

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA**

PAULO ROGERIO NOVAK

**PREVISÃO NUMÉRICA DO RUÍDO ACÚSTICO GERADO POR
ESCOAMENTOS SUBSÔNICOS EM CAVIDADES
RETANGULARES**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Cesar J. Deschamps, Ph.D.

Co-orientador: Prof. Samir N.Y. Gerges, Ph.D.

FLORIANÓPOLIS

2011

Catálogo na fonte elaborada pela biblioteca da
Universidade Federal de Santa Catarina

V935p Novak, Paulo Rogerio

Previsão numérica do ruído acústico gerado por escoamentos subsônicos em cavidades retangulares [tese] / Paulo Rogerio Novak ; orientador, César José Deschamps. - Florianópolis, SC, 2011.
143 p.: il., grafs., tabs.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia mecânica. 2. Ruído. 3. Propagação. 4. Acústica. 5. Análise numérica. 6. Mecânica dos fluidos. I. Deschamps, Cesar Jose. II. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

CDU 621

PAULO ROGERIO NOVAK

**PREVISÃO NUMÉRICA DO RUÍDO ACÚSTICO GERADO POR
ESCOAMENTOS SUBSÔNICOS EM CAVIDADES
RETANGULARES**

Esta Tese foi julgada adequada para obtenção do Título de Doutor em Engenharia Mecânica e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 25 de março de 2011.

Prof. Eduardo Alberto Fancello, Dr.Eng.
Coordenador do Curso

Banca Examinadora:

Prof. Cesar J. Deschamps, Ph.D.
Orientador

Prof. Julio R. Meneghini, Ph.D.
(USP/SP) - Relator

Prof. Marcello A. Faraco de
Medeiros, Ph.D.
(USP/São Carlos)

Prof. Roberto Jordan, Dr.Eng.
(UFSC/Florianópolis)

Prof. Juan P. Lima Costa
Salazar, Ph.D.
(UFSC/Joinville)

*Aos meus pais
Dilma e Paulo
por todo amor e apoio.*

*A minha Avó Dirce e
minhas irmãs
Ana Paula e Ana Carolina
por sempre estarem ao meu lado*

*À minha esposa Fabiana por todo
seu amor, compreensão e
dedicação*

AGRADECIMENTOS

Acima de tudo a Deus, por me dar forças e permitir que cumpra mais uma etapa em minha vida.

Aos professores e orientadores Cesar J. Deschamps e Samir N. Y. Gerges, pela orientação, conselhos e sugestões no desenvolvimento da tese e pela amizade compartilhada. Obrigado pela acessibilidade ao LVA e ao POLO, dos quais usufruí para o desenvolvimento do trabalho.

Aos amigos e colegas do LVA e UFSC, Marco Aurélio de Paula Rodrigues, João Marra, Raquel F. Bittencourt, Stephan Paul, Ricardo Penna, Thiago C. Souza, Eduardo Mayer, William Fonseca, Carlos H. Gomes, Daniel Sanchez, Eric Brandão, Marcio Calçada, Felipe Vergara, Marcelo Portela, enfim todos os que contribuíram direta ou indiretamente, nesse trabalho.

Aos colegas Evandro Pereira e Fabian Shiomi, do POLO - UFSC, e Manuele Monti, da Universidade de Leicester – Inglaterra, pelo auxílio nas simulações.

Aos professores do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da UFSC pela amizade e apoio dado durante minha formação.

Ao professor Aldo Rona, pela orientação e aceitação na Universidade de Leicester, Inglaterra, durante o doutorado sanduíche.

Aos meus Pais, Dilma e Paulo, as minhas irmãs, Ana Paula e Ana Carolina que mesmo distantes mantiveram-se sempre presente ao meu lado, amparando-me e lutando comigo, dedico esta conquista com a mais profunda admiração e respeito.

À minha avó, Dirce, que compartilhou do meu ideal e o alimentou, incentivando a prosseguir a jornada, fossem quais fossem os obstáculos.

À minha esposa, Fabiana, um especial agradecimento pelo carinho, confiança, apoio e por toda ajuda fornecida para o desenvolvimento e conclusão deste trabalho.

À EMBRAER, pela oportunidade de participar no Projeto Aeronave Silenciosa.

Aos professores da Universidade Tecnológica Federal do Paraná pela amizade e apoio durante a etapa final de minha formação.

Ao CNPq, pelo suporte financeiro, através da bolsa de estudos.

“... Se você se comparar com os outros, você se tornará presunçoso e magoado, pois haverá sempre alguém inferior, e alguém superior a você...”

(Max Ehrmann, 1872-1945)

RESUMO

O ruído gerado por escoamentos sobre cavidades tem consequências em diversas áreas da engenharia, tais como nos setores automobilístico (janelas abertas e frestas de porta) e aeronáutico (cavidades de trem de pouso). Apesar de geometria simples, o fenômeno da geração de ruído em cavidades é bastante complexo. Por exemplo, a interação das estruturas turbilhonares do escoamento com a borda de fuga da cavidade gera uma região de recirculação na cavidade e uma instabilidade na camada cisalhante na borda de ataque, originando componentes de ruídos tonais e de banda larga. O presente estudo aborda uma análise numérica bidimensional da influência das características geométricas e do regime de velocidade sobre a geração e propagação do ruído em escoamentos subsônicos. As características do escoamento na região do campo próximo foram previstas por meio da Simulação de Grandes Escalas e a propagação do ruído na região do campo afastado foi calculada pela analogia acústica de Ffowcs Williams-Hawkings, com o emprego de superfícies permeável e impermeável. A verificação de influência de malha foi feita através da comparação dos resultados de pressão na parede da cavidade para diferentes refinamentos de malha. A validação do modelo numérico foi realizada com referência a resultados experimentais e numéricos disponíveis na literatura. Os resultados obtidos nesta análise demonstram que a presença da aba na cavidade causa uma significativa mudança na configuração do escoamento no interior da cavidade. Além da oscilação do tipo modo cisalhante comum em cavidades, detectou-se também um mecanismo de oscilação caracterizado por oscilações em alta e baixa amplitude. Embora esse novo mecanismo seja de curta duração, o mesmo altera significativamente a frequência e a amplitude dos diferentes modos de oscilação. Evidenciou-se que a utilização de abas em cavidades pode ser uma opção para a redução do nível de ruído acústico.

Palavras-chave: aeroacústica computacional, cavidade, ruído acústico.

ABSTRACT

The flow past open cavities is a phenomenon that is encountered in many engineering applications and can result in intense acoustic tones. Earlier investigations based on full scale aircraft have indicated that there are many sources that contribute to airframe noise, with one of them being cavity noise. For example, during the landing, there is an increase in the sound pressure level from aircraft that can be associated with the presence of a cavity created by the open landing gear (Shieh, 2000). The flow-induced cavity noise can also occur in automotive vehicles, in which the most relevant aerodynamic noise sources to occupants are from gaps in doors, windows and sunroof, as well as from the air conditioning and ventilation systems. Despite its geometric simplicity, the physics associated with the flow over cavities is a complex phenomenon. For instance, the interaction of vortices with the cavity trailing edge generates a recirculating flow region in the cavity and results the instabilities in the shear layer, yielding both broadband and tonal noise. In this study, the noise radiated from a two-dimensional cavity with a lip over the upstream portion of the cavity submerged in a turbulent subsonic flow is numerically analyzed by using a hybrid scheme that couples flow computations with an implementation of the Ffowcs Williams–Hawkings equation. The turbulent near field is computed through Large Eddy Simulation. The model verification was carried out by comparing results for pressure obtained with different levels computational grid refinement. The physical model was validated with reference to experimental and numerical results available in the literature. The numerical results revealed some significant effects on the cavity- flow due to presence of a neck or a lip over the cavity. Besides the shear layer mode commonly found in cavities an oscillating mechanism characterized by low and high amplitudes as also been observed. Although this new mechanism occurs in a short period, it significantly affects the frequency and amplitude of the different modes. Furthermore, it has been noticed that the neck or lip over cavity is a viable alternative to reduce the acoustic noise associated with cavities.

Keywords: Computational Aeroacoustics, cavity, acoustic noise

LISTA DE FIGURAS

Figura 1– Oscilações devido ao escoamento sobre cavidades.	33
Figura 2 – Esquema de cavidade tridimensional.	34
Figura 3 – Cavidade aberta e fechada	34
Figura 4 – Modo de camada de cisalhamento e Modo de Esteira.	35
Figura 5 – Mecanismo de geração do modo de camada cisalhante.	35
Figura 6 – Geometria da cavidade	42
Figura 7– Métodos de predição de ruídos.	46
Figura 8 – Esquema de um jato turbulento.	47
Figura 9 – Representação da geração do ruído em cavidades.	48
Figura 10 – Ondas acústicas esféricas.	49
Figura 11 – Fonte monopolo	50
Figura 12 – Fonte dipolo.	52
Figura 13 – Fonte Quadrupolo	53
Figura 14 – Espectro da energia cinética turbulenta.	55
Figura 15 – Campo de vorticidade	60
Figura 16 – Geometria e domínio computacional requerido.	62
Figura 17 – Escalas resolvidas pelos métodos numéricos.	65
Figura 18 – Função indicadora sobre a superfície de controle.	70
Figura 19 – Diagrama do método baseado na densidade.	76
Figura 20 – Esquema da localização das superfícies fontes.	79
Figura 21 – Malha 1 com refino menor	80
Figura 22 – Malha 2 com refino intermediário.	80
Figura 23 – Malha 3 com refino maior	81
Figura 24 – Convergência de pressão e frequência.	82
Figura 25 – Espectro do nível de pressão	83
Figura 26 – Domínio computacional e posição dos receptores.	86
Figura 27 – Pressão acústica máxima.	87
Figura 28– Parte real e parte imaginária da pressão acústica.	87
Figura 29 – Comparação entre LES e FW-H para o receptor R16.	89
Figura 30 – Comparação entre LES e FW-H para o receptor R27.	90
Figura 31 – Comparação entre LES e FW-H para o receptor R33.	91
Figura 32 – Cavidade bidimensional.	94
Figura 33 – Domínio computacional.	94
Figura 34 – Monitoramento da pressão	96
Figura 35 – Espectro da pressão	96
Figura 36 – Contornos instantâneos de vorticidade	97

Figura 37 – Contornos instantâneos de pressão	98
Figura 38 – Contornos de velocidade média.	99
Figura 39 – Diretividade das formulações de FW-H.....	100
Figura 40 – Monitoramento da pressão sonora	100
Figura 41 – Espectro do Nível de pressão Sonora.....	101
Figura 42 – Cavidade bidimensional.....	102
Figura 43 – Domínio Computacional.....	103
Figura 44 – Contornos instantâneos de vorticidade.	104
Figura 45 – Contornos instantâneos de pressão.	105
Figura 46 – Contorno instantâneo de vorticidade.....	105
Figura 47 – Sinal do tempo na lateral esquerda da cavidade	106
Figura 48 – Espectro do nível de pressão sonora	107
Figura 49 – Contornos de pressão a um campo distante.	108
Figura 50 – Diretividade do nível de pressão sonora	109
Figura 51 – Histórico da pressão sonora	110
Figura 52 – Espectro do nível de pressão sonora.	110
Figura 53 – Cavidade bidimensional.....	111
Figura 54 – Domínio Computacional.....	112
Figura 55 – Contornos instantâneos de vorticidade	113
Figura 56 – Contornos instantâneos de vorticidade	114
Figura 57 – Contornos instantâneos de vorticidade	115
Figura 58 – Sinal de pressão versus tempo	116
Figura 59 – Espectro da pressão a esquerda do interior da cavidade. .	116
Figura 60 – Análise da pressão em tempo e frequência.	117
Figura 61 – Diretividade do nível de pressão sonora total.	118
Figura 62 – Histórico da pressão sonora.	119
Figura 63 – Espectro do nível de pressão sonora	119
Figura 64 – Contornos instantâneos de vorticidade	121
Figura 65 – Contornos instantâneos de pressão	122
Figura 66 – Histórico da pressão	123
Figura 67 – Espectro da pressão	123
Figura 68 – Histórico da pressão sonora.	124
Figura 69 – Espectro do nível de pressão sonora versus frequência ...	125
Figura 70 – Campo de pressão	125
Figura 71 – Diretividade do nível de pressão sonora	126
Figura 72 – Nível de pressão sonora em função da posição angular...	127
Figura 73 – Esquema do mecanismo de oscilação	129
Figura 74 – Diretividade do nível de pressão sonora total	130

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Comparação com resultados de outros autores.	85
Tabela 2 - Comparação entre formulação FW-H e solução analítica. ...	88
Tabela 3 – Posição dos observadores.	95
Tabela 4 – Localização dos observadores.	118
Tabela 5 – Frequência e Amplitude de oscilação no centro da lateral interna da cavidade.	128
Tabela 6 – Nível de pressão sonora total para os receptores de R1 a R12.	131

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

W	Largura da cavidade
V	Domínio do fluido
U-RANS	Equações Médias de Reynolds Transiente
DNS	Simulação Numérica Direta
LES	Simulação de Grandes Escalas
PRNS	Simulação Numérica Parcialmente Resolvida
Pr	Número de Prandtl
NRBC	<i>Non-reflecting boundary condition</i>
NPS	Nível de Pressão Sonora
L	Comprimento da cavidade
K	Coefficiente de condução térmica
ILU	<i>Incomplete Lower Upper</i>
$H()$	Função Heaviside
FW-H	Ffowcs Williams-Hawkings
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i>
FDS	<i>Low diffusion Roe</i>
DRP	<i>Dispersion Relation Preserving</i>
DES	Detached Eddy Simulation
D	Profundidade da cavidade
CFD	Computational Fluids Dynamics
CAA	Aeroacústica Computacional
AMG	<i>Algebraic Multigrid</i>
δ	Espessura de movimento da camada limite
f	Frequência tonal
U_∞	Velocidade do escoamento
m	Número inteiro
M	Número de Mach
k	Razão entre a velocidade de convecção do vórtice e a velocidade do escoamento
γ	Fator para o cálculo do tempo entre a passagem de um vórtice e a emissão de um pulso sonoro a direita da cavidade
d'	Comprimento efetivo do fluido no gargalo
S	Área da região aberta
V	Volume da cavidade

c	Velocidade do som [m/s]
R_e	Número de Reynolds
P'	Pressão acústica complexa
r	Distância da fonte ao receptor
k	Número de onda
ω	Frequência [rad/s]
ρ	Densidade [kg/m ³]
λ	Comprimento de onda [m]
Z	Impedância acústica específica
I	Intensidade sonora
θ	Ângulo de diretividade
ν	Viscosidade cinemática do fluido
l	Escala integral
λ	Micro-escala de Taylor
η	Escalas dissipativas de Kolmogorov
ε	Taxa de dissipação
u'_{rms}	Raiz média quadrática da flutuação de velocidade
E	Energia cinética por unidade de massa
$u'(x)$	Flutuação de velocidade no ponto x ,
u_i	Velocidade em i
S_{ij}	Taxa de deformação
q_k	Fluxo de calor
\tilde{S}_{ij}	Tensor de Favre
μ	Viscosidade molecular
q_j	Fluxo de calor
C	Coefficiente dinâmico
T_{ij}	Tensor de Lighthill

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	27
1.1 MOTIVAÇÃO E OBJETIVO GERAL	28
1.2 ORGANIZAÇÃO DO DOCUMENTO.....	29
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	31
2.1 ESCOAMENTOS EM CAVIDADES - CLASSIFICAÇÃO	32
2.2 RESSONÂNCIA DE CAVIDADES	36
2.3 ESCOAMENTOS SUBSÔNICOS – ESTUDOS EXPERIMENTAIS.....	37
2.4 ESCOAMENTOS SUBSÔNICOS – ESTUDOS COMPUTACIONAIS.....	38
2.5 CAVIDADE AUTOMOBILÍSTICA.....	41
2.6 OBJETIVOS ESPECÍFICOS DO TRABALHO	43
3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	45
3.1 RUIDO GERADO POR ESCOAMENTOS	46
3.1.1 Campo Monopolo (Esfera Pulsante)	49
3.1.2 Campo dipolo (Esfera Vibrante)	51
3.1.3 Campo Quadrupolo	52
3.2 TURBULÊNCIA	53
3.2.1 Escalas da Turbulência.....	54

3.2.2 Modelos de Turbulência.....	58
4 FORMULAÇÃO DO PROBLEMA E METODOLOGIA DE SOLUÇÃO	59
4.1 INTRODUÇÃO.....	59
4.2 GEOMETRIA DO PROBLEMA	61
4.3 MODELAÇÃO MATEMÁTICA PARA O CAMPO PRÓXIMO	62
4.3.1 Equações de Navier Stokes para escoamento compressível	62
4.3.2 Simulação de Grandes Escalas	64
4.3.3 Modelo sub-malha.....	68
4.4 MODELAÇÃO MATEMÁTICA PARA O CAMPO AFASTADO	70
5 MÉTODO NUMÉRICO DE SOLUÇÃO	75
5.1 INTRODUÇÃO.....	75
5.2 CAMPO DO ESCOAMENTO	75
5.2.1 Condição de Contorno.....	76
5.2.1.1 <i>Condição de contorno na entrada do domínio.</i>	76
5.2.1.2 <i>Condição de contorno na saída do domínio.</i>	77
5.2.1.3 <i>Condição de contorno na fronteira afastada e na superfície sólida.</i>	77
5.3 CAMPO AFASTADO.....	78
5.4 VERIFICAÇÃO DE SOLUÇÃO E VALIDAÇÃO	79
5.4.1 Campo de escoamento.....	80

5.4.2 Campo Acústico	83
5.4.2.1 <i>Comparação com solução analítica</i>	84
5.4.2.2 <i>Comparação com resultados da simulação de grandes escalas (LES)</i>	88
6 RESULTADOS	93
6.1 INTRODUÇÃO.....	93
6.2 CAVIDADE SEM ABA E MACH = 0,147 (CASO 1).....	93
6.2.1 Campo de escoamento.....	95
6.2.2 Campo acústico (campo afastado).....	99
6.3 CAVIDADE AUTOMOBILÍSTICA PADRÃO (CASO 2).....	101
6.3.1 Campo de escoamento.....	103
6.3.2 Campo acústico (campo afastado).....	107
6.4 CAVIDADE AUTOMOBILÍSTICA MODIFICADA; NÚMERO DE MACH = 0,147 (CASO 3)	111
6.4.1 Campo de escoamento.....	112
6.4.2 Campo afastado.....	117
6.5 CAVIDADE AUTOMOBILÍSTICA MODIFICADA; NÚMERO DE MACH = 0,7 (CASO 4)	120
6.5.1 Campo de escoamento.....	120
6.5.2 Campo afastado	124
6.6. ANÁLISE DOS RESULTADOS E CONSIDERAÇÕES FINAIS	127
7 CONCLUSÕES	133

7.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES	133
7.2 PRINCIPAIS CONCLUSÕES	134
7.3 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	135
8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	137

1 INTRODUÇÃO

O ruído sonoro pode ser tratado como uma perturbação de pressão que se propaga através do fluido com a velocidade do som. As perturbações são geradas por certas fontes e usualmente interpretadas como flutuações sobrepostas à pressão atmosférica.

A partir da revolução industrial, a sociedade contemporânea passou a conviver com problemas inéditos até então. Na primeira metade do século XX, o aparecimento de grandes parques fabris, o crescimento das cidades e a conseqüente aglomeração de pessoas, a exploração e o consumo de novas fontes de energia, devido ao rápido desenvolvimento científico e tecnológico, expuseram as populações a altos níveis de ruídos sonoros, causando impactos gravíssimos ao ser humano, tais como perda de audição e acidentes de trabalho. Para reverter esse quadro alarmante, legislações com normas cada vez mais rigorosas foram sendo implantadas ao longo do tempo para o controle do ruído acústico.

Atualmente, legislações rígidas vêm sendo aplicadas em aeroportos e aviões, e companhias aéreas são punidas com multas e até com a exclusão de operação pelo não cumprimento dessas leis. Em função disto, a indústria aeronáutica está sendo obrigada a obter uma certificação do produto antes de sua operação, mostrando que atende os níveis de ruído externo e/ou interno. Em aviões existem dois tipos de fontes de ruídos: o do sistema de propulsão e o proveniente do restante da fuselagem e asa, comumente referenciado como ruído de *airframe*. O ruído de *airframe* é considerado como uma importante fonte de ruído, especialmente durante as operações de aproximação e aterrissagem. Com a implementação de sistemas de propulsão a jato mais silenciosos, o ruído de *airframe* tornou-se significante especialmente para os aviões modernos e de grande porte. Investigações recentes em aviões têm indicado que há muitas fontes que contribuem para o ruído de *airframe* e dentre elas se destaca o ruído de cavidades. O escoamento sobre cavidades com superfícies sólidas tornou-se um tópico de estudo muito importante entre os anos de 1950 e 1960 com a introdução de aeronaves de combate de alta velocidade. O primeiro interesse foi verificar o escoamento induzido no *cockpit*, nos compartimentos de bombas e do trem de pouso. Por exemplo, durante a aterrissagem há um aumento do nível de pressão sonora associado a aberturas do compartimento do trem de pouso. Portanto, a fim de prever o ruído de *airframe*, a contribuição

do ruído de cavidades e a interação com outras estruturas do veículo devem ser determinadas.

Além de fazer parte do ruído de *airframe* de aviões, a radiação acústica de cavidades também ocorre em automóveis, sendo objeto de estudo de diversos pesquisadores (Henderson, 2000; Henderson, 2004; Ashcroft et al., 2003; Moon et al., 2000; Shieh e Morris, 2000; Kurbatskii e Tam, 2000). Com a diminuição do ruído gerado por motores, pneus e transmissão, a principal fonte de ruído de automóveis se deve ao escoamento sobre cavidades formadas por janelas abertas e frestas de portas. A diminuição desses ruídos é de grande interesse da indústria automobilística, pois está associada ao desenvolvimento de veículos mais confortáveis.

Com a preocupação na eliminação do ruído gerado por escoamentos, formou-se uma nova área de pesquisa na engenharia referenciada como aeroacústica. Esta área da acústica estuda a geração do ruído devido a escoamentos de fluidos ou a forças aerodinâmicas que interagem com superfícies sólidas. Como o objeto de seu estudo está intimamente ligado à questão da turbulência, a qual ainda não é totalmente compreendida, a aeroacústica compartilha da mesma condição. De fato, devido à complexidade do problema, ainda não existem teorias completas para formulação desse tipo de problema, mas sim uma grande diversidade de propostas, algumas até mesmo divergentes entre si. A maioria dos resultados em estudos práticos é obtida através de análises que empregam analogias acústicas, nas quais as equações governantes da mecânica dos fluidos são escritas na forma da equação de onda clássica.

1.1 MOTIVAÇÃO E OBJETIVO GERAL

Não é por acaso que o ruído sonoro tem despertado tanto a atenção da população e sido uma das áreas de pesquisa que mais tem crescido recentemente. A redução do ruído sonoro é essencial para o bem estar da população, proporcionando economia de recursos financeiros em função da maior produtividade, redução de incidência de doenças relacionadas ao estresse, redução de gastos com tratamento de saúde, entre outros aspectos.

A averiguação do ruído gerado pelo escoamento sobre cavidades tem sido comumente realizada através de investigações experimentais,

mas este tipo de análise não é aplicável quando o produto que possui a cavidade está ainda na fase de projeto. Neste sentido, as medições experimentais cumprem o papel de ferramenta de diagnóstico e controle passivo. Assim, a escolha de características alternativas, seja do objeto ou do escoamento, a análise de sensibilidade dos parâmetros vinculados ao problema, entre outros, são difíceis de serem obtidas com base em estudos experimentais.

Comuns na área de engenharia, onde até a vida útil de um novo equipamento pode ser razoavelmente estabelecida antes mesmo do mesmo ser concebido, a análise teórica tem sido recentemente uma opção às metodologias experimentais para investigar o ruído sobre cavidades. Por exemplo, uma alternativa complementar para o estudo deste tipo de problema é a modelação matemática do fenômeno e a posterior simulação computacional, conforme ocorre em aplicações aeronáuticas, automobilísticas, etc. A combinação desta técnica com a observação experimental pode contribuir para uma compreensão mais detalhada do fenômeno, possibilitando a construção de cavidades que gerem menos ruído.

O objetivo central deste trabalho é desenvolvimento de um modelo para a previsão e estudo do ruído gerado por escoamentos sobre cavidades, buscando identificar o efeito de parâmetros geométricos e do regime de velocidade sobre o fenômeno.

1.2 ORGANIZAÇÃO DO DOCUMENTO

No Capítulo 2, apresenta-se uma revisão bibliográfica dos principais estudos em aeroacústica, incluindo investigações experimentais e numéricas, com o objetivo de identificar e caracterizar o problema em mãos. Ênfase é dada para escoamentos sobre cavidades e, em especial, para estudos em que detalhes de simulação são descritos. Ao final do Capítulo 2, os objetivos específicos do trabalho são formalizados.

O Capítulo 3 apresenta a base teórica da aeroacústica, analisando os mecanismos de geração e propagação do ruído aerodinâmico. Nesse mesmo capítulo há ainda uma explanação sobre as fontes acústicas, sendo exibidas as soluções e características das equações da onda associados a fontes do tipo monopolo, dipolo e quadrupolo.

O Capítulo 4 estabelece a formulação do problema, incluindo as características geométricas, os modelos matemáticos para o escoamento no campo próximo (near-field) e para a propagação do ruído no campo afastado (far-field).

O Capítulo 5 fornece detalhes do modelo numérico e do procedimento adotados nas simulações, bem como do processo de verificação e validação dos resultados.

A apresentação e a análise dos resultados numéricos para quatro casos de escoamento sobre cavidade são incluídos no Capítulo 6. A partir de previsões do escoamento e do campo acústico, procede-se uma análise comparativa do efeito da geometria e do regime de velocidade sobre a geração de ruído.

O trabalho é finalizado com uma síntese das principais conclusões e sugestões para novas pesquisas.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O estudo do ruído gerado por escoamentos começou em 1937 com a teoria de Gutin aplicada em ruídos de hélices (Goldstein,1976). Essa teoria foi utilizada até 1952, quando Lighthill introduziu uma proposta baseada em analogia acústica para resolver os problemas de ruídos de jatos. Neste trabalho inicial Lighthill (1952) deduziu uma equação da onda não homogênea, a partir das equações de Navier-Stokes em que o termo não homogêneo representa a contribuição do escoamento na geração de ruído, contendo assim os efeitos de convecção, refração e espalhamento das ondas acústicas.

Posteriormente, Lighthill (1954) estudou as parcelas do termo não homogêneo com maior rigor e investigou os mecanismos de geração do ruído aerodinâmico devido à turbulência. O autor verificou que as componentes do tensor fluxo de quantidade de movimento são alimentadas diretamente pela taxa de deformação do escoamento, estabelecendo uma relação direta entre esta e a intensidade sonora. Além disso, observou que para baixos números de Mach as componentes cruzadas do tensor de fluxo de quantidade de movimento tem uma contribuição significativa na produção de som e que a potência sonora radiada de jatos varia com a oitava potência da velocidade média.

As idéias propostas por Lighthill (1952,1954) foram subsequentemente estendidas por Curle (1955), Powell (1969) e Ffowcs - Williams e Hawkings (1969) para incluir os efeitos de superfícies sólidas.

Curle (1955) fez uma extensão da analogia de Lighthill para incorporar o efeito de superfícies sólidas através de uma distribuição de fontes monopolares sobre o contorno, representando os efeitos do ar movendo-se ao redor do volume de controle sólido, e a distribuição de fontes dipolares sobre o contorno, caracterizando a influência das forças flutuantes atuantes no fluido pelas superfícies sólidas.

Ffowcs-Williams e Hawkings (1969) e Williams e Hall (1970), a partir das teorias propostas por Lighthill (1954) e Curle (1955), introduziram os efeitos das fronteiras sólidas como uma fonte sonora incluindo a dinâmica do fluido ao redor da superfície, e com o conceito de funções generalizadas, modelaram a geração de ruído de um jato turbulento delimitado por uma lâmina.

As equações propostas por Ffowcs Williams e Hawkings (FW-H) foram mais tarde comparadas extensivamente com a formulação de

Kirchoff por Brentner e Farassat (1998). Verificou-se que a equação FW-H é analiticamente superior para a aeroacústica, pois é baseada nas leis de conservação da mecânica dos fluidos em vez da equação da onda. Assim, a equação de FW-H é válida também quando a superfície de integração está sobre uma região não-linear. A desvantagem da aproximação de FW-H em relação ao método de Kirchoff é um problema comum da analogia acústica tradicional e se deve à dificuldade do cálculo da integral de volume do termo fonte quadrupolar. No entanto, essa desvantagem pode ser resolvida utilizando superfícies permeáveis (porosas) ao invés de superfícies impermeáveis (sólidas) na equação de FW-H. Assim, se a superfície de controle é grande o bastante e inclui as principais fontes de volume quadrupolar turbulento, o efeito acústico destas fontes podem ser todas concentradas em uma integral de superfície, reduzindo o tempo computacional do problema de aeroacústica (Lockard, 2000; Gloerfelt, Bailly e Juvé, 2003).

Uma formulação bidimensional para as aproximações de FW-H foi desenvolvida por Guo (2000) e Lockard (2000). Essas versões bidimensionais de FW-H fornecem uma forma muito eficiente para a implementação numérica via FFT (Fast Fourier Transform) e explicitam os mecanismos das fontes e as características do campo acústico distante. A formulação bidimensional é numericamente muito rápida, já que o domínio de integração é bastante reduzido.

2.1 ESCOAMENTOS EM CAVIDADES - CLASSIFICAÇÃO

Em geral, as oscilações produzidas por escoamentos sobre cavidades podem ser divididas em três categorias: fluido-dinâmica, fluido-ressonante e fluido-elástico (Rockwell and Naudascher, 1978). A formação das oscilações fluido-dinâmicas ocorre devido a instabilidades da camada cisalhante ao longo da cavidade, enquanto que as oscilações fluido-ressonantes são resultados do efeito das ondas ressonantes na cavidade, variando com o comprimento, profundidade e largura da cavidade. As oscilações fluido-elásticas ocorrem quando as oscilações da camada cisalhante são acopladas com a deformação da superfície da cavidade. Os três tipos de oscilações são representados de forma esquemática na Figura 1.

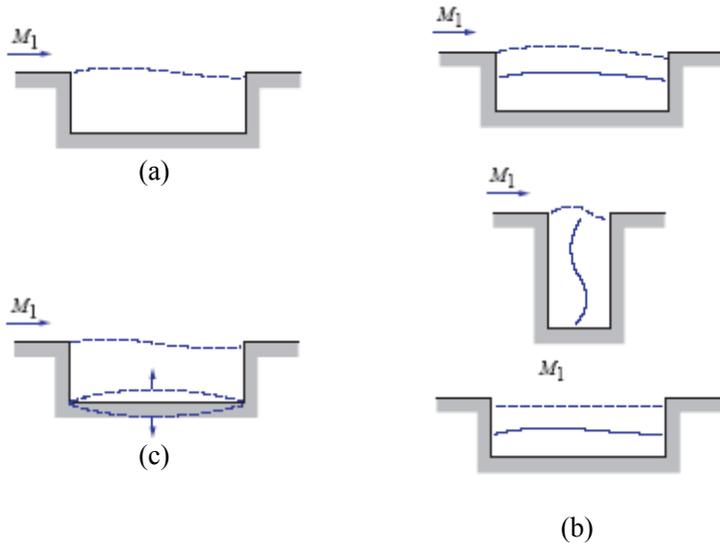


Figura 1– Oscilações devido ao escoamento sobre cavidades: (a) oscilação fluido-dinâmicas; (b) oscilação fluido-ressonantes e (c) oscilação fluido-elásticas; (Rockwell and Naudascher, 1978).

