

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

**AVALIAÇÃO TEÓRICA DE UM MECANISMO PASSIVO DE CONTROLE DE  
ARRASTO ABORDANDO O RUÍDO AERODINÂMICO APLICADO AO CORPO DE  
AHMED COM TRASEIRA QUADRADA**

MATHEUS QUINTINO PALHARES

Belo Horizonte

2019

Matheus Quintino Palhares

**AVALIAÇÃO TEÓRICA DE UM MECANISMO PASSIVO DE CONTROLE DE  
ARRASTO ABORDANDO O RUÍDO AERODINÂMICO APLICADO AO CORPO DE  
AHMED COM TRASEIRA QUADRADA**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Projetos e Sistemas

Orientador: Professor Dr. Guilherme de Souza Papini

Coorientador: Professor Dr. Rudolf Huebner

Belo Horizonte

2019

P161a	<p>Palhares, Matheus Quintino.  Avaliação teórica de um mecanismo passivo de controle de arrasto abordando o ruído aerodinâmico aplicado ao corpo de Ahmed com traseira quadrada [recurso eletrônico] / Matheus Quintino Palhares. - 2019. 1 recurso online (132 f.: il., color.) : pdf.</p> <p>Orientador: Guilherme de Souza Papini.  Coorientador: Rudolf Huebner.</p> <p>Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.</p> <p>Bibliografia: f. 129-132.</p> <p>Exigências do sistema: Adobe Acrobat Reader.</p> <p>1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Arrasto (Aerodinâmica) - Teses. 3. Ruído aerodinâmico - Teses. 4. Métodos de simulação - Teses.  I. Papini, Guilherme de Souza. II. Huebner, Rudolf. II. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. III. Título.</p>
	CDU: 621 (043)



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

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

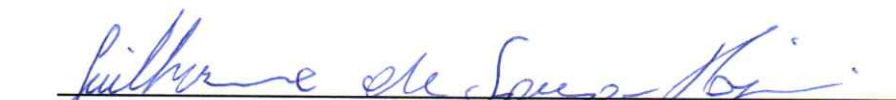
**"AVALIAÇÃO TEÓRICA DE UM MECANISMO PASSIVO DE  
CONTROLE DE ARRASTO ABORDANDO O RUÍDO AERODINÂMICO  
APLICADO AO CORPO DE AHMED COM TRASEIRA QUADRADA"**

**MATHEUS QUINTINO PALHARES**

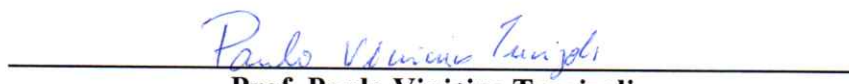
Dissertação submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de "**Mestre em Engenharia Mecânica**", na área de concentração de "**Projeto e Sistemas**".

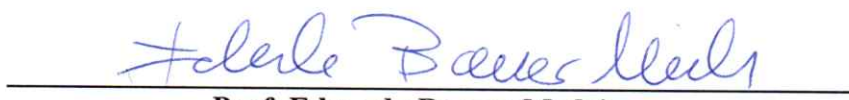
Dissertação aprovada no dia 01 de agosto de 2019.

Por:

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Guilherme de Souza Papini**  
Orientador - Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Rudolf Huebner**  
Coorientador - Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Paulo Vinicius Trevizoli**  
Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Eduardo Bauzer Medeiros**  
Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG

À minha família

## AGRADECIMENTOS

A Deus pela vivência de mais um desafio enriquecedor.

Ao Prof. Dr. Guilherme de Souza Papini, pelo entusiasmo constante, pela sua habitual disponibilidade para ajudar, pelos ensinamentos e pela colaboração na elaboração deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Rudolf Huebner, por proporcionar as condições necessárias para execução deste projeto, por sua paciência e compreensão e, também, por seus ensinamentos.

Aos colaboradores do PPGMEC, do GAMSET e do LAExp-UFMG, pelo suporte que tornaram este estudo possível.

À minha família, por todo suporte e amor. Muito obrigado aos meus maravilhosos pais, Paulo e Célida, aos meus irmãos, Filipe, Cris, João e Rafa, aos meus sobrinhos, Davi e Lara, à minha sogra, Marta, à minha bela e companheira esposa, Fernanda, e à minha linda e inspiradora filha, Sarah.

E, por fim, a todos que direta ou indiretamente contribuíram para a conclusão desta pesquisa. Menciono aqui Marina, Matheus, Valdson, Wagner, Murilo, André, Leandra, Caio, Igor, Gustavo, Eduardo, Gabriela, Carlos e Guilherme.

## RESUMO

O aumento da eficiência energética de veículos automotores pode ser obtido por meio de mecanismos passivos de controle de arrasto. Mas a mudança da geometria do veículo, sobretudo em sua porção traseira, pode alterar as fontes de ruído aerodinâmico associadas ao escoamento turbulento em sua esteira. É sabido que em veículos automotores o ruído devido ao escoamento de ar torna-se importante a velocidades acima de 100 km/h e é caracterizado principalmente por fonte tipo dipolo. Assim, o objetivo desta pesquisa é avaliar numericamente, no corpo de Ahmed com traseira quadrada em escala industrial inserido em escoamento com  $Re$  igual a  $2,26 \times 10^6$ , os efeitos aerodinâmicos e aeroacústicos introduzidos por uma configuração específica de chanfros curtos em arestas horizontais da base. Para isso, realizaram-se simulações por meio do Método de Decomposição de Reynolds não estacionário associado a uma técnica baseada na Analogia Acústica de Lighthill. A simulação reproduziu a organização média do escoamento na esteira próxima do modelo original e identificou atividade espectral na bolha de separação com valores de  $St_H$  entre 0,11 e 0,14. Coeficiente de arrasto médio do modelo sem chanfros foi igual a 0,266 e superestimou em 5,7% o dado do experimento de referência. Quando se considerou apenas a base do veículo como geradora de ruído e microfone posicionado a 10 metros da fonte, nível de pressão sonora (NPS) máximo igual a 124 dB(A) foi calculado. A introdução dos chanfros na base do veículo reduziu o comprimento e a área da seção transversal da bolha de separação. Mudanças na atividade espectral da esteira e surgimento de vórtices longitudinais originados nas extremidades laterais dos chanfros também foram observados. O modelo chanfrado percebeu redução do coeficiente de arrasto em cerca de 2,7%, quando comparado com o modelo original. Em relação ao ruído aerodinâmico, os resultados da simulação envolvendo o corpo chanfrado revelam redução de até 9 dB(A) do NPS na banda de 1/3 de oitava centrada em 2500 Hz; redução do nível de pressão sonora na região do espectro inferior a 100 Hz; e elevação do NPS em 8 dB(A) na banda centrada em 500 Hz.

**Palavras-chave:** aeroacústica, simulação numérica, corpo de Ahmed, CFD, CAA, controle de arrasto.

## ABSTRACT

A passive drag control device can increase the energy efficiency of automobiles. But, the change in the vehicle design especially in its afterbody shape can alter the noise source related to the turbulent flow over it. It is well-known that the automotive wind noise becomes relevant at a velocity range above 100 km/h and is characterized mainly by dipole sources. Thus, the aim of this study is to simulate the Ahmed's squared-back model at the industrial scale, at a Reynolds number of  $2.26 \times 10^6$ , and investigate the aerodynamics and aeroacoustics effects induced by a specific configuration of short chamfers in horizontal edges of the base. Simulations based on Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes and a technique based on Lighthill's Acoustics Analogy were done. The simulation reproduced the mean organization of the flow at the near wake to the original model and identified spectral activity of the recirculation bubble with  $St_H$  between 0.11 and 0.14. The mean drag coefficient of the model was equal to 0.266 and overestimated by 5.7% the reference experiment data. While considering just the vehicle's base as a noise generator and a microphone positioned 10 meters apart, a sound pressure level (SPL) up to 124 dB (A) was calculated. The use of chamfers in the model's base reduced the length and cross section area of the recirculation bubble. Changes in the wake's spectral activity and the appearance of longitudinal vortices originated at the lateral edges of the chamfers were observed as well. The modified model experienced a drag coefficient reduction in the order of 2.7% compared to the original model. Regarding the aerodynamic noise, the simulation results based on model with drag reduction device revealed a reduction of SPL up to 9 dB (A) at 1/3- octave band centered in 2500 Hz; reduction in the SPL in the spectrum region below 100 Hz; and an elevation of SPL of 8 dB (A) at the band centered in 500 Hz.

**Keywords:** aeroacoustics, numerical simulation, CFD, CAA, Ahmed's body, drag reduction device.



## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1	Desenho técnico do intitulado modelo de Ahmed .....	24
Figura 2.2	Coeficiente de arrasto aerodinâmico em função do ângulo de inclinação do vidro traseiro ( $\Phi$ ) .....	25
Figura 2.3	Resultados de Khalighi et al. (2001) .....	27
Figura 2.4	Distribuição de pressão na esteira do corpo de Ahmed .....	28
Figura 2.5	Modos globais da estrutura da esteira quando fixada em um estado preferencial de assimetria .....	29
Figura 2.6	Representação esquemática da pulsação da bolha de recirculação no plano vertical central .....	30
Figura 2.7	Média condicionada de dados de pressão na base do modelo.....	31
Figura 2.8	Autovetores dos primeiros modos obtidos dos sinais de pressão estática distribuídos em toda a base do modelo .....	32
Figura 2.9	Autovetores dos primeiros modos obtidos dos sinais de pressão em pontos próximos às arestas na base do modelo .....	33
Figura 2.10	Tensores de Reynolds no plano horizontal médio .....	33
Figura 2.11	Tensores de Reynolds no plano vertical médio .....	34
Figura 2.12	Tensores de Reynolds no plano paralelo à base do modelo, localizados em $x^*$ igual a um .....	34
Figura 2.13	Modelo de Windsor .....	36
Figura 2.14	Coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) em função da inclinação do chanfro .....	37
Figura 2.15	Modelo de Ahmed em escala industrial testado por Mathieu Grandemange e colaboradores .....	38
Figura 2.16	$C_D$ (a) e $C_L$ (b) em função de ângulos de chanfros em arestas horizontais na base de um modelo de Windsor .....	39
Figura 2.17	PDF dos valores do primeiro modo temporal da POD para o modelo original e para o de mínimo arrasto .....	40
Figura 2.18	Flutuação de pressão estática na base e valores médios de magnitude de vorticidade no plano vertical médio .....	40
Figura 2.19	Representação de uma fonte monopólio .....	53
Figura 2.20	Representação de uma fonte dipolo .....	53

Figura 2.21	Representação de uma fonte quadrupolo .....	54
Figura 2.22	Típico espectro de ruído presente no habitáculo veicular para velocidade de deslocamento de cerca de 90 km/h .....	62
Figura 3.1	Modelo de Ahmed com a traseira reta em escala industrial .....	64
Figura 3.2	Modelo de Ahmed com chanfros ótimos de Perry et al. (2016) .....	65
Figura 3.3	Vista lateral do domínio .....	66
Figura 3.4	Vista posterior do domínio .....	66
Figura 3.5	Vista isométrica do domínio .....	68
Figura 3.6	Malha grosseira ( $h_3$ ) para simulação do modelo de Ahmed sem chanfros .....	72
Figura 3.7	Malha média ( $h_2$ ) para simulação do modelo de Ahmed sem chanfros..	72
Figura 3.8	Malha refinada ( $h_1$ ) para simulação do modelo de Ahmed sem chanfros .....	73
Figura 3.9	Malha grosseira ( $h_3$ ) para simulação do modelo de Ahmed com chanfros .....	73
Figura 3.10	Malha média ( $h_2$ ) para simulação do modelo de Ahmed com chanfros..	73
Figura 3.11	Malha refinada ( $h_1$ ) para simulação do modelo de Ahmed com chanfros .....	74
Figura 4.1	Linhas de corrente no plano XZ médio .....	88
Figura 4.2	Linhas de corrente no plano XY, em $z^* = 0,67$ .....	89
Figura 4.3	Perfil da camada limite turbulenta no teto do modelo, próximo à base, em $y^* = 0$ .....	90
Figura 4.4	Distribuição de velocidade (contornos) no plano YZ, em $x^* = 0$ .....	90
Figura 4.5	Distribuição de $C_p$ (contornos).....	91
Figura 4.6	Distribuição de $C_p$ (contornos) na esteira do veículo, no plano XZ, em $y^* = 0$ .....	92
Figura 4.7	Distribuição de $C_p$ (contornos) na esteira do veículo, no plano XY, em $z^* = 0,67$ .....	92
Figura 4.8	<i>Isosurface</i> de toroide de baixa pressão na esteira do veículo .....	93
Figura 4.9	Distribuição de $C_p$ (contornos) na base do veículo .....	93

Figura 4.10	Linhas de corrente em planos YZ.....	94
Figura 4.11	Tensores de Reynolds no plano XZ, em $y^* = 0$ .....	95
Figura 4.12	Tensores de Reynolds no plano XY, em $z^* = 0,67$ .....	96
Figura 4.13	Tensores de Reynolds no plano YZ, em $x^* = 1$ .....	96
Figura 4.14	Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 5000Hz .....	105
Figura 4.15	Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 1000Hz .....	106
Figura 4.16	Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 100Hz .....	107
Figura 4.17	Linhas de corrente no plano XZ médio.....	112
Figura 4.18	Linhas de corrente no plano XY, em $z^* = 0,67$ .....	112
Figura 4.19	Perfil da camada limite turbulenta no teto do modelo, próximo à base, em $y^* = 0$ .....	113
Figura 4.20	Distribuição de $C_p$ (contornos) na esteira do veículo, no plano XZ, em $y^* = 0$ .....	114
Figura 4.21	Distribuição de $C_p$ (contornos) na esteira do veículo, no plano XY, em $z^* = 0,67$ .....	114
Figura 4.22	Distribuição de $C_p$ na base do veículo .....	115
Figura 4.23	Linhas de corrente em planos YZ .....	115
Figura 4.24	Vista isométrica de superfícies com igual vorticidade (critério força de vórtice igual a 0,0021) .....	116
Figura 4.25	Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 5000Hz .....	122
Figura 4.26	Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 1000Hz .....	123
Figura 4.27	Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 100Hz.....	124
Figura 4.28	Flutuação de pressão estática na base do veículo .....	125
Gráfico 4.1	$C_D$ em função do comprimento característico da malha .....	83
Gráfico 4.2	$C_D$ em função do passo de tempo .....	84

Gráfico 4.3	$C_D$ em função do $Re$ (malha grosseira) .....	85
Gráfico 4.4	PSD do sinal de velocidade captado em 10 pontos localizados no plano vertical longitudinal médio, em $x^* = 0,5$ .....	97
Gráfico 4.5	PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, na camada cisalhante inferior .....	97
Gráfico 4.6	PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, no eixo horizontal inferior do vórtice transversal .....	98
Gráfico 4.7	PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, no eixo horizontal superior do vórtice transversal .....	98
Gráfico 4.8	PSD da velocidade em um ponto próximo da região em que o escoamento na esteira próxima recola na base do veículo .....	99
Gráfico 4.9	OASPL medido nos microfones localizados no plano horizontal, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora .....	100
Gráfico 4.10	OASPL medido nos microfones localizados no plano horizontal, quando apenas a superfície da base é considerada fonte sonora .....	101
Gráfico 4.11	OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical longitudinal central, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora .....	102
Gráfico 4.12	OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical longitudinal central, quando apenas a superfície da base é considerada fonte sonora .....	102
Gráfico 4.13	OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical transversal em $Y$ nulo, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora .....	103
Gráfico 4.14	OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical transversal em $Y$ nulo, quando apenas a superfície da base é considerada fonte sonora .....	104
Gráfico 4.15	PSD do valor de $C_p$ na base do veículo .....	107
Gráfico 4.16	$C_D$ em função do comprimento característico da malha (corpo com chanfros) .....	108
Gráfico 4.17	$C_D$ do corpo com chanfros em função do passo de tempo .....	109
Gráfico 4.18	Densidade espectral de potência do sinal de velocidade captado em 10 pontos localizados no plano vertical longitudinal médio, em $x^* = 0,5$ ....	116

Gráfico 4.19	PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, na camada cisalhante inferior .....	117
Gráfico 4.20	PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, no eixo horizontal inferior do vórtice transversal .....	117
Gráfico 4.21	PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, no eixo horizontal superior do vórtice transversal .....	117
Gráfico 4.22	OASPL medido nos microfones localizados no plano horizontal, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora .....	119
Gráfico 4.23	OASPL medido nos microfones localizados no plano horizontal, quando apenas a superfície do conjunto base e chanfro é considerada fonte sonora .....	119
Gráfico 4.24	OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical longitudinal central, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora .....	120
Gráfico 4.25	OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical longitudinal central, quando apenas a superfície do conjunto base e chanfro é considerada fonte sonora .....	120
Gráfico 4.26	OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical transversal em Y nulo, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora .....	121
Gráfico 4.27	OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical transversal em Y nulo, quando apenas a superfície do conjunto base e chanfro é considerada fonte sonora .....	121
Gráfico 4.28	PSD do valor de $C_p$ na base e nos chanfros do veículo .....	124
Quadro 3.1	Especificação das condições de contorno .....	68

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1	Constantes adotadas no modelo de turbulência $k-\omega$ SST .....	67
Tabela 3.2	Localização dos microfones virtuais .....	70
Tabela 3.3	Parâmetros propostos para processamento do sinal acústico .....	71
Tabela 3.4	Propriedades das malhas testadas em simulações com o corpo original .....	74
Tabela 3.5	Propriedades das malhas testadas em simulações com o veículo com chanfros .....	74
Tabela 3.6	Características das malhas testadas em simulações com o corpo original .....	76
Tabela 3.7	Características das malhas testadas em simulações com o corpo com chanfros .....	77
Tabela 3.8	Características dos passos de tempo testados em simulações com o corpo sem chanfros .....	78
Tabela 3.9	Características dos passos de tempo testados em simulações com o corpo chanfrado .....	78
Tabela 4.1	Análise do teste de malha, sendo $\varphi$ o valor de $C_D$ .....	83
Tabela 4.2	Análise do teste de passo de tempo, sendo $\varphi$ o valor de $C_D$ .....	84
Tabela 4.3	Resultado do procedimento de validação, para $\varphi_1$ (uso da malha refinada) .....	86
Tabela 4.4	Estudo do coeficiente de arrasto do corpo de Ahmed sem chanfros .....	87
Tabela 4.5	Análise do teste de malha, sendo $\varphi$ o valor de $C_D$ (corpo com chanfros).....	109
Tabela 4.6	Análise do teste de passo de tempo, sendo $\varphi$ o valor de $C_D$ .....	110
Tabela 4.7	Estudo do coeficiente de arrasto do corpo de Ahmed com chanfros .....	111

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASME	<i>American Society of Mechanical Engineers</i>
CONAMA	Conselho Nacional do Meio Ambiente
CFD	Dinâmica de fluidos computacional ou, em inglês, <i>Computational Fluid Dynamics</i>
CAA	Aeroacústica computacional ou, em inglês, <i>Computational Aeroacoustics</i>
dB	Decibel
dB(A)	Decibel (após adoção de curva de ponderação tipo A)
DNS	Cálculo Direto de Navier-Stokes ou, em inglês, <i>Direct Navier-Stokes</i>
F	Foco ou eixo do vórtice
FFT	Transformada rápida de Fourier ou, em inglês, <i>Fast Fourier Transform</i>
FWH	Analogia de Ffowcs-Williams e Hawkings
GAMSET	Laboratório do Grupo de Análise e Modelagem de Sistemas e Equipamentos
GCI	Índice de Convergência de Malha ou, em inglês, <i>Grid Convergence Index</i>
H	Altura ou, em inglês, <i>Height</i>
L	Comprimento ou, em inglês, <i>Length</i>
LAA	Analogia Acústica de Lighthill ou, em inglês, <i>Lighthill's Acoustics Analogy</i>
LAExp	Laboratório de Aerodinâmica Experimental
LBM	Método Lattice Boltzmann ou, em inglês, <i>Lattice Boltzmann's Method</i>
LC	Analogia de Lighthill-Curle
LES	Simulação de Grandes Escalas ou, em inglês, <i>Large Eddy Simulation</i>
MVF	Método de Volumes Finitos
NPS	Nível de Pressão Sonora
OASPL	Nível de Pressão Sonora Global ou, em inglês, <i>Overall Sound Pressure Level</i>
PDF	Função de Densidade de Probabilidade ou, em inglês, <i>Probability Density Function</i>
PE	Ponto de estagnação

PIV	Velocimetria por imagem de partículas ou, em inglês, <i>Particle Image Velocimetry</i>
POD	Decomposição Ortogonal em Autovalores ou, em inglês, <i>Proper Orthogonal Decomposition</i>
PPGMEC	Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
PSD	Densidade Espectral ou, em inglês, <i>Power Spectral Density</i>
RANS	Decomposição de Reynolds ou, em inglês, <i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
RMS	Raiz do Valor Quadrático Médio ou, em inglês, <i>Root Mean Square</i>
S	Área ou, em inglês, <i>Surface</i>
SGS	Escala de Submalha ou, em inglês, <i>Sub-Grid Scale</i>
SPL	Nível de Pressão Sonora ou, em inglês, <i>Sound Pressure Level</i>
TSCI	Índice de Convergência de Passo de Tempo ou, em inglês, <i>Time Step Convergence Index</i>
UFMG	Universidade Federal de Minas Gerais
URANS	Decomposição de Reynolds Não Estacionário ou, em inglês, <i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
W	Largura ou, em inglês, <i>Width</i>
[m]	Unidade de medida de comprimento: metro
[N]	Unidade de medida de força: newton
[m/s]	Unidade de medida de velocidade: metro por segundo
[km/h]	Unidade de medida de velocidade: quilômetro por hora
[Hz]	Unidade de medida de frequência: hertz
[°C]	Unidade de medida de temperatura: grau Celsius
[K]	Unidade de medida de temperatura: kelvin
[Pa]	Unidade de medida de pressão: pascal
[s]	Unidade de medida de tempo: segundo



## LISTA DE SÍMBOLOS

$AR$	Razão de aspecto
$c_o$	Velocidade de propagação do som
$C^*$	Hiato entre veículo e solo adimensionalizado
$C_D$	Coefficiente de arrasto
$C_L$	Coefficiente de sustentação
$C_p$	Coefficiente de pressão
$C_y$	Coefficiente de força aerodinâmica lateral
$D$	Força de arrasto
$f$	Frequência
$F_y$	Força aerodinâmica no eixo y
$g$	Aceleração da gravidade
$h_i$	Comprimento representativo da malha i
$H_D$	Altura do domínio
$k$	Energia cinética turbulenta
$l$	Escala de comprimento
$L$	Força de sustentação
$L_{\text{chanfro}}$	Comprimento do chanfro
$L_D$	Comprimento do domínio
$M$	Número de Mach
$N_i$	Número de elementos da malha i
$q$	Fonte de som
$r$	Fator de refinamento entre malhas
$Re$	Número de Reynolds
$Re_H$	Número de Reynolds baseado na altura do modelo
$Re_L$	Número de Reynolds baseado no comprimento do modelo

$St$	Número de Strouhal
$St_H$	Número de Strouhal baseado na altura do veículo
$St_W$	Número de Strouhal baseado na largura do veículo
$t$	Tempo
$\mathbf{U}$	Vetor velocidade
$U_0$	Velocidade do escoamento de ar não perturbado
$u_i$	Componente da velocidade no eixo i
$u$	Componente da velocidade no eixo x
$v$	Componente da velocidade no eixo y
$\vartheta$	Escala de velocidade
$w$	Componente da velocidade no eixo z
$\delta_{99\%}$	Espessura da camada limite
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\varepsilon$	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
$\lambda$	Coefficiente de viscosidade de Bulk
$\mu$	Viscosidade dinâmica do fluido
$\mu_t$	Viscosidade dinâmica turbulenta
$\nu$	Viscosidade cinemática do fluido
$\nu_t$	Viscosidade cinemática turbulenta
$\rho$	Massa específica do fluido
$\tau_{ij}$	Tensor de tensão viscosa
$\mathbf{T}_{ij}$	Tensor de tensão de Lighthill
$\mathbf{T}_{ij}$	Tensor de tensão de Reynolds
$\Phi$	Ângulo do chanfro
$\varphi$	Variável de interesse
$\omega$	Taxa de dissipação de energia específica

$\nabla$  Operador gradiente  
*Div* Operador divergente

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	18
1.1	<b>Contextualização</b> .....	18
1.2	<b>Objetivo geral</b> .....	22
1.3	<b>Objetivos específicos</b> .....	22
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> .....	23
2.1	<b>Modelo de Ahmed</b> .....	23
2.1.1	Experimento de Syed Raffeq Ahmed e colaboradores .....	23
2.1.2	Modelo de Ahmed com a traseira quadrada .....	26
2.2	<b>Dispositivos de controle de arrasto</b> .....	34
2.2.1	Introdução .....	34
2.2.2	Chanfros .....	36
2.3	<b>Escoamento turbulento</b> .....	40
2.3.1	Introdução .....	40
2.3.2	Modelo matemático .....	41
2.3.3	Técnicas numéricas .....	43
2.3.4	Exemplos de pesquisas do corpo de Ahmed por meio de CFD .....	48
2.4	<b>Aeroacústica</b> .....	50
2.4.1	Introdução .....	50
2.4.2	Acústica .....	51
2.4.3	Fontes de som aerodinâmico .....	52
2.4.4	Analogia de Lighthill .....	56
2.4.5	Equação de Ffowcs-Williams e Hawkings .....	56
2.4.6	Aeroacústica computacional .....	59
2.4.7	Infrassons e esteira traseira veicular .....	61
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA</b> .....	63
3.1	<b>Materiais</b> .....	63
3.2	<b>Método</b> .....	63
3.2.1	Modelo geométrico .....	63
3.2.2	Modelagem matemática .....	66
3.2.3	Verificação e validação da solução numérica .....	71
3.2.4	Convenções .....	80
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES</b> .....	82
4.1	<b>Corpo de Ahmed sem chanfros</b> .....	82
4.2	<b>Corpo de Ahmed com chanfros</b> .....	108
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO</b> .....	125
	<b>REFERÊNCIAS</b> .....	127

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Contextualização

A aeroacústica é o campo do conhecimento que aborda os sons gerados por forças aerodinâmicas ou por flutuações próprias de um escoamento. Um exemplo de objeto de estudo da aeroacústica é o ruído produzido pelo escoamento externo de um veículo terrestre. O escoamento de ar no entorno de um típico veículo automotivo é caracterizado por turbulência, instabilidade, regiões de separação de camada limite e presença de vórtices e outras estruturas turbulentas comumente fontes geradoras de ruído aerodinâmico. No entanto, esforços para caracterização e controle deste tipo de ruído em automóveis são relativamente recentes.

Menciona-se que, apenas no cenário atual, o conforto acústico ganhou destaque no desenvolvimento de novos modelos de automóveis. Consumidores, cada vez mais exigentes, percebem as características acústicas do habitáculo veicular como um dos mais importantes itens a serem observados no momento da compra do carro. Cerrato (2009) relata que este tópico assume o mesmo peso que fatores como custo, consumo de combustível e aparência.

Em adicional, citam-se a pressão da sociedade e a de órgãos reguladores para controle da poluição sonora, sobretudo no meio urbano, como determinantes para o desenvolvimento de melhorias tecnológicas em produtos da indústria automobilística. No Brasil, por exemplo, o Conselho Nacional do Meio Ambiente (CONAMA), ao levar em conta que o ruído excessivo causa prejuízo à saúde física e mental do ser humano e que os veículos rodoviários automotores são as principais fontes de ruído no meio urbano, estabelece limites máximos de ruídos em aceleração e nas proximidades do escapamento destes meios de transporte (CONAMA, 1993, 1999). Nota-se que o controle dos órgãos governamentais e, conseqüentemente, a ação das montadoras se concentram nos ruídos automotivos de origem mecânica. E como principais fontes mecânicas de ruído, têm-se: conjunto motopropulsor, sistema de aspiração, sistema de exaustão, conjunto de transmissão, sistema de arrefecimento e interação dos pneus com o solo (MACHADO, 2003), que são predominantes, sobretudo, quando o veículo roda com velocidades inferiores a 100 km/h (CERRATO, 2009).

Entretanto, com os avanços na redução do ruído de origem mecânica e com as restrições progressivas na geração de ruído automobilístico impostas pelas autoridades, pesquisas de identificação e controle de ruído de origem aerodinâmica em veículos

automotivos têm ascendido. Registra-se que estudos relacionados a este tema, em sua maioria, são direcionados para as seguintes fontes, que são apontadas como principais: colunas dianteiras ou pilares A, retrovisores, limpadores de para-brisa e ruído de cavidades abertas, como o denominado *buffeting*. Ainda a favor do crescente desenvolvimento recente de estudos aeroacústicos, inclusive os relacionados a produtos da indústria automobilística, ressaltam-se os avanços das ferramentas de análise numérica, com a melhora da capacidade preditiva dos códigos e programas relacionados com fluidodinâmica e aeroacústica computacionais ou, respectivamente, em inglês, *Computational Fluid Dynamics* (CFD) e *Computational Aeroacoustics* (CAA); e o decréscimo do custo deste tipo de tecnologia.

Em relação ao projeto de um automóvel, informa-se que é uma atividade que envolve diversos requisitos, como condições estruturais, restrições de peso e dimensões, desenho e, entre outros, desempenho aerodinâmico. Assim, por vezes, a característica acústica veicular pode ser afetada ou penalizada durante o desenvolvimento de um novo modelo. Por exemplo, é sabido que mudanças na geometria de um corpo rombudo alteram as características do seu escoamento externo e, potencialmente, as fontes de ruído a ele associadas. Mas, como é prioridade no setor automobilístico a redução de arrasto aerodinâmico, o uso de dispositivos passivos de controle de arrasto, caracterizados por mudanças na geometria ou na superfície do veículo, são muito estudados e aplicados. Eles são utilizados com o objetivo de aumentar a eficiência energética do automóvel, proporcionando redução de consumo de combustíveis e de emissão de poluentes atmosféricos, como a emissão de gases efeito estufa.

No caso de automóveis com a traseira reta ou vertical, forma típica das categorias SUV, minivans e vans, um dispositivo passivo de controle de arrasto muito disseminado em modelos comerciais é o chanfro nas arestas superior e inferior da superfície traseira, ou base, do veículo. E entre estudos comparativos do perfil do escoamento no entorno de modelos simplificados de veículos terrestres com e sem chanfros aplicados em suas bases citam-se Grandemange et al. (2015), Littlewood e Passmore (2010) e Perry, Pavia e Passmore (2016). Estes autores, por meio de estudos experimentais envolvendo modelos de Ahmed (AHMED; RAMM; FALTIN, 1984) ou de Windsor (HOWELL, 2003, apud LITTLEWOOD; PASSMORE, 2010), comprovaram o ganho aerodinâmico conquistado com o uso deste dispositivo de redução de arrasto. Em condição ótima, o estudo de Perry, Pavia e Passmore (2016) relata redução do coeficiente do arrasto aerodinâmico total em cerca de 3%. Repercussão aeroacústica não é investigada, mas alteração da esteira na traseira do veículo é observada. Registra-se que Thomson (1964, apud NAGAWKAR, 2016) menciona a coluna

traseira, ou coluna C, e a esteira traseira do carro como importantes fontes de ruído aerodinâmico.

Em acréscimo, Crocker (2007) reforça que, na porção posterior de um automóvel, os componentes a montante do escoamento se combinam e formam uma complexa esteira dependente do tempo onde os efeitos de viscosidade predominam. No caso de um veículo da categoria *hatch-back*, as estruturas não estacionárias da esteira, como as regiões de recirculação de ar em baixa frequência contidos em uma bolha elíptica, ao interagirem com a superfície da base configuram-se como fontes de ruído no interior do habitáculo. A longa região de esteira provoca essencialmente sons de baixa frequência, que podem ser transmitidos para o interior do carro.

Duncan et al. (2002), ao estudar a esteira turbulenta à jusante de um modelo de Ahmed, caso com 25° de inclinação do vidro traseiro, por meio do mapeamento das fontes de ruído aerodinâmico caracterizadas por três bandas de frequência entre 50 e 10000 Hz e pelo nível de pressão sonora, ou *Sound Pressure Level* (SPL), chegaram às seguintes conclusões: flutuações de alta frequência relevantes para o ruído aerodinâmico são causadas por estruturas turbulentas de baixa frequência por meio da cascata de energia turbulenta; e o campo de flutuação de pressão dentro de uma banda de frequências médias pode ser entendida como uma estrutura de vórtice em advecção, acompanhada por uma onda de flutuação de alta frequência. Na condição de escoamento estudado, com número de Reynolds ( $Re$ ) na ordem de  $10^6$ , (i) flutuações de pressão com frequência inferior a 100 Hz atingiram valores superiores a 125 dB (SPL) e foram predominantes na camada cisalhante próxima a aresta inferior da base do veículo, dentro da bolha de separação no vidro inclinado e dentro dos vórtices originados nas colunas C; (ii) flutuações dentro da banda de frequência entre 100 e 1000 Hz eram mais fortes na bolha de separação no vidro traseiro inclinado, atingindo valores limites próximos a 115 dB (SPL); e (iii) perturbações com frequência acima de 1000 Hz que foram geradas nas camadas cisalhantes superiores e viajaram à jusante com o fluxo da esteira, atingiram valor máximo de SPL igual a 92 dB. Registra-se que os autores fizeram uso do método Lattice Boltzmann (LBM) e de simulação de grandes escalas (LES) nesta pesquisa.

Já Nagawkar (2016) estudou também por meio de análise numérica as fontes geradoras e a propagação resultante de ruídos aerodinâmicos na esteira próxima de três variações do modelo de Ahmed, com configurações geométricas distintas da base, dentre elas o de traseira reta, ou de 0° de inclinação do vidro traseiro. LES e equação baseada na analogia de Lighthill foram utilizadas neste trabalho. O autor citado analisou o escoamento com  $Re$  relativamente baixo, na ordem de  $10^5$ , e fez uso de um tempo de análise, ou de tamanho da

amostra no tempo, reduzido, o que resultou em (i) identificação apenas de flutuações de pressão geradas pelo escoamento não audíveis pelo ouvido humano; (ii) viés na determinação da diretividade das perturbações de pressão de origem aerodinâmica; e (iii) negligência das flutuações de pressão devido a estruturas de turbulência de larga escala. No entanto, Nagawkar (2016) percebeu características distintas do campo de flutuação de pressão na fonte e em pontos distantes para as diferentes geometrias de base testadas. Quando os modelos foram comparados, notaram-se particularidades da distribuição espacial do nível de pressão sonora total calculado no entorno de cada veículo.

Kumarasamy e Karbon (1999) e Pang (2018) ainda pontuam que ruídos aerodinâmicos em veículos terrestres são predominantemente do tipo pulsante, com caráter dipolo. E, assim, argumenta-se que o nível de ruído pulsante, associado à flutuação de força na superfície do veículo, pode ser atenuado por um projeto cuidadoso que reduz ou elimina regiões de separação. Afirma-se que progresso significativo pode ser feito analisando o escoamento de ar e avaliando a pressão instável sobre a superfície do automóvel. Os autores reforçam que testes aeroacústicos são realizados frequentemente nas últimas etapas do ciclo de desenvolvimento de um novo automóvel, usando um modelo em escala real. No entanto, mudanças nas etapas derradeiras de projeto podem ser financeiramente proibitivas ou mesmo impossíveis. Assim, sugere-se uso de ferramentas computacionais para avaliar o conceito nos estágios iniciais de desenvolvimento de um modelo novo.

Percebe-se, logo, que diante das imposições do mercado e das autoridades reguladoras no que tange a ruído, emissões de poluentes e eficiência energética veiculares, em fase de projeto, torna-se importante a investigação aprofundada das repercussões nas características aerodinâmicas e aeroacústicas veiculares introduzidas por uso de dispositivos de controle de arrasto. Assim, a proposta do presente trabalho é, por meio do Método de Decomposição de Reynolds Não Estacionário (URANS), associado a um modelo baseado na Analogia Acústica de Lighthill (LAA), realizar uma avaliação numérica da aerodinâmica e do ruído gerado por flutuação de pressão na esteira à jusante do modelo de Ahmed com ângulo de inclinação do vidro traseiro igual a  $0^\circ$ , com e sem a adoção de um mecanismo passivo de controle de arrasto, em escala de um veículo real, com  $Re$  na ordem de  $10^6$ , em atitude de ângulo nulo de guinada. O dispositivo de controle de arrasto em análise são chanfros curtos ótimos do trabalho de Perry, Pavia e Passmore (2016), ou seja, chanfros nas arestas horizontais traseiras com ângulo de inclinação igual a  $12^\circ$ . Para escala de 4:1 em relação ao modelo original de Ahmed, o que representaria um veículo automotivo em escala real, e a velocidade de escoamento igual a 103 km/h, define-se o valor 2,26 milhões como número de Reynolds



baseado na altura do modelo e na velocidade do escoamento não perturbado ( $Re_H$ ) alvo de estudo.

## 1.2 Objetivo geral

O objetivo geral do presente trabalho é, por meio de cálculo computacional, comparar as características aerodinâmicas e aeroacústicas de um veículo automotivo simplificado de traseira quadrada antes e após a adoção de um mecanismo passivo de controle de arrasto comumente presente em produtos da indústria automobilística, quando submetido a um escoamento com número de Reynolds ( $Re_H$ ) de 2,26 milhões.

## 1.3 Objetivos específicos

Os objetivos específicos desta pesquisa incluem:

- Caracterizar o escoamento turbulento no entorno de um modelo de Ahmed em escala real, com foco na esteira próxima à jusante do corpo, por meio do método RANS não estacionário, disponível no programa de fluidodinâmica computacional comercial ANSYS Fluent;
- Validar um modelo computacional para investigação do escoamento turbulento no entorno do corpo de Ahmed com a traseira reta, por meio de comparação de dados encontrados na literatura científica de forças aerodinâmicas, do campo de velocidade e de distribuição de pressão estática na superfície traseira do veículo;
- Caracterizar o campo acústico no entorno do modelo de Ahmed devido à fonte de ruído aerodinâmico dipolo presente na porção posterior do veículo;
- Investigar se a esteira traseira próxima formada em um corpo de Ahmed em escala de um automóvel real se movimentando a uma velocidade igual a 103 km/h se configura como importante fonte de ruído aerodinâmico; e
- Avaliar os efeitos isolados dos chanfros curtos com 12° de inclinação, que é a alteração geométrica introduzida na base do modelo, no escoamento externo veicular e sua repercussão no desempenho aerodinâmico e aeroacústico do modelo testado.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 Modelo de Ahmed

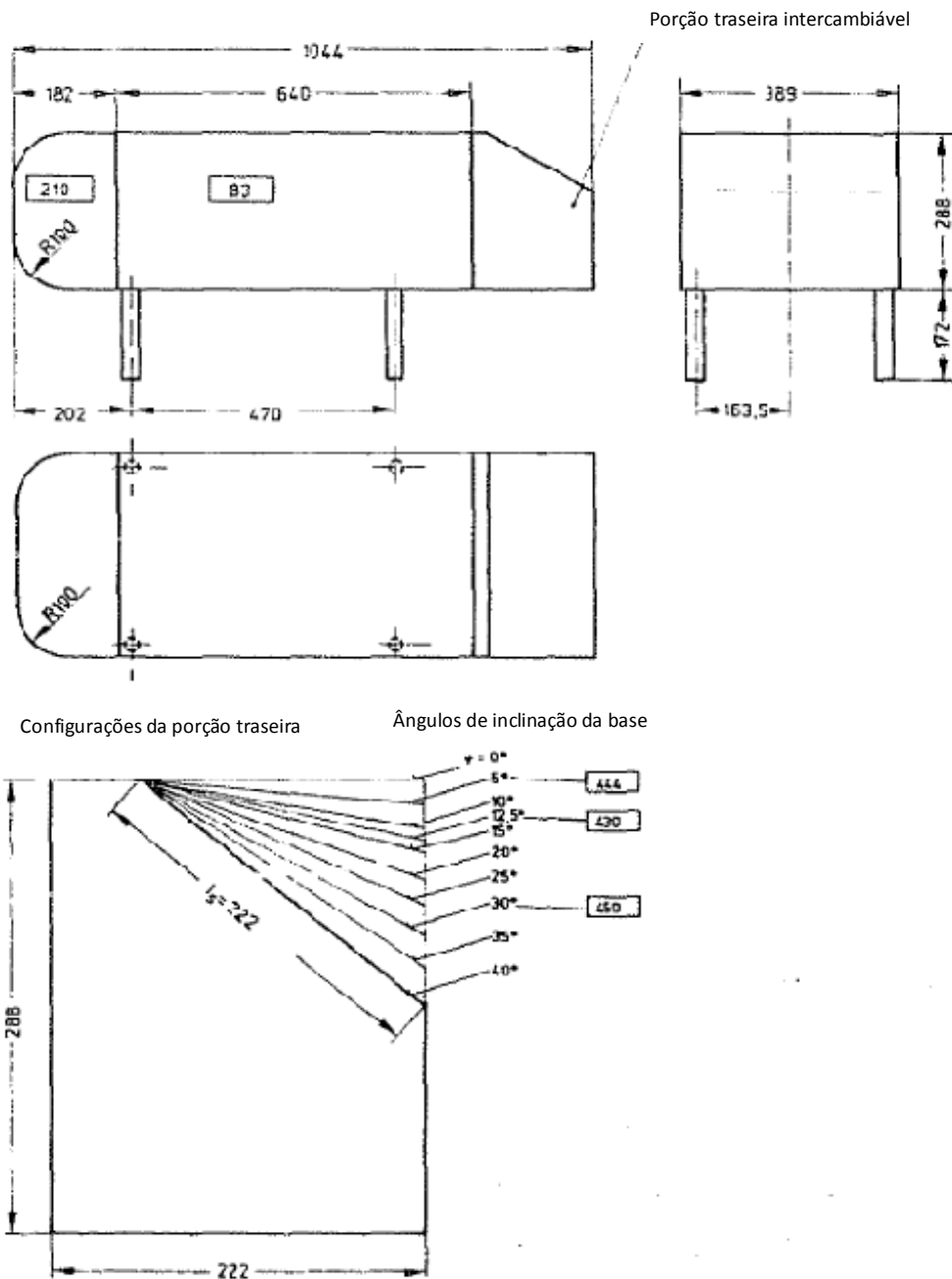
#### 2.1.1 Experimento de Syed Rafeeq Ahmed e colaboradores

Syed Rafeeq Ahmed e colaboradores na década de 80 ensaiaram em túnel de vento um modelo básico de veículo terrestre, que posteriormente foi intitulado corpo de Ahmed. Este corpo, que pode ser descrito como um paralelepípedo com as arestas arredondadas na face frontal e uma superfície inclinada na face traseira, é representado na FIG. 2.1. As dimensões do corpo original testado em túnel aerodinâmico subsônico a número de Reynolds baseado no comprimento do modelo ( $Re_L$ ) igual a 4,29 milhões são: comprimento total (L) igual a 1,044 m; altura (H) igual 0,288 m; e largura (W) igual a 0,389 m. O ângulo da superfície traseira inclinada variou em passos de 5° entre 0° e 40°. O resultado do experimento, baseado em médias temporais de dados de pressão total e estática à jusante e de pressão estática na superfície do modelo, assim como de força aplicada ao modelo, descreve o efeito da forma da parte traseira de um veículo terrestre simplificado em relação à topologia do escoamento e ao arrasto aerodinâmico. O trabalho supracitado provou a existência de grande região de recirculação de baixa pressão estática na base do veículo e a influência crítica do ângulo da inclinação do vidro traseiro no desempenho aerodinâmico do modelo (AHMED; RAMM; FALTIN, 1984).

Os autores supracitados perceberam que uma redução de 8% do arrasto comparado com o modelo de traseira reta (caso de 0° do vidro traseiro inclinado) foi obtido para um ângulo de 12,5° da superfície inclinada traseira. Para inclinações maiores do que este valor ótimo, o arrasto aumentou continuamente até a condição pior, a de 30° da superfície inclinada traseira, com aumento de cerca de 48% de arrasto em comparação ao modelo de traseira reta. Para ângulos acima deste valor crítico, o arrasto decresceu abruptamente e atingiu valores próximos ao do caso de 0°. A FIG. 2.2 ilustra o resultado acima descrito. Ainda como conclusões deste experimento, citam-se: para o modelo testado, cerca de 85% do arrasto aerodinâmico total é arrasto de pressão; a parte dianteira da geometria contribui no máximo com 9% do arrasto de pressão do veículo, sendo o resto gerado pela porção traseira do mesmo; a estrutura média da esteira é representada por um par de vórtices ferradura, um situado sobre o outro dentro da bolha de separação na base do modelo, e vórtices partindo das

arestas laterais da superfície traseira inclinada; e, por fim, a força dos vórtices da bolha de separação e das arestas laterais são determinadas pelo ângulo da superfície traseira inclinada (AHMED; RAMM; FALTIN, 1984).

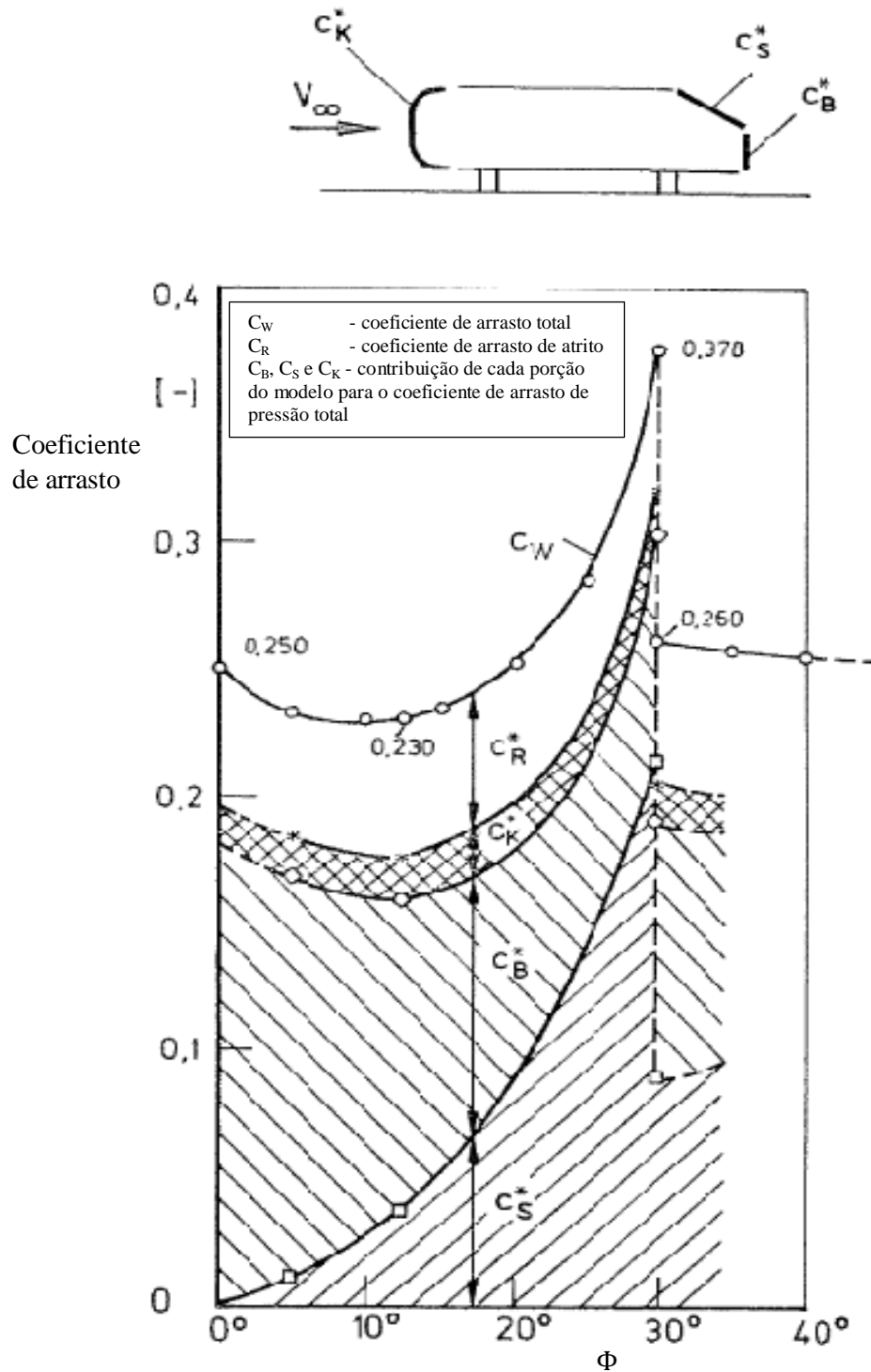
FIGURA 2.1 – Desenho técnico do intitulado modelo de Ahmed



Nota: os valores de comprimento estão expressos em milímetro.

Fonte: AHMED; RAMM; FALTIN, 1984

FIGURA 2.2 – Coeficiente de arrasto aerodinâmico em função do ângulo de inclinação do vidro traseiro ( $\Phi$ ).



