

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ESTUDO DA FORÇA DE ARRASTO SOBRE VEÍCULOS DE TRANSPORTE DE
PESSOAS EMPREGANDO CFD

por

Vagner Abramchuk

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre

ESTUDO DA FORÇA DE ARRASTO SOBRE VEÍCULOS DE TRANSPORTE DE
PESSOAS EMPREGANDO CFD

por

Vagner Abramchuk
Engenheiro Mecânico

Dissertação submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, PROMEC, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Adriane Prisco Petry

Aprovado por:

Prof. Dr. Cristiano Vitorino da Silva - URI

Prof. Dr. Nehemias Lima Lacerda - FEMTO Ciências Aplicadas Ltda.

Prof. Dr. Sergio Viçosa Möller - UFRGS/PROMEC

Prof. Dr. Rogério José Marczak
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre

*"Scientists discover the world that exists,
engineers create the world that never was"*

Theodore von Kármán

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por ter me dado condições de lutar e alcançar este sonhado objetivo.

Sempre temos mestres a nos inspirar e nos ajudar a caminhar. Quero agradecer a minha orientadora, Adriane Prisco Petry, obrigado pelos ensinamentos, amizade e disponibilidade; Ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, aos mestres e aos funcionários.

Aos meus pais Carlos e Olga, e minha irmã Danusa, por todos ensinamentos e apoio infinito; Por entender a minha ausência em vários momentos da família, vocês são o meu porto seguro.

A minha namorada Rosiane Serrano por ter demonstrado compreensão nos momentos de ausência; Ter sido companheira, em varias viagens à UFRGS, pelo incentivo e ânimo, quando tudo parecia difícil; Agradeço por seu amor e carinho.

Obrigado a empresa Comil Ônibus S.A em nome de Carlos Viero, por ter consentido a ausência nos momentos dedicados ao estudo, auxílio nos deslocamentos até UFRGS e acreditado que este projeto proporcionaria resultados satisfatórios para empresa e sociedade.

A empresa FEMTO Ciências Aplicadas Ltda, Nehemias Lima Lacerda, Aluizio Pantaleão e Ricardo Flatschart, por todo apoio e auxílio na realização deste trabalho; Pela capacidade de transmitir o conhecimento da mecânica dos fluidos de maneira objetiva a aplicada.

RESUMO

Com o avanço tecnológico dos computadores e o desenvolvimento de programas de simulação de fluidos, propiciando resultados cada vez mais sofisticados e eficazes, ocorreu uma redução significativa no tempo e nos custos computacionais para conceber veículos mais seguros e com menos agressão ao meio ambiente, devido ao seu menor consumo de combustível. Contudo, mesmo com o uso da Dinâmica dos Fluidos Computacional bastante disseminado, ainda são divergentes as informações sobre o nível de concordância esperado entre os resultados obtidos, por meio da simulação, quando comparada com os resultados medidos experimentalmente. Este trabalho apresenta uma sequencia metodológica para determinação das forças de arrasto sobre um veículo de transporte de pessoas (ônibus), de maneira a transmitir a compreensão dos fenômenos que envolvem o problema, a sequencia necessária de simulações e conceitos que devem ser atribuídos para obtenção de respostas coerentes. Primeiramente é abordada a análise de problemas com respostas experimentais disponíveis e assim validando a metodologia de simulação para cada parâmetro abordado, domínio, malha, discretização da camada limite e modelos de turbulência. Com base nas definições destes parâmetros são realizadas as simulações de um problema em escala real do escoamento de fluidos sobre um ônibus. A metodologia empregada para estimar os parâmetros de simulação é apresentada em forma de uma sequencia de cálculos, de fácil utilização. Os resultados demonstram que o uso do método numérico na criação de veículos pode ser ampliado, com significativa redução de ensaios experimentais. A análise numérica apresentada ratifica a metodologia numérica como importante ferramenta para aprimorar o projeto de veículos, com menor coeficiente de arrasto e maior estabilidade aerodinâmica, com isto proporcionando a redução do consumo de combustível, somados com benefícios secundários significativos, tais como, baixo acúmulo de sujeira, melhorando a visibilidade, ruído aerodinâmico reduzido e até menor fadiga do condutor.

Palavras-chave: Simulação CAE-CFD; Validação de metodologia; Modelos de turbulência; Camada limite; Aerodinâmica de ônibus.

ABSTRACT

The technological advancement of computers and the development of fluid simulation software providing results increasingly sophisticated and effective, has resulted in a significant reduction in time and computational cost to develop safer vehicles with less harm to the environment due to its lower fuel consumption. However, even with quite widespread Computational Fluid Dynamics use, there is still conflicting information on the expected level of agreement among the results obtained by simulation, when compared with the experimentally measured results. This work presents a methodological sequence to determine the drag force on a vehicle for people transportation (bus), in order to convey the understanding of phenomena involving the problem, the required sequence of simulations, and concepts that should be assigned to obtain coherent answers. At first, one approaches the analysis of problems with available experimental answers, thus validating the simulation methodology for each parameter approached, domain, mesh, discretization of the boundary layer and turbulence models. Based on the definitions of these parameters, simulations of an actual scale problem of fluid flow on a bus are performed. The methodology used to estimate the simulation parameters is presented in the form of a sequence of calculations easy to use. The results show that the use of the numerical method for creating vehicles can be expanded with a significant reduction in experimental tests. The numerical analysis presented confirms the numerical methodology as an important tool to upgrade the design of vehicles, with lower drag coefficient and greater aerodynamic stability, thus providing a reduction of fuel consumption, added to significant secondary benefits, such as low dirt accumulation, improving visibility, reduced aerodynamic noise and even less driver fatigue.

Keywords: Simulation; CAE-CFD; Validation of Methodology; Turbulence Models ; Boundary Layer ; Bus Aerodynamics.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Objetivos	3
1.2	Estrutura do trabalho	3
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1	Inclinação e arredondamento das arestas frontais	7
2.2	CFD para aerodinâmica veicular	9
3	REFERENCIAL TEÓRICO	12
3.1	Fluidos, forças atuantes e propriedades.	12
3.2	Camada limite laminar e turbulenta.	12
3.2.1	Características da camada limite	14
3.2.2	Camada limite	16
3.2.3	Camada limite turbulenta	21
3.3	Metodologia Matemática	27
3.3.1	Equação da conservação de massa e quantidade de movimento	29
3.3.2	Modelagem da Turbulência	31
3.4	Fechamento do problema	34
3.4.1	Modelo de turbulência $k-\varepsilon$	35
3.4.2	Modelo de turbulência $k-\omega$.	37
3.4.3	Modelo de turbulência <i>shear stress transport SST</i>	37
4	METODOLOGIA COMPUTACIONAL	41
4.1	Crítério de convergência	42
4.2	Índice de convergência de malha, GCI	43
4.3	Metodologia para estimar a espessura da camada limite	45
4.4	Análise para avaliação esfera	47
4.4.1	Construção do modelo e domínio	49
4.4.2	Malha, domínio e camada limite	50
4.4.3	Condições de contorno	51
4.4.4	Respostas caso esfera	52
5	RESULTADOS	55
5.1	Simulação ônibus em escala reduzida	55
5.1.1	Respostas experimentais obtidas para Ônibus em escala reduzida	55

5.1.2	Construção do modelo computacional e domínio estabelecidos para o ônibus em escala reduzida.....	56
5.1.3	Respostas caso ônibus em escala reduzida	58
5.2	Simulação ônibus em escala natural	60
5.2.1	Construção e características geométricas do ônibus em escala natural	60
5.2.2	Domínio	62
5.2.3	Características da malha	63
5.2.4	Condições de contorno do domínio	66
5.3	Resultados simulação ônibus em escala natural	67
5.3.1	Força de arrasto sobre o ônibus em escala real, modelo de turbulência $k-\varepsilon$	68
5.3.2	Força de arrasto sobre o ônibus em escala natural, modelo de turbulência $k-\omega$	71
5.3.3	Força de arrasto sobre o ônibus em escala real, modelo de turbulência SST	73
5.3.4	Quadro resumo dos resultados obtidos pela escolha do modelo de turbulência no caso do ônibus em escala real.....	74
5.3.5	Visualização do escoamento em torno do ônibus em escala natural	76
5.4	Proposta de aprimoramento aerodinâmico para o ônibus estudado.....	78
6	CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	82
6.1	Estudos futuros	83
	REFERÊNCIAS	85
	APÊNDICE A	89

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Resistência imposta sobre veículos.....	1
Figura 2.1 – Desenvolvimento da parte frontal da <i>Van VW</i>	5
Figura 2.2 – Evolução do coeficiente de arrasto do carro modelo <i>Chrysler's</i>	6
Figura 2.3 – Influência da distância entre veículos sobre o arrasto.....	6
Figura 2.4 – Coeficiente de arrasto de veículos.....	7
Figura 2.5 – Influência do arredondamento das arestas.	8
Figura 2.6 – Coeficiente de arrasto em função do ângulo de inclinação traseira ϕ do corpo de Ahmed, comparativamente com simulação computacional.	11
Figura 3.1 – Formação de camada limite sobre placa plana.....	14
Figura 3.2 – Camada limite, com as regiões: laminar, transição, turbulenta e respectivas subcamadas.....	15
Figura 3.3 – Camada limite, regiões: laminar, transição e turbulenta antecipada pela adição de tropeço.	16
Figura 3.4 – Camada limite com as regiões: laminar, transição, turbulenta.....	17
Figura 3.5 – Perfil de <i>Blasius</i> em variáveis de similaridade para a camada limite em placa plana com $Re = 3,64.10^5$	18
Figura 3.6 – Espessuras de deslocamento e momento em relação à camada limite.....	20
Figura 3.7 – Perfis de velocidade em variáveis adimensionais para camadas limite laminar e turbulenta.	22
Figura 3.8 – Teorias aplicáveis à camada limite turbulenta de escoamento sobre placa plana com $Re = 1,0. 10^7$	24
Figura 3.9 – Coeficiente de fricção para escoamento paralelo sobre placa plana.	26
Figura 4.1 – Curva experimental de Schlichting e rosa da variação do coeficiente de arrasto pelo número de Reynolds. Ajuste de curva Morrison.	48
Figura 4.2 – (a) Vista frontal do ônibus; (b) Modelo em CAD esfera.	49
Figura 4.3 – Domínio construído para a simulação do escoamento sobre a esfera.	50
Figura 4.4 – Malha na região da camada limite sobre a esfera.	51
Figura 4.5 – Malha domínio esfera.....	51
Figura 4.6 – Condições de contorno caso esfera.	52
Figura 4.7 – Vetores velocidade da camada limite sobre a esfera (escala em m/s).....	53
Figura 4.8 – Perfil de escoamento laminar e turbulento sobre a esfera.....	53

Figura 4.9 – (a) Visualização do escoamento experimental; (b) Campo de velocidade da simulação.....	54
Figura 5.1 – Esquema de montagem do modelo na balança	55
Figura 5.2 – Dimensões características do modelo em milímetros.	56
Figura 5.3 – Condições de contorno estabelecidas sobre o domínio, modelo em escala reduzida.	57
Figura 5.4 – Variação do coeficiente de arrasto C_D pela quantidade de elementos do domínio, caso modelo em escala reduzida.....	58
Figura 5.5 – Vista lateral esquerda do modelo, com a descrição dos fios de lã durante ensaio de visualização,.....	59
Figura 5.6 – Vista lateral esquerda do modelo, com o perfil da velocidade oriunda da simulação numérica, com detalhe da região de recirculação na traseira.	59
Figura 5.7 – Ônibus rodoviário Campione 3.65 da fabricante Comil Ônibus S.A.....	61
Figura 5.8 – Modelo em CAD do ônibus; (a) Vista lateral escala em metros, (b) Vista isométrica.	61
Figura 5.9 – Domínio criado sobre o modelo para simulação do escoamento.....	62
Figura 5.10 – Dimensões do domínio computacional criado sobre o ônibus, dimensões em metros.	63
Figura 5.11 – Malha camada limite, zona de transição e domínio gerado sobre o ônibus, vista lateral (a) e isométrica (b).....	64
Figura 5.12 – Malha sobre o domínio com escala de dimensões em milímetros dos elementos.	65
Figura 5.13 – Visualização global da malha sobre ônibus em escala natural e domínio.	65
Figura 5.14 – Condições de contorno caso ônibus escala real.	66
Figura 5.15 – Plotagem y^+ sobre o ônibus das malhas com (a) 8.304.900; (b) 9.789.886; (c) 10.912.635; (d) 14.456.228 e (e) 22.576.321 de elementos.	68
Figura 5.16 – Variação do coeficiente de arrasto (C_D) pela quantidade de elementos do domínio. Modelo de turbulência $k-\varepsilon$. Software NX TM FLOW.	69
Figura 5.17 – Variação do coeficiente de arrasto (C_D) pela quantidade de elementos do domínio. Software ANSYS TM CFX e NX TM FLOW.....	70
Figura 5.18 – Resíduo de simulação da malha mais refinada com o modelo de turbulência $k-\omega$. Software ANSYS TM CFX.....	72
Figura 5.19 – Variação do coeficiente de arrasto (C_D) pela quantidade de elementos do domínio. Modelo de turbulência $k-\omega$. Software ANSYS TM CFX.	72

Figura 5.20 – Variação do coeficiente de arrasto (CD) pela quantidade de elementos do domínio. Modelo de turbulência <i>SST</i> . Software ANSYS TM CFX.	74
Figura 5.21 – Variação do coeficiente de arrasto (CD) pela quantidade de elementos do domínio e escolha do modelo de turbulência.	75
Figura 5.22 – Plotagem da pressão incidente sobre o ônibus. (a) Vista frontal, (b) lateral e (c) isométrica.	76
Figura 5.23 – (a) Distribuição da velocidade sobre o ônibus e seu domínio; (b) detalhe região frontal e (c) detalhe região traseira.	77
Figura 5.24 – Distribuição das linhas de corrente no entorno do ônibus.	77
Figura 5.25 – Vetores velocidade na região posterior do ônibus.	78
Figura 5.26 – Modelo CAD da primeira proposta de melhoria do ônibus com medidas em metros. (a) Vista lateral e (b) vista isométrica.	79
Figura 5.27 – Principais diferenças com medidas em milímetros da nova geometria proposta em relação ao modelo inicial.	80
Figura 5.28 – Perfil de pressão sobre o ônibus com a nova proposta de geometria.	80
Figura 6.1 – Classificação das baleias baseada na velocidade de cruzeiro e monobrabilidade para alimentação.	84
Figura A.1 – Resíduos solução, modelo de turbulência <i>k-ε</i> , malha 8.304.900 de elementos, software NX TM -FLOW.	93
Figura A.2 – Resíduos solução, modelo de turbulência <i>k-ε</i> , malha 9.789.886 de elementos, software NX TM -FLOW.	93
Figura A.3 – Resíduos solução, modelo de turbulência <i>k-ε</i> , malha 10.912.635 de elementos, software NX TM -FLOW.	93
Figura A.4 – Resíduos solução, modelo de turbulência <i>k-ε</i> , malha 14.456.228 de elementos, software NX TM -FLOW.	94
Figura A.5 – Resíduos solução, modelo de turbulência <i>k-ε</i> , malha 22.576.321 de elementos, software NX TM -FLOW.	94
Figura A.6 – Resíduos solução, modelo de turbulência <i>k-ε</i> , malha 8.304.900 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	95
Figura A.7 – Resíduos solução, modelo de turbulência <i>k-ε</i> , malha 9.789.886 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	95
Figura A.8 – Resíduos solução, modelo de turbulência <i>k-ε</i> , malha 10.912.635 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	95

Figura A.9 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\varepsilon$, malha 14.456.228 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	96
Figura A.10 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\omega$, malha 8.304.900 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	97
Figura A.11 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\omega$, malha 9.789.886 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	97
Figura A.12 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\omega$, malha 10.912.635 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	97
Figura A.13 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\omega$, malha 14.562.228 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	98
Figura A.14 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\omega$, malha 22.576.321 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	98
Figura A.15 – Resíduos solução, modelo de turbulência SST , malha 8.304.900 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	99
Figura A.16 – Resíduos solução, modelo de turbulência SST , malha 9.789.886 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	99
Figura A.17 – Resíduos solução, modelo de turbulência SST , malha 10.912.635 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	99
Figura A.18 – Resíduos solução, modelo de turbulência SST , malha 14.456.228 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	100
Figura A.19 – Resíduos solução, modelo de turbulência SST , malha 22.576.321 de elementos, software ANSYS TM -CFX.	100