As cavidades são geralmente classificadas de acordo com a relação entre comprimento e profundidade (L/D) e comprimento e Largura (L/W), conforme ilustrado na Figura 2. Independentemente da natureza do campo do escoamento incidente, a cavidade é considerada profunda se $L/D < 1$ e rasa se $L/D > 1$, bidimensional se $L/W < 1$ e tridimensional se $L/W > 1$. Outra classificação mais física é relacionada à localização do ponto de recolamento da camada cisalhante. A cavidade é considerada aberta quando o recolamento ocorre próximo a borda direita da cavidade e fechada quando o recolamento é localizado na base da cavidade (Figura 3). Quando os dois estados ocorrem aleatoriamente no tempo, a cavidade é considerada transicional. Para escoamentos subsônicos, as cavidades são consideradas fechadas para relações de $L/D > 6$ (Plentovich, 1993).

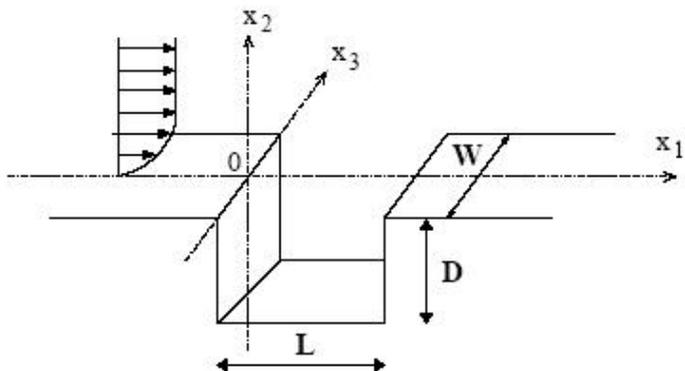


Figura 2 – Esquema de cavidade tridimensional; (Gloerfel et al , 2002).

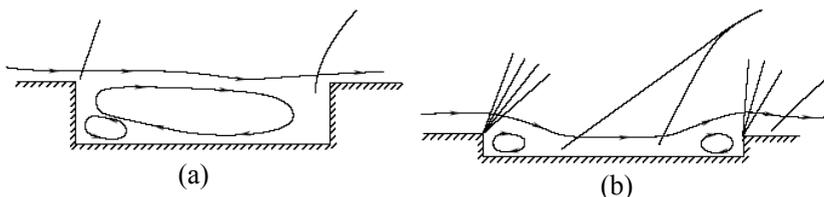


Figura 3 – Cavidade (a) aberta e (b) fechada (Tracy e Plentovich, 1993).

O espectro de ruído do escoamento sobre cavidades contém componentes em banda larga, introduzidos pela turbulência na camada cisalhante, e componentes tonais. Cavidades fechadas geralmente apresentam um espectro de pressão sonora em banda larga. Cavidade abertas apresentam ruídos de tons discretos de alta intensidade acústica. Esses tons podem ser originados por dois mecanismos: modo de camada cisalhante e modo de esteira (Figura 4).

O modo de camada cisalhante é um dos mais importantes na ressonância acústico-fluido sendo conhecido como mecanismo de Rossiter (Rossiter, 1964). A interação entre a camada cisalhante e o campo acústico produz uma oscilação natural auto-sustentada.

As ondas de instabilidades produzidas na borda esquerda da cavidade são convectadas ao longo da cavidade. Pelo fato dessas ondas se chocarem com a borda a direita da cavidade, uma forte variação de pressão é gerada. Essas perturbações de pressão se propagam em direção

a borda direita da cavidade onde excitam a instabilidade da camada cisalhante (Figura 5).

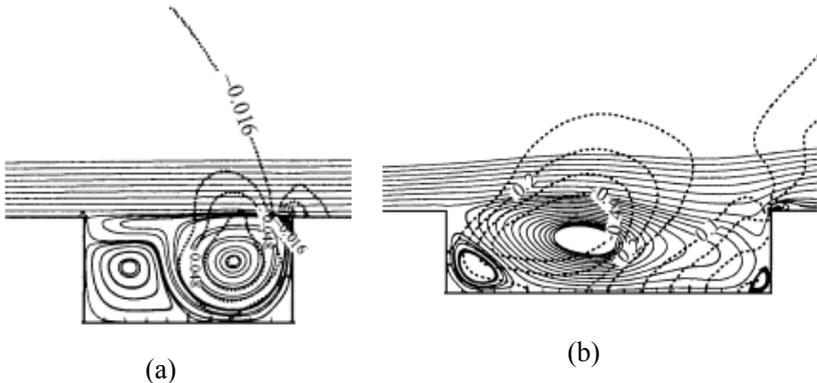


Figura 4 – (a) Modo de camada de cisalhamento e (b) Modo de Esteira (Rowley et. al., 2002).

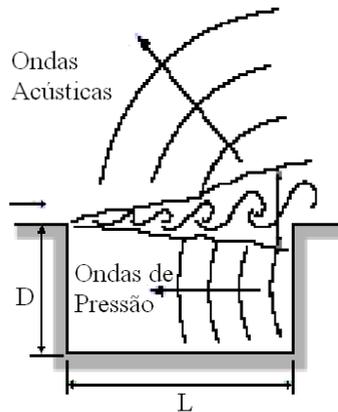


Figura 5 – Mecanismo de geração do modo de camada cisalhante (Ahuja e Mendoza, 1995).

O modo de esteira foi notado primeiramente por Gharib e Roshko (1987) e é caracterizado por intensas oscilações devido ao processo de espalhamento de um vórtice com dimensão aproximadamente igual ao comprimento da cavidade, com uma magnitude maior que o observado no modo de cisalhamento e com um número de Strouhal ($S_t = fL/U$) que é independente do número de Mach ($M = U/c$). A visualização

deste fenômeno está relacionada a configurações bidimensionais e ocorre para grandes valores da razão L/δ_m , onde δ_m é a espessura de quantidade de movimento da camada limite. Tal comportamento foi encontrado por Rowley et. al (2002) por meio de Simulação Numérica Direta (DNS), adotando uma formulação de escoamento bidimensional, compressível e subsônico. Contudo, o efeito tridimensional tende a reduzir as flutuações na cavidade e eliminar o comportamento tipo esteira (Rowley et. al, 2002).

2.2 RESSONÂNCIA DE CAVIDADES

As frequências adimensionais auto-sustentadas podem ser expressas pela Equação de Rossiter (1964):

$$f \frac{L}{U_\infty} = \frac{m - \gamma}{M + 1/k} \quad (1)$$

em que f é a frequência tonal, L é o comprimento da cavidade, U_∞ é a velocidade do escoamento, m é o modo natural, M é o número de Mach, k é a razão entre a velocidade de convecção do vórtice e a velocidade do escoamento, γ é o fator para o cálculo do tempo entre a passagem de um vórtice e a emissão de um pulso sonoro a borda direita da cavidade. Os valores para k e γ são determinados empiricamente e Rossiter (1964) encontrou $k = 0,57$ e $\gamma = 0,25$.

Dois tipos de ressonância acústica de cavidade são geralmente encontrados na literatura: ressonância de Helmholtz e ressonância de salas ou dutos (Ahuja e Mendonza, 1995). A teoria do ressonador de Helmholtz pode ser usada em alguns casos para estimar a frequência de oscilação de cavidades (Ashcroft et. al., 2003), da seguinte forma:

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{S}{dV}\right)} \quad (2)$$

onde $d' = d + 2d_e$ é o comprimento efetivo do fluido no gargalo, incluindo as correções de extremidade d_e . Por outro lado, S é a área da região aberta, V é o volume da cavidade e c é a velocidade do som.

O modo de sala ou dutos é recomendado para cavidades na ausência de gargalo (Ahuja and Mendoza, 1995) e suas frequências de ressonância podem ser determinadas de:

$$f = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{L}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{2D}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{W}\right)^2} \quad (3)$$

onde n_x , n_y e n_z são os números de modos para o comprimento, profundidade e largura dos dutos. A equação acima foi modificada para uma face aberta da cavidade (Ahuja e Mendonza, 1995). Os modos de profundidade foram determinados ajustando $n_x = n_z = 0$, e $n_y = 0, 1, 3, 5$, etc..

2.3 ESCOAMENTOS SUBSÔNICOS – ESTUDOS EXPERIMENTAIS

As investigações experimentais de cavidades são dominadas pelo estudo das características do escoamento e das flutuações de pressão na parede da cavidade. Diversos resultados experimentais estão disponíveis na literatura, como em Rockwell e Naudascher (1978), Cattafesta et. al. (1998), Henderson (2000, 2004) e Grace et. al. (2004).

Recentemente, um extenso arquivo de resultados experimentais sobre ruídos de cavidades foram fornecidos por Ahuja and Mendoza (1995) como referência para a validação de códigos de simulações de aeroacústica computacional (CAA), avaliando o efeito das dimensões da cavidade, da camada limite a montante da cavidade e da temperatura do escoamento. Estes observaram que as frequências de ressonância não são afetadas pela largura da cavidade, mas a amplitude do nível de pressão sonora gerado por cavidades tridimensionais é menor do que aquela de geometrias bidimensionais. Os autores observaram também que para uma razão $L/W < 1$ o escoamento aparenta ser bidimensional enquanto que o escoamento é tridimensional quando $L/W > 1$. Dados de flutuação de pressão sonora no campo distante foram adquiridos para uma distância de $63D$ da cavidade, com ângulos que variam de 30° a 120° , da aresta direita da cavidade.

Em uma série de experimentos, Plentovich, Jr. e Tracy (1993), Tracy e Plentovich (1993) Tracy et. al. (1992) realizaram medições de pressão estática em cavidades tridimensionais para escoamentos subsônicos e transônicos e altos números de Reynolds. Os limites da razão L/D foram de 4,4 a 20 e com uma razão W/D entre 1 e 4,5, para números de Reynolds entre 2×10^6 e 10^8). Coeficientes de pressão estática e flutuações de níveis de pressão sonora dentro da cavidade foram medidos.

Para baixos números de Mach, Block (1976) notou que há uma relação entre os modos normais e longitudinais das flutuações do escoamento para cavidades com razão L/D entre 0,31 e 2,0. Medições de ruído no campo distante de uma cavidade bidimensional com uma razão L/D entre 0,4 e 2,0, em escoamentos com baixos números de Mach, foram realizados por Yu (1977). Para medições a uma distâncias de 19D do centro da cavidade, com uma variação de 30° a 150° , e intervalo de 15° partindo da borda de fuga da cavidade, as medições indicaram que a potência acústica é proporcional à sexta potência da velocidade do escoamento para cavidades consideradas rasas e à quinta potência para cavidades consideradas profundas.

2.4 ESCOAMENTOS SUBSÔNICOS – ESTUDOS COMPUTACIONAIS

A Aeroacústica Computacional (CAA) está tornando-se uma ferramenta comum para a predição de ruídos gerados por escoamentos de jatos, sobre aerofólios e sobre cavidades. A simulação computacional de escoamentos subsônicos sobre cavidades apresenta muitos problemas que não existem para o caso supersônico devido às condições de contorno ao redor do domínio computacional e à disparidade entre a velocidade do escoamento e a velocidade do som (Takeda, 2004).

Buscando conhecer um pouco melhor os requerimentos para a solução desses problemas, a presente seção aborda aqueles aspectos considerados mais importantes, tais como a discretização do modelo matemático, a malha computacional, as condições de contornos, o passo de tempo, a convergência do procedimento iterativo e o modelo de turbulência.

Muitos estudos sobre escoamentos em cavidades estão disponíveis na literatura. Recentemente, os modos de camada cisalhante e de esteira foram numericamente investigados por Rowley et. al. (2002), Gloerfelt et al. (2001) utilizando a Simulação Numérica Direta

bidimensional e Rubio et. al. (2007) utilizando a simulação de grandes escalas.

Lai et al. (2007) realizaram simulações numéricas em cavidades tridimensionais com $M_\infty = 0,85$, $L/D = 5$, $W/D = 1$ e $Re = 1,36 \times 10^6$, empregando a Simulação de Grandes Escalas (LES) para a solução do campo de escoamento, do qual são extraídas as fontes acústicas. Para encontrar o Nível de Pressão Sonora (NPS) no campo distante, os autores utilizaram a analogia acústica de FW-H. Resultados das simulações revelaram que o escoamento em cavidades não é estritamente periódico e que, por esta razão, deve haver uma seleção apropriada da integração do período e dos modos. Os autores sugerem que a integração no domínio da frequência deve incluir somente o tom discreto dominante e que um longo histórico no tempo das fontes acústicas deve ser armazenado.

Larchevêque et al. (2003) resolveram numericamente o escoamento tridimensional compressível sobre uma cavidade profunda, com $L/D = 0,42$, $M = 0,8$ e $Re_L = 8,6 \times 10^5$, utilizando a Simulação de Grandes Escalas (LES) com o esquema compacto de terceira ordem de Runge-Kutta para a integração no tempo. A ideia do trabalho foi reproduzir os resultados experimentais de Forestier et al.(2003). Uma condição de contorno para evitar a reflexão de ondas acústicas, baseada na formulação de Thompson, e uma região de amortecimento foram também adotadas pelos autores. Dois modelos de viscosidade de submalha foram testados: o primeiro foi o modelo para escoamentos compressíveis de Lenormand et al. (2000) e o segundo foi a aproximação MILES introduzida por Boris et. al (1992). A comparação do espectro de pressão dos modelos com os dados experimentais mostraram uma previsão satisfatória dos picos das frequências fundamentais e das primeiras harmônicas em ambos os modelos. Os autores observaram que a camada cisalhante é alterada pelo perfil de velocidade média, mas não devido ao nível de turbulência dentro da camada limite.

Gloerfelt et. al. (2003) desenvolveram estudos por meio da Simulação Numérica Direta (DNS) de um escoamento bidimensional sobre cavidades, com $L/D = 2$, $M = 0,7$ e $Re_D = 4,1 \times 10^4$, comparando os resultados do ruído radiado com o encontrado por Karamcheti (1955). Para esse mesmo caso, o ruído no campo distante obtido por meio da DNS foi comparado com os resultados de métodos híbridos combinados com diferentes formulações integrais, destacando-se o método de Kirchhoff e FW-H com superfícies impermeável e permeável. Os

autores concluíram que o método de Kirchhoff e FW-H com superfície permeável não é afetado pela localização da superfície de controle. Por outro lado, embora o método de FW-H com superfície impermeável permita a separação entre o campo sonoro direto e refletido, o qual é útil para análises da diretividade das ondas acústicas, o mesmo é pouco eficiente devido à integração no volume que é sensível aos efeitos de truncamento.

Ashcroft et. al (2001) investigaram computacionalmente o ruído radiado no campo distante de um escoamento subsônico e compressível sobre uma cavidade. O caso utilizado corresponde ao trabalho experimental de Ahuja e Mendonça (1995), com $1,5 < L/D < 3,75$, $0,26 < M < 0,53$ e $1,16 \times 10^5 < Re_D < 5,9 \times 10^5$. O campo do escoamento da cavidade bidimensional foi modelado pelas equações médias de Reynolds transientes (U-RANS) com o modelo de turbulência Wilcox $k-\omega$. O ruído no campo distante foi determinado com a analogia acústica de FW-H. Os modos de Rossiter encontrados na simulação apresentaram boa concordância com os resultados experimentais e com a equação de Rossiter modificada. A diretividade e o Nível de Pressão Sonora Total no campo distante foram determinados utilizando a mesma velocidade de escoamento para duas razões de aspecto da cavidade. Para a razão $L/D = 1,5$ uma diferença de 4dB foi constatada no Nível de Pressão Sonora Total, já para a razão $L/D = 3,75$ houve uma boa concordância somente na direção a jusante da cavidade.

Shieh and Morris (2001) avaliaram os efeitos bidimensional e tridimensional em cavidades com $L/D = 4,4$, $M = 0,6$ e $Re_D = 2 \times 10^5$, usando uma modelagem híbrida da turbulência (DES - Detached Eddy Simulation). As configurações da geometria da cavidade foram aquelas utilizadas por Plentovich (1990), com exceção ao número de Reynolds que naquele trabalho foi $Re_D = 1,26 \times 10^6$. Resultados mostraram uma oscilação no modo de esteira para o caso bidimensional, similar ao encontrado por Rowley et. al. (2002) e uma oscilação no modo de camada cisalhante para o caso tridimensional. O caso tridimensional resultou em um número de Strouhal em concordância com o encontrado pela equação de Rossiter e o Nível de Pressão Sonora foi 30dB menor que o caso bidimensional. A velocidade de convecção no modo de esteira mostrou ser menor que no modo de camada cisalhante.

Com o objetivo de evitar ressonâncias decorrentes da interação entre as ondas acústicas e a camada cisalhante, Lai and Luo (2007) implementaram um sistema de controle passivo em cavidades abertas tridimensionais. Nesse estudo, os autores utilizaram a Simulação de

Grandes Escalas (LES) e a analogia acústica de Ffwocs Williams – Hawkings (FW-H) para prever a radiação sonora em cavidades revestidas com materiais porosos. O estudo demonstrou que a aplicação de superfície porosas dentro da cavidade reduz a amplitude das ondas tonais da cavidade, mantendo inalterado o modo de oscilação do escoamento, embora tenha alterado a frequência de oscilação dominante.

2.5 CAVIDADE AUTOMOBILÍSTICA

O terceiro e quarto *Computational Aeroacoustic Workshops on Benchmark Problems* Henderson (2000, 2004) apresentam dados importantes para a simulação da aeroacústica de cavidades de porta de automóveis. Dois experimentos forneceram medições transientes de pressão nas paredes da cavidade, muito úteis para a validação de modelos computacionais. A geometria da cavidade automobilística é apresentada na Figura 6. Os pontos de medições do Nível de Pressão Sonora (NPS) foram posicionados no centro da parede esquerda da cavidade, no centro da base inferior da cavidade e no centro da parede vertical a direita da cavidade. A camada limite foi considerada turbulenta e com espessuras de 17 e 22 mm na borda esquerda da cavidade. Medições foram realizadas para velocidades do escoamento entre 25,9 e 60 m/s.

Ahn et al (2008) utilizaram as equações médias de Reynolds transientes (U-RANS), com o modelo de turbulência $k-\varepsilon$, a fim de simular a ressonância devido ao escoamento sobre uma cavidade automobilística profunda. Empregando condições de contorno não reflexivas e invariantes de Riemann, os autores notaram que níveis excessivos de viscosidade turbulenta dissipam as oscilações de pressão nas simulações. A fim de contornar este problema, uma técnica de Simulação Numérica Parcialmente Resolvida (PRNS) proposta por Shih e Liu (2004) foi adotada. Os autores mostraram que a redução da viscosidade turbulenta pelo emprego de $C_\mu = 0,01$ no modelo de turbulência, permite uma boa concordância entre os resultados numéricos e dados experimentais.

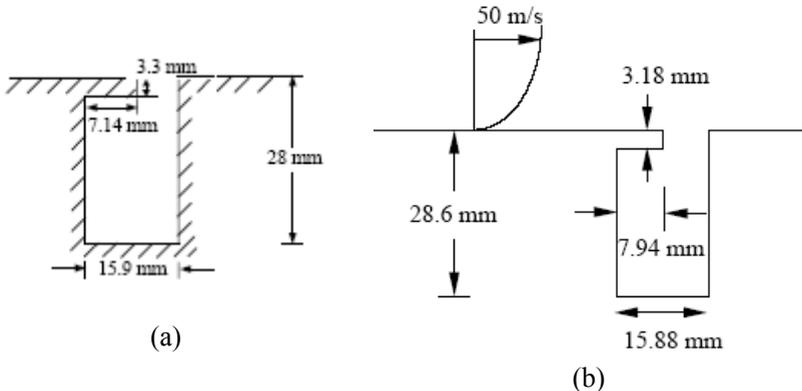


Figura 6 – Geometria da cavidade utilizada no (a) Terceiro encontro de Aeroacústica Computacional (CAA) (Henderson, 2000) e (b) Quarto encontro de Aeroacústica Computacional (CAA) (Henderson, 2004).

Kurbatskii e Tam (2000) utilizaram a DNS, com variação de tamanho de malha e de passo de tempo, para resolver o problema proposto por Henderson (2000). Considerando o escoamento com camada limite laminar e restringindo a espessura da camada limite em 5,5 mm, os autores estudaram a influência da espessura da camada limite e a da dimensão do domínio computacional nas simulações aeroacústicas. Analisando os resultados, estes sugeriram que o tamanho do domínio computacional deve ser pelo menos uma vez o comprimento de onda acústica em relação à fonte de geração de ruído.

Shieh and Morris (2000) simularam um escoamento laminar e turbulento com uma modelagem híbrida da turbulência proposta por Spalart et al.(1997) que emprega o modelo de Spalart-Allmaras. A fim de obter o valor correto da camada limite a montante da cavidade, uma condição de contorno sem escorregamento foi implementada a montante da cavidade. Os resultados mostraram que para o caso de escoamento turbulento, a frequência do modo dominante foi levemente menor do que para o caso laminar. Uma oscilação de baixa frequência observada no experimento de Henderson (2000) também foi notada. Os autores sugeriram outras análises para descobrir a natureza física da oscilação de baixa frequência.

Ashcroft et al. (2000, 2003) investigaram numericamente os efeitos da espessura da camada limite e da velocidade do escoamento nos campos próximo e distante do escoamento subsônico e compressível sobre uma cavidade. Para modelar o comportamento físico do

escoamento as equações U-RANS foram resolvidas com o modelo de turbulência Wilcox $k-\omega$, enquanto a determinação da radiação acústica para o campo distante foi realizada com a analogia acústica FW-H. Ashcroft et al. (2000) observaram que para não haver a reflexão das ondas de pressão condições de contornos não reflexivas devem ser adotadas. Resultados do campo de escoamento mostraram boa concordância com os dados experimentais, com o modelo sendo capaz de capturar as componentes tonais do espectro do ruído.

2.6 OBJETIVOS ESPECÍFICOS DO TRABALHO

Com base na revisão bibliográfica realizada neste capítulo, verifica-se que apesar do escoamento sobre cavidades possuir uma geometria simples, o fenômeno físico associado à geração do ruído é bastante complexo. De fato, o ruído gerado em cavidades está diretamente ligado ao mecanismo da formação de vórtices, à perturbação da camada cisalhante por regiões de recirculação no interior da cavidade, pelo choque de vórtices com a borda de fuga da cavidade e pela deformação de superfícies elásticas.

A fim de contribuir com o estudo desse assunto de interesse científico e tecnológico, propõem-se os seguintes objetivos específicos para o presente trabalho:

- Simulação do escoamento em cavidades e validação da solução numérica.
- Verificação da formulação acústica para a previsão do campo acústico em cavidades;
- Avaliação do efeito de parâmetros geométricos e do regime de velocidade sobre o escoamento e o ruído acústico gerado em cavidades automobilísticas.

3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Acústica é o estudo das flutuações de pressão que podem ser detectadas pelo ouvido humano como som. A sensação do som só ocorrerá quando a amplitude e a frequência dessas flutuações estiverem dentro de determinadas faixas de valores (Gerges, 2000). Flutuações de pressão com amplitudes menores que certos valores não são audíveis (limiar de audição), enquanto que as flutuações de pressão com amplitudes excessivas podem produzir uma sensação de dor ao invés de som (pseudo-som).

A acústica pode ser entendida como um subconjunto da dinâmica dos fluidos. Um dos maiores problemas da dinâmica dos fluidos é a ausência de uma solução analítica geral, devido à não linearidade de suas equações governantes. Por outro lado, embora o campo acústico faça parte do campo de escoamento, a solução numérica das equações deve respeitar as diferentes escalas espaciais e temporais. Este aspecto é o grande obstáculo na atualidade para a solução de problemas em aeroacústica, principalmente no caso de escoamentos subsônicos em que há uma grande diferença de magnitude entre as quantidades dos dois campos (Wagner et al., 2007).

Como visto no Capítulo 2, diversas metodologias de simulação de escoamento foram utilizadas para estudar problemas relacionados à geração de som. Os métodos existentes para a previsão do ruído gerado aerodinamicamente podem ser classificados em duas grandes categorias: métodos diretos e métodos híbridos (Figura 7).

O método direto calcula o escoamento juntamente com as ondas sonoras, requerendo discretizações espaciais e temporais extremamente reduzidas para a solução do escoamento e a captação do ruído. A principal desvantagem do método é o enorme custo computacional, o qual inviabiliza a solução da grande maioria das situações de interesse tecnológico. Assim, o método direto está geralmente associado a geometrias simples e com baixos números de Reynolds.

Em contraste ao método direto, o método híbrido divide-se em duas etapas. Primeiramente, a solução do campo do escoamento em regime transiente de velocidade e pressão é obtida. Posteriormente, fontes acústicas são obtidas do campo de escoamento e o campo acústico é determinado. Esse método apresenta a vantagem de permitir a previsão do campo acústico com um custo computacional bem menor, uma vez que o domínio computacional é reduzido.

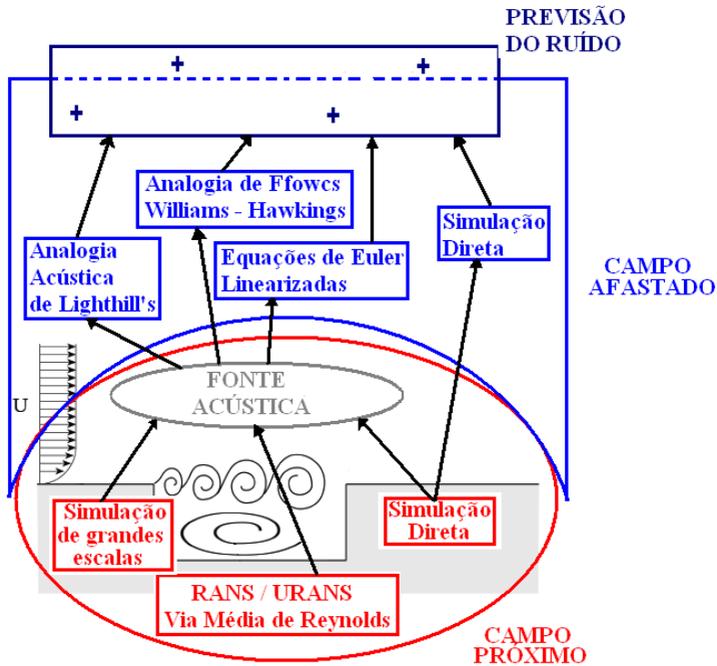


Figura 7– Métodos de predição de ruídos.

Metodologias de simulação do escoamento turbulento transiente, tais como simulação numérica direta (DNS), simulação de grandes escalas (LES) e métodos baseados nas equações de Reynolds transientes (URANS) podem ser empregadas para avaliar os campos das propriedades do escoamento, dos quais os termos fontes de ruído são então extraídos. Por sua vez, a solução do campo acústico pode ser calculada com diferentes tipos de analogias acústicas, tais como a analogia de Lighthill (1952, 1954) e a analogia de FW–H. Em certos casos, os cálculos com essas analogias podem ser realizados simultaneamente com a simulação do escoamento.

3.1 RUIDO GERADO POR ESCOAMENTOS

As fontes sonoras em escoamentos são geradas pela movimentação livre do fluido ou pela interação do fluido com estruturas sólidas. Um exemplo da movimentação livre do fluido são os jatos e a principal fonte de ruído neste caso é a turbulência gerada na camada cisalhante.

A Figura 8 ilustra esquematicamente as regiões existentes em um jato. Imediatamente a jusante da saída do bocal, camadas de cisalhamento são geradas. Essas camadas separam o fluido na região central do jato (núcleo potencial) do fluido na região externa, havendo uma transição rápida para a turbulência mesmo quando o escoamento no bocal é laminar. O espalhamento da camada cisalhante define o comprimento da região do núcleo potencial. Em seguida, após o final do núcleo de escoamento potencial, surge a região de transição do jato que é dominante no processo de geração de ruído (Colonius et al., 2004). Após a região de transição, o jato eventualmente alcança uma região desenvolvida, ou de similaridade, na qual o perfil de velocidade $U(x)$ torna-se auto-similar ao longo da direção longitudinal.

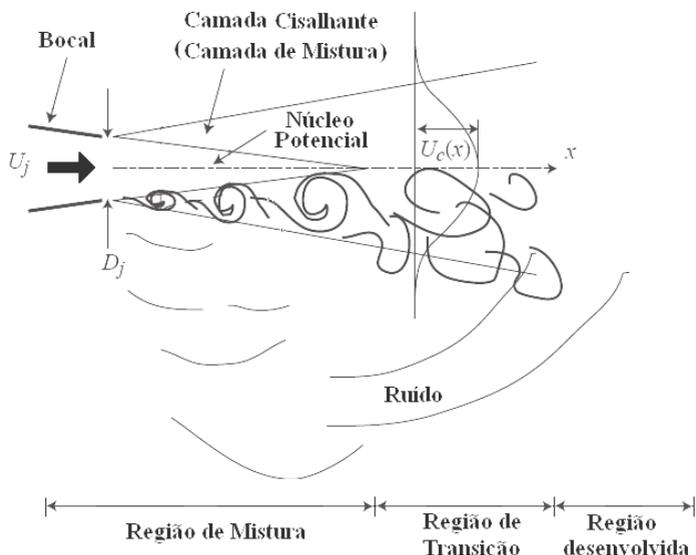


Figura 8 – Esquema de um jato turbulento; adaptado de Hubbard (1995).

As fontes sonoras podem ser geradas também por interações do fluido com estruturas sólidas, tais como em cavidades. A Figura 9

apresenta possíveis fontes de ruído do escoamento de um fluido sobre uma cavidade. Inicialmente tem-se um escoamento do tipo camada limite. Na borda a esquerda da cavidade ocorre o descolamento da camada limite. Instabilidades e amplificação das oscilações da camada cisalhante ocorrem na região de abertura da cavidade devido a um processo de realimentação (Carvalho, 2007). Tal processo se origina a partir do choque entre essa camada e a parede a direita da cavidade. Com a colisão, parte dos vórtices formados segue com o escoamento. As fontes sonoras, relacionadas a esse mecanismo, podem ser do tipo monopolo, dipolo e quadrupolo e contribuem para a geração de ruídos tonais e de banda larga.

O campo sonoro pode ser estudado em termos de fontes do tipo monopolo, dipolo ou quadrupolo, conforme esquematizado na Figura 10. Monopolos são produzidos pela injeção de flutuações de massa, dipolos são originados por forças externas agindo sobre superfícies e quadrupolos pelas flutuações turbulentas no escoamento. Monopolos e dipolos são dominantes em baixos números de Mach.

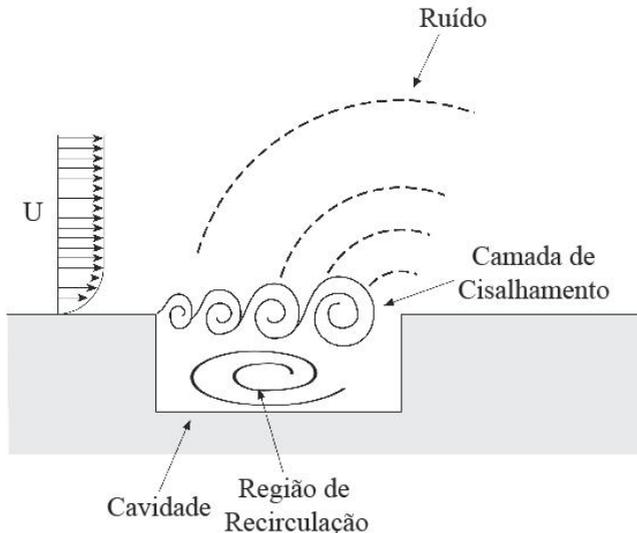


Figura 9 – Representação da geração do ruído em cavidades (Shieh, 2000).