Fonte: AHMED; RAMM; FALTIN, 1984

A partir da publicação do trabalho de Ahmed e colaboradores, muitos estudos envolvendo o modelo básico de veículo terrestre aqui discutido foram realizados, tanto por meio de experimento em túnel de vento como por simulação numérica, tanto por meio de

análise de dados por médias temporais, como por análises transientes. O próximo item pretende relacionar informação dos principais estudos envolvendo o modelo com a traseira quadrada, ou o modelo com o ângulo de  $0^\circ$  da superfície traseira inclinada.

### 2.1.2 Modelo de Ahmed com traseira quadrada

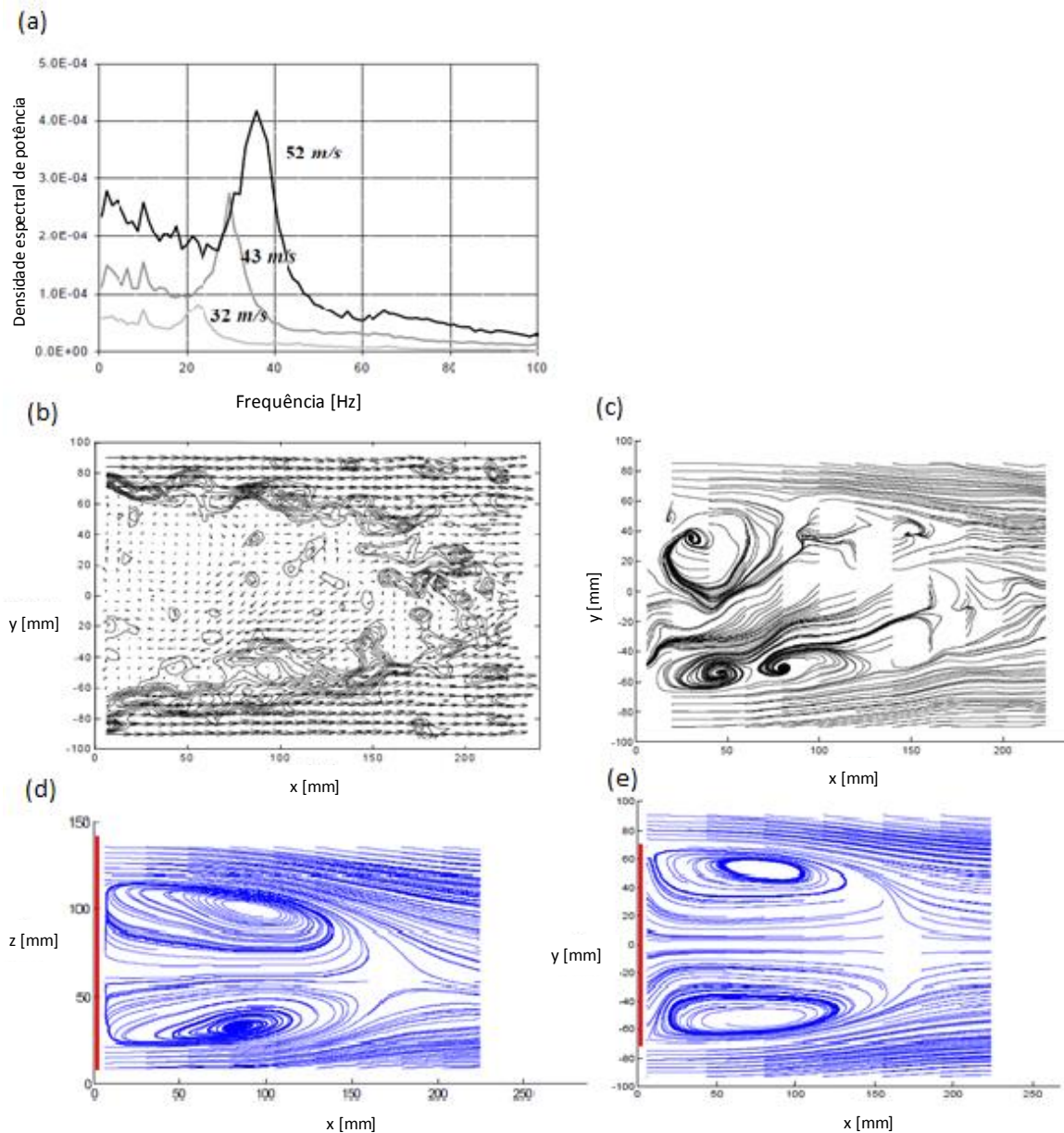
De acordo com Khalighi et al (2001), por meio de experimentos com  $Re$  da ordem de  $10^5$ , observa-se que o corpo de Ahmed com a traseira quadrada possui coeficiente de arrasto aerodinâmico ( $C_D$ ) igual a 0,30. O coeficiente de pressão ( $C_P$ ) é independente da velocidade de escoamento e, nesta pesquisa, no plano horizontal central, exibe assimetria.

Khalighi et al. (2001) ainda mediram experimentalmente flutuações de pressão na base do corpo de Ahmed e identificaram um pico de baixa frequência correspondente ao número de Strouhal ( $St$ ) igual a 0,07, que foi interpretado de duas formas distintas. Pensa-se em uma interação periódica entre a parte inferior e superior do vórtice que compõe a região toroidal de recirculação próxima da base. Registra-se que esta interação caracteriza o denominado bombeamento ou pulsação da bolha de recirculação e está associada à oscilação longitudinal do ponto de estagnação livre e a uma variação da força relativa das partes superior e inferior do toroide. Outra hipótese é a de que o pico de  $St$  igual a 0,07 guarda relação com o desprendimento de vórtices dos bordos de fuga do modelo, em que há uma oscilação lateral. Lembra-se que  $St$  é calculado por meio da EQ. 2.1, em que  $f$  é frequência em [Hz],  $H$  é altura da base em [m], e  $U_0$  é velocidade do escoamento não perturbada em [m/s].

$$St = fH/U_0 \quad (2.1)$$

A dominância do  $St$  igual a 0,07 também é observada para sinais de velocidade instantânea medidos em um ponto na camada cisalhante superior à jusante do modelo. Já as medições do campo de velocidade expõem que o comprimento da bolha de recirculação, que exibe um padrão de escoamento complexo, é de aproximadamente 1,6 vezes a altura do modelo; e o plano horizontal central não é um plano de simetria do escoamento (KHALIGHI et al., 2001). A FIG. 2.3 exibe alguns resultados destes autores, para um corpo de Ahmed com  $H$  igual a 0,1 [m].

FIGURA 2.3 – Resultados de Khalighi et al. (2001)



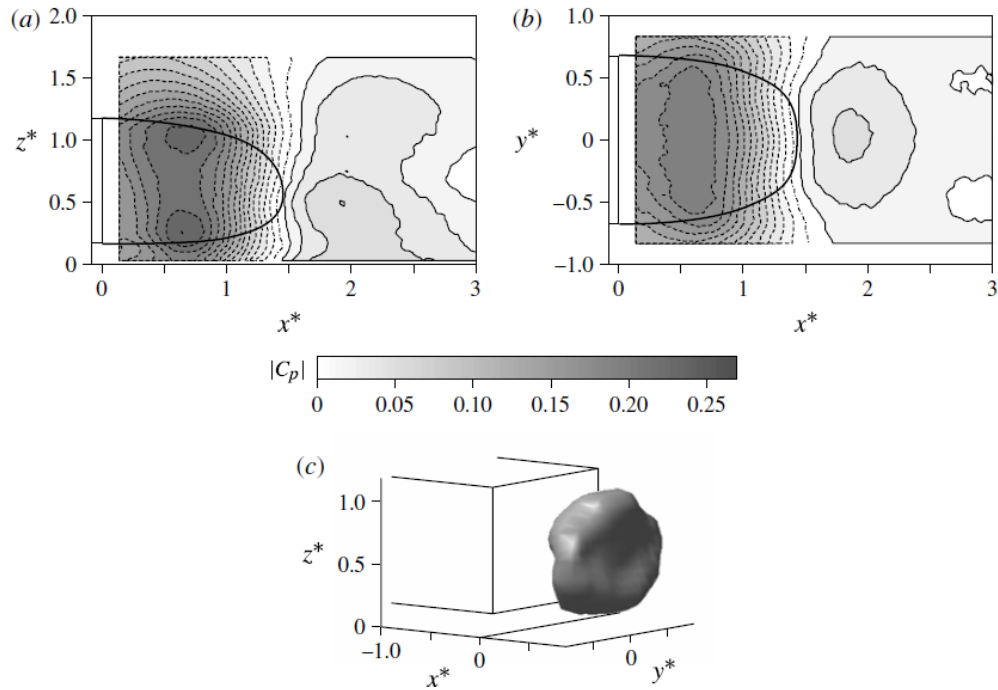
Nota: (a) Densidade espectral (PDF) do sinal de pressão na superfície da base; (b) vetores de velocidade na esteira no plano horizontal central e contorno da componente de vorticidade normal a este plano instantâneos; (c) linhas de corrente na esteira à jusante da base no plano horizontal central; (d) campo de velocidade médio no plano vertical central; e (e) campo de velocidade médio no plano horizontal central.

Fonte: KHALIGHI et al., 2001.

Segundo Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a), ao realizar estudos experimentais com o corpo de Ahmed com traseira quadrada submetido a um escoamento caracterizado pelo  $Re$  da ordem de  $10^5$ , verifica-se que a topologia do escoamento é caracterizada por uma grande bolha de recirculação de fluido na base. Esta região, relacionada a reduzidos níveis de pressão estática, é a maior contribuidora para o arrasto aerodinâmico e pode ser visualizada na

FIG. 2.4. E menciona-se que o  $C_D$  do modelo medido por meio de balança de força foi igual a  $0,274 \pm 0,003$ .

FIGURA 2.4 – Distribuição de pressão na esteira do corpo de Ahmed



Nota: (a) plano vertical médio; (b) plano horizontal médio; e (c) superfície de  $C_p$  igual a  $-0,2$  na região de recirculação. Em (a) e (b), as linhas contínuas e intermitentes são, respectivamente, valores positivos e negativos; e a separatriz do escoamento médio é representado pela linha preta espessa. Observa-se que o asterisco no índice indica normalização da grandeza em relação a  $H$ .

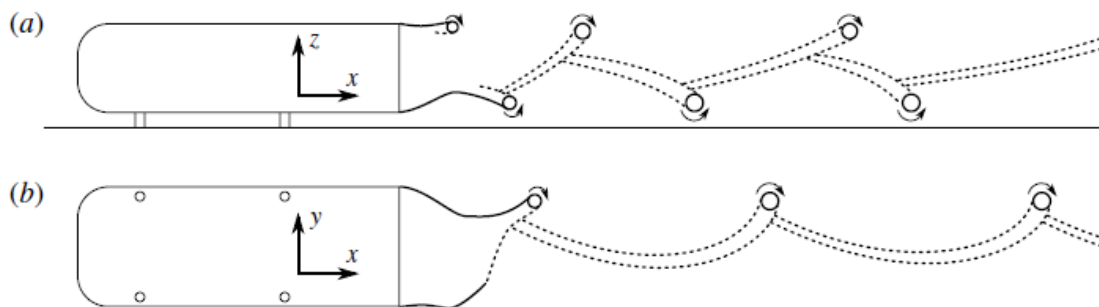
Fonte: GRANDMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a.

O equilíbrio da esteira na direção vertical (direção normal ao solo) é afetado pela presença do solo, mas a região de baixa pressão na esteira, localizada no entorno da estrutura de recirculação observada em análise por meio de médias temporais, preserva a forma de toroide. Os autores ressaltam que a forma toroidal da zona das estruturas de recirculação não reflete a topologia do escoamento, pois a esteira tem um comportamento bi-estável e a organização toroidal é visualizável apenas após análise por média de longo tempo de aquisição de dados. A região de recirculação tem duas posições preferidas de quebra de simetria refletida, que leva a uma esteira estatisticamente simétrica em relação ao plano vertical central. A sequência destes estados de assimetria é aleatória e se comporta como uma cadeia estacionária de Markov, que leva a uma força lateral não estacionária, que provavelmente é responsável por parcela do arrasto entendida como arrasto induzido

(GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a). Ressalta-se que, ao se analisar outros estudos, sobretudo um desenvolvido com  $Re$  da ordem de  $10^2$  (GRANDEMANGE; CADOT; GOHLKE, 2012), observa-se que o comportamento bi-estável da esteira está presente independente do  $Re$ . Ainda segundo Grandemange, Gohlke e Cadot (2013b), o comportamento bi-estável é sensível à dimensão do hiato entre o solo e o modelo, à razão de aspecto ( $AR$ ) da base do modelo e ao  $Re$ . Com o aumento do número de  $Re$ , o tempo para a mudança entre os dois estados de assimetria diminui; e para distância entre o modelo e o solo adimensionalizada pela altura do modelo ( $C^*$ ) inferior a 0,10, o comportamento bi-estável é suprimido, para  $AR$  igual a 0,74, comum ao corpo de Ahmed.

Em adicional, Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a) relatam que a ocorrência de interações de camadas cisalhantes opostas (tanto entre as camadas cisalhantes laterais, como entre a inferior e a superior) induzem oscilações na esteira com valores do número de Strouhal ( $St$ ) próximos de 0,17, quando normalizados pelos seus respectivos hiatos. Os modos são advectados com o escoamento médio e não são dotados de muita energia, representando uma parcela negligenciável dos tensores de Reynolds no entorno da região de recirculação, impactando pouco os valores da pressão na base do corpo. Uma representação destes modos globais do escoamento é exibida na FIG. 2.5.

FIGURA 2.5 – Modos globais da estrutura da esteira quando fixada em um estado preferencial de assimetria.



Nota: (a) plano vertical médio; e (b) plano horizontal médio.

Fonte: GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a.

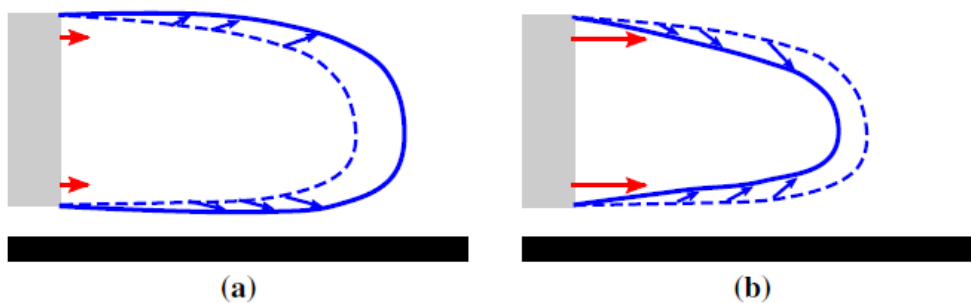
Entende-se, assim, que o espectro de auto-potência dos sinais de pressão na base, velocidades da camada de mistura e medidas de força podem sinalizar frequências características da natureza da esteira do corpo de Ahmed. Menciona-se que há outros estudos que também reportam movimentos coerentes em  $St$  igual a 0,17 à jusante da região de recirculação, com pico de energia claro no plano de simetria ou plano vertical central



(KHALIGHI et al., 2012, apud GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a). Duell e George (1999, apud GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a) mencionam identificação de modo de alta frequência em  $St$  igual a 1,157 interpretado como propagação de vórtices das camadas de mistura com uma estrutura quase helicoidal. Já Bayraktar et al. (2001, apud GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a) por meio de simulação numérica encontraram duas frequências dominantes com números de Strouhal iguais a 0,106 e 0,086 em medidas transientes de força de sustentação ( $C_L$ ) e de força lateral ( $C_Y$ ), respectivamente.

Em estudo experimental com  $Re_H$  igual a 0,51 e 0,77 milhões, Volpe, Devinant e Kourta (2015) também observaram o comportamento bi-estável da esteira com escala temporal da ordem de  $800 \times (U_0/H)$ , além de atividades espectrais de baixa frequência com picos em  $St$  normalizado por  $H$ , ou  $St_H$ , iguais a 0,13 e a 0,19, correspondentes aos modos de desprendimento e propagação de vórtices desenvolvidos, respectivamente, nas paredes horizontais e verticais do modelo. Dinâmica com  $St_H$  igual a 0,08 relacionada à pulsação da bolha de recirculação também foi visualizada e é representada esquematicamente na FIG 2.6.

FIGURA 2.6 – Representação esquemática da pulsação da bolha de recirculação no plano vertical central



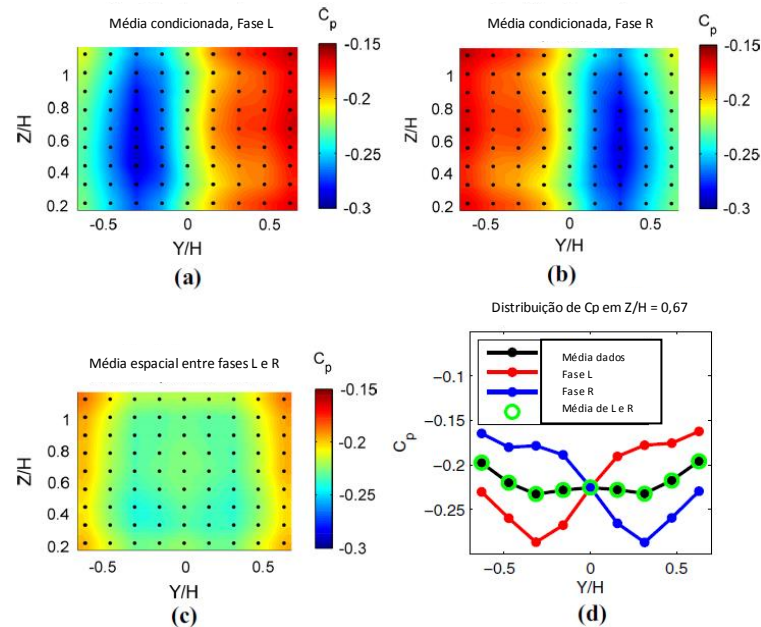
Nota: (a) flutuações de pressão positivas; e (b) flutuações de pressão negativas.

Fonte: VOLPE; DEVINANT; KOURTA, 2015.

Ainda em relação ao comportamento bi-estável da esteira no modelo de Ahmed, registra-se no trabalho de Volpe, Devinant e Kourta (2015) que o fenômeno não afeta a determinação do valor médio do coeficiente de arrasto aerodinâmico, cujos valores se situam entre 0,329 e 0,315, para  $Re_H$  entre 0,37 e 0,81 milhões. A sua dinâmica é bem ilustrada por meio de médias condicionadas de dados de pressão na base do modelo, como são exibidas na FIG. 2.7 (VOLPE; DEVINANT; KOURTA, 2015). Mas salienta-se que para sua verificação faz-se necessário longo período de observação. Logo, conclui-se que, para os casos de curto

período de aquisição de dados, o comportamento médio do escoamento tenderá a uma assimetria em relação ao plano vertical central.

FIGURA 2.7 – Média condicionada de dados de pressão na base do modelo



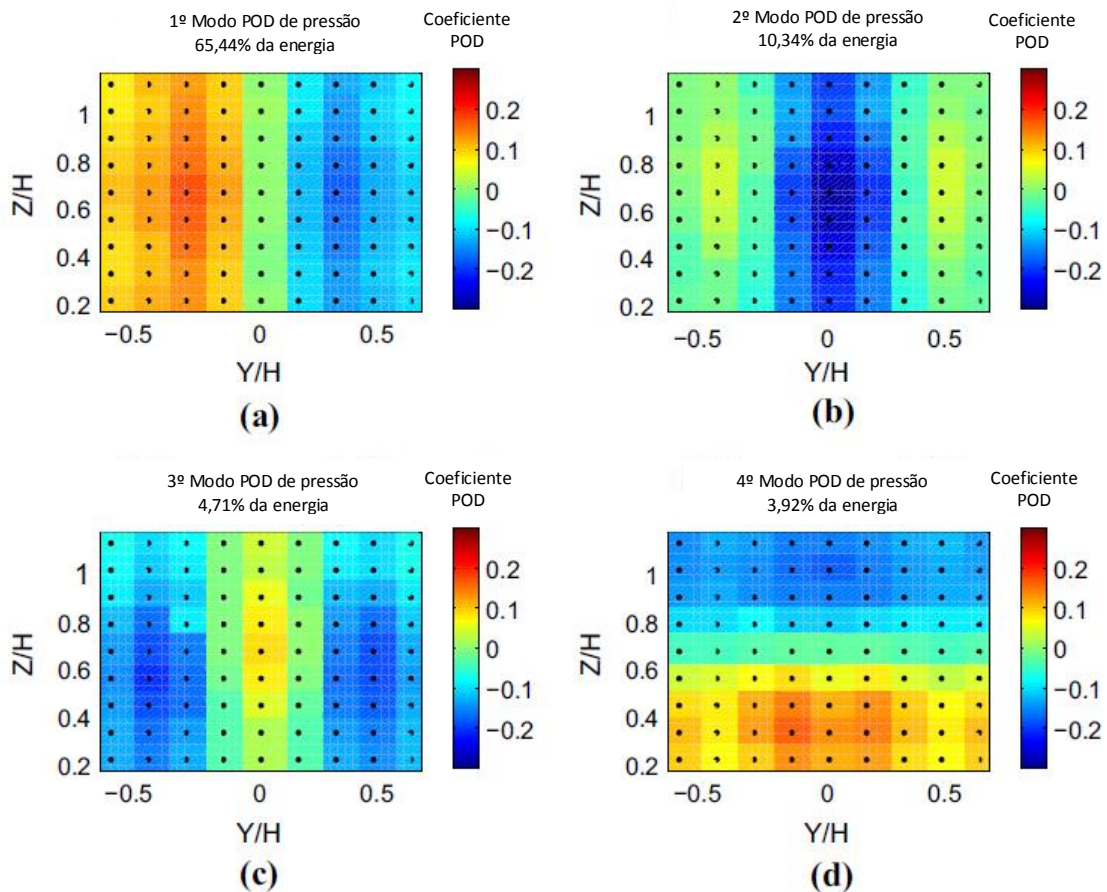
Nota: (a) dados de  $C_p$  na fase denominada esquerda ou L; (b) dados de  $C_p$  na fase denominada direita ou R; (c) média espacial das fases identificadas; e (d) comparação da distribuição de pressão no eixo horizontal localizado na altura média do modelo.

Fonte: VOLPE; DEVINANT; KOURTA, 2015.

Volpe, Devinant e Kourta (2015) também utilizaram o método POD aplicado aos dados de flutuação de pressão na base do modelo e computaram que cerca de 77,6% da energia cinética do escoamento está concentrada nos dois primeiros modos derivados dos sinais de pressão estática capturados na base, na proximidade das arestas, e 84,4% desta energia é encontrada nos quatro primeiros modos percebidos a partir dos sinais de pressão estática distribuídos em toda superfície da base. As FIG. 2.8 e 2.9 ilustram os modos capturados pelos dois meios aqui citados. O primeiro modo mostra uma assimetria em relação ao plano vertical central e é compatível tanto com o comportamento de bi-estabilidade da esteira como com o modo de Von Kármán, ou o desprendimento dos vórtices desenvolvidos nas paredes verticais do modelo. Ele exibe um pico claro em  $St_H$  igual a 0,13. Já o segundo modo pode ser associado ao fenômeno de pulsação da bolha de recirculação, pois tem um pico em  $St_H$  igual a 0,08. E o terceiro e o quarto modos, com valores de energia cinética muito próximos, foram identificados em ordem distinta nos dois procedimentos de aquisição de dados de pressão utilizados. Um deles parece estar relacionado com o desprendimento de

vórtices das paredes horizontais da base, com  $St_H$  igual a 0,19 (VOLPE; DEVINANT; KOURTA, 2015).

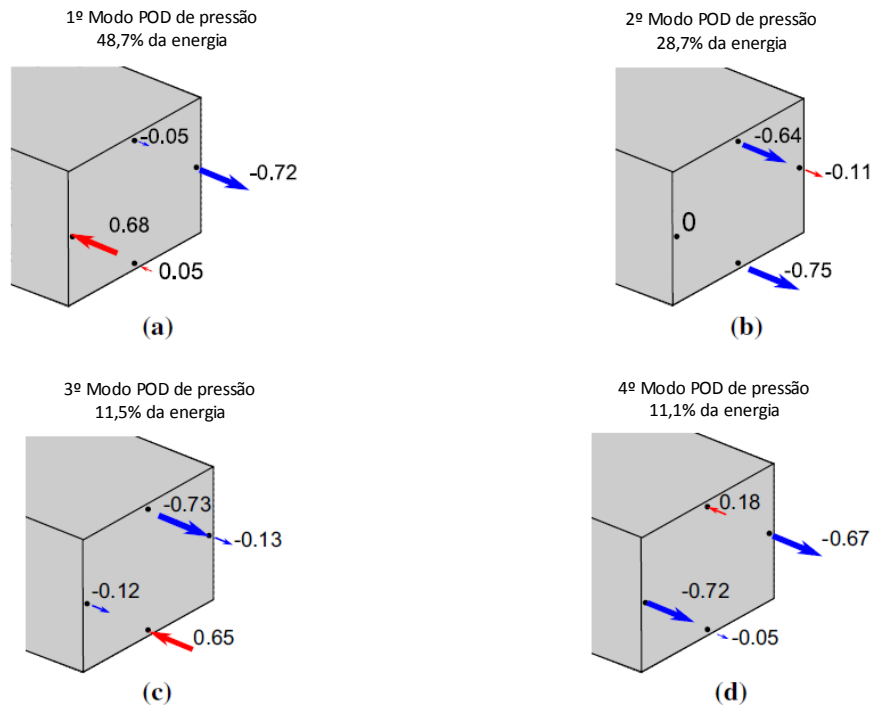
FIGURA 2.8 – Autovetores dos primeiros modos obtidos dos sinais de pressão estática distribuídos em toda a base do modelo.



Fonte: VOLPE; DEVINANT; KOURTA, 2015.

Para completar, citam-se o  $C_D$  igual a 0,309 e a existência de flutuações do coeficiente de força lateral como os resultados de um estudo experimental com um modelo em escala industrial submetido a um escoamento caracterizado por  $Re_H$  igual a 2,5 milhões (GRANDEMANGE et al., 2015). Menciona-se ainda nesta seção que estudos por meio de simulação numérica do modelo de Ahmed com traseira quadrada, como os desenvolvidos por Lucas et al. (2017) e Eulalie, Gilotte e Mortazavi (2017), para  $Re$  da ordem  $10^5$ , conseguiram reproduzir os achados de pesquisas experimentais como os acima abordados.

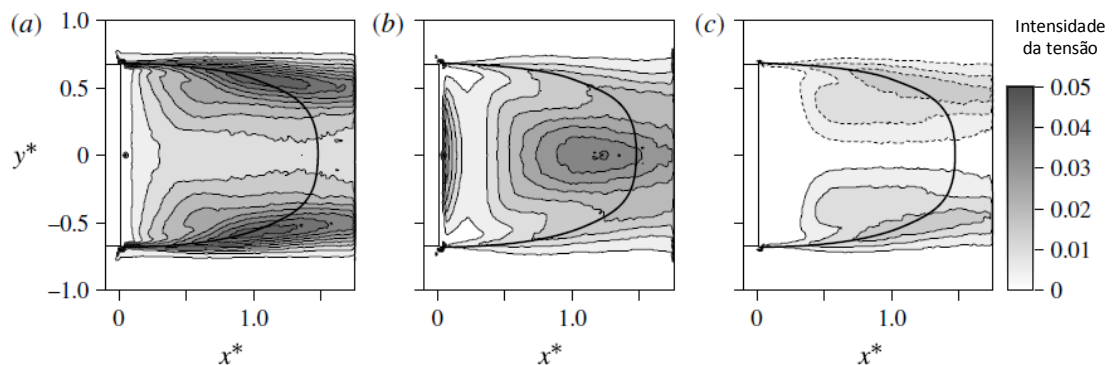
FIGURA 2.9 – Autovetores dos primeiros modos obtidos dos sinais de pressão em pontos próximos às arestas na base do modelo.



Fonte: VOLPE; DEVINANT; KOURTA, 2015.

E, por fim, fazendo uso dos resultados de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a), revelam-se por meio das FIG. 2.10, 2.11 e 2.12 o campo dos tensores de Reynolds no entorno do modelo estudado. E lembra-se que estas grandezas que representam a turbulência do escoamento podem ser entendidas como fontes de ruído aerodinâmico.

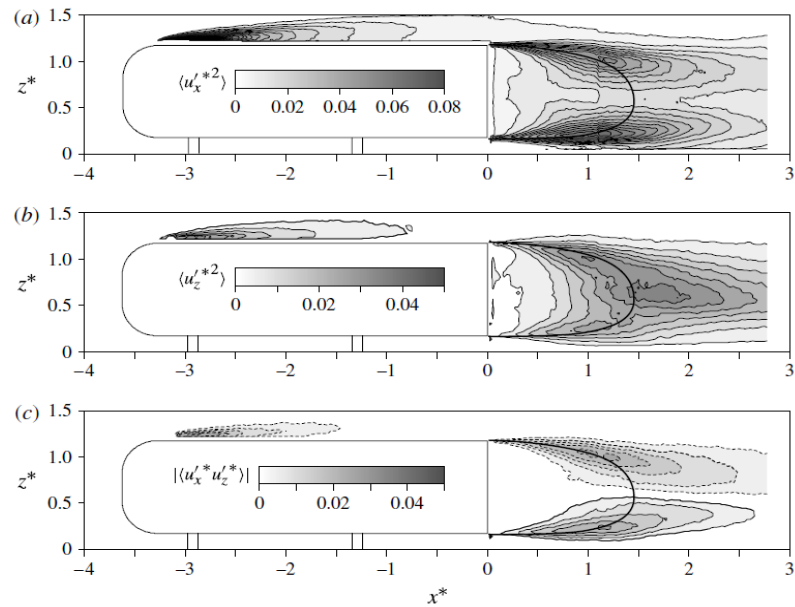
FIGURA 2.10 – Contorno dos tensores de Reynolds no plano horizontal médio.



Nota: (a)  $\langle u_x'^2 \rangle$ ; (b)  $\langle u_y'^2 \rangle$ ; e (c)  $\langle u_x' u_y' \rangle$ . Linhas contínuas e intermitentes são, respectivamente, valores positivos e negativos. E a separatriz do escoamento médio é representado pela linha preta espessa. Observe-se que o asterisco no índice indica normalização da grandeza em relação a H e  $U_0$ .

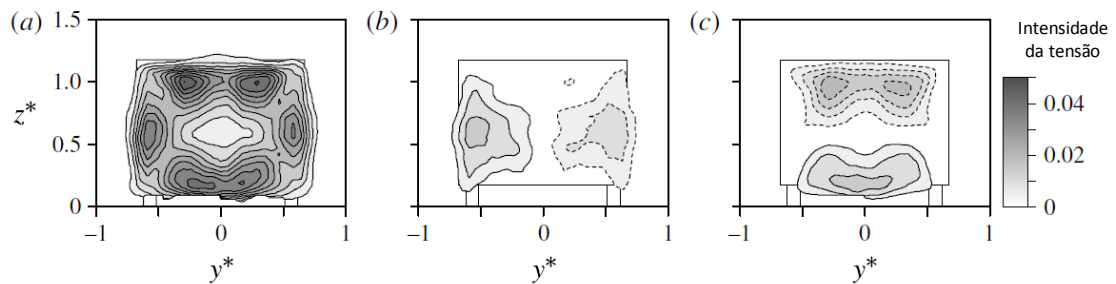
Fonte: GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a.

FIGURA 2.11 – Tensores de Reynolds no plano vertical médio.



Nota: linhas contínuas e intermitentes são, respectivamente, valores positivos e negativos. E a separatriz do escoamento médio é representada pela linha preta espessa. Observa-se que o asterisco no índice indica normalização da grandeza em relação a H e  $U_0$ .

Fonte: GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a.

FIGURA 2.12 – Tensores de Reynolds no plano paralelo à base do modelo, localizado em  $x^*$  igual a um.

Nota: (a)  $\langle u_x'^*2 \rangle$ ; (b)  $\langle u_x'^* u_y'^* \rangle$ ; e (c)  $\langle u_x'^* u_z'^* \rangle$ . Linhas contínuas e intermitentes são, respectivamente, valores positivos e negativos. O asterisco no índice indica normalização da grandeza em relação a H e  $U_0$ .

Fonte: GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a.

## 2.2 Dispositivos de controle de arrasto

### 2.2.1 Introdução

Redução de arrasto aerodinâmico é um tema importante no setor de transportes. Grande parte do combustível empregado em veículos automotivos é destinada para superar o

arrasto aerodinâmico, um dos principais fatores que contribuem para a resistência total ao deslocamento dos mesmos. Dispositivos de redução de arrasto são divididos principalmente em duas categorias: mecanismos passivos, quando não há demanda de energia para seu funcionamento; e mecanismos ativos, quando há requisição de energia para sua ativação e, comumente, o emprego de um sistema de controle. Pode-se citar como técnicas de controle de arrasto em corpos rombudos: injeção e sucção de ar, contínuas ou intermitentes; uso de cilindros rotativos; inclusão de cavidade na base; mudança da geometria traseira; uso de geradores de vórtices; placas divisoras; defletores; e flapes. Estas técnicas, para minimizar o arrasto de pressão, basicamente tentam mudar o escoamento no entorno do corpo, sobretudo a estrutura da esteira, prevenindo regiões de separação da camada limite, mudando o tamanho e a forma da esteira e favorecendo a recuperação da pressão estática na base do corpo (ALTAF; OMAR; ASRAR, 2014a).

Ainda segundo os autores supracitados, devido à simplicidade, ao reduzido custo efetivo e à facilidade de implementação, técnicas passivas são mais populares. No entanto muitas são impraticáveis ou impactam fortemente a dimensão e a estética do modelo. Placas verticais, por exemplo, no trabalho de Gilliéron e Kouta (2010), exibiram potencial para promover redução de arrasto de até 12%, quando posicionadas à jusante do modelo de Ahmed com traseira reta, e 45%, quando localizadas à montante do mesmo, mas não são utilizadas em veículos reais. O mecanismo de redução de arrasto, neste caso, está associado à eliminação de vórtices longitudinais, à redução da área transversal da esteira e à minimização da perda de pressão na base do modelo. O uso de cilindros da altura do veículo à jusante é outro exemplo de dispositivo que permanece apenas no âmbito acadêmico e, segundo Grandemange, Gohlke e Cadot (2014), ao suprimir o comportamento bi-estável da esteira em um corpo de Ahmed com ângulo de  $0^\circ$  da superfície traseira inclinada, pode promover redução de arrasto total de 5% a 8%. Já a cavidade na base tem sido aplicada por montadoras de veículos. A cavidade aplicada ao corpo de Ahmed com traseira vertical, no trabalho de Grandemange et al. (2015), por exemplo, ao limitar localmente a formação de vórtices longitudinais e ao reduzir a flutuação de força lateral ou o comportamento bi-estável do escoamento, resultou, em condição ótima, em queda de arrasto de 3,6%, quando aplicada isolada, e de 10,7%, quando associada a chanfros nas arestas da base. Defletores, também comuns em carros reais, foram testados por Grandemange et al. (2013) e exibiram bom desempenho, com queda de cerca de 4% do  $C_D$  associada a efeitos bidimensionais na esteira. Lembra-se que o uso destes dispositivos no mercado ocorre frequentemente por meio de

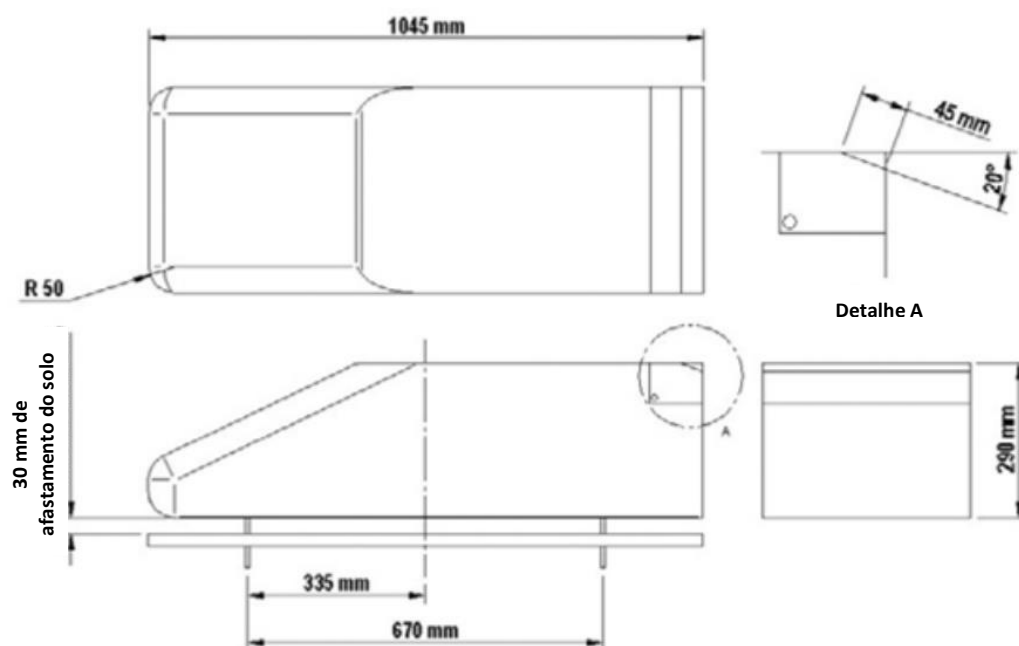
ajustes empíricos e são influenciados por parâmetros do veículo, como sua distância ao solo, sua forma global e outros (GRANDEMANGE et al., 2013).

### 2.2.2 Chanfros

Chanfros, sobretudo os de pequena dimensão, são largamente utilizados na indústria automobilística como dispositivos passivos de controle de arrasto, pois comprovadamente podem aumentar a eficiência energética de um veículo automotivo sem comprometer a sua estética, o seu custo de produção e de manutenção, os requisitos de segurança e outros requisitos de projeto.

Littlewood e Passmore (2010) investigaram o uso de chanfro de grande razão de aspecto, ou *Aspect Ratio (AR)*, na aresta superior da base de um modelo de Windsor com a traseira reta. A representação deste modelo básico veicular objeto de estudo dos autores acima citados é exibido na FIG. 2.13. Fez-se uso de ensaios em túnel de vento com número de Reynolds baseado no comprimento total do modelo ( $Re_L$ ) igual a 2,9 milhões. Para investigar o escoamento e a estrutura da esteira à jusante do modelo, os autores lançaram mão de velocimetria por imagem de partículas, ou *Particle Image Velocimetry (PIV)*, de medições de balança de força e de medições de pressão estática na superfície do corpo.

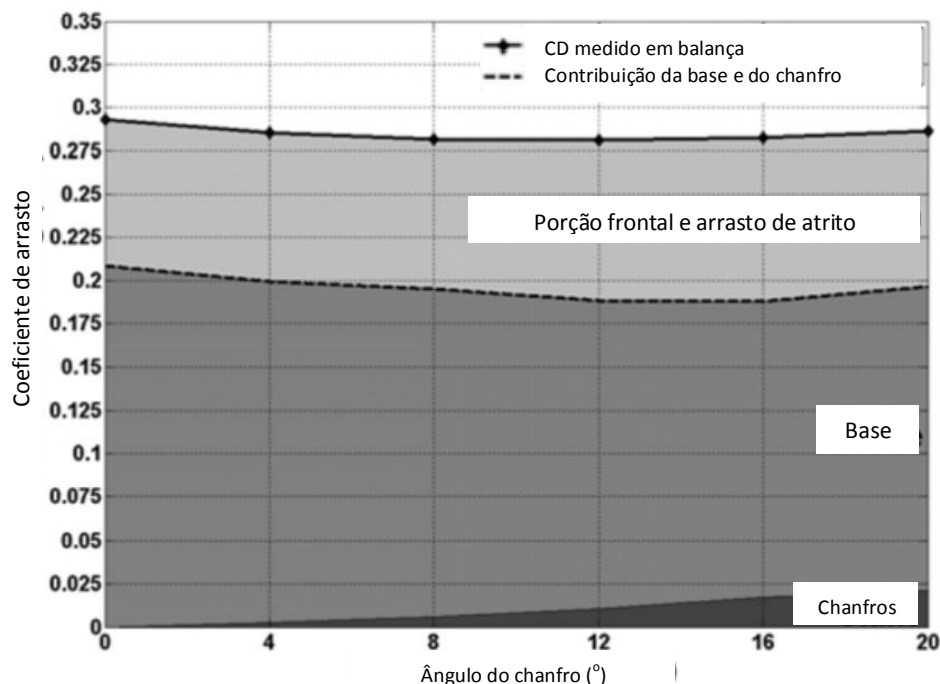
FIGURA 2.13 – Modelo de Windsor



Fonte: LITTLEWOOD; PASSMORE, 2010.

A FIG. 2.14 resume os resultados da pesquisa de Littlewood e Passmore (2010). Os autores, utilizando chanfro com AR, que é calculado pela razão entre largura do modelo ( $W$ ) e comprimento do chanfro ( $L_{chanfro}$ ), igual a 8,66 e ângulo de inclinação entre  $0^\circ$  e  $20^\circ$ , encontraram redução máxima do coeficiente de arrasto total, igual a aproximadamente 4,1% em relação ao modelo sem chanfro, para o ângulo do chanfro igual a  $12^\circ$ . Atribui-se a queda inicial do  $C_D$ , para pequenos ângulos do chanfro, ao aumento da recuperação da pressão estática na base do modelo, devido ao conseqüente incremento da curvatura do escoamento que passa sobre o teto do modelo em direção ao solo, e à redução da área traseira. Por outro lado, com aumento do ângulo do chanfro, há formação e aumento da força de vórtices tridimensionais de extremidade e o incremento da importância do coeficiente de pressão relativo à área do chanfro na determinação do  $C_D$ , que tendem a contribuir com o aumento do arrasto aerodinâmico (LITTLEWOOD; PASSMORE, 2010).

FIGURA 2.14 – Coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) em função da inclinação do chanfro.

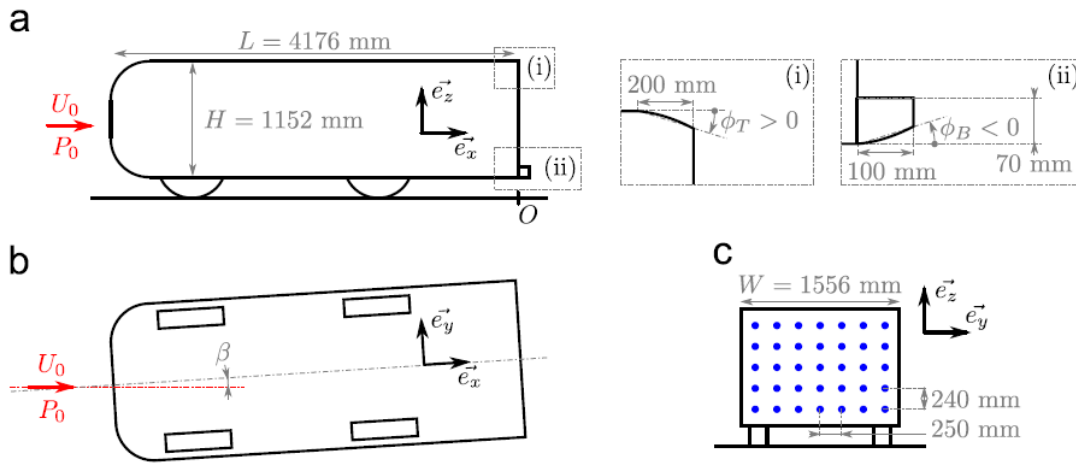


Fonte: LITTLEWOOD; PASSMORE, 2010.

Já Grandemange et al. (2015) estudaram um modelo de Ahmed de traseira reta em escala industrial, com dimensão quatro vezes maior do que a do modelo original, em túnel de vento com escoamento a  $Re_H$  igual a 2,5 milhões. Dados geométricos do modelo testado neste estudo são apresentados na FIG. 2.15.



FIGURA 2.15 – Modelo de Ahmed em escala industrial testado por Mathieu Grandemange e colaboradores.



Nota: (a) vista lateral; (b) vista inferior; (c) vista posterior; e (i) e (ii) detalhes dos chanfros.

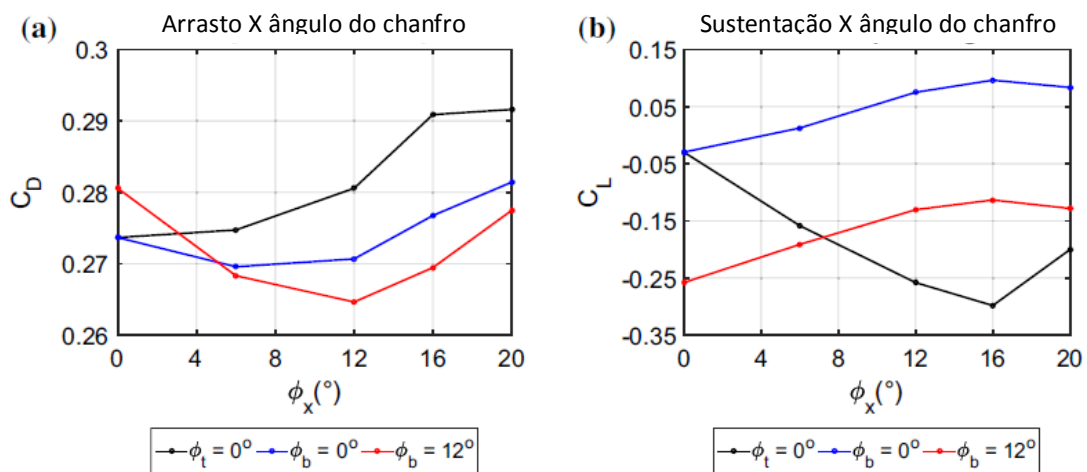
Fonte: GRANDEMANGE et al., 2015.

Para chanfros com valores de  $AR$  de cerca de 7, na aresta horizontal inferior, e 15, na aresta horizontal superior, Grandemange et al. (2015) encontraram uma configuração ótima para redução de arrasto, com queda de 5,8% do  $C_D$  total em relação ao modelo sem chanfros, utilizando ângulo do chanfro na aresta superior da base ( $\phi_t$ ) igual a  $7,5^\circ$  e ângulo do chanfro inferior da base ( $\phi_b$ ) igual a  $5^\circ$ . A análise do campo de velocidade no plano longitudinal vertical localizado no centro do modelo revela que o escoamento é ligeiramente assimétrico com uma redução da região de recirculação em comparação ao caso de  $\phi_t$  e  $\phi_b$  iguais a  $0^\circ$ . A visualização da vorticidade na direção do escoamento na esteira traseira próxima evidencia a presença de vórtices contra rotativos à jusante das pontas dos chanfros. Os vórtices emitidos do mesmo lado da geometria são muito propensos a se atenuarem, ocasionando a ausência de vórtices de grande escala à jusante e permitindo a visualização apenas de traços de vórtices nas linhas de escoamento.

Em acréscimo, Grandemange et al. (2015) reforçam que a geometria otimizada resulta de um compromisso entre a redução da forma abrupta da base e a formação de vórtices longitudinais nas duas extremidades dos chanfros. Pode-se atribuir a redução do arrasto à redução da área transversal da esteira, levando em conta efeitos bidimensionais da ação dos chanfros; e o incremento de arrasto, ao arrasto induzido pelos vórtices longitudinais, que leva em conta efeitos tridimensionais introduzidos pelos chanfros. Ao se comparar o caso original com o da geometria otimizada, nota-se que, no caso com chanfros, a altura da região separada é menor, mas a intensidade dos vórtices é maior (GRANDEMANGE et al., 2015).

Já Perry, Pavia e Passmore (2016) ensaiaram em túnel aerodinâmico o modelo de Windsor a  $Re_H$  igual a  $7,7 \times 10^5$ . A característica do escoamento na esteira foi investigada por meio de medições de balança de força, medições de pressão superficial e PIV. Os autores, combinando condições distintas de chanfros curtos com  $AR$  igual a 8,6 nas arestas inferior e superior da base do corpo, encontraram a condição de arrasto aerodinâmico mínimo para ângulo de  $12^\circ$  para ambos os chanfros (PERRY; PAVIA; PASSMORE, 2016). A FIG. 2.16 exhibe os valores de  $C_D$  e  $C_L$  para as diferentes configurações de chanfros ensaiadas no estudo tratado neste parágrafo. Observa-se que a combinação ótima de chanfros leva a uma redução de arrasto de cerca de 3% em relação ao caso original com chanfros nulos.

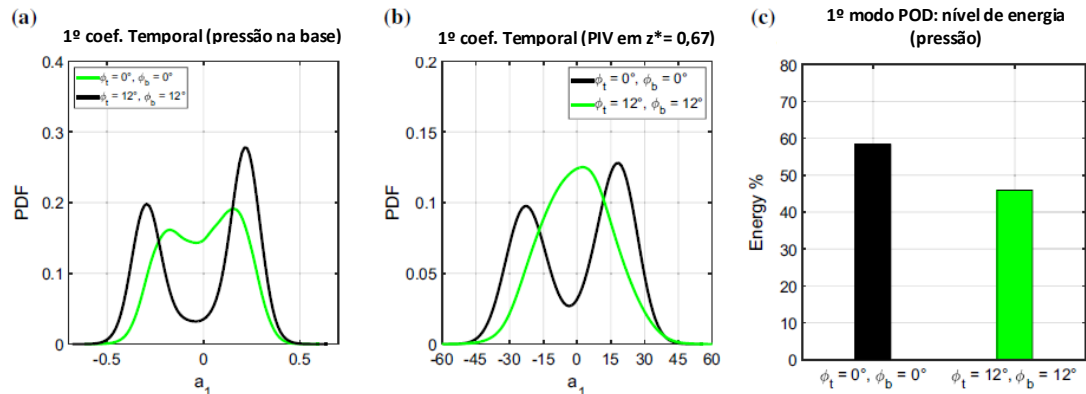
FIGURA 2.16 –  $C_D$  (a) e  $C_L$  (b) em função de ângulos de chanfros em arestas horizontais na base de um modelo de Windsor.