LISTA DE TABELA

Tabela 3.1 – Parâmetros físicos característicos para o estudo aerodinâmico de placas planas.	23
Tabela 3.2 – Constantes das equações do modelo de turbulência SST.	39
Tabela 4.1 – Dados de entrada estimativa da camada limite, planilha.....	46
Tabela 4.2 – Cálculo do coeficiente de fricção superficial local.....	46
Tabela 4.3 – Espessura total da camada limite.....	47
Tabela 4.4 – Coeficiente de arrasto total para os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e SST.....	54
Tabela 5.1 – Coeficiente de arrasto total obtidos experimentalmente pela variação do número de Reynolds.	56
Tabela 5.2 – Variação do coeficiente de arrasto total com a quantidade de elementos e modelos de turbulência.	58
Tabela 5.3 – Características das malhas geradas para a discretização do domínio.	66
Tabela 5.4 – Número de interações e tempo de processamento para a resolução do problema no software NX TM FLOW no modelo de turbulência $k-\varepsilon$	69
Tabela 5.5 – Número de interações e tempo de processamento para a resolução do problema no software ANSYS TM CFX no modelo de turbulência $k-\varepsilon$	70
Tabela 5.6 – Número de interações e tempo de processamento para a resolução do problema no software ANSYS TM CFX, modelo de turbulência $k-\omega$	71
Tabela 5.7 – Número de interações e tempo de processamento para a resolução do problema no software ANSYS TM CFX no modelo de turbulência SST.....	73

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CAD	<i>Computer aided design</i>
GCI	<i>Grid Convergence Index</i>
GESTE	Grupo de Estudantes Térmicos e Energéticos
$k-\epsilon$	<i>k-epsilon</i>
$k-\omega$	<i>k-omega</i>
MDF	Método das diferenças Finitas
MEF	Método dos elementos Finitos
MVF	Método dos volumes Finitos
ONERA	<i>Office National Etudes Recherches Aéropatiales</i>
PROMECC	Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
RAM	<i>Random Access Memory</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
SST	<i>Shear-Stress Transport</i>
NX	Unigraphics
UFRGS	Universidade Federal do Rio Grande do Sul

LISTA DE SIMBOLOS

\tilde{P}	Acumulo de turbulência	(-)
α	Ângulo de ataque	(°)
β	Ângulo de escoamento relativo em relação à direção radial	(-)
A_t	Área transversal	(m ²)
C_D	Coefficiente de arrasto total	(-)
C_f	Coefficiente de fricção	(-)
a_p	Coefficiente representativo do volume de controle	(-)
L	Comprimento	(m)
L_C	Comprimento característico	(m)
B	Constante (5,0 e 5,5)	(-)
C_μ	Constante adimensional empírica	(-)
K	Constante de Von. Karman	(-)
R	Constante dos gases	(J/kg.K)
n	Constante para turbulência homogênea	(-)
Y^+	Densidade de malha primeira camada de elementos	(-)
f''	Derivada da função em segunda ordem	(-)
f'''	Derivada da função em terceira ordem	(-)
D	Derivada material da componente velocidade	(-)
y	Distância em relação à parede	(m)
E_c	Energia cinética	(m ² /s ²)
e	Energia interna	(J)
E_p	Energia potencial	(J)
E	Energia total	(J)
e	Erro elástico	(-)
ε	Erro relativo	(-)
l_m	Escala de comprimento	(m)
ω	Escala de tempo	(s)
δ	Espessura da camada limite	(m)
δ^*	Espessura de deslocamento	(m)
θ	Espessura de momento	(m)
k	Expoente isoentrópico do gás	(-)

F_s	Fator de segurança	(-)
$\frac{du}{dy}$	Gradiente da velocidade	(m/s)
g	Gravidade	(m/s ²)
GCI	<i>Grid Convergence Index</i>	(%)
m	Massa	(kg)
ρ	Massa específica	(kg/m ³)
E_v	Módulo de compressibilidade	(Pa)
M	Número de Mach	(-)
Re	Número de Reynolds	(-)
N	Número total de graus de liberdade	(-)
γ	Peso específico do fluido	(N/m ³)
p	Pressão absoluta	(Pa)
r	Razão de refinamento	(-)
r_ϕ	Resíduo do volume de controle	(-)
r_ϕ	Resíduo do volume de controle	(-)
ε	Rugosidade superficial	(m)
y^+	Subcamada viscosa	(-)
\dot{Q}	Taxa de transferência de calor no sistema	(-)
\dot{W}	Taxa de transferência de trabalho no sistema	(-)
T	Temperatura	(K)
t	Tempo	(s)
τ	Tensão de cisalhamento	(m ² /s ²)
W_{cdt}	Valores de incerteza	(-)
ϕ	Variáveis da solução	(-)
Δ_ϕ	Variáveis do domínio	(-)
η	Variável de similaridade	(-)
Ω	Velocidade angular	(rad/s)
u^*	Velocidade de fricção	(m/s)
U	Velocidade de referência	(m/s)
u_∞	Velocidade do escoamento	(m/s)
c	Velocidade do som	(m/s)

V_{med}	Velocidade média do escoamento	(m/s)
\vec{V}	Vetor velocidade	(m/s)
ν	Viscosidade cinemática	(m ² /s)
μ	Viscosidade dinâmica do fluido	(kg/m.s)
u_t	Viscosidade turbulenta	(kg/m.s)
V	Volume	(m ³)

1 INTRODUÇÃO

A preocupação com o meio ambiente é enfatizada nas últimas décadas, e faz com que a cada novo projeto de veículo, sejam utilizadas tecnologias que propiciem menor impacto ambiental. Estudos desenvolvidos pela *United States Environmental Protection Agency* (EPA), 2012 apontam que a origem dos poluentes atmosféricos é derivada, em maior percentual, de veículos automotores, que utilizam combustíveis oriundos do petróleo como a gasolina e o óleo diesel, representando 50% da poluição do ar no meio ambiente. Neste contexto, o aprimoramento da aerodinâmica veicular desempenha papel importante na redução da emissão de poluentes, em virtude da redução do consumo de combustível de um veículo, na realização de um trajeto específico.

O estudo aerodinâmico engloba o movimento relativo de gases e as forças que exercem em corpos sólidos neles imersos. De uma forma geral a aerodinâmica, como ciência específica, passou a ter maior importância industrial com o surgimento dos aviões e dos automóveis, pois estes precisavam mover-se tendo a menor resistência possível com o ar, possibilitando rapidez e menor consumo de combustível. As forças aerodinâmicas incidentes sobre veículos são força de arrasto, forças laterais e momentos. A intensidade desta resistência depende do tipo de veículo e principalmente da velocidade no deslocamento. Conforme demonstrado por Götz, 1977, quando a velocidade é superior a 80 km/h a força aerodinâmica representa mais de 50% da resistência imposta sobre o veículo, sobrepondo o atrito que os pneus exercem sobre a pista, observar Figura 1.1.

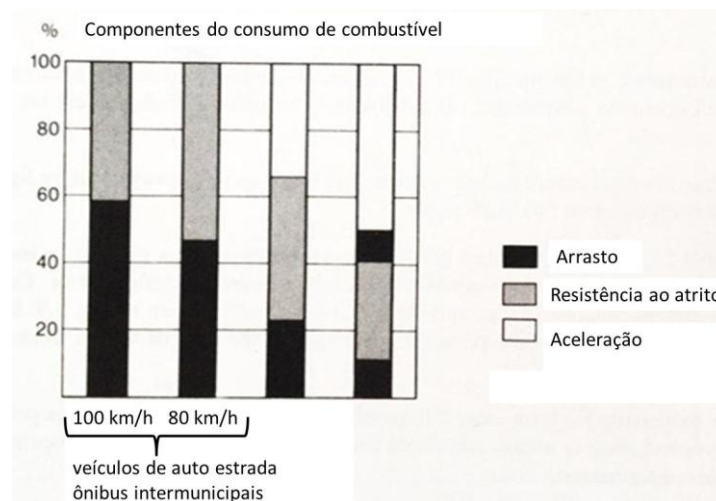


Figura 1.1 – Resistência imposta sobre veículos.

(Fonte: Götz, 1977)

O estudo aerodinâmico de veículos é de extrema importância no Brasil, visto que grande parte do transporte terrestre de passageiros e cargas são realizadas por ônibus e caminhões, os quais trafegam em velocidades propícias para este tipo de estudo. Qualquer possibilidade de redução no consumo de combustível resulta em menos poluição ambiental e, do ponto de vista empresarial, a redução de custos operacionais, representando menor preço dos produtos para o consumidor.

Para tanto a geometria dos ônibus, veículo objeto deste estudo, pode ser amplamente trabalhada por possuírem áreas frontais e extensões grandes. A inclinação frontal ou arredondamento nas extremidades do domínio do objeto, por exemplo, podem reduzir o arrasto em 40%. [Gilhaus,1981].

Contudo, mesmo com a gama de benefícios ambientais, econômicos e a possibilidade técnica de redução de arrasto, observa-se que os fenômenos aerodinâmicos sobre veículos não são de fácil captação em modelos reais, devido principalmente à turbulência. Neste sentido ensaios experimentais proporcionam resultados satisfatórios, contudo a concepção dos projetos torna-se demorado em virtude da necessidade de construção de modelos para cada nova projeto e isto aumenta o custo significativamente.

A simulação computacional em CFD (*Computational Fluid Dynamics*) pode proporcionar resultados confiáveis, por reproduzir os elevados números de *Reynolds* sobre protótipos em escala real com custo de desenvolvimento menor. Porém, as condições de contorno e principalmente a malha empregada para discretizar o problema, devem representar de maneira confiável os fenômenos envolvidos.

Assim para o desenvolvimento do presente trabalho foram realizadas simulações computacionais do escoamento usando o CFD sobre um protótipo em escala real de um ônibus disponível no mercado, a fim de analisar a força de arrasto aerodinâmica atuante durante seu deslocamento. Para isso apresenta-se uma metodologia de geração de malhas computacionais na camada limite, permitindo discretizar coerentemente os fenômenos envolvidos desta região. Assim foram analisadas possíveis formas do ônibus, pertinente de alterações, visando à redução no coeficiente de arrasto, e, conseqüentemente, menor consumo de combustível e uma redução no impacto ambiental.

1.1 Objetivos

O objetivo principal deste trabalho foi apresentar uma análise do escoamento de ar sobre veículos de transporte rodoviário de passageiros, visando à obtenção das forças de arrasto atuantes, com a indicação de melhorias geométricas para estes veículos. Como objetivos específicos, tem-se:

- a) validação da metodologia através da simulação de um objeto conhecido em escala equivalente ao veículo real que será estudado;
- b) validação da simulação computacional com um caso experimental em escala reduzida de um ônibus disponível na literatura, verificando a veracidade dos resultados;
- c) simulação computacional do protótipo proposto em escala real;
- d) avaliação dos modelos de turbulência e verificação dos resultados.

1.2 Estrutura do trabalho

A metodologia adotada para este estudo foi composta inicialmente no aspecto geral de trabalhos e estudos já realizados no contexto da aerodinâmica veicular e sua evolução durante os últimos anos. Na sequência foi abordada a seguinte metodologia, a qual engloba o problema:

- escoamento de fluídos, suas forças atuantes e propriedades;
- camada limite laminar e turbulenta;
- condições de contorno e métodos numéricos;
- atuação das forças de arrasto;
- modelagem de similaridade e análise de escala;
- revisão bibliográfica;
- metodologia;
- resultados;
- conclusões.

A validação da simulação em CFD foi realizada com a análise da força de arrasto e do perfil de escoamento sobre uma esfera com dimensões similares a geometria de um ônibus,

seguido da comparação da força de arrasto atuante sobre um modelo em escala reduzida que possui resultados experimentais na literatura. Finalizado com a análise da força de arrasto aerodinâmico que o protótipo de ônibus em escala real sofre, propondo melhorias nas curvaturas frontais e traseira.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Autoveículos comerciais de transporte de passageiros possuem características específicas, as quais restringem mudanças radicais em suas geometrias. Visto que requisitos estruturais, principalmente de segurança ou capacidade de acomodação de pessoal, impactam sobre estas alterações. Desta maneira, o acréscimo de perfis aerodinâmicos ou aperfeiçoamentos de superfícies, são algumas das possibilidades de produção de resultados relevantes.

Möller, E., 1951, revolucionou a geração de veículos comerciais quando provou experimentalmente a redução de 50% na força de arrasto com o arredondamento dos cantos da parte dianteira da *Van Volkswagen (VW)*, conforme mostrado na Figura 2.1.

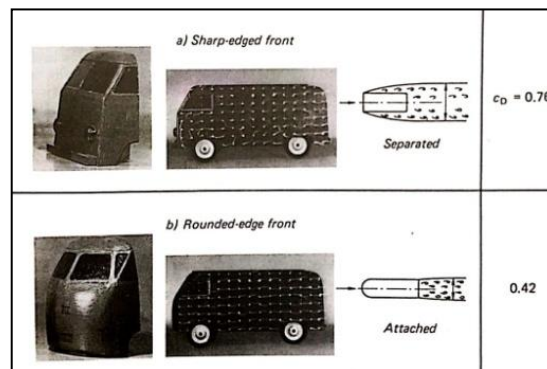


Figura 2.1 – Desenvolvimento da parte frontal da *Van VW*.

(Fonte: Möller, E. 1951)

Os resultados apresentados proporcionaram questionamentos, assim iniciou-se o interesse em estudar o escoamento de ar sobre veículos automotores. Contudo, na década de 1950, as ferramentas disponíveis para este tipo de análise eram os ensaios experimentais, os quais apresentavam elevado custo, devido à necessidade de gerar modelos físicos para toda nova ideia. Com a evolução de computadores e *softwares* de simulação de escoamentos de fluidos foi possível desenvolver estudos com menor custo operacional, tornando viável financeiramente a sua utilização.

Em 1995, a empresa *Chrysler* disponibilizou estudos, onde aponta à diminuição do coeficiente de arrasto do carro modelo *Chrysler's* com a alteração das suas linhas frontais, conforme demonstra a Figura 2.2. Ressaltando que até o ano de 1990 todo novo projeto da empresa necessitava de ensaio experimental para obtenção das forças de arrasto e,

posteriormente, com a inserção dos computadores este valor diminuiu para 3 ensaios experimentais para cada 8 novos modelos.

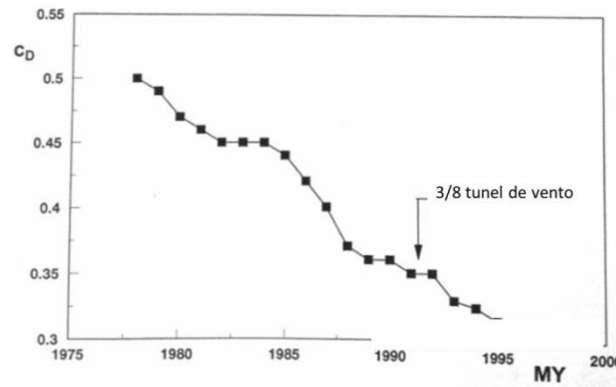


Figura 2.2 – Evolução do coeficiente de arrasto do carro modelo *Chrysler's*.

(Fonte: Küchemann, 1995)

Atualmente, o estudo do comportamento do escoamento de ar sobre veículos automotores utilizando ferramentas de simulação, tornou-se fundamental para novos projetos de veículos que se propõem em atingir o nível ótimo em performance aerodinâmica. Contudo, Ingram, 1978, mostrou que as forças de arrasto aerodinâmico são extremamente sensíveis às alterações de posicionamento do veículo ou direção que o ar incidente sofre sobre ele. E mesmo estes sendo geometricamente iguais, aumentam ou diminuem o coeficiente de arrasto, dependendo de sua localização em relação a outro veículo, conforme mostra a Figura 2.3.

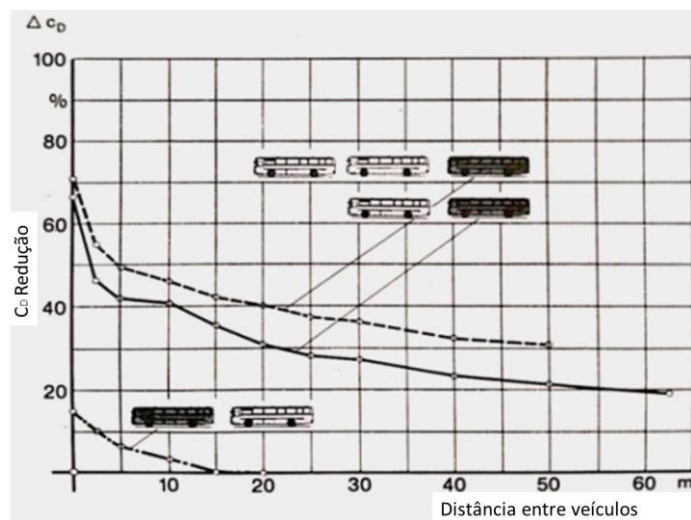


Figura 2.3 – Influência da distância entre veículos sobre o arrasto.

(Fonte: Ingram, 1978)

Estudos de aperfeiçoamento aerodinâmico, desenvolvidos nos últimos anos, alteraram conceitos de formas extremamente significativas para o desempenho de veículos de transporte de carga e pessoas, envolvendo: i) inclinação frontal e traseira com arredondamento de arestas; ii) adição de dispositivos aerodinâmicos em veículos de transporte, diminuindo o coeficiente de arrasto. Estes e outros fatores estão descritos nos próximos subcapítulos.

2.1 Inclinação e arredondamento das arestas frontais

As forças de arrasto aerodinâmico atuantes sobre veículos leves, de passageiros ou de transporte de carga, possuem diferentes valores. Wetterdienst, 1981, publicou possíveis intervalos de coeficientes de arrasto que cada tipo de veículo possui, principalmente devido ao tamanho da área frontal do veículo. Isso pode ser observado na Figura 2.4.