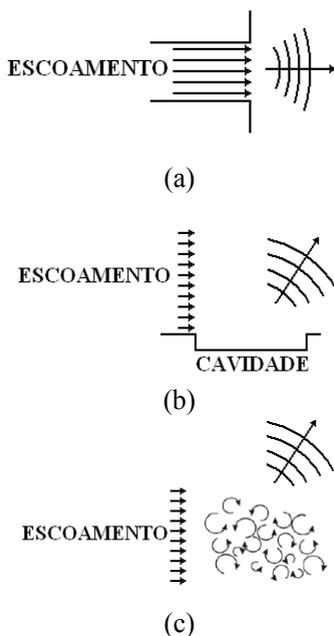


Figura 10 – Ondas acústicas esféricas (a) Monopolo (b) Dipolo e (c) Quadrupolo (Koutsavdis, 2007).

3.1.1 Campo Monopolo (Esfera Pulsante)

A produção do som por uma fonte acústica do tipo monopolo (Figura 11) é associada ao deslocamento do fluido devido à aceleração do movimento da superfície. As ondas acústicas geradas por um monopolo são propagadas igualmente em todas as direções. Assim, a diretividade mostrada na Figura 11(b) tem a forma de um círculo em duas dimensões. Exemplos práticos de monopolos acústicos são as sirenes e, em casos de movimentação de volumes, hélices. Matematicamente, um monopolo acústico pode ser representado pela dilatação e contração de uma esfera (esfera pulsante).

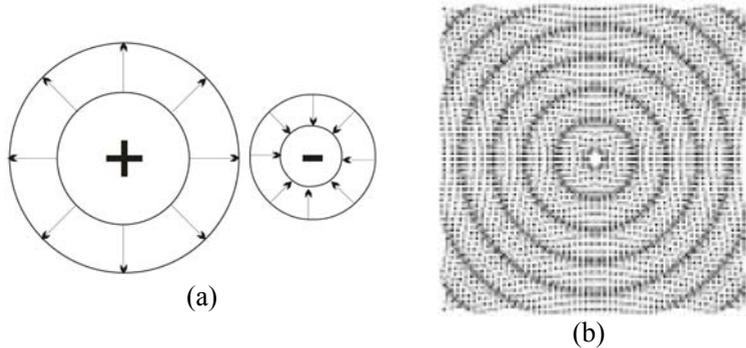


Figura 11 – Fonte monopolo (a); Características de radiação; (b) Diretividade (Koutsavdis, 2007).

Assumindo que uma fonte gerará ondas esféricas harmônicas unidirecionais e que a pressão acústica complexa (P') é uma função apenas do raio e do tempo, a equação da onda acústica em coordenadas esféricas pode ser representada por:

$$\frac{\partial^2 P'}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial P'}{\partial r} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P'}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

Assim, a pressão acústica pode ser expressa como:

$$P'(r, t) = \frac{\tilde{A}_1}{r} e^{i(k_0 r - \omega t)} \quad (5)$$

onde \tilde{A}_1 é uma constante complexa que depende das condições de contorno, r é a distância da fonte ao ponto de observação e k é o número de onda; $k = \omega/c$.

A velocidade da partícula é dada pela seguinte equação:

$$U(r, t) = \frac{\tilde{A}_1}{\rho_0 c_0 r} \left[1 - \frac{1}{ik_0 r} \right] e^{i(k_0 r - \omega t)} \quad (6)$$

A partir das equações anteriores, a impedância acústica específica pode ser expressa por:

$$Z(\omega, t) = \frac{P'(r, t)}{U(r, t)} = \rho_0 c_0 \left[\frac{i(k_0 r) + (k_0 r)^2}{1 + (k_0 r)^2} \right] \quad (7)$$

A parte real da impedância corresponde ao fluxo de potência líquida de uma esfera monopolo no fluido. A parte imaginária é a flutuação de pressão, a qual não se propaga e é conhecida como pseudo-som. O comportamento de uma onda plana a ocorre quando $(k_0 r) \gg 1$ ou $\lambda / 2\pi r \ll 1$, $Z(\omega, t) \cong \rho_0 c_0$.

A equação (7) pode ser reescrita como:

$$\frac{Z(\omega, t)}{\rho_0 c_0} = \frac{(k_0 r)^2}{1 + (k_0 r)^2} + i \frac{(k_0 r)}{1 + (k_0 r)^2} \quad (8)$$

onde a parte real é a resistência acústica específica e corresponde à componente ativa da impedância acústica. A parte imaginária é a reatância acústica específica e é a componente reativa da impedância acústica.

Finalmente, a intensidade sonora de uma onda esférica de um campo monopolo pode ser calculada como:

$$I(r, \omega) = \frac{\tilde{A}_1^2}{2\rho_0 c_0 r^2} \left[1 + \cos^2(\omega t - k_0 r) \right] \quad (9)$$

3.1.2 Campo dipolo (Esfera Vibrante)

O dipolo (Figura 12) é representado pelo movimento vibrante de uma esfera sem deformação. A produção do som por fontes dipolos é devido à distribuição de forças sobre a superfície, ocasionado por um carregamento flutuante. A diretividade de um dipolo apresenta dois lóbulos com alongamento máximo nas direções 0° e 180° , como apresentado na Figura 12 (b). Não se encontra nenhuma radiação sonora na direção 90° e 270° . Exemplos práticos de fontes dipolos são as flutuações de forças sobre pás (hélices). Um dipolo pode ser visto como dois monopolos com fontes iguais e perfeitamente defasados, separados por uma pequena distância.

Considerando uma esfera rígida de raio r_0 oscilando com uma velocidade harmônica em uma dada posição, o campo de pressão associado é:

$$P'(r, t) = \frac{\tilde{A}_1}{r} e^{i(k_0 r - \omega t)} \quad (10)$$

onde \tilde{A}_1 pode ser determinado das condições de contorno. A impedância acústica da superfície da esfera é representada por:

$$\frac{Z(\omega, t)}{\rho_0 c_0} = \frac{i(2k)r + k_0^3 r^3 + (k_0 r)^4}{(2 - k_0^4 r^4)^2 + 4(k_0 r)^4} \quad (11)$$

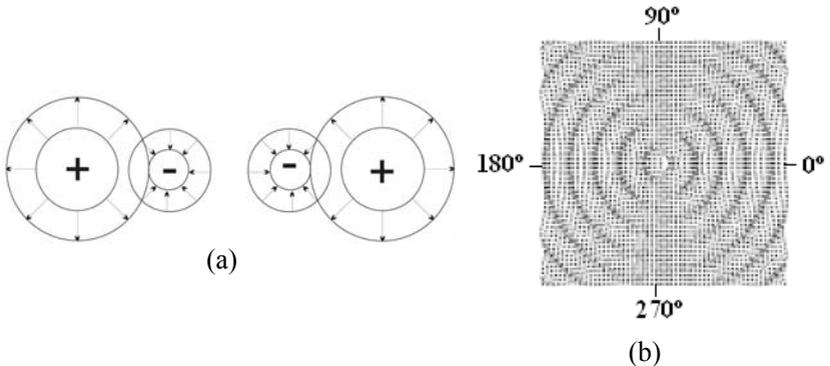


Figura 12 – Fonte dipolo. (a) Característica da radiação; (b) Diretividade (Koutsavdis, 2007).

3.1.3 Campo Quadrupolo

A fonte quadrupolo (Figura 13) é a oscilação da deformação de uma esfera sem a variação de volume. Um quadrupolo consiste em dois dipolos idênticos com fases opostas. Neste caso há quatro direções preferenciais (lóbulos) em que o som é radiado, como mostra a Figura 13 (b).

Uma fonte acústica do tipo quadrupolo é encontrada em todos os fluxos turbulentos (jatos, camadas de mistura) e está associada com a geração de ruídos na camada cisalhante. No caso do quadrupolo

longitudinal o comportamento é semelhante às fontes dipolos as quais permanecem na direção dos eixos cartesianos. Enquanto o quadrupolo lateral é associado com tensões cisalhantes, o quadrupolo longitudinal é associado com as tensões normais.

Quando o número de Mach, M_0 , tende à unidade, a pressão sonora torna-se muito dependente do ângulo de diretividade, θ , com a radiação no campo distante sendo altamente direcional. Pode ser mostrado (Goldstein, 1976) que o campo de pressão sonora de um quadrupolo tem um termo $(1 - M_0 \cos \theta)^3$ e o sinal da pressão média quadrática de tal fonte terá um fator de convenção $(1 - M_0 \cos \theta)^6$.

A radiação sonora de um escoamento turbulento é produzida por uma distribuição de quadrupolos acústicos e sua intensidade aumenta com a oitava potência da velocidade média do escoamento.

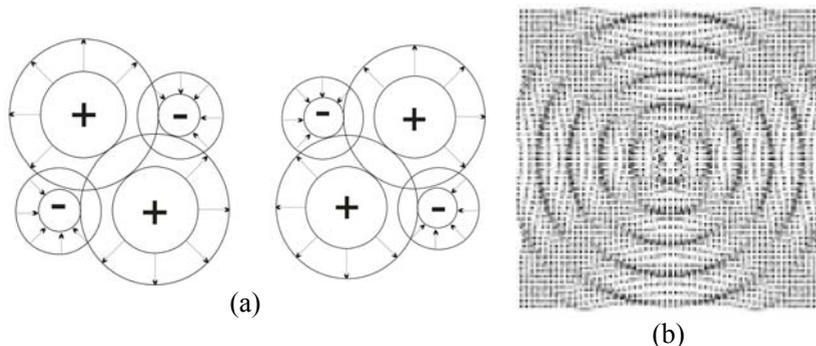


Figura 13 – Fonte Quadrupolo. (a) Característica de radiação; (b) Diretividade (Koutsavdis, 2007)

3.2 TURBULÊNCIA

Um escoamento pode ocorrer nos regimes laminar, de transição e turbulento. Os escoamentos em regime laminar são caracterizados pelo movimento do fluido ao longo de camadas ou lâminas (Fox et al., 2006). Instabilidades no regime laminar levam o escoamento ao regime turbulento através de um processo de transição. A turbulência nos fluidos está entre os mais complexos e espetaculares fenômenos encontrados na natureza. A grande maioria dos escoamentos encontrados em situações de engenharia são turbulentos, mas devido à

complexidade dos fenômenos envolvidos, o nosso entendimento sobre os mesmos é ainda incompleto.

A turbulência é caracterizada por um movimento randômico e irregular, tanto no tempo como no espaço, o qual pode ser analisado por meio de métodos estatísticos. A dinâmica da turbulência envolve diferentes escalas de movimento. Enquanto a geometria do escoamento determina o tamanho das grandes escalas, o tamanho das menores escalas diminui com o aumento do número de Reynolds. O escoamento turbulento é dissipativo, convertendo energia mecânica do escoamento em energia interna. A turbulência pode ser descrita pela teoria do contínuo, pois as menores escalas de comprimento, denominadas escalas de Kolmogorov, são geralmente bem superiores ao caminho médio livre das moléculas.

Outra característica da turbulência é seu caráter rotacional e tridimensional. Em um escoamento todo processo de transição à turbulência passa pela geração de vorticidade. Por exemplo, nos escoamentos turbulentos cisalhantes livres a transição se inicia com a instabilidade de Kelvin-Helmholtz, as quais levam a um estado altamente rotacional.

Finalmente, a turbulência aumenta a difusão do escoamento, promovendo uma intensificação dos processos de transferência de quantidade de movimento e calor.

3.2.1 Escalas da Turbulência

Um campo de escoamento turbulento com alto número de Reynolds consiste em estruturas de vários tamanhos. Cada estrutura pode ser relacionada com escalas de velocidade, tempo e comprimento. O tamanho das escalas de comprimento pode ser relacionado com o espectro de energia (Figura 14), no qual são identificadas três regiões distintas: i) faixa detentora de energia; ii) sub faixa inercial e iii) faixa de dissipação.

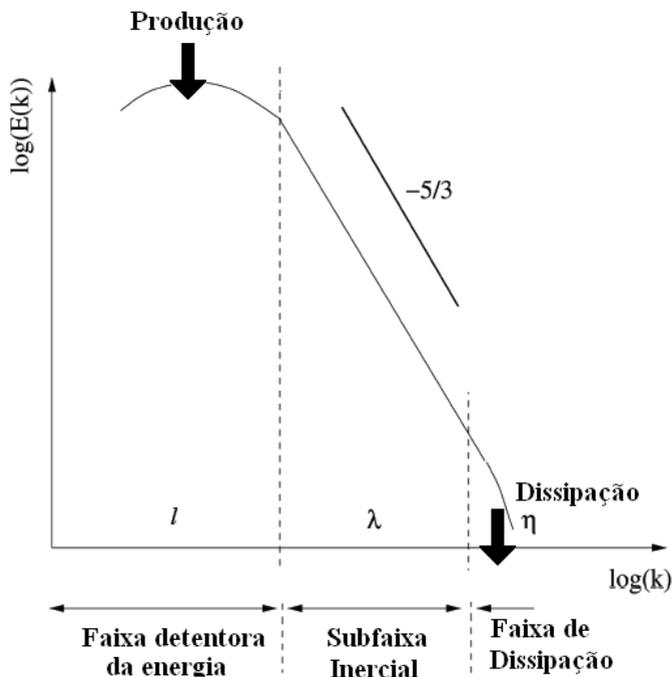


Figura 14 – Espectro da energia cinética turbulenta. (Wagner et al., 2007, com modificações).

A escala integral l se relaciona com a geometria do escoamento e contém grande parte da energia cinética turbulenta, fornecida continuamente pelo escoamento médio. Para números de Reynolds elevados, as grandes escalas são muito maiores do que as menores escalas, ou escalas de Kolmogorov, de tamanho η .

A interação entre as maiores e as menores escalas ocorre através do processo conhecido como cascata de energia, segundo o qual as escalas da região inercial recebem energia das grandes escalas e a transferem para as menores escalas. As escalas de Kolmogorov são as menores escalas de comprimento da turbulência, cujo tamanho é definido pelo atrito viscoso.

Kolmogorov postulou uma série de hipóteses para a análise teórica da turbulência. A primeira hipótese de Kolmogorov afirma que os únicos parâmetros importantes na caracterização das pequenas

escalas são a taxa de dissipação, ε , e a viscosidade cinemática, ν , ou seja:

$$\eta = \eta(\varepsilon, \nu) \quad (12)$$

Desta forma, através de uma análise dimensional, chegam-se às seguintes expressões para as escalas de comprimento, tempo e velocidade das pequenas escalas:

$$\eta = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4} \quad (13)$$

$$\tau_\eta = (\nu / \varepsilon)^{1/2} \quad (14)$$

$$v_\eta = (\nu\varepsilon)^{1/4} \quad (15)$$

Para escoamentos turbulentos com números de Reynolds elevados, pode-se fazer a hipótese do equilíbrio local, segundo a qual a produção da energia cinética turbulenta em um ponto é igual à dissipação viscosa. Desta forma, pode-se estimar a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ε) da seguinte forma:

$$\varepsilon \sim u_{rms}'^3 / l \quad (16)$$

onde u_{rms}' é a raiz média quadrática da flutuação de velocidade e l é a escala integral de comprimento, ambas referentes às grandes escalas. Na Equação (16) percebe-se que a taxa de dissipação pode ser estimada a partir de parâmetros das grandes escalas, sem a inclusão direta da viscosidade.

Introduzindo a estimativa da taxa de dissipação, Equação (16), nas Equações (13) a (15), encontram-se relações entre as escalas de Kolmogorov e as grandes escalas através do número de Reynolds turbulento $Re_t (= u_{rms}' l / \nu)$:

$$l/\eta \approx \text{Re}_t^{3/4} \quad (17)$$

$$t_l/\tau_\eta \approx \text{Re}_t^{1/2} \quad (18)$$

$$u_l/u_\eta \approx \text{Re}_t^{1/4} \quad (19)$$

O espectro da energia cinética turbulenta mostrada na Figura 14, representa uma dependência entre a energia cinética turbulenta específica por unidade de massa (E) e o número de onda (k). Isto mostra que as grandes escalas de turbulência contêm a maior parcela da energia cinética turbulenta e que a mesma diminui à medida que as escalas tornam-se pequenas. Na região inercial, a geometria do escoamento e a dissipação viscosa não afetam as escalas turbulentas. Nesta região, usando a teoria desenvolvida por Kolmogorov, a seguinte relação é válida:

$$E(k) \approx \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (20)$$

Uma estimativa da escala integral de comprimento, l , das grandes estruturas turbulentas pode ser obtida através da análise da correlação cruzada entre os sinais de velocidade medidos em dois pontos distintos:

$$R_{u'u'}(r) = \frac{\overline{u'(x)u'(x+r)}}{\overline{u'(x)u'(x)}} \quad (21)$$

onde $u'(x)$ é a flutuação de velocidade no ponto x , $u'(x+r)$ é a flutuação de velocidade a uma distância r de x e ‘—’ denota a média temporal dos valores. A correlação entre dois pontos separados no espaço diminui com o aumento da distância. Assim, a escala integral de comprimento representa a distância média para qual a velocidade de flutuação é correlacionada:

$$l = \int_0^\infty R_{u'u'}(r) dr \quad (22)$$

3.2.2 Modelos de Turbulência

São numerosas as formas de se simular escoamentos turbulentos. A forma mais direta é através da solução das equações de Navier-Stokes. Este tipo de abordagem é conhecida como simulação numérica direta (DNS) e utiliza discretizações espacial e temporal suficientemente pequenas para representar as diversas escalas de comprimento e de tempo do problema. Para tanto, necessita-se do emprego de métodos de elevada ordem de precisão para a discretização das equações. No entanto, o grande obstáculo para o uso dessa metodologia é a magnitude extremamente elevada dos recursos computacionais necessários na DNS.

Outra alternativa para a solução de escoamentos turbulentos considera que qualquer grandeza instantânea do escoamento pode ser expressa através de um valor médio mais uma flutuação. Essa idéia foi introduzida por Reynolds em 1895 e é conhecida como média de Reynolds (RANS).

Enquanto a aproximação via equações médias de Reynolds modela todas as escalas, outra forma de simulação numérica conhecida como simulação de grandes escalas (LES), resolve diretamente as grandes escalas e uma parte das escalas na região inercial. A LES é computacionalmente menos dispendiosa do que o método de simulação direta (DNS), visto que esta última resolve todas as escalas de movimento. Na LES, somente uma pequena parte do espectro, representada pelas pequenas escalas e interações delas, necessitam ser modeladas. Este método será abordado detalhadamente no Capítulo 4.

4 FORMULAÇÃO DO PROBLEMA E METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

4.1 INTRODUÇÃO

O problema, do ponto de vista físico, que ocorre no escoamento sobre cavidades, pode ser explicado com o auxílio da Figura 15. Na Figura 15 (a) observa-se a presença de dois vórtices na camada cisalhante. O primeiro vórtice localiza-se próximo à borda esquerda da cavidade. O segundo, com uma estrutura maior, está chegando à borda a direita da cavidade. Na Figura 15 (b) ocorre um choque do vórtice sobre a parede da borda de fuga, dividindo o vórtice em duas estruturas menores (Figura 15 (c)). Uma parte da estrutura é arrastada pelo escoamento e a outra permanece dentro da cavidade (Figura 15 (d)), a qual perturba a camada cisalhante próximo a borda esquerda da cavidade. Assim, o processo é completado e retorna a situação ilustrada na Figura 15 (a).

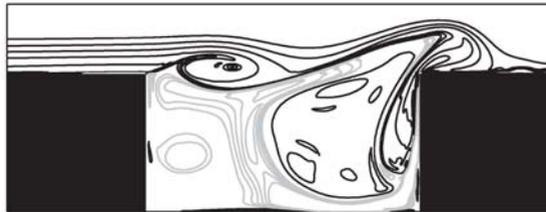
Conforme visto nos capítulos anteriores, os vórtices estão diretamente relacionados ao ruído e são estruturas do escoamento. Contudo, a razão entre a energia acústica e a energia mecânica do escoamento é da ordem de $P_{acústica} / P_{mecânica} \approx 10^{-4} M^5$ (Wagner et al, 2007). Assim, para um caso subsônico com número de Mach, $M=0,1$, uma razão de 10^{-9} é obtida. Desta forma, um algoritmo para resolver o campo acústico acoplado ao campo de escoamento deveria ter uma precisão de pelo menos 10^{-9} , a fim de evitar erros numéricos. Assim, há a necessidade de esquemas numéricos de alta ordem de precisão para a solução de escoamentos subsônicos.

Para a solução do problema exposto existem duas alternativas. A primeira delas é a utilização da simulação numérica direta (DNS), a qual resolve o escoamento e o campo acústico em uma única etapa. No entanto, essa metodologia possui as desvantagens de limitação do tamanho do domínio de solução e o alto custo computacional de processamento e armazenamento. A segunda alternativa corresponde ao emprego de uma metodologia híbrida para a simulação do campo do escoamento e do campo acústico afastado. Esses métodos realizam a solução do problema mediante a separação do campo do escoamento e do campo acústico, através dos seguintes passos:

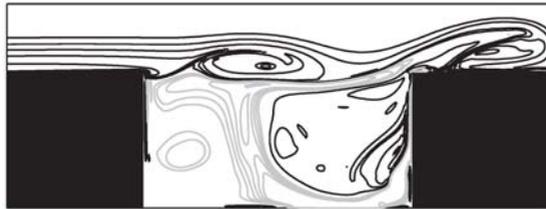
- a. obtenção da solução do escoamento para a determinação das fontes de ruído;
- b. determinação do ruído no campo afastado, a partir das fontes de ruído obtida da solução numérica do escoamento, utilizando analogias acústicas.



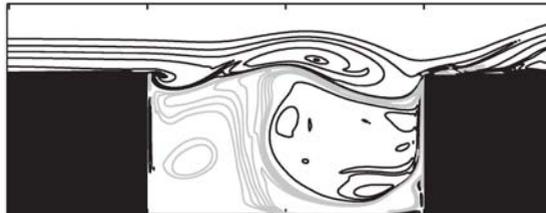
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 15 – Campo de vorticidade (Gloerfelt et al, 2003).

A separação dos processos de solução do escoamento e do campo acústico na metodologia híbrida apresenta a vantagem de permitir uma diminuição drástica do esforço computacional.

Diante do que foi exposto, entende-se que a metodologia híbrida é uma boa alternativa para resolução do campo acústico gerado por escoamentos sobre cavidades. Neste trabalho, utilizar-se-á a analogia acústica de FW-H. Para a resolução do campo de escoamento será adotada a simulação de grandes escalas (LES), via método de volumes finitos, utilizando o modelo de sub-malha dinâmico proposto por Germano et al. (1991). A seguir são fornecidos detalhes da formulação e da metodologia para a solução do problema.

4.2 GEOMETRIA DO PROBLEMA

A geração de ruído está diretamente ligada ao mecanismo de formação de vórtices, à perturbação da camada cisalhante pelo processo de recirculação no interior da cavidade, ao choque de vórtices com a borda a direita da cavidade e à deformação de superfícies elásticas. Perturbações sonoras causadas por esses mecanismos são transportadas ao receptor, localizado no campo afastado da cavidade. Considerando os mecanismos supracitados e as implicações de custo computacional, adotou-se no presente trabalho uma geometria de cavidade bidimensional, representada pelo domínio computacional da Figura 16.

A cavidade bidimensional da Figura 16 apresenta comprimento L , profundidade D e uma aba na borda esquerda da cavidade com comprimento L_A e espessura δ_A . O domínio computacional está dividido em duas regiões: uma região fonte, localizada no interior da linha tracejada, e uma região de amortecimento, localizada ao redor da região fonte. Os receptores R estão localizados no campo afastado, dentro e/ou fora do domínio computacional. Um perfil de velocidade de escoamento turbulento é assumido na entrada do domínio computacional, com o número de Mach do escoamento livre sendo igual a 0,147.

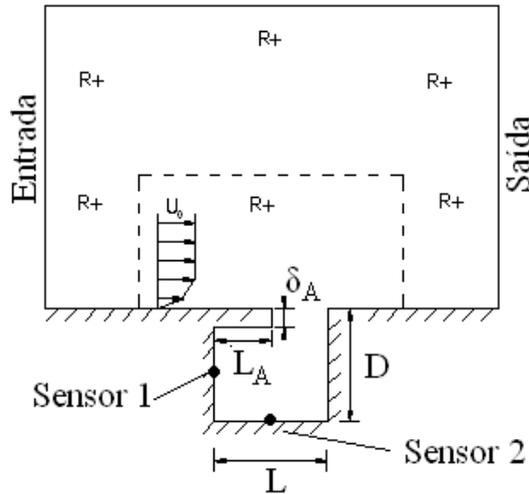


Figura 16 – Geometria e domínio computacional requerido.

4.3 MODELAÇÃO MATEMÁTICA PARA O CAMPO PRÓXIMO

O estado do escoamento em um instante de tempo t e posição $x_i = (x_1, x_2, x_3)$ é definido pela velocidade $u_i = (u_1, u_2, u_3)$ e variáveis termodinâmicas, tais como pressão, densidade e temperatura. Essas quantidades do escoamento podem ser obtidas das equações da conservação de massa, quantidade de movimento e energia.

4.3.1 Equações de Navier Stokes para escoamento compressível

As equações básicas da mecânica dos fluidos são apresentadas a seguir, como ponto inicial para os modelos do campo próximo de escoamento (*near-field*) e do campo afastado (*far-field*).

Equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (23)$$

Equação da conservação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (24)$$

Utilizando as características de um fluido Newtoniano, a tensão viscosa, τ_{ij} , pode ser determinada através da taxa de deformação, S_{ij} . Assim,

$$\tau_{ij} = \mu S_{ij} \quad (25)$$

e

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (26)$$

Por se tratar de um escoamento compressível, a equação da conservação de energia deve ser utilizada para o fechamento do sistema de equações:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E u_k}{\partial x_k} = -\frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} + \frac{\partial \tau_{ij} u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial q_k}{\partial x_k} \quad (27)$$

onde E é a energia total específica e q_k é o fluxo de calor, dados por:

$$E = e + k \quad (28)$$

e

$$q_k = -K \frac{\partial \theta}{\partial x_k} \quad (29)$$

A energia interna específica e é expressa por:

$$e(\bar{x}, t) = C_v \theta(\bar{x}, t) \quad (30)$$

onde C_v é o calor específico a volume constante e k é a energia cinética específica:

$$k = \frac{1}{2} u_k u_k \quad (31)$$

A condutividade térmica K que aparece na Equação (29) pode ser relacionada com a viscosidade através do número de Prandtl, Pr:

$$K = \frac{C_p}{Pr} \mu(\theta), \quad \theta = \theta(\bar{x}, t) \quad (32)$$

onde C_p é o calor específico a pressão constante e μ é a viscosidade dinâmica. A equação de estado para um gás ideal e as seguintes relações entre os coeficientes termodinâmicos são necessários para fechar o sistema de equações:

$$\theta = \frac{1}{R} \frac{p}{\rho} \quad (33)$$

$$\gamma = C_p / C_v \quad (34)$$

$$C_p - C_v = R \quad (35)$$

4.3.2 Simulação de Grandes Escalas

A simulação de grandes escalas (LES) é uma metodologia intermediária entre a simulação direta e a simulação média de Reynolds. Ao contrário de modelos baseados na média de Reynolds, tais como o modelo $k - \varepsilon$, transientes do campo do escoamento são bem capturados e com isto a dinâmica das fontes acústicas é bem representada.

A simulação de grandes escalas é caracterizada por um campo de escoamento em que grandes e pequenas escalas são divididas por um processo de filtragem. As grandes escalas que detêm a maior parcela da energia da turbulência dependem das condições geométricas e das condições de contorno do escoamento. Por outro lado, as pequenas escalas tendem a ser homogêneas, isotrópicas e menos afetadas pelas condições de contorno (desde que Re seja suficientemente elevado e a região analisada esteja afastada o suficiente das fronteiras).

Enquanto a aproximação via equações médias de Reynolds modela todas as escalas da turbulência, a LES resolve a região das grandes escalas e parte da região inercial como mostra a Figura 17. Na LES, somente uma pequena parte do espectro, representada pelas pequenas escalas e interações delas, é modelada, através de um modelo sub-malha.

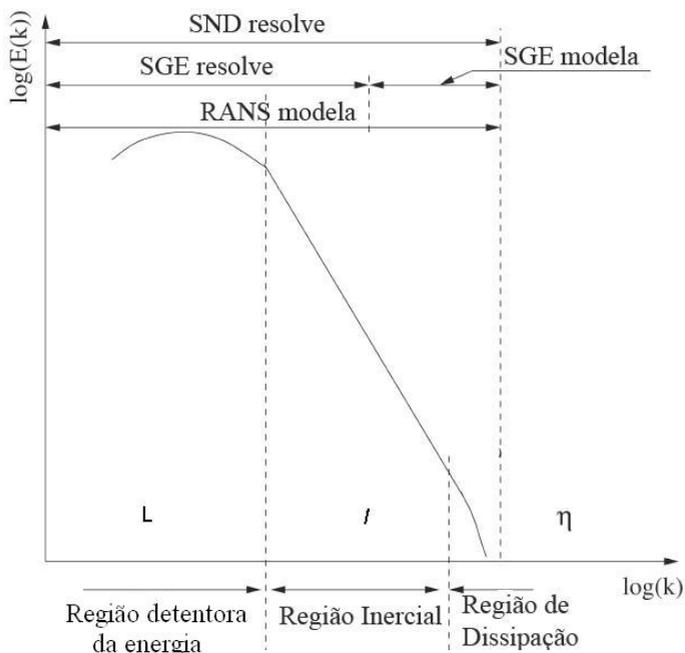


Figura 17 – Escalas resolvidas pelos métodos numéricos.

Uma variável genérica $\Phi(\vec{x}, t)$ das equações governantes é separada em uma parte dita filtrada $\overline{\Phi}(\vec{x}, t)$ e em outra dita de sub-malha $\Phi'(\vec{x}, t)$:

$$\Phi(\vec{x}, t) = \overline{\Phi}(\vec{x}, t) + \Phi'(\vec{x}, t) \quad (4.15) \quad (36)$$

A parte filtrada é dada por

$$\overline{\Phi}(\bar{x}, t) = \int_{V(\bar{x}', t)} G(\bar{x} - \bar{x}', \Delta(\bar{x})) \Phi(\bar{x}, t) d\bar{x}^3 \quad (4.16) \quad (37)$$

onde V é o domínio do fluido e $G(\bar{x} - \bar{x}', \Delta(\bar{x}))$ é uma função filtro que determina o tamanho das escalas resolvidas como, por exemplo:

$$G(\bar{x} - \bar{x}', \Delta(\bar{x})) = \begin{cases} 1/V, & \Delta(\bar{x}) \in V(\bar{x}', t) \\ 0 & \Delta(\bar{x}) \text{ caso contrário} \end{cases} \quad (38)$$

Para escoamentos compressíveis, é conveniente utilizar o filtro de Favre a fim de evitar a introdução de termos de sub-malha na equação da conservação da massa. Assim, o filtro espacial passa a ser definido por:

$$\Phi(\bar{x}, t) = \tilde{\Phi}(\bar{x}, t) + \Phi''(\bar{x}, t) \quad (39)$$

onde $\tilde{\Phi}(\bar{x}, t)$ é o termo que representa a média ponderada da densidade, dado por:

$$\tilde{\Phi}(\bar{x}, t) = \frac{\overline{\rho\Phi}(\bar{x}, t)}{\bar{\rho}} \quad (40)$$

As equações da conservação da massa e da quantidade de movimento filtradas de Favre, após algumas simplificações, podem ser escritas na forma:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_j} = 0 \quad (41)$$

e

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\sigma}_{ji}}{\partial x_j} = - \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} + \frac{\partial (\bar{\sigma}_{ji} - \tilde{\sigma}_{ji})}{\partial x_j} \quad (42)$$

Em adição às equações de conservação de massa e quantidade de movimento, a equação de energia por unidade de massa ε é requerida e escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{\rho\varepsilon})}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{\rho u_k \varepsilon})}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{q}_j}{\partial x_j} + \overline{p} \tilde{S}_{kk} - \tilde{\sigma}_{ji} \tilde{S}_{ij} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{p} \left(u_j \varepsilon - \tilde{u}_j \tilde{\varepsilon} \right) \right] \\ - \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{q}_j - \tilde{q}_j] - [\overline{p S_{kk}} - \overline{p} \tilde{S}_{kk}] + [\overline{\sigma_{ji} S_{ij}} - \tilde{\sigma}_{ji} \tilde{S}_{ij}] \end{aligned} \quad (43)$$

onde \tilde{S}_{ij} é o tensor de Favre, ‘ $\bar{\quad}$ ’ denota uma operação de filtro de sub-malha padrão e ‘ $\tilde{\quad}$ ’ denota uma operação do filtro de Favre.