Fonte: PERRY; PAVIA; PASSMORE, 2016.

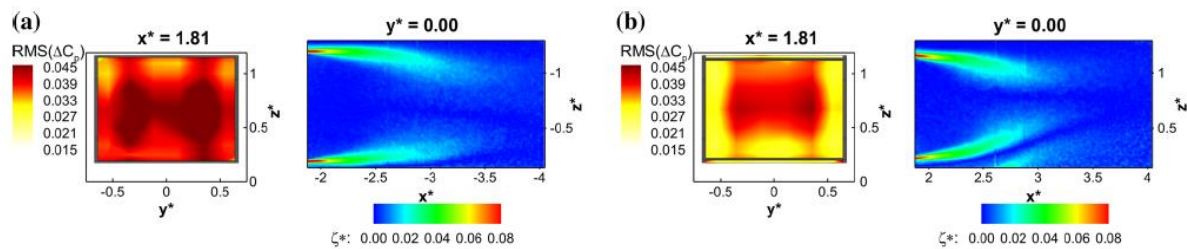
Quando a distância entre a camada cisalhante inferior e superior diminui, a tendência da esteira de desenvolver o comportamento chamado de bi-estabilidade é reduzida e quase desaparece para os chanfros de  $12^\circ$  em ambas as arestas horizontais da base. Conclui-se que, para este caso de mínimo arrasto, a redução de força da bi-estabilidade, com manutenção da simetria horizontal das estruturas de vórtices presentes na configuração limpa, acompanhada da diminuição do comprimento da esteira, é a razão para a melhora do desempenho aerodinâmico do modelo (PERRY; PAVIA; PASSMORE, 2016). Podem-se observar algumas diferenças do comportamento do escoamento do corpo de Windsor com e sem os chanfros ótimos por meio das FIG. 2.17 e 2.18.

FIGURA 2.17 – PDF dos valores do primeiro modo temporal da POD para o modelo original e para o de mínimo arrasto.



Fonte: PERRY; PAVIA; PASSMORE, 2016.

FIGURA 2.18 – Flutuação de pressão estática na base e valores médios de magnitude de vorticidade no plano vertical médio.



Nota: (a) modelo original sem chanfros; e (b) caso de mínimo arrasto, com chanfros de  $12^\circ$ .

Fonte: PERRY; PAVIA; PASSMORE, 2016.

## 2.3 Escoamento turbulento

### 2.3.1 Introdução

Os movimentos turbulentos são caracterizados por flutuações instantâneas de velocidade, de pressão, de temperatura e de outras propriedades do fluido, com caráter não determinístico. Ou seja, a turbulência é um fenômeno de natureza transiente. Mas, embora os escoamentos turbulentos sejam descritos por um estado caótico, padrões básicos são identificados quando tratados estatisticamente. Estes padrões básicos são também denominados estruturas coerentes ou grandes vórtices, observáveis nas grandes escalas. Já em pequenas escalas, não se consegue identificar vórtices individualmente, mas coerência em curtas distâncias, denominada pequenos vórtices. Assim, pode-se definir o movimento turbulento como uma superposição de vórtices de diferentes dimensões e frequências que

interagem entre si, trocando energia, quantidade de movimento e outras propriedades (SOUZA et al., 2011).

Ainda segundo Souza et al. (2011), os grandes vórtices dependem fortemente da geometria do escoamento e da maneira como são gerados e, assim, exibem característica anisotrópica e comportamento relativamente determinístico. Já com a diminuição da dimensão dos vórtices, a influência da geometria do escoamento é reduzida e o campo turbulento se torna mais aleatório e isotrópico. Ressalta-se que a turbulência é de natureza tridimensional.

Dentro do campo turbulento, vórtices de diferentes tamanhos contribuem para energia turbulenta total (STULL, 1988, apud SOUZA et al., 2011). Dentro deste espectro, os vórtices maiores drenam energia do escoamento médio e a dinâmica de transferência de energia ocorre das escalas maiores para as menores, em um processo contínuo. O processo de transferência de energia vai em direção a uma escala de comprimentos em que a energia passa a ser dissipada por tensões viscosas, atingindo um estado de equilíbrio (ROSMAN, 1989, apud SOUZA et al., 2011). Esse processo de transferência de energia é denominado cascata de Kolmogorov.

Para o estudo da turbulência estão disponíveis as seguintes metodologias: experimental, analítica e numérica. A experimental é conduzida em laboratórios, sendo normalmente associada a elevados custos. Ferramentas como túneis aerodinâmicos e hidrodinâmicos, anemômetros de fio quente e laser-doppler, velocimetria por imagem de partículas, balanças de força e sistemas robustos de aquisição de dados de pressão são comuns em laboratórios de turbulência. Já as metodologias analítica e numérica formam uma classe de métodos teóricos que buscam resolver as equações diferenciais que compõem o modelo matemático que descreve o fenômeno físico de interesse, sendo que a primeira, comumente, é limitada a geometrias e condições de contorno simples, com adoção de hipóteses simplificadoras (SOUZA et al., 2011).

### 2.3.2 Modelo matemático

A dinâmica do movimento de um fluido, inclusive a de um escoamento turbulento, pode ser descrito por meio de seu campo de velocidade  $\mathbf{U}(x, y, z, t)$ , que pode ser extraído, por sua vez, das equações de governo compostas pela equação da continuidade e pelas equações de quantidade de movimento ou, para fluido newtoniano, equações de Navier-Stokes. A equação da continuidade é dada pela EQ. 2.2 e a equação de Navier-Stokes, pela EQ. 2.3, em suas formas mais gerais (WHITE, 2006).

$$\frac{D\rho}{Dt} + \text{div}(\rho\mathbf{U}) = 0 \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{U}}{Dt} = \rho\mathbf{g} - \nabla p + \frac{\partial\rho}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij}\lambda \text{div} \mathbf{U} \right] \quad (2.3)$$

Em que:

- $\nabla$  é o operador gradiente;
- $\text{div}$  é o operador divergente;
- $\rho$  denota massa específica do fluido;
- $t$  denota tempo;
- $\mathbf{U}$  representa o vetor velocidade;
- $\mathbf{g}$  é o vetor de aceleração da gravidade;
- $\mu$  é viscosidade dinâmica;
- $x_i$  representa a componente do vetor posição na direção  $i$ ;
- $u_i$  representa a componente do vetor velocidade na direção  $i$ ;
- $\delta_{ij}$  denota a função delta de Kronecker; e
- $\lambda$  é o coeficiente de viscosidade de bulk.

No caso de escoamento incompressível, ou seja, quando se trata a massa específica como uma constante, as equações acima citadas podem ser descritas por meio das EQ. 2.4 e 2.5.

$$\text{div} \mathbf{U} = 0 \quad (2.4)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{U}}{Dt} = \rho\mathbf{g} - \nabla p + \mu\nabla^2\mathbf{U} \quad (2.5)$$

As equações governantes podem ser expressas ainda de outra forma. White (2006) menciona que para muitas aplicações em engenharia conhecer o comportamento médio do escoamento e, por conseguinte, o valor médio assumido por suas variáveis descritivas é suficiente. Reynolds, em 1985, sugeriu que o escoamento instantâneo fosse decomposto em uma componente média e outra flutuante por meio de variáveis expressas como na EQ. 2.6.

$$a = \bar{a} + a' \quad (2.6)$$

Em que:

- $a$  corresponde ao valor instantâneo de uma variável qualquer;
- $\bar{a}$  representa a componente média desta variável; e
- $a'$  é a parte flutuante da variável.

Ao aplicar a decomposição proposta por Reynolds às equações governantes para o escoamento incompressível, têm-se a equação da continuidade expressa pela EQ. 2.7 e a equação de Navier-Stokes descrita pela EQ. 2.8.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.7)$$

$$\rho \frac{D\bar{\mathbf{U}}}{Dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \mathbf{T}_{ij} \quad (2.8)$$

Em que  $\mathbf{T}_{ij}$  é um tensor de tensão total do sistema, que é composto por um tensor de viscosidade newtoniana mais um tensor de tensão turbulenta ou tensor de Reynolds e é expresso pela equação EQ. 2.9.

$$\mathbf{T}_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \quad (2.9)$$

É o tensor de Reynolds que torna difícil o problema da turbulência. As equações 2.7 e 2.8 representam quatro equações para um total de dez incógnitas ( $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{p}, \overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}, \overline{u'v'}, \overline{u'w'}$  e  $\overline{v'w'}$ ) e, assim, o sistema é aberto. Para o problema de fechamento existem diversos modelos, ditos modelos de turbulência, que propõem, de formas distintas, o estabelecimento de relações constitutivas do tensor de Reynolds.

### 2.3.3 Técnicas numéricas

Segundo Versteeg e Malalasekera (2007), os métodos numéricos podem ser agrupados em três categorias principais: modelos de turbulência baseados na decomposição de Reynolds, também conhecidos como modelos RANS, sigla originada da expressão em inglês *Reynolds Averaged Navier-Stokes*; a simulação numérica direta ou *Direct Numerical Simulation* (DNS); e o modelo de simulação de grandes escalas ou *Large Eddy Simulation* (LES).

### 2.3.3.1 RANS e URANS

O método RANS propõe resolver as equações de governo após a aplicação da decomposição de Reynolds e, para isso, faz uso de modelos de turbulência ou de fechamento. Essa técnica oferece uma alternativa mais prática para simular escoamentos a  $Re$  alto. O método suprime todos os modos turbulentos e resolve apenas o movimento médio durante um período curto comparado à evolução do escoamento, porém grande comparado à escala de tempo de flutuações turbulentas (MACHADO, 2016). A parte suprimida é modelada por aproximações que tentam capturar as estruturas e fenômenos de turbulência. As aproximações mais comuns, como os modelos de turbulência do tipo  $k-\varepsilon$ , são baseadas na suposição de uma viscosidade turbulenta isotrópica, que guarda importante relação com as quantidades da turbulência local média. Mas relata-se que os diferentes modelos de turbulência falham ao descrever grande parte dos escoamentos de interesse da engenharia envolvendo fenômenos transientes, sendo úteis apenas para uma aproximação inicial. Baramili (2017) menciona que para resolver problemas não estacionários, pode-se adicionar uma derivada temporal nas equações do modelo RANS. Assim, tem-se o método RANS não estacionário ou *URANS* que se baseia na ideia de simular as variações do escoamento associadas ao movimento de estruturas coerentes, enquanto que a flutuação relacionada à turbulência é modelada. Sua formulação propõe a separação da parte coerente do escoamento da parte turbulenta por meio da introdução de uma nova decomposição baseada em uma média de fase como exposto na EQ. 2.10.

$$\langle f(\mathbf{x}, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N+1} \sum_{n=0}^{\infty} f(\mathbf{x}, t + nT) \quad (2.10)$$

Em que  $T$  é uma escala de tempo associada ao movimento oscilatório das estruturas coerentes do escoamento. E, assim, o campo de velocidade é decomposto como exposto na EQ. 2.11.

$$u = \hat{u} + u'' \quad (2.11)$$

Em que  $\hat{u}$  é igual à média de  $u$  ou  $\langle u \rangle$  ou a velocidade média de acordo com a EQ. 2.10 e equivale à parte coerente do movimento do fluido. E  $u''$  é a velocidade residual, que

corresponde à contribuição turbulenta. Baramili (2017) registra que as equações de conservação representadas pela decomposição acima proposta conservam sua forma original, como exibido na EQ. 2.12.

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \hat{u}_j \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \langle u_i'' u_j'' \rangle}{\partial x_i} \quad (2.12)$$

Sua aplicação é aconselhada, sobretudo, quando as condições de contorno variam de maneira periódica e, idealmente, quando essas variações são suficientemente lentas para que a turbulência possa ser considerada. Os modelos URANS são largamente implementados nas soluções comerciais e são frequentemente utilizados em aplicações industriais não estacionárias.

### 2.3.3.1.1 Modelos de turbulência

Para o problema de fechamento das equações baseadas na decomposição de Reynolds, como dito anteriormente, faz-se necessário o desenvolvimento de modelos de turbulência para a predição dos tensores de Reynolds e dos termos de transportes de escalares, segundo Versteeg e Malalasekera (2007). Ainda segundo estes autores, os principais modelos de turbulência são classificados de acordo com o número de equações de transporte que adicionam na solução das equações RANS. Citam-se o modelo de comprimento de mistura, como exemplo de modelo de zero equação; o modelo Spalart-Allmaras como modelo de uma equação de transporte extra; os modelos k-epsilon (k- $\epsilon$ ) e k-omega (k- $\omega$ ), como modelos de duas equações; e, por fim, o modelo de tensores de Reynolds (RSM), como modelo de sete equações.

Menciona-se que os modelos mais amplamente utilizados, como o de comprimento de mistura, o k- $\epsilon$  e o k- $\omega$ , são baseados na hipótese de que existe uma analogia entre a ação de tensores viscosos e de tensores de Reynolds no escoamento médio e de que a viscosidade turbulenta ( $\mu_t$ ) é isotrópica. Estes modelos supõem que o tensor  $T_{ij}$  pode ser representado em função da viscosidade turbulenta por meio de uma relação tipo Boussinesq, representada pela EQ. 2.13.

$$T_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (2.13)$$



Em que  $S_{ij}$  é dado pela EQ. 2.14.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.14)$$

Assim, o modelo de comprimento de mistura descreve os tensores por meio de uma fórmula algébrica simples para  $\mu_t$  em função do vetor posição. Já o modelo k- $\varepsilon$  resolve duas equações de transporte, que são equações diferenciais parciais: uma para energia cinética turbulenta (k) e outra para taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\varepsilon$ ). Este modelo propõe expressar a viscosidade turbulenta cinemática ( $\nu_t$ ), que é dada pela razão entre viscosidade turbulenta ( $\mu_t$ ) e massa específica do fluido ( $\rho$ ), pelo produto entre a escala de velocidade  $\vartheta$  e a escala de comprimento  $l$  que são definidas, respectivamente, pelas EQ. 2.15 e 2.16.

$$\vartheta = \sqrt{k} \quad (2.15)$$

$$l = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (2.16)$$

Já o modelo k- $\omega$  usa a variável frequência turbulenta  $\omega$ , que é dada pela EQ. 2.17, para definição de escala de comprimento  $l$ .

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.17)$$

E, desta forma, para o modelo k- $\omega$ , a escala de comprimento  $l$  é obtida pela relação exposta na EQ. 2.18 e a viscosidade turbulenta é definida pela EQ. 2.19.

$$l = \sqrt{k}/\omega \quad (2.18)$$

$$\mu_t = \rho k/\omega \quad (2.19)$$

Versteeg e Malalasekera (2007) também informam que, para estudos de escoamentos externos complexos com presença de gradiente de pressão adverso e regiões de separação, modelos econômicos como o de uma equação Spalart-Allmaras e os modelos de viscosidade

turbulenta de duas equações  $k-\omega$  de Wilcox e o  $k-\omega$  de transporte de tensão cisalhante, ou  $k-\omega$  SST, de Menter são sugeridos.

#### 2.3.3.1.2 $k-\omega$ SST

Segundo Versteeg e Malalasekera (2007), levando em conta que o modelo  $k-\varepsilon$  é menos sensível às condições do escoamento livre do que o modelo  $k-\omega$ , mas tem um desempenho próximo de paredes insuficiente para camadas limites com gradiente de pressão adversa, Menter (1992,1994,1997, apud VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007) sugeriu um modelo híbrido. Este modelo propõe (i) o uso do modelo  $k-\varepsilon$  padrão na região de escoamento completamente turbulento distante de paredes e (ii) uma transformação do modelo  $k-\varepsilon$  no modelo  $k-\omega$  em regiões próximas de paredes. O cálculo dos tensores de Reynolds e da equação de energia cinética turbulenta ( $k$ ) são as mesmas do modelo  $k-\omega$ , mas a equação de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\varepsilon$ ) é transformada em uma equação de frequência turbulenta ( $\omega$ ), substituindo  $\varepsilon$  pelo produto entre  $k$  e  $\omega$ . Em acréscimo, o modelo SST aborda o transporte de tensões cisalhantes turbulentas o que evita a superestimação do valor da viscosidade turbulenta, por meio de uma limitação de sua formulação. Ressalta-se que as funções de mistura que compõem o modelo são críticas para seu sucesso e têm a formulação baseada na distância do primeiro nó em relação à parede e em variáveis do escoamento. O uso deste modelo dispensa funções de parede, que, por sua vez, não serão detalhadas neste trabalho.

#### 2.3.3.2 DNS

Já o método DNS aplicado a um escoamento turbulento resolve diretamente as equações instantâneas da continuidade e de Navier-Stokes (EQ. 2.2 e 2.3). Assim, por exemplo, no caso do escoamento incompressível, o método resolve um sistema de quatro equações com quatro incógnitas, a saber: os vetores que representam as componentes instantâneas de velocidade  $u$ ,  $v$  e  $w$ ; e  $p$ . Mesmo as menores escalas de turbulência e as mais rápidas flutuações são calculadas. Não há modelagem de nenhuma parcela ou estrutura do escoamento. Para isso, esta ferramenta de simulação demanda o uso de malhas extremamente finas e de passos temporais muito pequenos, o que torna o seu custo computacional muito elevado e o tempo de simulação muito extenso (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Assim, tal método tem sua aplicação atual restrita aos centros de pesquisa e normalmente destinada a problemas com geometrias simples ou  $Re$  baixo.

#### 2.3.3.3 Large Eddy Simulation

O princípio básico da simulação de grandes escalas ou, em inglês, *Large Eddy simulation* (LES) é resolver explicitamente os grandes movimentos turbulentos, enquanto que a influência das escalas menores é modelada. O desenvolvimento da LES foi motivada pelas limitações associadas aos custos de implementação dos cálculos DNS e pelas dificuldades ligadas à modelagem de todas as escalas turbulentas (POPE, 2000).

A LES é um método não estacionário que tem os custos de cálculo associados mais importantes que os dos modelos RANS, mas inferiores aos da DNS. A malha deve ser suficientemente fina para permitir a solução de grande parte da energia cinética do escoamento e deixar apenas uma porção pequena de escalas modeladas. O problema é ainda mais importante na presença de paredes. Por essa razão, a LES permanece sendo uma ferramenta de alto custo para ser utilizada na indústria. Mas seus métodos encontram grande aplicação dentro de espaços de pesquisa (BARAMILI, 2017).

Os principais elementos da LES podem ser resumidos como um filtro sendo aplicado às equações de movimento do fluido, permitindo uma decomposição da velocidade instantânea em uma componente filtrada, que será resolvida, e uma componente a ser modelada. As equações que descrevem o movimento das escalas filtradas são determinadas a partir das equações de Navier-Stokes. A equação de quantidade de movimento guarda sua forma original, exceto um tensor de tensões residuais que é importado das escalas modeladas. Esse tensor é conhecido pelo nome de tensor de tensão submalha, ou, em inglês, *Subgrid-Scale* (SGS) e é modelado para permitir o fechamento do sistema de equações. E, finalmente, as grandes escalas são resolvidas numericamente (POPE, 2000).

#### 2.3.4 Exemplos de pesquisas do corpo de Ahmed por meio de CFD

Nesta subseção propõe-se mencionar alguns estudos relacionados à avaliação do escoamento no entorno do corpo de Ahmed por meio de simulações numéricas.

Khalighi et al. (2001) fizeram análise transiente do escoamento no entorno do corpo de Ahmed com a traseira reta, com e sem a adoção de cavidade na base, por meio do código de

CFD Fluent. O método URANS associado ao modelo de turbulência V2F foi utilizado. Neste estudo, a discretização espacial foi baseada no esquema *upwind* de segunda ordem sobre uma malha não estruturada contendo 1,35 milhão de elementos. A integração no tempo foi realizada usando um esquema implícito de segunda ordem. Ressalta-se que na simulação o túnel de vento virtual foi modelado como o túnel experimental, em que as paredes laterais e superior do domínio assumiram a condição de contorno de não deslizamento. Assim, os resultados de coeficiente de arrasto aerodinâmico, para  $Re_H$  igual a  $9,4 \times 10^4$ , exibiram discrepâncias inferiores a 2% em relação aos dados experimentais. Dados de campo de pressão e de velocidade na esteira do veículo também foram reproduzidos e pico de flutuação de pressão em  $St$  igual a 0,07 foi notado, assim como na investigação experimental.

Já Eulalie, Gilotte e Mortazavi (2017) simularam o corpo de Ahmed com traseira quadrada e variações com adoção de diferentes mecanismos de controle de arrasto a  $Re_H$  próximo de 0,4 milhões, utilizando a técnica LES. As equações de governo foram resolvidas no tempo com um esquema semi-implícito de segunda ordem e, no espaço, por meio do método de elementos finitos de mínimos quadrados de Galerkin. O domínio correspondente ao volume medido do túnel de vento real foi discretizado com uma malha não estruturada com diferentes níveis de refinamento, sendo as regiões de interesse, próximas ao corpo e na esteira imediatamente à jusante, constituídas por elementos tetraédricos com comprimento mínimo de aresta de até 0,5 mm. A malha mais refinada foi construída com 120 milhões de elementos. E os valores médios de parâmetros do escoamento foram calculados para aproximadamente 0,4 segundos de tempo físico simulado. O modelo foi validado com dados experimentais e exibiram, por exemplo, para o corpo sem controle de arrasto, discrepância de  $C_D$  de 0,7%. Valores de  $St$  da esteira iguais a 0,06, 0,13 e 0,17 também foram identificados.

Lucas et al. (2017) fizeram uso do método Lattice Boltzmann para simular o corpo de Ahmed submetido a  $Re_H$  de cerca de 0,4 milhões. Valores de  $C_D$  exibiram discrepâncias em relação aos dados experimentais de cerca de 25%, mas a dinâmica global da esteira foi capturada e o valor de  $St$  igual a  $0,16 \pm 0,03$  foi obtido por meio de análise da densidade espectral da flutuação de velocidade lateral obtida em diversos pontos do domínio.

Citam-se ainda, como referências, os trabalhos de Serre et al. (2013) e Krajnović e Davidson (2003, 2005a, 2005b) envolvendo simulações por meio de LES, respectivamente, de corpos de Ahmed com ângulo de inclinação traseira distinta de  $0^\circ$  e de modelos similares ao de Ahmed com traseira quadrada, para distintos  $Re$ . Estes autores além de obterem valores médios de parâmetros do escoamento com considerada boa qualidade, identificaram e descreveram o comportamento do escoamento dependente do tempo e, assim, permitiram a

visualização de estruturas turbulentas não observáveis em análises de tempo médio. Mencionam-se também os trabalhos de Altaf, Omar e Asrar (2014b) e de Corallo, Sheridan e Thompson (2015) que estudaram modelos simplificados de veículos terrestres por meio do método RANS, com uso dos modelos de turbulência  $k-\omega$  e  $k-\omega SST$ , com alegado sucesso na obtenção de dados de coeficientes de forças aerodinâmicas, coeficiente de pressão e campo de velocidade médio.

## 2.4 Aeroacústica

### 2.4.1 Introdução

O som é definido como qualquer perturbação de pressão  $p'$  que se propaga como onda e que o ouvido humano pode detectar. Para flutuações de pressão harmônica, o ouvido humano percebe sons entre 20 Hz e 20 kHz. A flutuação de pressão no tempo em torno da pressão atmosférica é denominada pressão sonora. O nível sonoro mais fraco que o ouvido humano pode detectar, em média, possui pressão efetiva de 20  $\mu\text{Pa}$ . Informa-se ainda que a sensibilidade do ouvido humano se comporta de forma logarítmica, o que justifica o uso de escala de decibel (dB) para medir nível sonoro. Nesta escala, o nível de pressão sonora ou NPS ou SPL é dado pela EQ. 2.20 (RIENSTRA; HIRSCHBERG, 2004).

$$NPS = 10 \log \left( \frac{p_{rms}}{p_{ref}} \right)^2 \quad (2.20)$$

Em que  $p_{rms}$  é a raiz da média quadrática da flutuação de pressão medida e  $p_{ref}$  é uma pressão de referência. A escala decibel (dB) usa o limiar da audição como seu ponto de referência e, assim,  $p_{ref}$  é igual a 20 $\mu\text{Pa}$  no ar.

Menciona-se ainda que a velocidade de propagação do som representada pelo símbolo  $c_0$  é definida como a variação isentrópica de pressão com a variação de densidade representada pela EQ. 2.21. Assim, a velocidade do som no ar ao nível do mar, para temperatura igual a 288K, é de aproximadamente 340 m/s.

$$c_0 = \sqrt{\left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} = \sqrt{\gamma RT} \quad (2.21)$$

Em que  $\gamma$  representa a razão entre calores específicos,  $R$  é a constante específica dos gases e  $T$  é a temperatura em K.

#### 2.4.2 Acústica

As ondas acústicas se caracterizam, sobretudo, pelas seguintes propriedades, segundo Fahy (2001, apud BONATTO, 2013): as flutuações de propriedades geradas pelas ondas acústicas possuem baixa amplitude e, assim, efeitos de segunda ordem podem ser negligenciados; e a mudança de estado termodinâmico pode ser considerada um processo adiabático. A equação de onda clássica, que é válida para um fluido isentrópico e homogêneo em repouso, é dada pela EQ. 2.22 ou EQ. 2.23, que são obtidas por meio de manipulação e simplificações das equações governantes.

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = 0 \quad (2.23)$$

Nota-se que as equações acima mencionadas negligenciam os termos fontes das equações governantes, que representam efeitos de injeções de massa e flutuação de forças externas não estacionárias, e, desta forma, não computam geração de som pelo escoamento não estacionário. Ressalta-se que estas equações homogêneas descrevem somente a propagação do som. Apenas com o desenvolvimento de motores a jato comerciais na década de 1950 e a consequente demanda pelo controle do ruído gerado por estes equipamentos e que o mecanismo de geração de ruído aerodinâmico começou a ser investigado. Sir James Lighthill foi quem em 1952 publicou um artigo sobre ruído aerodinâmico que marcou o início do campo de pesquisa posteriormente denominado aeroacústica (NAGAWKAR, 2016).

Menciona-se que ao considerar uma equação de onda não homogênea, como a expressa na EQ. 2.24, pode-se obter um campo de pressões não nulo.

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = q(x,t) \quad (2.24)$$

Sendo  $q(x,t)$  a representação de fontes de som.

Como a equação da onda é linear, se a distribuição de fontes é conhecida, a distribuição de pressões pode ser calculada por meio do uso da técnica da função de Green. E, assim, o campo acústico em espaço livre pode ser definido pela integral de convolução expressa na EQ. 2.25, onde  $x$  é a posição do observador e  $y$ , a posição da fonte no momento em que a frente de onda é gerada.

$$p(x, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q(y, t - |x-y|/c_0)}{|x-y|} d^3y \quad (2.25)$$

Assim, ao se utilizar a equação da onda para descrição da propagação sonora, tem-se uma fórmula fechada para a distribuição de pressões acústicas em função da distribuição de fontes  $q$ . E, para se determinar o campo acústico na região do observador, basta conhecer as fontes.

#### 2.4.3 Fontes de som aerodinâmico

Tipicamente categorizam-se três tipos de fontes sonoras, cujos conceitos são exportados da acústica clássica: monopolo, dipolo e quadrupolo.

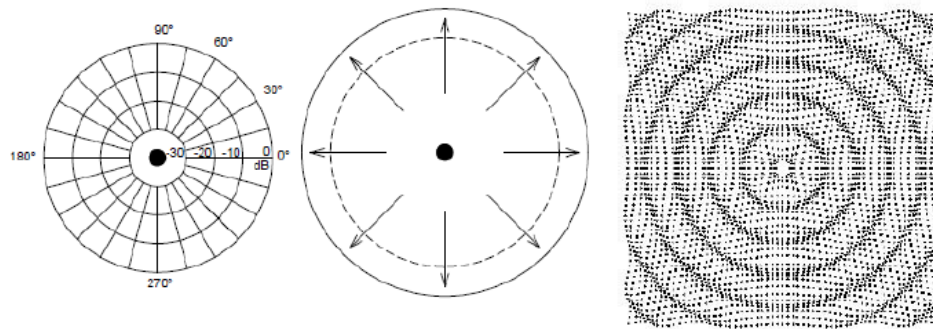
A fonte monopolo é a fonte que apresenta a maior eficiência em baixos números de Mach ( $M$ ) e é definida pela EQ. 2.26.

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial m}{\partial t} \quad (2.26)$$

Em que  $m$  é a massa injetada no sistema.

Esta fonte, também denominada esfera pulsátil, está associada à introdução instável de massa ou volume no meio fluido circundante. As ondas acústicas geradas por uma fonte monopolo, como representadas pela FIG. 2.19, são radiadas de forma homogênea em todas as direções.

FIGURA 2.19 – Representação de uma fonte monopolo.



Fonte: GERGES, 1992 (apud MACHADO, 2016).

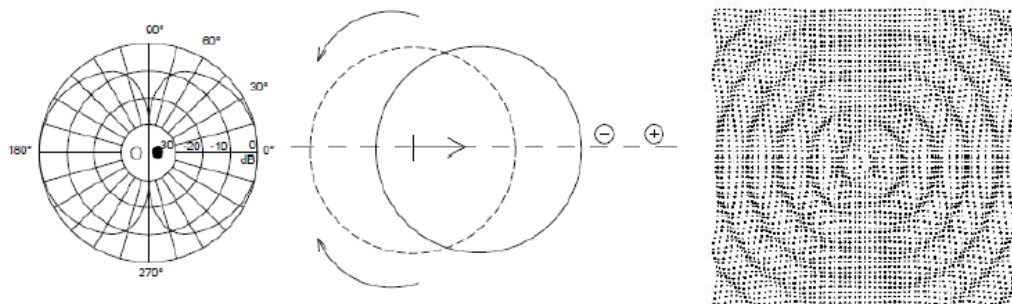
Já a fonte dipolo, ou esfera vibrante, é a segunda mais eficiente fonte de geração de ruído em baixos números de Mach e pode ser definida pela EQ. 2.27.

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} \quad (2.27)$$

Em que  $F$  é a força externa não estacionária no fluido.

O dipolo é representado pelo movimento vibrante de uma esfera sem deformação. A produção do som por esta fonte está associada à distribuição de forças instáveis sobre uma superfície. Sua diretividade apresenta dois lobos com alongamento máximo nas direções  $0^\circ$  e  $180^\circ$ , sendo que não há radiação sonora nas direções  $90^\circ$  e  $270^\circ$ , como pode ser observado na FIG. 2.20.

FIGURA 2.20 – Representação de uma fonte dipolo.



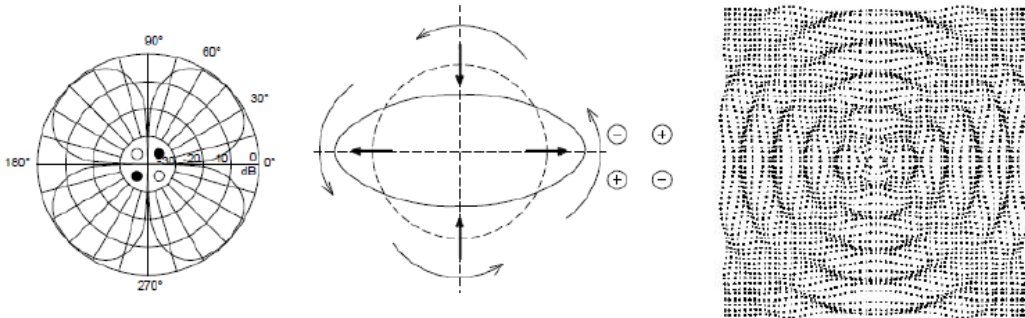
Fonte: GERGES, 1992 (apud MACHADO, 2016).

E, finalmente, tem-se a fonte quadrupolo, que é menos eficiente em baixos números de Mach e pode ser entendida como a oscilação da deformação de uma esfera, sem variação de



volume. Esta fonte é constituída de dois dipolos idênticos com fases opostas e possui quatro lóbulos, ou direções preferencias, como ilustrado na FIG. 2.21.

FIGURA 2.21 – Representação de uma fonte quadrupolo.



Fonte: GERGES, 1992 (apud MACHADO, 2016).

A fonte quadrupolo está relacionada a tensões internas e turbulência dentro do escoamento e, representada pela EQ. 2.28, pode ser encontrada, por exemplo, em uma camada de cisalhamento turbulenta.

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j - \tau_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_i \partial x_j} (T_{ij}) \quad (2.28)$$

Em que:

- $T_{ij}$  é denominado tensor de tensão de Lighthill;
- $\tau_{ij}$  representa o tensor de tensão viscosa; e
- $u_i$  denota a velocidade instantânea na direção  $i$ .

Assim, nota-se que as forças viscosas representadas por  $\tau_{ij}$  são importantes para o amortecimento das ondas sonoras, mas são negligenciáveis como fontes de som. E observa-se que o valor instantâneo do termo relacionado ao fluxo de quantidade de movimento no escoamento devido à turbulência ( $\rho u_i u_j$ ) é o responsável pela geração do ruído no quadrupolo. Lembra-se que o valor médio da flutuação deste termo é denominado tensor de Reynolds e representa efeitos de viscosidade adicional experimentada no escoamento turbulento (NAGAWKAR, 2016).

De acordo com George (1992, apud MACHADO, 2016), a intensidade das fontes monopolo ( $I_{monopolo}$ ), das fontes dipolo ( $I_{dipolo}$ ) e das fontes quadrupolo ( $I_{quadrupolo}$ ) podem ser aproximadas, respectivamente, pelas relações expostas nas EQ. 2.29, 2.30 e 2.31.

$$I_{monopolo} = \frac{\rho}{r^2 c_0} L^2 U^4 \sim \frac{\rho}{r^2} L^2 U^3 M \quad (2.29)$$

$$I_{dipolo} = \frac{\rho}{r^2 c_0^3} L^2 U^6 \sim \frac{\rho}{r^2} L^2 U^3 M^3 \quad (2.30)$$

$$I_{quadrupolo} = \frac{\rho}{r^2 c_0^5} L^2 U^8 \sim \frac{\rho}{r^2} L^2 U^3 M^5 \quad (2.31)$$

Em que:

- $U$  representa a velocidade do escoamento;
- $r$  representa o raio da esfera pulsante;
- $L$  denota o raio do campo de propagação;
- $M$  simboliza o número de Mach característico do escoamento;
- $\rho$  representa a massa específica do fluido; e
- $c_0$  denota a velocidade do som.

Assim, nota-se que as fontes monopolo, dipolo e quadrupolo são proporcionais, respectivamente, à velocidade do escoamento elevado à quarta, sexta e oitava potência.

Em acréscimo, Machado (2016) expõe que em um veículo automotivo o ruído aerodinâmico é tipicamente uma combinação de fontes monopolo e dipolo. O autor ressalta que na aplicação automotiva o quadrupolo é negligenciado, pois apresenta eficiência reduzida quando comparado às outras categorias de fontes.

Pang (2018), assim como Kumarasamy e Karbon (1999), informam que em aeroacústica veicular é comum agrupar as fontes de ruído nas categorias: ruído pulsante, ruído de aspiração ou de vazamento, ruído tipo *buffeting* e ruído de cavidade. O som originado das flutuações de pressão sobre as superfícies de um corpo devido a estruturas de vórtice define o ruído pulsante, que é tipicamente um dipolo. Já o ruído aspirado é caracterizado pela penetração de fluido ou de ruído aerodinâmico externo para o interior do corpo por meio de aberturas ou reentrâncias estáveis ou dinâmicas. Este ruído está associado à fonte monopolo. Já o ruído tipo *buffeting* é provocado pela interação entre o escoamento e uma cavidade aberta, quando, por exemplo, uma janela ou o teto solar do veículo estão abertos e o habitáculo funciona como um ressonador. E, por fim, o ruído de cavidade é gerado quando o escoamento ao encontrar e fluir para pequenas fissuras ou cavidades na superfície do corpo oscila dentro da cavidade.

O ruído pulsante é mais difícil de controlar e, usualmente, é mais forte que os ruídos de aspiração e de cavidade e tem relativa larga banda de frequência. Ele está presente em região de escoamento colado, pois a camada limite que se forma em automóveis é de natureza turbulenta, mas é em regiões de separação da camada limite, onde se observa vórtices, que as flutuações de pressão na superfície do corpo são mais intensas. Assim, podem-se citar como principais fontes de ruído pulsante os retrovisores laterais, as antenas, o pilar A, o pilar C e a base do veículo (PANG, 2018).

#### 2.4.4 Analogia de Lighthill

A analogia acústica de Lighthill (LIGHTHILL; NEWMAN, 1952; LIGHTHILL, 1954) se baseia na determinação dos termos fontes  $q$  a partir das equações exatas de governo (EQ. 2.2 e 2.3). Lighthill partiu do princípio de que as fontes sonoras seriam dadas por todos os termos das equações de Navier-Stokes que não compõem o operador de onda e chegou a EQ. 2.32, denominada equação de Lighthill para a pressão (BONATTO, 2013).

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j - \tau_{ij}) + \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p - c_0^2 \rho) \quad (2.32)$$

A equação acima citada é exata. E os termos do lado direito desta equação, na região do escoamento, não se anulam e podem ser interpretados como uma fonte  $q$ .

Bonatto (2013) ressalta que embora Lighthill tenha obtido uma equação para as fontes acústicas por meio das equações de Navier-Stokes, ela não define os mecanismos de conversão entre energia cinética e de pressão em energia acústica. As fontes descritas nas EQ. 2.26, 2.27, 2.28 e 2.32 são apenas fontes equivalentes, fabricadas para permitir a obtenção do campo acústico a partir das flutuações nas regiões das fontes. E ressalta-se que a EQ. 2.32 é válida apenas no espaço infinito e na ausência de superfícies sólidas, que podem refletir ondas ou gerá-las por meio de troca de forças com o fluido.

#### 2.4.5 Equação de Ffowcs-Williams e Hawkings

Curle (1955, apud BONATTO, 2013) inicialmente propôs a representação de fenômenos como reflexão e geração de ondas sonoras devidos à presença de superfícies sólidas imersas no escoamento por meio de introdução de fontes nestas superfícies. E,

posteriormente, Williams e Hawkins (1969, apud BONATTO, 2013) desenvolveram a equação de Lighthill por meio do formalismo de funções generalizadas para obter a equação da analogia na presença de superfícies sólidas em movimento arbitrário. Para obter a contribuição de superfícies móveis, descritas pela função  $f(\mathbf{x}, t)$ , para os termos fontes da equação da onda, cada parâmetro do escoamento é multiplicado por  $H(f)$ , em que  $H(\ )$  é a função de Heaviside, que é unitária fora da superfície móvel. Assim, o procedimento de Lighthill leva a denominada analogia de Ffowcs-Williams e Hawkins (FWH) que pode ser expressa pela EQ. 2.33.

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\right)(\rho - \rho_0) = \frac{\partial}{\partial t} Q_n \delta(f) - \frac{\partial}{\partial x_i} [L_i \delta(f)] + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)] \quad (2.33)$$

Em que  $f(\mathbf{x}, t)$ , como acima mencionado, é a função que descreve uma superfície móvel fechada e os termos  $Q_n$ ,  $L_i$  e  $T_{ij}$  são expressos, respectivamente, pelas EQ. 2.34, 2.35 e 2.28. Lembra-se que  $\delta(\ )$  denota a função delta de Dirac.

$$Q_n = [\rho_0 v_i + \rho(u_i - v_i)] n_i \quad (2.34)$$

$$L_i = [(p - p_0) \delta_{ij} - T_{ij} + \rho u_i (u_j - v_j)] n_j \quad (2.35)$$

Onde:

- $v_i$  denota a velocidade da superfície;
- $u_i$  denota a velocidade do fluido atravessando a superfície;
- $n_i = \frac{\partial f}{\partial x_i}$  representa o vetor normal da superfície fechada  $f(\mathbf{x}, t)$ , orientado para o exterior do volume;
- $p - p_0$  também representada por  $p'$  denota a flutuação da pressão em torno da pressão de referência

Observa-se que quando a superfície é sólida e impermeável,  $u_i$  é igual a  $v_i$ .

O primeiro termo do lado direito da EQ. 2.33 é classificado como fonte monopolo e é conhecido na literatura pelo termo, em inglês, *thickness noise*, que representa o ruído gerado pelo deslocamento do fluido devido ao movimento da superfície. O Segundo termo do lado direito da equação é classificado como dipolo e, denominado em inglês por *loading noise*, representa o ruído gerado pelo balanço da quantidade de movimento na superfície de controle.

Já o terceiro termo, considerado fonte quadrupolo, representa o ruído gerado pelas flutuações de velocidade no fluido (BONATTO, 2013).

Menciona-se que a EQ. 2.33 pode ser resolvida formalmente por métodos de análise linear poderosos. E, comumente, utiliza-se a função de Green para resolvê-la e estabelecer uma equação para a pressão acústica gerada pelo escoamento ao redor de superfícies em movimento arbitrário. Em acréscimo, ressalta-se que a equação para pressão acústica obtida, por sua vez, pode ainda ser simplificada de diversas formas, dependendo do problema abordado.

Hardin e Hussaini (1993) enfatizam que os termos fonte são considerados conhecidos, sendo obtidos ou experimentalmente ou por cálculos aerodinâmicos. Os autores mencionam que, na prática,  $L_i$  também denominada por intensidade de força é usualmente aproximada com grande acurácia pela pressão superficial local. E ressalta-se que a equação de FWH assume que as ondas sonoras se propagam num meio homogêneo em repouso. Na equação de Lighthill, quando escrita para meios em movimento retilíneo uniforme com velocidade  $U_0$ , por exemplo, as componentes de velocidade instantânea assumem os valores de flutuações de velocidade em relação ao escoamento médio. Assim, novas formulações da equação de FWH existem para atender a condições diversas do escoamento, como a formulação GT, para o caso do escoamento se deslocando em  $U_0$  (BONATTO, 2013).

Segundo Bonatto (2013), nos problemas de túnel de vento, a velocidade da superfície é constante e igual ao valor da velocidade do escoamento não perturbado, mas com sinal oposto. Assim, ao utilizar superfícies sólidas, as EQ. 2.34 e 2.35 podem ser expressas pelas EQ. 2.36 e 2.37.

$$Q_n = -\rho_0 U_0 n_i \quad (2.36)$$

$$L_i = (p - p_0) \delta_{ij} n_j \quad (2.37)$$

Ressalta-se que, como não há aceleração da superfície na abordagem no túnel aerodinâmico, o integrando expresso na EQ. 2.36 é uma constante no tempo. E, nesse caso, o termo de ruído de espessura, ou *thickness noise*, é negligenciado, pois ele apenas altera a média do sinal de pressão.

Em resumo, a equação de Ffowcs-Williams e Hawkings permite o cálculo do som propagado por um escoamento transiente, levando em conta os efeitos de superfícies se

movendo no meio fluido em repouso ou em movimento, com a fonte em repouso ou em movimento em relação ao observador.

#### 2.4.6 Aeroacústica computacional

A geração de ruído aerodinâmico e a propagação de ondas acústicas, como descrito em seções anteriores, obedecem às leis de conservação. Assim, uma solução adequada das equações da conservação de massa, da quantidade de movimento e de energia pode descrever o campo acústico resultante de escoamentos turbulentos. No entanto, o cálculo direto das ondas sonoras por meio de métodos numéricos ainda é impraticável ou desvantajosa para as situações comuns em engenharia, inclusive no setor automobilístico, mesmo com os avanços atuais relacionados aos recursos computacionais. O som é composto por flutuações de amplitudes pequenas e, para evitar dissipação das ondas acústicas devido à dissipação numérica, a discretização espacial de um modelo numérico deve ser refinada em todo trajeto entre a fonte e o receptor.

Segundo Kumarasamy e Karbon (1999), os principais métodos computacionais em aeroacústica, sobretudo em regime subsônico de  $M$  menor ou igual a 0,3, utilizam alguma forma de procedimento de duas etapas. O primeiro passo envolve o cálculo da solução transiente de um campo de escoamento. E, embora a geração de ruído seja um fenômeno compressível, a solução do escoamento pode ser obtida com a hipótese de incompressibilidade para Mach baixos. Dependendo da acurácia e do  $Re$  das simulações, o escoamento pode ser calculado por DNS, LES ou URANS.

No segundo passo extraem-se as fontes acústicas, como, por exemplo, a flutuação de pressão sobre uma superfície, que são usadas como termos fonte por métodos como os seguintes: Analogia Acústica de Lighthill (LAA), equação de Lighthill-Curle (LC) e equação de Ffowcs-Williams e Hawkins (FWH), já abordados no trabalho, assim como a equação de Kirchoff e o método da perturbação (PANG, 2018).

Os primeiros quatro métodos citados são geralmente categorizados como métodos baseados na analogia acústica de Lighthill. Lembra-se que o método LAA soluciona diretamente as equações de Navier-Stokes rearranjadas com as fontes determinadas por CFD ou experimentos; a equação de LC é uma solução formal das equações de LAA na presença de superfícies sólidas; e FWH é válida para os casos em que as fontes têm movimento relativo e é adequada para a maioria dos escoamentos de alta velocidade. Para baixo número de Mach,

no entanto, o efeito advectivo de massa pode ser ignorado para primeiras aproximações e a solução mais simples de LC pode ser utilizada.

A equação de Kirchoff separa o domínio computacional em duas regiões: a interna, região não linear perto das fontes que é resolvida usando um método de CFD que proporciona pequena ou nenhuma difusão, dissipação ou dispersão; e a externa, região linear que pode ser solucionada usando uma equação integral para nível de pressão sonora distribuída sobre as extremidades do domínio computacional não linear que pode ser móvel ou estacionária (KUMARASAMY; KARBON, 1999).

Já o método das perturbações resolve o escoamento incompressível no primeiro momento e, posteriormente, a diferença entre quantidades incompressíveis e compressíveis são tratadas como termos fontes em uma equação semelhante à de Euler que governa a pressão sonora (KUMARASAMY; KARBON, 1999).

#### 2.4.6.1 Exemplos de pesquisas em aeroacústica veicular por meio de CAA

Citam-se aqui alguns estudos envolvendo simulação numérica em aeroacústica veicular. Kumarasamy e Karbon (1999), por exemplo, calcularam o ruído aerodinâmico gerado pela calha de chuva localizada no pilar A de um veículo. No primeiro momento, os autores fizeram uso do método URANS para avaliar o escoamento externo do modelo e obter os termos fontes de ruído; e, na etapa seguinte, calcularam a propagação da onda sonora por meio da equação de Lighthill-Curle (LC). Os resultados numéricos foram comparados com dados experimentais. Eles esclarecem que o método híbrido ou de dois passos proposto provê uma base consistente para predição de ruído aerodinâmico quando o ruído gerado não provoca efeitos de retorno no fluido. Ressalta-se também que, para uma adequada predição de ruído, a solução da simulação do escoamento deve ser precisa. Estes autores, mesmo modelando apenas as fontes de ruído dipolo, calcularam os níveis de pressão sonora no espectro do campo distante com boa aproximação dos achados experimentais. Os valores de nível de pressão sonora total, por exemplo, exibiram discrepâncias entre simulação e experimento de cerca de 5%.

Já Khalighi, Iaccarino e Khalighi (2012) avaliaram por meio de simulação numérica o ruído devido a diferentes tipos de calha de chuvas no pilar A e a diferentes retrovisores laterais externos. Os pesquisadores fizeram uso de LES para calcular o escoamento no entorno dos modelos e para obter os termos fontes de ruído. Como entrada para o método baseado na analogia acústica de Lighthill, fez-se uso do histórico de dados de flutuação de

pressão e de dados de velocidades instantâneas ao longo do volume de interesse. Segundo Khalighi, Iaccarino e Khalighi (2012), seus resultados para os modelos de calhas de chuva foram mais acurados, quando comparados a dados experimentais, do que os resultados de pesquisas anteriores, como a de Kumarasamy e Karbon (1999).

Cita-se também o trabalho de Kato, Men'shov e Nakamura (2008) que comparou o ruído aerodinâmico proveniente de diferentes tipos de retrovisores laterais por meio de simulação numérica do escoamento por meio de LES e cálculo do ruído por meio do método das perturbações. Mas validação dos dados não é mencionada.

Recorda-se também dos trabalhos de Nagawkar (2016) e de Duncan et al. (2002) mencionados na seção intitulada introdução desta pesquisa. Estes autores avaliaram por meio de simulação numérica o campo acústico próximo ou distante de modelos simplificados de automóveis, com atenção às fontes de ruído presentes na traseira do veículo ou na esteira próxima a jusante do mesmo.