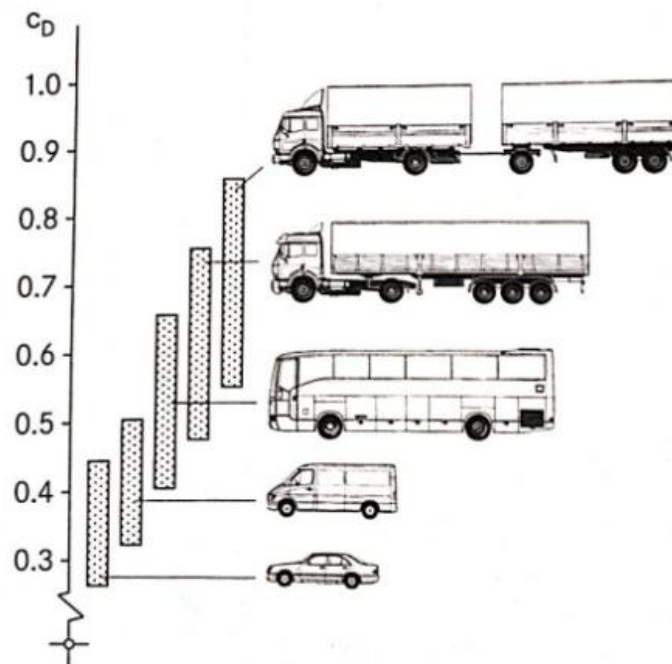


Figura 2.4 – Coeficiente de arrasto de veículos.

(Fonte: Wetterdienst, 1981)

Conforme expresso na Figura 2.4, o arrasto do ônibus é aproximadamente 1,6 vezes maior que de um veículo leve de transporte, variando entre 0,40 à 0,65, dependendo do projeto aerodinâmico envolvido. Com o arredondamento das arestas frontais do ônibus, por exemplo, é possível obter uma significativa redução das forças de arrasto. Segundo Gardell,

1980, o raio que envolve esta curvatura (R) possui maior influência quando superior à 120 mm, porém ao dobrar este valor, os resultados são praticamente iguais e tornam-se irrisórios. Isso pode ser observado na Figura 2.5.

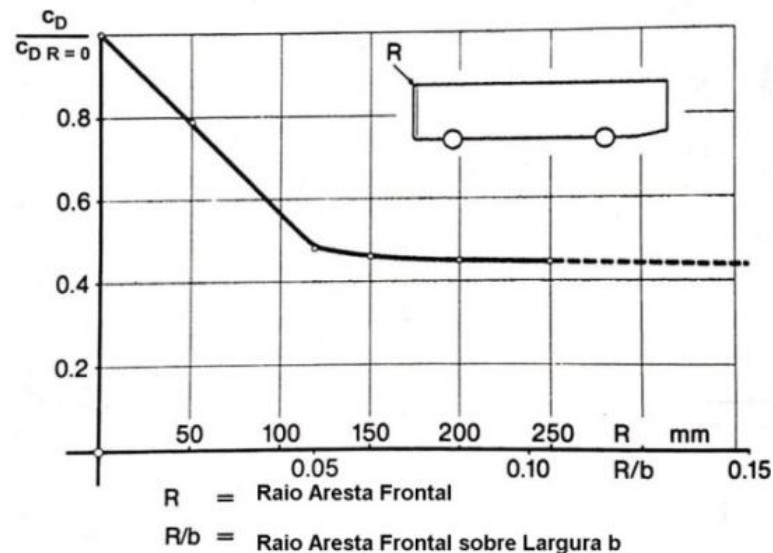


Figura 2.5 – Influência do arredondamento das arestas.

(Fonte: Gardell, 1980)

Este arredondamento, segundo Gilhaus, 1981 pode ser ainda mais eficiente, porém, não com a mesma eficiência das curvaturas, quando a parte frontal do veículo é inclinada. Fisicamente este fato ocorre pela altura do ponto de estagnação do escoamento de ar em relação ao solo. Partes frontais mais arredondadas e mais baixas causam pontos de estagnação do fluido em pontos baixos e conseqüentemente forças de arrasto menores. Isso pode ser explicado devido ao caminho percorrido sobre o teto ser maior, assim as partículas de fluido ganham velocidade, conseqüentemente mais energia e, desta maneira vencem com maior facilidade o obstáculo.

Hucho et al. (1987), ao conduzir uma serie de experimentos com um modelo de ônibus de formas simplificadas em escala 1:10, observaram que a presença de uma superfície mais alongada na parte traseira resultava uma redução de arrasto, em relação ao modelo que não apresentava nenhuma alteração nas superfícies. No entanto, a alteração no formato da carroceria do ônibus ocasionava a redução do número de passageiros e também, com o aumento do comprimento do veículo, uma limitação na sua manobrabilidade.

2.2 CFD para aerodinâmica veicular

As pesquisas em dinâmica dos fluidos podem ser classificadas em experimental, analítica e computacional, sendo esta última o objeto de estudo desta pesquisa. A simulação numérica do escoamento do ar em uma superfície automobilística é uma técnica computacional muito importante no desenvolvimento dessas geometrias. Os testes em túnel de vento apresentam alto custo, quando comparados com testes computacionais. Observa-se que melhorias destes tipos de estudo são decorrentes do desenvolvimento de computadores cada vez mais potentes e da elaboração de estudos e métodos numéricos cada vez mais eficazes. O que resulta em dados mais precisos e diminui a quantidade de testes experimentais.

CFD é uma ferramenta da mecânica dos fluidos. O qual aborda várias classes de fenômenos, como escoamentos aerodinâmicos, reações químicas, combustão e trocas de calor. Bem como métodos matemáticos e algoritmos baseados nas leis de conservação de massa, momento e energia, em concordância com as condições de contorno e iniciais bem definidas são aplicados, gerando valores de suas variáveis, como pressão, velocidade, temperatura e forças, dentro de um campo de operação no regime estacionário ou no transiente.

Segundo Queiroz, 2008, os métodos de CFD começaram a ser desenvolvidos na década de 1960 para resolver equações lineares e com interface bidirecional. Dentre as vantagens da utilização do CFD é destacado o baixo custo de aquisição e a operação. Assim como apresentam informações detalhadas sobre o escoamento de ar estudado, com fácil acesso aos dados de saída e permitem a rápida mudança de parâmetros, podendo simular o escoamento de fluidos com detalhamento realístico da geometria em questão. Contudo, simulações em CFD não são totalmente confiáveis, pois há algumas simplificações de condições de contorno e também de geometria, bem como limitações dos modelos matemáticos, ainda em desenvolvimento.

Shaw, 1992, destaca três técnicas utilizadas para solucionar as equações governantes do escoamento de um fluido:

- o Método de Elementos Finitos (MEF), caracterizado como hábil no tratamento de geometrias, mas sem ferramentas para tratar os termos advectivos, presentes nas equações do movimento, é direcionado para área estrutural na solução de problemas de elasticidade;

- o Método das Diferenças Finitas (MDF), empregado na área de mecânica dos fluidos, porém considerado limitado nos quesitos de geometrias complexas, possui termos com não-linearidades, por envolverem as equações de *Navier-Stokes*;
- o Método dos Volumes Finitos (MVF), no qual as equações aproximadas são obtidas através de balanços de conservação em um volume elementar. O MVF atualmente é o método mais empregado, devido às características conservativas em nível discreto e sua alta robustez, o que é muito importante em escoamentos de fluidos, pois a solução da equação diferencial é em nível de volumes finitos. [Maliska, 2004].

Esta terceira técnica, desenvolvida por Patankar, 1980, surgiu em virtude de dificuldades dos métodos até então desenvolvidos. Contudo, mesmo sendo uma técnica confiável, devido a necessidade de discretização do problema por malha e simplificações das condições de contorno para a simulação, ainda é realizado estudos de calibração do modelo em tuneis aerodinâmicos virtuais utilizando resultados experimentais existentes na literatura e comparando com as respostas obtidas na simulação.

Assim é destacado o corpo de Ahmed, 1981. Pioneiro nas pesquisas sobre aerodinâmica ao estudar a influência da inclinação da superfície traseira sobre a variação do coeficiente de arrasto. A estrutura da esteira que é formada na parte traseira dos veículos é uma região de recirculação e de formação de um par de vórtices longitudinais, nos diferentes ângulos de modelos testados. Ahmed, 1983 analisou a influência da inclinação da superfície traseira sobre a esteira e também sobre o coeficiente de arrasto, verificando que em uma angulação de 15° da superfície traseira forma-se uma região de recirculação. Com angulação de 10° , o escoamento nessa superfície permanece colado, assim concluindo que o menor valor do arrasto era obtido com angulação de $12,5^\circ$.

Korkischko, 2006 apresenta medições do arrasto sobre o corpo de Ahmed utilizando um canal de água circulante realizando uma comparação com resultados obtidos através de simulação CFD através do software Fluent 6.2. Três modelos de turbulência foram utilizados para as simulações: *k- ω* , *k- ω SST* e *Spalart-Allmaras*. Segundo o autor, os modelos *k- ω SST* e *Spalart-Allmaras* são os mais adequados para a análise deste tipo de escoamento e foram capazes de prever adequadamente o coeficiente de arrasto. Para a configuração do corpo de Ahmed, com ângulo de 30° , o experimento obteve 85% do arrasto devido à pressão e os outros 15%, devido à viscosidade. No caso da simulação, com o modelo *k- ω SST* obteve-se 86,6% de arrasto devido à pressão e 13,4% de arrasto devido à viscosidade. Já para a

simulação com o modelo *Spalart-Allmaras* os resultados obtidos foram 84,1% de arrasto devido à pressão e 15,9% de arrasto devido à viscosidade. Verifica-se que o resultado da simulação com o modelo *Spalart-Allmaras* coexiste com mais precisão do resultado experimental.

Além da escolha adequada do modelo de turbulência, outro fato importante na simulação numérica é o tamanho da malha e domínio, sendo este, segundo Freitas, 2010, em estudos também realizados sobre corpo de Ahmed, 1981, sem influência significativa sobre os valores de coeficiente de arrasto obtidos. Por outro lado, o tamanho da malha apresenta grande importância, principalmente na região da esteira. A influência do ângulo de inclinação traseira ϕ sobre o coeficiente de arrasto, obtidos por Freitas, 2010 é mostrado na Figura 2.6.

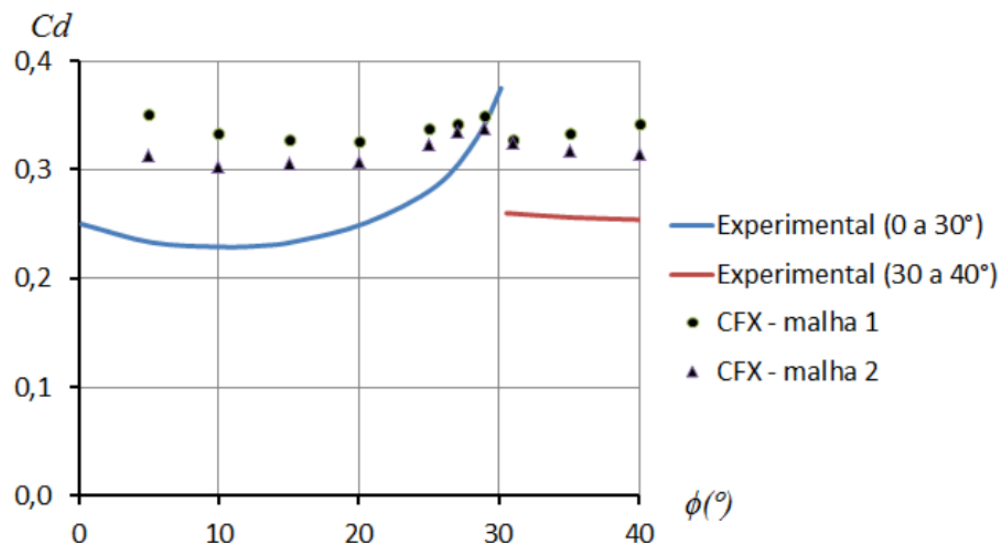


Figura 2.6 – Coeficiente de arrasto em função do ângulo de inclinação traseira ϕ do corpo de Ahmed, comparativamente com simulação computacional.

(Fonte: Freitas, 2010)

No gráfico a linha azul e vermelho são os dados experimentais obtidos por Ahmed, 1981 em seu corpo rombudo. Os demais apresentam a comparação da simulação com malhas grosseiras (malha 1) e refinadas (malha 2) obtidos por Freitas, 2010 em simulação numérica sobre o mesmo corpo de Ahmed.

3 REFERENCIAL TEÓRICO

Este capítulo apresenta a metodologia teórica envolvida para a discretização do problema.

3.1 Fluidos, forças atuantes e propriedades.

O fluido é caracterizado como uma substância que se deforma continuamente quando é submetido a esforços tangenciais, não importando o quanto pequeno sejam as forças aplicadas, apresenta forma própria, incapaz de permanecer em repouso quando sujeitados a forças tangenciais externas. Podem ser líquidos, gases, plasmas. Sua principal propriedade é a incapacidade de suportar uma tensão em equilíbrio estático. São formados por moléculas em constante movimento e com ocorrência de colisões entre elas. Na teoria cinética dos gases e na Mecânica Estatística realiza-se a análise dos fluidos considerando a ação de cada molécula ou grupos de moléculas.

Os fluidos podem ser classificados como *newtonianos* ou *não-newtonianos*. Esta classificação está associada à caracterização da tensão, como linear ou não-linear, no que diz respeito à deformação sofrida pelo fluido. Dentre os fluidos, salientam-se os líquidos e gases. Os líquidos formam uma superfície livre, isto é, quando em repouso, em presença da força da gravidade, apresentam uma superfície estacionária, não determinada pelo recipiente que contém o líquido. Os gases, por sua vez, apresentam a propriedade de se expandirem livremente quando não confinados por um recipiente, não formando, portanto, uma superfície livre. A superfície livre, forte característica dos líquidos, é devido à propriedade da presença de tensão interna de atração e repulsão entre as moléculas do fluido, bem como da relação entre as tensões internas do líquido com o fluido ou sólido que o limita.

3.2 Camada limite laminar e turbulenta.

Um grande avanço em mecânica de fluidos ocorreu com *Ludwig Prandtl* no ano de 1904, com a introdução do conceito de camada limite. Segundo Çengel e Cimbala, 2006 o escoamento próximo a uma parede sólida foi dividido em duas regiões: uma exterior mais distante da parede e uma interior, muito estreita, mais próxima da superfície sólida. Na primeira região o escoamento é irrotacional e os efeitos de viscosidade são menos sentidos.

Enquanto na segunda, as forças viscosas e a rotacionalidade não podem ser ignoradas. Esta região interior é chamada de camada limite.

De acordo com Schlichting, 1979, ao final do século XIX a mecânica de fluidos começou a se desenvolver em duas vias que, praticamente, não possuíam nenhum ponto em comum. Por um lado, à via teórica representada pela hidrodinâmica com os trabalhos de *Daniel Bernoulli*, 1700 - 1782 e *Leonard Euler* 1707 - 1783 para fluidos sem viscosidade. E de outro, à via experimental, representada pela hidráulica, resultante do rápido desenvolvimento tecnológico, o qual exigia soluções rápidas para os problemas práticos de perda de carga em tubos e dutos ou de força de arrasto sobre corpos em movimento em um meio fluido. Os estudos caminharam de forma paralela muitas vezes com resultados experimentais que na época não podiam ser explicados pela teoria que se conhecia.

Um exemplo clássico da discrepância entre teoria e experimento, existente até o século XX, é uma contradição alcançada em 1752 pelo matemático francês *Jean Le Rond D'Alembert*, o famoso paradoxo de *D'Alembert*. O matemático provou que, para um escoamento potencial incompressível, a força de arrasto em um corpo movendo-se com uma velocidade constante relativa ao fluido é nula. Arrasto nulo é uma contradição direta com a observação experimental de arrasto sobre corpos imersos em um escoamento.

Em 1904 o cientista alemão *Ludwig Prandtl*, ao introduzir o conceito de camada limite, unifica as abordagens hidrodinâmica e hidráulica, sendo por este motivo aceito como o fundador da moderna Mecânica de Fluidos. Apesar da importância do conceito de camada limite introduzido por ele este conceito não teve fácil aceitação na comunidade científica. A introdução do conceito de camada limite propiciou o encaminhamento de soluções mais aproximadas das observações práticas e medidas experimentais.

A utilização das condições de não escorregamento propiciada pelas equações de *Navier-Stokes*, capacitou o cálculo de escoamentos com maior precisão do que simplesmente utilizar as equações de *Euler*, as quais não possuem termos de viscosidade.

Foram necessárias quase três décadas para que o conceito de camada limite viesse a ser aceito e pesquisado por um número considerável de pesquisadores até se tornar um dos ramos mais importantes da mecânica de fluidos e da transferência de calor.

