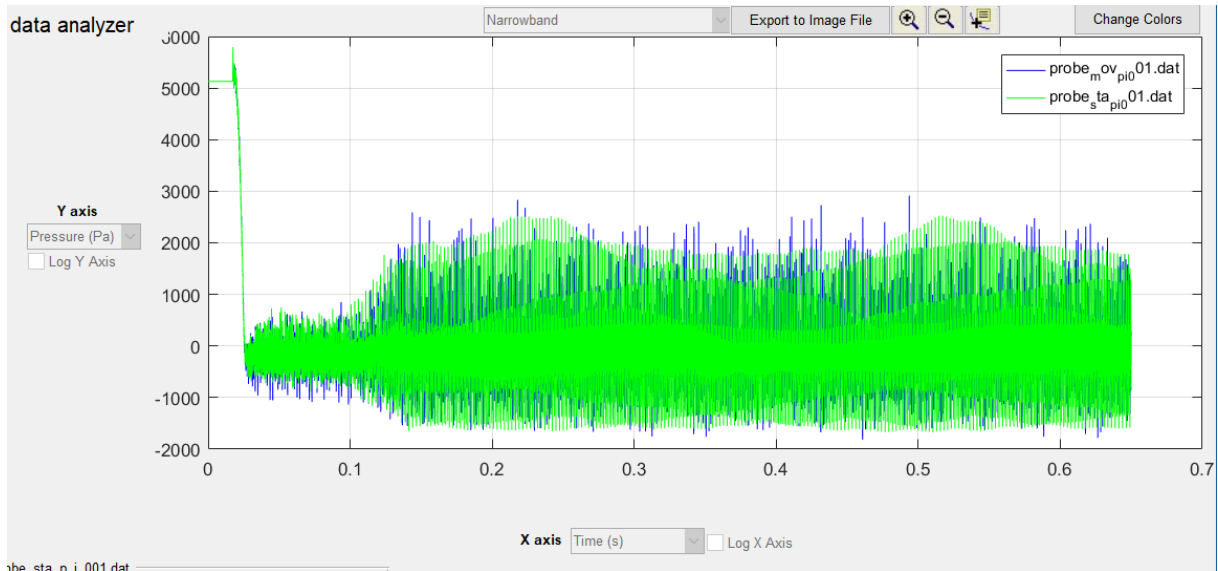


Figura 4.17 - Dados obtidos pelos sensores antes do tratamento pelo SIMDATA, para o caso $M=0,80$.

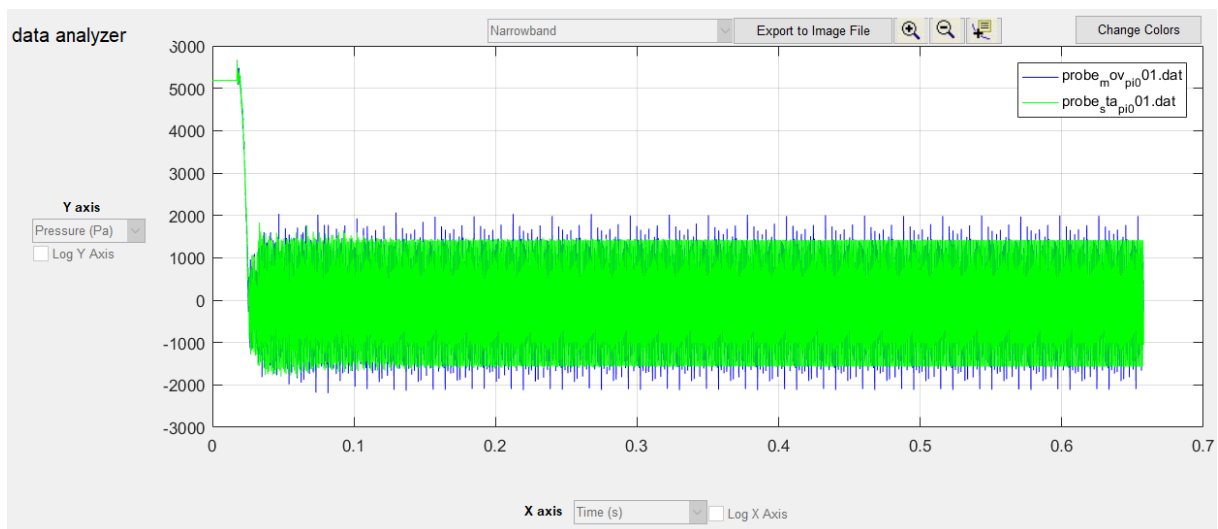


Figura 4.18 - Dados obtidos pelos sensores antes do tratamento pelo SIMDATA, para o caso $M=0,80$ e estator mais próximo do rotor.