#### 2.4.7 Infrassons e esteira traseira veicular

Segundo Higaki, Ahuja e Funk (2005), a frequência da esteira traseira de um veículo pode ser estimada por meio do número de Strouhal que, por sua vez, pode ser aproximado, para  $Re$  entre  $10^3$  e  $10^6$ , pela equação empírica exposta na EQ. 2.38.

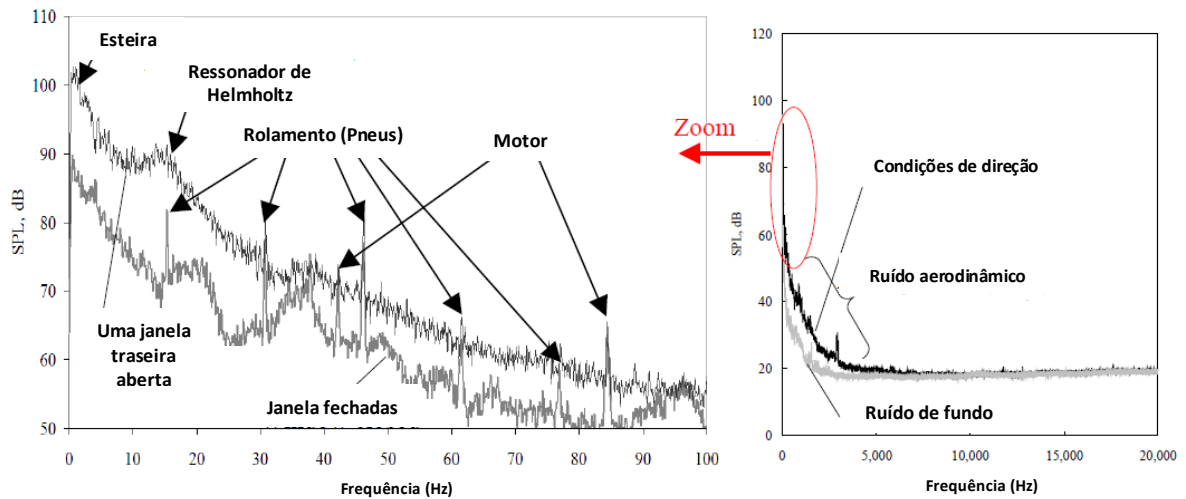
$$S_t = \frac{0,21}{c_D^{0,622}} \quad (2.38)$$

Ainda de acordo com Higaki, Ahuja e Funk (2005), um automóvel se movendo a uma velocidade típica adotada em estradas atinge  $Re$  da ordem de  $10^6$  e, assumindo que carros modernos possuem coeficiente de arrasto entre 0,25 e 0,4, tem-se que a frequência da esteira veicular se encontra na região dos infrassons, entre 1 e 8 Hz. Os autores também citam outras pesquisas experimentais que expõem medições de espectros de ruído para diferentes carros. Os estudos revelam que a frequência e a magnitude do primeiro pico de frequência baixa dependem da dimensão e da velocidade do automóvel. A frequência e a magnitude do sinal sonoro são incrementadas com o aumento da velocidade; e a frequência onde ocorre o primeiro pico é inversamente proporcional ao tamanho da esteira. Hipotetiza-se que o pico de baixa frequência no espectrograma de um carro, que está situando entre 1 e 8 Hz, seja devido ao desprendimento regular de vórtices na esteira traseira e que a porção de banda larga esteja



relacionada com estruturas de turbulência de grande escala também a jusante do veículo (HIGAKI; AHUJA; FUNK, 2005). A FIG. 2.22, que expõe fontes sonoras típicas de um espectrograma veicular, sintetiza o que é exposto pelos autores citados neste parágrafo.

FIGURA 2.22 – Típico espectro de ruído presente no habitáculo veicular para velocidade de deslocamento de cerca de 90 km/h.



Fonte: HIGAKI; AHUJA; FUNK, 2005.

E ressalta-se que, embora montadoras de veículos negligenciem comumente ruídos de baixa frequência no interior do veículo, estes ruídos podem influenciar importante o conforto dos passageiros. Estudos revelam que baixas frequências, incluindo infrassons, causam desconforto psicológico e adversidades físicas em motoristas, como nistagmo vertical e distúrbio de equilíbrio, que podem contribuir para ocorrência de acidentes automobilísticos (HIGAKI; AHUJA; FUNK, 2005).

## 3 MATERIAIS E MÉTODOS

### 3.1 Materiais

As simulações numéricas de CFD e CAA do presente trabalho foram realizadas no laboratório do Grupo de Análise e Modelagem de Sistemas e Equipamentos da Universidade Federal de Minas Gerais (GAMSET-UFMG). Fez-se uso de dois computadores: GAMSET-01 e GAMSET-09. A primeira máquina, que foi usada para as simulações com as malhas mais refinadas ( $h_1$ ), tem as seguintes características: oito processadores Intel(R) Core(TM) i7-7700K de 4,2 GHz, 16,0 GB de memória RAM instalada e 2 TB de memória física. Já o segundo computador, utilizado para simulações com malhas menos refinadas ( $h_2$  e  $h_3$ ), tem esta configuração: quatro processadores Intel(R) Core(TM) i5-3570 de 3,4 GHz, 8,0 GB de memória RAM e 512 GB de memória física.

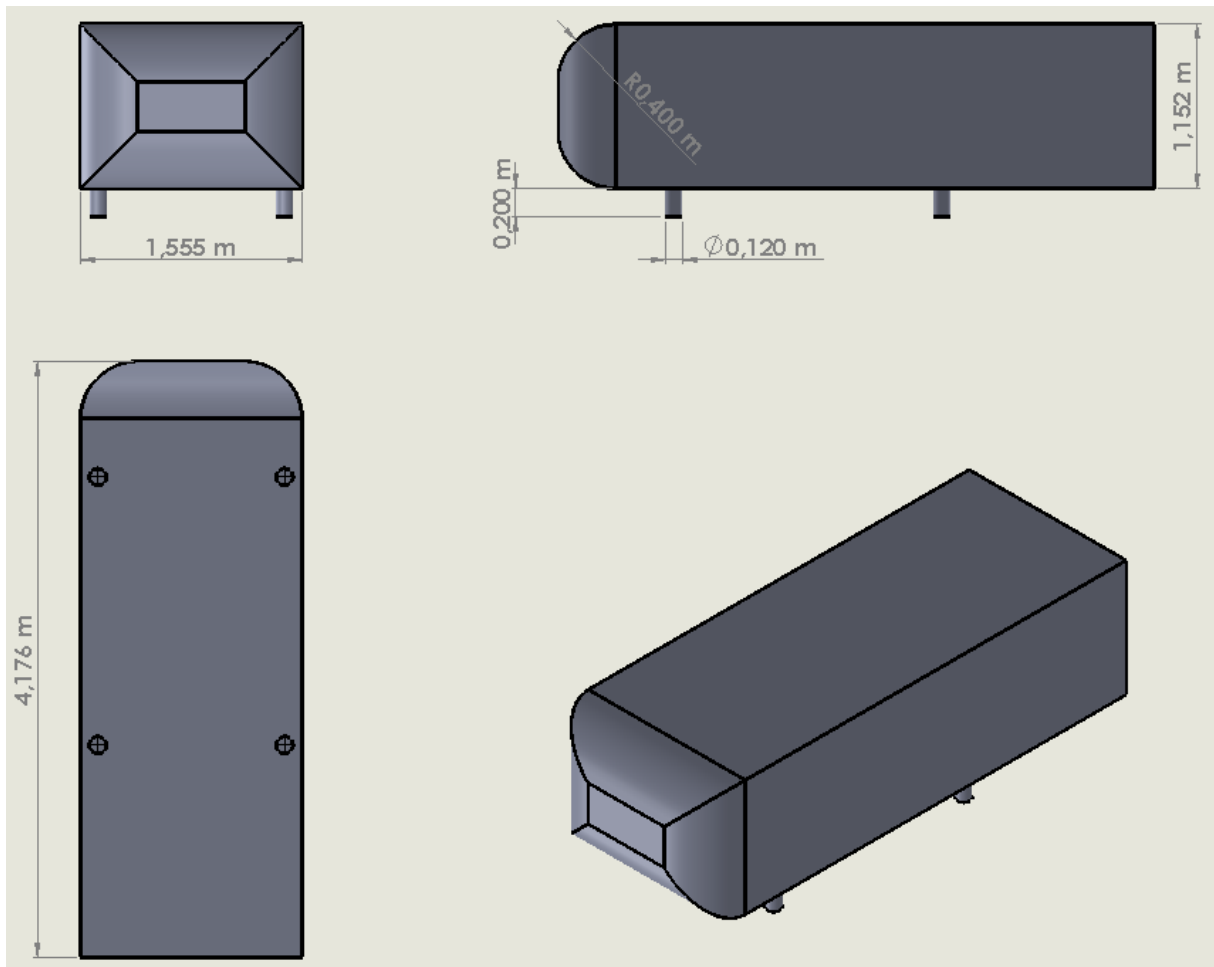
As atividades de pré-processamento, processamento e pós-processamento dos cálculos numéricos envolvidos neste estudo foram realizadas por meio de programas do pacote ANSYS. Os modelos geométricos foram fabricados com auxílio do aplicativo ANSYS DesignModeler; as diferentes malhas para as geometrias testadas foram confeccionadas por meio do ANSYS Fluent Meshing; a ferramenta de CFD utilizada, assim como a de CAA, foi o ANSYS Fluent; e a análise de dados e a apresentação dos resultados foram realizadas pelo aplicativo ANSYS CFD-Post. O programa Excel também foi utilizado para análise das soluções das simulações.

### 3.2 Método

#### 3.2.1 Modelo geométrico

Com o objetivo de avaliar o efeito aerodinâmico e aeroacústico introduzido por um mecanismo passivo de controle de arrasto, considerou-se nas simulações numéricas o modelo de Ahmed (AHMED; RAMM; FALTIN, 1984) com a traseira quadrada em escala 4:1, com e sem o uso dos chanfros curtos ótimos de Perry, Pavia e Passmore (2016). As FIG. 3.1 e 3.2 exibem os modelos geométricos simulados, que foram confeccionados com o uso do ANSYS designModeler, um programa de desenho auxiliado por computador (CAD) comercial comum ao pacote ANSYS.

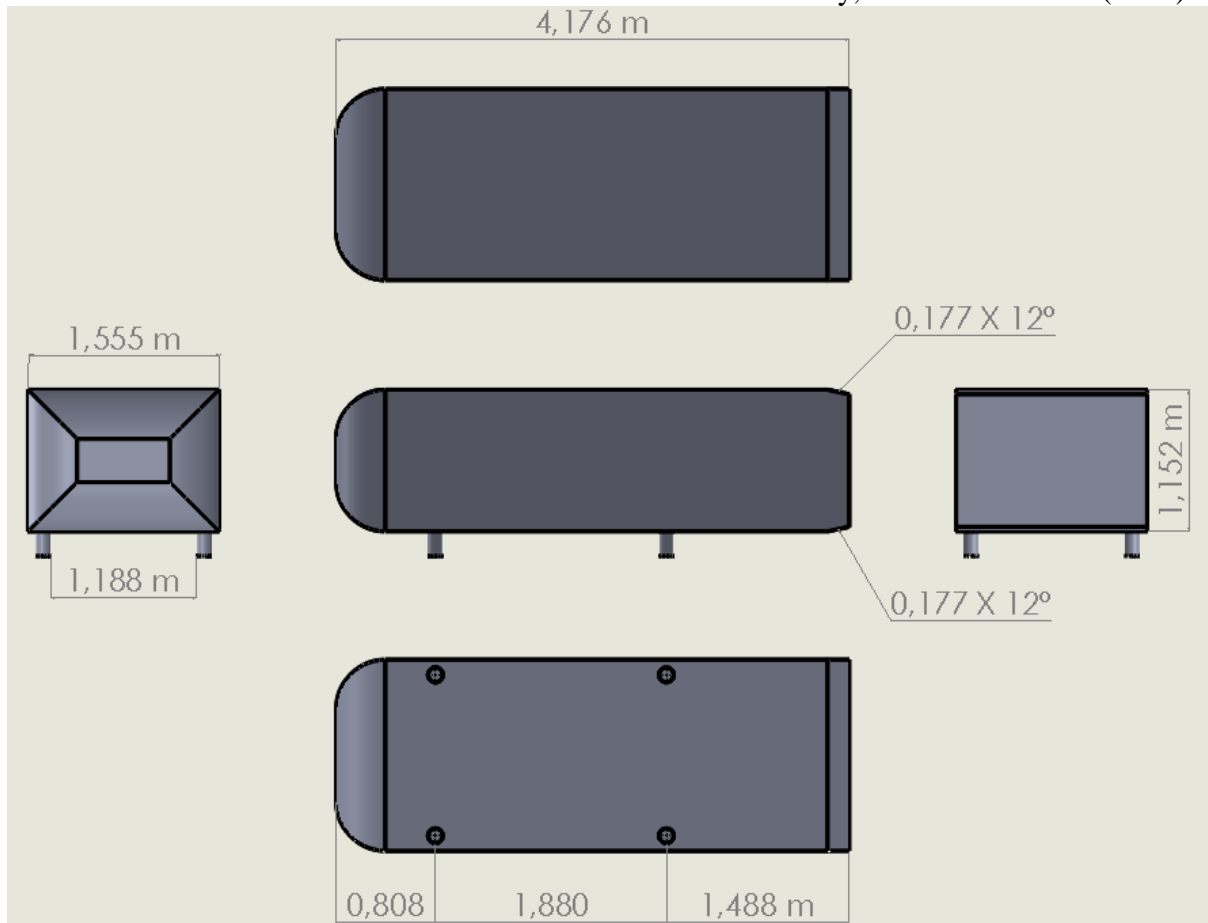
FIGURA 3.1 – Modelo de Ahmed com a traseira reta em escala industrial.



Fonte: o próprio autor.

Os modelos de corpo de Ahmed testados possuem comprimento ( $L$ ) igual a 4,176 [m], altura ( $H$ ) igual a 1,152 [m], largura ( $W$ ) igual a 1,555 [m] e raios de curvatura ( $R$ ) na porção dianteira iguais a 0,400 [m]. Os veículos simplificados são separados do solo por uma distância igual a 0,200 [m], apoiando-se em quatro apoios cilíndricos de diâmetro igual a 0,120 [m]. O modelo com adoção de mecanismo passivo de controle de arrasto é dotado de chanfros curtos nas arestas horizontais de sua base. Os chanfros possuem razão de aspecto ( $AR$ ) igual a 8,6 e ângulo em relação ao plano horizontal igual a  $12^\circ$ . Assim, a superfície dos chanfros é retangular com lados iguais a 1,555 [m] e 0,181 [m]. No presente trabalho, simularam-se os modelos de veículo terrestre simplificado com ângulos de  $yaw$  e de ataque nulos.

FIGURA 3.2 – Modelo de Ahmed com chanfros ótimos de Perry, Pavia e Passmore (2016).



Fonte: o próprio autor.

O domínio ou túnel de vento virtual, modelado com forma retangular, apresenta volume, comprimento ( $L_D$ ), altura ( $H_D$ ) e largura ( $W_D$ ) iguais a, respectivamente,  $1533,2 \text{ [m}^3\text{]}$ ,  $36,778 \text{ [m]}$ ,  $5,600 \text{ [m]}$  e  $7,480 \text{ [m]}$ . Estas dimensões obtidas de forma parametrizada em relação à altura do corpo de Ahmed foram escolhidas baseadas em relatos de sucesso de outros autores, como Krajnovic' e Davidson (2003, 2005a, 2005b). Registra-se ainda que o plano coincidente com a face frontal do veículo está à distância de  $8,410 \text{ [m]}$  da entrada do túnel de vento virtual.

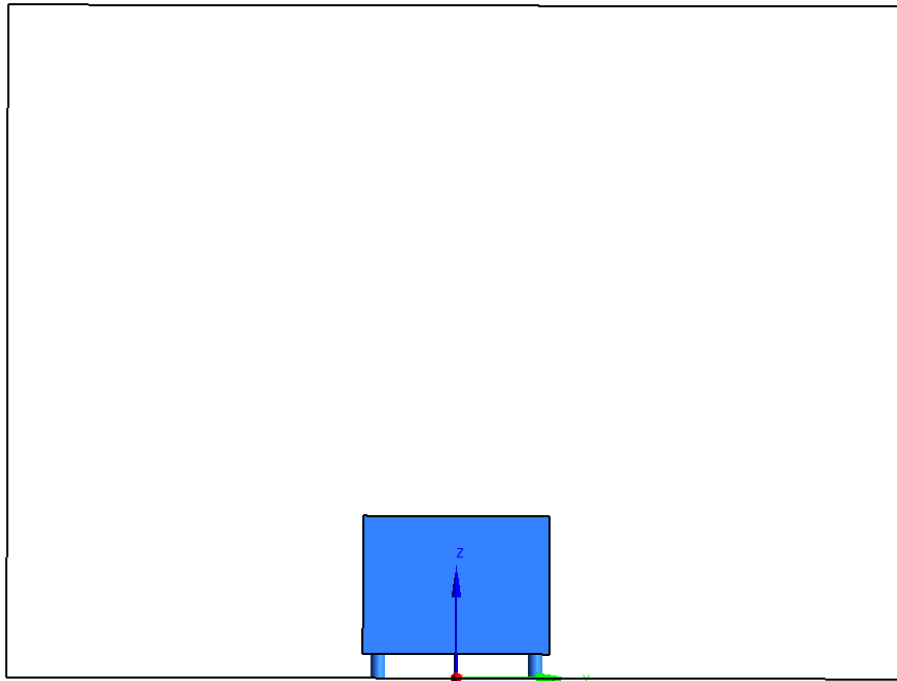
O sistema de coordenadas cartesianas utilizado no estudo pode ser observado nas FIG. 3.3 e 3.4. Sua origem está localizada no ponto coincidente entre o plano longitudinal vertical médio, o plano do solo e o plano que contém a base do corpo de Ahmed. Nota-se que o eixo de coordenadas X é orientado na direção do escoamento principal, ou seja, paralelo ao eixo longitudinal do corpo de Ahmed, com valores positivos à jusante do veículo; o eixo Y é normal a parede lateral do veículo; e o eixo Z é normal ao solo, assumindo, dentro do domínio, apenas valores positivos.

FIGURA 3.3 – Vista lateral do domínio.



Fonte: o próprio autor.

FIGURA 3.4 – Vista posterior do domínio.



Fonte: o próprio autor.

### 3.2.2 Modelagem matemática

O *software* ANSYS Fluent foi usado nas simulações numéricas desenvolvidas neste estudo. Este programa emprega o Método de Volumes Finitos (MVF) para resolução das equações que governam o escoamento de fluidos: a equação da continuidade e as equações de momentum, citadas na subseção 2.3.2. Ressalta-se que, para a presente pesquisa, foram utilizadas as equações de governo para a condição de fluido newtoniano incompressível.

O mesmo software foi utilizado para calcular sinais acústicos devidos a fontes de ruído aerodinâmico do tipo dipolo localizadas na superfície do modelo de Ahmed, por meio da equação de Ffowcs-Williams e Hawkins (FWH), expressa pela EQ. 2.33. Salienta-se que a integral de volume associada à fonte quadrupolo foi negligenciada.

### 3.2.2.1 Método numérico e tratamento da turbulência

O método numérico adotado foi o RANS não estacionário, já descrito no item 2.3.3.1. E o modelo de fechamento ou de turbulência escolhido foi o  $k-\omega$  SST descrito no item 2.3.3.1.2, com os valores de parâmetros expostos na TAB. 3.1. Registra-se que estes valores são sugeridos pelo software comercial utilizado (ANSYS, 2013).

TABELA 3.1 – Constantes adotadas no modelo de turbulência  $k-\omega$  SST

Constante	Valor
$\alpha_{\infty}^*$	1
$\alpha_{\infty}$	0,52
$\beta_{\infty}^*$	0,09
$\beta_1$	0,075
$\beta_2$	0,0828
$a_1$	0,31
$\sigma_{k1}$	1,176
$\sigma_{\omega 1}$	2
$\sigma_{k2}$	1
$\sigma_{\omega 2}$	1,168
$C_{lim}$	10

Fonte: o próprio autor

As condições físicas do fluido contido no domínio, definido como ar atmosférico à temperatura igual a 288,2 [K], são caracterizadas por:

- Relação entre calores específicos ( $\gamma$ ) igual a 1,4;
- Viscosidade dinâmica ( $\mu$ ) igual a  $1,789 \times 10^{-5}$  [kg/m.s];
- Velocidade do som ( $c_0$ ) igual a 340 [m/s]; e
- Massa específica ( $\rho$ ) igual a 1,225 [kg/m<sup>3</sup>];

Já as condições de contorno são especificadas no QUADRO 3.1 e as fronteiras do domínio são representadas na FIG. 3.5.

E, em relação às condições iniciais, menciona-se que, primeiramente, a partir da condição de fluido parado, fez-se uso do método RANS estacionário até a condição de regime quase-permanente ou solução do campo de escoamento quase-estacionário, com valores médios de coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) e de coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) estáveis. E, após, adotando a solução da simulação numérica por meio do método RANS como condição inicial,

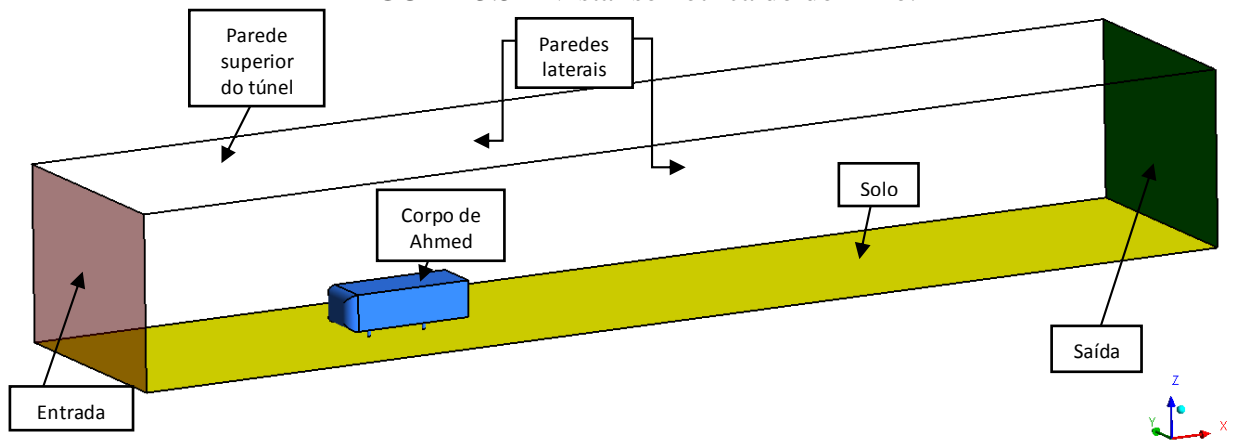
a técnica de análise transiente ou URANS foi acionada. Registra-se que para o cálculo transiente três passos de tempo distintos (0,0001 [s], 0,0005 [s] e 0,005 [s]) foram utilizados na pesquisa e o tempo total de escoamento simulado foi mantido entre 0,2500 [s] e 8,0000 [s].

QUADRO 3.1 – Especificação das condições de contorno

Fronteiras	Condição de Contorno
Entrada do túnel	Perfil de velocidade homogêneo ( $U_0$ com componente no eixo X igual a 28,7 [m/s] e componentes nos eixos Y e Z nulas); intensidade de turbulência igual a 0,3%; e razão de viscosidade turbulenta igual a 7.
Saída do túnel	Pressão estática igual a 0 Pa, ou pressão manométrica igual a pressão atmosférica; intensidade de turbulência igual a 0,3%; e razão de viscosidade turbulenta igual a 7.
Paredes laterais do túnel	Simetria (componente de velocidade normal, gradientes de variáveis do escoamento normais e tensões cisalhantes nulos).
Parede superior do túnel	Simetria (componente de velocidade normal, gradientes de variáveis do escoamento normais e tensões cisalhantes nulos).
Parede inferior do túnel (solo)	Condição de parede estacionária ou condição de não deslizamento.
Corpo de Ahmed e apoios cilíndricos	Condição de parede estacionária ou condição de não deslizamento.

Fonte: o próprio autor

FIGURA 3.5 – Vista isométrica do domínio.



Fonte: o próprio autor.

Todas as simulações foram realizadas com esquema numérico de segunda ordem para discretização (espacial) das equações, sendo o modelo *upwind* de segunda ordem selecionado para resolução das equações de momentum, energia cinética turbulenta ( $k$ ) e taxa de dissipação específica ( $\omega$ ). O acoplamento das grandezas pressão e velocidade foi resolvido por meio do esquema SIMPLE. Para formulação transiente, fez-se uso de um esquema implícito de segunda ordem. E registra-se que o resíduo quadrático médio (RMS) usado nas simulações numéricas foi igual a  $10^{-4}$ .

### 3.2.2.2 Método para avaliação do ruído aerodinâmico

Para predição do ruído aerodinâmico devido a fontes dipolos presentes na superfície do corpo de Ahmed, tanto com a traseira limpa como com chanfros, fez-se uso da equação de FWH, disponível no resolutor ou *solver* acústico do ANSYS Fluent. Lembra-se que dados da fonte de ruído foram gerados pela solução numérica do escoamento, ou seja, com auxílio do próprio ANSYS Fluent. Considerou-se o corpo de Ahmed como um corpo compacto e negligenciaram-se os fenômenos de reflexão e difração de som possivelmente ocasionados pelas barreiras sólidas presentes no domínio (o solo e o próprio veículo). A velocidade de som considerada foi igual a 340 [m/s] e a velocidade do escoamento igual a 28,7 [m/s]. Para o cálculo de NPS, considerou-se a pressão de referência igual a  $20\mu\text{Pa}$ .

Os microfones, assim como o veículo, apresentaram posições fixas como em um ensaio em túnel de vento. Fez-se captação de sinais acústicos em campo distante considerando como fontes de ruído a flutuação de pressão ou em toda a superfície do corpo de Ahmed ou apenas na porção posterior do modelo. Os receptores ou microfones foram distribuídos em um plano horizontal (plano XY, em Z igual a 0,776 [m]), um plano vertical transversal (plano YZ, em X igual a 0 [m]) e em um plano vertical longitudinal (plano XZ, em Y igual a 0 [m]). As coordenadas dos 21 microfones utilizados no estudo são expostas na TAB. 3.2. Nota-se que eles estão localizados a 10 metros de distância do ponto coincidente aos três planos acima mencionados, que se encontra no centro da base do veículo. Em cada plano os receptores fazem um arco com ângulo de  $30^\circ$  em relação ao receptor adjacente, quando o centro da base do veículo é considerado uma origem. Tal estratégia foi adotada para tentar expressar a diretividade do som aerodinâmico estudado.

O sinal acústico foi obtido inicialmente com passo de tempo igual a 0,0001 [s] e, posteriormente, com passos de tempo iguais a 0,0005 [s] e 0,005 [s]. As regiões de transição foram removidas da história no tempo de análise subsequente. Observando o critério de



Nyquist, têm-se para cada análise as seguintes frequências de corte: 5 [kHz], 1 [kHz] e 100 [Hz]. O tempo de aquisição de dados e a resolução em frequência alvos de cada análise são expostos na TAB. 3.3. Nenhuma função de janelamento foi aplicada às amostras que foram submetidas à Transformada Rápida de Fourier (FFT) para obtenção do espectro do ruído.

TABELA 3.2 – Localização dos microfones virtuais

Microfone	Coordenada X [m]	Coordenada Y [m]	Coordenada Z [m]
1	10	0	0,776
2	8,66	5	0,776
3	5	8,66	0,776
4	0	10	0,776
5	-5	8,66	0,776
6	-8,66	5	0,776
7	-10	0	0,776
8	-8,66	-5	0,776
9	-5	-8,66	0,776
10	0	-10	0,776
11	5	-8,66	0,776
12	8,66	-5	0,776
13	0	8,66	5,776
14	0	5	9,436
15	0	-5	9,436
16	0	-8,66	5,776
17	8,66	0	5,776
18	5	0	9,436
19	-5	0	9,436
20	-8,66	0	5,776
21	0	0	10,776

Fonte: o próprio autor.

TABELA 3.3 – Parâmetros propostos para processamento do sinal acústico

Parâmetros	Análise 1	Análise 2	Análise 3
Resolução temporal (s)	0,0001	0,0005	0,005
Tempo de amostra (s)	0,04	0,25	2,25
Amostras por gravação	400	500	450
Resolução em frequência (Hz)	25	4	0,45
Frequência máxima (Hz)	5000	1000	100
Frequência mínima (Hz)	25	4	0,45
Função de janelamento	..	..	..

Fonte: o próprio autor.

### 3.2.3 Verificação e validação da solução numérica

O documento ASME V&V 20-2019 (ASME, 2009) propõe a padronização de procedimentos de verificação e validação de simulações computacionais. O documento informa que antes da validação da solução numérica por meio de comparação com dados experimentais, faz-se necessário a verificação do código e da solução numérica. O objetivo da verificação numérica é estimar a incerteza associada ao resultado da solução numérica ( $u_{num}$ ), ou seja, a determinação da faixa de valores dentro da qual é mais provável encontrar o valor verdadeiro ou real do mensurando ou do parâmetro pesquisado. Em relação à verificação da solução numérica, quando a incerteza associada aos erros de iteração ( $u_i$ ) é negligenciável, sugere-se considerar a  $u_{num}$ , de forma aproximada, constituída pelas incertezas associados à discretização do domínio ( $u_h$ ) e do tempo ( $u_{\Delta t}$ ). Assim, o teste de convergência de malha, assim como a verificação do passo de tempo, assume grande importância na verificação e validação da simulação.

Neste trabalho assumiu-se que o código do programa ANSYS é verificável e que os erros de iteração são negligenciáveis. Os cinco passos para verificação da solução numérica propostos na ASME V&V 20-2009 (ASME, 2009) foram adotados. E o erro de parâmetro de entrada considerado restringiu-se ao produzido pela diferença do número de Reynolds utilizado para as simulações numéricas e o adotado nos experimentos que serviram de referência para validação.

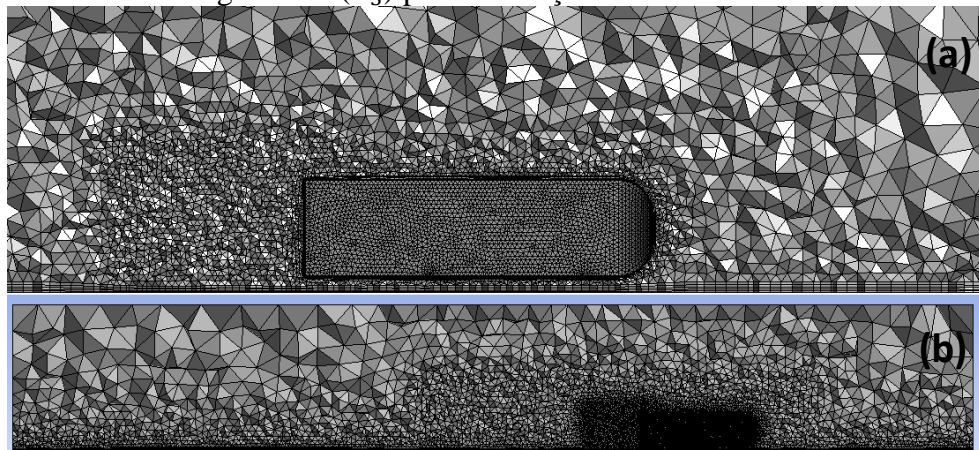
O parâmetro escolhido para verificação e validação das simulações numéricas foi o coeficiente de arrasto total médio ( $C_D$ ). Pretende-se validar apenas a solução de CFD do modelo limpo, sem adoção de mecanismo passivo de controle de arrasto.

#### 3.2.3.1 Teste de malha

A discretização espacial dos domínios avaliados foi realizada com malhas não estruturadas contendo elementos híbridos: elementos tetraédricos em regiões não adjacentes a contornos modelados como paredes estacionárias; e elementos prismáticos próximos às fronteiras caracterizadas como paredes, que foram confeccionados por meio da ferramenta *inflation* do aplicativo ANSYS Fluent Meshing. Dentro do domínio, fabricaram-se dois blocos retangulares de influência onde se estabeleceu um adensamento dos elementos de malha em regiões de interesse. Um bloco com nível maior de refinamento de malha foi criado abrangendo a região da esteira à jusante do veículo simplificado. Este bloco de influência com

volume aproximado de  $11,4 \text{ [m}^3\text{]}$  tem seus limites externos estabelecidos pelos planos YZ localizados em X igual a  $-0,400 \text{ [m]}$  e a  $2,304 \text{ [m]}$ ; pelos planos YX localizados em Z igual a  $0 \text{ [m]}$  e a  $1,767 \text{ [m]}$ ; e pelos planos ZX localizados em Y igual a  $-1,193 \text{ [m]}$  e  $1,193 \text{ [m]}$ . Já o segundo bloco, com nível de refinamento menor, foi fabricado englobando, além de todo o corpo de Ahmed, o primeiro bloco já citado. Seus limites externos são dados pelos planos YZ localizados em X igual a  $-6,352 \text{ [m]}$  e a  $8,352 \text{ [m]}$ ; pelos planos YX localizados em Z igual a  $0 \text{ [m]}$  e a  $2,767 \text{ [m]}$ ; e pelos planos ZX localizados em Y igual a  $-2,193 \text{ [m]}$  e  $2,193 \text{ [m]}$ . Seu volume é aproximadamente  $178,4 \text{ [m}^3\text{]}$ . Como já mencionado, nas regiões próximas de paredes, fez-se uso de camadas de elementos prismáticos e estratégias para obtenção de dimensões alvo prescritas para o primeiro elemento de malha localizado imediatamente após a parede, para controle do parâmetro  $y^+$ . As FIG. 3.6, 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 e 3.11 exibem as malhas utilizadas para a simulação do corpo de Ahmed limpo e para o modelo com chanfros.

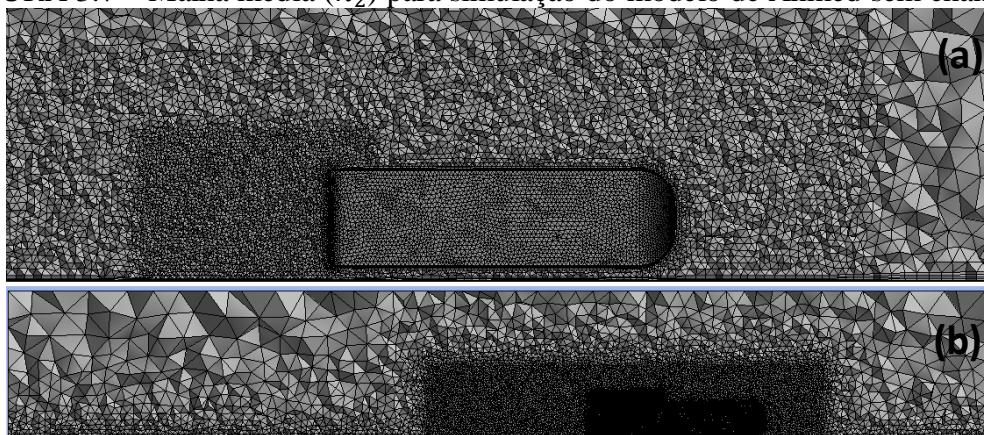
FIGURA 3.6 – Malha grosseira ( $h_3$ ) para simulação do modelo de Ahmed sem chanfros.



Nota: (a) zoom na região de interesse e (b) imagem de todo domínio.

Fonte: o próprio autor.

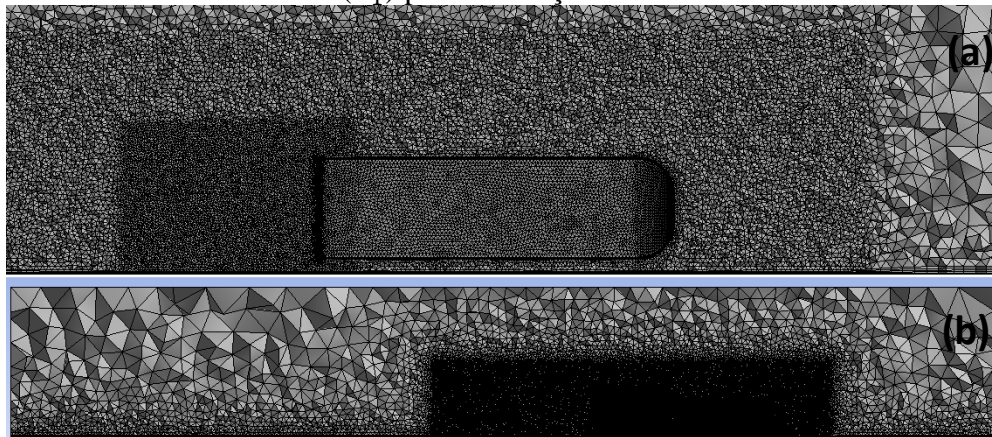
FIGURA 3.7 – Malha média ( $h_2$ ) para simulação do modelo de Ahmed sem chanfros.



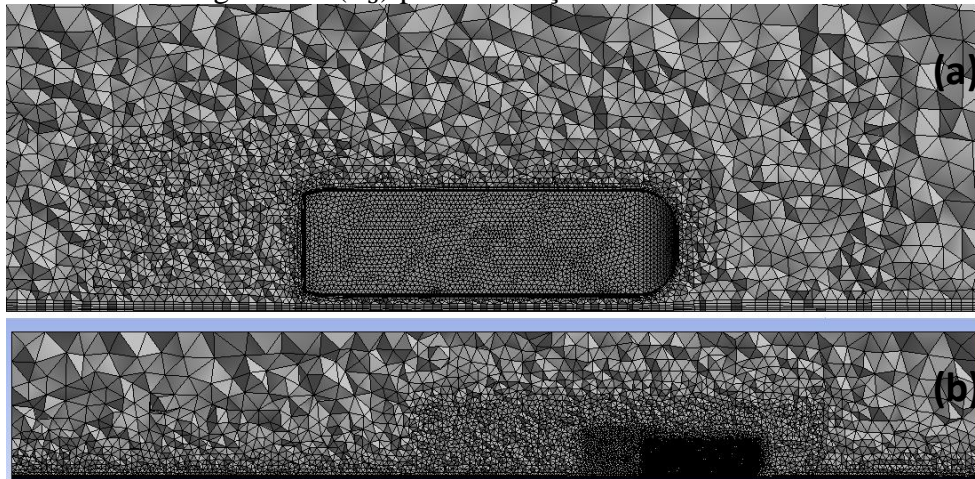
Nota: (a) zoom na região de interesse e (b) imagem de todo domínio.

Fonte: o próprio autor.

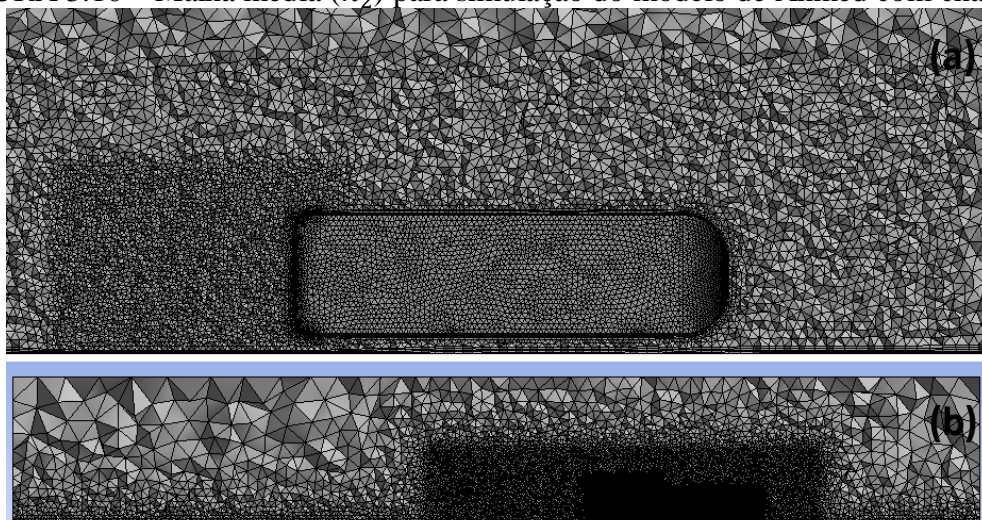


FIGURA 3.8 – Malha refinada ( $h_1$ ) para simulação do modelo de Ahmed sem chanfros.

Nota: (a) zoom na região de interesse e (b) imagem de todo domínio.  
Fonte: o próprio autor.

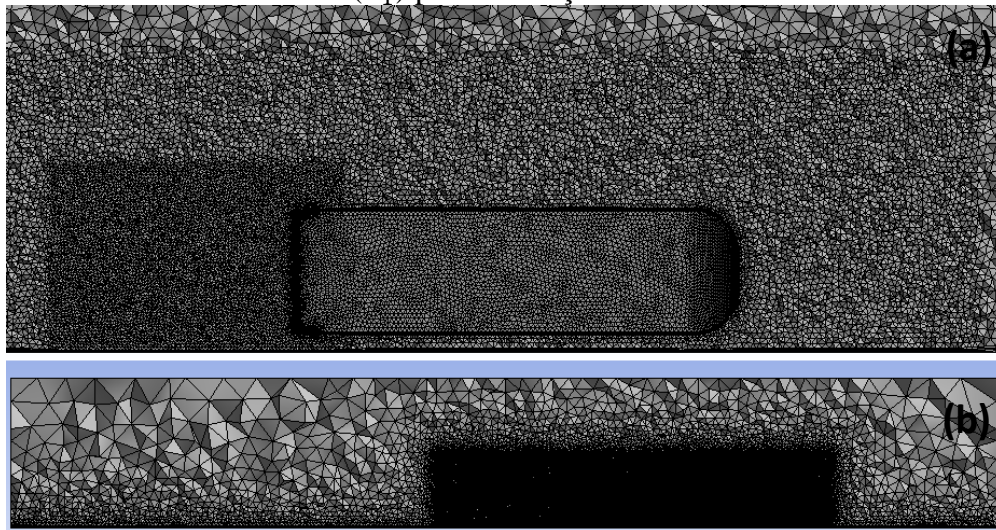
FIGURA 3.9 – Malha grosseira ( $h_3$ ) para simulação do modelo de Ahmed com chanfros.

Nota: (a) zoom na região de interesse e (b) imagem de todo domínio.  
Fonte: o próprio autor.

FIGURA 3.10 – Malha média ( $h_2$ ) para simulação do modelo de Ahmed com chanfros.

Nota: (a) zoom na região de interesse e (b) imagem de todo domínio.  
Fonte: o próprio autor.



FIGURA 3.11 – Malha refinada ( $h_1$ ) para simulação do modelo de Ahmed com chanfros.

Nota: (a) zoom na região de interesse e (b) imagem de todo domínio.

Fonte: o próprio autor.

Para o teste de malha, para cada domínio pesquisado, três malhas com graus de refinamento distintos foram simuladas. As TAB. 3.4 e 3.5 exibem algumas características das malhas utilizadas.

TABELA 3.4 – Propriedades das malhas testadas em simulações com o corpo original

Malha (i)	Nº de elementos	Nós	$y^+$ (Corpo de Ahmed)	Skewness máximo	Qualidade ortogonal mínima
1	10437744	2012242	4,1 – 294,4	0,882	0,102
2	3231847	688669	10,6 – 403,5	0,852	0,112
3	1163063	317637	10,6 – 465,7	0,823	0,104

Fonte: o próprio autor

TABELA 3.5 – Propriedades das malhas testadas em simulações com o veículo com chanfros

Malha (i)	Nº de elementos	Nós	$y^+$ (Corpo de Ahmed)	Skewness máximo	Qualidade ortogonal mínima
1	10487318	2028685	3,2 – 293,5	0,814	0,111
2	3354424	723425	8,1 – 403,2	0,842	0,126
3	1136343	312310	10,6 – 456,3	0,871	0,106

Fonte: o próprio autor

Lembra-se que, segundo ASME (2009), a estimativa da incerteza expandida associada ao erro numérico ocasionado pela discretização espacial é equivalente ao chamado índice de convergência de malha ou GCI e pode ser obtido em cinco passos, como os adotados no presente estudo.

Inicialmente definiu-se uma representação para o tamanho da malha  $i$  ( $h_i$ ), que para malhas não estruturadas pode ser dada pela EQ. 3.1.

$$h_i = [(\sum_{j=1}^N \Delta V_j)/N]^{1/3} \quad (3.1)$$

Em que  $N$  é o número total de elementos da malha  $i$ ; e  $\Delta V_j$  é o volume do elemento  $j$ .

Depois, selecionou-se, como já dito, três ajustes significativamente diferentes de resolução de malha e se determinou, por meio de simulações, valores de variáveis ( $\varphi_i$ ) importantes para o objetivo da pesquisa. Como já mencionado, neste estudo, fez-se a escolha do valor de  $C_D$  para determinação do GCI. Definiu-se também o parâmetro  $r$  denominado fator de refinamento de malha. Lembra-se que, sendo  $h_i$  o comprimento representativo de uma malha refinada  $i$  e  $h_{i+1}$  a dimensão representativa de uma malha grosseira, ou menos refinada,  $i+1$ , o fator de refinamento entre malhas  $r_{i+1,i}$  é definido pela EQ. 3.2.

$$r_{i+1,i} = \frac{h_{i+1}}{h_i} \quad (3.2)$$

Ressalta-se que, quando empregadas três malhas, valor do fator  $r$  superior a 1,3 é recomendado.

Em seguida, calculou-se a razão de convergência ou ordem de convergência aparente  $p_A$ , por meio das EQ. 3.3, 3.4, 3.5 e 3.6.

$$p_A = [1/\ln(r_{2,1})][\ln|\varepsilon_{3,2}/\varepsilon_{2,1}| + q(p)] \quad (3.3)$$

$$q(p) = \ln\left(\frac{r_{2,1}^{p_t-s}}{r_{3,2}^{p_t-s}}\right) \quad (3.4)$$

$$s = 1 \times \text{sinal}(\varepsilon_{3,2}/\varepsilon_{2,1}) \quad (3.5)$$

$$\varepsilon_{i+1,i} = \varphi_{i+1} - \varphi_i \quad (3.6)$$

Em que  $\varphi_{i+1}$  denota o valor obtido por meio de simulação da variável de interesse  $\varphi$  em uma malha grosseira  $i+1$  e  $\varphi_i$  denota o valor de  $\varphi$  em uma malha refinada  $i$ . A variável  $p_t$ ,

presente na EQ. 3.4, denota a ordem teórica do método de discretização utilizado na simulação.

Posteriormente, calculou-se o valor extrapolado da variável  $\varphi$ ,  $\varphi_{ext}$ , por meio da EQ. 3.7.

$$\varphi_{ext}^{2,1} = (r_{2,1}^{pA} \varphi_1 - \varphi_2) / |r_{2,1}^{pA} - 1| \quad (3.7)$$

Assim, o erro relativo aproximado pôde ser expresso pelas EQ. 3.8 ou 3.9, na forma adimensional ou dimensional. A ASME (2009) também sugere a obtenção da estimativa do erro relativo extrapolado, dado pela EQ. 3.10.

$$e_a^{2,1} = \left| \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\varphi_1} \right| \quad (3.8)$$

$$e_a^{2,1} = |\varphi_1 - \varphi_2| \quad (3.9)$$

$$e_{ext}^{2,1} = \left| \frac{\varphi_{ext}^{2,1} - \varphi_1}{\varphi_{ext}^{2,1}} \right| \quad (3.10)$$

E, por fim, calculou-se o GCI da malha refinada por meio da EQ. 3.11.

$$GCI_{refinada}^{2,1} = \frac{Fs \cdot e_a^{2,1}}{r_{2,1}^{pA} - 1} \quad (3.11)$$

Como sugerido em norma, adotou-se o fator de segurança ( $Fs$ ) igual a 1,25, para que o GCI representasse a incerteza associada à discretização do domínio com um intervalo de confiança de 95%.

As TAB. 3.6 e 3.7 registram os parâmetros de refinamento de malha associados às malhas utilizadas nesta pesquisa.

TABELA 3.6 – Características das malhas testadas em simulações com o corpo original

Malha ( $i$ )	Número de elementos	$h_i$ [cm]	$r_{i+1,i}$
1	10437744	5,276	1,48
2	3231847	7,799	1,41
3	1163063	10,965	..

Fonte: o próprio autor

TABELA 3.7 – Características das malhas testadas em simulações com o corpo com chanfros

Malha ( <i>i</i> )	Número de elementos	$h_i$ [cm]	$r_{i+1,i}$
1	10487318	5,268	1,46
2	3354424	7,703	1,43
3	1136343	11,050	..

Fonte: o próprio autor

Informa-se que, para este teste, para o uso do método URANS, adotou-se apenas uma dimensão de passo de tempo, que foi igual a 0,0005 [s], e o tempo de escoamento simulado foi igual a 0,2500 [s], 0,2060 [s] e 0,2715 [s] para, respectivamente, a simulação com as malhas caracterizadas por  $h_3$ ,  $h_2$  e  $h_1$ .