3.2.1 Características da camada limite

A camada limite é considerada, segundo Çengel e Cimbala, 2006 como uma região muito delgada, adjacente à fronteira sólida, onde o efeito da viscosidade é importante e a componente tangencial da velocidade varia rapidamente com a distância da superfície em questão, como ilustrado na Figura 3.1.

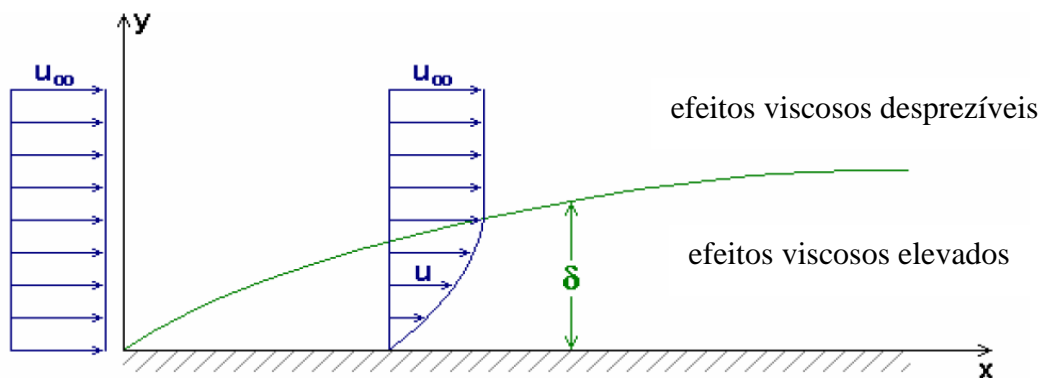


Figura 3.1 – Formação de camada limite sobre placa plana.

Na região fora da camada limite, denominada região de escoamento potencial (sem viscosidade), o efeito da viscosidade é desprezível e o fluido pode ser considerado como invíscidos. A camada limite desenvolve-se sobre superfícies sólidas como no caso do escoamento sobre cascos de navios e de submarinos, superfícies externas de ônibus e caminhões, asas de aeronaves e movimentos atmosféricos sobre terreno. A espessura da camada limite δ e a estrutura do escoamento nela confinado apresentam grande variação. Parte desta variação é provocada pelo formato do objeto onde se desenvolve a camada limite. Um clássico exemplo são superfícies com curvaturas suaves que, em primeira aproximação, podem ser consideradas como placas planas. A coordenada x é medida a partir do bordo de ataque da placa e orientada na direção do escoamento, como mostrado na Figura 3.1. A coordenada y é medida a partir da superfície da placa e na direção normal. O fluido aproxima-se da placa ao longo da direção x com velocidade uniforme o que equivale à velocidade do escoamento u_∞ ao longo da placa e fora da camada limite.

Shaw, 1898, considera que o escoamento laminar consiste em lâminas de fluido empilhadas umas sobre as outras, onde a velocidade na camada imediatamente à superfície sólida é nula, devido à condição de não escorregamento.

Esta lâmina de fluido sem movimento retarda as partículas da camada vizinha como resultado do atrito entre as partículas em diferentes velocidades. Este comportamento ocorre entre as lâminas seguintes, até que a partir de uma distância δ da superfície sólida, não mais ocorra. A partir da distância δ o efeito da presença da placa plana não mais é sentida e a velocidade do escoamento permanece inalterada. Por outro lado, no interior da camada limite, a velocidade do fluido varia de zero na superfície da placa até u_∞ a uma distância δ desta superfície.

O escoamento no interior da camada limite adquire diferentes aspectos, como mostra a Figura 3.2. A primeira parte comporta-se como escoamento laminar, enquanto na última o comportamento é turbulento. Existe uma região intermediária entre o escoamento laminar e o turbulento, apresentando-se como uma região de transição. Na região laminar o escoamento segue o movimento de lâminas deslocando-se na mesma direção da coordenada x , enquanto a região turbulenta o movimento é aleatório. A região de transição exibe ambos os comportamentos.

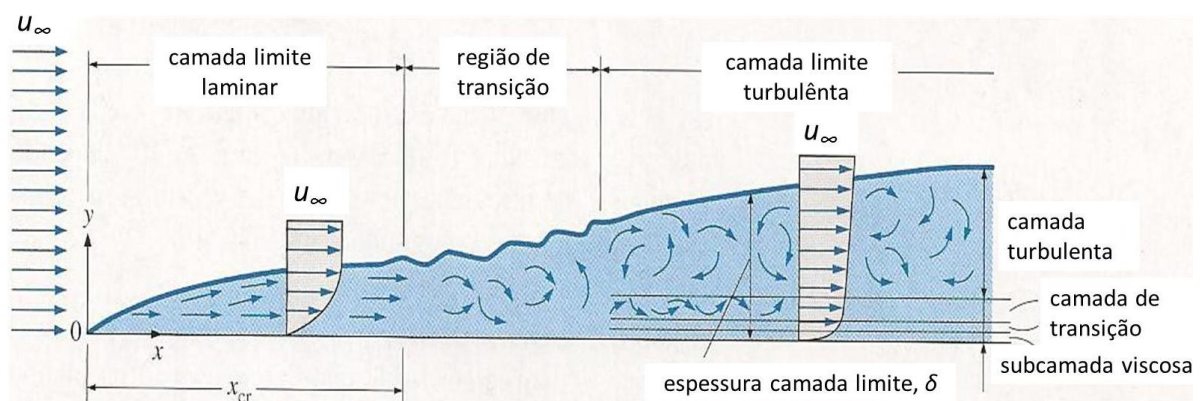


Figura 3.2 – Camada limite, com as regiões: laminar, transição, turbulenta e respectivas subcamadas.

(Fonte: Çengel e Cimbala, 2006)

Pode-se notar que o perfil de velocidade do escoamento laminar é muito mais suave do que o turbulento, o qual apresenta uma queda abrupta próxima à parede, de acordo com a indicação da Figura 3.2. A camada limite turbulenta pode ser considerada, formada por quatro regiões, caracterizadas pela distância em relação à superfície da placa. Na primeira camada o perfil de velocidade é aproximadamente linear e o escoamento é bem definido. Seguindo a subcamada viscosa, apresenta-se a camada de amortecimento, na qual efeitos turbulentos estão se tornando significantes, mas o fluido ainda é dominado pelos efeitos de viscosidade.

Acima da camada de armazenamento está a camada de transição, na qual os efeitos de turbulência são muito mais significativos, mas ainda, não dominantes. A quarta camada é a turbulenta na qual os efeitos de turbulência dominam os efeitos viscosos. [Çengel e Cimbala, 2006].

A mudança de regime laminar para turbulento é influenciada de varias maneiras. O regime laminar possui uma sensibilidade elevada, ou seja, com a simples interferência de um tropeço no fluxo de fluido sobre uma superfície, por exemplo, o escoamento pode passar do seu regime laminar para o turbulento, observar Figura 3.3. Assim antecipando sua mudança de regime laminar para turbulento.

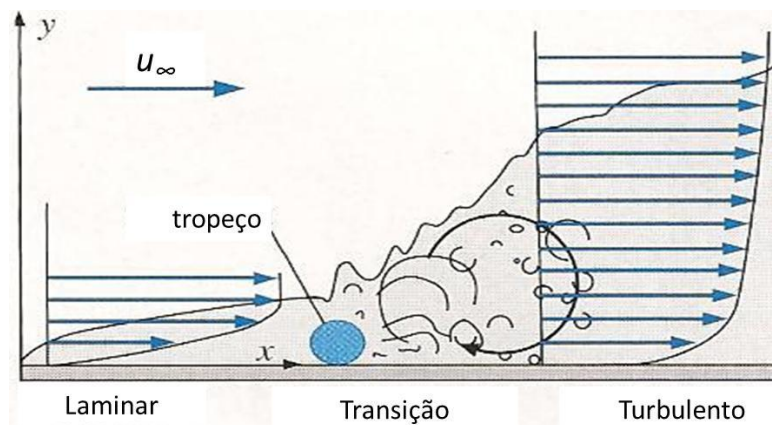


Figura 3.3 – Camada limite, regiões: laminar, transição e turbulenta antecipada pela adição de tropeço.

(Fonte: Çengel e Cimbala, 2006)

3.2.2 Camada limite

Para estimar a espessura da camada limite, foi considerado neste estudo o caso da placa plana. Esta secção aborda as equações e métodos considerados.

A Figura 3.4 mostra em escala, um caso típico de escoamento, no qual a camada limite apresenta-se de forma completa, com a parte laminar a turbulenta e, entre estas, a transição do regime laminar para o regime turbulento, assim enfatizando que o regime de transição tem um comprimento de aproximadamente 30 vezes o comprimento do regime laminar, e que a espessura da camada limite no regime turbulento, para 40 unidades de comprimento, tem uma espessura de apenas uma unidade. Dentro do exposto, pode-se dizer que a espessura da camada limite é muito menor do que o comprimento característico do corpo.

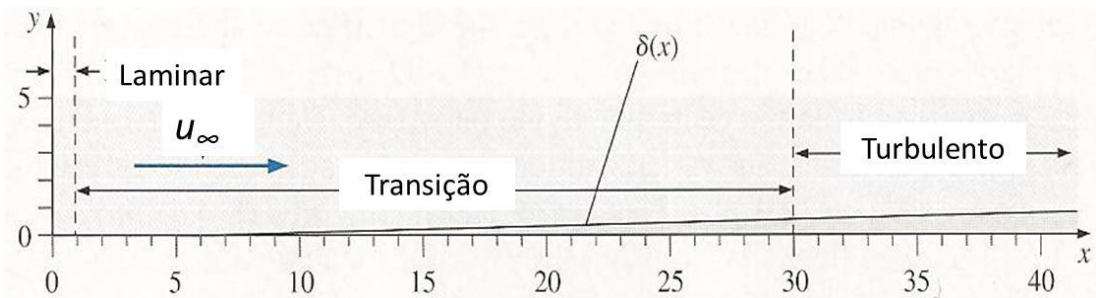


Figura 3.4 – Camada limite com as regiões: laminar, transição, turbulenta.

(Fonte: Çengel e Cimbala, 2006)

A região em que a velocidade varia com y , ou seja, onde ocorrem os gradientes de velocidade, representa a chamada camada limite. Na região externa à camada limite, a velocidade não varia com y , então, $\delta < y < \infty$, podendo ser definida conforme expressão 3.1

$$y = 0 \Rightarrow u(y) = 0 \quad y = \delta \Rightarrow u(y) = 0,99 u_\infty \quad y > \delta \Rightarrow u(y) = u_\infty \quad (3.1)$$

Matematicamente e fisicamente, o perfil de velocidade não apresenta nenhuma singularidade, isto é, u tende a u_∞ quando maior for o afastado da placa. A espessura da camada limite é definida como sendo a distância da superfície ao ponto em que a velocidade é 99% daquela correspondente ao escoamento não-perturbado. [Çengel e Cimbala, 2006].

O escoamento externo por sua vez impõe à camada limite uma pressão, conforme conclusões obtidas por *Ludwing Prandtl* e confirmadas por resultados experimentais e teóricos. Embora as equações da camada limite sejam mais simples que as equações completas de *Navier-Stokes*, a sua solução ainda é complexa, pois há resultados analítica somente para casos extremamente simplificados. A equação 3.2 é chamada de equação de *Blasius*, considera como uma diferencial ordinária.

$$2f''' + ff'' = 0 \quad (3.2)$$

onde f é a função desconhecida e f' e f'' é sua derivada em segunda e terceira ordem.

E embora seja não linear, apresenta solução mais simples do que as equações originais da camada limite, como mostra a Figura 3.5.

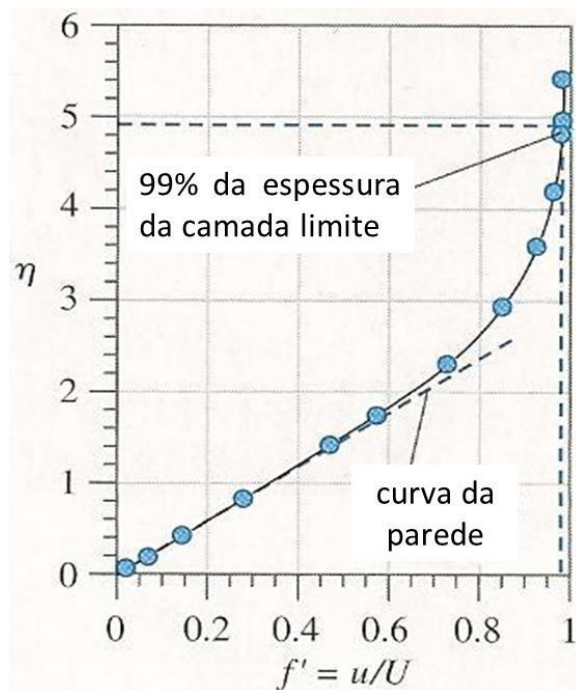


Figura 3.5 – Perfil de *Blasius* em variáveis de similaridade para a camada limite em placa plana com $Re = 3,64 \cdot 10^5$.

(Fonte: Çengel e Cimbala, 2006)

A solução da equação de *Blasius* é numérica e pode ser resolvida pelo método de *Runge-Kutta*. A função 3.3 é adimensional básica da camada limite.

$$f'(\eta) = \frac{u}{u_\infty} \quad (3.3)$$

onde η é a variável de similaridade. A integração da Equação 3.3, começa na parede com pequenos incrementos na direção y . Como só existem duas condições de contorno em $y = 0$ e a equação é de terceira ordem e outra condição para $f(0)$ deve ser assumida. O valor de f para η diferentes de 1, deve-se reiniciar a integração com um valor diferente de $f(0)$, e assim por diante. A solução que se obtém é em forma de tabelas para vários valores de f , f' e f'' em função de η . Uma informação relevante é $f(0)$ deve ter o valor de 0,332. Com esse valor determina-se a tensão de cisalhamento τ_w na superfície da placa, fornecida pela equação 3.4

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \mu u_\infty \sqrt{\frac{u_\infty}{\nu x}} f''(0) \quad (3.4)$$

onde μ é a viscosidade dinâmica do fluido e ν é a viscosidade cinemática. Com a tensão de cisalhamento, o atrito existente entre fluido e placa é definido como o coeficiente de fricção C_f e conta com a definição 3.5.

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} \quad (3.5)$$

onde ρ é massa específica do fluido. Utilizando-se a relação da Equação 3.4 na Equação 3.5 e considerando-se a definição do número de *Reynolds*, resulta na seguinte dedução matemática 3.6.

$$c_{f,x} = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} = \frac{2\mu}{\rho u_\infty^2} u_\infty \sqrt{\frac{u_\infty}{\nu x}} f''(0) = 2 \sqrt{\frac{\mu}{\rho u_\infty x}} f''(0) = \frac{2f''(0)}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (3.6)$$

Com o valor correto de $f''(0) = 0,332$ pode-se então escrever:

$$c_{f,x} = \frac{0,664}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (3.7)$$

Blasius conclui que a Equação 3.7 é uma expressão clássica para o coeficiente de fricção de um escoamento laminar e incompressível sobre uma placa plana com ângulo de ataque nulo. A equação para toda a placa pode ser obtida a partir da integração de Equação 3.8, ou seja:

$$C_f = \frac{1}{c} \int_0^c c_f dx = \frac{0,664}{c} \sqrt{\frac{\mu}{\rho_\infty U_\infty}} \int_0^c x^{-1/2} dx = C_f = \frac{1,328}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (3.8)$$

A espessura de camada limite laminar é alcançado no ponto $\eta \approx 5,0$ que é o ponto que corresponde a um valor de $u \approx u_\infty$.

$$\eta = y \sqrt{\frac{u_\infty}{\nu x}} = \delta \sqrt{\frac{u_\infty}{\nu x}} = 5,0 \quad (3.9)$$

Utilizando a Equação 3.9 e a definição de número de *Reynolds*, obtém-se a expressão 3.10 que define exatamente a espessura de camada limite laminar sobre uma placa plana.

$$\frac{\delta}{x} = \frac{5,0}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (3.10)$$

Associada a camada limite existe a espessura de momento, normalmente simbolizada pela letra θ . A dedução da expressão que conduz ao conceito de espessura de momento obtida por *Blasius* é feita por meio da Figura 3.6.

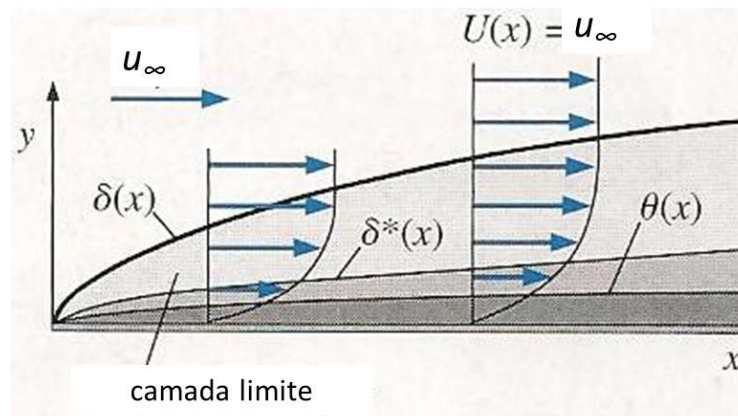


Figura 3.6 – Espessuras de deslocamento e momento em relação à camada limite.