As relações para os tensores viscosos e para os fluxos de calor que surgem na Equação (43) são expressos por:

$$\bar{\sigma}_{ij} = \overline{2\mu S_{ij}} + \overline{\left(\mu_2 - \frac{2}{3}\mu \right) \delta_{ij} S_{kk}} \quad (44)$$

$$\tilde{\sigma}_{ij} = 2\tilde{\mu} \tilde{S}_{ij} + \overline{\left(\tilde{\mu}_2 - \frac{2}{3}\tilde{\mu} \right) \delta_{ij} \tilde{S}_{kk}} \quad (45)$$

$$\bar{q}_j = -k \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \quad (46)$$

$$\tilde{q}_j = -\tilde{k} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (47)$$

onde μ é a viscosidade molecular, q_j é o fluxo de calor, $\tilde{k} = k(\tilde{T})$ é o valor da condutividade térmica obtida utilizando a temperatura filtrada, $\tilde{\mu} = \mu(\tilde{T})$ e $\tilde{\mu}_2 = \mu_2(\tilde{T})$ são obtidos pela temperatura filtrada.

O lado direito das equações filtradas de Favre apresentadas acima contém os chamados termos sub-malha, os quais representam o efeito das escalas da sub-malha não resolvidas. O primeiro e o segundo termo aparente ao lado direito da Equação (42) é o divergente do tensor de sub-malha, $\tau_{ij} = \overline{\rho(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}$ e a não linearidade do tensor viscoso,

respectivamente. No lado direito da Equação (43), do primeiro ao quarto termo, tem-se a dilatação de pressão sub-malha, o divergente do fluxo de calor da sub-malha, a não linearidade de difusão e a contribuição sub-malha para a dissipação viscosa, respectivamente. Os termos sub-malha resultantes das não linearidades da tensão viscosa e difusão, bem como outros termos na equação de energia, podem ser desprezados para baixos números de Mach (Moin et al.1991). Contudo, a modelação para o tensor sub-malha na equação da quantidade de movimento e para o fluxo de calor sub-malha na equação de energia é sempre requerida para o fechamento das equações do sistema.

4.3.3 Modelo sub-malha

O tensor de sub-malha resultante das operações de filtragem é desconhecido e necessita ser modelado. O objetivo principal para o modelo de sub-malha é descrever os efeitos dissipativos das pequenas escalas que ficam de fora da filtragem e o efeito das pequenas escalas sobre as grandes escalas. Diversos modelos têm sido propostos, baseados em formulações compressíveis e incompressíveis.

Neste trabalho, o modelo dinâmico de Smagorinsky proposto por Germano et al. (1991), e subsequentemente por Lilly (1992), é utilizado para calcular o tensor de sub-malha. Germano et al. (1991) derivam uma identidade algébrica que estabelece uma relação para as tensões turbulentas sub-malha através de dois filtros de comprimentos característicos diferentes:

$$L_{ij} = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} \quad \left\{ \begin{array}{l} L_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \widehat{\widehat{u_i u_j}} \\ T_{ij} = \overline{u_i u_j} - \widehat{\widehat{u_i u_j}} \\ \hat{\tau}_{ij} = \overline{u_i u_j} - \widehat{\widehat{u_i u_j}} \end{array} \right. \quad (48)$$

onde L_{ij} é a tensão turbulenta resolvida a qual representa a contribuição para a tensão de Reynolds das escalas com comprimento intermediário entre o filtro da malha e o segundo filtro, ‘ $\widehat{\widehat{\cdot}}$ ’, também chamado de sub-teste. As quantidades T_{ij} e $\hat{\tau}_{ij}$ são as escalas do tensor de sub-malha obtidas do processo de filtragem. A Equação (48) é utilizada para encontrar com maior precisão o valor do coeficiente de Smagorinsky

como uma função do tempo e do espaço. O modelo de Smagorinsky é utilizado para parametrizar o tensor da sub-malha e as tensões turbulentas sub-teste:

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = -2C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (49)$$

e

$$T_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} T_{kk} = -2C\tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \quad (50)$$

Substituindo as Equações (49) e (50) em (48), um resíduo R_{ij} é definido como:

$$R_{ij} = L_{ij} - T_{ij} + \hat{\tau}_{ij} = L_{ij} - 2CM_{ij} \quad (51)$$

onde

$$M_{ij} = \left(\bar{\Delta} |\bar{S}| \bar{S}_{ij} - \tilde{\Delta} |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \right) \quad (52)$$

O resíduo R_{ij} entre o fechamento e as tensões resolvidas, pode ser minimizado pela aplicação da técnica dos mínimos quadrados (Lilly, 1991), requerendo que:

$$\frac{\partial R^2}{\partial C} = \frac{\partial \langle R_{ij} R_{ij} \rangle}{\partial C} = 0 \quad (53)$$

Substituindo a Equação (51) em (53), obtém-se

$$\langle (L_{ij} - 2CM_{ij}) M_{ij} \rangle = 0 \quad (54)$$

Assim o valor para o coeficiente dinâmico, C , pode ser expresso da seguinte forma:

$$C = \frac{1}{2} \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \quad (55)$$

4.4 MODELAÇÃO MATEMÁTICA PARA O CAMPO AFASTADO

A forma diferencial da equação de FW–H é uma reorganização das equações de Navier Stokes e da continuidade em uma equação da onda não homogênea com dois termos fontes de superfície e um termo fonte de volume ao lado direito da equação.

Considere que o volume $B(t)$ contém uma superfície $S(t)$ e o controle desta superfície em movimento arbitrário é dado pela função indicadora $f(\vec{x}, t)$ tal que:

$$f(\vec{x}, t) \begin{cases} > 0 & \text{se } \vec{x} \in B(t) & \text{(no campo de escoamento)} \\ = 0 & \text{se } \vec{x} \in S(t) & \text{(sobre a superfície de controle)} \\ < 0 & \text{se } \textit{externo } B(t) \end{cases} \quad (56)$$

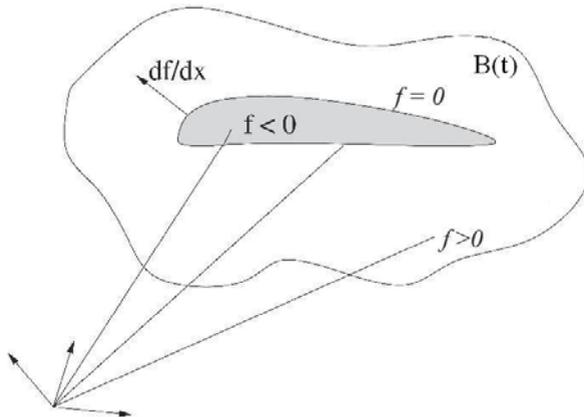


Figura 18 – Função indicadora sobre a superfície de controle. (Mihăescu, 2005).

A função *Heaviside* é definida como

$$H(f(\bar{x}, t)) = \begin{cases} 1 & \text{when } f(\bar{x}, t) > 0 \\ 0 & \text{when } f(\bar{x}, t) < 0 \end{cases} \quad (57)$$

Quando aplicada sobre a superfície de controle, a mesma pode ser expressa pela seguinte função:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial f} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial x_i} v_i = 0 \quad (58)$$

onde v_i é a velocidade local da superfície de controle.

Definindo um delta de Dirac por:

$$\delta(f(\bar{x}, t)) = \frac{\partial H}{\partial f} = \begin{cases} 1 & \text{quando } f(\bar{x}, t) = 0 \\ 0 & \text{quando } f(\bar{x}, t) \neq 0 \end{cases} \quad (59)$$

tem-se

$$\frac{\partial H}{\partial x_i} = \frac{\partial H}{\partial f} \frac{\partial f}{\partial x_i} = \delta(f) \cdot |\nabla f| n_i \quad (60)$$

onde n_i é a normal local externa da superfície de controle:

$$n_i = \frac{\partial f / \partial x_i}{\sqrt{(\partial f / \partial x_i)(\partial f / \partial x_i)}} = \left[\frac{\nabla f}{\|\nabla f\|} \right]_{f=0} \quad (61)$$

Multiplicando a equação de conservação de massa (23) e a equação de movimento (24) por $H(f)$ e reordenando os termos, as seguintes equações são obtidas:

$$\frac{\partial}{\partial t} [H(f)(\rho - \rho_0)] + \frac{\partial}{\partial x_i} [H(f)\rho u_i] = [\rho(u_i - v_i) + \rho_0 v_i] \frac{\partial H(f)}{\partial x_i} \quad (62)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [H(f)\rho u_i] + \frac{\partial}{\partial x_j} [H(f)c_0^2(\rho - \rho_0)] = -\frac{\partial}{\partial x_i} [T_{ij}H(f)] + \\ + [\rho u_i(u_j - v_j) + (p - p_0)\delta_{ij} - \tau_{ij}] \frac{\partial H(f)}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (63)$$

onde u_i é a velocidade do fluido, ρ_0 , p_0 e c_0 são a densidade, pressão e velocidade do som. T_{ij} é chamado de tensor de Lighthill e é dado por:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + [(p - p_0) - c_0^2(\rho - \rho_0)]\delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (64)$$

Seguindo o procedimento de Lighthill (1952, 1954), para as variáveis acústicas $p' = p - p_0$, chega-se à forma diferencial da equação de FW-H:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \right) [Hc_0^2(\rho')] = \frac{\partial}{\partial t_i} [\rho_0 U_n |\nabla f| \delta(f)] + \\ - \frac{\partial}{\partial x_i} [F_i |\nabla f| \delta(f)] + \frac{\partial^2 (HT_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \end{aligned} \quad (65)$$

onde

$$U_n = \left[\frac{\rho u_i}{\rho_0} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right) v_i \right] n_i \quad (66)$$

e

$$F_i = [(p')\delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho u_i(u_j - v_j)] n_j \quad (67)$$

No lado direito da equação diferencial de FW-H, Equação (65), existem três termos fontes. O primeiro termo fonte representa uma distribuição monopolo (*thickness noise*) devido à geometria e à cinemática do movimento do corpo sólido; o segundo termo é uma distribuição do tipo dipolo (*loading noise*) gerado pela interação do escoamento com os contornos sólidos e o último termo é uma

distribuição quadrupolo que contempla os efeitos não lineares gerados por choques em escoamentos supersônicos, turbulência e vórtices no campo de escoamento.

Considerando que $Q(\bar{y}, \tau)$ representa a soma dos três termos fontes ao lado direito da Equação (65), que a região fonte é compacta, que o comprimento das ondas sonoras é muito maior do que as escalas da região fonte e que as interações entre o campo sonoro e o campo de escoamento são desprezíveis, uma solução formal da equação diferencial de FW-H pode ser obtida:

$$Hc_0^2(\rho - \rho_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_{f(\bar{y}, \tau) \geq 0} Q(\bar{y}, \tau) \cdot G(\bar{x}, t; \bar{y}, \tau) d^3 \bar{y} d\tau \quad (68)$$

com a seguinte relação:

$$\begin{aligned} \oint_{f(\bar{y}, \tau) \geq 0} \frac{\partial^n F(\bar{y}, \tau)}{\partial x_i \partial x_j \dots \partial x_n} G(\bar{x}, t; \bar{y}, \tau) d^3 \bar{y} = \\ \frac{\partial^n}{\partial x_i \partial x_j \dots \partial x_n} \oint_{f(\bar{y}, \tau) \geq 0} F(\bar{y}, \tau) G(\bar{x}, t; \bar{y}, \tau) d^3 \bar{y} \end{aligned} \quad (69)$$

onde $|\nabla f| d^2 \bar{y} = dS(\bar{y})$, $d^3 \bar{y} = dV(\bar{y})$, $Hc_0^2(\rho - \rho_0) = Hp'$. Assim a solução formal da equação diferencial de FW-H pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} 4\pi Hp'(\bar{x}, t) = \\ \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_{f(\bar{y}, \tau) > 0} \frac{T_{ij}(\bar{y}, \tau) \delta(t - \tau - r/c_0)}{r} dV(\bar{y}) d\tau - \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_{f(\bar{y}, \tau) = 0} \frac{F_i(\bar{y}, \tau) \delta(t - \tau - r/c_0)}{r} dS(\bar{y}) d\tau + \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_{f(\bar{y}, \tau) = 0} \frac{\rho_0 U_n(\bar{y}, \tau) \delta(t - \tau - r/c_0)}{r} dS(\bar{y}) d\tau \end{aligned} \quad (70)$$

onde os termos T_{ij} , F_i e U_n , são definidos nas Equações (64) e (65), \bar{x} e \bar{y} são as posições do observador e da fonte, respectivamente. Assim a Equação (70) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned}
4\pi H p'(\vec{x}, t) = & \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \left[\frac{T_{ij}}{r|1-M_r|} \right]_{\tau=t-\frac{r}{c_0}} dV(\vec{y}) - \\
& \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{F_i}{r|1-M_r|} \right]_{\tau=t-\frac{r}{c_0}} dS(\vec{y}) + \\
& \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{U_n}{r|1-M_r|} \right]_{\tau=t-\frac{r}{c_0}} dS(\vec{y})
\end{aligned} \tag{71}$$

com:

$$M_r = v_i r_i / c_0 \tag{72}$$

O termo $|1-M_r|^{-1}$ é chamado fator de Doppler, v_i é a componente de velocidade local do controle de superfície, r_i é a componente vetorial entre a posição do observador e da fonte.

5 MÉTODO NUMÉRICO DE SOLUÇÃO

5.1 INTRODUÇÃO

Uma vez que o sistema de equações governantes apresentado não pode ser resolvido analiticamente, deve-se partir para uma abordagem numérica para a solução. O presente capítulo descreve inicialmente os detalhes do método utilizado para a solução numérica do campo de escoamento, considerando o domínio computacional, a malha computacional e condições de contornos. Em seguida, o procedimento para o cálculo da pressão acústica no campo afastado também é descrito. Finalmente, apresentam-se os detalhes do processo de verificação e validação do modelo numérico.

5.2 CAMPO DO ESCOAMENTO

As equações diferenciais parciais necessárias para a simulação de grandes escalas (LES), Equações (41) a (43), são resolvidas numericamente pelo método dos volumes finitos. Para este fim o código computacional Fluent (2006) baseado no método dos volumes finitos foi empregado. A idéia básica do método de volumes finitos é dividir o domínio de solução em pequenos volumes e integrar as equações de conservação em cada um deles. Desta integração resulta um sistema de equações algébricas que, quando resolvido, fornece os campos das propriedades que representam a solução do escoamento.

A solução das equações da continuidade, quantidade de movimento e energia é realizada de forma acoplada através de uma formulação implícita para a integração temporal das variáveis do problema. O acoplamento pressão-velocidade não é necessário, pois as variáveis são todas calculadas de forma simultânea em uma única matriz. A Figura 19 apresenta um esquema simplificado do algoritmo do cálculo do sistema acoplado, baseado na densidade (Fluent, 2006). Para a simulação do escoamento considerado neste trabalho, as equações governantes devem ser discretizadas tanto no espaço como no tempo. A fim de reduzir a difusão numérica devido à discretização espacial utilizou-se um esquema híbrido para a interpolação das variáveis, composto por um esquema diferença central e um esquema de segunda ordem *upwind*, conhecido na literatura como *Low Diffusion Roe Flux*

Difference Splitting Scheme. A discretização no tempo para a integração de todos os termos na equação diferencial ao longo de um passo de tempo Δt é realizada com um esquema implícito de segunda ordem.

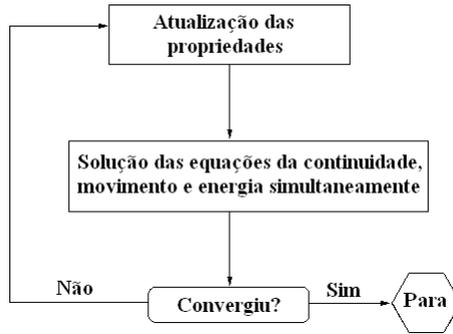


Figura 19 – Diagrama do método baseado na densidade.

A solução do sistema de equações lineares é realizada de forma simultânea pela fatoração da matriz de coeficientes, através da decomposição *Incomplete Lower Upper* (ILU), com o método *Algebraic Multigrid* (AMG). Maiores detalhes sobre os esquemas podem ser encontrados em Fluent (2006).

5.2.1 Condição de Contorno

Ao se resolver qualquer sistema de equações diferenciais parciais, as condições de contorno, juntamente com as condições iniciais, definem a solução do problema. As condições de contorno, mostradas na Figura 16 são descritas a seguir.

5.2.1.1 Condição de contorno na entrada do domínio.

A condição de contorno na entrada do domínio é geralmente conhecida na grande maioria dos problemas de mecânica dos fluidos computacional. No presente trabalho isto não acontece e, seguindo a indicação de Henderson (2002, 2004), o perfil de velocidade foi representado pela equação empírica de Lei de potência:

$$\frac{u}{U} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n} \quad (73)$$

onde U é a velocidade fora da camada limite, y é a distância medida a partir da parede e δ é a espessura da camada limite. Seguindo a sugestão de Henderson (2002, 2004), neste trabalho adotou-se $n=7$, $\delta=17$ mm e o número de Mach do escoamento livre igual a 0,147.

5.2.1.2 Condição de contorno na saída do domínio.

Para a condição de contorno na saída do domínio computacional, a jusante do escoamento, uma condição de contorno de pressão igual à pressão do ambiente não perturbado foi adotada em todos os casos analisados. Condições de contornos não reflexivas (*non-reflecting boundary condition* – NRBC) também foram utilizadas, com o intuito de que a propagação das ondas acústicas e estruturas do escoamento transiente ocorram para fora do domínio, evitando reflexões espúrias. Estas condições são baseadas nas relações de ondas características, derivadas a partir das equações de Euler (FLUENT, 2006).

5.2.1.3 Condição de contorno na fronteira afastada e na superfície sólida.

Na face superior do domínio computacional uma condição de simetria foi adotada (Zhang et al, 2004; Ask et al, 2005). Esta condição foi escolhida para evitar uma mudança abrupta nas junções com as superfícies em que se aplicam as condições de contorno de entrada e de saída, evitando problemas de instabilidade numérica. Na face inferior, onde está localizada a cavidade, uma condição de parede adiabática e sem escorregamento foi adotada.

Para minimizar as reflexões geradas pelas ondas acústicas e estruturas do escoamento, principalmente na entrada e face superior do domínio, uma região de amortecimento (*buffer zone*) foi adicionada ao domínio computacional.

Como condição inicial utiliza-se o campo de propriedades do escoamento para a condição de regime permanente, obtida a partir da resolução numérica das equações via média de Reynolds (RANS) com o emprego do modelo RNG $k-\varepsilon$.

5.3 CAMPO AFASTADO

A metodologia numérica empregada para a previsão do campo acústico já foi mencionada na Seção 4.4. Seguindo esse procedimento, o campo de escoamento é obtido da simulação de grandes escalas e utilizado para prever o ruído acústico. A analogia acústica empregada desacopla a propagação do som do processo de geração, permitindo separar o processo de solução do escoamento daquele associado à análise acústica.

O código FLUENT (2006) dispõe do método baseado na equação de FW-H. A formulação FW-H adota uma forma geral da analogia acústica de Lighthill e é capaz de prever o ruído gerado por fontes acústicas equivalentes, tais como monopolo, dipolo e quadrupolo, como descrito na Seção 4.4.

O código FLUENT (2006) adota uma formulação integral no domínio do tempo em que o histórico temporal da pressão sonora do receptor é diretamente calculado pela avaliação de integrais de superfície. Essas integrais de superfície necessitam de uma solução temporal de elevada precisão para as variáveis do escoamento, tais como pressão e velocidade, e densidade sobre a superfície fonte (emissão). As superfícies fonte foram colocadas sobre superfícies impermeáveis (paredes) e permeáveis (interior), conforme ilustrado na Figura 20. Para minimizar os efeitos das condições de contorno nas variáveis utilizadas para o cálculo dos termos fontes, a superfície de controle é ligeiramente menor que o domínio total utilizado para a simulação de grandes escalas.

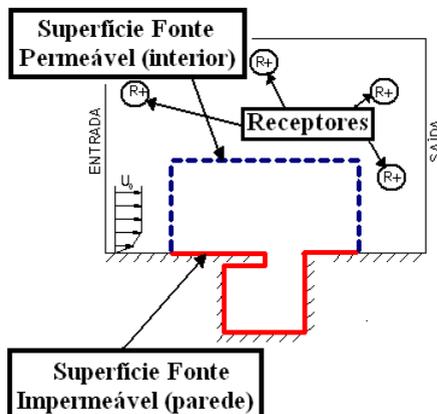


Figura 20 – Esquema da localização das superfícies fontes.

O sinal de pressão sonora obtido para cada receptor foi processado utilizando um programa de pós-processamento, desenvolvido no presente trabalho com o código Matlab (2002). Aplicou-se a Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform* - FFT) com um processo de janelamento do sinal, a partir da qual foi possível então calcular o espectro de quantidades acústicas, tal como o nível de pressão sonora total.

5.4 VERIFICAÇÃO DE SOLUÇÃO E VALIDAÇÃO

Uma etapa importante em simulações numéricas é a verificação do modelo numérico e a validação dos resultados. A verificação é o processo que determina a precisão de uma dada solução numérica em relação ao sistema de equações matemáticas sendo resolvidas, enquanto que a validação é o processo em que se avalia se os resultados representam o comportamento real do fenômeno sendo investigado.

A verificação e a validação podem ser realizadas, por exemplo, através de testes de refino de malha e pela comparação entre resultados numéricos e experimentais. Os processos de verificação e validação dos resultados do presente trabalho ocorreram em duas etapas, uma para o escoamento e outra para o campo acústico.

5.4.1 Campo de escoamento

A verificação de erros de truncamento da solução numérica do escoamento foi realizada através do uso de três malhas computacionais com diferentes níveis de refinamento: malha 1 com 304.000 volumes, malha 2 com 362.000 volumes e malha 3 com 512.000 volumes. As Figuras Figura 21, Figura 22 e Figura 23, ilustram o nível de refinamento dessas malhas na região da camada cisalhante. O monitoramento da pressão estática na parede da cavidade foi o critério adotado para a análise de convergência dos resultados em relação à malha. A escolha deste parâmetro se deve ao fato de que dados experimentais estão disponíveis para comparação em Henderson (2000, 2004)

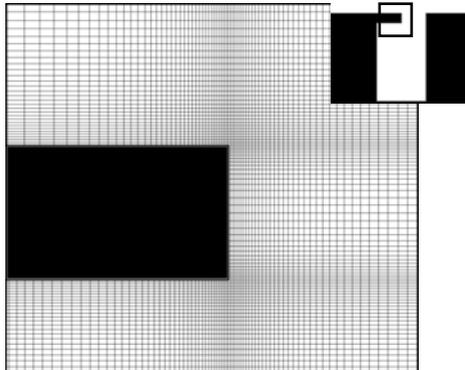


Figura 21 – Malha 1 com refino menor (304.000 volumes).

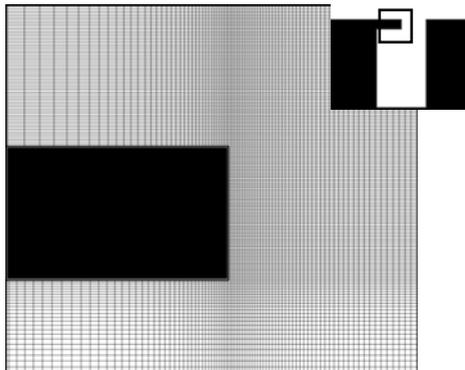


Figura 22 – Malha 2 com refino intermediário (362.000 volumes).

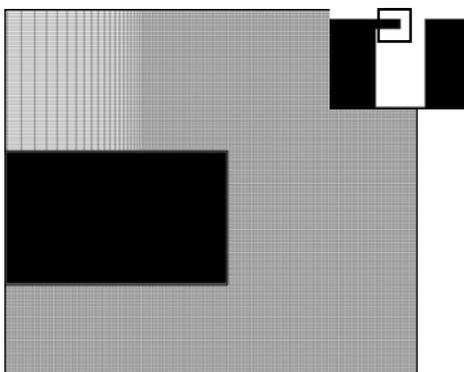
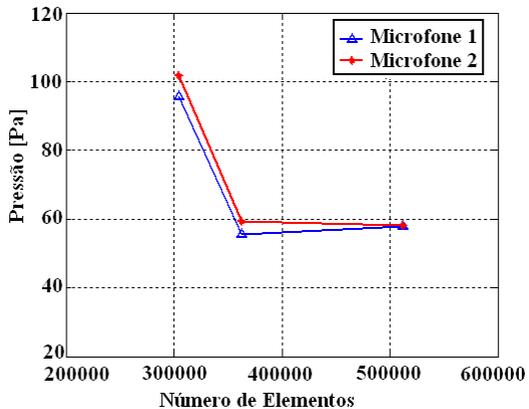
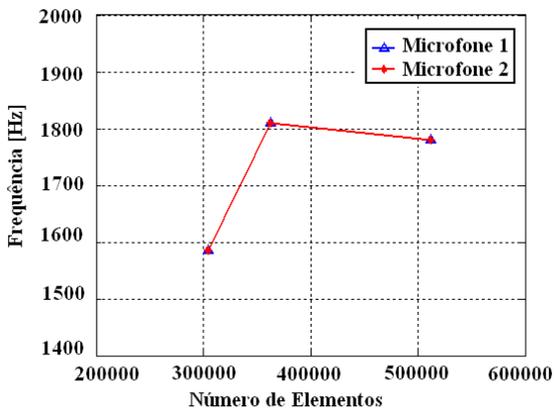


Figura 23 – Malha 3 com refino maior (512.000 volumes).

O valor da frequência dominante e o correspondente valor de pressão nas posições indicadas na Figura 16 na parede à esquerda da cavidade (sensor 1) e na base da cavidade (sensor 2) foram utilizados como critério para analisar a convergência dos resultados. Nos resultados da Figura 24 nota-se que os resultados obtidos com malha de refino intermediário e refino maior apresentam uma diferença de menos de 4,5% para a pressão e uma diferença de 1,6% para a frequência. Considerando os recursos computacionais disponíveis durante o desenvolvimento do trabalho, optou-se por utilizar a malha de 362.000 elementos para o restante das simulações. Uma verificação dos resultados também foi realizada em relação ao passo de tempo, testando três valores: $1,5 \times 10^{-5}$, $5,5 \times 10^{-6}$ e 2×10^{-6} . Observou-se que o maior passo de tempo ocasionou uma instabilidade numérica do procedimento iterativo de solução, e os passos de tempo de $5,5 \times 10^{-6}$ s e 2×10^{-6} s não produziram diferenças nos valores de frequência e de pressão dominante; assim o passo de tempo de $5,5 \times 10^{-6}$ s, que equivale ao número de Courant de 5,5, foi adotado. A escolha do intervalo de tempo adotado na discretização temporal foi feita conforme apresentado em Koutsavdis (2007). Em trabalhos similares disponíveis na literatura, os passos de tempo adotados variam de 15ms (Koutsavdis, 2007) a $0,12\mu\text{s}$ (Wang et al, 2007).



(a)



(b)

Figura 24 – (a) Convergência de pressão e (b) frequência para as malhas testadas.

A Figura 25 apresenta o espectro do nível de pressão no centro da lateral esquerda da cavidade, referente ao resultado numérico após o escoamento ter alcançado uma condição periódica plenamente desenvolvida.

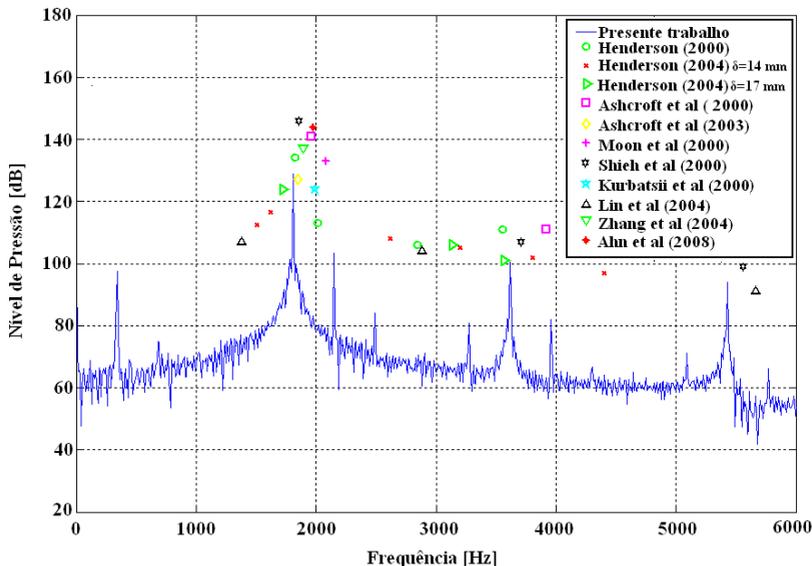


Figura 25 – Espectro do nível de pressão no centro da lateral esquerda da cavidade (29,58D, -0,55D).

O modelo numérico prevê que a frequência dominante ocorre em 1809 Hz, em discordância com os dados experimentais de Henderson (2000, 2004) e resultados numéricos de outros autores, como mostra a Tabela 1. Embora tenha sido feita uma verificação detalhada da malha, deve ser mencionado que os resultados de frequência e amplitude são bastante sensíveis à espessura da camada limite a montante da cavidade.

5.4.2 Campo Acústico

O campo acústico gerado pelo escoamento subsônico turbulento sobre a cavidade é calculado por meio da formulação de FW-H. Neste estudo, foi testado o emprego de uma superfície permeável e também de uma superfície impermeável. Devido à ausência de dados experimentais na literatura, os resultados foram primeiramente comparados com a solução analítica para um problema simplificado e, posteriormente, com a radiação sonora calculada diretamente da simulação de grandes escalas.

5.4.2.1 Comparação com solução analítica

Os níveis de pressão sonora para os receptores mostrados na Figura 26 foram calculados e comparados com a solução analítica da equação da onda no sistema de coordenadas cilíndricas.

O potencial complexo para um monopolo bidimensional em coordenadas cilíndricas é dado por Ziomek (1995) como:

$$\phi(t, \vec{r}) = \frac{V_0}{k} \frac{H_0^{(2)}(kr)}{H_0^{(2)'}(ka)} e^{i\omega t} \quad (74)$$

onde $\vec{r} = (r, \psi, z)$, V_0 é uma constante real em m/s e $H_j^{(n)}$ é a função Hankel de ordem j e tipo n .

Tabela 1 - Comparação com resultados de outros autores.