### 3.2.3.2 Teste de passo de tempo

Ainda para a verificação da simulação numérica do escoamento externo ao corpo de Ahmed, procedimento similar ao adotado no item anterior (para o teste de malha) foi realizado para o teste de passo de tempo. Um índice de convergência associado à dimensão do passo de tempo, aqui exposto como  $TSCI_{refinada}^{21}$ , produto da verificação da resolução temporal foi obtido para as simulações utilizando a malha mais refinada ( $h_1$ ). E a variável de interesse verificada se limitou ao valor médio de  $C_D$ . Tal índice foi adotado como estimativa da incerteza expandida relacionada à discretização do tempo da simulação com malha refinada.

Em relação ao número de Courant ( $C$ ), também conhecido como condição de Courant-Friedrichs-Lewys (CFL), lembra-se que é um parâmetro de grande importância e que está diretamente ligado à estabilidade e à acurácia da solução para métodos explícitos. Nestes casos, sugere-se que seu valor seja inferior a unidade para o sucesso da simulação. Já métodos implícitos, como o adotado neste estudo, são capazes de manter a estabilidade da solução mesmo para valores de CFL superiores a unidade (RODRIGUES, 2017). Assim, permitiu-se a adoção de passos de tempo associados à CFL acima da unidade, para atender ao compromisso com a redução do custo computacional e permitir a obtenção de resolução em frequência alvo da avaliação acústica objetos da presente pesquisa. Lembra-se que CFL é calculada pela expressão exposta na EQ. 3.12.

$$CFL = U_0 \Delta t / \Delta x \quad (3.12)$$



Em que  $\Delta t$  denota passo de tempo e  $\Delta x$  representa comprimento do elemento de malha. As TAB. 3.8 e 3.9 exibem os valores de CFL, assim como os de outros parâmetros associados às simulações com diferentes passos de tempo adotados nesta etapa de verificação da solução.

TABELA 3.8 – Características dos passos de tempo testados em simulações com o corpo sem chanfros.

Discretização do tempo ( $i$ )	Passo de tempo [s]	Número de $\Delta t$	Tempo de escoamento [s]	$r_{i+1,i}$	CFL máximo
1	0,0001	400	0,0400	5	0,53 (99% dos elementos)
2	0,0005	554	0,2770	10	2,63 (99% dos elementos)
3	0,005	450	2,25	..	26,31 (99% dos elementos)

Fonte: o próprio autor.

Nota-se que, na verificação de passo de tempo, o tempo de escoamento simulado para cada caso é distinto.

TABELA 3.9 – Características dos passos de tempo testados em simulações com o corpo chanfrado.

Discretização do tempo ( $i$ )	Passo de tempo [s]	Número de $\Delta t$	Tempo de escoamento [s]	$r_{i+1,i}$	CFL máximo
1	0,0001	400	0,0400	5	0,64 (99% dos elementos)
2	0,0005	554	0,2770	10	3,18 (99% dos elementos)
3	0,005	450	2,25	..	31,78 (99% dos elementos)

Fonte: o próprio autor.

### 3.2.3.3 Sensibilidade do coeficiente de arrasto em relação ao $Re$

Para se estimar o erro associado ao número de Reynolds, com a malha grosseira, simulou-se o modelo sem chanfros em quatro regimes de escoamento distintos, com os seguintes valores de  $Re$ : 0,09 milhões, 0,88 milhões, 1,19 milhão e 2,26 milhões. Verificou-se apenas o valor médio de  $C_D$ . Para este teste, a condição de contorno da região nomeada como entrada do túnel virtual especificada na TAB. 3.1 foi ajustada para cada número de Reynolds testado. Assim, modificou-se o valor da componente no eixo X do vetor velocidade  $U_0$  na

entrada do túnel para cada  $Re$  distinto de 2,26 milhões. Fez-se a componente no eixo X do vetor  $U_0$  igual a 1,14 [m/s], 11,17 [m/s] e 15,11 [m/s] para, respectivamente, a simulação com  $Re$  igual a 0,09 milhões, 0,88 milhões e 1,19 milhão. O cálculo da diferença relativa entre o valor de  $C_D$  obtido com  $Re$  alvo da pesquisa, ou  $C_{D_{Re=2,26e6}}$ , e aquele associado a outro  $Re$ , ou  $C_{D_{Re \neq 2,26e6}}$ , foi feito por meio da EQ. 3.13.

$$\Delta C_{D_{Re}} = \frac{C_{D_{Re \neq 2,26e6}} - C_{D_{Re=2,26e6}}}{C_{D_{Re=2,26e6}}}$$

Em que  $\Delta C_{D_{Re}}$  denota a sensibilidade do valor de  $C_D$  ao número de  $Re$  e foi utilizada como estimativa de incerteza associada a parâmetro de entrada da solução da simulação com a malha refinada.

#### 3.2.3.4 Validação da solução

O procedimento para validação foi realizado apenas para simulação CFD do corpo sem chanfros. Para validação da simulação, utilizaram-se como referência dados experimentais expostos por Ahmed, Ramm e Faltin (1984).

Seguindo sugestão de ASME (2009), compararam-se a solução da simulação numérica ( $\varphi_{simulação}$ ), obtida com a malha mais refinada, e os dados experimentais de referência ( $\varphi_{experimento}$ ). A variável selecionada foi o valor de  $C_D$  médio. Assim, determinaram-se a diferença ou erro de comparação de validação ( $E_{val}$ ) e a incerteza de validação ( $u_{val}$ ), por meio, respectivamente, das EQ. 3.14 e 3.15.

$$E_{val} = \varphi_{simulação} - \varphi_{experimento} \quad (3.14)$$

$$u_{val} = (u_{num} + u_{entrada} - u_{experimento}) \quad (3.15)$$

Em que  $u_{entrada}$  é a incerteza padrão associada ao erro gerado por parâmetros de entrada da simulação numérica e  $u_{experimento}$  revelado por Ahmed, Ramm e Faltin (1984) é igual a 0,0008 (adimensional) ou 0,32% do valor de  $C_{D_{experimento}}$ . Lembra-se que  $u_{val}$  é uma incerteza padrão e que, para obtenção da incerteza expandida  $U_{val}$ , fez-se uso do fator de expansão  $k$  igual a 2.

Outro parâmetro obtido, sugerido pela ASME (2009) para expressão do resultado de uma simulação numérica, foi a estimativa do erro do modelo ( $\delta_{modelo}$ ), dado pela EQ. 3.16.

$$\delta_{modelo} = |E_{val} \pm U_{val}| \quad (3.16)$$

Ressalta-se ainda que resultados de análise qualitativa de campo de velocidades e de distribuição de pressão na superfície do modelo e em regiões do domínio estudados foram comparados com dados experimentais exibidos em Ahmed, Ramm e Faltin (1984), Volpe, Devinant e Kourta (2015) e Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a).

### 3.2.4 Convenções

No presente estudo, convencionou-se que o coeficiente de arrasto total, o coeficiente de sustentação e o coeficiente de força lateral são obtidos, respectivamente, pelas EQ. 3.17, 3.18 e 3.19.

$$C_D = \frac{D}{0,5\rho S U_0^2} \quad (3.17)$$

$$C_L = \frac{L}{0,5\rho S U_0^2} \quad (3.18)$$

$$C_y = \frac{F_y}{0,5\rho S U_0^2} \quad (3.19)$$

Em que:

- S denota a área transversal máxima do modelo, igual a 1,791 [m<sup>2</sup>];
  - $U_0$  denota, como já mencionado, a velocidade do escoamento não perturbado, com valor igual a 28,7 [m/s];
  - $\rho$  denota massa específica do fluido, igual a 1,225 [kg/m<sup>3</sup>];
  - D denota força de arrasto total e constitui a componente de força aerodinâmica na direção X;
  - L denota a força de sustentação e é a componente de força aerodinâmica na direção Z;
- e

- $F_y$  denota a força aerodinâmica lateral e representa a componente de força aerodinâmica na direção Y.

Registra-se que a força de arrasto total (D) é composta por: (i) o arrasto de pressão, devido à força de pressão, obtido pelo produto escalar entre o vetor unitário na direção X e o vetor resultante da integral de superfície da pressão estática sobre o corpo de Ahmed; e (ii) o arrasto de atrito, devido à força viscosa, obtido pelo produto escalar entre o vetor unitário na direção X e o vetor resultante da integral de superfície da tensão de cisalhamento sobre o modelo. De forma similar, as componentes de força aerodinâmica L e  $F_y$  também são calculadas, respectivamente, pela componente na direção Z e a na direção Y da soma da força de pressão e da força viscosa aplicadas sobre o corpo de Ahmed. Ressalta-se que os apoios cilíndricos não foram computados no cálculo das forças aerodinâmicas aplicadas sobre o modelo.

Já o coeficiente de pressão foi calculado por meio da EQ. 3.20.

$$C_p = \frac{p-p_0}{0,5\rho S U_0^2} \quad (3.20)$$

Em que:

- $p$  denota pressão estática na superfície do corpo; e
- $p_0$  denota pressão estática de referência, medida no escoamento não perturbado a montante do modelo.

E, por fim, tem-se o número de Strouhal ( $St_H$ ) que foi calculado com base na altura do modelo (H), igual a 1,152 [m], e na velocidade do escoamento não perturbado ( $U_0$ ). Lembra-se que  $St_H$  é dado pela EQ. 2.1 exposta no item 2.1.2.

Ainda neste item, menciona-se que valores de coordenadas ( $x,y,z$ ) e de parâmetros como tensores de Reynolds e velocidade, eventualmente, foram apresentados na forma adimensional, normalizados pelo módulo da velocidade do escoamento não perturbado ( $U_0$ ) e da altura do modelo (H). Esses parâmetros são apresentados acompanhados de um asterisco sobrescrito.

## 4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O capítulo “Resultados e Discussões” é apresentado em duas seções. Inicialmente apresenta-se a análise relacionada ao corpo de Ahmed sem chanfros. Na segunda seção, aborda-se o veículo simplificado com mecanismo passivo de controle de arrasto e comparações são feitas.

### 4.1 Corpo de Ahmed sem chanfros

Apresentam-se a seguir os resultados da verificação e validação da simulação numérica do corpo original ou sem chanfros. Posteriormente exibem-se os coeficientes de força aerodinâmica. No terceiro item, exibe-se e discute-se o comportamento médio da distribuição de pressão no entorno e na superfície do veículo simplificado, assim como o do campo de velocidade. Ainda nesta subseção a dinâmica do escoamento é observada. E, por fim, no quarto item, apresenta-se a avaliação do ruído aerodinâmico.

#### 4.1.1 Verificação e validação da simulação

Expõem-se nesta seção os resultados do teste de convergência de malha, do teste de convergência do passo de tempo e da estimativa do erro de parâmetro de entrada  $Re$ , que permitem o cálculo da incerteza expandida da simulação numérica. E, por fim, determina-se a diferença de validação.

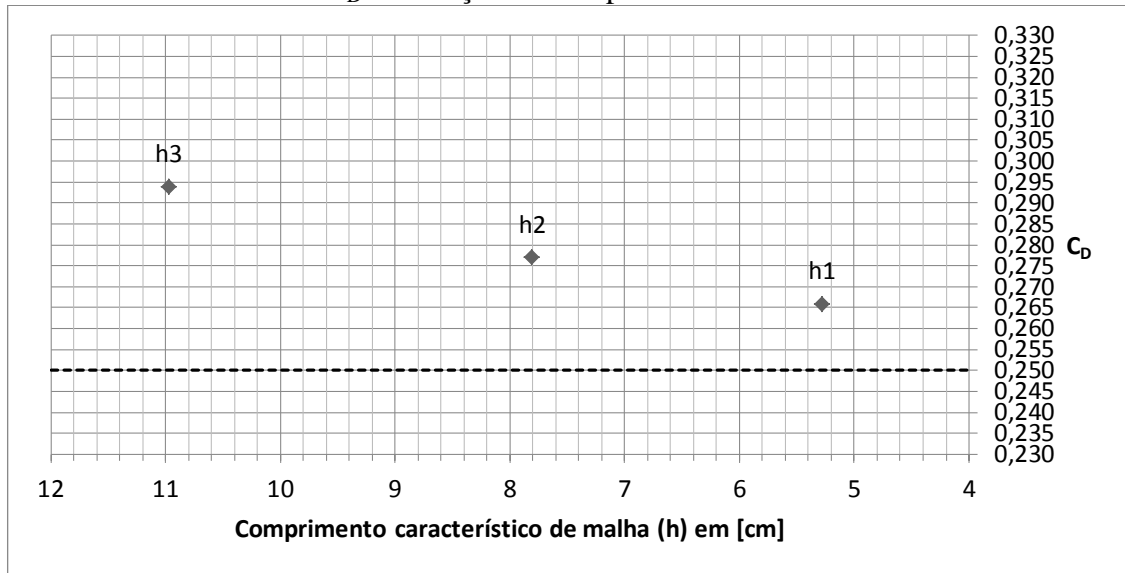
##### 4.1.1.1 Teste de malha

O teste de malha foi realizado utilizando o valor de coeficiente de arrasto total médio como variável de análise. O GRAF. 4.1 exibe o valor de  $C_D$  do corpo sem chanfros para simulação com as três distintas resoluções de malha testadas.

Nota-se que, com a redução do comprimento característico de malha, a distância vertical entre os dados do gráfico, ou o  $\Delta C_D$ , tende a diminuir de maneira mais lenta. Assim a curva do teste de malha tende a forma de uma reta horizontal. Ou seja, os resultados obtidos pelas malhas simuladas encontram-se na região assintótica do teste de convergência de malha,

atendendo a critério estabelecido em norma (ASME, 2009). A linha intermitente presente no gráfico em questão representa o valor experimental de referência de  $C_D$ , 0,250. Percebe-se que com o aumento da resolução da malha, o resultado da solução se aproxima do dado experimental.

GRÁFICO 4.1 -  $C_D$  em função do comprimento característico da malha.



Fonte: o próprio autor

Já a TAB. 4.1 exibe o resultado da análise de incerteza relacionada à verificação da malha. Assim, a maneira adequada de reportar a solução do valor de  $C_D$  do veículo sem chanfros obtida com a malha refinada, após o estudo de refinamento de malha, é  $0,266 \pm 0,017 (\pm 6,29\%)$ .

TABELA 4.1 – Análise do teste de malha, sendo  $\varphi$  o valor de  $C_D$

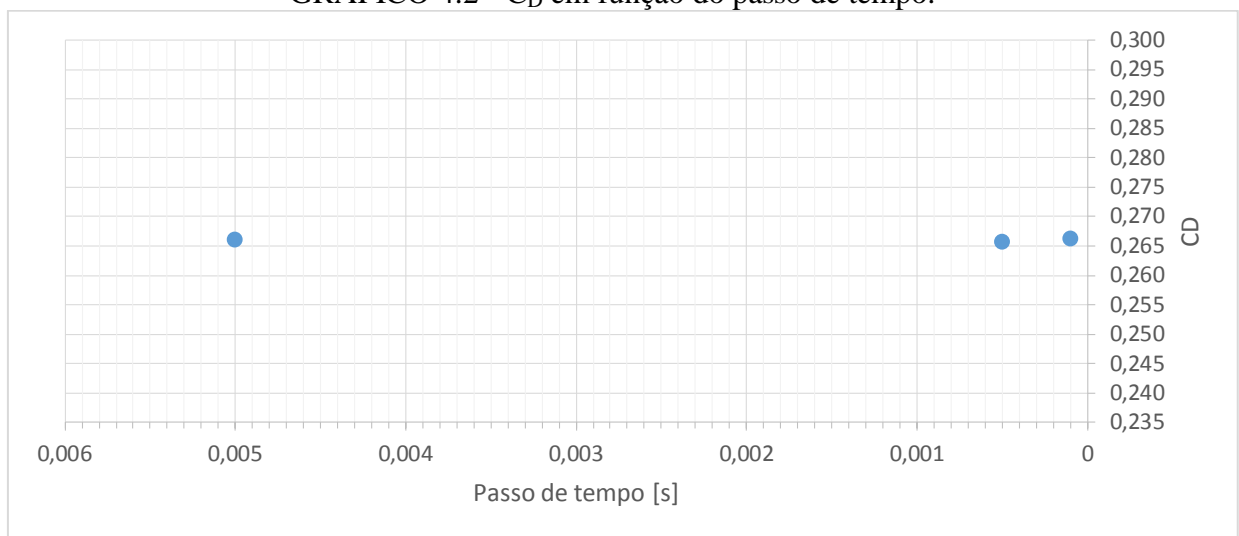
Parâmetros	Valores
$N_1$	10437744
$N_2$	3231847
$N_3$	1163063
$r_{21}$	1,48
$r_{32}$	1,41
$\varphi_1$	0,2657
$\varphi_2$	0,2768
$\varphi_3$	0,2935
$p_A$	1,54
$\varphi_{ext}^{21}$	0,2524
$e_a^{21}$	4,16%
$e_{ext}^{21}$	5,30%
$GCI_{refinada}^{21}$	6,29%

Fonte: o próprio autor

#### 4.1.1.2 Teste de passo de tempo

O GRAF. 4.2 e a TAB. 4.2 sintetizam o resultado do teste de passo de tempo com a malha fina. O índice de convergência associado ao teste de passo de tempo, aqui exposto como  $TSCI_{refinada}^{21}$ , é igual a 0,06%. Ou seja, pode-se considerar que a solução da simulação, ou o valor médio de  $C_D$ , é praticamente insensível ao ajuste de passo de tempo, para os três valores de passo temporal abordados na pesquisa.

GRÁFICO 4.2 -  $C_D$  em função do passo de tempo.



Fonte: o próprio autor

TABELA 4.2 – Análise do teste de passo de tempo, sendo  $\varphi$  o valor de  $C_D$

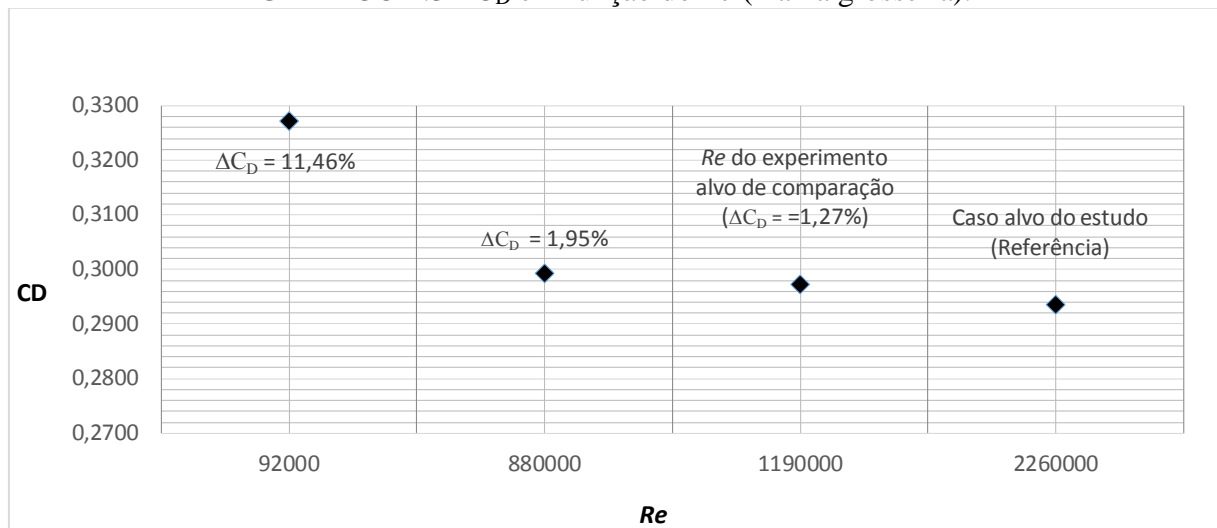
Parâmetros	Valores
$\Delta t_1$	0,0001 [s]
$\Delta t_2$	0,0005 [s]
$\Delta t_3$	0,005 [s]
$r_{21}$	5
$r_{32}$	10
$\varphi_1$	0,2663
$\varphi_2$	0,2657
$\varphi_3$	0,2660
$p_A$	0,70
$\varphi_{ext}^{21}$	0,2661
$e_a^{21}$	0,1%
$TSCI_{refinada}^{21}$	0,06%

Fonte: o próprio autor

#### 4.1.1.3 Sensibilidade do valor de $C_D$ em relação a $Re$

O GRAF. 4.3 exibe o resultado da pesquisa da sensibilidade do valor de  $C_D$  em relação ao número de Reynolds simulado. Lembra-se que este teste foi realizado com a malha grosseira apenas para estimar a incerteza associada ao parâmetro de entrada  $Re$  que, na simulação, foi distinto do utilizado na pesquisa experimental de referência. Encontra-se resultado semelhante ao apresentado por Volpe, Devinant e Kourta (2015) e que corrobora com afirmações de Khalighi et al. (2001), pois o valor de  $C_D$  se mostra pouco sensível ao  $Re$  que caracteriza o escoamento, na faixa verificada.

GRÁFICO 4.3 -  $C_D$  em função do  $Re$  (malha grosseira).



Fonte: o próprio autor

E embora a diferença de valores da variável  $C_D$  para o  $Re$  do presente estudo (2,26 milhões) e do experimento alvo de comparação para validação (1,19 milhão) possa ser entendido como um erro sistemático, ela é considerada, de forma mais conservadora, como uma incerteza padrão ( $u_{entrada}$ ). Assim, assume-se que, para a simulação com a malha refinada,  $u_{entrada}$  é igual a 1,27% de 0,2657, ou 0,0034. Logo, tem-se que  $U_{entrada}$ , a incerteza expandida associada ao parâmetro de entrada  $Re$ , o único considerado neste estudo, é igual a 2,54% de 0,2657, ou 0,0068.

#### 4.1.1.4 Diferença ou erro de validação

A diferença entre o valor médio de  $C_D$  obtido por meio da simulação com a malha refinada  $h_1$  e o relacionado aos experimentos de Ahmed, Ramm e Faltin (1984) é igual a



0,0157, ou 5,93% do valor da solução numérica ( $C_{D_{simulação}}$ ). Ou seja, a simulação superestima o valor de  $C_D$ . O resultado da análise da diferença de validação e da incerteza expandida a ela associada é apresentado na TAB. 4.3.

TABELA 4.3 – Resultado do procedimento de validação, para  $\varphi_1$  (uso da malha refinada)

$C_{D_{experimento}}$	<b>0,25</b>
$U_{experimento}$	0,0008
$C_{D_{simulação}}$	<b>0,2657</b>
$GCI$	6,29%
$TSCI$	0,06%
$U_{num} = GCI + TSCI$	6,35%
$U_{entrada}$	2,54%
$U_{val} = (U_{num} + U_{entrada} - U_{experimento})$	8,81%
$\Delta C_{D_{val}} = E_{val} = C_{D_{simulação}} - C_{D_{experimento}}$	<b>0,0157</b>
$\Delta C_{D_{val}}(\%) = E_{val}(\%) = E_{val}/C_{D_{simulação}}$	<b>5,93%</b>
$\delta_{modelo} = E_{val} \pm U_{val}$	[-0,0074, 0,0388]

Fonte: o próprio autor

Ainda a partir dos dados da tabela pode-se inferir que o erro do modelo ( $\delta_{modelo}$ ) é provavelmente da mesma ordem ou menor do que o erro de validação. Assim, o erro do modelo está dentro do nível de ruído imposto pelas incertezas  $u_{num}$ ,  $u_{entrada}$  e  $u_{experimento}$ .

#### 4.1.2 Coefficientes aerodinâmicos

O valor médio do coeficiente de arrasto total ( $C_D$ ) do veículo sem chanfros é igual a  $0,266 \pm 0,023$ . O resultado base da solução de  $C_D$  é levemente maior do que o resultado de Ahmed, Ramm e Faltin (1984), mas a faixa de valores da solução com nível de abrangência de 95% contém, além do resultado do experimento de referência, o resultado do experimento de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a).

O resultado do parcelamento do valor de  $C_D$  em coeficiente de arrasto atribuído à base vertical do veículo ( $C_{D_{base}}$ ) e à porção restante do carro simplificado ( $C_{D_{dianteira}}$ ), exposto na TAB.4.4, evidencia, corroborando com resultados de trabalhos prévios sobre o corpo de Ahmed com traseira quadrada, que é na região da base em que se encontra a maior contribuição para a constituição da força de arrasto sobre o corpo. 79% do arrasto total é gerado na base. Na TAB 4.4 o resultado do parcelamento do arrasto total em coeficiente de

arrasto de atrito ( $C_{D_{atrito}}$ ) e de arrasto de pressão ( $C_{D_{pressão}}$ ) também é exposto. Como esperado, o arrasto de pressão é predominante, correspondendo a cerca de 84% do arrasto total experimentado pelo veículo. E, deste arrasto de pressão, quase 94% é atribuído à base.

TABELA 4.4 – Estudo do coeficiente de arrasto do corpo de Ahmed sem chanfros

Porção do corpo	Tipo de arrasto		
	Arrasto total ( $C_D$ )	Arrasto de pressão ( $C_{D_{pressão}}$ )	Arrasto de atrito ( $C_{D_{atrito}}$ )
Porção dianteira ( $C_{D_{dianteira}}$ )	0.056	0,013	0,042
Base ( $C_{D_{base}}$ )	0.210	0,210	0
Total	0.266	0,224	0,042

Fonte: o próprio autor

Já o coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) obtido por meio de média temporal assume o valor igual a -0,139. O desvio padrão amostral dos valores deste coeficiente de força é igual a 0,002. Logo, tem-se uma força atuando sobre o corpo em direção ao solo, ou seja, uma *downforce*, como já encontrado nos trabalhos de Grandemange, Gohlke e Cadot, (2013a) e Grandemange et al. (2015).

O coeficiente de força lateral ( $C_y$ ) assume um valor médio próximo de zero, provavelmente pela simetria, em relação ao plano vertical longitudinal médio, da geometria do corpo e, após longo período de observação, das propriedades médias do escoamento. O resultado base de  $C_y$  é igual a -0,0009 e o desvio padrão da amostra é igual a 0,0009.

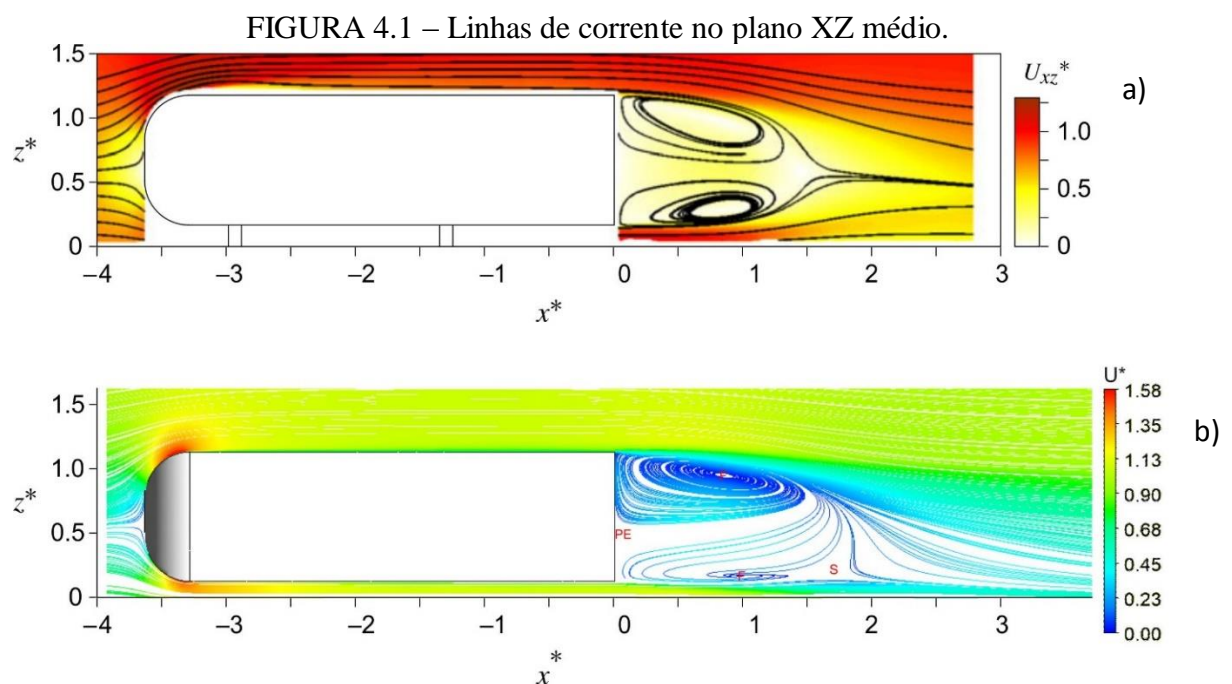
#### 4.1.3 Características do escoamento no entorno do corpo de Ahmed limpo

A simulação numérica conseguiu capturar tanto características médias do escoamento já descritas na literatura como o valor de Strouhal associado à dinâmica da esteira.

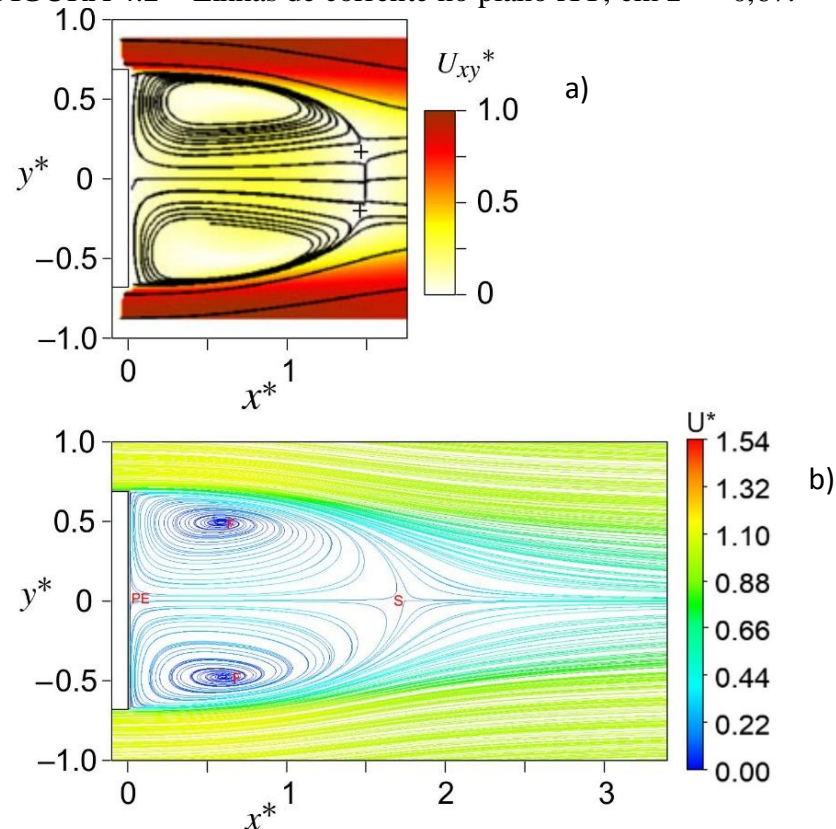
Ilustrações que representam a solução do campo de velocidade no entorno do corpo de Ahmed por meio de linhas de corrente no plano longitudinal central (em  $y^*=0$ ) e no plano horizontal localizado no centro da base do veículo (em  $z^* = 0,67$ ) são apresentadas nas FIG.4.1 e 4.2. Nestas figuras, como referência, expõem-se os dados de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a) obtidos por meio de PIV.

No plano XZ médio, como esperado, não se observa ponto de separação da camada limite na porção frontal, tampouco na seção média do modelo. Como pontua Serre et al. (2013), apenas estudos com  $Re$  relativamente baixo observam região de separação e

recolamento da camada limite na porção dianteira do corpo de Ahmed, como a que pode ser visualizada no resultado de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a). Já na esteira, representada tanto na FIG. 4.1 como na FIG. 4.2, observa-se que as camadas cisalhantes que deixam as superfícies longitudinais do veículo se descolam do corpo e formam uma grande região de recirculação próxima à base vertical do modelo. Visualizam-se os eixos (F) superior e inferior, no plano vertical, e eixos (F) laterais, no plano horizontal, dos vórtices transversais que formam a grande estrutura de vórtice em forma de anel, ou *O-ring*, comum a bolha de separação da esteira próxima de veículos com a traseira quadrada. Nota-se assimetria da esteira no plano vertical em  $y^*$  nulo, com vórtice superior de dimensão maior do que o inferior, provável resultado de fatores como a interação do escoamento com o solo (PERRY; PAVIA; PASSMORE, 2016). Já no plano horizontal abordado, quase simetria da esteira é obtida, como esperado para análises de parâmetros médios para relativo longo tempo de escoamento. Lembra-se que a condição de bi-estabilidade da esteira, não investigada nesta pesquisa, poderia gerar a não simetria em relação ao plano longitudinal médio. O ponto de estagnação associado ao recolamento do fluido na base está em  $z^*$  igual a 0,53 e, nos gráficos, é identificado por “PE”. E o ponto de sela, ou ponto de estagnação livre, que foi utilizado como referência para definição do tamanho da bolha de separação, é encontrado em  $x^*$  próximo de 1,75 e é identificado nas ilustrações pela letra “S”.



Nota: (a) dado de referência, extraído de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a); e (b) resultado da solução.  
 Fonte: o próprio autor.

FIGURA 4.2 – Linhas de corrente no plano XY, em  $z^* = 0,67$ .

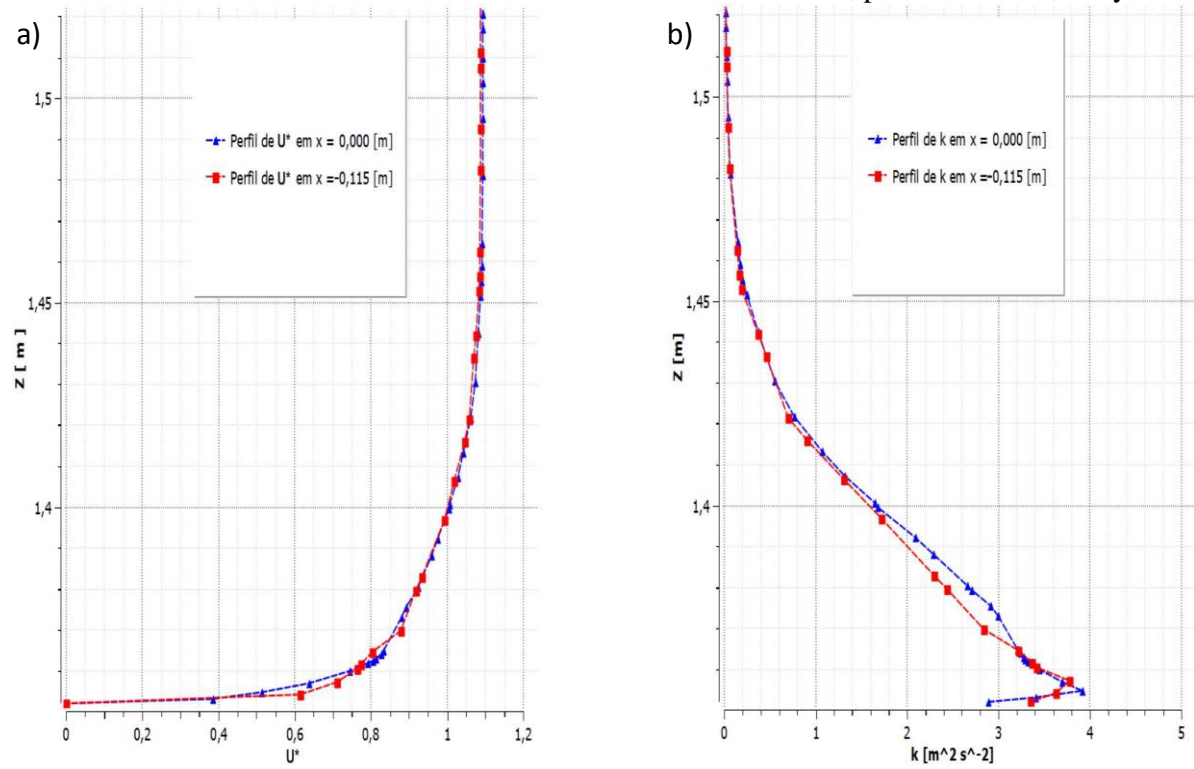
Nota: (a) dado de referência, extraído de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a); e (b) resultado da solução.

Fonte: o próprio autor.

Menciona-se que a camada limite turbulenta que se forma na superfície do modelo atinge comprimento  $\delta_{99\%}$  igual a 4,6 [cm] em  $y^*$  nulo, no bordo de fuga do teto (em  $x^* = 0$ ). As FIG. 4.3 e 4.4 ilustram o perfil da camada limite turbulenta na porção final do veículo.

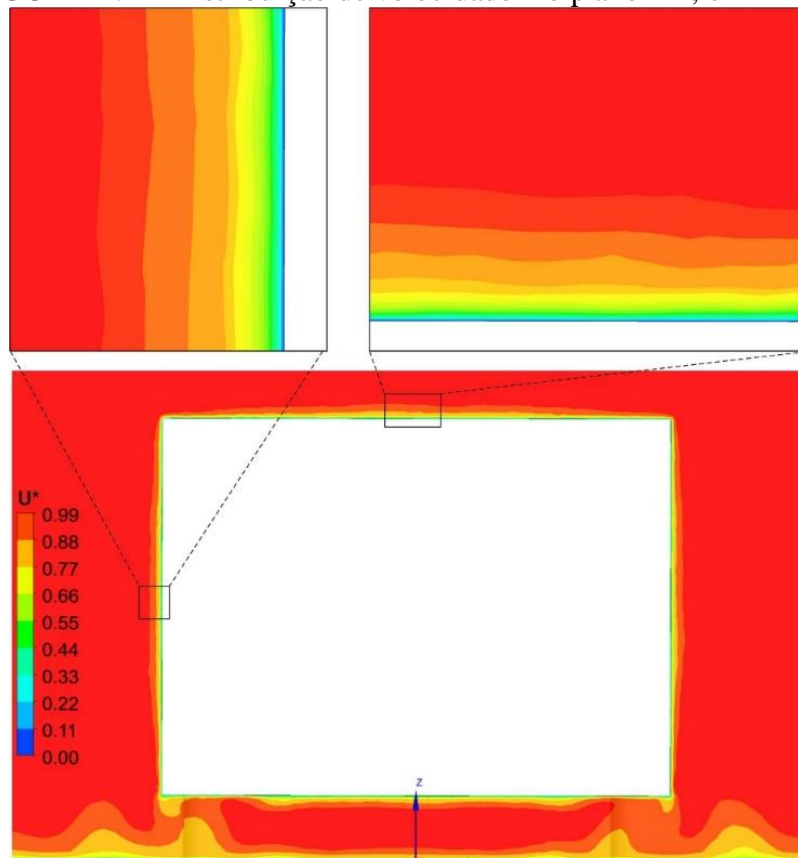
Já a distribuição de pressão no entorno do veículo é representada nas FIG. 4.5, 4.6 e 4.7. Por meio da primeira figura, talvez, a existência do arrasto de pressão possa ser explicado de maneira simples. A imagem já sugere que há uma desigualdade da distribuição de  $C_p$  entre a porção dianteira e a traseira do modelo. Sabe-se que o descolamento do escoamento na base, comum a corpos rombudos, impede a recuperação da pressão na região posterior do veículo, motivo de grande parcela do arrasto. As imagens contidas nas FIG. 4.6 e 4.7 reforçam a existência de uma estrutura toroidal de baixa pressão na bolha de recirculação na esteira próxima do modelo. Observa-se que os dados da literatura corroboram com o resultado desta pesquisa.

FIGURA 4.3 – Perfil da camada limite turbulenta no teto do modelo, próximo à base, em  $y^* = 0$ .

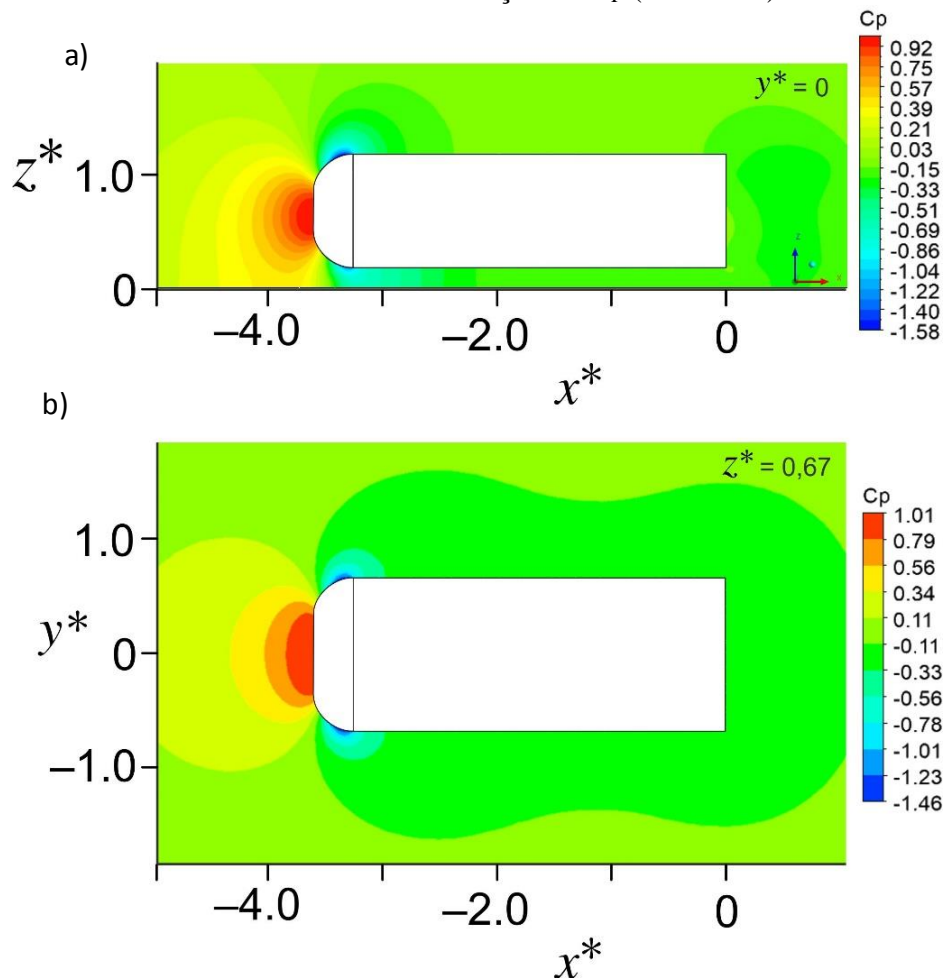


Nota: (a) perfil de velocidade ( $U^*$ ); e (b) perfil de energia cinética turbulenta ( $k$ ).  
 Fonte: o próprio autor.

FIGURA 4.4 – Distribuição de velocidade no plano YZ, em  $x^* = 0$ .



Fonte: o próprio autor.

FIGURA 4.5 – Distribuição de  $C_p$  (contornos)

Nota: (a) plano XZ, em  $y^* = 0$ ; e (b) plano XY, em  $z^* = 0,67$ .

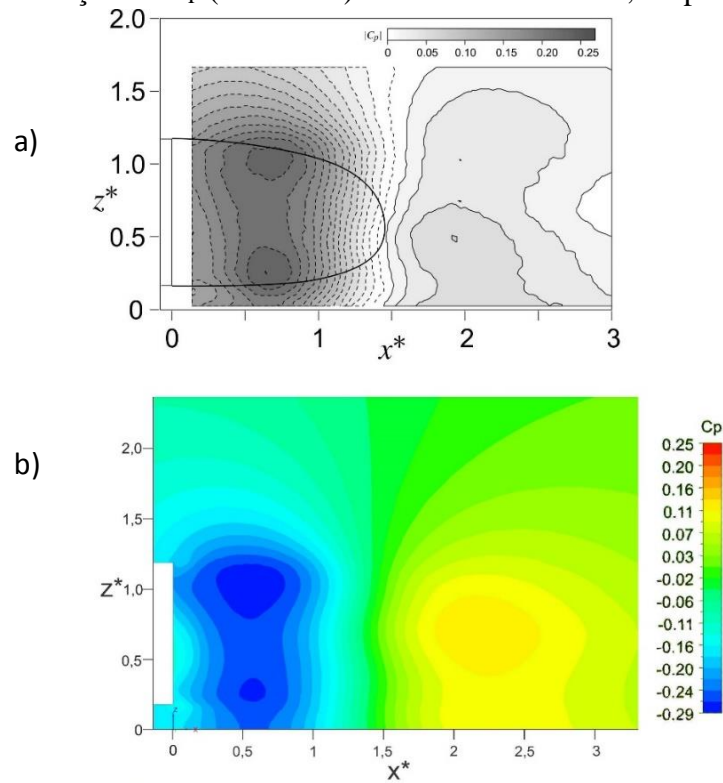
Fonte: o próprio autor.

Ressalta-se que na esteira os valores mínimos de  $C_p$  são encontrados nos eixos do vórtice circular transversal ilustrado por meio de linhas de corrente nas FIG.4.1 e 4.2.

Em adicional, reforça-se que a toróide de baixa pressão é resultado de uma média temporal da distribuição espacial de  $C_p$  e não representa a distribuição transiente deste parâmetro ou a de outros, como a de velocidade. Na FIG. 4.8, o *O-ring* de baixa pressão é ilustrado por meio de uma superfície (*isosurface*) criada com valores de  $C_p$  igual a  $-0,27$  e a  $-0,25$ . Achado semelhante é exposto por Eulalie, Gilotte e Mortazavi (2017) e Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a).

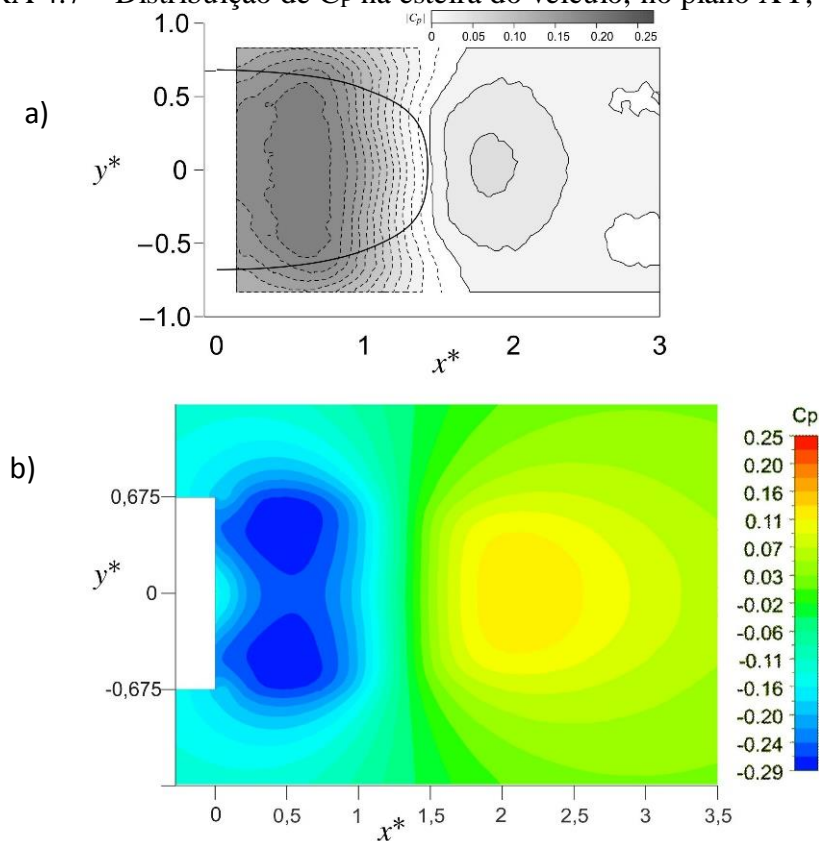


FIGURA 4.6 – Distribuição de  $C_p$  (contornos) na esteira do veículo, no plano XZ, em  $y^* = 0$ .



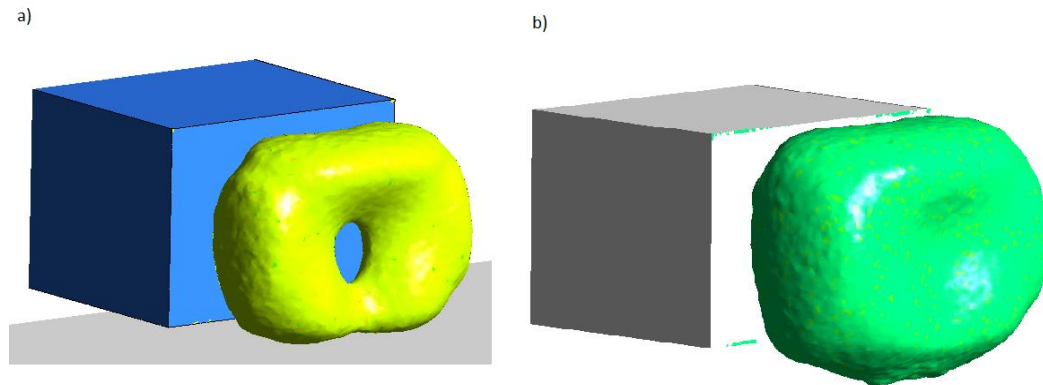
Nota: (a) dado de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a); e (b) dado da simulação.  
Fonte: o próprio autor.

FIGURA 4.7 – Distribuição de  $C_p$  na esteira do veículo, no plano XY, em  $z^* = 0,67$ .



Nota: (a) dado de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a); e (b) dado da simulação.  
Fonte: o próprio autor.