(Fonte: Çengel e Cimbala, 2006)

Baseado no texto de Çengel e Cimbala, 2006, no que diz respeito à espessura de camada limite para a placa plana, o limite inferior do volume de controle é a própria placa, uma vez que nenhum escoamento de massa ou momento atravessa esta superfície. O limite superior deste volume é a linha de corrente do escoamento externo à camada limite e, como nenhum escoamento atravessa a linha de corrente, também não há qualquer fluxo de massa ou momento através da superfície superior. A aplicação da equação da continuidade, ou seja, conservação da massa neste volume de controle da Figura 3.6, impõe que o fluido que entra da esquerda para a direita na direção x deve ser igual ao fluxo que sai. A posição y pode assumir qualquer valor, desde que a correspondente linha de corrente seja tomada como superfície superior do volume de controle.

Para o cálculo específico da solução de *Blasius*, a camada limite laminar do escoamento sobre uma placa plana, por meio de integração numérica 3.11.

$$\int \frac{\theta}{x} = \frac{0,664}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (3.11)$$

Existe ainda outra medida associada à camada limite laminar de uma placa plana. A espessura de deslocamento $\delta^*(x)$ que é a distância que a linha de corrente imediatamente fora da camada limite, é defletida no sentido de distanciar-se da parede, devido ao efeito da camada limite, correspondendo à noção de corpo aparente para o escoamento externo à camada limite. Este fato ocorre uma vez que o componente y de velocidade é pequeno, mas finito e positivo e fora da camada limite, o escoamento externo é afetado por esta deflexão das linhas de corrente.

Para dedução da expressão utilizada na espessura de deslocamento da camada limite sobre uma placa, *Blasius* utiliza a conservação da massa e a seção transversal fora da camada limite de espessura $\delta^*(x)$ deve ser igual à perda de vazão mássica produzida no interior da camada limite. Da solução numérica das equações para todos os valores de η acima de 5, $\eta - f(\eta)$ sempre é igual a 1,72. Portanto:

$$\delta^* = 1,72 \sqrt{\frac{\nu x}{u_\infty}} \quad (3.12)$$

Pela definição de número de *Reynolds*, define-se a espessura de deslocamento da camada limite, por:

$$\frac{\delta^*}{x} = \frac{1,72}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (3.13)$$

É pertinente observar que a equação para a espessura de camada limite δ , a espessura de descolamento δ^* e a espessura de momentum θ possuem a mesma dependência do número de *Reynolds* local, variando-se apenas a constante. Este fato indica que a espessura de momentum representa a parcela de 13,5% da espessura de camada limite enquanto a espessura de deslocamento representa 35% deste valor.

3.2.3 Camada limite turbulenta

Uma aproximação empírica muito comum para o perfil médio temporal da velocidade em uma camada limite turbulenta também sugerida por *Ludwing Prandtl* é a “lei de potência 1/7”, dada pela Equação 3.14:

$$\frac{u}{u_{\infty}} \cong \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \text{ para } y \leq \delta \rightarrow \frac{u}{u_{\infty}} \cong 1 \text{ para } y > \delta \quad (3.14)$$

A representação gráfica da Equação 3.14 é mostrada na Figura 3.7 em comparação com a solução de *Blasius*, para a camada limite laminar.

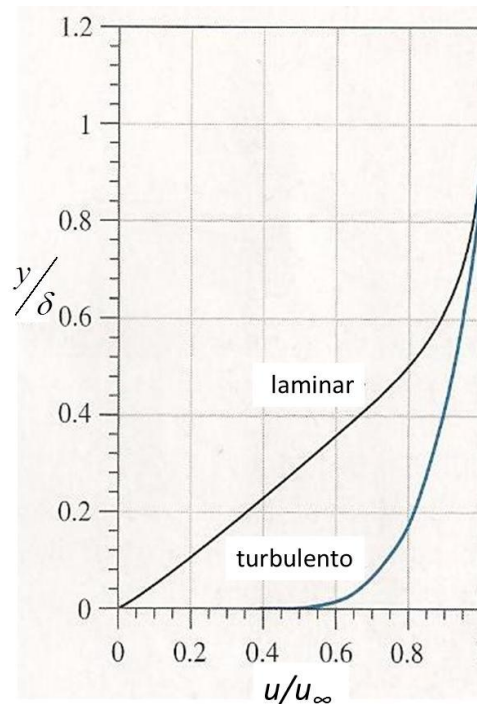


Figura 3.7 – Perfis de velocidade em variáveis adimensionais para camadas limite laminar e turbulenta.

(Fonte: Çengel e Cimbala, 2006)

A informação que se obtém da Figura 3.7, por Çengel e Cimbala, 2006 é que para uma mesma espessura dimensional de camada limite, o regime turbulento fornece um gradiente de velocidade muito mais intenso nas proximidades da parede do que o regime laminar. Assim, este comportamento mostra que a camada limite turbulenta tem uma capacidade de envolver a placa plana de uma forma muito mais intensa que a camada limite laminar, preenchendo a camada limite com velocidades maiores mais próximas da parede.

Resumidamente a Tabela 3.1 mostra as equações finais que foram utilizadas nos cálculos e simulações computacionais deste trabalho, os quais podem ser aproximados às placas planas, tanto em regime laminar, quanto em regime turbulento da camada limite. A coluna C.L.T 1 indica os valores obtidos a partir da “lei de potência 1/7” enquanto a C.L.T 2

utiliza além da referida lei, dados empíricos para escoamento turbulento através de dutos de parede lisa.

Tabela 3.1 – Parâmetros físicos característicos para o estudo aerodinâmico de placas planas.

Propriedade	símbolo	laminar	C.L.T 1	C.L.T 2
Espessura	δ/x	$4,91/\sqrt[2]{Re_x}$	$0,160/\sqrt[2]{Re_x}$	$0,380/\sqrt[5]{Re_x}$
espessura de deslocamento	δ^*/x	$1,72/\sqrt[2]{Re_x}$	$0,020/\sqrt[2]{Re_x}$	$0,048/\sqrt[5]{Re_x}$
espessura de momentum	θ/x	$0,664/\sqrt[2]{Re_x}$	$0,016/\sqrt[2]{Re_x}$	$0,037/\sqrt[5]{Re_x}$
coeficiente de fricção superficial local	$C_{f,x}$	$0,664/\sqrt[2]{Re_x}$	$0,027/\sqrt[2]{Re_x}$	$0,059/\sqrt[5]{Re_x}$

A “lei de potência 1/7” não é a única aproximação para camada limite turbulenta utilizada. A “lei logarítmica”, também desenvolvida por *Ludwing Prandtl* é uma expressão semi-empírica que torna-se válida não apenas para camada limite em placa plana mas também para perfis de velocidade em escoamento turbulento. Esta lei é comumente expressada em variáveis adimensionalizadas por meio da velocidade característica, chamada velocidade de fricção, Equação 3.15:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.15)$$

O valor de τ_w é dado pela Equação 3.15. A “lei logarítmica” passa então a ser escrita conforme Equação 3.16:

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{yu^*}{\nu}\right) + B \quad (3.16)$$

onde k é a constante de *V. Karman* entre 0,40 e 0,41 e B é a constante com valores entre 5,0 e 5,5. A “lei logarítmica” não traz resultados satisfatórios em posições muito próximas à parede, desviando substancialmente dos resultados obtidos através de trabalhos experimentais. Entretanto é particularmente útil por ser aplicável a quase toda a camada limite de um

escoamento, além de relacionar a forma do perfil de velocidade com o valor local da tensão de cisalhamento na parede, ao logo de toda a superfície sólida, [Çengel e Cimbala, 2006]

Uma expressão de maior utilidade que é válida em toda a camada limite turbulenta foi criada por *B. Spalding* em 1961 é chamada de “lei da parede de *Spalding*”. Esta lei é escrita conforme Equação 3.17:

$$\frac{yu^*}{\nu} = \frac{u}{u^*} + e^{-kB} \left[e^{k^2 u^2 / \nu^2} - 1 - k \frac{u}{u^*} - \frac{(k u / u^*)^2}{2} - \frac{(k u / u^*)^3}{6} \right] \quad (3.17)$$

A solução da Equação 3.17 conduz ao resultado representado na Figura 3.8, que apresenta ainda a comparação entre as várias teorias para modelamento da camada limite turbulenta e os resultados experimentais associados.

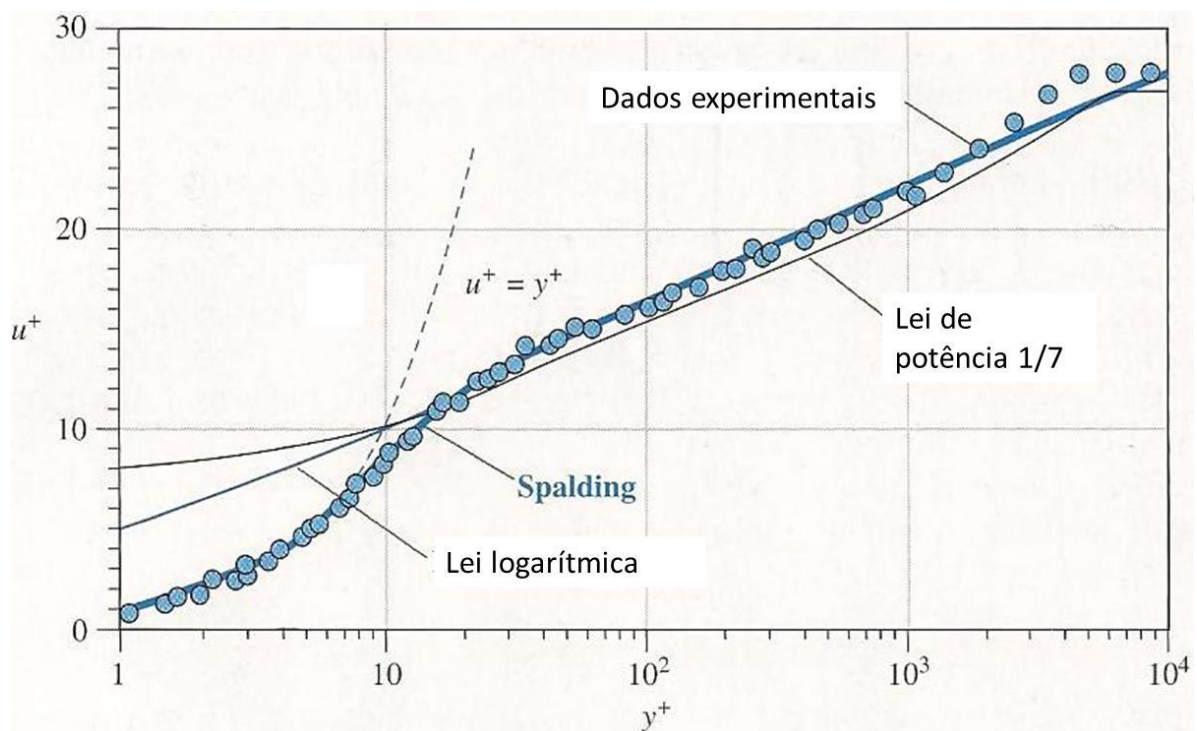


Figura 3.8 – Teorias aplicáveis à camada limite turbulenta de escoamento sobre placa plana com $Re = 1,0 \cdot 10^7$.

(Fonte: Çengel e Cimbala, 2006)

De fato, a lei de *Spalding* é a que melhor atende aos resultados experimentais em toda a faixa de interesse do estudo da camada limite. A chamada subcamada viscosa é a região

mais próxima da superfície da placa plana sendo caracterizada pela sua espessura e delimitada pela expressão 3.18.

$$0 < y^+ < 5,5 \quad (3.18)$$

A notação mais comumente utilizada na literatura de camada limite, para variáveis não dimensionais, são os parâmetros conhecidos como variáveis interiores ou variáveis da lei de parede, dadas pela Equação 3.19a e 3.19b.

$$y^+ = \frac{y u^*}{\nu} \quad (3.19a)$$

$$u^+ = \frac{u}{u^*} \quad (3.19b)$$

Em alguns casos, a placa plana é longa o suficiente para o escoamento se tornar turbulento, mas não longa o suficiente para se desprezar a parte laminar. Assim a região de transição foi incluída no regime turbulento. Tomando-se novamente o valor crítico para número de *Reynolds* como sendo 5×10^5 . O coeficiente de fricção médio ao longo da placa plana completa é dado pela Equação 3.20:

$$C_f = \frac{0,074}{\text{Re}_L^{1/5}} - \frac{1742}{\text{Re}_L} \quad \text{para } 5,0 \times 10^5 \leq \text{Re}_L \leq 10^7 \quad (3.20)$$

As superfícies somente são assumidas como lisas e o escoamento não perturbado, se houver uma baixa intensidade de turbulência. Para escoamento laminar, o coeficiente de fricção depende apenas do número de *Reynolds* e a rugosidade da superfície não tem qualquer influência nos resultados.

Contudo para escoamentos turbulentos, a rugosidade superficial causa aumento severo no coeficiente de fricção. Assim, em escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos o coeficiente de fricção é função apenas da rugosidade superficial, e é independente do número de *Reynolds*, [Çengel e Cimbala, 2006].

A relação definida a partir de resultados experimentais conduziu à expressão 3.21 para o coeficiente de fricção de uma placa plana:

$$C_f = \left[1,89 - 1,62 \log\left(\frac{\varepsilon}{L}\right) \right]^{-2,5} \quad (3.21)$$

onde ε é a rugosidade superficial e L é o comprimento característico. A relação acima pode ser utilizada para escoamentos turbulentos sobre superfícies rugosas para número de *Reynolds* superior a 10^6 e especialmente quando $\varepsilon/L > 10^{-4}$.

Resumidamente o coeficiente de fricção, para escoamento paralelo, sobre placa plana lisa e rugosa encontra-se representado na Figura 3.9 segundo os respectivos números de *Reynolds*.

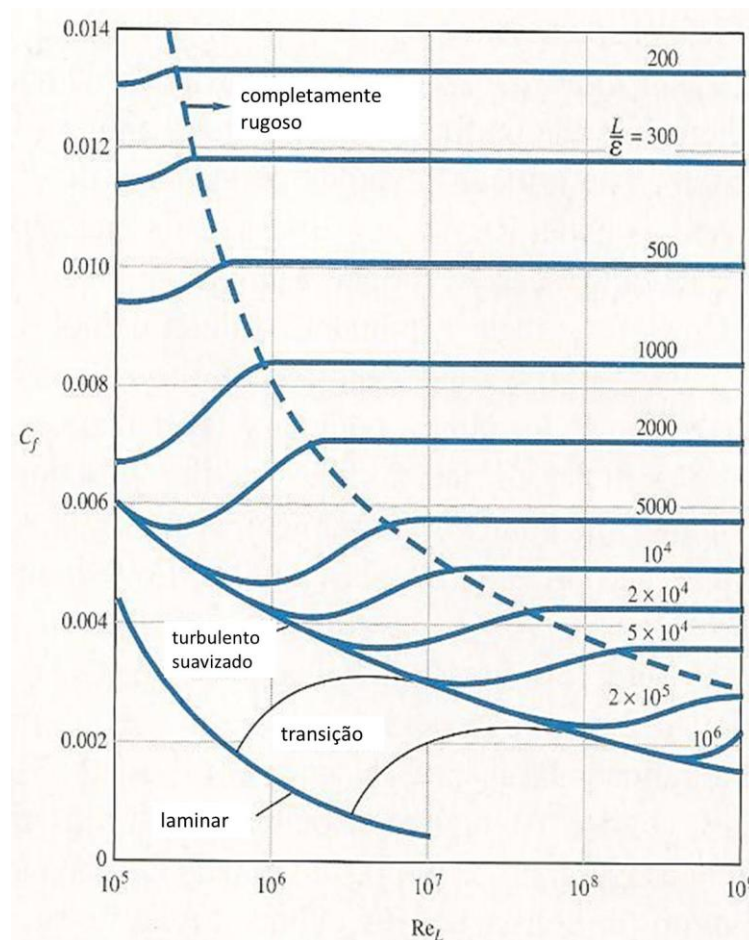


Figura 3.9 – Coeficiente de fricção para escoamento paralelo sobre placa plana.

(Fonte: Çengel e Cimbala, 2006)

Na figura 3.9 observa-se que o coeficiente de fricção aumenta severamente com a rugosidade em escoamento turbulento. Outro comportamento a ser observado é que para

regiões completamente rugosas o coeficiente de fricção independe do número de *Reynolds* do escoamento. Este gráfico para a placa plana é equivalente ao gráfico de *Moody* para escoamentos laminares, de transição e turbulentos, para dutos de paredes lisas e rugosas.