Autores		δ (mm)	Frequência [Hz]*	Amplitude [dB]	
Resultados Experimentais	Henderson (2000)	2	1824 3648	144 111	
		12	1824 2016 2848 3552	134 113 106 111	
	Henderson (2004)		14	1727 3136 3568	124 106 101
			17	1504 1624 2616 3808 4400	112 116 108 102 97
	Ashcroft et al. (2000), URANS- $k\omega$	22		1960 3920	141 111
		Ashcroft et al. (2003), URANS- $k\omega$		18.44	1850
	Resultados Numéricos	Moon et al. (2000),		19	2080
		Shieh et al. (2000), DES	1,5	1852 3705 5557	146 107 99
				Kurbatsii et al. (2000), DNS	1
		2	1990		124
3		1840	110		
Lin et al. (2004)		14	1381 2880 5662	107 104 91	
			Zhang et al (2004), URANS - $k\epsilon$	12	1890
Ahn et al (2008) URANS - $k\epsilon$		2,9	1976	143.9	
Presente trabalho		17	1809 3618	128.9 100.4	

*Os números em negritos referem-se à frequência dominante.

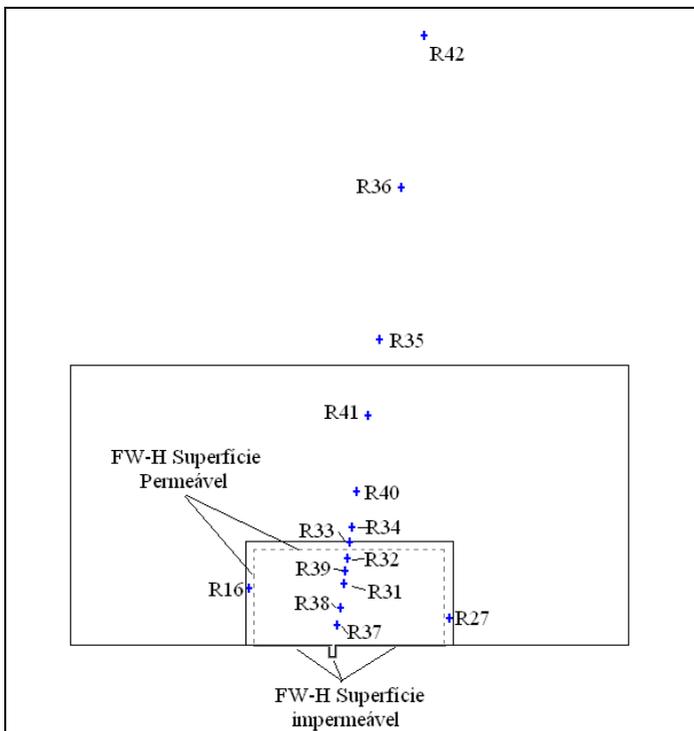


Figura 26 – Domínio computacional e posição dos receptores.

As Figuras Figura 27 e Figura 28 apresentam uma comparação entre os resultados obtidos com a formulação de FW-H e a solução analítica. A Figura 27 apresenta a máxima pressão acústica em função da distância entre o receptor e a fonte. Por sua vez, a Figura 28 apresenta a comparação das partes real e imaginária da pressão acústica em função da distância entre o receptor e a fonte. Deve ser observado que a parte imaginária da pressão acústica não tem um significado físico e foi empregada aqui apenas para efeito de validação da modelo numérico. Os resultados são concordantes com a solução analítica (

Tabela 2) e o maior erro, em torno de 40%, é notado para o receptor 35. Deve ser enfatizado que a solução analítica engloba apenas fonte do tipo monopolo. Por outro lado, embora a radiação sonora predominante neste caso seja do tipo monopolo, existe também uma pequena contribuição de fonte do tipo dipolo Assim, os erros observados nessas comparações podem estar associados à contribuição da fonte dipolo na solução FW-H.

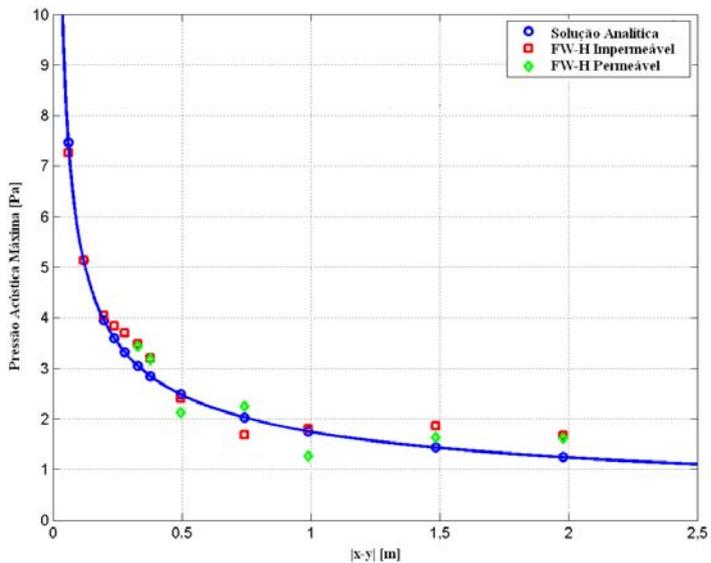


Figura 27 – Pressão acústica máxima em função da distância ao observador.

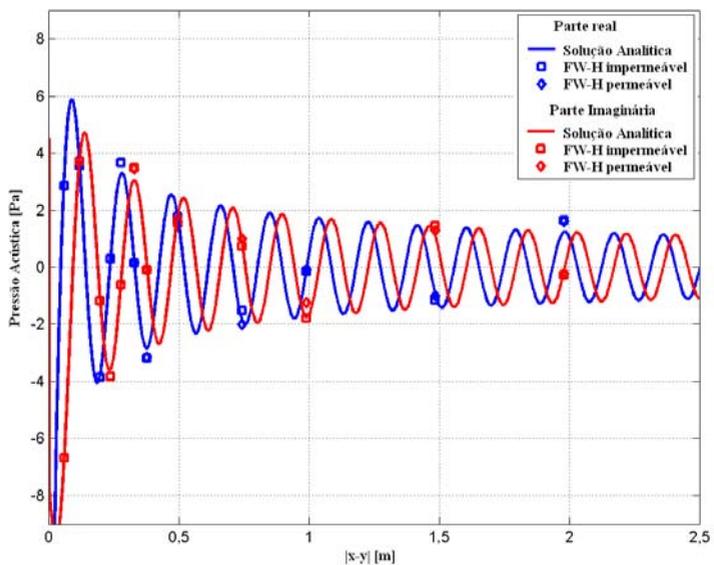


Figura 28– Parte real e parte imaginária da pressão acústica.

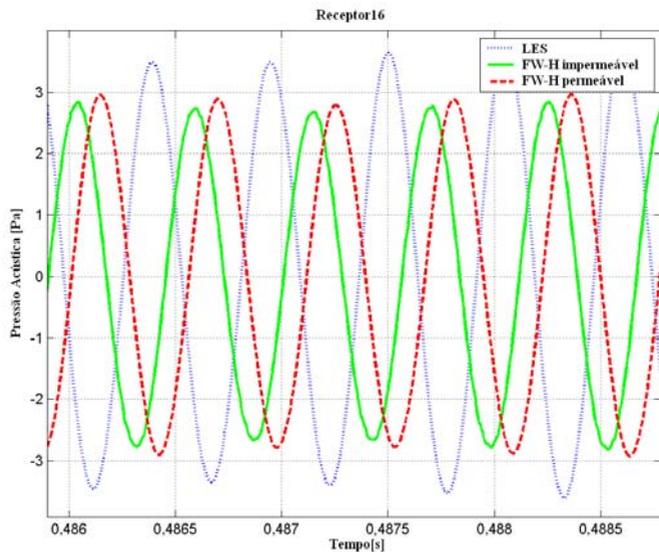
Tabela 2 - Comparação entre formulação FW-H e solução analítica.

Receptor	x-y [m]	Percentual de Erro	
		FW-H Impermeável	FW-H Permeável*
R37	0.06	2,7 %	----
R38	0.120	0,0 %	----
R31	0.200	2,3 %	----
R39	0.240	6,6 %	----
R32	0.281	10,3 %	----
R33	0.332	12,5 %	11,1 %
R34	0.382	11,0 %	10,5 %
R40	0.500	3,0 %	17,1 %
R41	0.750	20,8 %	9,7 %
R35	0.999	2,8 %	39,9 %
R36	1.500	22,9 %	12,2 %
R42	2.00	25,5 %	23,1 %

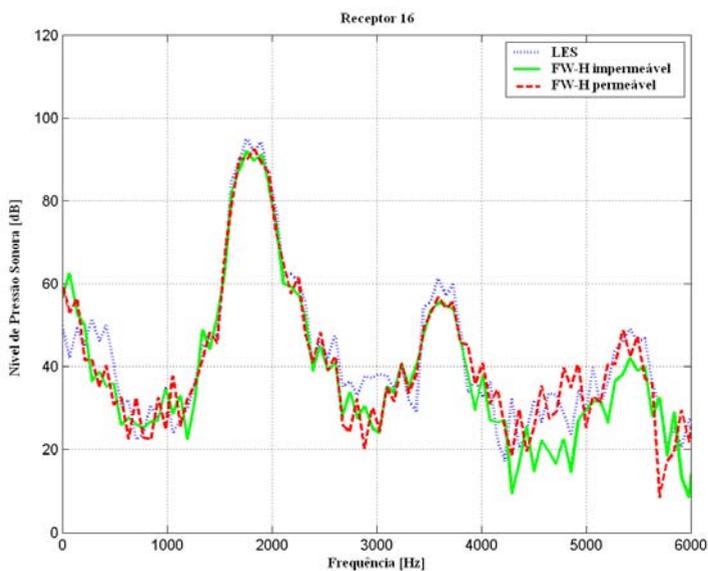
*Superfície permeável localizada em $y/D = 10,8$.

5.4.2.2 Comparação com resultados da simulação de grandes escalas (LES)

Em uma segunda etapa do procedimento de verificação, o campo sonoro externo à cavidade foi calculado diretamente utilizando a simulação de grandes escalas. O domínio computacional foi estendido a uma distância de aproximadamente 2λ da cavidade, onde λ é o comprimento de onda da frequência fundamental (1809 Hz). Três receptores, R16, R27 e R33, localizados no campo distante foram monitorados e as previsões de pressão sonora da LES foram comparadas com os resultados obtidos com a formulação de FW-H (Figuras Figura 29, Figura 30 e Figura 31).



(a)



(b)

Figura 29 – Comparação entre LES e FW-H para o receptor R16: (a) sinal da pressão acústica; (b) espectro do nível de pressão sonora.

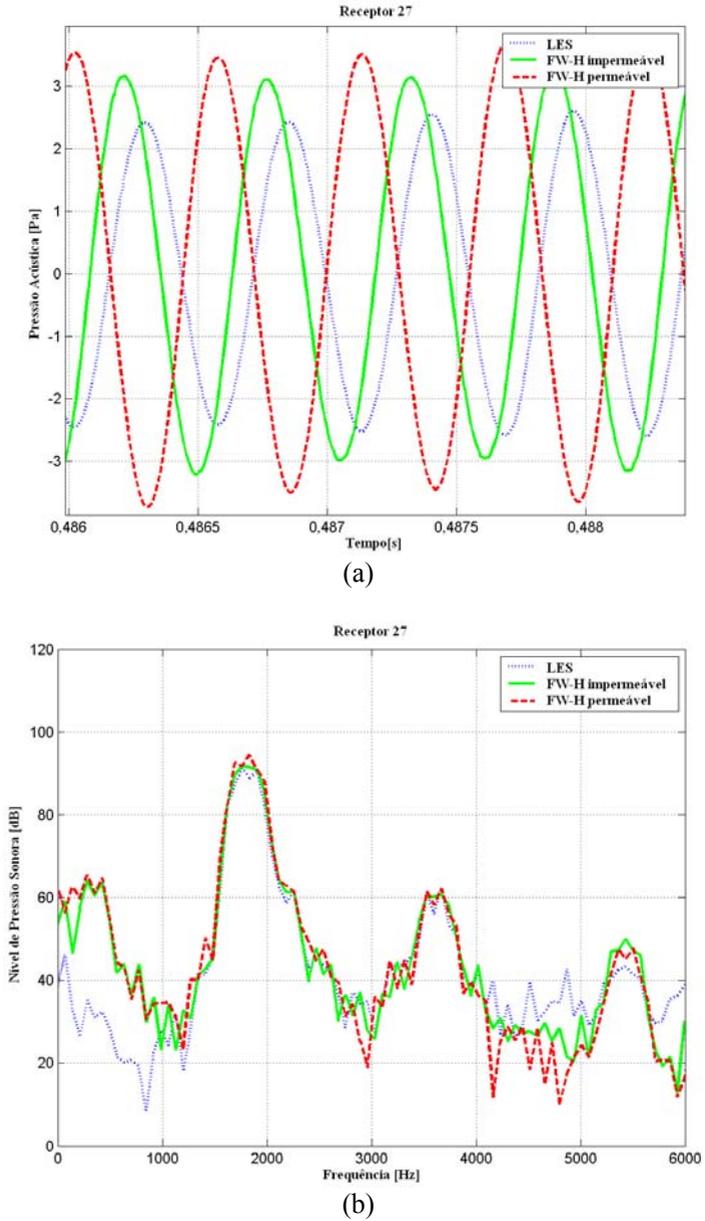
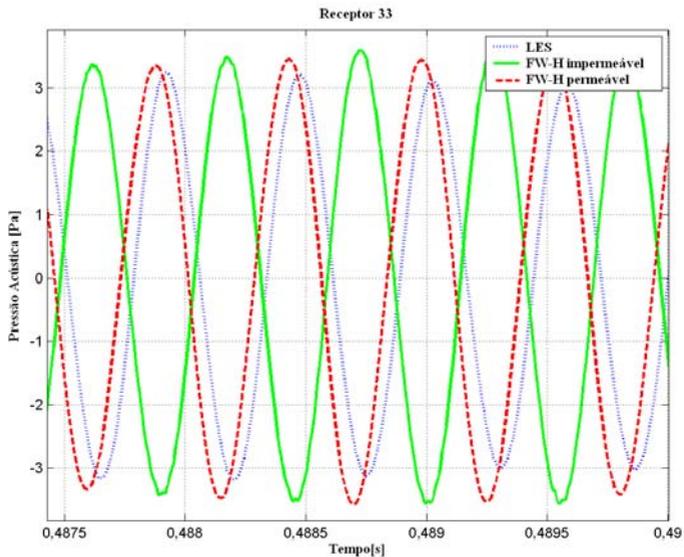
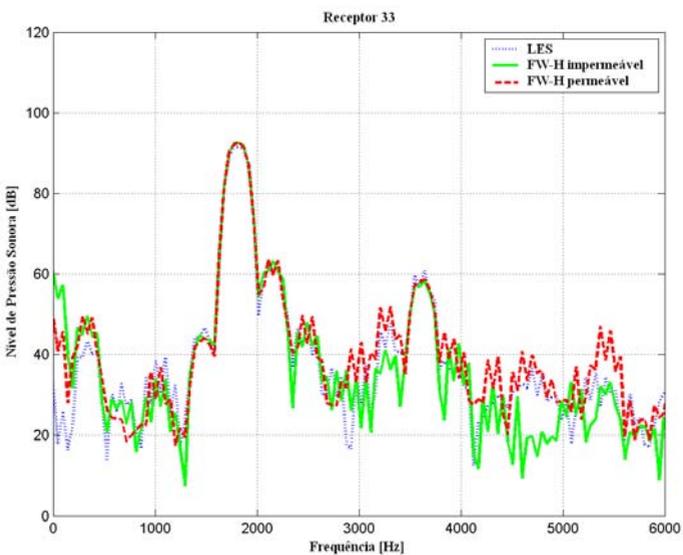


Figura 30 – Comparação entre LES e FW-H para o receptor R27: (a) sinal da pressão acústica; (b) espectro do nível de pressão sonora.



(a)



(b)

Figura 31 – Comparação entre LES e FW-H para o receptor R33: (a) sinal da pressão acústica; (b) espectro do nível de pressão sonora.

Os resultados mostram que os níveis de pressão sonora calculada a partir da analogia acústica de FW-H, tanto com superfície permeável e como com superfície impermeável, estão muito próximos dos níveis de ruído calculado diretamente pela simulação de grandes escalas (LES). Observa-se uma discrepância em torno de 1 dB entre a previsão da LES e ambas as formulações de FW-H, exceto para o receptor R27 localizado a jusante da cavidade, para a qual a diferença é de aproximadamente 6 dB quando a analogia de FW-H é empregada com uma superfície permeável. Os maiores erros ocorrem nas posições dos receptores R16 e R27, localizados a jusante e a montante da cavidade. Uma análise detalhada deverá ser feita para a verificação da origem desses erros.

6 RESULTADOS

6.1 INTRODUÇÃO

Após realizada a etapa de verificação e validação, este capítulo apresenta os resultados finais do estudo da aeroacústica de cavidades, considerando o efeito de variações geométricas e de regime de velocidade.

Todas as simulações foram realizadas com o código Fluent (2006) seguindo as metodologias descritas no Capítulo 5. Caso não se especifique o contrário, as condições de contorno adotadas para as diferentes configurações de escoamento são as mesmas apresentadas na Seção 5.2.1.

Tanto para a região do escoamento como para o campo acústico, os resultados são apresentados na forma de contornos de pressão e de vorticidade, bem como valores de pressão sonora e hidrodinâmica em determinadas posições nos domínios do tempo e da frequência.

Os valores de contornos de pressão e vorticidade não são indicados, pois o principal objetivo é a apresentação das estruturas vorticiais.

Como o problema é de natureza transiente, decidiu-se ilustrar os resultados apenas os instantes mais significativos do processo.

6.2 CAVIDADE SEM ABA E MACH = 0,147 (CASO 1)

A cavidade bidimensional representada na Figura 32 possui comprimento $L = 15,9\text{mm}$ e profundidade $D = 9,7\text{mm}$. O domínio computacional é apresentado na Figura 33, juntamente com a origem do sistema de coordenadas. O domínio computacional adotado na simulação de grandes escalas é $59 \leq x/D \leq 126,1$ na direção do escoamento e $-1 \leq y/D \leq 10,3$ na direção normal.

Os observadores estão localizados em um campo afastado, a uma distância $206D$ do centro da cavidade e nas posições apresentadas na Tabela 3.

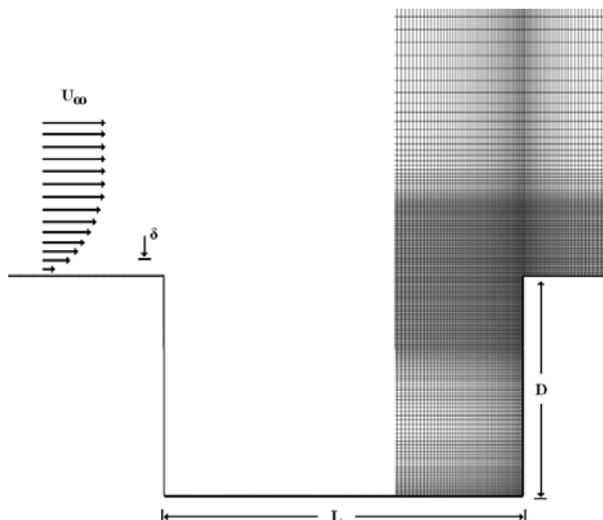


Figura 32 – Cavidade bidimensional.

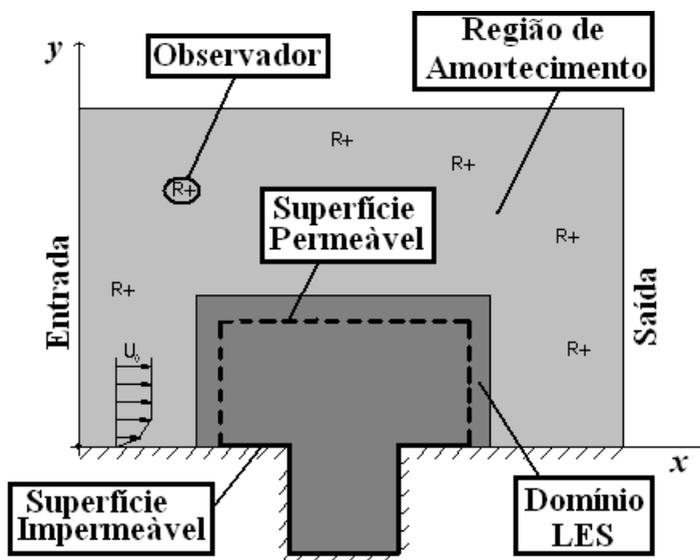


Figura 33 – Domínio computacional

Tabela 3 – Posição dos observadores.

	R1	R2	R3	R4	R5	R6
x/D	-109,8	-84,5	-53,2	-11,7	41,8	88,2
y/D	53,2	110,2	149	179,5	200,5	206,2

	R7	R8	R9	R10	R11	R12
x/D	119,6	139,5	192,9	250,1	276,8	291,4
y/D	204	200	178,5	129,5	86,6	42,6

A região de amortecimento tem um comprimento 59D em ambas as direções e contém 25 células. O tamanho da célula da malha é aproximadamente 0,0052D junto à parede, de forma a fornecer $y^+ \approx 1$ (unidade de parede). O número total de células é 206.604, das quais 32.986 são localizados na região de amortecimento.

As quantidades acústicas são determinadas pela analogia acústica de Ffowcs-Williams – Hawkings (FW-H), com superfícies permeáveis e impermeáveis. A região fonte para a superfície impermeável corresponde à superfície sólida da cavidade, no intervalo entre 62D e 123,1D na direção do escoamento. Para as superfícies permeável, o domínio se situa entre 0 e 7,3D na direção normal e de 62D a 123,1D na direção do escoamento.

6.2.1 Campo de escoamento

A Figura 34 mostra a flutuação de pressão no centro da lateral esquerda da cavidade. É possível observar um mecanismo auto-sustentado com um período em torno de 5×10^{-4} s, significando que há um mecanismo dominante próximo da frequência de 2000 Hz, conforme confirmado através do espectro da pressão (Figura 35). De forma mais detalhada, observa-se na Figura 35 o nível de pressão de 106dB na frequência dominante de 1980Hz.

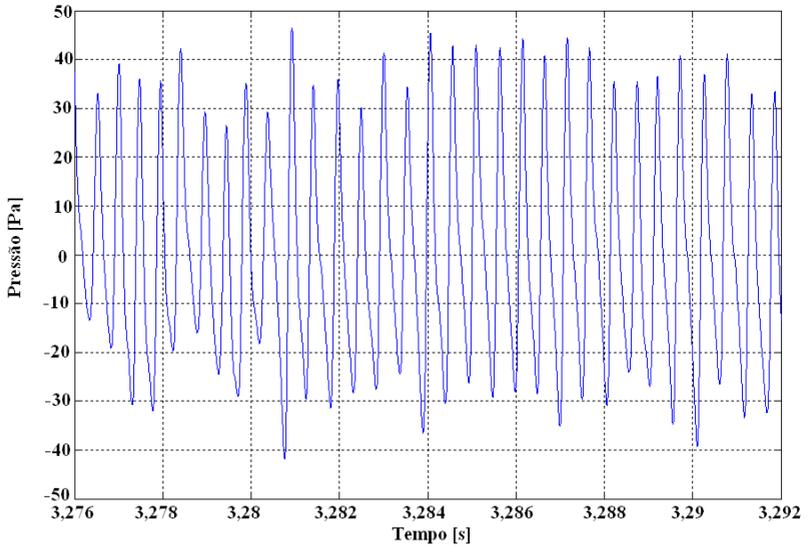


Figura 34 – Monitoramento da pressão em (88D,-0,5D).

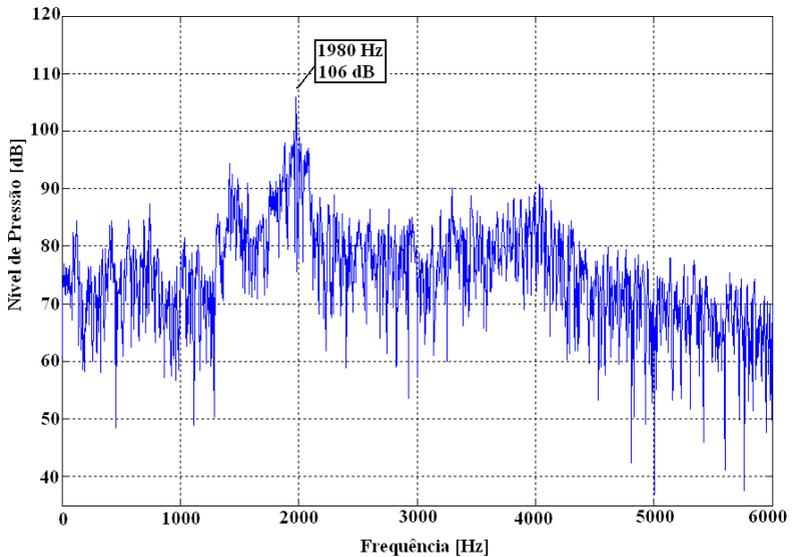


Figura 35 – Espectro da pressão em (88D,-0,5D).

Os contornos instantâneos de vorticidade apresentados na Figura 36 demonstram que o escoamento na cavidade é caracterizado por um processo de recirculação, conhecido como modo de camada cisalhante. Conforme descrito por Rowley et. al. (2002), o processo inicia-se com a perturbação da camada cisalhante causando o desprendimento de um vórtice, o qual se choca com a borda direita da cavidade. As perturbações na camada cisalhante são claramente evidentes na figura e o comportamento no interior da cavidade é caracterizado por uma grande região de recirculação, acompanhada por regiões de recirculação secundárias, conforme pode-se interpretar dos contornos de pressão da Figura 37.

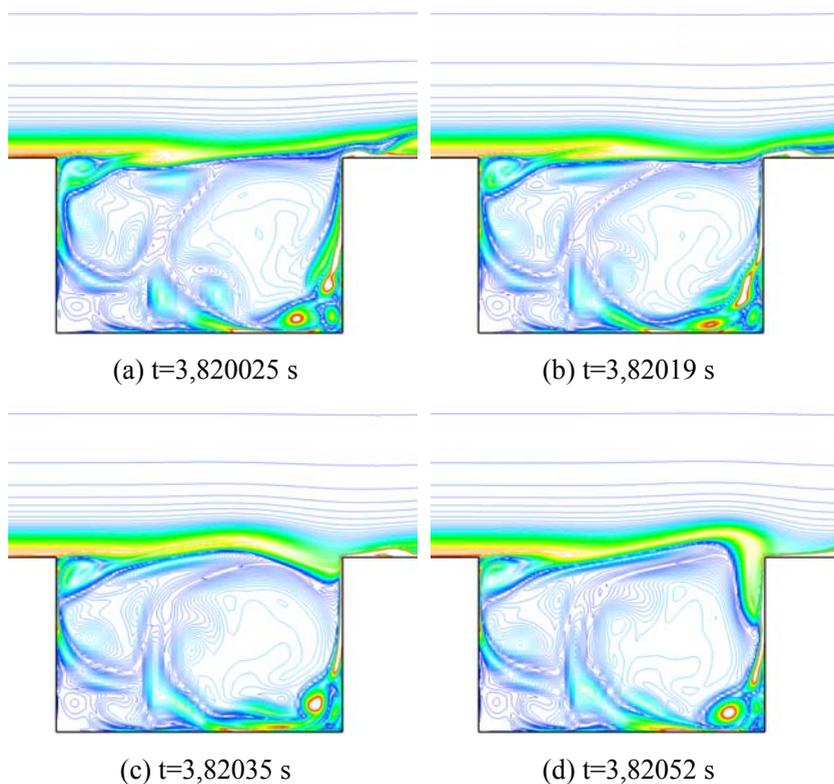


Figura 36 – Contornos instantâneos de vorticidade durante um período.

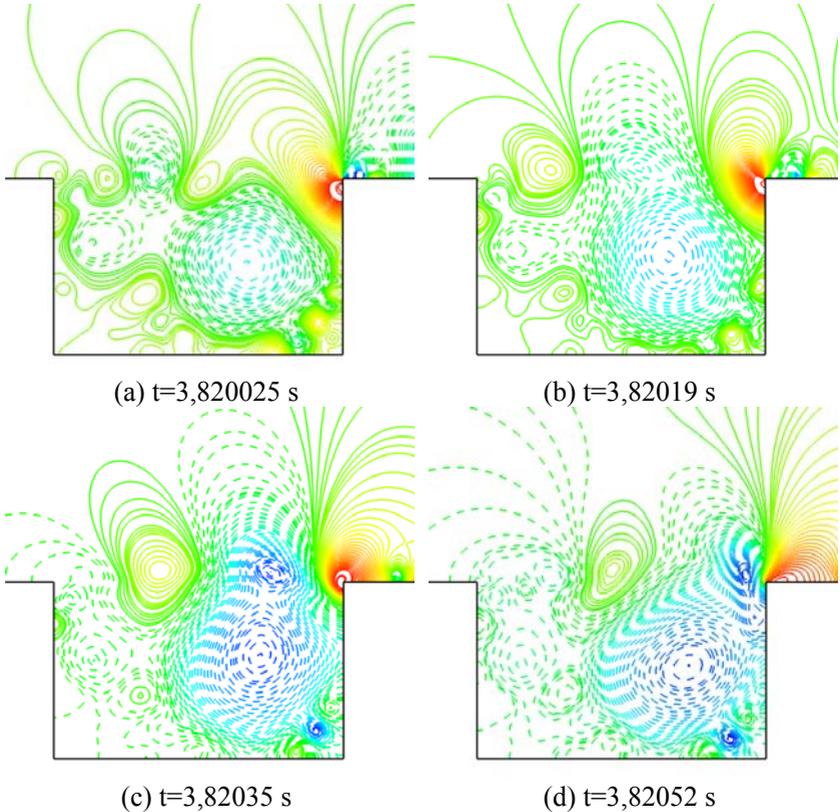


Figura 37 – Contornos instantâneos de pressão durante um ciclo, contornos negativos (linhas tracejadas) e contornos positivos (linhas sólidas)

A Figura 38 apresenta contornos de velocidade média do escoamento. A média do escoamento indica que a grande região de circulação ocupa a metade da cavidade e fica situada próxima à parede lateral direita. Este fato indica que a interação do escoamento no interior da cavidade com a camada cisalhante é relativamente fraco, conforme também indicado por (Rowley et. al. , 2002).

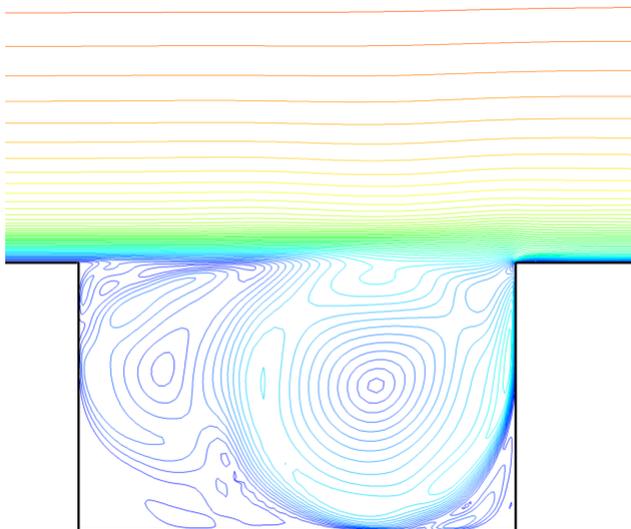


Figura 38 – Contornos de velocidade média.

6.2.2 Campo acústico (campo afastado)

A Figura 39 apresenta a diretividade da pressão sonora total extraída a partir da analogia acústica FW-H com superfícies permeável e impermeável, sobre um semicírculo de raio $206D$ centrado na aresta direita da cavidade. Observa-se uma discrepância entre os resultados das duas formulações de FW-H. Uma análise detalhada deverá ser feita para a verificação da discrepância.