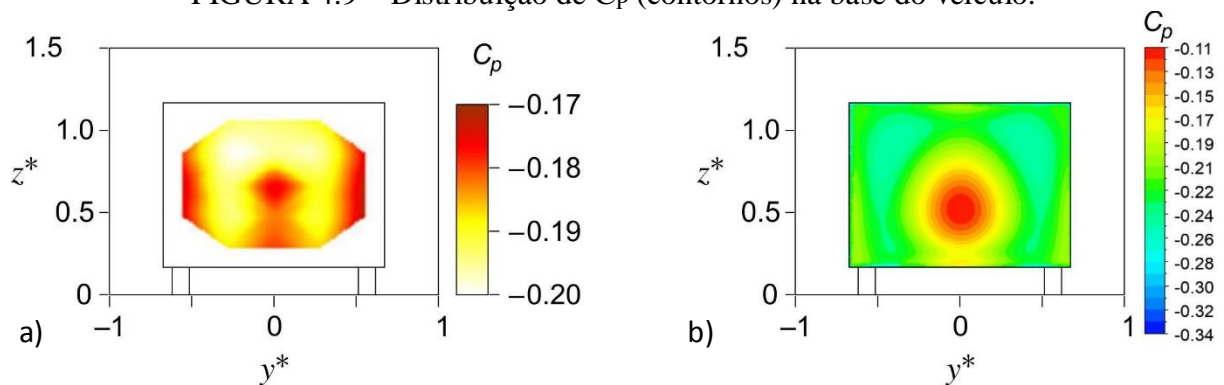
FIGURA 4.8 – *Isosurface* de toroide de baixa pressão na esteira do veículo.



Nota: (a)  $C_p = -0,27$ ; e (b)  $C_p = -0,25$ .  
 Fonte: o próprio autor.

Já a FIG.4.9 evidencia que a distribuição média de pressão na base do veículo é fortemente influenciada pelos vórtices transversais. Os contornos das regiões de menor  $C_p$  têm a forma projetada do toróide e, onde se encontra valores do coeficiente de pressão maiores, ou menos negativos, é onde se visualiza o ponto de estagnação ou de recolamento do escoamento na base.

FIGURA 4.9 – Distribuição de  $C_p$  (contornos) na base do veículo.

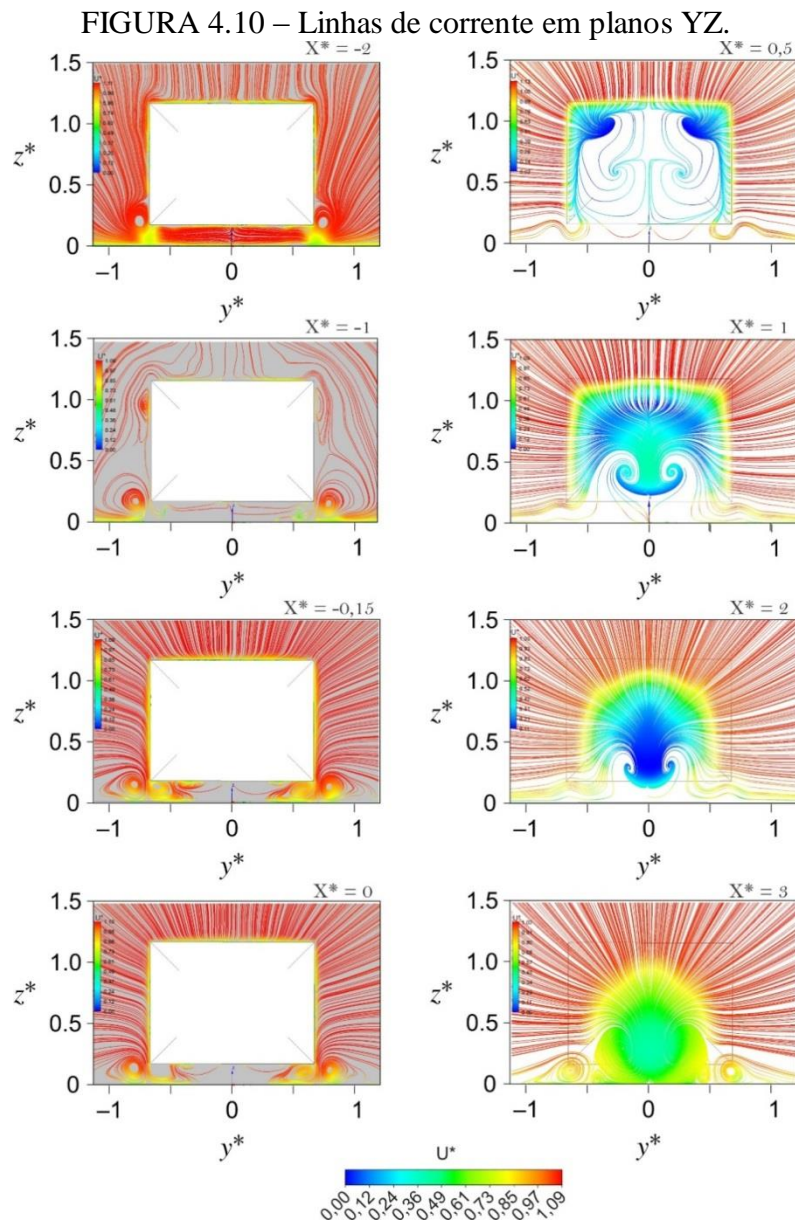


Nota: (a) dado de Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a); e (b) resultado da simulação.  
 Fonte: o próprio autor.

Ainda para estudar a evolução do campo de velocidade na região da esteira do corpo de Ahmed com a traseira quadrada, linhas de corrente em planos transversais (YZ) são expostas na FIG. 4.10. Primeiramente, menciona-se a presença de pequenos vórtices longitudinais nas superfícies laterais do veículo, observáveis em  $x^*$  igual a -2 e a -1. Próximo às arestas superiores, os vórtices se dissipam rapidamente. Já os vórtices que se formam e propagam nas arestas inferiores das paredes laterais do modelo alcançam a esteira. As imagens dos planos em  $x^*$  igual a -0,15 e 0 sugerem que pequenos vórtices longitudinais são formados entre o veículo e o solo e migram para as laterais do modelo. Estes vórtices



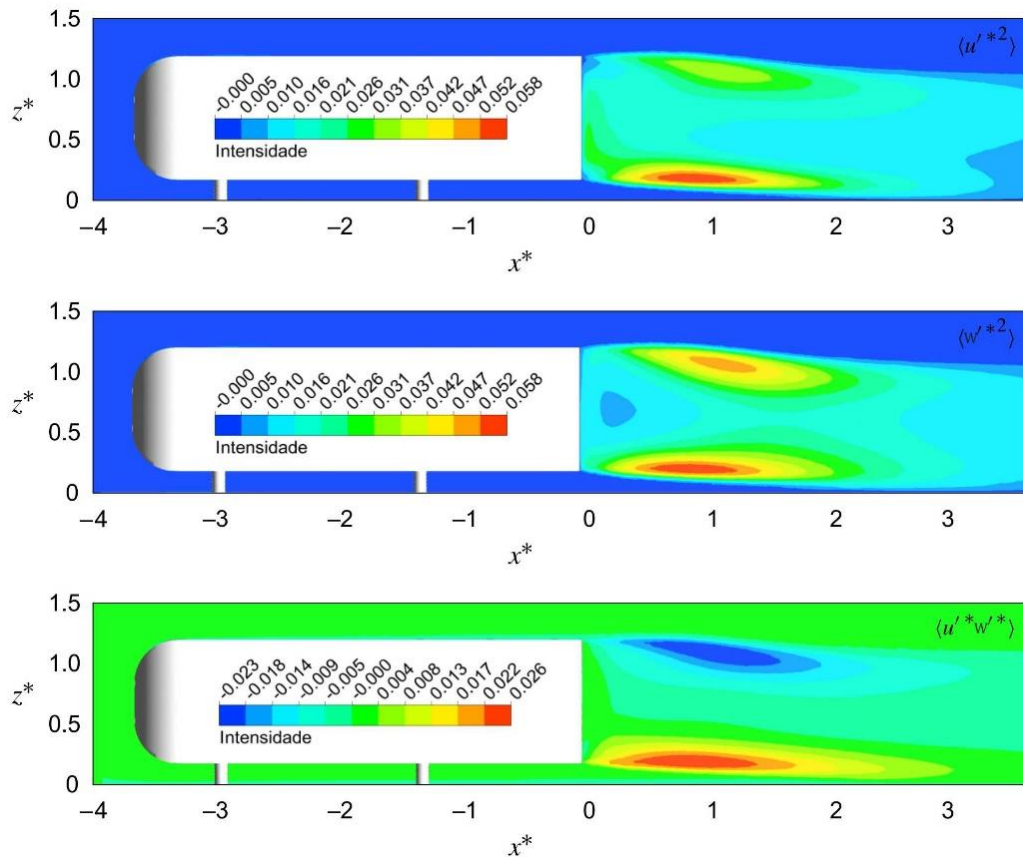
também se dissipam rapidamente. Em  $x^*$  igual a 0,5 e 1,0 é possível observar o vórtice circular transversal. Nota-se que o eixo do vórtice superior, que compõe a estrutura vortical circular observável em tempo médio, está mais próximo da base do que o eixo do inferior. Este é visto em  $x^*$  igual a 1,0 e aquele, em  $x^*$  igual a 0,5. Imagens sugestivas de vórtices longitudinais contra-rotativos partindo das quatro extremidades da bolha de separação também são captadas pelos planos em  $x^*$  igual a 0,5, 1,0. Os superiores parecem menores e não são observáveis em planos mais distantes da base. Já os inferiores são vistos em planos distantes da base, como os localizados em  $x^*$  igual a 2 e a 3. Há registro de que o escoamento potencial ao interagir com a bolha de recirculação, ou seja, com o vórtice transversal circular, forma estes pares de vórtices contra-rotativos.



Fonte: o próprio autor

Em acréscimo, expõe-se que, embora os tensores de Reynolds sejam completamente modelados pela técnica numérica selecionada, a disposição espacial e a intensidade destas grandezas obtidas em simulação apresentam razoável semelhança com o que Grandemange, Gohlke e Cadot (2013a) captaram em túnel de vento. As FIG. 4.11, 4.12 e 4.13 apresentam os tensores em distintos planos e podem ser comparadas com as FIG. 2.10, 2.11 e 2.12, que se encontram no capítulo “Revisão Bibliográfica”.

FIGURA 4.11 – Tensores de Reynolds no plano XZ, em  $y^* = 0$ .

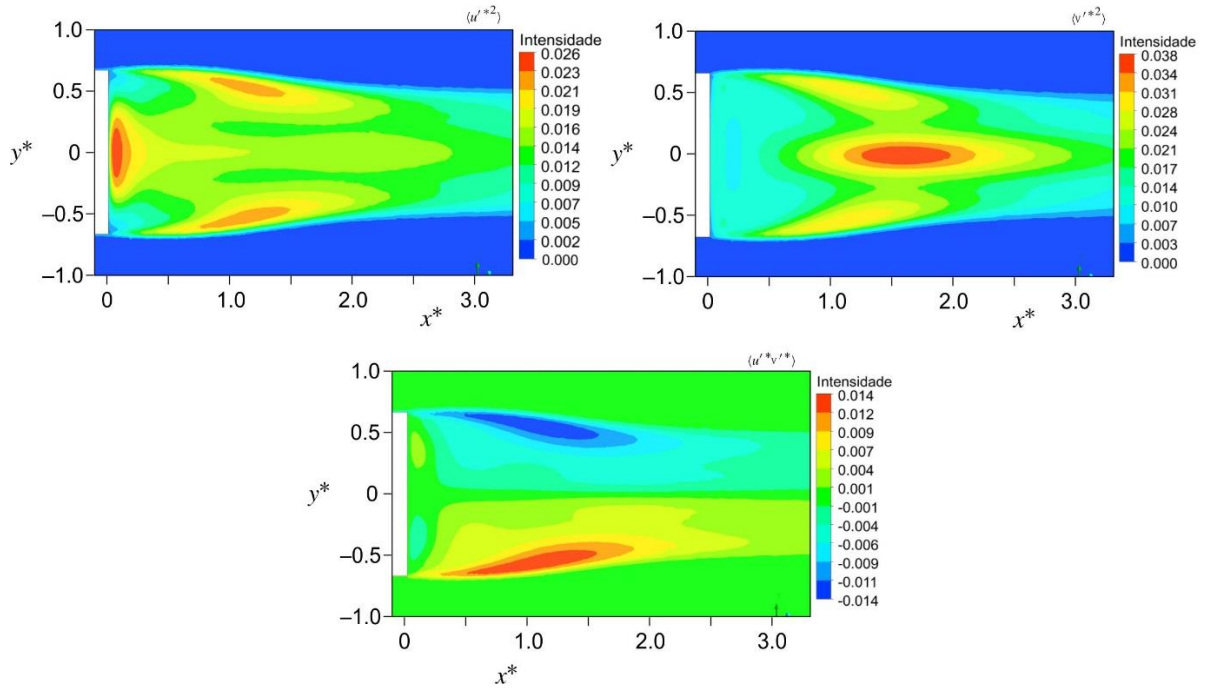


Fonte: o próprio autor

No entanto, no plano XZ médio não se observa elevados valores de tensores de Reynolds na porção frontal do veículo, pois separação da camada limite naquela região não ocorre na simulação. Neste plano, o tensor normal  $u'^2$  possui maior intensidade, com módulo normalizado máximo igual a 0,057.

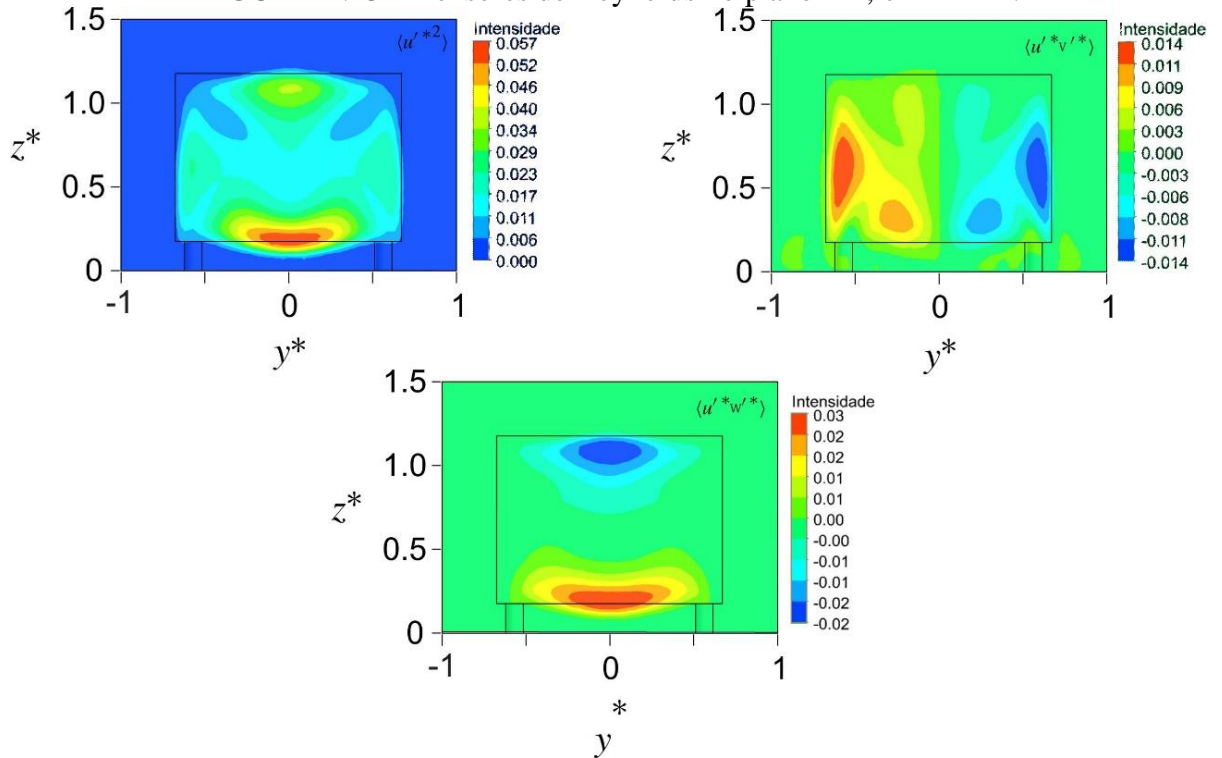
Quando se analisa todos os planos expostos, observa-se que os valores máximos dos tensores estão na bolha de separação: ou na camada cisalhante ou próximo ao ponto de sela ou nas proximidades do ponto de recolamento do escoamento na base. E é na camada cisalhante inferior ou superior onde a intensidade dos mesmos atingem os valores mais altos.

FIGURA 4.12 – Tensores de Reynolds no plano XY, em  $z^* = 0,67$ .



Fonte: o próprio autor

FIGURA 4.13 – Tensores de Reynolds no plano YZ, em  $x^* = 1$ .

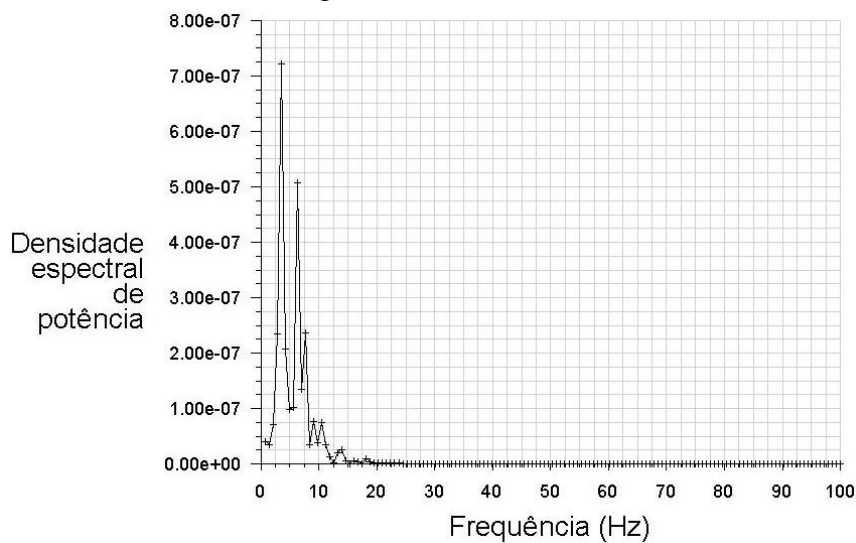


Fonte: o próprio autor

E, por fim, revela-se o comportamento espectral da esteira extraído de registros transientes de dados de velocidade em pontos localizados na mesma. Para análise com

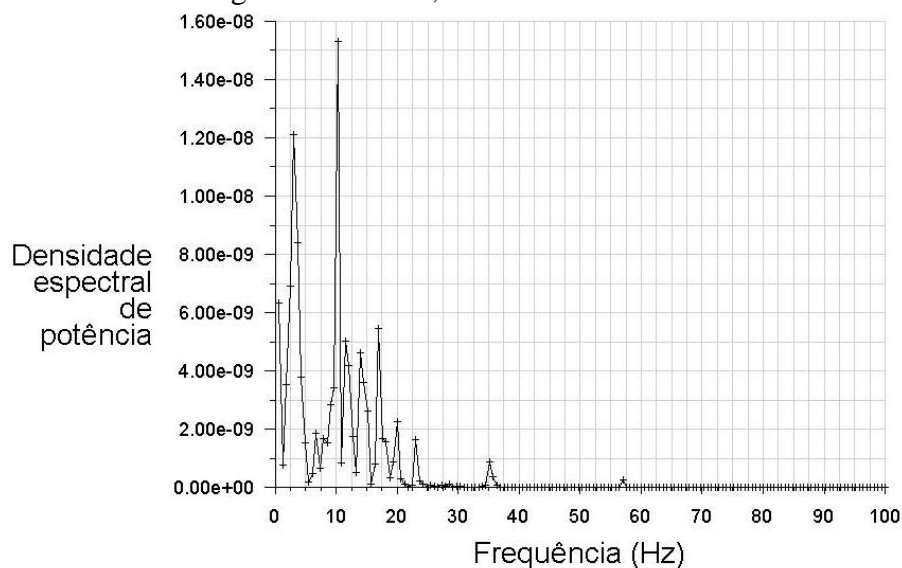
frequência de corte de 100 Hz e resolução igual a 0,6 Hz, número de Strouhal baseado na altura do modelo ( $St_H$ ) entre 0,11 e 0,14 é recorrente. Outro pico muito comum nas curvas de densidade de potência espectral (PSD) dos sinais de velocidade na esteira do modelo revela  $St_H$  entre 0,24 e 0,30. As mesmas atividades espectrais da esteira encontradas nos GRAF. 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8, quando adimensionalizadas pela largura do corpo (W), podem ser expressas por  $St_W$  entre 0,15 e 0,19, para o primeiro pico de PSD, e entre 0,32 e 0,40, para o segundo.

GRÁFICO 4.4 – PSD do sinal de velocidade captado em 10 pontos localizados no plano vertical longitudinal médio, em  $x^* = 0,5$ .



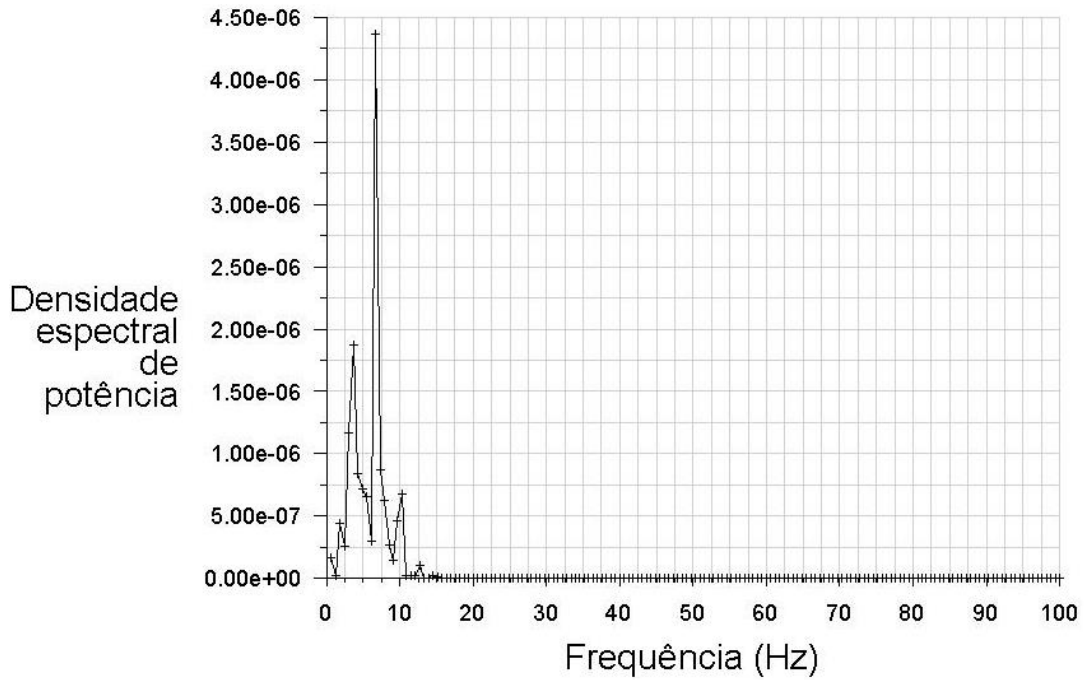
Fonte: o próprio autor

GRÁFICO 4.5 – PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, na camada cisalhante inferior.



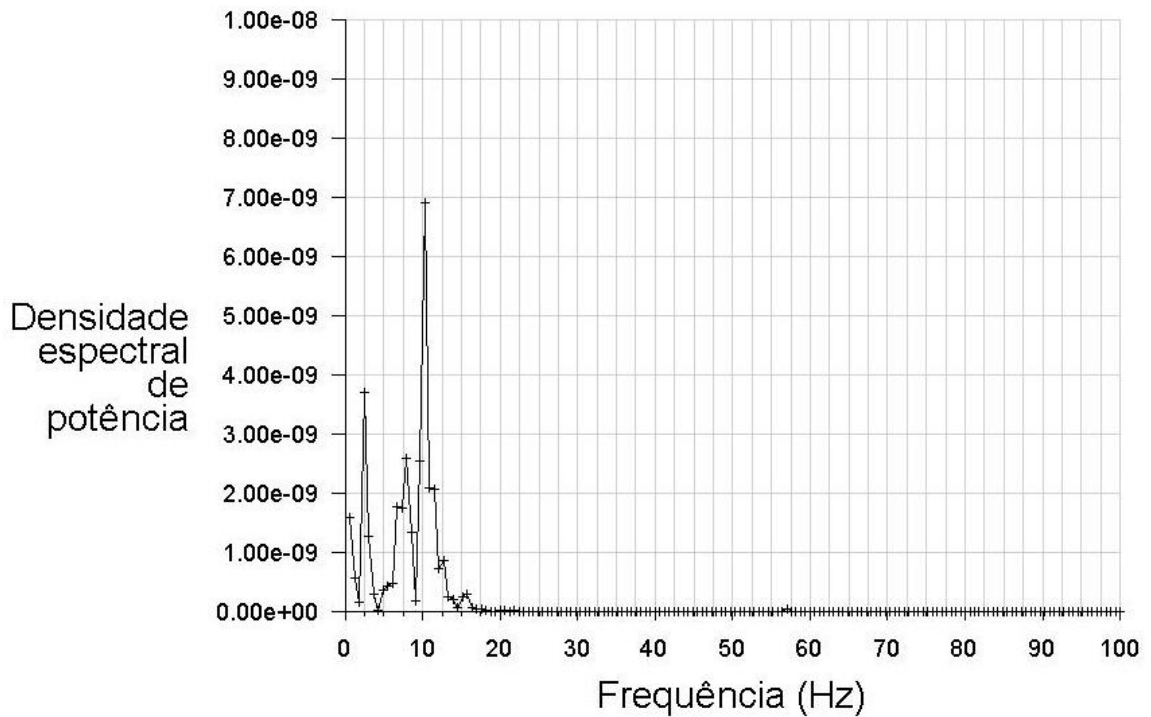
Fonte: o próprio autor

GRÁFICO 4.6 – PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, no eixo horizontal inferior do vórtice transversal.



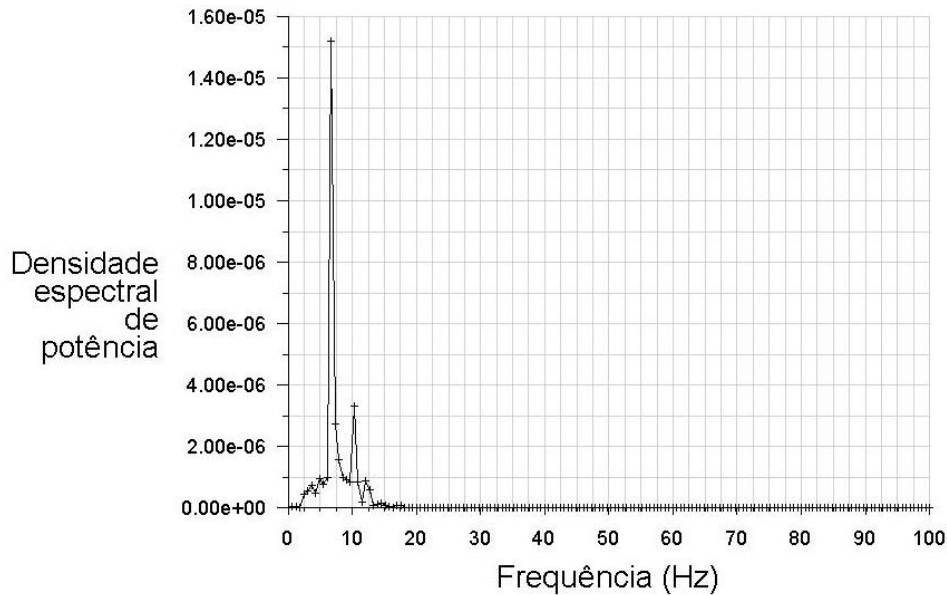
Fonte: o próprio autor

GRÁFICO 4.7 – PSD do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, no eixo horizontal superior do vórtice transversal.



Fonte: o próprio autor

GRÁFICO 4.8 – PSD do sinal de velocidade em um ponto próximo da região em que o escoamento na esteira próxima recola na base do veículo.



Fonte: o próprio autor

O  $St_H$  entre 0,11 e 0,14 é coerente com a atividade espectral da esteira associada na literatura (GRANDEMANGE; GOHLKE; CADOT, 2013a; VOLPE; DEVINANT; KOURTA, 2015) aos modos de desprendimento e propagação de vórtices desenvolvidos nas arestas da base do modelo.

#### 4.1.4 Ruído aerodinâmico

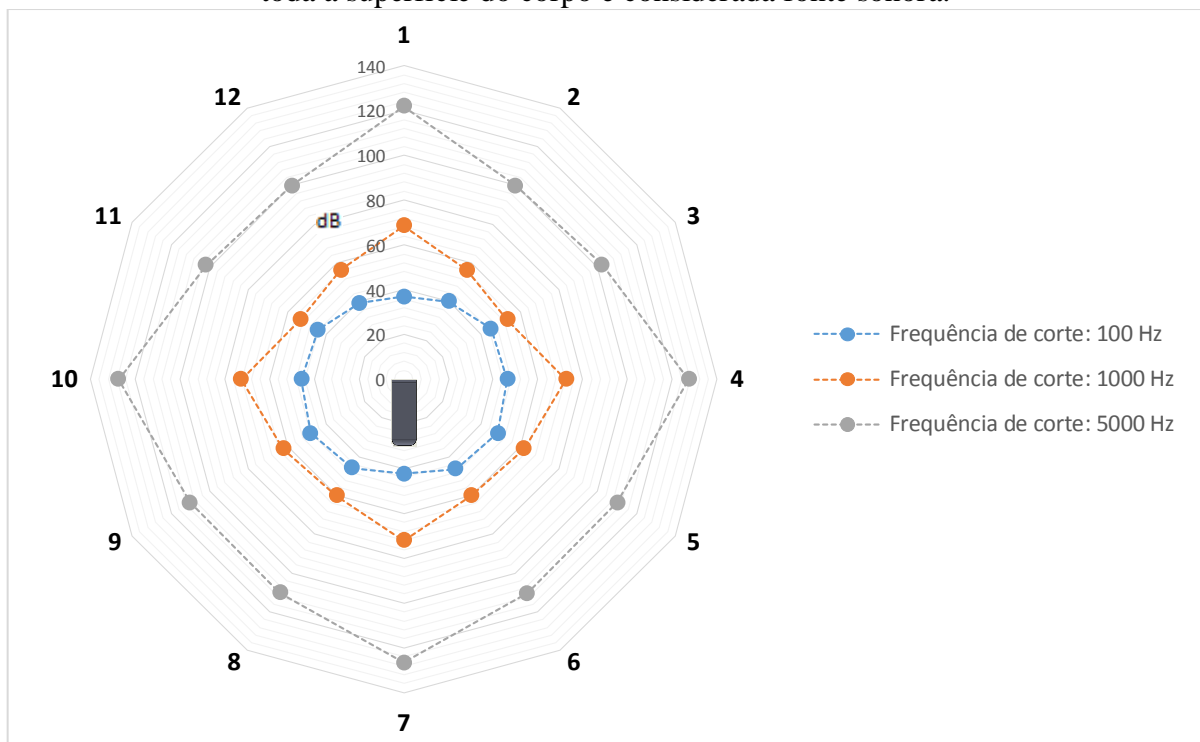
Inicialmente, revela-se a diretividade da fonte de ruído aerodinâmico alvo deste estudo por meio de medidas de nível de pressão sonora global; e, posteriormente, avalia-se de forma mais detalhada o sinal sonoro que chega em microfone posicionado em direção normal ao plano da base. Entende-se que a predição do sinal acústico que chega a este receptor sofre menos influência das hipóteses simplificadoras pouco razoáveis adotadas nesta pesquisa. Lembra-se que o modelo é considerado uma fonte acústica compacta e que fenômenos de reflexão e difração são negligenciados. Mas os guias teóricos são claros: a analogia de FWH é válida para o cálculo de propagação do som em um campo livre, sem barreiras sólidas.

##### 4.1.4.1 Nível de pressão sonora total (OASPL)

O nível de pressão sonora global ou *Overall Sound Pressure Level* (OASPL) foi calculado para cada posição em que um microfone virtual em campo distante foi posicionado.

Tal parâmetro, que é a soma do SPL de um sinal acústico, permite a verificação da força do sinal e da característica direcional de uma fonte sonora. O resultado é exibido em gráficos no formato radar ou polar. Para cada microfone, distinguem-se os resultados de análises com resolução temporal (ou frequência de corte) diferente. Os pontos de uma mesma análise são ligados entre si por linhas intermitentes apenas para facilitar sua interpretação. Os GRAF. 4.9 e 4.10 permitem a visualização de OASPL nos microfones localizados no plano horizontal em  $z^*$  igual a 0,67. Aquele expõe a avaliação do som devido à fonte dipolo distribuída em todo o corpo de Ahmed e, este, de sons gerados apenas por fonte localizada na base vertical do veículo. Lembra-se que o microfone 1 está posicionado a 10 metros à jusante da base do veículo; e o microfone 4 está no plano coincidente ao plano da base, em  $y$  negativo (do lado esquerdo do motorista).

GRÁFICO 4.9 – OASPL medido nos microfones localizados no plano horizontal, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora.



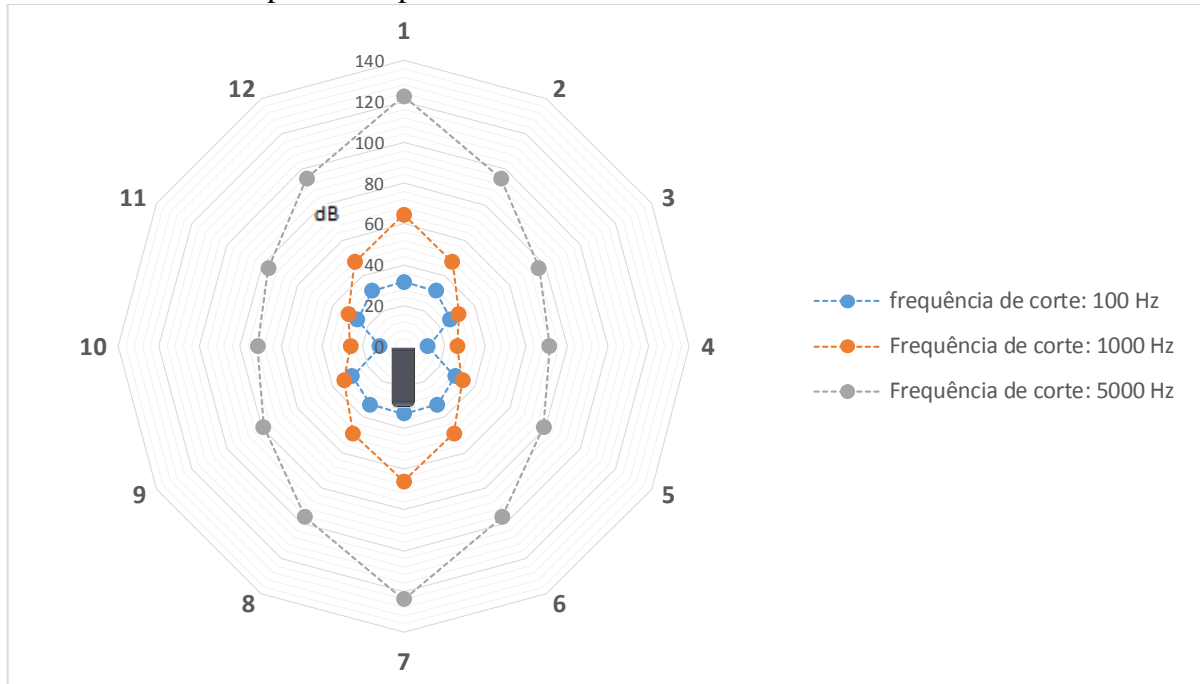
Fonte: o próprio autor

Nota-se uma quase simetria em relação a dois planos verticais. Acredita-se que a quase simetria do campo sonoro (distante) em relação ao plano XZ, em  $Y$  igual a zero, tanto no GRAF. 4.9 como no GRAF. 4.10, está relacionada à simetria da geometria do corpo e do escoamento médio em relação ao mesmo plano. Já a simetria em relação ao plano YZ, em  $X$



igual a zero, é devido às simplificações do modelo, como negligência de fenômenos como difração e reflexão.

GRÁFICO 4.10 – OASPL medido nos microfones localizados no plano horizontal, quando apenas a superfície da base é considerada fonte sonora.



Fonte: o próprio autor

No plano horizontal, em  $z^*$  igual a 0,67, quando todo o corpo é considerado gerador de ruído, têm-se quatro direções preferenciais: as direções contendo os microfones 1, 4, 7 e 10, ou seja, as direções normais às grandes superfícies do carro. Já, quando se observa apenas a fonte na porção traseira do veículo, verifica-se preferência apenas das direções normais ao plano da base como esperado para uma fonte dipolo. Revisitando a seção que aborda a teoria de fontes acústicas, tem-se que a diretividade de fontes dipolos apresenta dois lobos com alongamento máximo nas direções  $0^\circ$  e  $180^\circ$ . Em adicional, percebe-se que o som captado no microfone 1 é gerado praticamente apenas na base vertical do veículo e seu OASPL atinge valores iguais a 122 dB.

Já os GRAF. 4.11 e 4.12 permitem a visualização de OASPL nos microfones localizados no plano vertical longitudinal médio. No primeiro gráfico todo o corpo é fonte sonora, enquanto que no segundo, apenas a base vertical do veículo é geradora de ruído. Observa-se que o microfone 21 está sobre a base.



GRÁFICO 4.11 – OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical longitudinal central, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora.

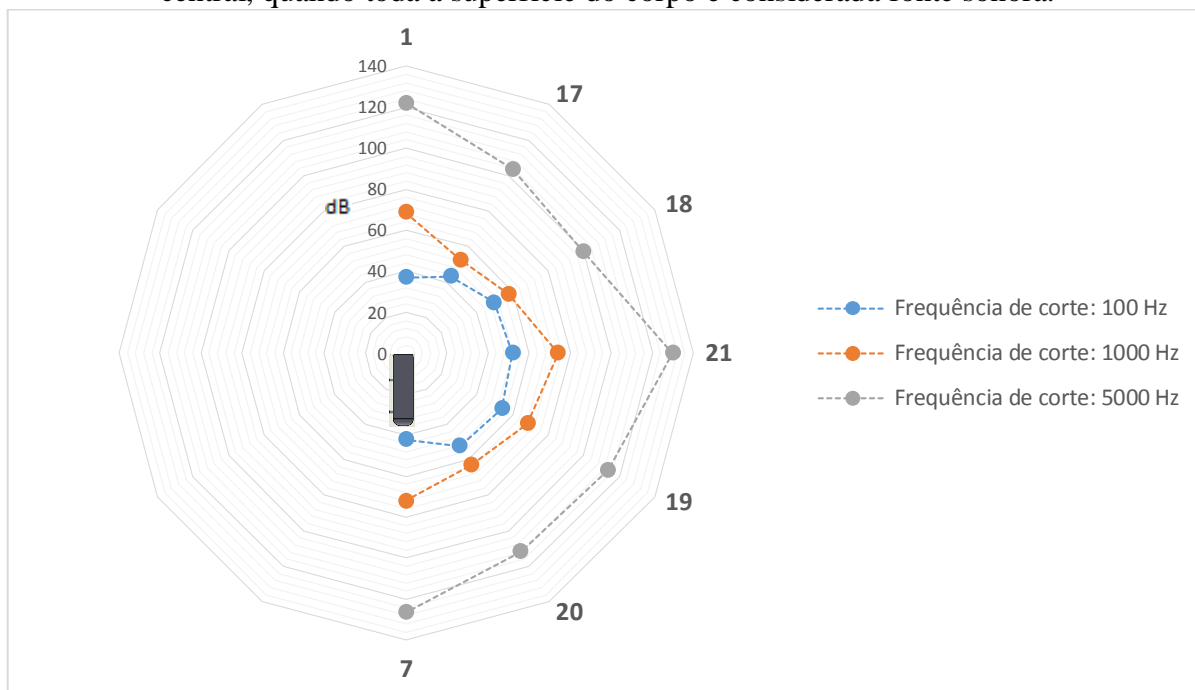
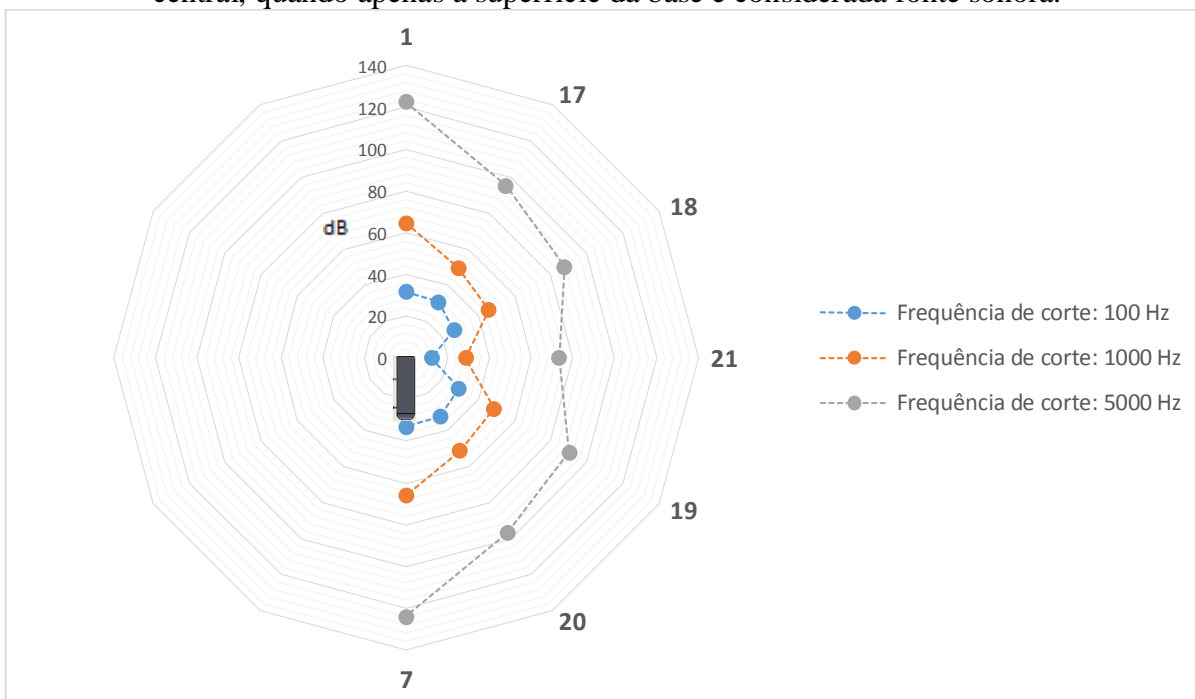


GRÁFICO 4.12 – OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical longitudinal central, quando apenas a superfície da base é considerada fonte sonora.

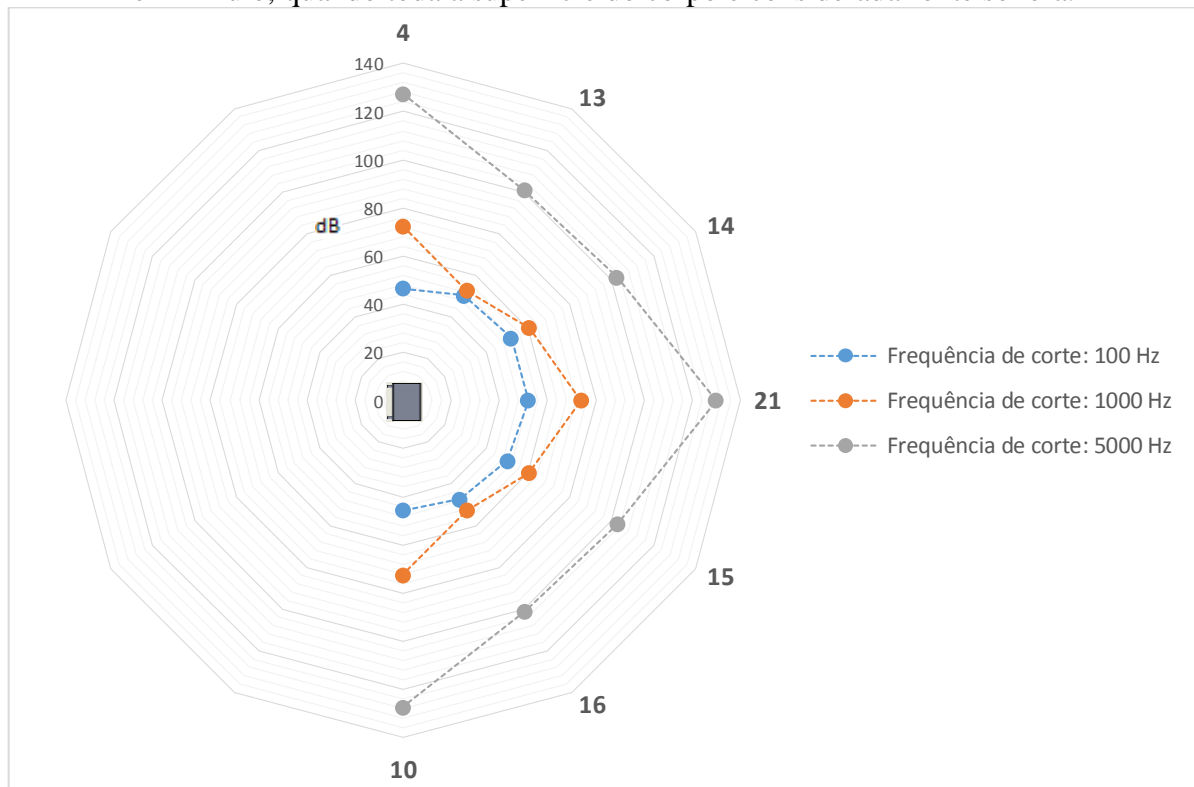


No plano longitudinal médio, para o corpo todo funcionando como fonte, o microfone 21 registra o maior nível de pressão sonora global, possivelmente por se localizar na direção

normal a uma grande superfície do veículo susceptível a forças aerodinâmicas instáveis importantes, o teto. Já quando se tem apenas a base como geradora de som, sobretudo para análise com banda de frequência baixa, tem-se uma imagem clara da diretividade da fonte dipolo, com os dois lobos alongados nas direções  $0^\circ$  e  $180^\circ$ .

E, por fim, tem-se nos GRAF 4.13 e 4.14 o resultado das análises dos sinais sonoros captados nos microfones virtuais posicionados no plano YZ coincidente com o plano da traseira do modelo de automotor. Como esperado, considerando somente a porção traseira do corpo como fonte, neste plano, encontram-se os menores valores de OASPL.

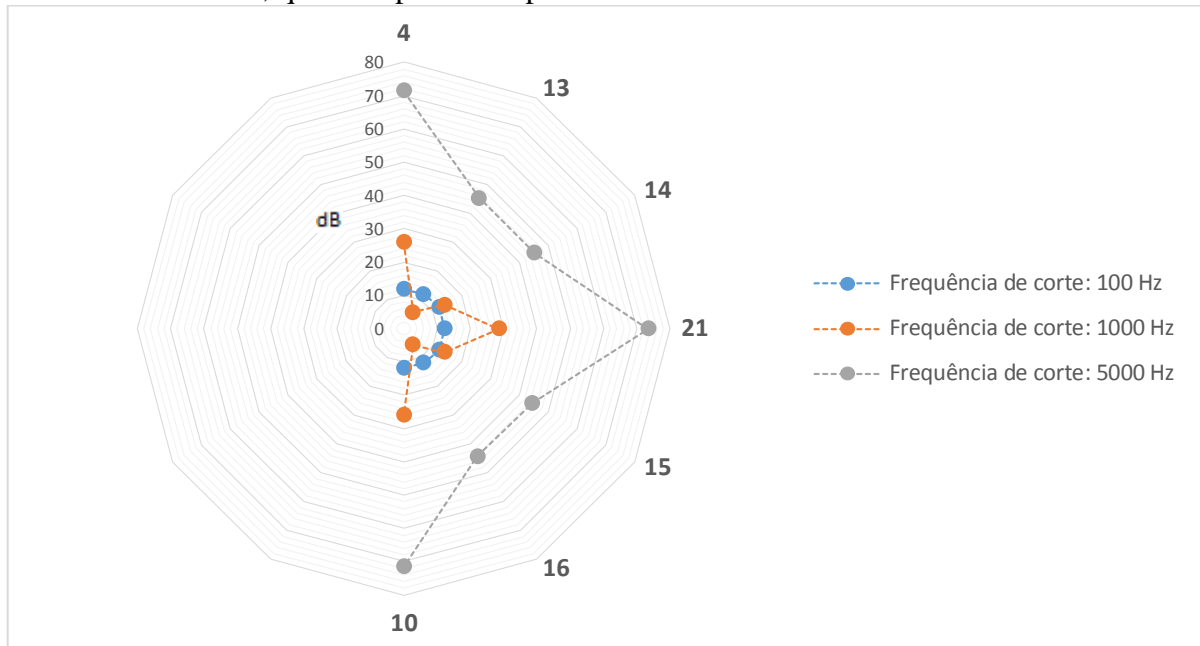
**GRÁFICO 4.13 – OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical transversal em Y nulo, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora.**



Fonte: o próprio autor

Observa-se que as análises que cobrem frequências mais elevadas, até 5000 Hz, revelam níveis maiores de ruído aerodinâmico. Sugere-se que a energia do ruído devido à fonte dipolo se concentra em regiões do espectro de frequências acima de 1 kHz ou, ainda, que os sons mais agudos são mais eficientes em relação à propagação.