5. CONCLUSÕES

Nos casos de regime subsônico e baixos números de Mach, é possível concluir que a condição de *stall* nas pás do estator gera uma quebra de periodicidade na geração dos modos da interação rotor-estator, o que gera uma menor superposição dos modos, influenciando a nitidez dos resultados da simulação. Deste modo, deve-se mudar a geometria ou modificar a angulação das pás do estator, a fim de reduzir o *stall*.

Comparando os resultados obtidos para os casos de Mach 0,8 observa-se que os modos de interação não são gerados pela esteira de vorticidade interagindo com a superfície do estator, mas sim pela diferença de velocidade entre o intradorso e extradorso no bordo de fuga dos rotores. Esta diferença de velocidade fica cada vez menor ao longo da esteira de vorticidade, por isso temos um “pulso” de pressão apenas no caso onde o estator está próximo do rotor. Efetivamente, é como se estivéssemos mudando o ponto de estagnação dos estatores num período de tempo muito curto, e isso gera uma perturbação considerável no campo de pressão do estator.

Além de intensificar o campo aeroacústico, a aproximação do estator ao rotor também produz um sinal de pressão que melhor condiz com os resultados teóricos, onde os harmônicos e as frequências associadas aos modos gerados são perfeitamente captadas pelas sondas estática e móvel. Ainda, o código atinge condição de escoamento permanente muito mais rápido, onde a imagem de 100.000 iterações é praticamente igual à imagem de 1.200.000 iterações.

6. PRÓXIMOS PASSOS

Considerando o resultado obtido ao aproximar o estator do rotor, é pertinente utilizar a mesma posição do estator em uma nova simulação dos casos de regime subsônico (especialmente o caso $M_B = 0,70$), com intuito de obter melhores resultados na decomposição dos harmônicos.

Ainda, deve-se investigar melhor o caso de regime transônico ($M_B = 0,80$), realizando simulações com diferentes distâncias entre as geometrias estáticas e móveis, de modo a entender melhor o efeito desse distanciamento na nitidez dos modos gerados, estudar o efeito de *buffet* transônico observado a fim de esclarecer o porquê das discontinuidades observadas na simulação com estatores distanciados do rotor.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

GUTIERREZ PIMENTA, Bráulio.; *Simulação Numérica de Ondas Não Lineares em Dinâmica dos Gases e Ruído de Interação Rotor-Estator em Turbofans Aeronáuticos*. 2016. 224f. Tese de Doutorado – Universidade de Brasília, 2016.

BOBENRIETH MISERDA, R. F.; GUTIERREZ PIMENTA, B.; LEÃO, R. L. B.; MALDONADO, A. L. P.; *Validation of a Moving-Body High-Order Immersed Boundary Method for Direct Tonal Noise Predictions of Rotor-Stator Interactions*. 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2013-2292, 2013.

MICHAEL, U.; SILLER, H.; *Aircraft Noise Course*, novembro de 2010

TYLER, J. M., SOFRIN, T. G.; *Axial Flow Noise Compressor Studies*, SAE Technical Paper 620532, 1962.

ANDERSON, J. D., *Fundamentals of Aerodynamics*, 5 ed., New York, McGraw-Hill Inc., 2010.

ANDERSON, J. D., *Modern Compressible Flow (with historical perspective)*, 3 ed., New York, McGraw-Hill Inc., 2002.

TANNEHILL, J. C.; ANDERSON, D. A.; PLETCHER, R. H.; *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, 2 ed., Philadelphia, USA, Taylor & Francis, 1997.

JAMESON, A., SCHMIDT, W., TURKEL, E., *Numerical Solution of the Euler Equations by Finite Volume Methods using Runge-Kutta Time-Stepping Schemes*, AIAA Paper 81-1259, June 1981.

YEE, H. C., *Explicit and Implicit Multidimensional Compact High-Resolution Shock-Capturing Methods: Formulation*, *Journal of Computational Physics*, Vol. 131, 1997, pp. 216-232.

CAMARGO, E. A.; AMARAL, T. L.; *Simulação Numérica do Buffet Transônico Utilizando as Equações de Euler*. 2016. 183f. Projeto de Graduação em Engenharia Mecânica – Universidade de Brasília, 2016.

HUFF, D.; *Technologies for Turbofan Noise Reduction*, 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester – United Kingdom, 2004