A Figura 40 apresenta o monitoramento da pressão sonora para um observador localizado em $x/D=119,6$ e $y/D= 204$. O correspondente espectro do nível de pressão sonora é apresentado na Figura 41. A frequência dominante de 1980Hz corresponde ao choque das estruturas turbilhonares com a borda direita da cavidade, tendo uma amplitude de $77,2\text{ dB}$.

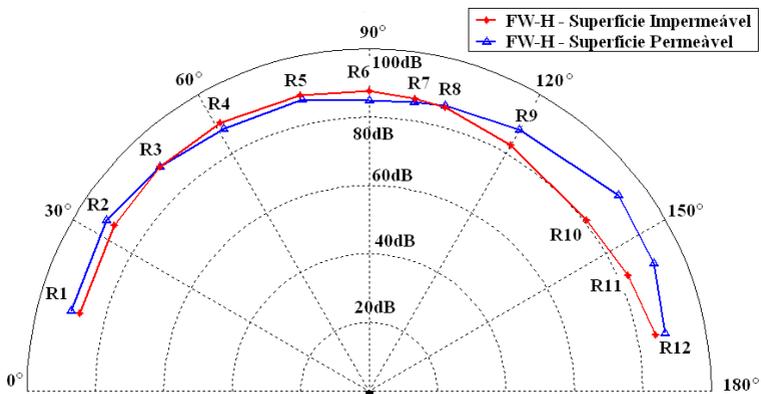


Figura 39– Diretividade das formulações de FW-H.

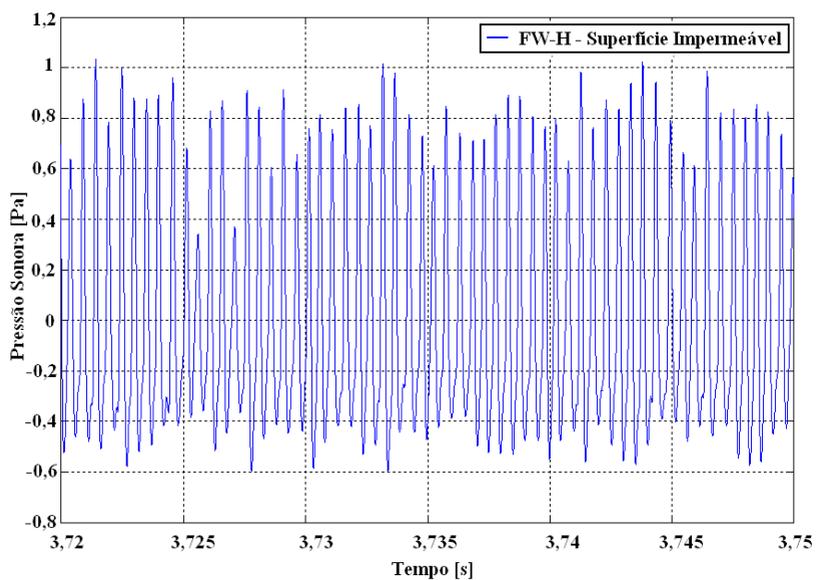


Figura 40 – Monitoramento da pressão sonora em $x/D= 119,6$ e $y/D=204$.

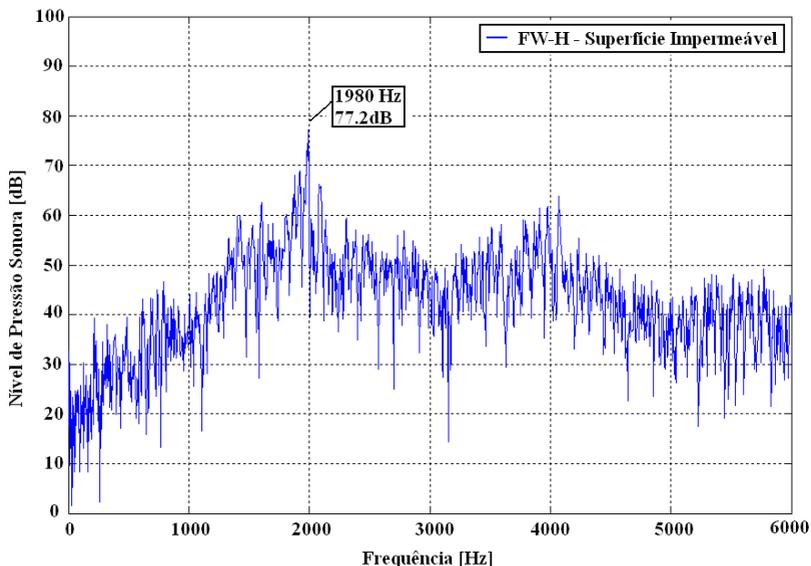


Figura 41 – Espectro do Nível de pressão Sonora em $x/D=119,6$ e $y/D=204$.

6.3 CAVIDADE AUTOMOBILÍSTICA PADRÃO (CASO 2)

A cavidade considerada neste caso é uma cavidade de porta de um automóvel analisada no *Third Computational Aeroacoustic Workshop on Benchmark Problems* (Henderson, 2000). Esta cavidade foi simulada por Kurbatskii et al. (2000) com DNS, Shieh et al. (2000) utilizando DES e Ashcroft et al. (2003) via U-RANS.

A cavidade bidimensional, representada na Figura 42, apresenta comprimento $L=15,9$ mm, profundidade $D=28,6$ mm, e uma aba na borda esquerda da cavidade com comprimento $L_A=8$ mm e espessura $\delta_A=3,2$ mm.

Conforme indicado no domínio computacional apresentado na Figura 43, a origem do sistema de coordenadas está localizada na fronteira esquerda do domínio computacional. Para a simulação de grandes escalas o tamanho do domínio computacional é representado por $20 \leq x/D \leq 43,77$ na direção do escoamento e $-1 \leq y/D \leq 11,88$ na direção normal. A região de amortecimento tem comprimento $20D$ em ambas as direções e contém 23 células.

A malha do domínio computacional é aproximadamente igual a $0,0017D$ próximo à parede e na região da camada cisalhante. O tamanho

das células da malha é variado progressivamente com um fator de escala de no máximo 1,10 em direção à saída do domínio para promover a dissipação das estruturas do escoamento. Para evitar erros de dispersão e difusão numérica que comprometam os resultados do campo acústico, malhas suficientemente refinadas são utilizadas. O número total de células é 362.894, dos quais 38.950 são localizados na região de amortecimento.

A previsão do campo acústico é realizada pela analogia acústica de FW-H, com superfícies permeáveis e impermeáveis. A região fonte para a superfície impermeável é a mesma que a superfície sólida da cavidade, ficando entre $21D$ e $42,7D$ na direção do escoamento. Para a superfície permeável, o domínio se estende de 0 a $10,8D$ na direção normal e $21D$ a $42,7D$ na direção do escoamento.

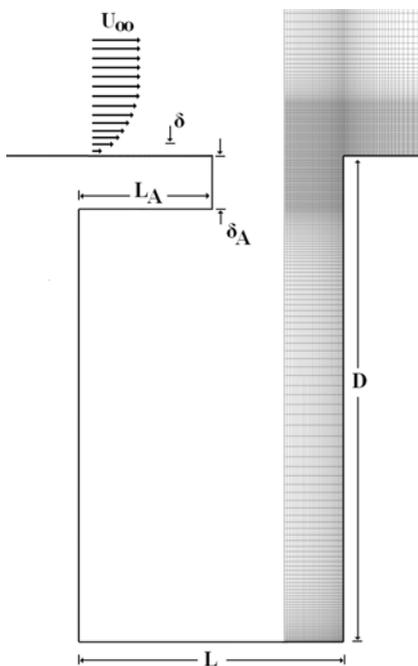


Figura 42 - Cavidade bidimensional.

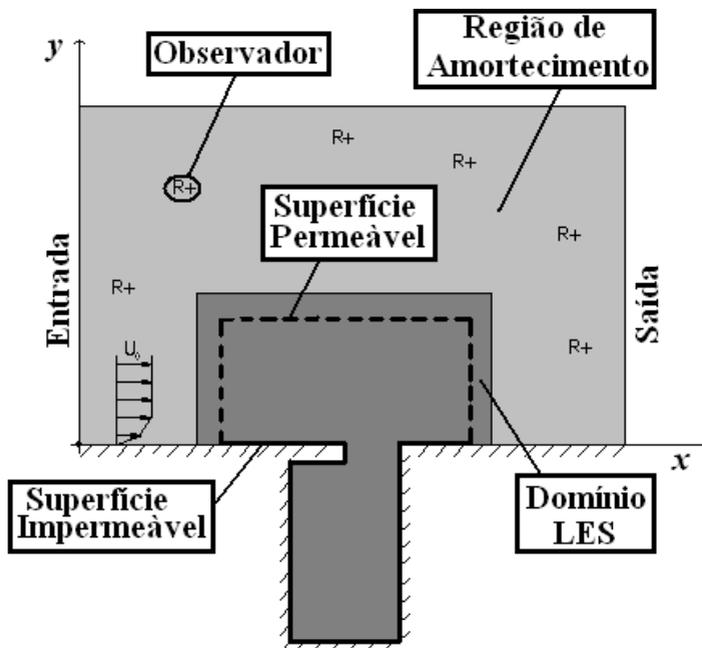


Figura 43 – Domínio Computacional.

6.3.1 Campo de escoamento

Uma análise dos contornos instantâneos de vorticidade e pressão podem ser empregados para mostrar as características do escoamento na cavidade. A Figura 44 apresenta os contornos de vorticidade para quatro instantes de tempo consecutivos. Nota-se que os vórtices são liberados periodicamente da borda esquerda da cavidade. A Figura 44(a) mostra o crescimento de um vórtice, o qual é separado pelo aumento de instabilidades na camada cisalhante. O vórtice formado choca-se com a borda direita da cavidade (Figura 44(b)) e parte desta estrutura é carregada para a jusante do escoamento, formando pequenos vórtices (Figura 44(c)). Esses vórtices podem ser vistos claramente nos contornos de pressão (Figura 45(a,b,c,d)). Outra parte do vórtice move-se no interior da cavidade, formando uma região de recirculação (Figura 44(d)) que perturba a camada cisalhante.

Heller e Bliss (1975) descreveram esse mecanismo de oscilação em cavidades sem aba como um efeito de “falso pistão” que resulta na

adição e remoção intermitente de massa na cavidade, originado pelo movimento transiente da camada cisalhante. Ashcroft et al (2003), observaram também este mecanismo no gargalo da cavidade e notaram que a oscilação tinha características semelhantes ao ressonador de Helmholtz.

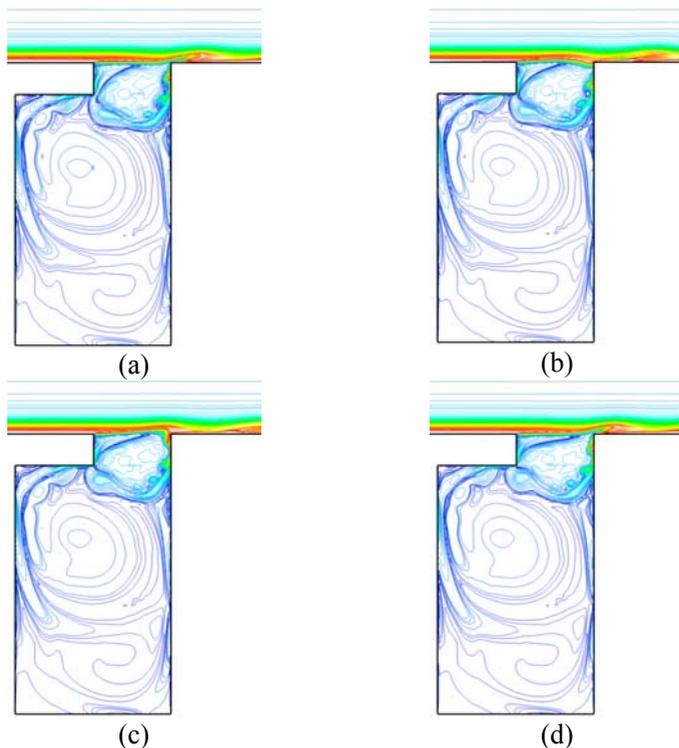


Figura 44 – Contornos instantâneos de vorticidade durante um período.

A Figura 46, mostra contornos instantâneos de vorticidade obtidos por DNS (Kurbatskii et. al., 2000) e obtidos pela LES neste trabalho. Os resultados de DNS e LES estão em concordância e evidenciam o espalhamento de pequenos vórtices na borda direita da cavidade

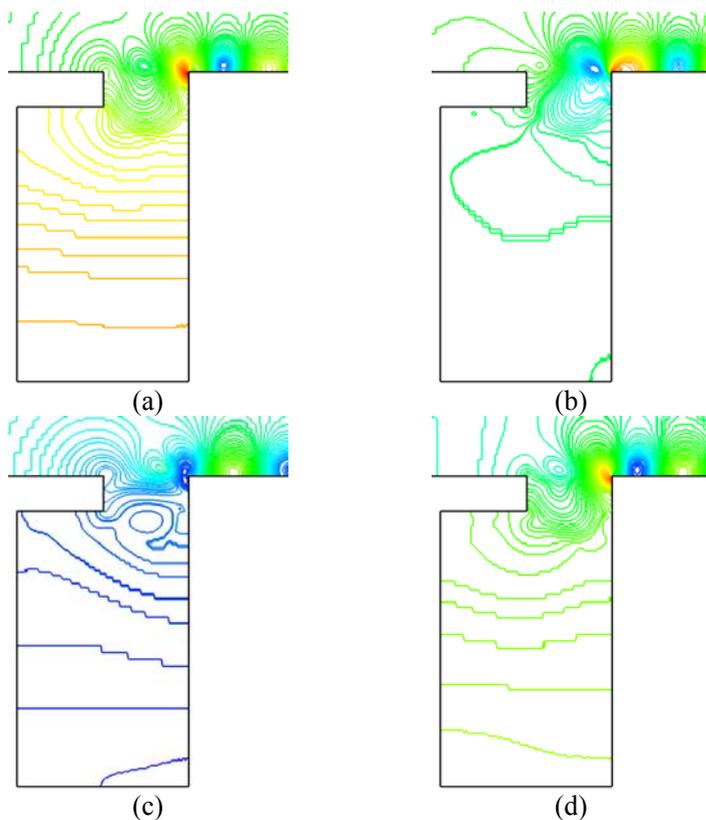


Figura 45 – Contornos instantâneos de pressão durante um ciclo.

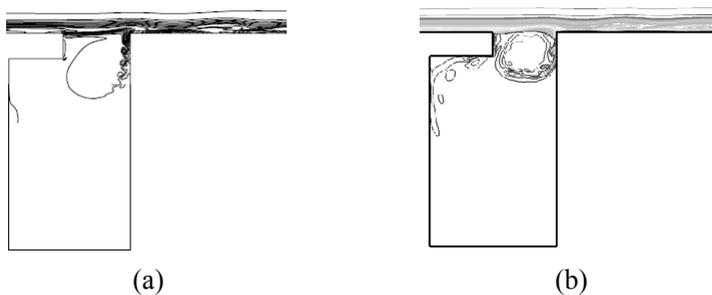


Figura 46 – Contorno instantâneo de vorticidade (a) DNS por Kurbatskii et al. (2000); (b) LES do presente trabalho.

Com o objetivo de se identificarem as frequências de oscilação, o sinal da pressão sonora foi monitorado no centro da lateral esquerda da cavidade (29,58D,-0,55D). As Figura 47 e Figura 48 mostram respectivamente o sinal no tempo e sua transformada para o espaço da frequência para uma condição periódica plenamente desenvolvida. A frequência dominante ocorre em 1809 Hz e está de acordo ao valor da frequência de ressonância do ressonador de Helmholtz, 1850 Hz, obtida por Ashcroft et al (2003), e com os resultados apresentados por outros autores, conforme a Tabela 1 da Seção 5.4. Segundo Shieh et al (2000), cavidades consideradas profundas tem características semelhantes ao ressonador de Helmholtz.

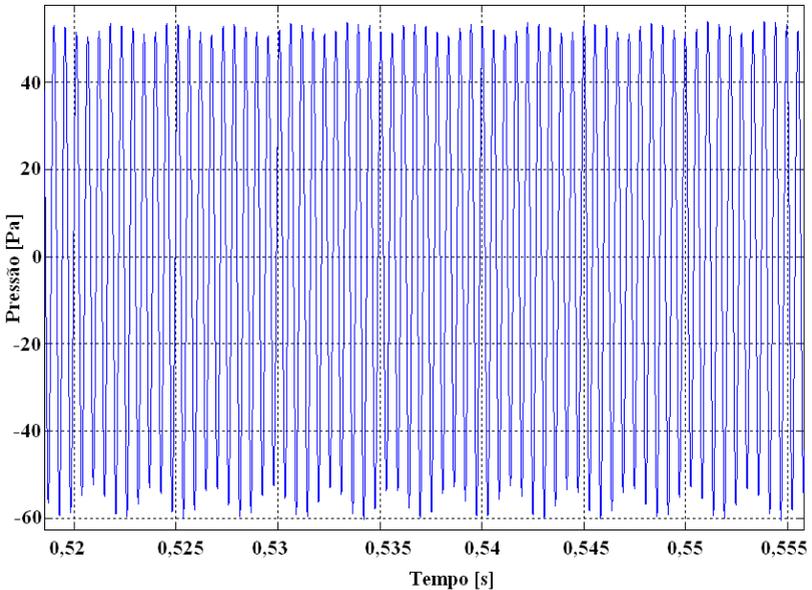


Figura 47 – Sinal do tempo no centro da lateral esquerda da cavidade (29,58D,-0,55D).

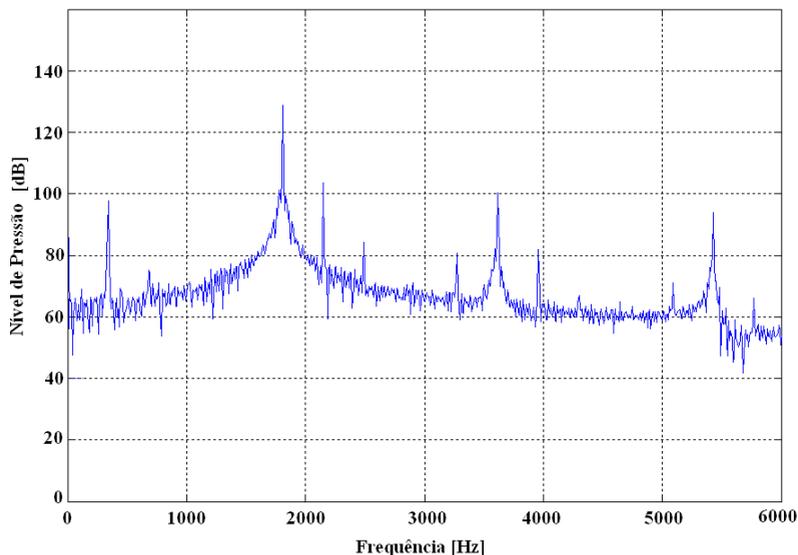
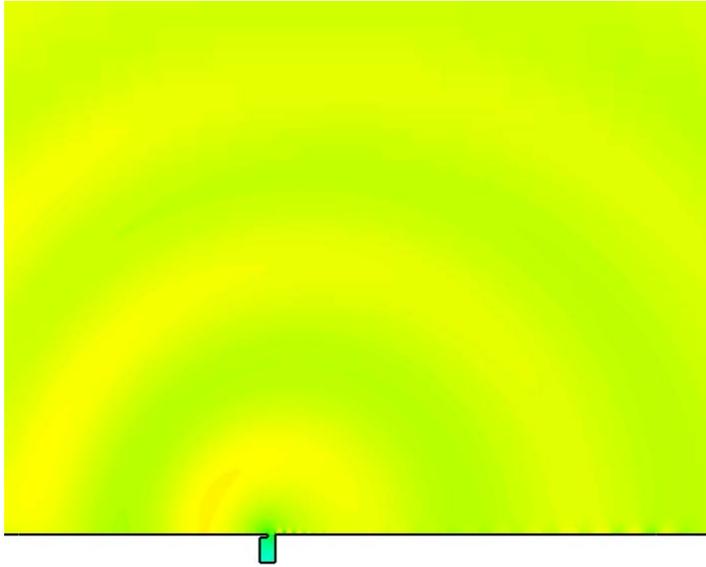


Figura 48 – Espectro do nível de pressão sonora no centro da lateral esquerda da cavidade (29,58D,-0,55D).

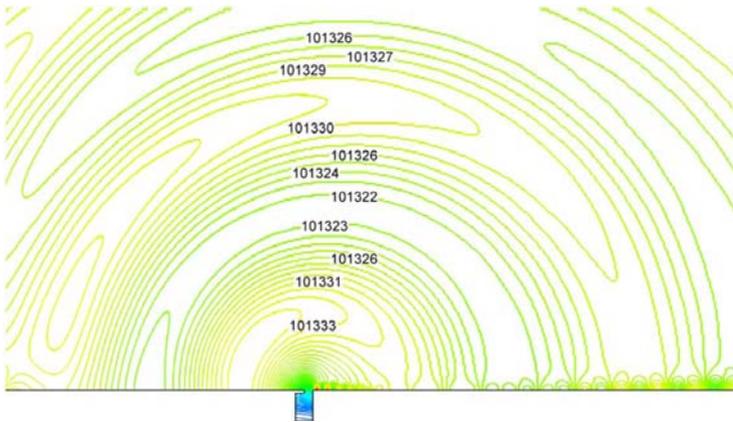
6.3.2 Campo acústico (campo afastado)

Os contornos de pressão no campo afastado permitem identificar a diretividade da propagação do campo acústico externamente à cavidade e são apresentados na Figura 49. Nota-se a predominância de uma fonte do tipo monopolo, a qual é comum em escoamentos subsônicos sobre cavidades, concordando com os resultados obtidos por Ashcroft et al.(2003), Shieh et al.(2000) e Kurbatskii et al. (2000).

A Figura 50 apresenta a diretividade da pressão sonora total, extraídos a partir da analogia acústica FW-H com superfícies permeável e impermeável, sobre um semicírculo de raio 70D centrado na aresta direita da cavidade. Observa-se uma discrepância entre as duas formulações de FW-H a jusante e a montante da cavidade. Como mencionado anteriormente, uma análise detalhada deverá ser feita para a verificação da discrepância.



(a)



(b)

Figura 49 – (a) Contornos e (b) valores de pressão a um campo distante.

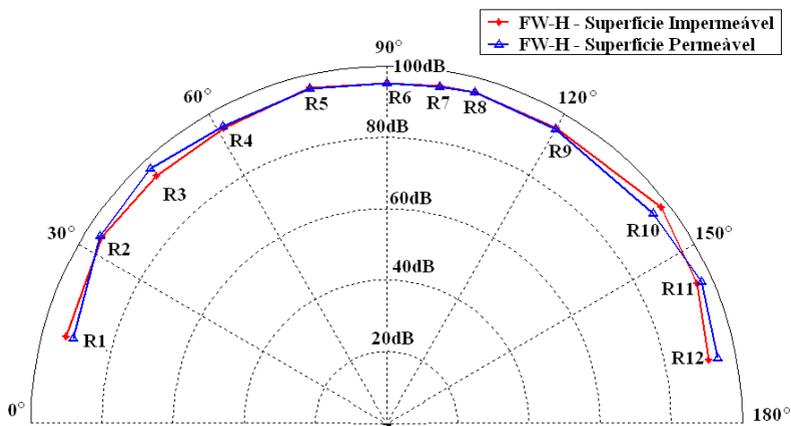
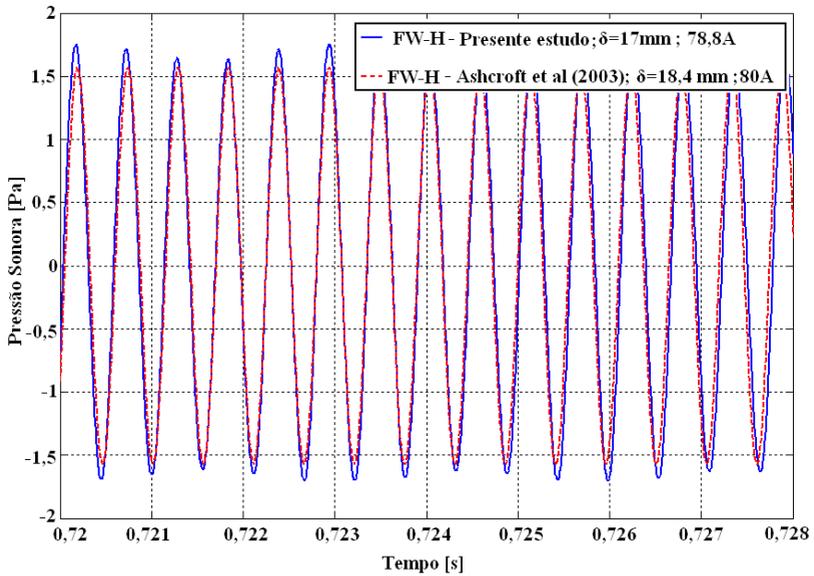
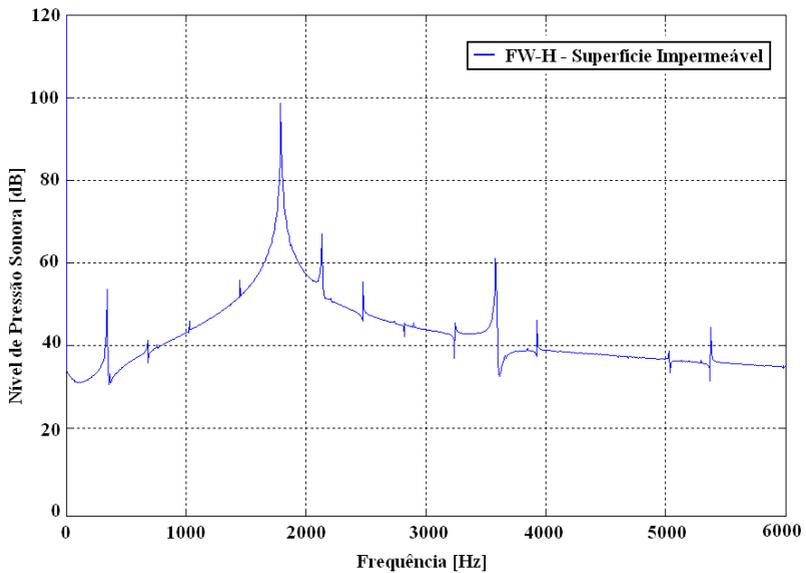


Figura 50 – Diretividade do nível de pressão sonora localizado a 70 D da aresta direita da cavidade.

A Figura 51 mostra uma comparação da pressão sonora, para o receptor localizado acima da cavidade a uma distância de 2000 mm, obtida do presente trabalho e em Ashcroft (2003). Uma diferença de aproximadamente 11% foi encontrada. Deve ser enfatizado que Ashcroft et al (2003) utilizaram uma espessura de camada limite igual 18,4 mm e um comprimento da superfície de integração igual a $80 A$, onde A é o comprimento da abertura da cavidade

Finalmente, o espectro da pressão sonora utilizando a analogia acústica de FW-H, para um receptor localizado em $x/D=40,1$ e $y/D= 69$, é mostrado na Figura 52.

Figura 51 – Histórico da pressão sonora em $x/D=40,1$ e $y/D=69$.Figura 52 – Espectro do nível de pressão sonora; em $x/D=40,1$ e $y/D=69$.

6.4 CAVIDADE AUTOMOBILÍSTICA MODIFICADA; NÚMERO DE MACH = 0,147 (CASO 3)

Nesta seção explora-se uma geometria de cavidade automobilística modificada, representada na Figura 53, com comprimento $L = 15,9$ mm, profundidade $D = 9,7$ mm, e uma aba na borda esquerda da cavidade com comprimento $L_A = 3,98$ mm e espessura $\delta_A = 3,2$ mm.

O domínio computacional e a origem do sistema de coordenadas são indicados na Figura 54. Para a simulação de grandes escalas o domínio computacional é delimitado por $59 \leq x/D \leq 123$ na direção do escoamento e $-1 \leq y/D \leq 15$ na direção normal.

A região de amortecimento tem comprimento $59D$ em ambas as direções e contém 25 células. O tamanho dos elementos da malha é aproximadamente igual a $0,005D$ próximo à parede, resultando em $y^+ \cong 1$. O número total de células é 223.845, dos quais 33.786 são localizados na região de amortecimento.

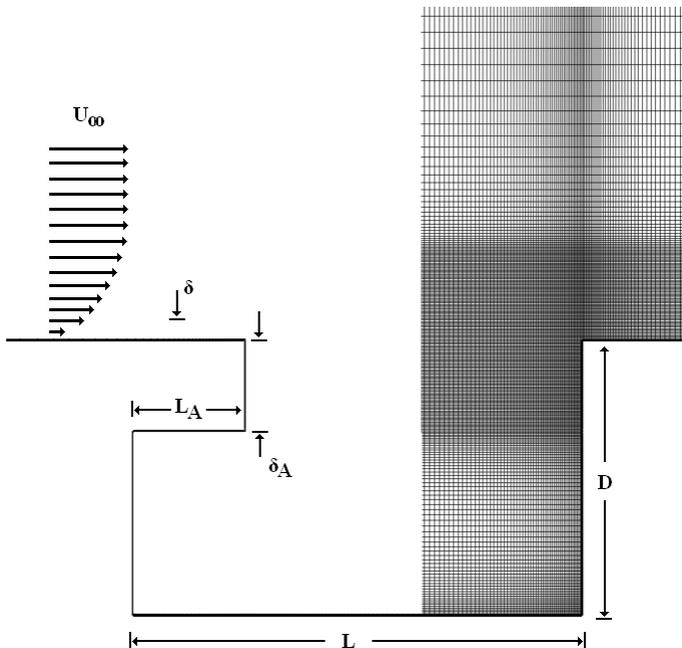


Figura 53 – Cavidade bidimensional.

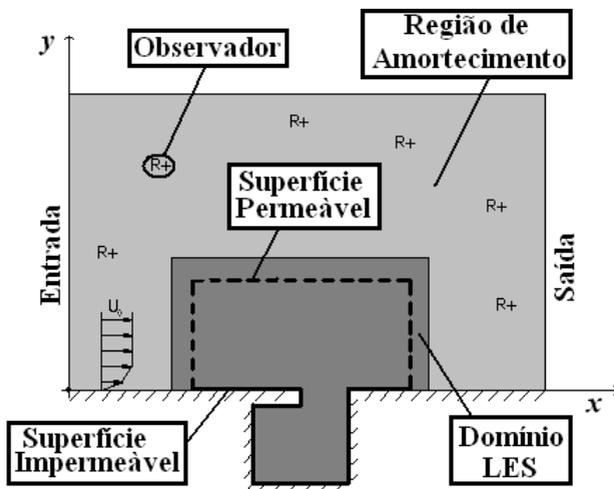


Figura 54 – Domínio Computacional

Da mesma forma como realizado na duas situações anteriores, a analogia acústica de FW-H, com superfícies permeável e impermeável, é adotada para avaliar a pressão sonora no campo afastado. A região fonte para a superfície impermeável corresponde à superfície sólida da cavidade, ficando situada entre $62D$ e $120D$ na direção do escoamento. Por outro lado, as superfícies permeáveis se estendem de 0 a $8D$ na direção normal e de $62D$ a $120D$ na direção do escoamento.

6.4.1 Campo de escoamento

O resultado da simulação numérica mostra um fenômeno conhecido como *beating* ou batimento. Uma sequência de imagens de contornos instantâneos de vorticidade é apresentada nas Figura 55 e Figura 56. A Figura 55 apresenta a oscilação em alta amplitude, enquanto que na Figura 56 são mostradas oscilações de baixas amplitude.