GRÁFICO 4.14 – OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical transversal em Y nulo, quando apenas a superfície da base é considerada fonte sonora.



Fonte: o próprio autor

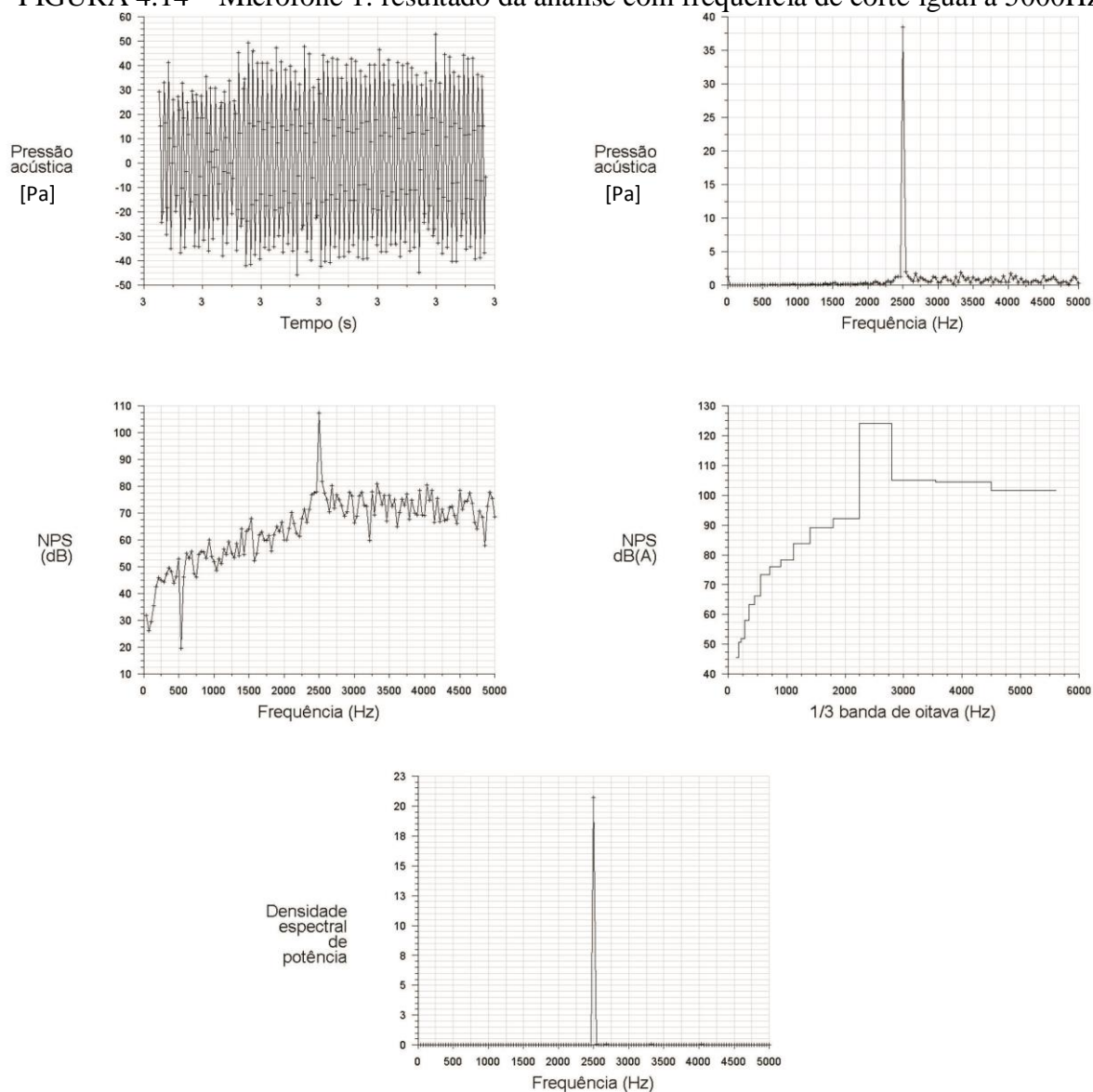
Já nas análises com frequência de corte inferior a 100 Hz, os resultados exibem, quase sem exceções, os menores valores de OASPL. Sabe-se que ao aplicar curvas de ponderação do tipo A, ou seja, realizar as medições acústicas em dB(A), o nível de pressão dos ruídos de baixa frequência será ainda menor. Lembra-se que o circuito de compensação do tipo A, utilizado para expressar ruídos como o ocupacional, o rodoviário e o presente no interior de veículos, adequa a resposta acústica medida para o que seria percebido subjetivamente pela audição humana, penalizando, sobretudo, frequências inferiores a 500 Hz. Portanto, pode-se afirmar sobre os ruídos aerodinâmicos de baixa frequência que neste estudo foram revelados que suas repercussões em relação ao conforto acústico são quase desprezíveis, quando comparados com ruídos concorrentes no meio urbano ou no próprio veículo. Mas ressalta-se que, como mencionado por Higaki, Ahuja e Funk (2005), tais ruídos de baixa frequência, caso sejam transmitidos para o interior do veículo e, em cenário pior, sejam amplificados por algum modo do habitáculo, podem gerar grande desconforto aos passageiros (pensando, sobretudo, no âmbito não auditivo).

#### 4.1.4.1 Sinal sonoro em um microfone à jusante do veículo.

O sinal sonoro medido pelo microfone 1, quando apenas a base é geradora de ruído, é avaliado nesta seção. Por meio das FIG. 4.14, 4.15 e 4.16 resume-se o resultado para cada

análise proposta. Ilustram-se: o sinal de pressão acústica em [Pa] em função do tempo, a pressão acústica em [Pa] em função da frequência, a curva de NPS em função da frequência, o NPS em dB(A) em função de um terço de banda de oitava e a curva de PSD.

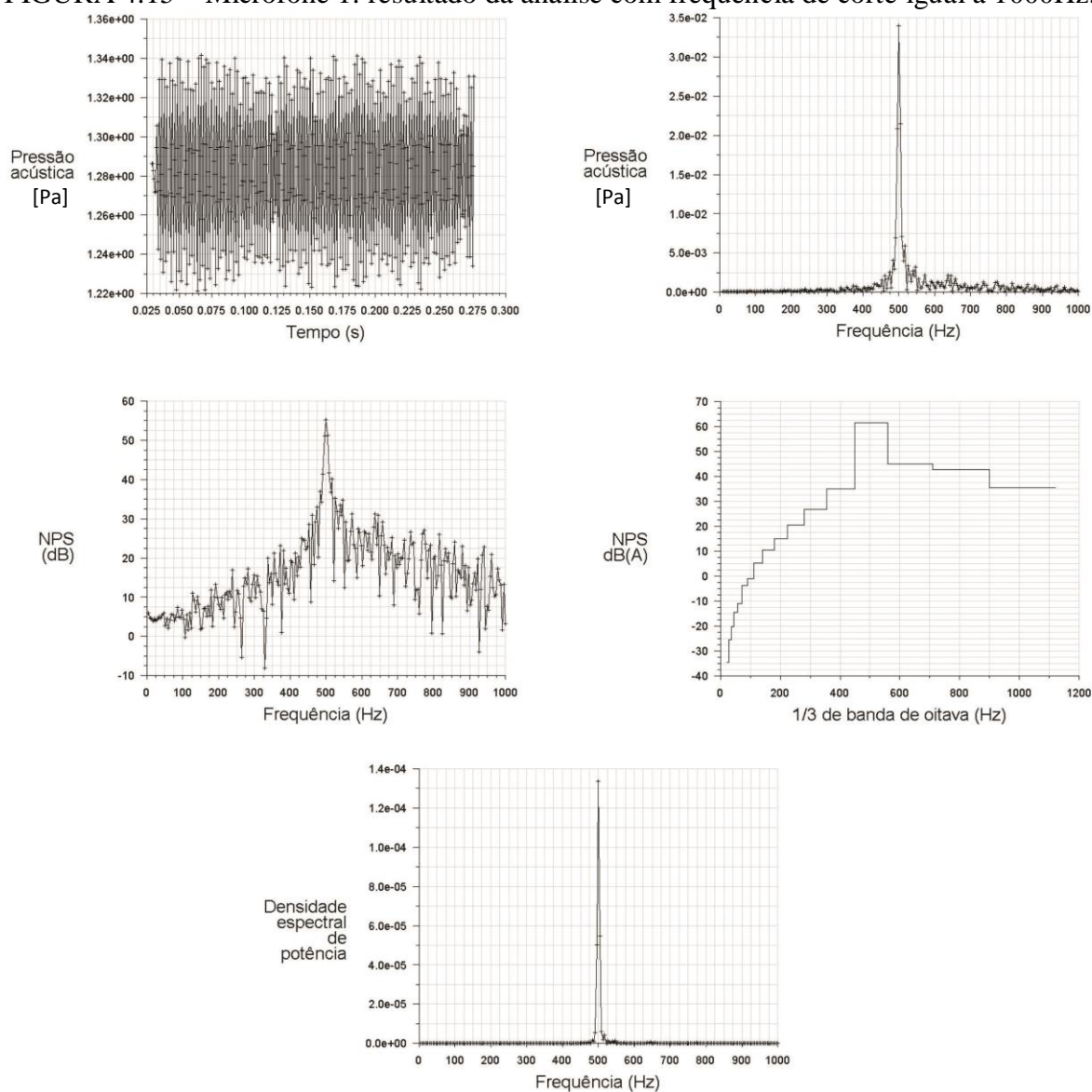
FIGURA 4.14 – Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 5000Hz.



Fonte: o próprio autor

No contexto explorado, o ruído aerodinâmico, que é gerado por fonte dipolo distribuída na base vertical do modelo e é captado pelo microfone 1, alcança nível de pressão sonora superior a 105 dB na frequência de 2500 Hz. O uso de ponderação do tipo A revela NPS máximo igual a 124 dB(A) na banda de frequências entre 2240 Hz e 2820 Hz. Tal ruído parece ser importante, pois atinge valores iguais ou superiores ao do limiar de desconforto da audição humana; e se situa dentro da faixa de frequência dos sons da fala.

FIGURA 4.15 – Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 1000Hz.



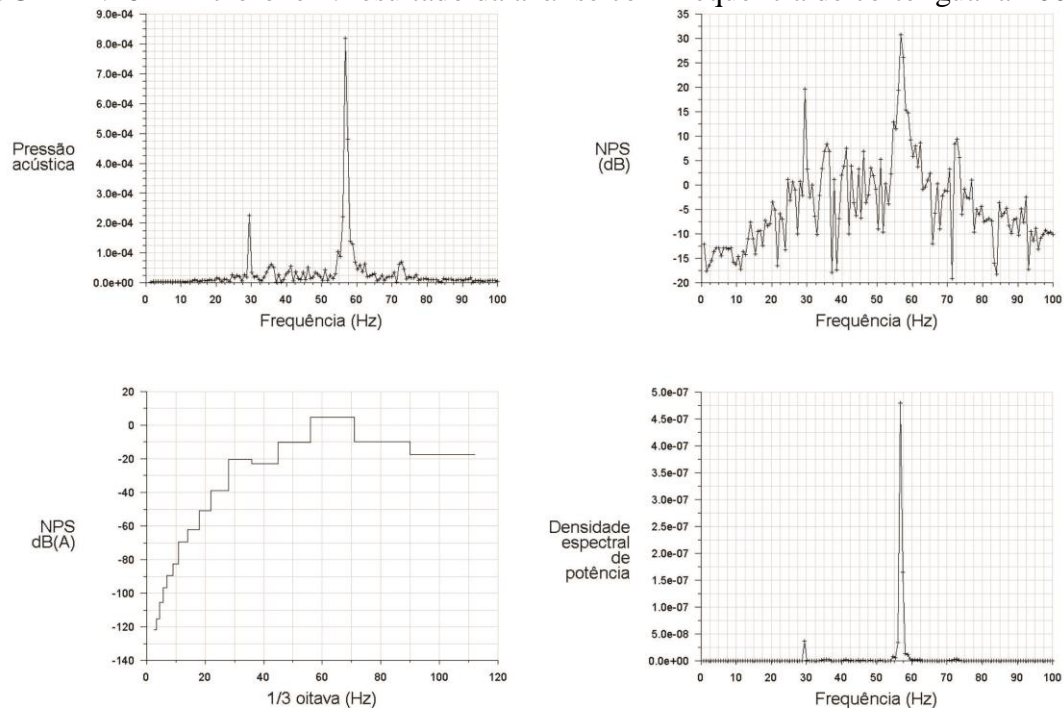
Fonte: o próprio autor

Já a análise com frequência de corte de 1000 Hz aponta que o som ocasionado por forças aerodinâmicas na superfície traseira de um modelo de Ahmed em escala real se deslocando a 103 km/h pode ser percebido por um indivíduo localizado imediatamente a 10 metros com NPS igual a 62 dB(A) na banda de 1/3 de oitava cuja faixa de frequência é compreendida entre 447 e 562 Hz.

E finalmente discute-se a avaliação do sinal obtido no microfone 1 com resolução temporal igual a 0,005 [s]. Verificam-se dois picos de pressão acústica: um em 30 Hz e outro em 67 Hz. Mas o nível de pressão sonora deste sinal, mesmo na região espectral destes picos,

é reduzido. Após o uso de compensação do tipo A, percebe-se que o ruído aerodinâmico estudado, em frequências abaixo de 100 Hz, provavelmente é inaudível.

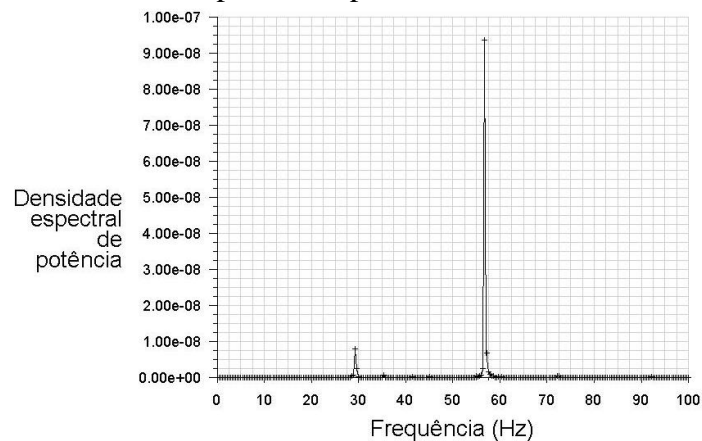
FIGURA 4.16 – Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 100Hz.



Fonte: o próprio autor

Ressalta-se que o sinal sonoro captado no microfone 1 guarda relação com o histórico de coeficiente de pressão na base do veículo. Esta associação é esperada, visto que a fonte considerada foi a dipolo. No GRAF.4.15, a PSD do valor de  $C_P$  na traseira do modelo é apresentada. Notam-se os mesmos picos em 30 Hz e 57 Hz presentes no sinal acústico captado à jusante do corpo.

GRÁFICO 4.15 – Densidade espectral de potência do valor de  $C_P$  na base do veículo



Fonte: o próprio autor



## 4.2 Corpo de Ahmed com chanfros

Esta seção segue um ordenamento similar ao da anterior. A princípio, os resultados da verificação da simulação numérica do corpo com chanfros são expostos. A seguir, abordam-se os coeficientes de força. No terceiro item, as características médias e a dinâmica do escoamento são tratadas. E, no último item, a avaliação do ruído aerodinâmico é apresentada.

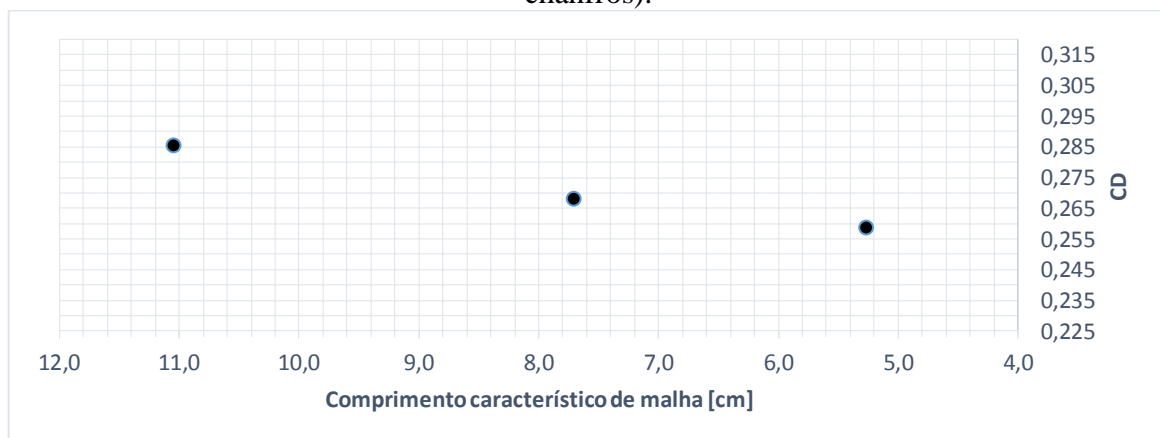
### 4.2.1 Verificação da simulação

A simulação do corpo com dispositivo de controle de arrasto não passa por procedimento de validação a partir da comparação com dados experimentais. Mas, ela passa por processo de verificação composto por teste de convergência de malha e teste de convergência do passo de tempo. Os valores de  $GCI_{refinada}^{21}$  e  $TSCI_{refinada}^{21}$  são calculados. A variável de análise adotada ainda é o valor de coeficiente de arrasto total médio.

#### 4.2.1.1 Teste de malha

O valor de  $C_D$  do corpo sem chanfros para simulação com as três distintas resoluções de malha testadas é apresentada no GRAF. 4.16. Observa-se que os resultados obtidos pelas malhas simuladas encontram-se na região assintótica do teste de convergência de malha.

GRÁFICO 4.16 -  $C_D$  em função do comprimento característico da malha (corpo com chanfros).



Fonte: o próprio autor

Já a TAB. 4.5 exhibe o resultado da análise de incerteza feita por meio do teste de convergência de malha para a simulação numérica do corpo de Ahmed com chanfros. Logo, a

maneira adequada de reportar a solução do valor de  $C_D$  do veículo com mecanismo passivo de controle de arrasto, após verificação da estratégia de discretização espacial, é  $0,259 \pm 0,012$  ( $\pm 4,47\%$ ).

TABELA 4.5 – Análise do teste de malha, sendo  $\varphi$  o valor de  $C_D$  (corpo com chanfros)

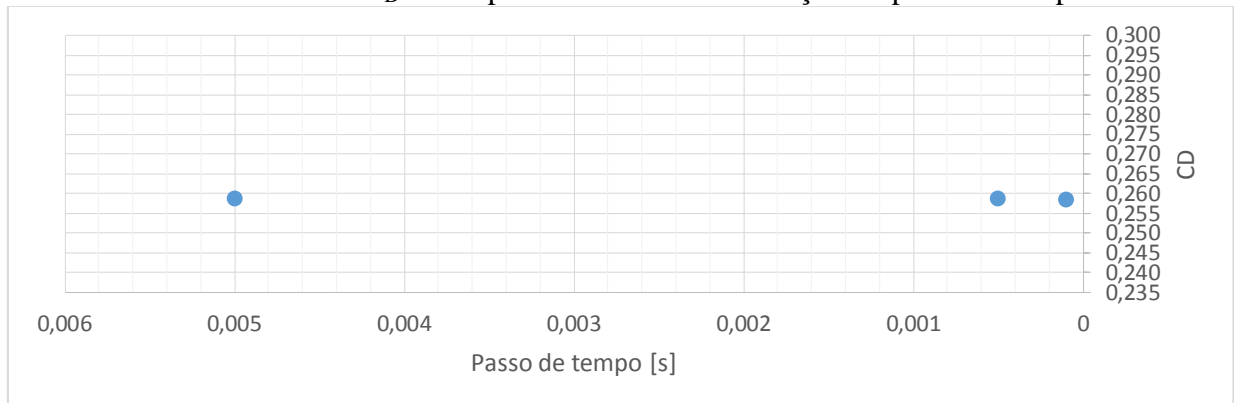
Parâmetros	Valores
$N_1$	10487318
$N_2$	3354424
$N_3$	1136343
$r_{21}$	1,46
$r_{32}$	1,43
$\varphi_1$	0,2588
$\varphi_2$	0,2682
$\varphi_3$	0,2856
$p_A$	1,85
$\varphi_{ext}^{21}$	0,2496
$e_a^{21}$	3,62%
$e_{ext}^{21}$	3,71%
$GCI_{refinada}^{21}$	4,47%

Fonte: o próprio autor

#### 4.2.1.2 Teste de passo de tempo

O GRAF. 4.17 e a TAB. 4.6 sintetizam o resultado do teste de passo de tempo. O  $TSCI_{refinada}^{21}$ , também neste caso, se apresenta negligenciável, igual a 0,04%. Ou seja, o resultado da simulação praticamente não é alterado com a adoção dos três diferentes passos de tempo avaliados.

GRÁFICO 4.17 -  $C_D$  do corpo com chanfros em função do passo de tempo.



Fonte: o próprio autor



TABELA 4.6 – Análise do teste de passo de tempo, sendo  $\varphi$  o valor de  $C_D$ 

Parâmetros	Valores
$\Delta t_1$	0,0001 [s]
$\Delta t_2$	0,0005 [s]
$\Delta t_3$	0,005 [s]
$r_{21}$	5
$r_{32}$	10
$\varphi_1$	0,2581
$\varphi_2$	0,2588
$\varphi_3$	0,2586
$p_A$	1,00
$\varphi_{ext}^{21}$	0,2584
$e_a^{21}$	0,12%
$TSCI_{refinada}^{21}$	0,04%

Fonte: o próprio autor

#### 4.2.2 Coeficientes aerodinâmicos

O valor médio do coeficiente de arrasto total ( $C_D$ ) do veículo com chanfros é igual a  $0,259 \pm 0,012$ . Quando se compara apenas o resultado base, nota-se redução de coeficiente de arrasto de aproximadamente 2,7% em relação ao corpo original, aquele sem mecanismo passivo de controle de arrasto. Este resultado é coerente, pois Perry, Pavia e Passmore (2016), com o corpo de Windsor, obtiveram resultado similar: redução do coeficiente de arrasto do corpo de aproximadamente 3%. Logo, tal estratégia de redução de arrasto em veículos terrestres com traseira quadrada parece não mudar sua eficiência mesmo quando há mudanças importantes na porção dianteira do corpo. Ressalta-se que para esta afirmação, a diferença entre os números de  $Re$  abordados nas distintas pesquisas não é observado.

Em acréscimo, pode-se supor que chanfros com configurações distintas da proposta no presente estudo podem proporcionar melhor desempenho aerodinâmico ao corpo de Ahmed. Lembra-se, por exemplo, que com valores de  $AR$  de cerca de 7, na aresta horizontal inferior, e 15, na aresta horizontal superior, Grandemange et al. (2015) perceberam redução de arrasto de 5,8%, utilizando ângulo do chanfro na aresta superior da base igual a  $7,5^\circ$  e ângulo do chanfro inferior da base igual a  $5^\circ$ .

O resultado do parcelamento do valor de  $C_D$  em coeficiente de arrasto atribuído à base vertical do veículo ( $C_{D_{base}}$ ), aos chanfros ( $C_{D_{chanfros}}$ ) e à porção restante do carro simplificado ( $C_{D_{dianteira}}$ ) é exposto na TAB.4.7. Verifica-se que 79% do arrasto total é gerado na porção traseira do corpo (na base e nos chanfros). Quanto ao parcelamento do arrasto total em  $C_{D_{atrito}}$  e  $C_{D_{pressão}}$ , também apresentado na TAB. 4.7, tem-se que o arrasto

de pressão contribui com cerca de 83% do arrasto total experimentado pelo veículo. Ressalta-se que mais de 94% do  $C_{D_{pressão}}$  é atribuído ao conjunto formado pela base e chanfros do automotor.

TABELA 4.7 – Estudo do coeficiente de arrasto do corpo de Ahmed com chanfros

Porção do corpo	Tipo de arrasto		
	Arrasto total ( $C_D$ )	Arrasto de pressão ( $C_{D_{pressão}}$ )	Arrasto de atrito ( $C_{D_{atrito}}$ )
Porção dianteira ( $C_{D_{dianteira}}$ )	0,055	0,012	0,043
Base ( $C_{D_{base}}$ )	0,177	0,177	0,000
Chanfros ( $C_{D_{chanfros}}$ )	0,027	0,026	0,001
Total	0,259	0,215	0,044

Fonte: o próprio autor

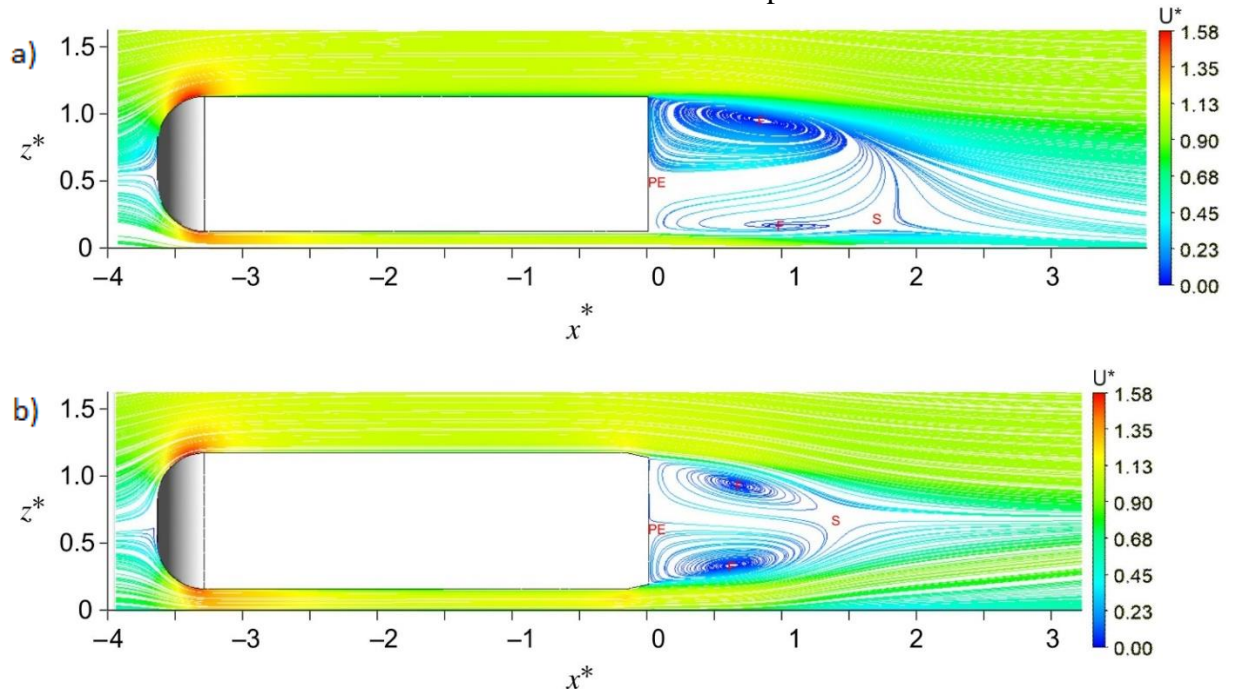
A força de sustentação, representada por  $C_L$ , teve seu módulo aumentado em 79%. Ou seja, o mecanismo de controle de arrasto testado proporciona acréscimo significativo de *downforce*. Por meio de média temporal, encontra-se o valor de  $C_L$  igual a -0,250, com desvio padrão amostral igual a 0,000. Reforça-se que tal efeito já era esperado, pois, no trabalho de Perry, Pavia e Passmore (2016), os chanfros ótimos ocasionaram aumento de 200% de  $C_L$  ao corpo de Windsor.

Já o  $C_y$  obtido por média temporal permanece com valor médio próximo de zero. O resultado base da solução é igual a 0,0001 e o desvio padrão da amostra é igual a 0,0014. A justificativa do valor de coeficiente de força lateral quase nulo é o mesmo utilizado para o corpo sem chanfros: a simetria, em relação ao plano vertical longitudinal médio, da geometria do corpo e das propriedades médias do escoamento.

#### 4.2.3 Característica do escoamento com controle

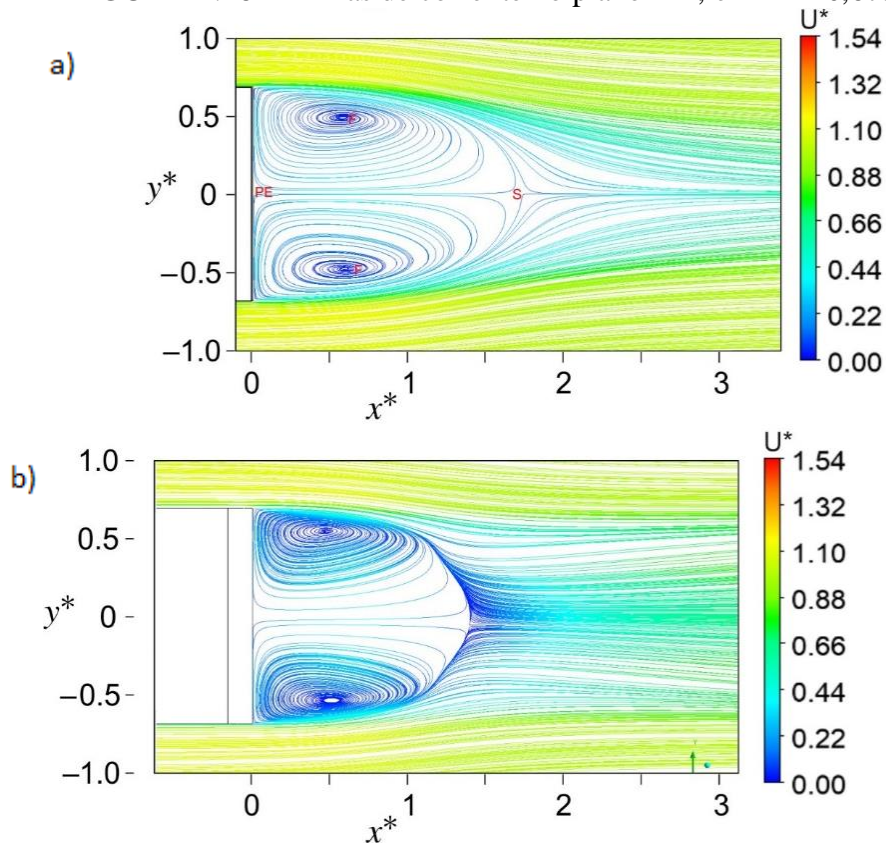
Com a adoção do chanfro, notam-se mudanças no campo de velocidade e na distribuição de pressão na região da esteira. Por meio das FIG. 4.17 e 4.18, observa-se que, em relação ao corpo original, o comprimento da bolha de separação decresce cerca de 20% com a adoção do mecanismo de controle de arrasto. O escoamento principal sofre uma deflexão maior nas arestas horizontais da base e assim, a seção da esteira é reduzida. Os vórtices transversais superior e inferior se apresentam com dimensões e posição de eixos (F) mais próximas; e o ponto de estagnação na base e o ponto de sela se encontram mais distantes do solo.

FIGURA 4.17 – Linhas de corrente no plano XZ médio.



Nota: (a) corpo sem chanfros; (b) corpo com chanfros.  
Fonte: o próprio autor.

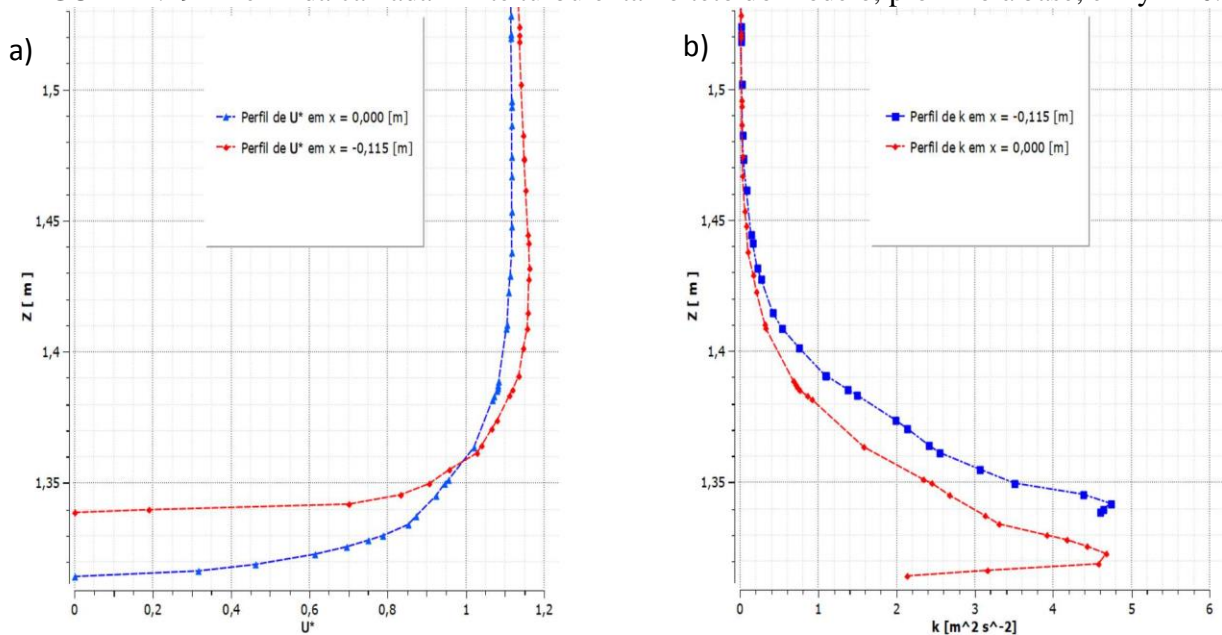
FIGURA 4.18 – Linhas de corrente no plano XY, em  $z^* = 0,67$ .



Nota: (a) corpo sem chanfros; (b) corpo com chanfros.  
Fonte: o próprio autor.

Em relação à camada limite turbulenta que se forma do bordo de fuga das paredes longitudinais do modelo com chanfro, nota-se que ela permanece colada ao corpo. A FIG.4.19 exhibe o perfil de velocidade e energia cinética turbulenta dentro da camada limite no bordo de fuga do teto do veículo em  $y^*$  nulo.

FIGURA 4.19 – Perfil da camada limite turbulenta no teto do modelo, próximo à base, em  $y^* = 0$ .



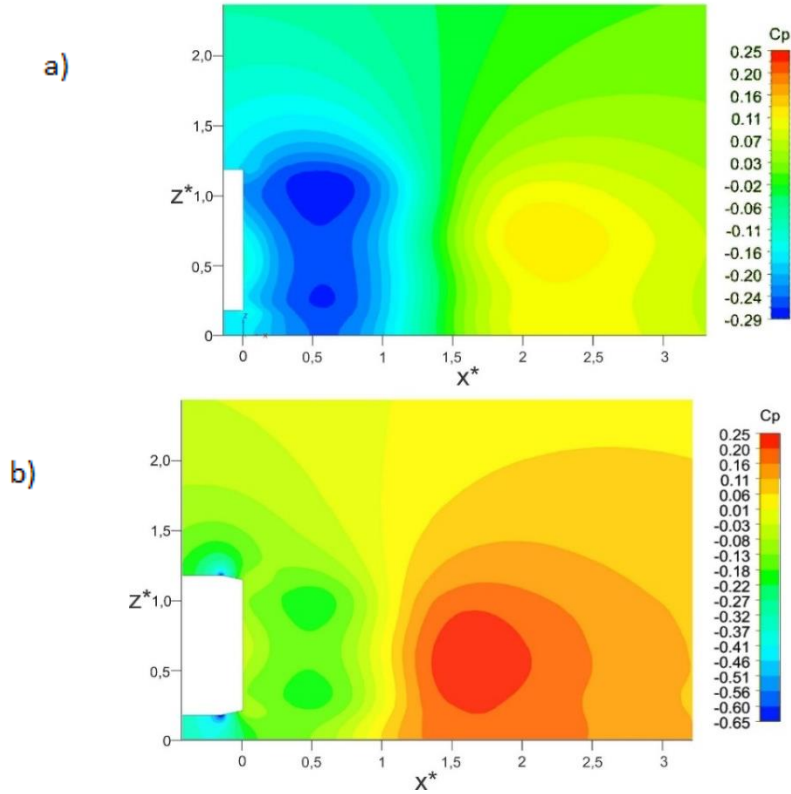
Nota: (a) perfil de velocidade ( $U^*$ ); e (b) perfil de energia cinética turbulenta ( $k$ ).

Fonte: o próprio autor.

Já a distribuição de  $C_p$  na região da esteira, ilustrada nas FIG. 4.20 e 4.21, aponta uma região pequena, no bordo de ataque dos chanfros, em que ocorre grande redução dos valores de  $C_p$ . Em contrapartida, os valores de pressão nas proximidades da base, inclusive na organização toroidal de baixa pressão, sofrem acréscimo. E a região em que ocorre grande elevação de  $C_p$ , relacionada ao ponto de sela, está mais próxima da base do modelo.

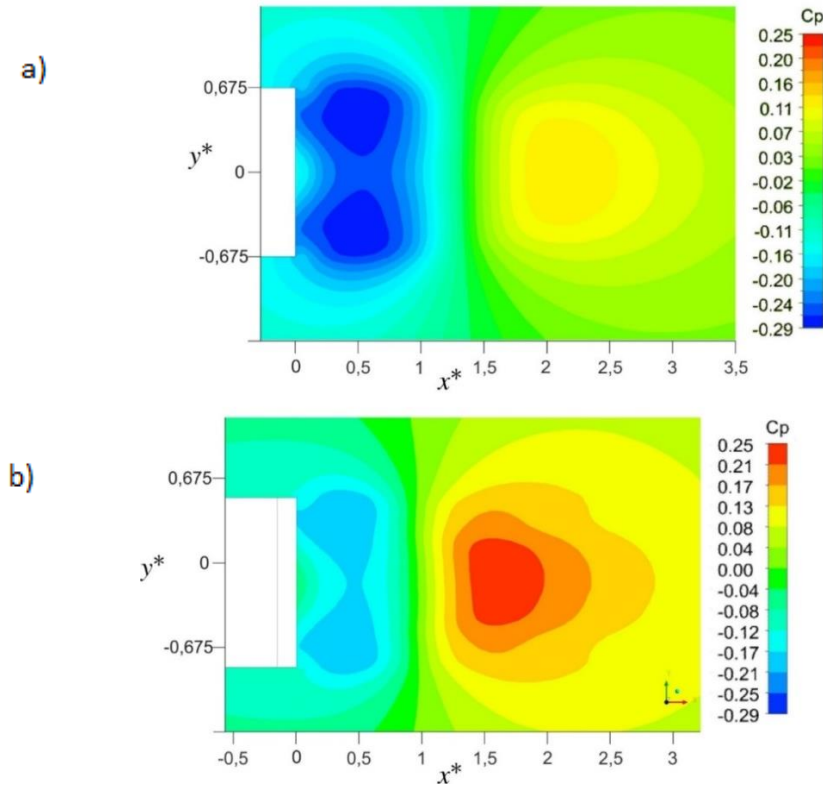
Já a análise da distribuição da pressão na base do modelo, ilustrada na FIG. 4.22, evidencia recuperação parcial da pressão na parede vertical traseira do veículo. Valores positivos de  $C_p$  são encontrados na região onde ocorre o recolamento do escoamento na base.

FIGURA 4.20 – Distribuição de  $C_p$  (contornos) na esteira do veículo, no plano XZ, em  $y^* = 0$ .



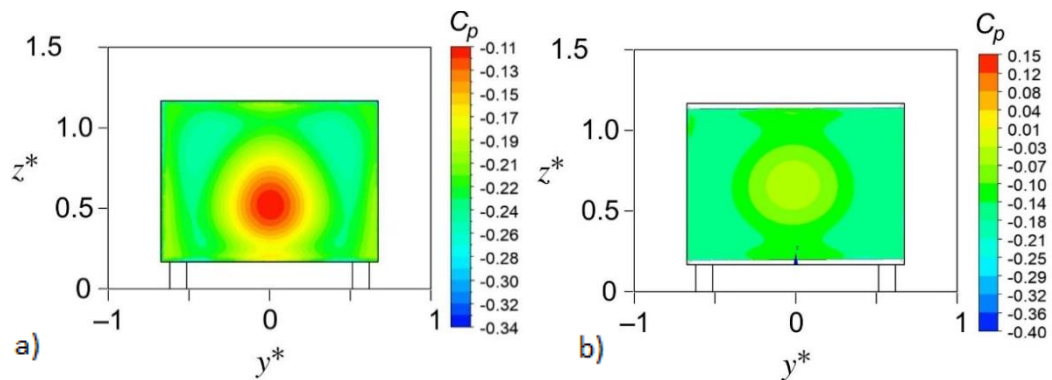
Nota: (a) corpo sem chanfros; (b) corpo com chanfros.  
 Fonte: o próprio autor.

FIGURA 4.21 – Distribuição de  $C_p$  (contornos) na esteira do veículo, no plano XY, em  $z^* = 0,67$ .



Nota: (a) corpo sem chanfros; (b) corpo com chanfros.  
 Fonte: o próprio autor.



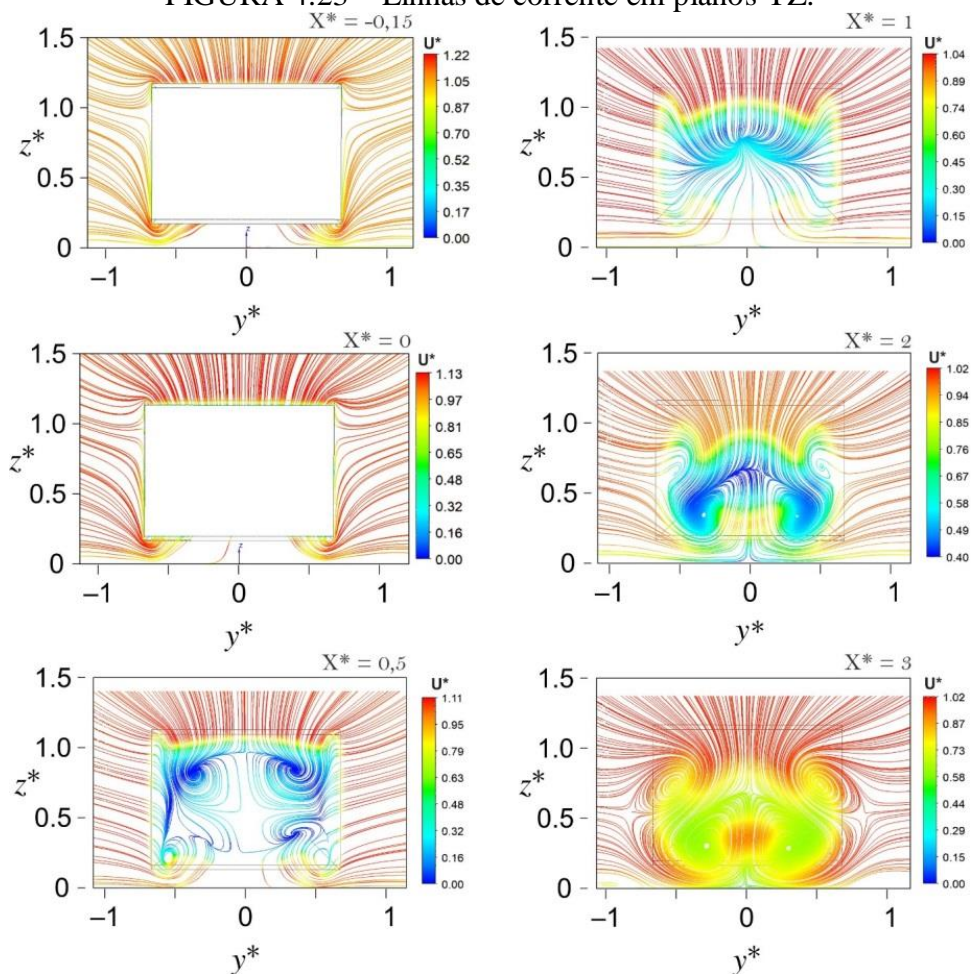
FIGURA 4.22 – Distribuição de  $C_p$  na base do veículo.

Nota: (a) corpo sem chanfros; (b) corpo com chanfros.

Fonte: o próprio autor.

As linhas de corrente em planos verticais transversais expostas na FIG. 4.23 revelam a presença de vórtices longitudinais formados nas extremidades laterais dos chanfros. Também é possível notar a redução da área da seção transversal da bolha de recirculação, assim como seu fechamento (relacionado ao ponto de sela) mais próximo da base.

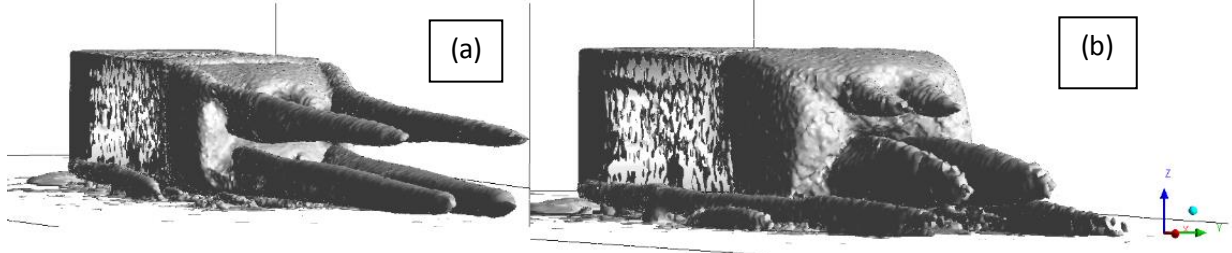
FIGURA 4.23 – Linhas de corrente em planos YZ.



Fonte: o próprio autor

Em relação à formação de estruturas de vórtices presentes na esteira dos veículos testados, a FIG. 2.24, por meio da ilustração de superfícies de mesma vorticidade, permite visualizar diferenças. Novamente os vórtices longitudinais formados nas pontas dos chanfros, não presentes no caso original, são capturadas.

FIGURA 4.24 – Vista isométrica de superfícies com igual vorticidade (critério força de vórtice igual a 0,0021).

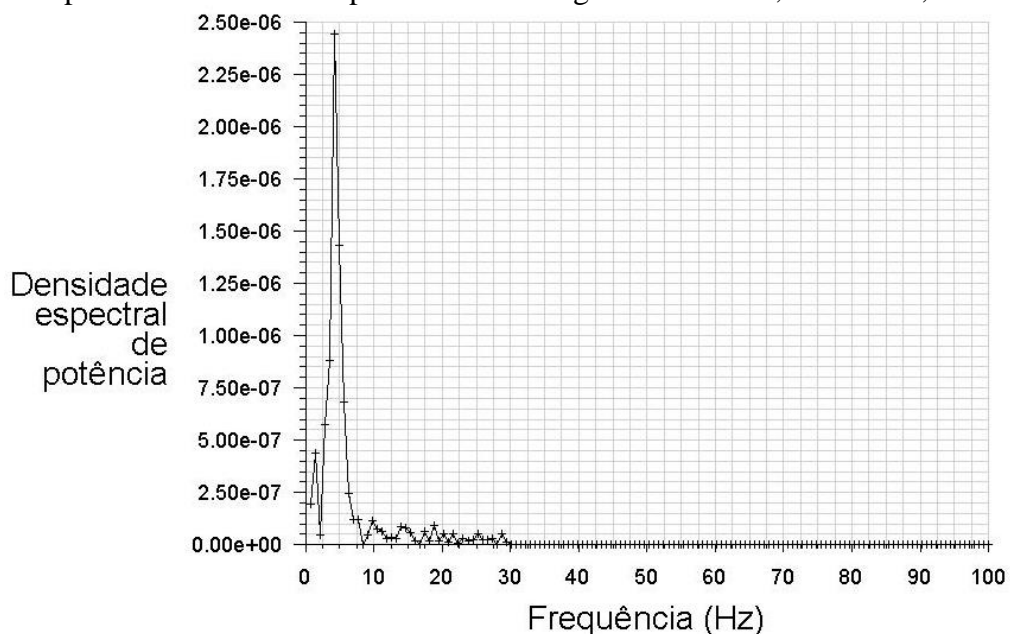


Nota: (a) corpo com chanfros; (b) corpo sem chanfros.