Quando um fluido escoar paralelamente a uma parede, as moléculas do fluido em contato com a superfície aderem a esta devido à atração molecular. As moléculas do fluido, aderidas à superfície, exercem sobre as demais um efeito de frenagem que diminui à medida que é afastado, até atingir uma região onde a velocidade do escoamento é uniforme a região externa a camada limite, onde, $\delta < y < \infty$, a velocidade não varia com y , podendo ser definida pela expressão 3.22.

$$y=0 \Rightarrow u(y)=0 \quad y=\delta \Rightarrow u(y)=0,99 u_{\infty} \quad y>\delta \Rightarrow u(y)=u_{\infty} \quad (3.22)$$

Assim, considera-se que a espessura da camada limite δ , em cada posição x ocorre quando a velocidade é 99% daquela correspondente ao escoamento não perturbado, o qual quando entra na camada limite, começa a distorcer devido ao gradiente de velocidade do escoamento.

Resumidamente o elemento de fluido não tem rotação fora da camada limite, mas inicia a rotação quando entra na camada limite através da região onde os efeitos viscosos são importantes. Desta forma verifica-se que o escoamento fora da camada limite é irrotacional e no interior da camada limite é rotacional. O escoamento laminar ocorre quando as partículas de um fluido movem-se ao longo de trajetórias bem definidas, onde, a viscosidade age no fluido no sentido de amortecer a tendência de surgimento da turbulência. Isto ocorre geralmente a baixas velocidades e em fluídos que apresentam grande viscosidade.

3.3 Metodologia Matemática

A caracterização do escoamento em laminar ou turbulento pode ser feita através de um parâmetro adimensional que relaciona a importância relativa entre as forças inerciais e as forças viscosas. Este parâmetro adimensional é conhecido como número de *Reynolds*, definido de acordo com a relação matemática 3.23:

$$Re = \frac{\rho u_{\infty} L}{\mu} \quad (3.23)$$

A transição do escoamento laminar para o turbulento pode acontecer em vários números de *Reynolds*, pois dependem do grau de perturbação do escoamento, vibrações da superfície, rugosidade da parede, entre outros. As expressões para o perfil da forma da camada limite e outras propriedades são obtidas por meio de fórmulas empíricas, ou semi-empíricas. Uma vez que a solução analítica das equações da camada limite turbulenta ainda não está disponível, devido aos escoamentos turbulentos serem não permanentes e o perfil de velocidades em uma dada seção da camada limite varia com o tempo.

A transição do escoamento laminar para o turbulento depende da geometria, rugosidade, temperatura superficial e tipo de fluido, entre outras coisas. Após exaustivos experimentos em 1880, *Osborne Reynolds* descobriu que o regime do escoamento depende principalmente da razão das forças de inércia para as forças viscosas de um fluido, dada pela relação 3.24.

$$r = \frac{\text{forças de inércia}}{\text{forças viscosas}} = \frac{\rho V_{med}^2 L^2}{\mu V_{med} L} \quad (3.24)$$

onde r é a razão entre forças de inércia e forças viscosas, V_{med} é a velocidade média do escoamento e L é a dimensão característica. Esta equação reflete diretamente ao número de *Reynolds* que, por possuir valores grandes, as forças de inércia que são proporcionais à densidade do fluido e ao quadrado da velocidade média são muito maiores que as forças viscosas e, portanto, as forças viscosas não podem atenuar as flutuações rápidas e aleatórias do fluido, prevalecendo o regime turbulento. Para escoamentos com valores moderados ou pequenos do número de *Reynolds*, contudo, as forças viscosas são grandes o suficiente para atenuar estas flutuações, produzindo no fluido um deslocamento em forma de lâminas e, portanto, conduzindo ao regime laminar. As expressões para a forma do perfil e outras propriedades da camada limite turbulentas são obtidas por métodos empíricos, uma vez que a solução algébrica para as equações do escoamento turbulento ainda não estão disponíveis.

A velocidade com que a partícula fluida se propaga é denominada velocidade do som. Para um processo isentrópico em gases a velocidade do som é dada pela Equação 3.25.

$$c = \sqrt{kRT} \quad (3.25)$$

onde k é o expoente isoentrópico do gás, R é a constante do gás e T é a temperatura absoluta. Para o ar, comumente os seguintes parâmetros são considerados: $k = 1,4$ e $R = 287 \text{ J/kg.K}$. No nível do mar a uma temperatura de 15°C , a velocidade do som é igual a 340 m/s .

Os gases podem se comportar como fluidos incompressíveis, desde que a velocidade do escoamento seja pequena em relação à velocidade de propagação do som neste mesmo gás, para isso é definido o número de *Mach*, dada pela equação 3.26.

$$M_c = \frac{V}{c} \quad (3.26)$$

onde V é a velocidade do escoamento e c é a velocidade de propagação do som no ar. O número de *Mach* é o parâmetro dominante em análise de escoamentos incompressíveis, que é o caso deste estudo, com diferentes efeitos dependendo de sua magnitude, que no caso real do protótipo do ônibus é igual a $0,08$.

O escoamento é dito subsônico quando a velocidade do escoamento é inferior à velocidade de propagação do som, ou seja, $M_c < 1$. Quando $M_c > 1$, o escoamento é dito supersônico. Para fins práticos, quando o número de Mach é igual ou inferior a $0,3$, pode-se considerar o escoamento como incompressível, pois nestas condições as variações de densidade causadas pelo escoamento são mínimas.

3.3.1 Equação da conservação de massa e quantidade de movimento

No caso de fluido incompressível, ou seja, o divergente da velocidade igual a zero, fazendo desprezíveis as forças de campo, são obtidos as equações da conservação da quantidade de movimento que juntamente com a equação da conservação da massa, compõe o conjunto de equações conhecido como Equações de Navier-Stokes. Em notação inicial e substituindo os valores instantâneos das variáveis pelos valores médios mais suas flutuações as equações são dadas conforme 3.27 e 3.28 para a conservação de massa e quantidade de movimento:

Conservação de massa:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{v}_j + \overline{\rho' v_j}) = 0 \quad (3.27)$$

Conservação da quantidade de movimento:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_i \bar{v}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_i \bar{v}_j'}{\partial x_j} = \\
 & - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu S_{ij} + \left(\mu^b + \frac{2}{3} \mu \right) S_{11} S_{ij} \right] \\
 & - \left[\frac{\partial \bar{\rho}' v_i'}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}' v_i' \bar{v}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\rho}' v_j' \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\rho}' v_i' \bar{v}_j'}{\partial x_j} \right] + f_j
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

sendo,

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right); S_{11} = \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_1}; \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_j} = 0 \tag{3.29}$$

e onde os termos de mais alta ordem nestas equações, aparecem devido aos efeitos viscosos, são lineares e de segunda ordem. Os termos convectivos são não lineares e de primeira ordem. Por estas razões estas equações são também chamadas quase lineares. Qualquer conjunto de equações diferenciais parciais de segunda ordem pode ser classificado como elíptico, parabólico ou hiperbólico, sendo que as equações de Navier-Stokes exibem todos os três tipos de comportamento.

Os modelos de turbulência, o qual será visto posteriormente, são conjuntos de equações adicionados às equações 3.27 e 3.28, que segundo Petry, 2002 essencialmente visam modelar as tensões de Reynolds a partir de quantidades conhecidas ou calculadas, solucionando o problema de fechamento.

Os processos turbulentos são altamente dependentes do problema, a nível de grandes escalas dependem da geometria, enquanto as pequenas escalas dependem de efeitos viscosos, rotacionais e de flutuações. Somente as equações exatas formam um modelo matemático capaz de descrever o escoamento em detalhes com precisão, em qualquer situação. Assim os modelos de turbulência descrevem aproximadamente o escoamento, e com um determinado conjunto de constantes empíricas, são válidos somente para determinado escoamento, ou na melhor das hipóteses, para um conjunto de escoamentos.

3.3.2 Modelagem da Turbulência

Osborne Reynolds em 1883, ao injetar corante e um escoamento de água em um duto circular, observou os diferentes regimes de escoamento, iniciando-se com o escoamento laminar, onde as camadas de fluidos deslocam-se umas sobre as outras como se fossem lâminas. À medida que a velocidade do escoamento era aumentada, surgiam instabilidade na forma de oscilações até causar a mistura completa do corante com a água devido a presença de flutuações de velocidade transversalmente à direção principal do escoamento. Este movimento que causa a mistura, chamado de turbulência, é responsável pela transferência de quantidade de movimento e de massa, na direção transversal do escoamento, fazendo com que o perfil de velocidade no escoamento turbulento em canais ou na camada limite seja mais uniforme que no escoamento laminar, [Möller S.V. 2004].

O escoamento turbulento ocorre quando as partículas de um fluido não se movem ao longo de trajetórias bem definidas, ou seja, as partículas descrevem trajetórias irregulares, com movimento aleatório, produzindo uma transferência de quantidade de movimento. Uma das características da turbulência é o movimento de mistura produzido no escoamento que ocorre devido a movimentos irregulares de porções de fluido que apresentam comprimentos que variam da escala molecular até a espessura da camada limite.

Com a evolução dos equipamentos e métodos computacionais intensifica-se o desenvolvimento de sistemas de análise de escoamentos turbulentos mais realistas e independentes do ajuste de parâmetros.

Petry, 2002, fornece informações para proceder em simulações do tipo direta, onde é necessário o emprego de uma discretização espacial e temporal que garanta a captura de todas as estruturas da turbulência, ou seja, é necessário que o menor elemento em uma malha de elementos finitos tenha dimensões inferiores aos vórtices relativos à menor escala do processo turbulento. Além disto, o intervalo de tempo de integração deve ser suficientemente pequeno para garantir a captura das mais altas frequências envolvidas. Garantidas estas características do modelo computacional, emprega-se um método para a solução das equações de Navier-Stokes para efetuar a simulação direta. Dos campos de escoamento resultantes, tridimensionais e transientes, pode-se deduzir quaisquer dados de interesse. Apesar da aparente simplicidade deste enfoque, Petry, 2002, salienta que o problema computacional resultante é bastante complexo. Para garantir a discretização necessária, o número de graus de liberdade (número de nós da malha de elementos finitos multiplicado pelo número de

variáveis por nó) e de intervalos de tempo a ser processado conduz a um total de operações elevado. O número de graus de liberdade do problema computacional cresce com o aumento do número de *Reynolds*, pois nos escoamentos com elevados *Reynolds* existe um distanciamento das maiores e menores escalas relevantes. Diante da capacidade computacional existente, considerando-se o tempo de processamento por operação, chega-se a tempos totais de processamento que tornam inviável esta abordagem em escoamentos de interesse em engenharia.

A relação entre as maiores e as menores escalas envolvidas, determina o número de graus de liberdade necessários para a modelagem numérica do escoamento, em cada uma das três dimensões envolvidas na descrição. Uma característica da turbulência é a imensa diferença entre estas escalas, principalmente em elevados número de Reynolds. Além disto, muitos autores destacam como característica essencial do escoamento turbulento a tridimensionalidade e portanto, não consideram na simulação direta da turbulência, as análises baseadas em modelos bidimensionais.

A Equação 3.30 apresenta a discretização necessária para a simulação direta da turbulência proposta por Grötzbach, 1987.

$$N = \frac{L}{\ell} = Re^n \quad (3.30)$$

onde n é igual a $3/4$ quando a turbulência é homogênea e varia de $7/8$ à 1 para a constante dos gases. As maiores escalas, L , são da ordem das dimensões geométricas do escoamento em contornos fechados ou da dimensão dos grandes vórtices. A menor escala relevante, ℓ , pode ser tomada como a espessura da subcamada viscosa próxima às paredes ou ao diâmetro dos vórtices nos quais ocorre a maior parte da dissipação da energia.

Esta estimativa é válida para calcular o número de graus de liberdade necessários para se modelar escoamentos turbulentos com a simulação direta. Considerando-se o fato deste trabalho realizar uma análise da turbulência com modelos tridimensionais, o número total de graus de liberdade ficou da ordem de,

$$N^3 = Re^{9/4} \quad (3.31)$$

e conseqüentemente o tempo total a ser simulado resulta na ordem de,

$$T = \frac{L}{U} \quad (3.32)$$

e o intervalo de tempo a ser empregado foi na ordem de,

$$\Delta t = \frac{\ell}{U} \quad (3.33)$$

onde U é uma velocidade de referência, Grötzbach, 1987. Utiliza-se a velocidade máxima no escoamento em canais para U . O número total de passos de tempo requerido para a análise fica da ordem de Re^n . Multiplicando o número total de graus de liberdade pelo número de passos de tempo necessário, chega-se ao número total de operações a processar para obter uma simulação direta de escoamentos turbulentos da ordem de:

$$Re^{4n} \geq Re^3 \quad (3.34)$$

Grötzbach, 1987, ilustra este tipo de análise através do seguinte exemplo: Para um escoamento com número de *Reynolds* da ordem de 10^4 tem-se uma previsão de 10^{12} operações, sendo o tempo de processamento por intervalo de tempo por grau de liberdade de 10^{-4} segundos. Por tanto, o tempo de processamento para um problema deste tipo seria de 10^8 segundos, ou seja, 3 anos.

A equação que governa as grandes escalas de escoamentos turbulentos isotérmico são obtidas aplicando-se um operador filtro espacial às equações de conservação de massa e quantidade de movimento. Sendo assim para um escoamento quase incompressível de um fluido newtoniano tem-se,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{v}_i) + \bar{v}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{v}_i) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \delta_{ij} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ v \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{v}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{v}_j) \right] - \frac{\lambda}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho \bar{v}_k) \right] \delta_{ij} + \overline{v'_i v'_j} \right\} - \bar{f}_i = 0 \end{aligned} \quad (3.35)$$

onde os termos $\overline{v'_i v'_j}$ são resultados do movimento da escalas inferiores à resolução da malha, e devem ser modelados.

3.4 Fechamento do problema

Programas computacionais comerciais de solução de problemas da mecânica dos fluidos utilizando o Método dos Volumes Finitos, possuem uma característica comum para obter as respostas numéricas direta das equações de Navier-Stokes utilizando a média temporal. Fato que resulta na introdução de seis incógnitas adicionais e configura um problema matematicamente indeterminado, ou seja, de fechamento, [Maliska, 2004].

Carregari, 2006, obteve sucesso em seus estudos de simulação sobre um ônibus em escala reduzida, realizando o fechamento do problema das tensões de *Reynolds* por equações adicionais. Assim os modelos de turbulência, as tensões de *Reynolds* e a vazão mássica são avaliados utilizando a hipótese de *Boussinesq*, da viscosidade turbulenta. A qual propõe que o tensor das tensões sejam modelados de forma análoga às tensões cisalhantes que atuam em um fluido newtoniano devido à ação da viscosidade molecular. Assim,

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.36)$$

Esta hipótese é essencial para modelos de turbulência com fechamentos de primeira ordem. Contudo em escoamentos incompressíveis, ou seja, quando o divergente do campo de velocidades é nulo, ocorre uma anulação da diagonal do tensor de Reynolds, o que não ocorre em evidências experimentais. Outras restrições de aplicações são destacadas em escoamentos com gradiente de velocidade nulo ou baixo, onde o acréscimo da correção proposta por Kolmogorov 1942 do tensor de Reynolds, conduz o escoamento para um comportamento isotrópico das tensões turbulentas. Evidências experimentais comprovam que isto não é real em diversas classes de escoamento, tais como plenamente desenvolvidos, em dutos e em camadas limites bidimensionais, fato que não assemelha-se a este trabalho. O tensor de *Reynolds* é expresso por:

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \kappa \quad (3.37)$$

onde δ_{ij} representa o delta de *Kronecker* e κ representa uma propriedade turbulenta denominada energia cinética turbulenta, modelada por:

$$\kappa = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_j} \quad (3.38)$$

Os modelos de turbulência baseados na hipótese de *Boussinesq* requerem a avaliação do valor da viscosidade turbulenta, que pode ser expressa como um produto entre valores característicos de velocidade e comprimento. Segundo Jaw, 1998 apesar de todas as incoerências com a realidade reconhecidas na hipótese de *Boussinesq*, esta ainda é a mais adotada para o problema de fechamento em escoamentos complexos como os que se apresentam em aplicações industriais.

Alem destes, os próximos capítulos abordam a descrição dos três modelos de turbulência utilizados neste trabalho para o fechamento do problema.

3.4.1 Modelo de turbulência $k-\varepsilon$

Segundo Rigas, 2004 por oferecer uma boa combinação entre potência numérica e exatidão computacional, o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ é representado por duas equações sendo o mais amplamente difundido, considerado o modelo de turbulência padrão em simulações industriais. Este modelo envolve duas equações diferenciais de transporte, uma para a energia cinética turbulenta k e outra para ε , que representa a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta por unidade de massa. O modelo $k-\varepsilon$ foi inicialmente proposto por Launder e Spalding, 1972. Os autores sugerem que a viscosidade turbulenta seja modelada como o produto entre as escalas de velocidade e de comprimento da turbulência. A escala de velocidade turbulenta é calculada através da equação de transporte para a energia cinética turbulenta e a escala de comprimento turbulenta é estimada a partir de duas propriedades do campo turbulento, como energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação.