A região da oscilação que será abordado em seguida refere-se ao pico de amplitude máxima do histórico de pressão, apresentado na Figura 58. Este tipo de oscilação está associado à formação de um grande vórtice na parte interna da cavidade, próximo à base (Figura 55(a)), composto por pequenos vórtices, como mostra a Figura 55(b). Esse vórtice colide levemente na face lateral esquerda abaixo da aba da cavidade (Figura 55(c)) e em seguida causa uma forte perturbação na

camada cisalhante (Figura 55(d)). Esse processo ocorre em uma frequência aproximada de 454 Hz, a qual pode ser percebida na Figura 59.

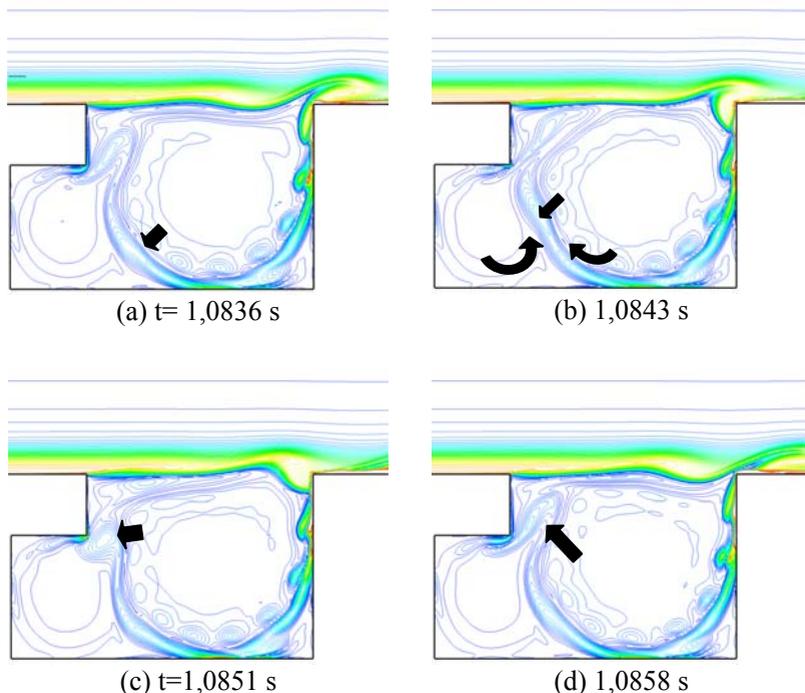


Figura 55 – Contornos instantâneos de vorticidade no mecanismo de oscilação de alta amplitude.

A outra oscilação ocorre no pico mínimo positivo do histórico de pressão, apresentado na Figura 58. O início da oscilação desse mecanismo ocorre de forma similar ao mecanismo apresentado anteriormente. Conforme a Figura 56 um grande vórtice forma-se na parte interna da cavidade (Figura 56(a)) e choca-se fortemente com a aresta inferior da aba da cavidade, Figura 56(c). Como consequência, o vórtice é separado em duas estruturas menores Figura 56(d). Uma delas perturba levemente a camada cisalhante e a outra, em um processo de recirculação, alimenta a formação de um grande vórtice na parte interna da cavidade (Figura 56(a)). A transição entre estes dois mecanismos forma um ciclo completo, e ocorre em uma frequência de 34 Hz, sendo

responsável pela modulação da variação da pressão no tempo (Figura 58).

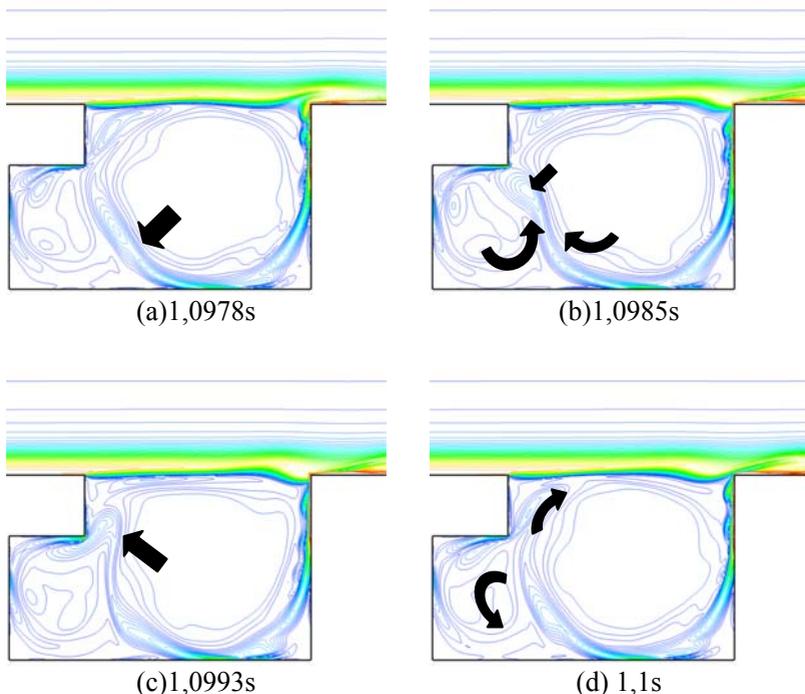


Figura 56 – Contornos instantâneos de vorticidade no mecanismo de oscilação de baixa amplitude.

O modo do tipo camada cisalhante (Figura 57) ocorre na frequência de 2400 Hz. O processo inicia-se em $t=1,0829s$ quando um vórtice é formado na borda esquerda da cavidade. Em seguida esse vórtice choca-se com a borda direita da cavidade, dividindo o vórtice em duas estruturas menores. Uma delas é arrastada pelo escoamento e a outra permanece dentro da cavidade imersa na região de recirculação, perturbando a camada cisalhante próximo a borda esquerda da cavidade.

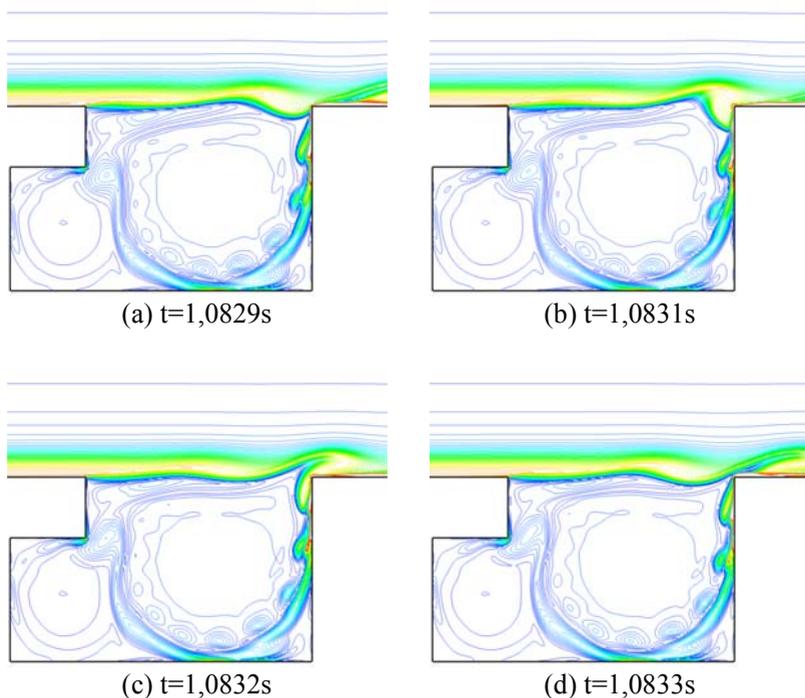


Figura 57 – Contornos instantâneos de vorticidade para o modo camada cisalhante.

Previsões numéricas da pressão na parede interna da cavidade mostram que uma significativa flutuação se desenvolve nessa condição. A Figura 58 apresenta uma amostragem do sinal da pressão na parede inferior esquerda. A amplitude de flutuação de pressão varia como no escoamento, alternando entre baixa e alta amplitude, este fenômeno é conhecido como “*beating*” ou batimento. Isto resulta na presença de múltiplos tons ao longo do tempo, como mostra o espectro de pressão da Figura 59. Na preparação da Figura 59, a fim de diminuir o vazamento causado pelo truncamento abrupto do sinal no tempo no processamento da transformada de Fourier, utilizou-se a janela *Flat Top* para o cálculo do espectro da pressão.

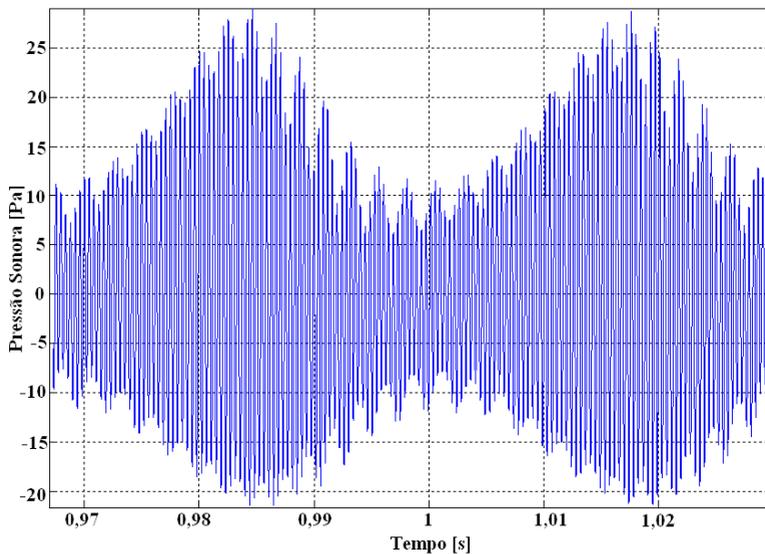


Figura 58 – Sinal de pressão versus tempo localizado no centro esquerdo do interior da cavidade.

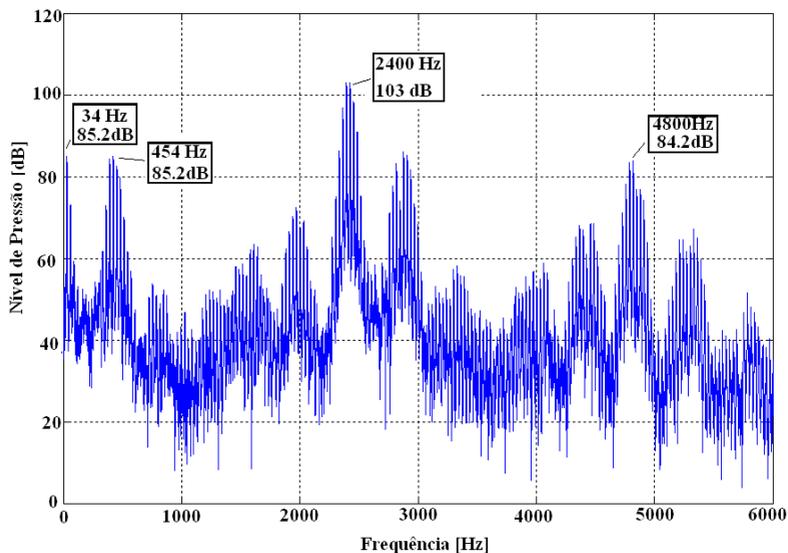


Figura 59 – Espectro da pressão localizado no centro esquerdo do interior da cavidade.

A Figura 60 apresenta a evolução temporal e o espectro de frequência da pressão na lateral da cavidade. As oscilações de baixa e alta amplitude alternam-se, com uma frequência de 34 Hz, causando uma contribuição significativa na frequência dos vórtices. Conforme pode ser observado, isto causa uma aparência entrelaçada do nível de pressão nos domínios do tempo e da frequência.

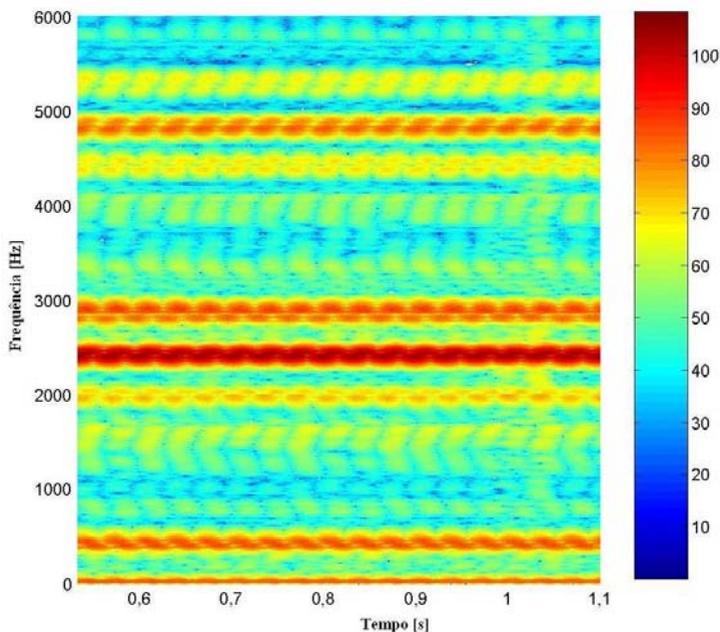


Figura 60 – Análise da pressão em tempo e frequência. .

6.4.2 Campo afastado

Resultados de pressão sonora de 12 observadores, localizados no campo afastado acima da cavidade conforme mostra na Figura 54 e a Tabela 4, foram calculados com a analogia acústica de FW–H com superfície impermeável e permeável. A pressão sonora total calculada para uma distância de 206,2D da cavidade é apresentado na Figura 61. Dados da literatura revelam que a diretividade predominante da radiação sonora para cavidades na condição de baixos números de Mach é do tipo monopolo, como também observado neste caso.

Tabela 4 – Localização dos observadores.

	R1	R2	R3	R4	R5	R6
x/D	-109,8	-84,9	-53,2	-12	41,4	87,9
y/D	53,2	110,2	149	179,5	200,5	206,2

	R7	R8	R9	R10	R11	R12
x/D	119,3	139,1	192,5	249,7	276,4	291
y/D	204	200	178,5	129,5	86,6	42,6

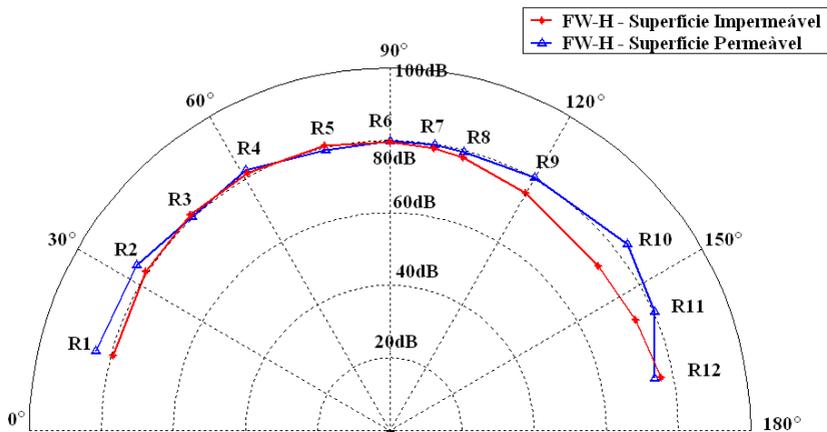


Figura 61 – Diretividade do nível de pressão sonora total.

A Figura 62 apresenta o monitoramento da pressão sonora para o observador localizado em R7. O espectro de pressão sonora correspondente é mostrado na Figura 63, com um pico principal de 66dB em 2400Hz, relativo ao choque periódico das estruturas com a borda direita da cavidade. O pico de 39,6dB situado em 454 Hz refere-se ao choque do vórtice formado internamente na cavidade com a aba da cavidade. A energia do ruído radiado concentra-se na frequência fundamental e na primeira harmônica.

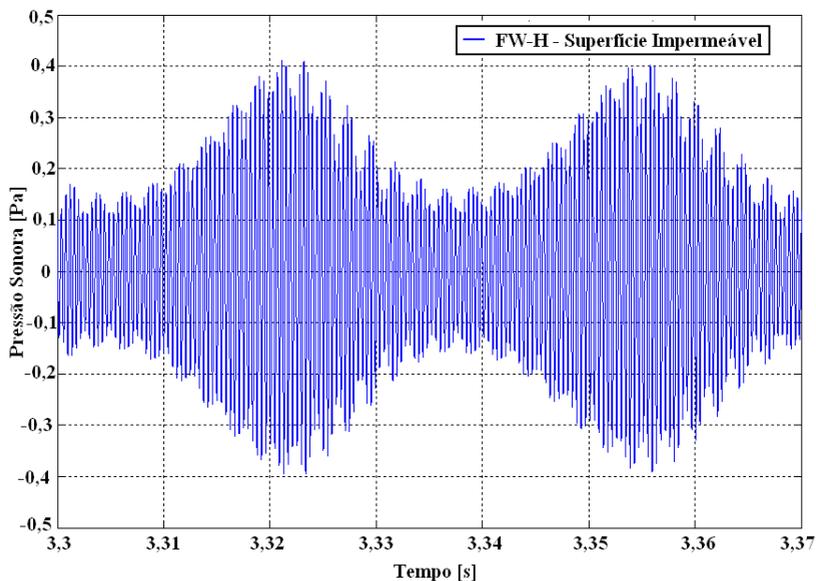


Figura 62 – Histórico da pressão sonora em $x/D=119,3$ e $y/D=204$.

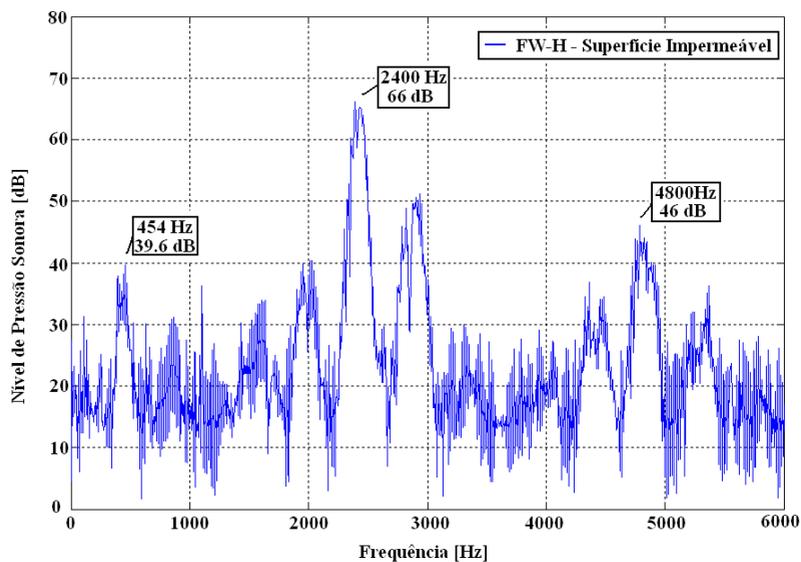


Figura 63 – Espectro do nível de pressão sonora em $x/D=119,3$ e $y/D=204$.

6.5 CAVIDADE AUTOMOBILÍSTICA MODIFICADA; NÚMERO DE MACH = 0,7 (CASO 4)

A geometria da cavidade utilizada para este caso é aquela já descrita na Seção 6.3 e representada na Figura 53. Desta forma, todos os detalhes de malha computacional e dos métodos de previsão do escoamento e do campo acústico não necessitam ser repetidos aqui. O objetivo principal desta seção é analisar o efeito do regime de velocidade do escoamento, variando-se o número de Mach de 0,147 (caso referência) para 0,7.

6.5.1 Campo de escoamento

A previsão numérica do escoamento mostra um mecanismo de oscilação comum em cavidades. Uma sequência de imagens de contornos instantâneos de vorticidade é apresentada na Figura 64. O mecanismo do tipo camada cisalhante ocorre de forma similar ao apresentado na Seção 6.3.1, mas uma frequência aproximadamente igual a 11.259 Hz. Uma perturbação na camada cisalhante próximo a borda esquerda da cavidade gera o desprendimento de uma estrutura (Figura 64(a)) que choca-se com a borda direita da cavidade (Figura 64(b)) e divide-se em duas estruturas menores (Figura 64(c)). Uma parte da estrutura é arrastada pelo escoamento e a outra parte permanece dentro da cavidade na região de recirculação, perturbando a camada cisalhante próximo à borda esquerda da cavidade (Figura 64(d)).

O correspondente campo de pressão é apresentado na Figura 65. Regiões de baixa pressão na camada cisalhante, separadas por regiões de alta pressão, identificam os vórtices. Há uma região de baixa pressão localizada em uma posição intermediária da camada cisalhante (Figura 65(a)). A Figura 65 (c) apresenta o surgimento de uma onda de pressão positiva, através do processo de choque com a aresta direita da cavidade (Figura 65 (d)). A onda de pressão gerada no período anterior pode ser observada na Figura 65 (b) afastando-se na direção a montante do escoamento na cavidade. Também é possível visualizar duas regiões de recirculação no interior da cavidade, associadas com regiões de baixa pressão, em todos os instantes (Figura 65). Sobrepostos as essas duas grandes estruturas estão diversos vórtices menores, como mostra a Figura 64.

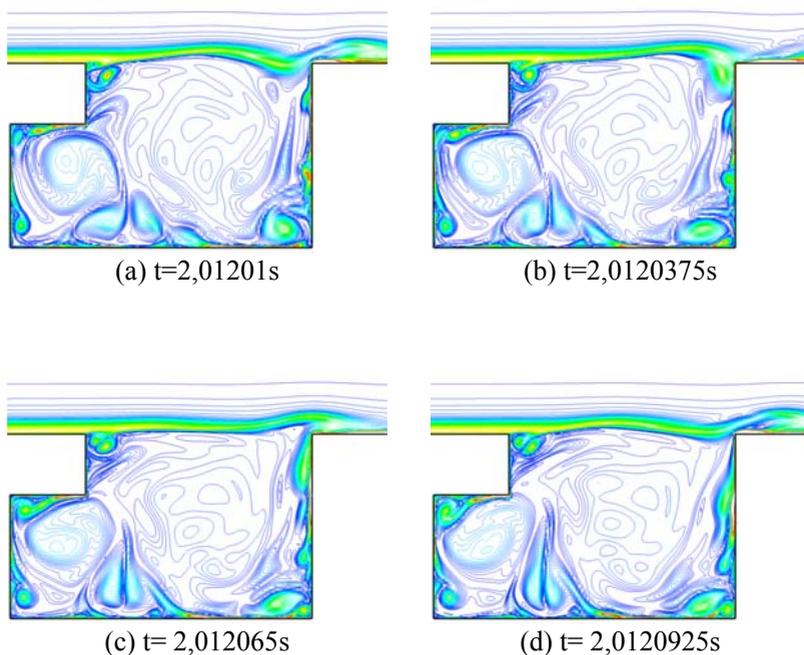


Figura 64 – Contornos instantâneos de vorticidade durante um período.

Com o propósito de identificar a frequência de oscilação do escoamento, o sinal de pressão foi monitorado no centro da parede esquerda da cavidade. As Figura 66 e Figura 67 mostram a pressão no domínio do tempo e no domínio da frequência para a condição periódico plenamente desenvolvido. Como pode perceber, a frequência dominante ocorre em 11.259Hz com um nível de pressão de 143dB.

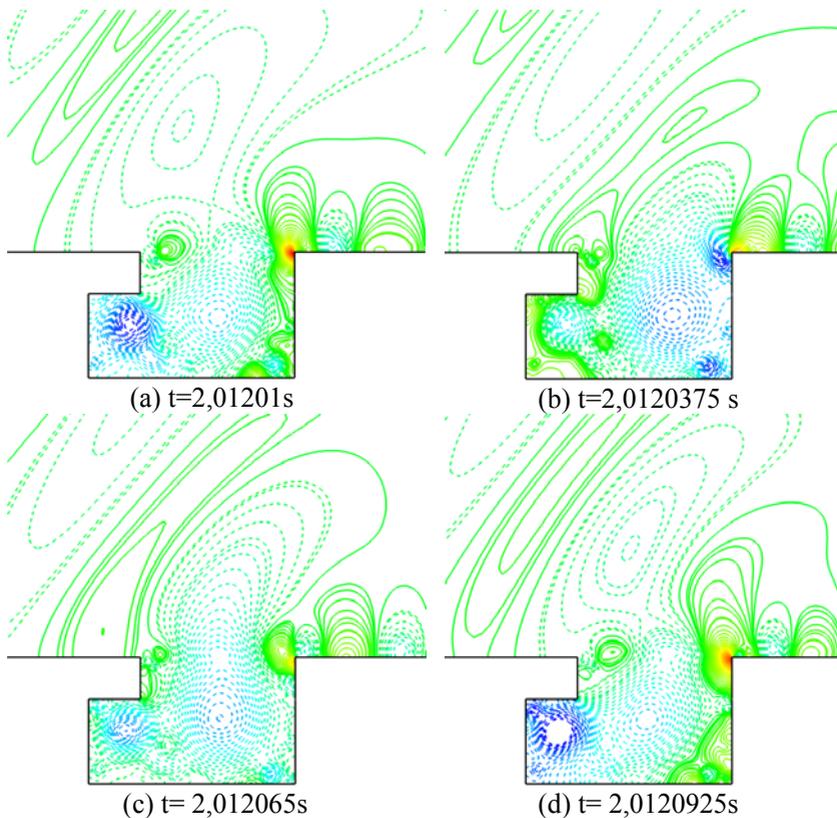


Figura 65 – Contornos instantâneos de pressão durante um ciclo, contornos negativos (linhas tracejadas) e contornos positivos (linhas sólidas)

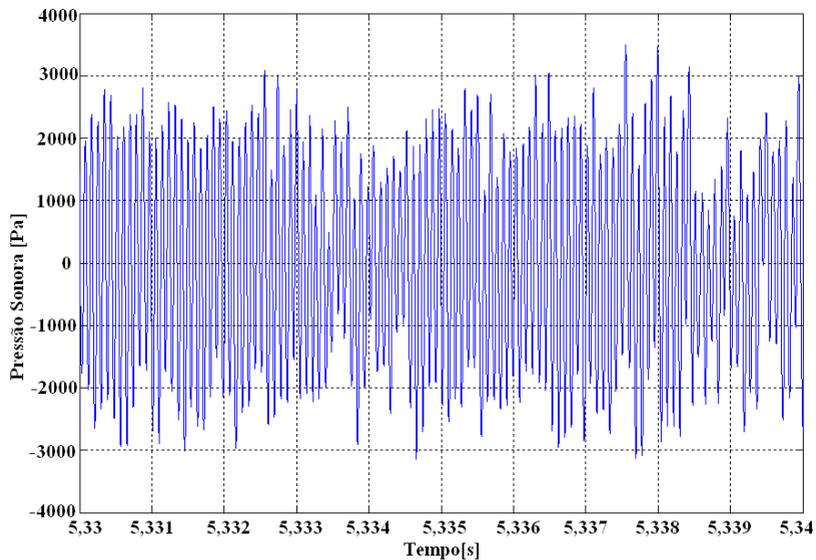


Figura 66 – Histórico da pressão em (87,6D , -0,5D).

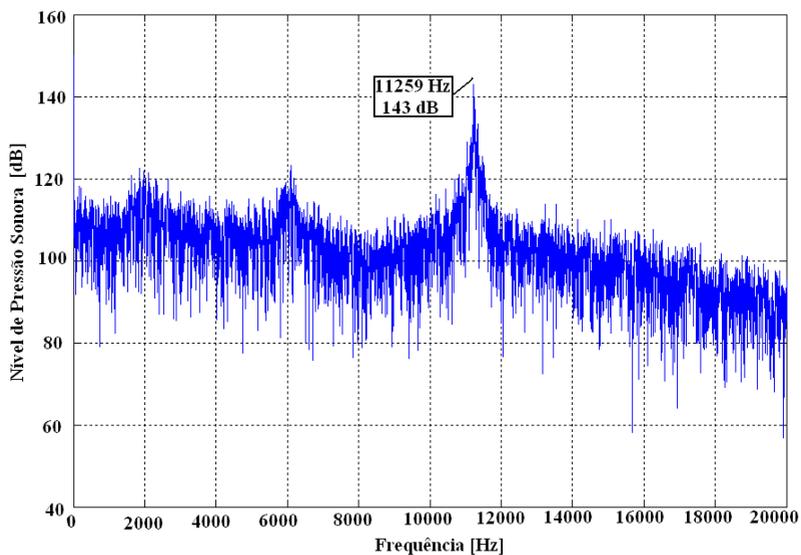


Figura 67 – Espectro da pressão em (87,6D , -0,5D).

6.5.2 Campo afastado

A Figura 68 apresenta o monitoramento da pressão sonora na posição de um observador localizado em $x/D = 119,3$ e $y/D = 204$. O correspondente espectro da pressão sonora é apresentado na Figura 69, através do qual nota-se que o escoamento é auto-sustentado. É possível observar um pico dominante em 11.259 Hz, o qual corresponde ao choque das estruturas turbilhonares com a borda direita da cavidade. A maior parte da energia do ruído radiado é concentrada nas frequências fundamentais e da primeira harmônica, conforme observado em Gloerfelt et al. (2003).

A Figura 70 mostra o campo de pressão sonora no instante de tempo $t = 2,012065$ s. Observa-se a propagação de onda de pressão afastando-se da cavidade.

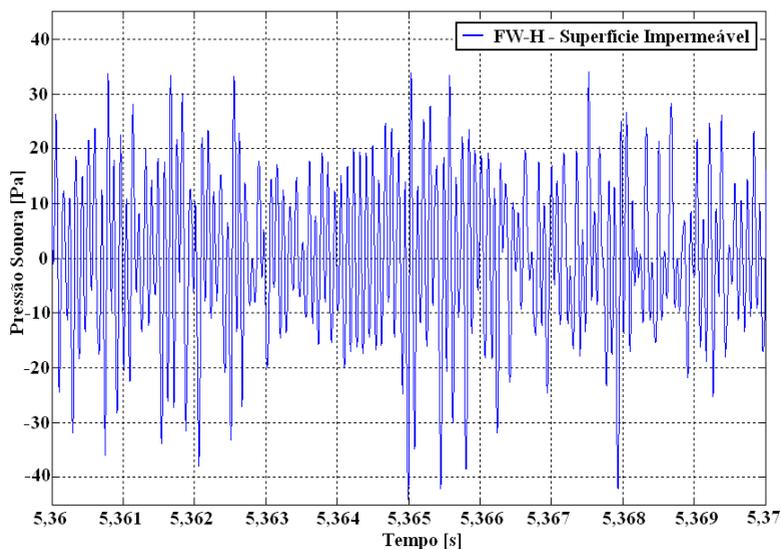
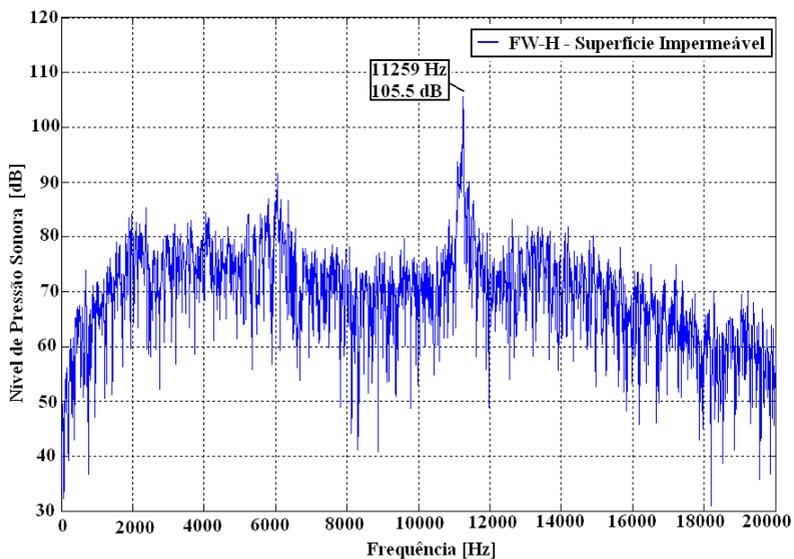


Figura 68 – Histórico da pressão sonora em $x/D = 119,3$ e $y/D = 204$.