Fonte: o próprio autor

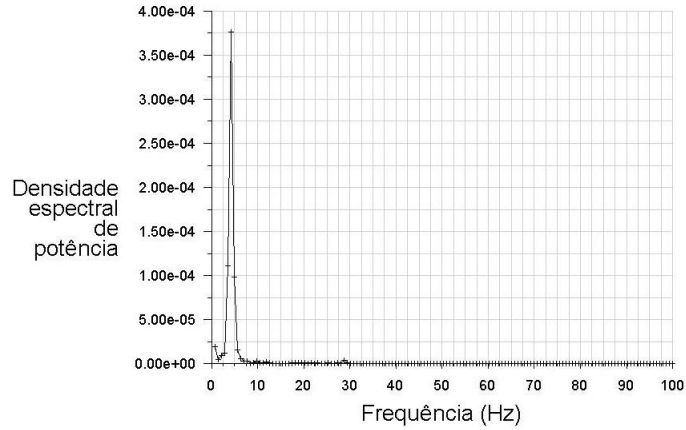
Em relação à análise da atividade espectral da esteira, para análise com frequência de corte de 100 Hz e resolução igual a 0,6 Hz, apenas  $St_H$  igual a 0,16 foi obtido. Nos GRAF. 4.18, 4.19, 4.20 e 4.21, curvas de densidade de potência espectral (PSD) dos sinais de velocidade em pontos na esteira são expostas. O resultado sugere que os chanfros não só introduzem efeitos na geometria da organização média da esteira, mas também modificam sua dinâmica.

GRÁFICO 4.18 – Densidade espectral de potência do sinal de velocidade captado em 10 pontos localizados no plano vertical longitudinal médio, em  $x^* = 0,5$ .



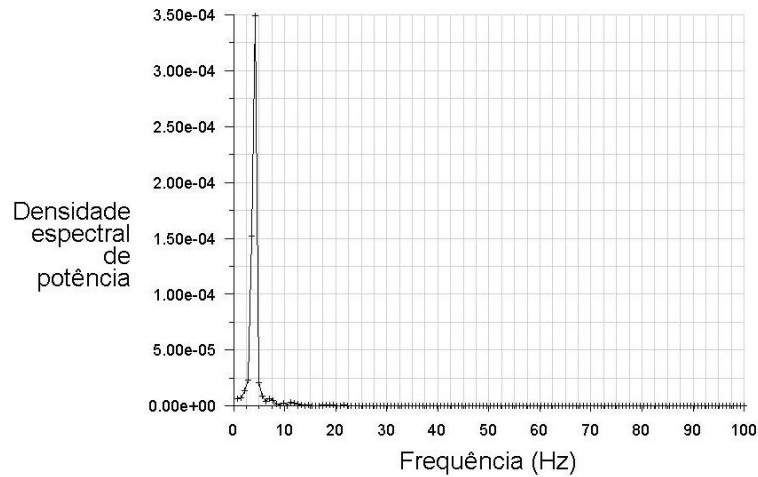
Fonte: o próprio autor

GRÁFICO 4.19 – Densidade espectral de potência do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, na camada cisalhante inferior.



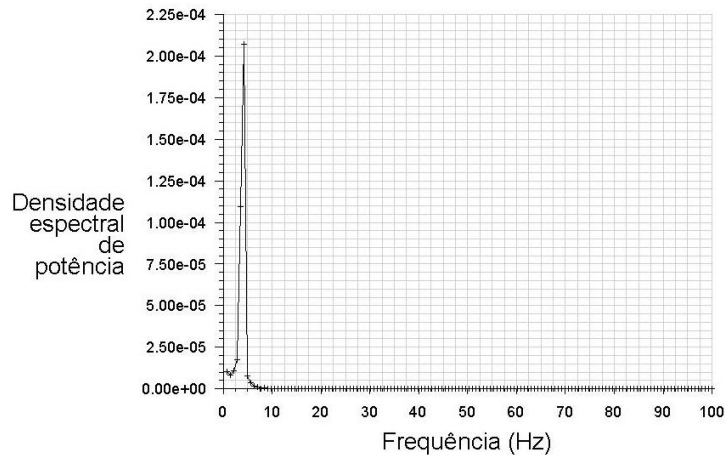
Fonte: o próprio autor

GRÁFICO 4.20 – Densidade espectral de potência do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, no eixo horizontal inferior do vórtice transversal.



Fonte: o próprio autor

GRÁFICO 4.21 – Densidade espectral de potência do sinal de velocidade captado em um ponto localizado no plano vertical longitudinal médio, no eixo horizontal superior do vórtice transversal.



Fonte: o próprio autor



Os resultados da simulação parecem estar em acordo com o exposto na literatura. Menciona-se que, assim como no trabalho de Grandemange et al. (2015), na presente pesquisa também se observam, no caso com chanfros, a altura da região separada menor e a existência de vórtices longitudinais com intensidade maior. Em adicional, ressalta-se que a diminuição do comprimento da esteira, que Perry, Pavia e Passmore (2016) associam à melhora do desempenho do corpo com chanfros, também é observada neste estudo numérico.

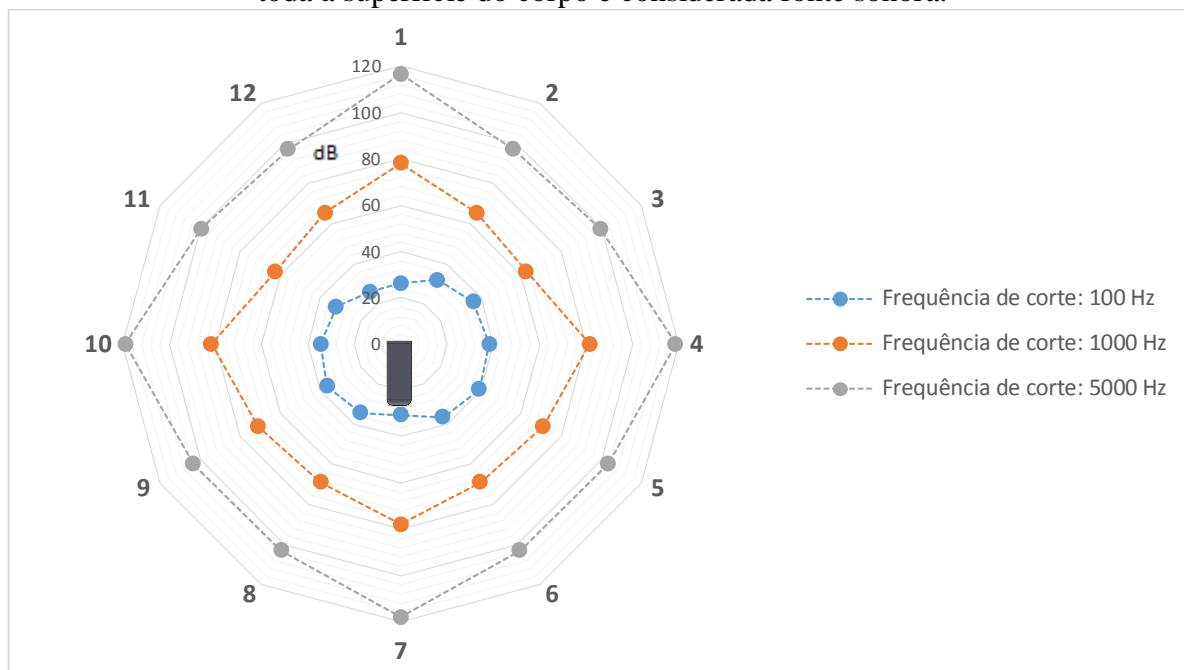
#### 4.2.4 Ruído aerodinâmico

Como para exposição do resultado da avaliação do ruído aerodinâmico no caso do corpo original, primeiramente, aborda-se a diretividade da fonte acústica de ruído aerodinâmico alvo deste estudo, por meio de medidas de nível de pressão sonora global; e, depois, detalha-se o sinal sonoro captado no microfone 1.

##### 4.2.4.1 Nível de pressão sonora total (OASPL)

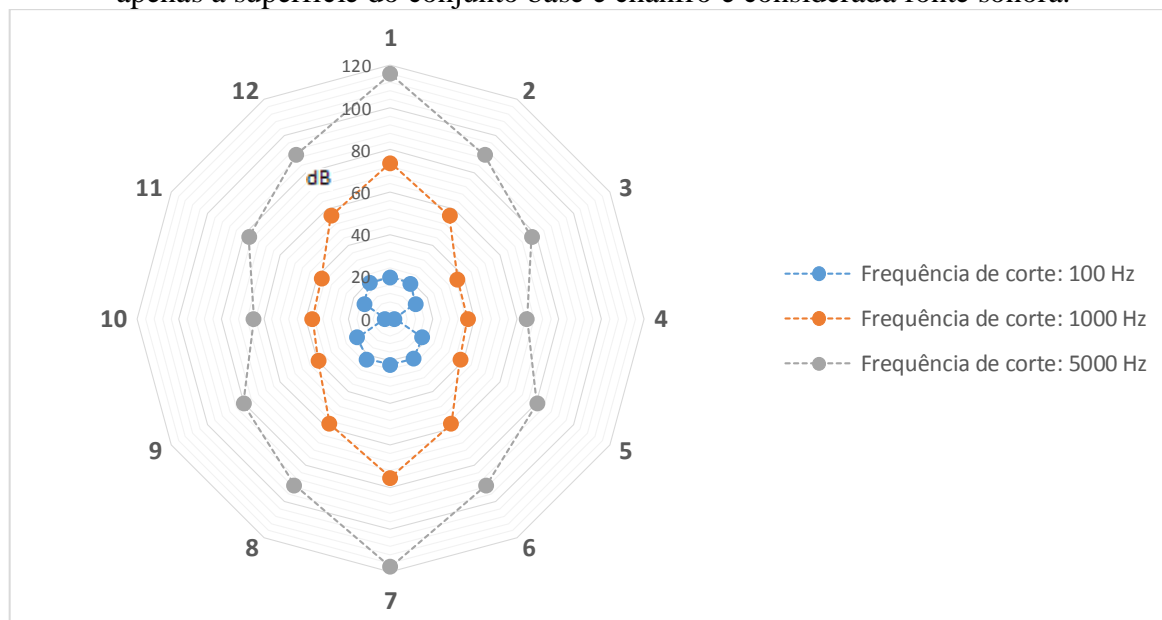
O nível de pressão sonora global também foi calculado para o sinal adquirido em cada receptor virtual posicionado no entorno do corpo com chanfros traseiros. O resultado da estimativa de OASPL nos microfones localizados no plano horizontal em  $z^*$  igual a 0,67 é exibido por meio dos GRAF. 4.22 e 4.23. A diretividade sonora no caso com chanfros também mantém uma quase simetria em relação aos planos XZ médio e YZ coincidente com base do veículo. Reforça-se a provável introdução de falhas na determinação da diretividade do ruído estudado devido às frágeis hipóteses de que a fonte pode ser considerada compacta; e de que o campo de propagação sonora é livre. O resultado da simulação sugere que a introdução dos chanfros reduz o ruído em bandas de frequência até 100 Hz, mas aumenta o OASPL em frequências até 1000 Hz. E salienta-se que no plano horizontal, houve microfone que captou sinal sonoro com OASPL igual a 118 dB, na análise com frequência de corte de 5000 Hz. Novamente, a diretividade típica de fonte dipolo é evidenciada nos gráficos que abordam apenas sinais do som gerado na traseira do modelo.

GRÁFICO 4.22 – OASPL medido nos microfones localizados no plano horizontal, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora.



Fonte: o próprio autor

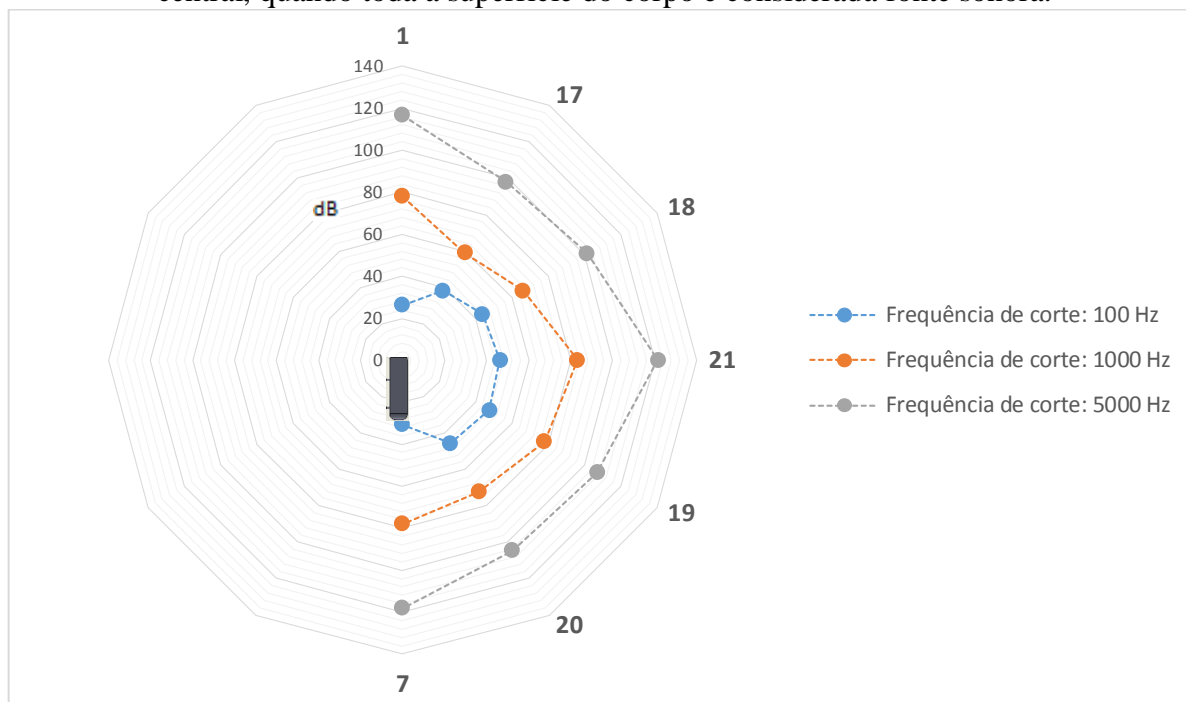
GRÁFICO 4.23 – OASPL medido nos microfones localizados no plano horizontal, quando apenas a superfície do conjunto base e chanfro é considerada fonte sonora.



Fonte: o próprio autor

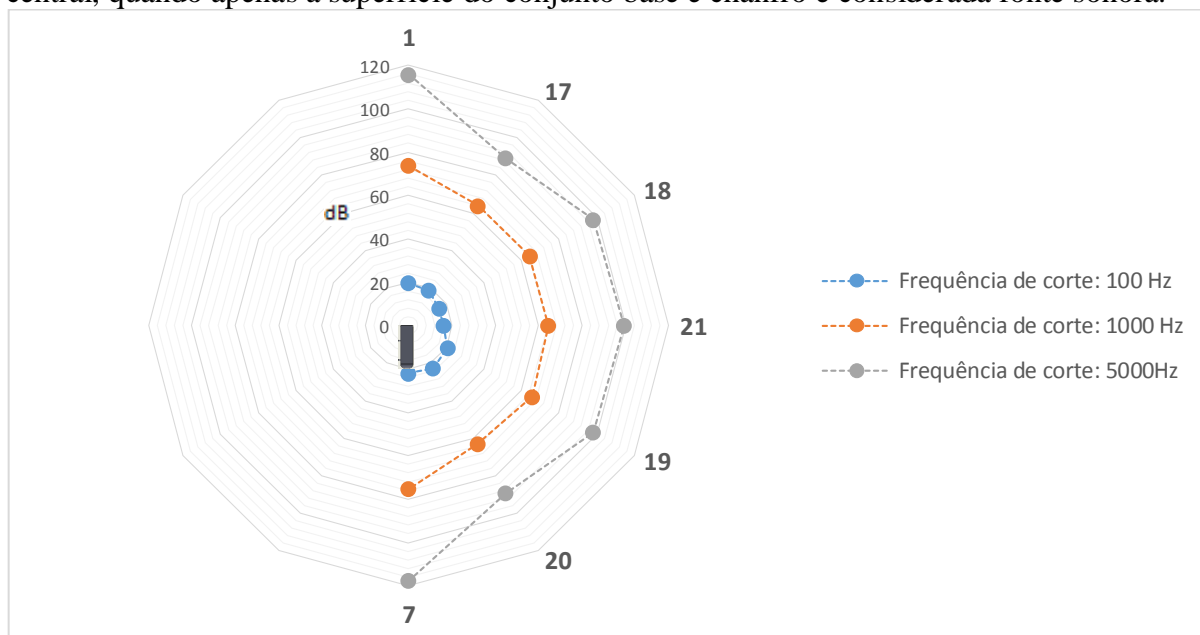
Já os GRAF. 4.24 e 4.25 permitem a visualização de OASPL nos receptores posicionados no plano vertical longitudinal médio. No primeiro gráfico, todo o corpo é fonte sonora, enquanto que no segundo, apenas a base vertical do veículo é geradora de ruído.

GRÁFICO 4.24 – OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical longitudinal central, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora.



Fonte: o próprio autor

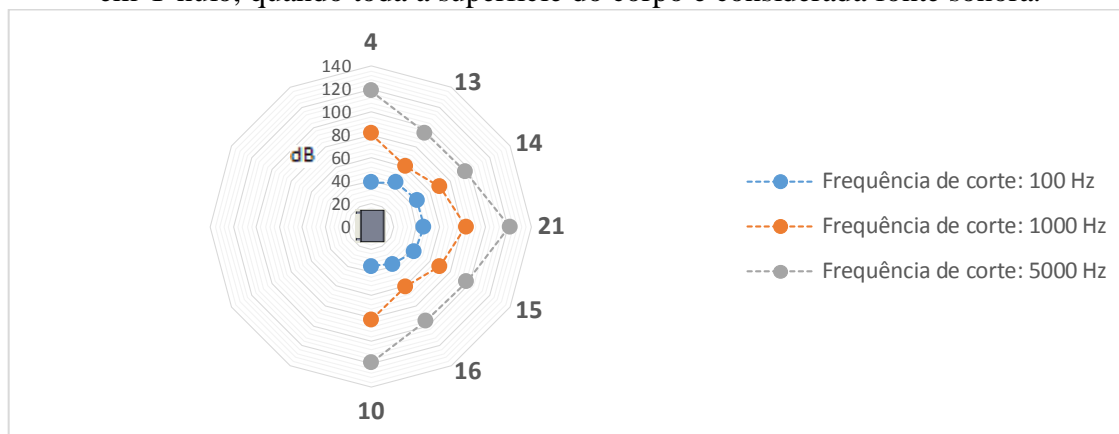
GRÁFICO 4.25 – OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical longitudinal central, quando apenas a superfície do conjunto base e chanfro é considerada fonte sonora.



Fonte: o próprio autor

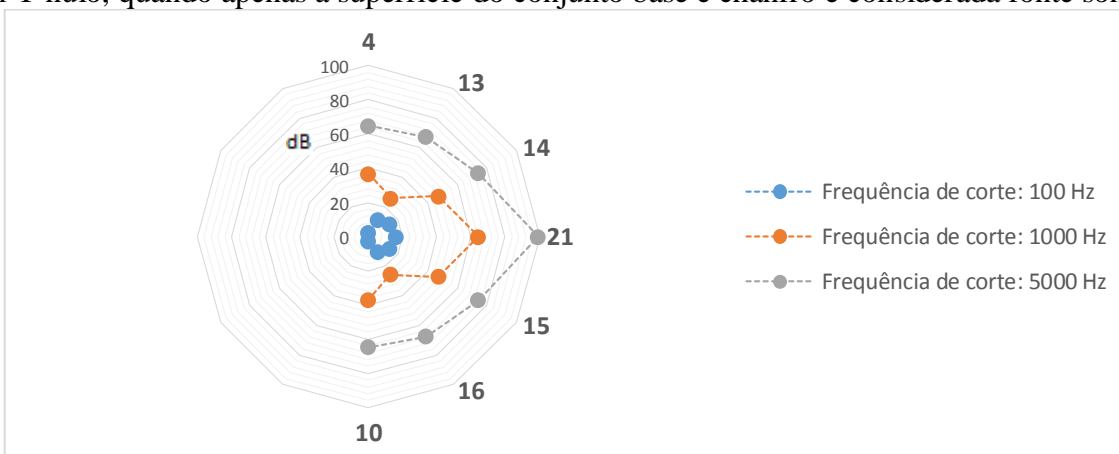
Nos GRAF. 4.26 e 4.27, têm-se a visualização de OASPL nos receptores posicionados no plano vertical transversal, em  $x^*$  nulo.

GRÁFICO 4.26 – OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical transversal em Y nulo, quando toda a superfície do corpo é considerada fonte sonora.



Fonte: o próprio autor

GRÁFICO 4.27 – OASPL medido nos microfones localizados no plano vertical transversal em Y nulo, quando apenas a superfície do conjunto base e chanfro é considerada fonte sonora.



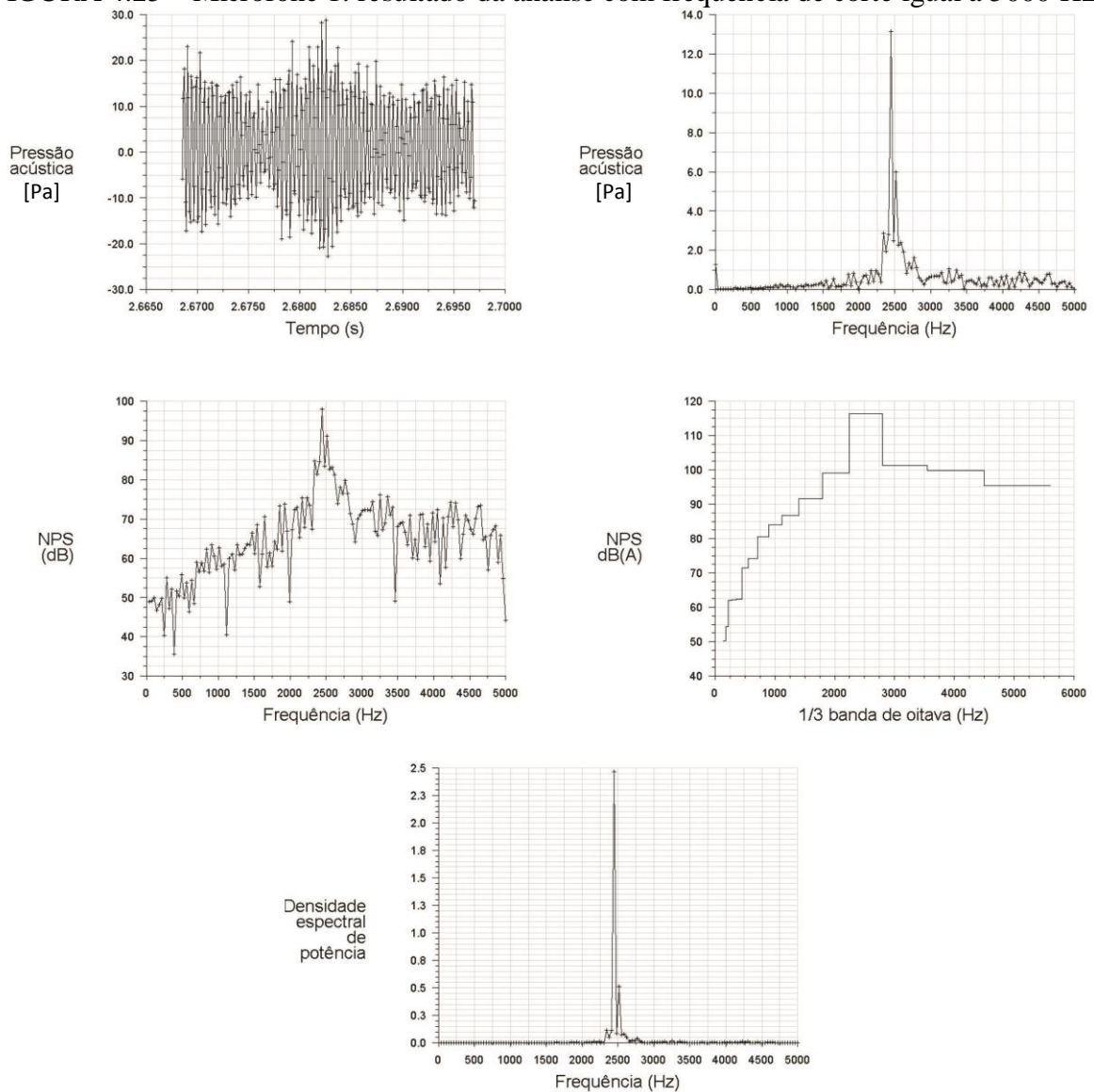
Fonte: o próprio autor

Observa-se mais uma vez que os sinais captados no plano coincidente com a base exibem menores níveis de pressão sonora global, quando apenas a superfície da base é fonte de ruído.

#### 4.2.4.1 Sinal sonoro em um microfone à jusante do veículo com chanfros.

Para o caso do veículo chanfrado, mais uma vez, o sinal sonoro medido pelo microfone 1, quando apenas a base é geradora de ruído, é avaliado. Por meio das FIG. 4.25, 4.26 e 4.27, o resultado de cada análise proposta é exibido.

FIGURA 4.25 – Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 5000 Hz.

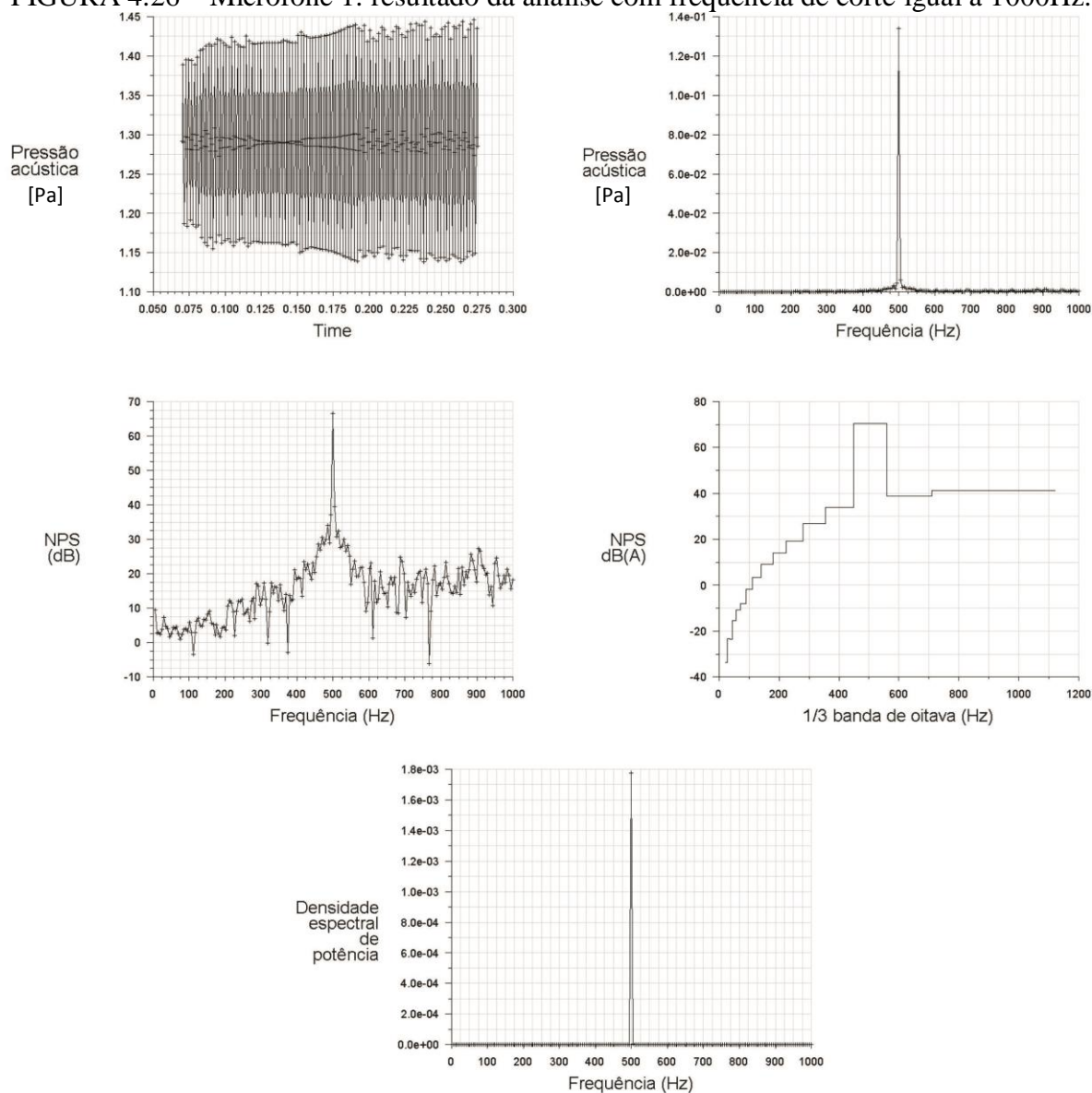


Fonte: o próprio autor

A análise com frequência de corte igual a 5000 Hz permite a identificação de um pico de pressão acústica próximo da frequência de 2500 Hz. O gráfico de NPS em dB(A) em função de 1/3 de banda de oitava revela que na banda centralizada em 2500 Hz, ou seja, que cobre a faixa entre 2240 Hz e 2820 Hz, o ruído chega a 115 dB(A). Ressalta-se que o uso do chanfro proporcionou redução de cerca de 9 dB(A) na banda de frequência acima mencionada, no sinal recebido no microfone 1.

Já a análise com resolução temporal de 0,0005 [s] permite a observação do aumento do ruído aerodinâmico na banda de frequência centralizada em 500 Hz. Aumento de aproximadamente 8 dB(A) de NPS nesta banda de frequência é verificada.

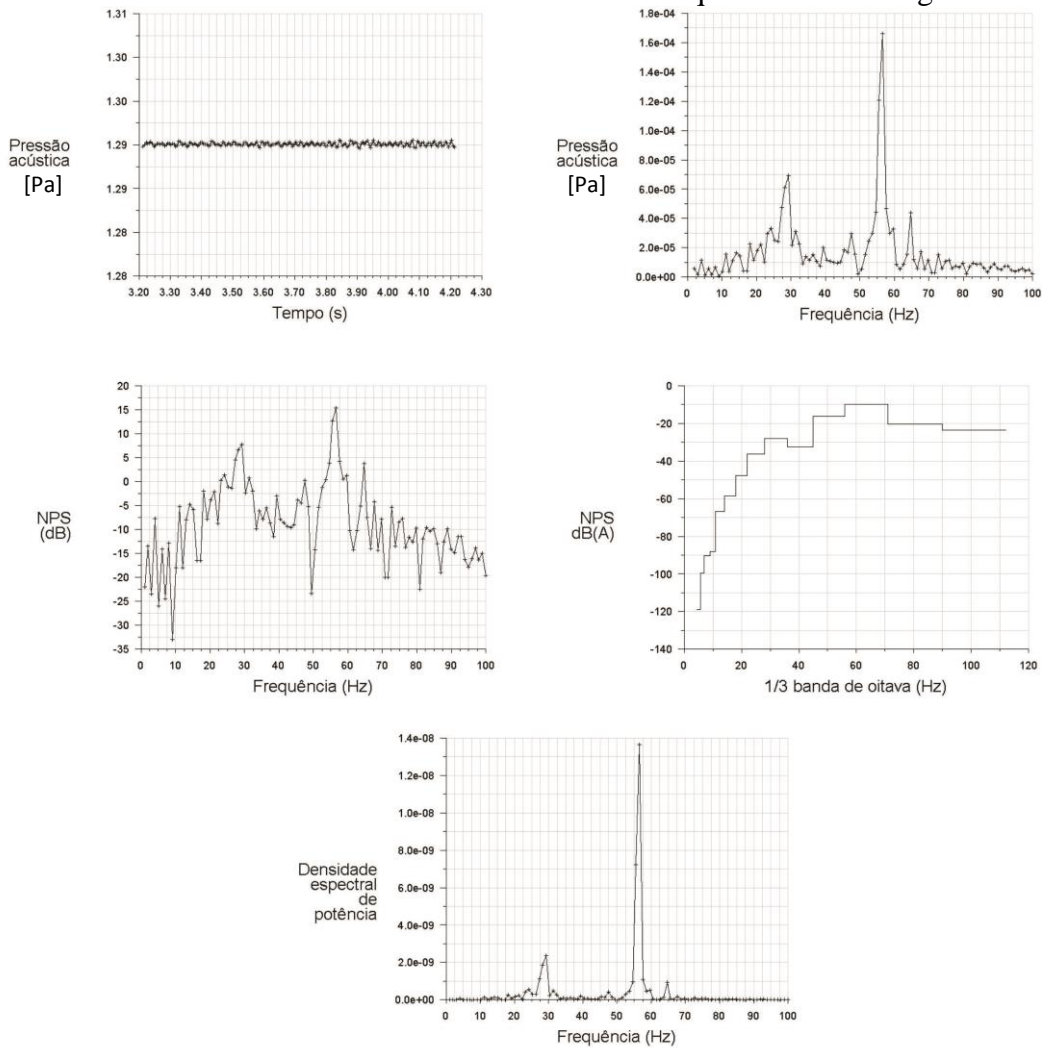
FIGURA 4.26 – Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 1000Hz.



Fonte: o próprio autor

Em relação ao resultado da análise com frequência de corte de 100 Hz do sinal sonoro no microfone 1, pode-se afirmar que o uso do mecanismo passivo de controle do arrasto parece também reduzir o ruído em frequências mais graves, inclusive na região de infrassons. Os picos de NPS observados em regiões do espectro próximas das frequências de 30 Hz e 56 Hz são fracos, inferiores ao limiar da audição.

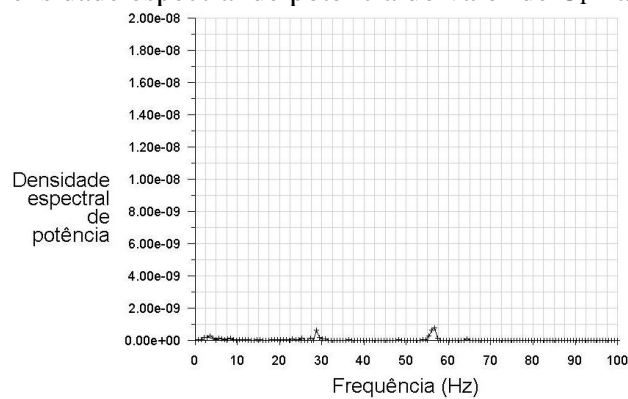
FIGURA 4.27 – Microfone 1: resultado da análise com frequência de corte igual a 100Hz.



Fonte: o próprio autor

Em adicional, como se espera, verifica-se que o sinal sonoro que chega ao microfone 1 guarda relação com o histórico de  $C_p$  na superfície da base e dos chanfros do veículo, apresentado por meio de curva de densidade de potência espectral no GRAF. 4.28.

GRÁFICO 4.28 – Densidade espectral de potência do valor de  $C_p$  na base e nos chanfros.

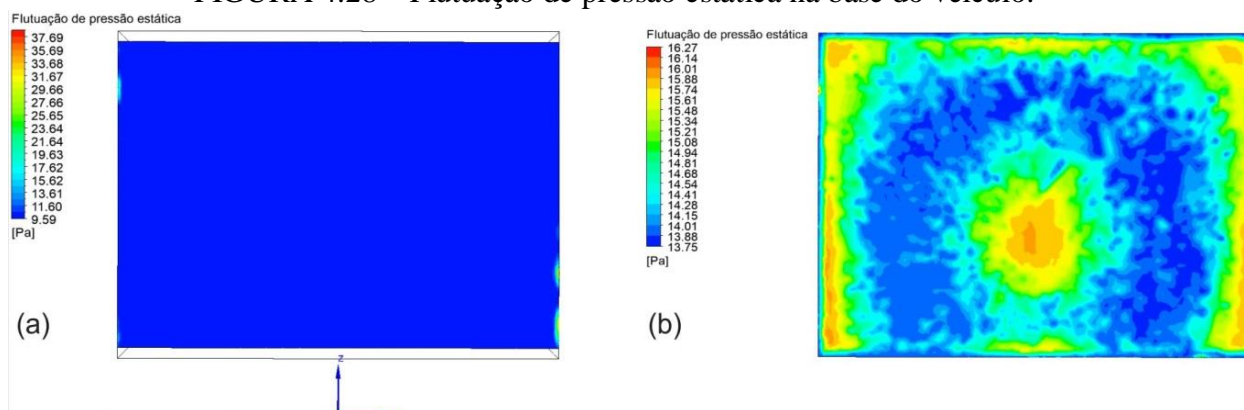


Fonte: o próprio autor



E, finalmente, comparam-se dados de distribuição de flutuação de pressão na base do veículo com e sem chanfros. Nota-se, por meio da FIG. 4.28, que em quase totalidade da superfície da base chanfrada os valores RMS de pressão estática são inferiores aos calculados na base original. No modelo com chanfros, nota-se também uma distribuição mais homogênea deste parâmetro na superfície avaliada como fonte de ruído dipolo.

FIGURA 4.28 – Flutuação de pressão estática na base do veículo.



Nota: (a) corpo com chanfros; e (b) corpo original.

Fonte: o próprio autor



## 5 CONCLUSÃO

O presente estudo teve como objetivo avaliar numericamente a influência do uso de um mecanismo passivo de controle de arrasto sobre a aerodinâmica e a aeroacústica do corpo de Ahmed com traseira quadrada em escala industrial se movendo a uma velocidade superior a 100 km/h. O mecanismo de controle de arrasto investigado foi a introdução de chanfros curtos com ângulo de inclinação igual a  $12^\circ$  nas arestas horizontais da base do modelo.

O escoamento turbulento no entorno do modelo de Ahmed com traseira quadrada simulado por meio do método RANS não estacionário apresentou comportamento similar ao descrito na literatura. Capturou-se a organização média do escoamento na esteira próxima do veículo, assim como algumas características de sua dinâmica. A região toroidal de baixa pressão na bolha de recirculação foi caracterizada e a atividade espectral da esteira identificada com valores de  $St_H$  entre 0,11 e 0,14.

A solução de coeficiente de arrasto médio do modelo sem chanfros foi igual a 0,266 e superestimou em 5,39% o dado do experimento de referência. A incerteza expandida de validação, obtida por meio de procedimento de verificação da simulação numérica, assumiu valor igual a 8,81%.

A simulação em aeroacústica fez uso da solução do escoamento por meio do método URANS para caracterização das fontes de ruído do tipo dipolo presentes na superfície do modelo. Para cálculo do sinal do ruído em campo distante adotou-se a equação de FWH. Quando se considerou apenas a base do veículo como geradora de ruído, para o modelo sem controle de arrasto, em microfone localizado a 10 metros da fonte, calculou-se nível de pressão sonora máximo igual a 124 dB(A) para banda de frequência entre 2240 Hz e 2820 Hz. Banda de 1/3 de oitava centralizada em 500 Hz atingiu valor máximo de NPS igual a 62 dB(A). E frequências abaixo de 100 Hz atingiram valor máximo de NPS próximo de 5 dB(A).

A introdução dos chanfros na base do veículo reduziu o comprimento e a área da seção transversal da bolha de separação. Mudanças na atividade espectral da esteira e surgimento de vórtices longitudinais originados nas extremidades laterais dos chanfros também foram observados. O modelo chanfrado percebeu redução do coeficiente de arrasto em cerca de 2,7%, quando comparado com o modelo original.

Em relação ao ruído aerodinâmico, os resultados da simulação envolvendo o corpo chanfrado revelam redução de até 9 dB (A) do NPS na banda de 1/3 de oitava centrada em

2500 Hz. Redução do nível de pressão sonora na região do espectro inferior a 100 Hz também foi notada. No entanto, evidenciou-se elevação do NPS em 8 dB(A) na banda centrada em 500 Hz.

Conclui-se, portanto, que o método numérico adotado para resolver o escoamento turbulento proposto foi satisfatório. Em adicional, aponta-se que, para as condições avaliadas, os chanfros testados proporcionam melhora do desempenho aerodinâmico do modelo de Ahmed com traseira quadrada. O resultado da presente pesquisa também sugere que o mecanismo passivo de controle de arrasto proporciona alterações nas características do ruído associado à flutuação de forças aerodinâmicas atuando na superfície da porção posterior do veículo.

## **Trabalhos futuros**

Sugestões para trabalhos futuros incluem:

- Simulações de CFD com uso de malhas mais refinadas;
- Simulações de CFD com esquemas para resolver o acoplamento das grandezas pressão e velocidade mais sofisticados;
- Simulação com domínio reduzido por meio do conceito de simetria, dado a simetria da geometria testada em relação ao plano vertical longitudinal central;
- Cálculo do escoamento com outra técnica numérica, como a de simulação de grandes escalas, ou com o próprio URANS, mas com métodos de turbulência distintos;
- Verificação das simulações de aeroacústica computacional; e
- Experimentos para validação da solução de CAA.

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

- AHMED, S. R.; RAMM, G.; FALTIN, G. **Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake**. In: SAE INTERNATIONAL CONGRESS AND EXPOSITION. 1 fev. 1984
- ALTAF, A.; OMAR, A. A.; ASRAR, W. **Review of passive drag reduction techniques for bluff road vehicles**. IIUM Engineering Journal, v. 15, n. 1, 31 maio 2014a.
- ALTAF, A.; OMAR, A. A.; ASRAR, W. **Passive drag reduction of square back road vehicles**. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, v. 134, p. 30–43, nov. 2014b.
- AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS. **ASME V&V 20-2009**: Standard for verification and validation in computational fluid dynamics and heat transfer. New York: ASME, 2009.
- ANSYS. **ANSYS Fluent theory guide 15.0**. ANSYS inc., 2013.
- BONATTO, A. DOS S. **Caracterização e simulação do ruído aerodinâmico gerado por “slats”**. 2013, 97f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica de Energia de Flúidos) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2013.
- CERRATO, G.; **Automotive sound quality, powertrain, road and wind noise**. Sound Answers, Inc., pg. 16 a 24, Sound & Vibration, 2009.
- CORALLO, M.; SHERIDAN, J.; THOMPSON, M. C. **Effect of aspect ratio on the near-wake flow structure of an Ahmed body**. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, v. 147, p. 95–103, dez. 2015.
- CROCKER, M. J. **Handbook of noise and vibration control**. 1 ed. Hoboken, N.J: John Wiley, 2007.
- DUNCAN, B. D. et al. **Numerical simulation and spectral analysis of pressure fluctuations in vehicle aerodynamic noise generation**. . In: SAE 2002 WORLD CONGRESS & EXHIBITION. 4 mar. 2002
- EULALIE, Y.; GILOTTE, P.; MORTAZAVI, I. **Numerical study of flow control strategies for a simplified square back ground vehicle**. Fluid Dynamics Research, v. 49, n. 3, p. 035502, 1 jun. 2017.
- GILLIÉRON, P.; KOURTA, A. **Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates**. Experiments in Fluids, v. 48, n. 1, p. 1–16, jan. 2010.
- GRANDEMANGE, M. et al. **Effect on drag of the flow orientation at the base separation of a simplified blunt road vehicle**. Experiments in Fluids, v. 54, n. 5, p. 1529, maio 2013.
- GRANDEMANGE, M. et al. **A study of wake effects on the drag of Ahmed’s squareback model at the industrial scale**. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, v. 145, p. 282–291, out. 2015.

- GRANDEMANGE, M.; CADOT, O.; GOHLKE, M. **Reflectional symmetry breaking of the separated flow over three-dimensional bluff bodies**. *Physical Review E*, v. 86, n. 3, p. 035302, 27 set. 2012.
- GRANDEMANGE, M.; GOHLKE, M.; CADOT, O. **Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 1**. Global modes and bi-stability. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 722, p. 51–84, 10 maio 2013a.
- GRANDEMANGE, M.; GOHLKE, M.; CADOT, O. **Bi-stability in the turbulent wake past parallelepiped bodies with various aspect ratios and wall effects**. *Physics of Fluids*, v. 25, n. 9, p. 095103, set. 2013b.
- GRANDEMANGE, M.; GOHLKE, M.; CADOT, O. **Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 2**. Experimental sensitivity analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 752, p. 439–461, 10 ago. 2014.
- HARDIN, J. C.; HUSSAINI, M. Y. (EDS.). **Computational Aeroacoustics**. New York: Springer-Verlag, 1993.
- HIGAKI, T.; AHUJA, K.; FUNK, R. **Dissection of Automobile Interior Noise Spectrum with Emphasis on the Infrasound Region**. In: 11TH AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE. Monterey, California: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 23 maio 2005.
- KATO, Y.; MEN'SHOV, I.; NAKAMURA, Y. **Aeroacoustics Simulations around Automobile Rear-View Mirrors**. *Journal of Fluid Science and Technology*, v. 3, n. 7, p. 892–905, 2008.
- KHALIGHI, B. et al. **Experimental and Computational Study of Unsteady Wake Flow Behind a Bluff Body with a Drag Reduction Device**. . In: SAE 2001 WORLD CONGRESS. 5 mar. 2001Disponível em: <<https://www.sae.org/content/2001-01-1042/>>. Acesso em: 14 jun. 2019
- KHALIGHI, B.; IACCARINO, G.; KHALIGHI, Y. **Automotive Flow and Acoustic Predictions using Large Eddy Simulations**. *International Journal of Fluid Mechanics Research*, v. 39, n. 3, p. 272–289, 2012.
- KRAJNOVIĆ, S.; DAVIDSON, L. **Numerical Study of the Flow Around a Bus-Shaped Body**. *Journal of Fluids Engineering*, v. 125, n. 3, p. 500, 2003.
- KRAJNOVIĆ, S.; DAVIDSON, L. **Flow Around a Simplified Car, Part 1: Large Eddy Simulation**. *Journal of Fluids Engineering*, v. 127, n. 5, p. 907, 2005a.
- KRAJNOVIĆ, S.; DAVIDSON, L. **Flow Around a Simplified Car, Part 2: Understanding the Flow**. *Journal of Fluids Engineering*, v. 127, n. 5, p. 919, 2005b.
- KUMARASAMY, S.; KARBON, K. **Aeroacoustics of an Automobile A-Pillar Rain Gutter: Computational and Experimental Study**. . In: INTERNATIONAL CONGRESS & EXPOSITION. 1 mar. 1999.

LIGHTHILL, M. J. **On sound generated aerodynamically II**. Turbulence as a source of sound. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, v. 222, n. 1148, p. 1–32, 23 fev. 1954.

LIGHTHILL, M. J.; NEWMAN, M. H. A. **On sound generated aerodynamically I**. General theory. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, v. 211, n. 1107, p. 564–587, 20 mar. 1952.

LITTLEWOOD, R.; PASSMORE, M. **The Optimization of Roof Trailing Edge Geometry of a Simple Square-Back**. In: SAE 2010 WORLD CONGRESS & EXHIBITION. 12 abr. 2010.

LUCAS, J.-M. et al. **A numerical investigation of the asymmetric wake mode of a squareback Ahmed body** – effect of a base cavity. Journal of Fluid Mechanics, v. 831, p. 675–697, 25 nov. 2017.

MACHADO, W. D. **Identificação de fontes de ruído externo de um veículo utilizando a técnica de intensidade sonora**. 2003, 134f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil, 2003.

MACHADO, W. D. **Estudo experimental e simulação de fontes de ruído aerodinâmico veicular**. 2016, 322f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, Brasil, 2016.

NAGAWKAR, B. R. **Numerical study of aeroacoustic sources generated from the wake behind the car**. 2016, 60f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Chalmers University of Technology, Gothenburg, Suécia, 2016.

PANG, J. **Noise and Vibration Control in Automotive Bodies**. 1. ed. Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2018.

PERRY, A.-K.; PAVIA, G.; PASSMORE, M. **Influence of short rear end tapers on the wake of a simplified square-back vehicle: wake topology and rear drag**. Experiments in Fluids, v. 57, n. 11, p. 169, nov. 2016.

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. 1. ed. UK: Cambridge University Press, 2000.

**Resolução CONAMA N° 01, de 11 de fevereiro de 1993** - Ministério do Meio Ambiente e da Amazônia Legal - Conselho Nacional do Meio Ambiente

**Resolução CONAMA N° 252, de 07 de janeiro de 1999** - Ministério do Meio Ambiente e da Amazônia Legal - Conselho Nacional do Meio Ambiente

RIENSTRA, S. W; HIRSCHBERG, A. **An introduction to acoustics**. Eindhoven: Eindhoven University Technology, 2004.

RODRIGUES, M. S. A. **Simulação numérica de escoamento pulsátil na aorta torácica e aneurisma**. 2017, 90f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, Brasil, 2017.

SERRE, E. et al. **On simulating the turbulent flow around the Ahmed body:** A French–German collaborative evaluation of LES and DES. *Computers & Fluids*, v. 78, p. 10–23, abr. 2013.

SOUZA, J. F. A. et al. **Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem.** *Revista Brasileira de Geofísica*, v. 291, p. 21–41, 25 fev. 2011.

VERTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics:** the finite volume method. 2. Ed. England: Person, 2007.

VOLPE, R.; DEVINANT, P.; KOURTA, A. **Experimental characterization of the unsteady natural wake of the full-scale square back Ahmed body:** flow bi-stability and spectral analysis. *Experiments in Fluids*, v. 56, n. 5, p. 99, maio 2015.

WHITE, F. M. **Viscous Fluid Flow.** 3. ed. New York: McGraw-Hill, 2006