A formulação padrão do modelo de turbulência $k-\varepsilon$ para altos números de Reynolds é expressa pelas Equações 3.39 e 3.40:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + U_j \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] - \tilde{\varepsilon} - 2\nu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial x_i} \right)^2 \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + f_1 C_{\varepsilon 1} \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P - f_2 C_{\varepsilon 2} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} + 2\nu \nu_t \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i \partial x_l} \right)^2 \quad (3.40)$$

o valor da viscosidade de turbilhonamento pode ser calculado aplicando-se o conceito de comprimento de mistura.

$$v_t = f_\mu c_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (3.41)$$

As funções f_1 , f_2 e f_μ são introduzidas para corrigir o modelo em regiões do escoamento sob ação de efeitos viscosos e tomam as seguintes formas:

$$f_1 = 1,0; \quad f_2 = 1,0 - 0,3 \exp(-R_t^2); \quad f_\mu = \exp[-3,4/(1,0 + R_t/50,0)^2] \quad (3.42)$$

Regiões junto às superfícies são caracterizadas por intensos gradientes das propriedades do escoamento. Uma adequada descrição das propriedades do escoamento nestas regiões requer uma refinada discretização do domínio, cuja influência em relação ao esforço computacional requerido é óbvia. Para altos números de Reynolds, é possível evitar a resolução das equações governantes nas regiões próximas as paredes ao se assumir a hipótese de camada limite turbulenta completamente desenvolvida. Neste caso, o campo de velocidades na região logarítmica pode ser escrito diretamente pela lei de parede clássica.

Mesmo sendo estável e robusto numericamente, o modelo de turbulência k - ε , é um modelo deficiente em algumas situações conforme sugeriu Deschamps, 2002, e Rigas, 2004:

- Escoamento na presença de curvatura de linhas de corrente;
- Escoamento sob a ação de gradientes de pressão muito grandes;
- Escoamentos com regiões de separação;
- Jatos;
- Escoamentos sob ação de campos de forças.

Em resumo ele gera uma turbulência isotrópica, sendo impróprio para a simulação de escoamentos mais complexos como anisotropia, caracterizado com propriedades física que variam a direção, prevendo de forma errada as velocidades tangencial e axial.

3.4.2 Modelo de turbulência $k-\omega$.

O modelo $k-\omega$ é um modelo de turbulência baseado no conceito de viscosidade turbulenta u_t proposto por *Boussinesq*, Equação 3.43 cuja hipótese é de que as tensões de Reynolds são proporcionais à deformação do escoamento médio, agindo de forma análoga as tensões viscosas.

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(K + \nu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (3.43)$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker e a viscosidade turbulenta ν_t é dado por:

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (3.44)$$

e nesta, ω representa uma escala de tempo. Considerando que a transformação da energia cinética turbulenta em energia interna se processa nas menores escalas, então o valor de ω está associado às escalas de energia cinética turbulenta K , dado por:

$$K = \frac{1}{3} \overline{u'^2} \quad (3.45)$$

Kolmogorov comprova que seus argumentos são consistentes com a hipótese de *Boussinesq*, devido assumir que, a viscosidade turbulenta possa ser expressa como um produto entre escalas características de velocidade e comprimento.

A formulação 3.46 proposta por Wilcox, 1988, representa a versão mais extensiva testada do modelo, sendo, portanto usualmente referenciada na literatura como $k-\omega$ padrão,

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + u_j \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_t) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] \quad (3.46)$$

3.4.3 Modelo de turbulência *shear stress transport SST*

Originalmente proposto por Menter, 2003, o modelo de turbulência *SST* proporciona a junção acurada da formulação dos modelos $k-\omega$ e $k-\epsilon$. As equações de transporte para $k-\omega$ são

utilizadas na região próxima a parede, enquanto as equações transformadas de transporte para k - ε são adotadas na região externa.

O modelo *SST* recebe esse nome porque a definição da viscosidade turbulenta é modificada para levar em conta o transporte da tensão de cisalhamento turbulenta principal, sendo que esta é sua principal vantagem em desempenho ao compararmos os modelos k - ω e k - ε .

A equação que representa este modelo de turbulência é dada por:

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{\omega s} + \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + \alpha_3 \frac{\mu_t}{\rho} P_k - \beta_{3\rho} \omega^2 \quad (3.47)$$

onde, quando F_1 é igual a zero, as equações de transporte são equivalentes ao modelo k - ε , e quando F_1 é igual a um as equações de transporte são equivalentes para o modelo k - ω . A função de mistura é dada por:

$$F_1 = \tanh(\psi_1^4) \quad (3.48)$$

sendo:

$$\psi_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right) \quad (3.49)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) \quad (3.50)$$

onde ρ representa a massa específica e y a distância em relação à parede. A segunda função de mistura é dada por

$$F_2 = \tanh(\psi_2^2) \quad (3.51)$$

sendo:

$$\psi_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right) \quad (3.52)$$

Um limitador é utilizado para prevenir o acúmulo de turbulência nas regiões de estagnação, escrito como:

$$\tilde{P}_{k\omega} = \min (P_k, TKELIM \cdot \rho \beta^* k \omega) \quad (3.53)$$

sendo,

$$P_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.54)$$

e $TKELIM$ igual a 10, segundo o manual do software NX^{TM} -FLOW quando a função de parede é utilizada. Resumidamente as equações de transporte do modelo SST são escritas, na forma inicial como:

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} - \beta' \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.55)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} &= \alpha_3 \frac{\omega}{\kappa} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_3 \rho \omega^2 + \\ &\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega_3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega_2} \omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (3.56)$$

E as constantes do modelo são consideradas conforme Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Constantes das equações do modelo de turbulência SST .

Coeficiente	Valor	Coeficiente	Valor
β_1	0,09	β_2	0,0828
β_3	0,075	α_1	5/9
α_2	0,44	σ_{k1}	2
$\sigma_{\omega 1}$	2	σ_{k2}	1
$\sigma_{\omega 2}$	1/0,856	α_1	0,3

Fonte: Manual software NX^{TM} FLOW.

Recomendado por Bardina et al., 1997 que desenvolveu extenso estudo de validação do modelo *SST*, apresentando boa capacidade de predição da separação em escoamentos sob gradientes de pressão adversos. Mais recentemente Korkischko, 2006, realizou simulação computacional sobre o corpo rombudo de *Ahmed* e o emprego de três modelos de turbulência $k-\omega$, $k-\varepsilon$ e *SST*, sendo este ultimo, o que apresentou resultados com maior consistência de valores e equivalência com os dados experimentais que se obtinha.

4 METODOLOGIA COMPUTACIONAL

A simulação numérica para fins do estudo da força de arrasto atuantes sobre veículos de transporte de pessoas foi realizada utilizando um programa comercial de Dinâmica dos Fluidos Computacional - CFD, com o seu próprio gerador de malha volumétrica. Os softwares SIEMENSTM NX-FLOWTM disponível na empresa Comil Ônibus S.A e o ANSYSTM-CFX disponível no GESTE/UFRGS, ambos baseados na técnica de volumes finitos de Patankar, 1980. A fluidodinâmica computacional permite ao engenheiro analisar o projeto de carrocerias veiculares sem a necessidade de se produzir um protótipo, ou reduzir significativamente a quantidade de modelos construídos.

Para verificação da adequação da metodologia CFD empregada para representar os fenômenos físicos reais adequadamente presentes na física do problema em estudo, para fins de validação da modelagem do problema, este trabalho propôs duas etapas:

- Primeiramente a simulação de uma esfera com dimensões e condições semelhantes ao ônibus em escala real, comparado com os dados literários obtido pela equação do coeficiente de arrasto de [Morrison, 2013].
- Posteriormente é realizada uma comparação da força de arrasto com dados experimentais, atuante sobre um modelo em escala reduzida de um ônibus, propostos por Moreira Junior (1996).

Os testes preliminares foram necessários para ajustar os parâmetros numéricos inerentes ao método. Dentre as possibilidades, foram escolhidos os parâmetros que possibilitariam a melhor representação física do escoamento sem acarretar em tempos computacionais muito longos.

Com as análises de verificações concluídas a última etapa foi à simulação do modelo real de um ônibus rodoviário analisando a força de arrasto atuante sobre o veículo. Não foram incluídas neste estudo os espelhos laterais e o módulo de ar-condicionado superior. Foi averiguado o coeficiente de arrasto para cinco malhas de volumes finitos distintas, com o propósito de avaliação da qualidade da malha do problema.

Os programas utilizados nas simulações computacionais, para protótipo do ônibus em escala real são o NXTM FLOW fornecido pela SIEMENSTM e o ANSYS CFXTM. As equações

governantes são discretizadas no tempo para cálculos permanentes e transientes, que por motivos de estabilidade, o passo de tempo é limitado por critérios de tempo locais ou físicos.

Usando um passo de tempo local para cada célula, significa ter os valores numericamente mais estáveis para cada célula. O código multiplica o passo de tempo local, que é determinado a partir da velocidade e escala de comprimento do volume de controle em cada nó no domínio fluido, pelo fator de intervalo de tempo que o usuário especifica na relação de velocidade com o tamanho do maior elemento [Ansys Workbench, 2008; NX Flow Analysis, 2006].

O solver é totalmente implícito, e não há restrições quanto ao passo de tempo. Um passo de tempo maior poderá conduzir, para uma convergência mais rápida, contudo pode ser instável. Caso os resultados de passo de tempo com valores grandes gerar instabilidade no solver, uma escala de tempo pequena deve ser utilizada e mais iterações serão necessárias [Ansys Workbench, 2008; NX Flow Analysis, 2006].

4.1 Critério de convergência

Para minimizar os erros de arredondamento, que ao se multiplicar fazem com que algumas variáveis evoluam mais rapidamente do que outras, causando assim uma instabilidade, a solução numérica somente tem convergência quando há estabilidade na convergência. Isto está diretamente ligado com uma malha coerente para representação do problema. Os resíduos são normalizados para acompanhar a solução. Assim, para cada uma das variáveis da solução ϕ , seu resíduo normalizado é dado pela Equação 4.1.

$$[\tilde{r}_\phi] = \frac{[r_\phi]}{a_p \Delta_\phi} \quad (4.1)$$

onde r_ϕ é o resíduo do volume de controle, a_p é um coeficiente representativo do volume de controle e Δ_ϕ é uma ampla representação das variáveis do domínio.

O processo de convergência adotado no presente trabalho é o "*RMS*" (*Root Mean Square*). Sendo o resíduo, de maneira simplificada, a diferença encontrada entre o lado esquerdo e direito em uma das equações diferenciais a serem solucionadas em cada volume de controle do problema, [Ansys Workbench, 2008; NX Flow Analysis, 2006].

O critério de convergência *RMS* estabelecido nas análises deste trabalho é de 10^{-5} . O modulo desses resíduos são somados através da Equação 4.2, para que os valores negativos não anulem os positivos.

$$RMS_{\phi} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N r_i^2}{n}} \quad (4.2)$$

4.2 Índice de convergência de malha, GCI

Na análise numérica um dos fatores mais importantes é a discretização espacial do domínio de cálculo. O refinamento da malha depende do equacionamento e modelo de turbulência utilizado e deve observar a região de interesse, além de acordar com o resultado esperado. Deve-se equilibrar a precisão do resultado e o tempo computacional necessário para a convergência.

Wenzel, 2010, obteve boas conclusões em seus estudos com o emprego da metodologia de convergência de malha conhecida como *Grid Convergence Index* – (GCI). Desenvolvido recentemente por Roache, 1998, é uma metodologia que fornece uma estimativa de erro de discretização mesmo quando a malha possuir excessivos refinamentos.

O índice de convergência de malha (GCI) é estabelecido como uma porcentagem de erro, e fornece uma estimativa do quanto à solução numérica esta convergindo para a solução exata. O método pode ser usado com um mínimo de duas malhas, mas fornecem uma melhor estimativa de erro quando usado com três soluções de malha, ou seja, infinitos números de células [Schwer, 2008].

Para o caso de três malhas construídas, uma razão de refinamento deverá ser respeitada conforme Equação 4.3.

$$r = \frac{h_2}{h_1} \quad (4.3)$$

onde r é uma constante que respeita uma relação de crescimento $h_1 < h_2 < h_3$ então pode ser escrita conforme Equação 4.4 e resolvida em forma fechada para a taxa de convergência estabelecida. Assim:

$$p = \frac{\ln\left(\frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1}\right)}{\ln(r)} \quad (4.4)$$

sendo f_i o resultado calculado, onde o sub índice i representa a malha e r razão de refino. A análise de um problema empregando dinâmica dos fluidos computacional requer uma malha suficientemente refinada na qual a solução seja restringida no intervalo da solução exata. Porém, mesmo sem um resultado analítico para obter a função exata (função onde o espaçamento da malha tende a zero), esta pode ser obtida através de uma generalização da extrapolação de *Richardson*, sem a necessidade da ordem de convergência possuir valor inteiro ($p \neq 2$). Assim a função exata é dado por:

$$f_{exata} \cong f_1 + \frac{f_1 - f_2}{r^p - 1} \quad (4.5)$$

O erro relativo (ε) entre duas malhas é definido como:

$$\varepsilon = \frac{f_2 - f_1}{f_1} \quad (4.6)$$

Já o erro fracional, estimado para a malha mais refinada (fina) e para a malha mais grosseira, deverá ser seguindo as equações:

$$E_{fina} = \frac{\varepsilon}{r^p - 1} \quad (4.7)$$

$$E_{fina} = \frac{\varepsilon r^p}{r^p - 1} = r^p E_{fina} \quad (4.8)$$

E finalmente o GCI para a malha mais fina e mais grossa das três malhas selecionadas para a análise é estipulado por:

$$GCI_{fina} = \frac{F_s |\varepsilon|}{r^p - 1} \quad (4.9)$$

$$GCI_{grossa} = \frac{F_s |\varepsilon| r^p}{r^p - 1} \quad (4.10)$$

onde $s F_S$ é um "fator de segurança" multiplicando o termo de erro relativo, definido anteriormente. O fator de segurança pode ser igual à $F_S = 1,25$ baseado na experiência, aplicando GCI em muitas situações [Roache, 1994].

Assim uma estimativa de resultado pode ser encontrada aplicando o GCI, obtendo um intervalo provável de resultado que a próxima malha obterá.

$$[f_1(1 - GCI), f_1(1 + GCI)] \quad (4.11)$$

4.3 Metodologia para estimar a espessura da camada limite

A geração da malha é uma das etapas mais importante para obter resultados satisfatórios na simulação computacional. Ela definirá quais são as principais regiões de interesse do domínio e principalmente a região próxima à parede, denominada de camada limite.

Com base na revisão bibliográfica sobre estudos da camada limite, desenvolveu-se uma planilha de cálculos, modelo no apêndice A-1. O objetivo desta planilha é estimar, independente do problema a ser estudado, a espessura da primeira camada de elementos sobre a parede, seguido da quantidade de elementos necessários e a espessura da camada limite total, de maneira a respeitar os limites de aplicação da modelagem empregada.

Abaixo está descrita a sequência de passos empregados para a estimativa da camada limite utilizando a planilha desenvolvida:

- I. O usuário define na janela de entrada, Tabela 4.1, a densidade da espessura da primeira camada de elementos, onde o escoamento junto a paredes apresenta elevados gradientes das variáveis de interesse, de modo que é fundamental garantir uma quantidade suficiente de malhas que permita a capturar o fenômeno físico desta região. Em escoamentos turbulentos, é possível identificar a proximidade do primeiro nó da malha, a partir da parede, através do (Y^+) , que é a distância adimensional à parede. Seguido das propriedades principais do fluido, da velocidade característica do escoamento e o comprimento característico do problema.

Tabela 4.1 – Dados de entrada estimativa da camada limite, planilha

densidade espessura primeira camada elementos	Y^+
viscosidade dinâmica do fluido (kg/m.s)	μ
densidade do fluido (kg/m ³)	ρ
velocidade característica (m/s)	u
comprimento característico do modelo (m)	L
viscosidade cinemática do fluido (m ² /s)	ν

- II. Com estes dados o número de *Reynolds* é estimado possibilitando identificar se o escoamento é laminar ou turbulento. O coeficiente de fricção superficial local é dependente do número de *Reynolds* e é estimado conforme Tabela 4.2 para o escoamento laminar, C.L.T 1 indica os valores obtidos a partir da “lei de potência 1/7” e C.L.T 2 utiliza além da referida lei, sendo que suas características principais apresentadas na seção 3.2.3

Tabela 4.2 – Cálculo do coeficiente de fricção superficial local

símbolo	laminar	C.L.T 1	C.L.T 2
$C_{f,x}$	$0,664 / \sqrt{Re_x}$	$0,027 / \sqrt{Re_x}$	$0,059 / \sqrt{Re_x}$

- III. A tensão de cisalhamento na parede τ_w é dependente de $C_{f,x}$ e é calculada pela Equação 3.4, que possui como variáveis a velocidade característica do escoamento e a massa específica do fluido, ambas já definidas nos dados de entrada.
- IV. Desta maneira a velocidade de fricção dada pela Equação 3.15, dependente da massa específica do fluido e a τ_w são apresentadas.
- V. Com o valor da velocidade de fricção automaticamente define-se a espessura da primeira camada de elementos ou variáveis da lei da parede com a Equação 3.19, já apresentada anteriormente.
- VI. A espessura total da camada limite é dependente do número de *Reynolds*, que sendo laminar, C.L.T 1 e C.L.T 2 segue a tabela 4.3. Seus conceitos foram apresentados na seção 3.2.3

Tabela 4.3 – Espessura total da camada limite

símbolo	laminar	C.L.T 1	C.L.T 1
δ/x	$4,91/\sqrt{\text{Re}_x}$	$0,160/\sqrt[7]{\text{Re}_x}$	$0,380/\sqrt[5]{\text{Re}_x}$

- VII. A quantidade de elementos da camada limite é o último passo a ser determinado. A Equação 4.12 é dependente dos dois passos anteriores, espessura da primeira camada de elementos e da espessura total da camada limite.

$$n = \frac{\log \left[\frac{\delta \times (q-1)}{y} + 1 \right]}{\log(q)} \quad (4.12)$$

Para o caso da simulação de escoamento de fluidos sobre a esfera, o modelo em escala reduzida e ônibus em escala real é utilizado a sequência de cálculos apresentados nesta secção para estimativa da espessura da camada limite.