(b)

Figura 69 – Espectro do nível de pressão sonora versus frequência em $x/D=119.3$ e $y/D=204$.

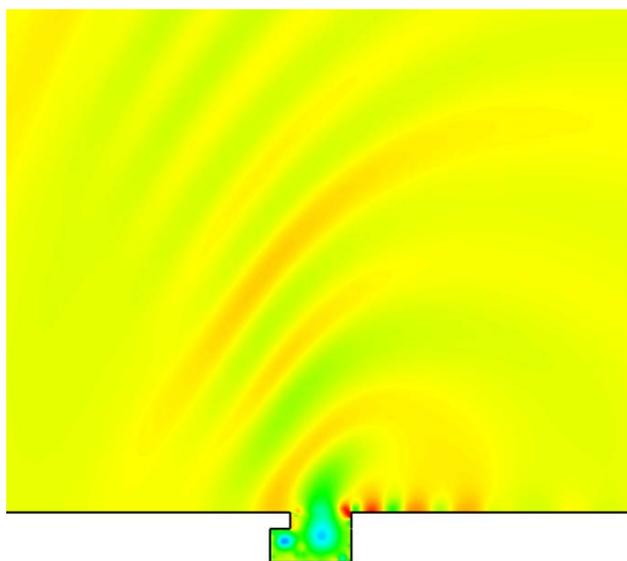


Figura 70 – Campo de pressão em $t=2,012065s$.

As Figura 71 e Figura 72 apresentam a diretividade da pressão sonora total, extraídos a partir da analogia acústica FW-H com superfícies permeável e impermeável, sobre um círculo de raio 206D centrado na aresta direita da cavidade.

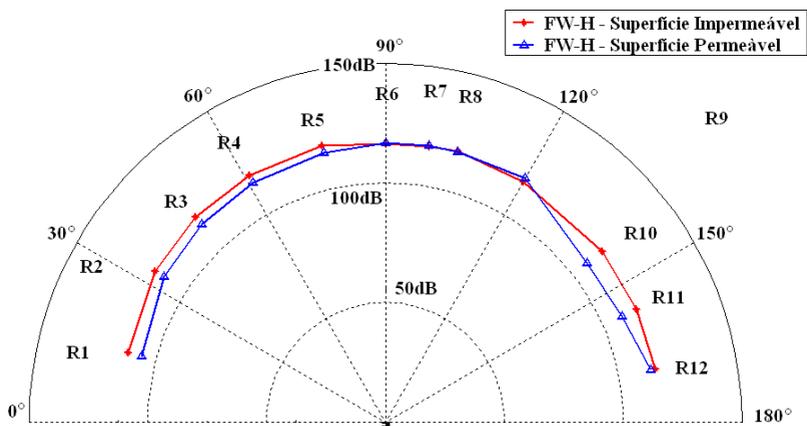


Figura 71 – Diretividade do nível de pressão sonora localizado a 206 D da aresta direita da cavidade.

A diferença entre os métodos com superfícies permeável e impermeável para os observadores localizados entre 77° e 105° é da ordem de 1dB. Para o restante dos observadores, a jusante e a montante da cavidade, a diferença utilizando FW-H permeável chega a 10dB. A origem desta diferença deve ser analisado em trabalhos futuros.

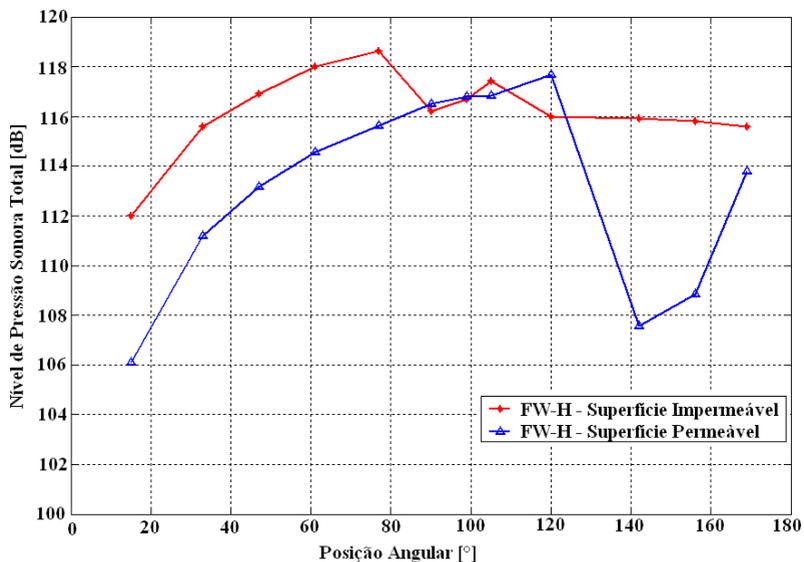


Figura 72 – Nível de pressão sonora em função da posição angular.

6.6. ANÁLISE DOS RESULTADOS E CONSIDERAÇÕES FINAIS

A previsão do ruído por escoamentos subsônicos sobre cavidades bidimensionais foi realizada utilizando a simulação de grandes escalas e a analogia acústica de FW-H com superfícies permeável e impermeável. O objetivo principal do estudo foi a avaliação de parâmetros geométricos e do regime de velocidade sobre o escoamento e o campo acústico.

De um modo geral, as simulações revelaram que o principal mecanismo de geração de ruído em todos os casos analisados é o modo de camada cisalhante. A principal característica desse modo é a perturbação da camada cisalhante e o choque de estruturas turbilhonares com a borda direita da cavidade em uma determinada frequência e amplitude dominante, conforme mostra a Tabela 5.

A cavidade automobilística padrão (Caso 2) serviu como referência para o estudo da influência dos parâmetros geométricos e do regime de velocidade. Através desse caso foi também possível realizar a verificação de independência de malha e a validação da metodologia empregada para a previsão do ruído gerado pelo escoamento sobre a

cavidade. Os resultados do campo do escoamento, representados pela pressão hidrodinâmica no interior da cavidade, mostraram boa concordância com dados experimentais e numéricos da literatura. Conforme mostra a literatura, os resultados do escoamento são bastante sensíveis à espessura da camada limite prescrita a montante da cavidade. Este aspecto deve ser explorado com maior detalhamento em estudos futuros.

Nos resultados da pressão sonora no campo distante, observou-se uma diferença em torno de 1dB em relação às duas formulações de FW-H adotadas em conjunto com a simulação de grandes escalas. No entanto para o receptor R27, localizado a jusante da cavidade, a diferença entre os resultados das duas formulações chegou a aproximadamente 6dB.

Tabela 5 – Frequência e Amplitude de oscilação no centro da lateral interna da cavidade.

Caso	Frequência	NPS (pico)
1	1.980 Hz	106 dB
2	1.809 Hz	128,9 dB
3	2.400 Hz	103 dB
4	11.259 Hz	142,6 dB

Percebeu-se que a aba sobre a cavidade no Caso 3 aumenta a frequência de oscilação do modo cisalhante em 21,2% em relação à cavidade sem aba (Caso 1), reduzindo em aproximadamente 3 dB o nível de pressão sonora. Inicialmente, buscando uma explicação para a alteração da frequência quando a aba é posicionada acima da cavidade, verificou-se que o aumento da frequência está diretamente associado à redução da pressão hidrodinâmica. Quando a aba é adotada, a abertura da cavidade é reduzida e os vórtices na camada cisalhante passam a ser mais rapidamente desprendidos e carregados pelo escoamento em direção à borda direita da cavidade.

Embora o mecanismo do modo cisalhante seja predominante em cavidades, outro mecanismo caracterizado por oscilações em alta e baixa amplitude (batimento) foi observado no caso 3. A Figura 73 apresenta de forma esquemática este mecanismo de oscilação. Além da frequência dominante em 2400 Hz, ocorre uma frequência em 454 Hz devido a choque de um grande vórtice com a aresta interna da aba da cavidade (Figura 73(a)). A intensidade do choque deste grande vórtice alterna-se com uma frequência de 34 Hz. Embora esta frequência não esteja

diretamente ligada à geração do ruído dominante, a mesma é a responsável pela alteração da amplitude frequência dominante (modo cisalhante). De fato, analisando os resultados do Caso 3 no domínio do tempo pode-se verificar uma alteração de 60,7% na amplitude das oscilações de pressão.

Ao se analisar o efeito do aumento do nível de velocidade (Caso 4) devido ao aumento do número de Mach de 0,147 para 0,7, observa-se que o mecanismo de oscilação de alta e baixa amplitude, predominante na geometria de cavidade automobilística modificada (Caso 3) não é evidente, demonstrando que o mesmo é dependente da velocidade do escoamento. Ainda para o Caso 4, observa-se também um aumento de 4,6 vezes a frequência de oscilação e um aumento de 39,6 dB no nível de pressão em relação ao Caso 3.

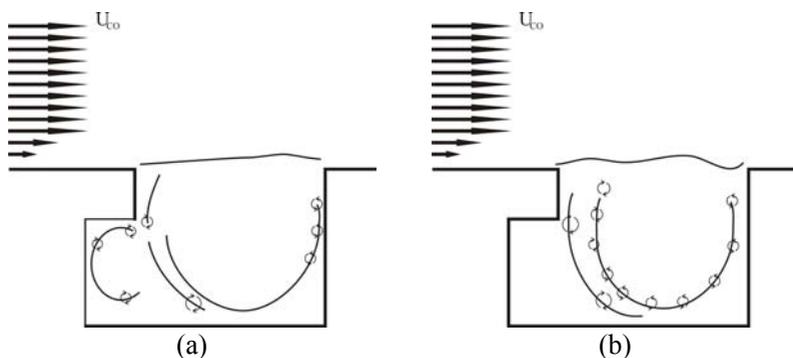


Figura 73 – Esquema do mecanismo de oscilação alta e baixa amplitude.

Quanto à predição do ruído no campo afastado, empregaram-se duas formulações de FW-H, uma com superfície permeável e outra com superfície impermeável. Observou-se que os valores de pressão sonora nos receptores localizados acima da cavidade foram concordantes em ambas as formulações, fato também verificado na validação. No entanto, para os receptores localizados a jusante e a montante da cavidade não houve uma boa concordância. Este aspecto deve ser analisado futuramente.

A Figura 74 apresenta uma comparação da diretividade do nível de pressão sonora total entre o Caso 1 (cavidade sem aba) e o Caso 3 (cavidade com aba de geometria automobilística), a uma distância de 2000 mm da cavidade, calculadas através da analogia de FW-H com

superfícies permeável e impermeável. Para maior clareza, os valores são também indicados na Tabela 6.

Ao se analisarem os resultados obtidos com superfície impermeável, nota-se que a presença da aba na cavidade reduz o Nível de Pressão Sonora Total em todas as direções. A redução mínima é de 7,3 dB para o receptor R9 e chega a 8,5 dB para o receptor R12. Embora os dois casos de escoamento apresentem uma significativa diferença no mecanismo de geração de ruído, a diretividade do tipo monopolo predomina em ambos.

Comparando o espectro do Nível de Pressão Sonora do Caso 3 (cavidade automobilística padrão) e Caso 1 (cavidade sem aba) para o receptor R7, localizado em $x/D=119,6$ e $y/D=204$, observa-se que a aba reduz em 11,2 dB o NPS na frequência dominante.

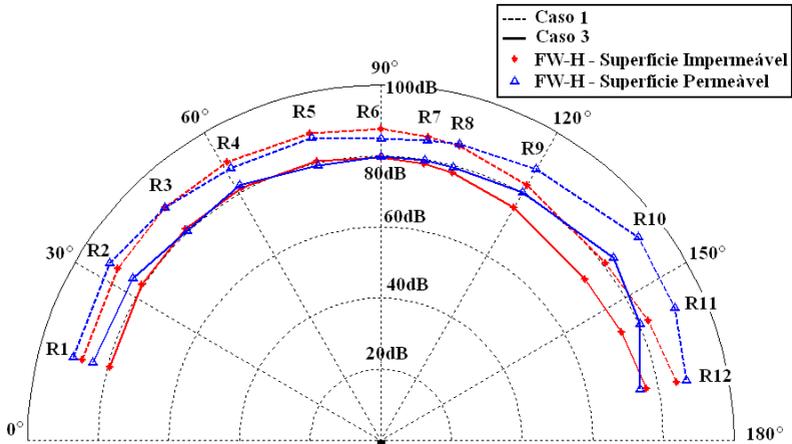


Figura 74 – Diretividade calculada pelo nível de pressão sonora total para o Casos 1 e 3.

Tabela 6 – Nível de pressão sonora total para os receptores de R1 a R12.

	Nível de Pressão Sonora Total [dB]			
	Caso 3		Caso 1	
	FW-H Impermeável	FW-H Permeável	FW-H Impermeável	FW-H Permeável
R1	79,3	84,3	87,5	91,8
R2	80,6	83,6	88,9	91,4
R3	81,1	80,4	89,4	89,3
R4	81,1	82,1	89,4	87,1
R5	80,6	79,3	88,7	87,1
R6	79,6	79,8	87,6	84,7
R7	78,7	79,8	86,5	85,1
R8	78	79,6	85,7	86,1
R9	75,5	80,3	82,8	87,7
R10	73,3	83,4	80,8	91,2
R11	74,6	80,3	82,9	89,0
R12	76,6	74,7	85,2	88

Os resultados discutidos neste capítulo demonstram o potencial do uso de abas para o controle de ruído acústico em cavidades. A formulação bidimensional adotada para a análise torna questionável a aplicação direta dos resultados a situações reais. No entanto, um novo mecanismo de perturbação do escoamento e de geração de ruído foi encontrado e investigado, o qual pode se mostrar também presente em geometrias tridimensionais. A necessidade de se considerar a tridimensionalidade do problema vem do fato que o escoamento em cavidades é influenciado por todas as paredes laterais e que os padrões de escoamento são mais complexos.

Apesar do uso de uma formulação bidimensional para o escoamento, é de valia observar como os fenômenos do escoamento sobre cavidades com aba, tais como a região de recirculação e de choques, atuam na geração do ruído. Além disto, com o emprego desta formulação simplificada pôde-se verificar também que a velocidade do escoamento e a aba são variáveis fundamentais nos mecanismos de oscilação. A análise revelou também que a presença da aba na cavidade pode reduzir o nível de pressão sonora da frequência dominante do modo de camada cisalhante.

7 CONCLUSÕES

7.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

A presente tese considerou o estudo do ruído acústico gerado por escoamentos sobre cavidades, buscando testar a influência de parâmetros geométricos e do regime de velocidade sobre o fenômeno. Além disto, o trabalho desenvolveu um modelo de simulação numérica para a solução do problema. Da revisão bibliográfica, constata-se que grande parte dos estudos é direcionada a cavidades retangulares simples, incluindo diferentes relações geométricas, números de Mach e regime de escoamento (laminar ou turbulento). Do ponto de vista numérico, o mecanismo de geração e propagação de ruído em cavidades com abas, muito comum em automóveis e aviões, encontra-se inexplorado e é assim a principal contribuição da tese.

A fim de diminuir o custo do tempo de processamento computacional, uma metodologia numérica híbrida, em que a Simulação de Grandes Escalas (LES) é combinada com a analogia de Ffows Williams-Hawkins (LES+FW-H), foi adotada para a solução do problema, permitindo uma análise do processo da geração e propagação do ruído.

Embora cavidades possuam geometrias simples, o escoamento associado é extremamente complexo e envolve variáveis que devem ser muito bem representadas fisicamente. Desta forma, o método de solução do sistema de equações do escoamento e a escolha das condições de contornos representaram uma fase fundamental do trabalho. Dados experimentais para cavidades apresentados em Henderson (2000, 2004) foram empregados para a validação dos resultados numéricos. Porém, antes dessas comparações, testes de malhas foram realizado a fim de garantir a precisão dos resultados.

A pressão sonora no campo afastado foi determinada a partir da representação das fontes de geração de ruído sobre uma superfície de controle. A verificação das previsões dessa etapa foram realizadas a partir da comparação dos resultados do ruído obtidos via simulação de grandes escalas, por meio da solução analítica da equação da onda em coordenadas cilíndricas e por comparações com resultados de simulações numéricas disponíveis na literatura.

7.2 PRINCIPAIS CONCLUSÕES

Com base nos resultados, verificou-se que o comportamento do escoamento sobre cavidades é razoavelmente previsto pela metodologia empregada. Em todos os casos analisados foi possível observar claramente o desprendimento de vórtices devido à perturbação da camada cisalhante e a colisão desses vórtices com a borda a direita da cavidade. Esse mecanismo caracteriza a frequência dominante em todos os casos.

Observou-se que a mudança geométrica da cavidade pode alterar de forma significativa a configuração do escoamento. Por exemplo, quando a profundidade da cavidade é reduzida, o choque de vórtices da região de recirculação da cavidade com a aresta interna da aba origina alternadamente oscilações de alta e baixa amplitudes num fenômeno conhecido como batimento. Apesar de sua curta duração, o evento responsável pela oscilação em alta e baixa amplitude pode alterar significativamente as frequências e a amplitudes de oscilação.

Resultados da diretividade do campo acústico demonstram que a fonte do tipo monopolo é predominante nos casos de baixo número de Mach ($M = 0,147$), quando o número de Mach é aumentado para 0,7 nota-se uma alteração na diretividade causada possivelmente pelo fator de amplificação Doppler (Dowling, 1983). Duas formulações da analogia de FW-H foram testadas, uma com superfície permeável e outra com superfície impermeável. Verificou-se que os resultados de pressão sonora de ambas as formulações concordaram bem entre si para os receptores localizados acima da cavidade. No entanto, para os receptores localizados a jusante e a montante da cavidade isto não ocorreu, possivelmente devido à falha na localização da superfície permeável.

As conclusões sobre o comportamento das variáveis fundamentais do escoamento e, conseqüentemente, da pressão acústica no campo afastado, devem ser consideradas com cautela em função da geometria bidimensional adotada na formulação do problema. No entanto, com base nas observações de estudos anteriores, pode-se afirmar que o objetivo de se investigar a influência da geometria da cavidade e do regime de velocidade no processo de geração e propagação do ruído foi alcançado, produzindo um subsídio importante para desenvolvimentos futuros. Por exemplo, a investigação permitiu a geração de informações detalhadas sobre o escoamento no interior da cavidade, sendo possível testar a forma através da qual a aba interfere na

geração e propagação do ruído. De fato, foi possível constatar que a utilização de abas em cavidades é uma opção viável para uma possível redução do nível de ruído acústico.

7.3 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Existem alguns aspectos importantes para serem considerados em estudos futuros, tais como a inclusão de efeitos tridimensionais do escoamento. Outro aspecto importante é a análise mais detalhada da sensibilidade do processo de geração e propagação do ruído em relação à geometria da aba.

Os resultados mostraram uma discrepância nas amplitudes de nível de pressão sonora, resolvido por meio das formulações de FW-H, para os observadores localizados a jusante e a montante da cavidade. Deste modo, sugere-se uma análise da influência da localização das superfícies fontes permeável.

Ainda com relação a formulação de FW-H sugere-se o cálculo da contribuição relativa das diferentes regiões da superfície sólida (cavidade) associadas aos mecanismos de geração de ruído dividindo a superfície sólida na metodologia FW-H impermeável em algumas partes criteriosamente escolhidas.

A verificação e a validação dos resultados da propagação do ruído no campo distante foram realizadas através de resultados da simulação de grandes escalas e da solução analítica da equação da onda. A obtenção de dados experimentais será de grande valia para o processo de validação e também como complemento à análise do fenômeno. Medições seriam desejáveis em várias localizações da região de escoamento e do campo afastado, além de permitir a definição precisa do perfil de velocidade a montante da cavidade, o qual é de muito influente na solução numérica do escoamento.

8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AHN, H., LIEN, F.; LARSSON, J. ; HINES J. **Simulation of Aeroacoustics Resonance in a Deep Cavity with Grazing Flow Using a Pressure-Based Solver**, Special Issue of International Journal of Computational Fluid Dynamics. Vol. 22, Nº 1-2, 39-47, 2007.

AHUJA, K.K, MENDOZA, J., **Effects of cavity dimensions, boundary layer and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes**. NASA Technical Report N95-24879, 1995

ASHCROFT, G.B.;ZHANG, X. **A computational investigation of the noise radiated by flow-induced cavity oscillations**, AIAA Paper 2001-0512,2001.

ASHCROFT, G.B., TAKEDA, K.; ZHANG, X. **Computations of Self-Induced oscillatory flow in an automobile door cavity**. Proceedings of Third Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems, p. 355–361,2000.

ASHCROFT, G.B., TAKEDA, K.; ZHANG, X. **A numerical investigation of the noise radiated by a turbulent flow over a cavity**, Journal of Sound and Vibration 265(1), 43-60, 2003.

Ask J., Davidson L., **An acoustic analogy applied to the laminar upstream flow over an open 2D cavity**. Computational AeroAcoustics: from acoustic sources modeling to farfield radiated noise prediction. C. R. Mecanique 333(2005), 660–665, 2005.

BLOCK, P. J. W. **Noise Response of cavities of varying dimension at subsonic speed**. NASA Report. 1976.

BORIS, J. P., GRINSTEIN, F. F., ORAN, E. S., KOLBE, R. L. **New insights into large-eddy simulation**. Fluid Dynamics Research. 10, 199,1992.

BRENTNER, K. S.; FARASSAT, F. **Analytical comparison of the acoustic analogy and kirchhoff formulation for moving surfaces.** AIAA Journal, v. 36, n. 8, p. 1379–1386, August 1998.

CARVALHO, Alexandre G. F. de. **Cômputo direto do ruído gerado por escoamentos subsônicos, transônicos e supersônicos em cavidades retangulares.** Dissertação. Universidade Federal de Brasília, 2007.

CATTAFESTA, L. N., GARG S., KEGERISE, M. A., JONES, G. S. **Experiments on Compressible Flow-Induced Cavity Oscillations.** AIAA Paper 98-2912, 1998.

COLONIUS, T.; LELE, S. K. **Computational aeroacoustics: progress on nonlinear problems of sound generation.** Progress in Aerospace Sciences, v. 40, p. 345–416, 2004.

CURLE, N. **The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound.** Proceedings Royal Society London, A231, n. 1187, p. 505–514, 1955.

DOWLING, A. P; Ffowcs Williams, J. E. **Sound and Sources of Sound.** Ed John Wiley & Sons. England, 1983

FLUENT v6.3, **Fluent Incorporate Inc.**, Centerra Resource Park, 10, Cavendish Court, Lebanon, New Hampshire, USA, 03766, 2006.

FORESTIER, N., JACQUIN, L., GEFFROY, P. **The mixing layer over a deep cavity at high-subsonic speed.** Journal Fluid Mechanics. 475, 101–145, 2003.

FOX, Robert W., MCDONALD, Alan T., PRITCHARD, Philip J. **Introdução à Mecânica dos fluidos** LTC, 2006

GERGES, S. N. Y. **Ruído: Fundamentos e controle.** NR editora, 2000.

GERMANO, M.; PIOMELLI, U.; MOIN, P.; CABOT, W. H.. **A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model.** Physics Fluids A 3, 1760, 1991.

GHARIB, M. , ROSHKO, A. **The Effect of Flow Oscillations on Cavity Drag**. Journal of Fluid Mechanics 177, 501–530, 1987.

GLOERFELT, X., BAILL, C., JUVE, D. **Direct Calculation of Cavity Noise and Validation of Acoustic Analogies**. In Proceedings of nato/rto Applied Vehicle Technology Panel, Symposium on Aging Mechanisms and Control, Development in Computational Aero- and Hydro-Acoustics, Manchester, UK,2001

GLOERFELT, Xavier; BOGEY, Christophe; BAILLY, Christophe; **A case of ‘intermittency’ in the noise radiated by a turbulent cavity flow**. 6th CEAS - ASC Workshop “From CFD to CAA” Greece, 2002.

GLOERFELT, X.; BAILLY, C.; JUVÉ, D. **Direct computation of the noise radiated by a subsonic cavity flow and application of integral methods**. Journal Sound and Vibration, v. 266, p. 119–146, 2003.

GOLDSTEIN, M. E. **Aeroacoustics**. McGraw-Hill, USA, 1976.

GRACE, S.M., DEWAR, W. G., WROBLEWSKI, D. E.. **Experimental investigation of the flow characteristics within a shallow wall cavity for both laminar and turbulent upstream boundary layers**. Experiments in Fluids (36) 791–804. 2004

GUO, Y. P. **Application of the Ffowes Williams/Hawkings equation to two dimensional problems**. Journal Fluid Mechanics, v. 403, p. 201–221, 2000.

HELLER H. H, BLISS D. B. **Flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression**. AIAA Paper, 75–491:281–296, 1975.

HENDERSON, B. **Automobile noise involving feedback - sound generation by low speed cavity flows**. Proceedings of Third Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems, p. 95–100,2000.

HENDERSON, B. **Sound Generation in Viscous Problems - Sound Generation by flow over a cavity**. Proceedings of Fourth

Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems, p. 71–77, 2004.

HUBBARD, Harvey H. **Aeroacoustic of Flight vehicles: Theory and Practice Volume 1: Noise Source**. Acoustical Society of America, 1995.

KARAMCHETI, K. **Acoustic radiation from two-dimensional rectangular cutouts in aerodynamic surfaces**. Tech. Note 3487, N.A.C.A. 1955.

KOUTSAVDIS, Evangelos. **CFD Applied to Aeroacoustics**. ESSS south American Ansys Users conference, São Paulo, 2007.

KURBATSKII, K. K.; TAM, C. K. W. **Direct numerical simulation of automobile cavity tones**. Proceedings of Third Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems, p. 371–383, 2000.

LAI, H., LUO, K. H., **A three-Dimensional Hybrid LES-Acoustic Analogy Method for Predicting Open- Cavity Noise**. Flow Turbulence Combust 79, 59-82. 2007.

LARCHEVÊQUE, L., SAGAUT, P., MARY, I., LABBE, O., COMTE, P. **Large-eddy simulation of a compressible flow past a deep cavity** physics of fluids, vol. 15, n 1, 2003.

LENORMAND, E., SAGAUT, P., PHUOC, L. T., COMTE, P. **Subgrid-scale models for large-eddy simulation of compressible wall bounded flows**. AIAA Journal 38, 1340, 2000.

LIGHTHILL, M. J. **On sound generated aerodynamically i: General theory**. Philosophical Transactions of the Royal, Série A, v. 211, p. 564–587, 1952.

LIGHTHILL, M. J. **On sound generated aerodynamically ii: Turbulence as a source of sound**. Philosophical Transactions of the Royal, Série A, v. 222, p. 1–32, 1954.

LILLY, D. K., **A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method**. Phys. Fluids A 4, 633, 1992.

LIN, W. H., LOH, R. H. **Numerical solutions to the fourth and second computational aeroacoustics (CAA) workshop benchmark problems**; Proceeding Fourth Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems, p. 187-196, 2004.

LOCKARD, D. P. **An efficient, two -dimensional implementation of the Ffowcs Williams/Hawkings equation**. Journal of Sound and Vibration, v. 229, n. 4, p. 897–911, 2000.

MATLAB v6.5, **The Language of Technical Computing**. Mathworks Inc, 2002

MIHĂESCU, Mihai. **Computational Aeroacoustics Based on Large Eddy Simulation and Acoustic Analogies** Ph.D. Thesis; Lund Institute of Technology, Sweden, 2005

MOIN P., SQUIRES, K.; CABOT, W.; LEE, S.. **A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport**. Physics Fluids A3, 2746, 1991.

MOON, Y. J., KOH, S. R., CHO, Y.; CHUNG, J. M. **Aeroacoustic computations of the unsteady flows over a rectangular cavity with a lip**. Proceedings of Third Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems, p. 347–353, 2000.

PLENTOVICH, E.; Stallings Jr., R S.; TRACY, M. B. **“Experimental cavity pressure measurements at subsonic and transonic speeds”**. NASA Technical Paper 3358, 1993

PLENTOVICH, E.B. **Three-Dimensional Cavity Flow Fields at Subsonic and Transonic Speeds**, NASA TM 4209, 1990.

ROCKWELL, D., NAUDASCHER, R. **“Review – Self-Sustained Oscillations of Flow Past Cavities”**. Journal of Fluids Engineering 100, 152–165, 1978

ROSSITER J. E. **Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds**. Reports and Memoranda 3438, Aeronautical Research Council., 1964.

ROWLEY, C. W.; COLONIUS, T.; BASUS, A. J. **On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities**. Journal Fluid Mechanics, v. 455, p. 315–346, 2002.

RUBIO G., DE ROECK W., BAELMANS M., DESMET W. **Numerical Identification of Flow-Induced Oscillation Modes in Rectangular Cavities using Large Eddy Simulation**. International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 53(5), pp. 851-866. 2007

SHIEH, C.M. ; MORRIS, P.J. **Comparison of two- and three-dimensional turbulent cavity flows**, AIAA Paper 2001 -0511, 2001.

SHIEH, C.M. ; MORRIS, P.J. **Parallel numerical simulation of automobile noise involving feedback** Proceedings of Third Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems, p. 347–353, 2000.

SHIEH, Chingwei M.; **Parallel Numerical simulations of subsonic, turbulent, flow-induced noise from two- and three-dimensional cavities using computational aeroacoustics**. Ph.D. Thesis. Pennsylvania State University, 2000.

SILVA FREIRE, Atila P., MENUT, Philippe P. P., SU, Jian; **Turbulência**. ABCM, Rio de Janeiro 2002.

SILVEIRA NETO, Aristeu da; **Fundamentos da turbulência nos fluidos**. III Escola de Primavera em Transição & Turbulência. Florianópolis, 2002.

SPALART, P. R., JOU, W. H., STRELETS, M., ALLMARAS, S. R., **Comments on the feasibility of les for wings, and on a hybrid rans/les approach**, First AFOSR International Conference on DNS/LES, Ruston, LA, 4-8, August, 1997, in: Advances in DNS/LES, edited by C. Liu and Z. Liu (Greyden, Columbus, OH, 1997), 1997.

TAKEDA K. , SHIEH, C. M. **Cavity Tones by Computational Aeroacoustics**. International Journal of Computational Fluid Dynamics, Vol. 18 (6), pp. 439-454, 2004.

TRACY, M. B.; PLETOVICH, E. B. **Characterization of cavity flow fields using pressure data obtained in the langley 0.3-meter transonic cryogenic tunnel.** NASA Technical Memorandum 4436. 1993

TRACY, M. B.; PLETOVICH, E. B.; CHU, J. **Measurements of fluctuating pressure in a rectangular cavity in transonic flow at high Reynolds numbers.** NASA Technical Memorandum 4363, 1992.

YU, Y. H.. **Measurements of sound radiation from cavities at subsonics speeds .** Journal Aircraft, v. 14, n. 9, p. 838–843, 1977.

WANG, Z. K; DJAMBAZOV, G; LAI, C. H.; PERICLEOUS, K.; **Numerical Simulation of flow – induced cavity noise in self-sustained oscillations.** Computacional Visual SC. 10;123-134; 2007.

WAGNER, Claus A.; HÜTTL, Thomas; SAGAUT, Pierre; **Large-eddy simulation for acoustics.** Cambridge aerospace series. 2007

WILLIAMS, J. E. F.; HAWKINGS, D. L. **Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion.** Proceedings Royal Society London Series A: Mathematical and Physical Sciences, v. 264, p. 321–342, 1969.

ZHANG, Z.; BARRON, R. C.; AN, F. **Spectral analysis for air flow over a cavity;** Proceeding Fourth Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems, p. 197-204, 2004.

ZIOMEK, L.J., **Fundamentals of Acoustic Field Theory and Space-Time Signal Processing,** CRC Press, Inc., Boca Raton, Florida, 1995.