4.4 Análise para avaliação esfera

A correlação para o coeficiente de arrasto em um escoamento uniforme em torno de uma esfera é uma temática abordada em vários estudos devido a grande quantidade de trabalhos experimentais afim de validação de métodos ou experimentos. Renomados autores como Schlichting, 1955 e White, 2006, são destacados por apresentar estudos com a correlação do coeficiente de arrasto pelo número de *Reynolds*, conforme apresentado no gráfico da Figura 4.1.

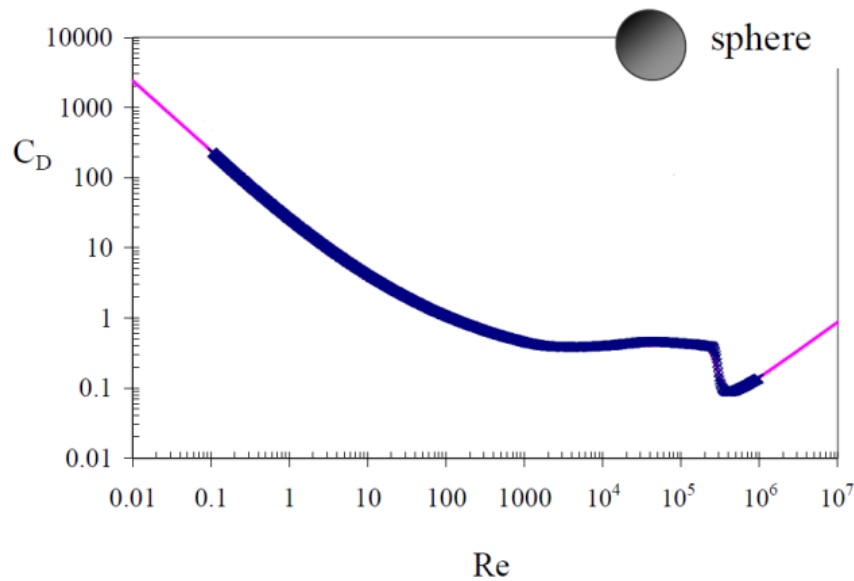


Figura 4.1 – Curva experimental de Schlichting e rosa da variação do coeficiente de arrasto pelo número de Reynolds. Ajuste de curva Morrison.

(Fonte: Schlichting, 1955)

Mais recentemente Morrison, 2013, estabeleceu a Equação 4.13, correlacionando dados que abrangem toda a faixa do número de Reynolds, do escoamento laminar até escoamentos turbulentos com altos valores de Reynolds

$$C_D = \frac{24}{Re} + \frac{2,6 \left(\frac{Re}{5,0}\right)}{1 + \left(\frac{Re}{5,0}\right)^{1,52}} + \frac{0,411 \left(\frac{Re}{263.000}\right)^{-7,94}}{1 + \left(\frac{Re}{263.000}\right)^{-8,00}} + \left(\frac{Re^{0,80}}{461.000}\right) \quad (4.13)$$

onde C_D é o coeficiente de arrasto, e Re é o número de *Reynolds*. Segundo Morrison, 2013, com baixos números de Reynolds, a equação torna-se um $C_D = 24/Re$. Nos mais altos números de Reynolds a equação torna-se uma linha com inclinação de $0,8^\circ$ em uma curva log-log. Entretanto, não se recomenda sua utilização para números de Reynolds maiores que 10^6 .

O número de Reynolds considerado para o estudo de validação da esfera neste trabalho é de 4×10^4 , o que caracteriza o escoamento como turbulento e remete a um coeficiente de arrasto de 0,402 segundo a Equação 4.13.

4.4.1 Construção do modelo e domínio

Para a criação do modelo em *computer aided design* (CAD), figura 4.2, o diâmetro da esfera proposta é de 4 m. Sendo esta a medida equivalente à dimensão da diagonal principal do ônibus em escala real proposto para o estudo final deste trabalho.

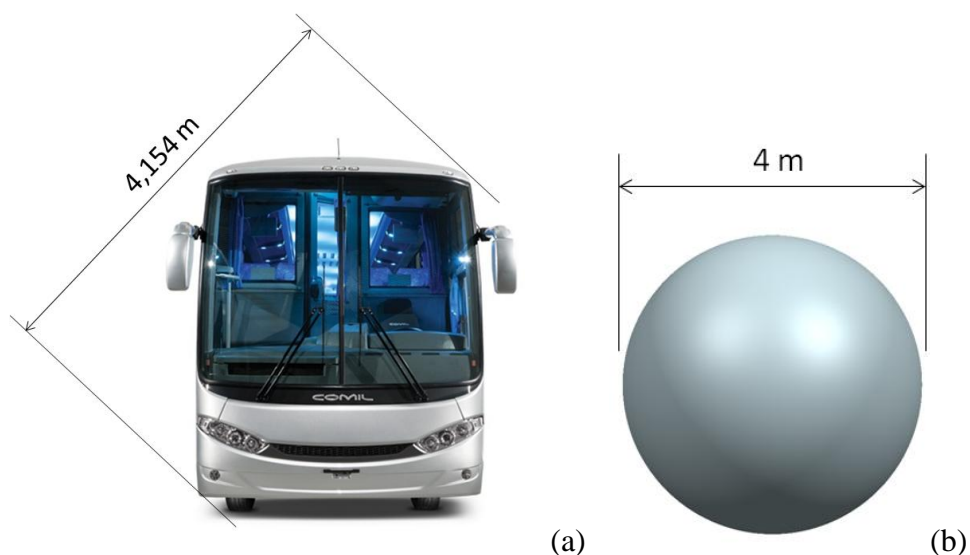


Figura 4.2 – (a) Vista frontal do ônibus; (b) Modelo em CAD esfera.

O domínio do problema é determinado considerando-se aproximadamente 10 vezes o diâmetro da esfera na região posterior, 5 vezes na região anterior, superior e inferior, conforme pode ser visualizado na Figura 4.3. Este campo no entorno da esfera é necessário para que o escoamento se desenvolva após o objeto, reduzindo a interferência das condições de contorno.

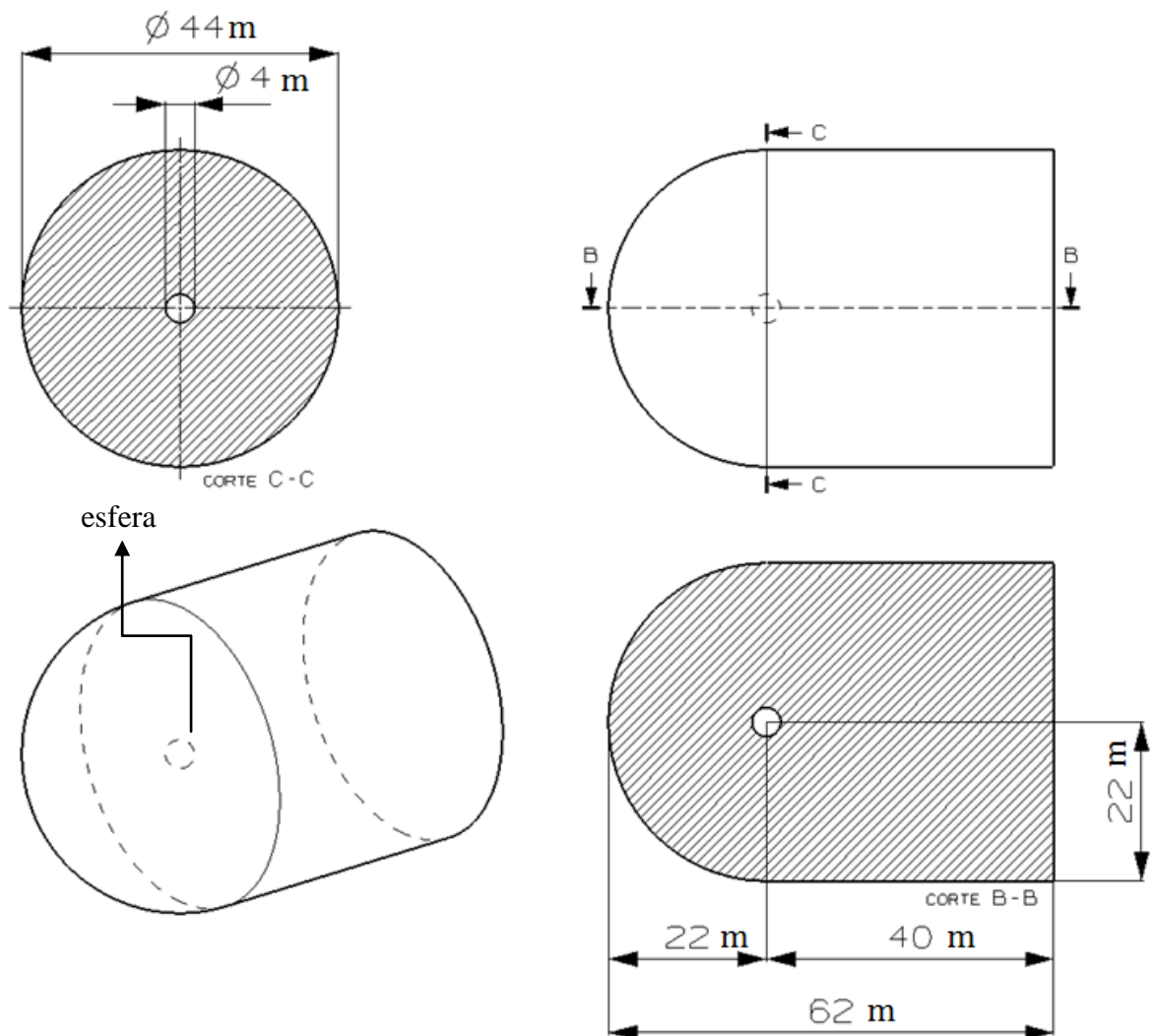


Figura 4.3 – Domínio construído para a simulação do escoamento sobre a esfera.

4.4.2 Malha, domínio e camada limite

Com os conceitos de camada limite apresentados na seção 3.2, e a planilha de cálculo desenvolvida conforme descrito no índice 4.3 e apresentado no Apêndice 4.2, determina-se como 13 mm a espessura da primeira camada de volumes a partir da parede da esfera, 164 mm o valor estimado para a espessura total da camada limite e onde são necessários 6 elementos, para um número de *Reynolds* turbulento igual à 4×10^4 . Cálculos no Apêndice A-2.

A malha hexaédrica foi escolhida para discretização do problema. Com refinamento acentuado na parede, respeitando uma taxa de crescimento de 1,16 com o objetivo de descrever adequadamente a camada limite formada nestas regiões, a Figura 4.4 permite visualizar em detalhes.

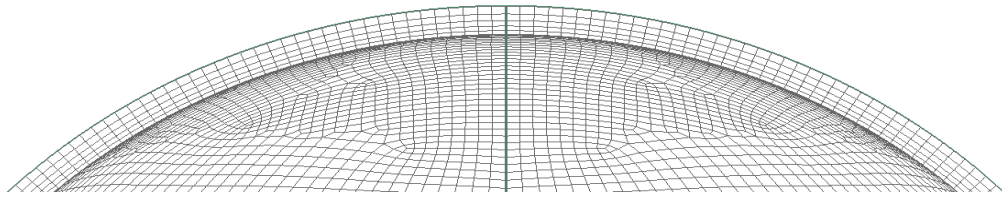


Figura 4.4 – Malha na região da camada limite sobre a esfera.

À medida que há o afastamento desta zona, a malha toma proporções maiores conforme pode ser observado na Figura 4.5.

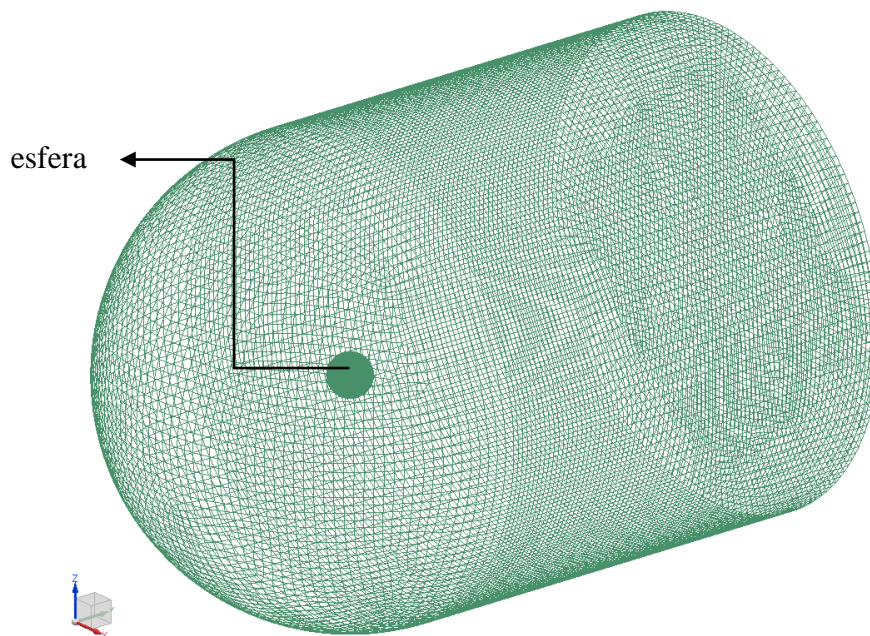


Figura 4.5 – Malha domínio esfera.

Enfim, a malha acaba seguindo uma taxa de crescimento circundando 1,2 e resultando num total de 854.500 elementos.

4.4.3 Condições de contorno

As condições de contorno impostas sobre o domínio são apresentadas na Figura 4.6. A condição *wall fuction* ou lei de parede aplicada ao entorno da esfera proporciona a velocidade zero na parede. Nas extremidades do domínio a condição de *slip-wall* ou parede deslizante é adicionada. A condição saída ou aberta, onde se permite tanto a entrada como a saída do escoamento é imposta na face posterior a entrada do domínio com pressão manométrica zero.

A entrada ficará com a condição de *Inlet*, onde é permitida apenas que o escoamento entre e se prescreve uma velocidade de 0,15 m/s.

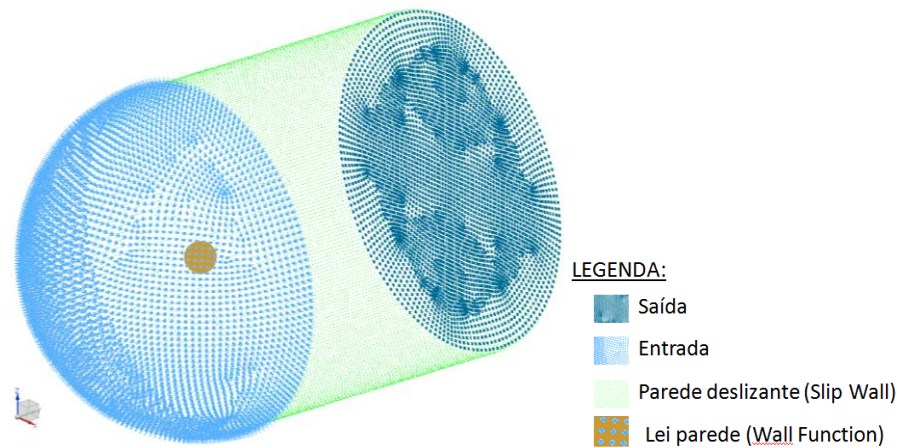


Figura 4.6 – Condições de contorno caso esfera.

Como condição inicial a simulação, foi imposto para o domínio 1% de intensidade de turbulência. O fluido utilizado foi o ar, com massa específica constante e igual a $1,225 \text{ kg/m}^3$, e uma viscosidade dinâmica de $1,7894 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$.

4.4.4 Respostas caso esfera

Uma vez estabelecido à metodologia nos capítulos anteriores, os principais parâmetros de comparação entre os resultados obtidos e outros numéricos ou experimentais disponíveis na literatura são os coeficientes de arrasto e sustentação. O formato da esteira do corpo também pode ser utilizado como importante indicativo de veracidade da simulações, além do coeficiente de pressão sobre a superfície do corpo. O critério de convergência, conforme já exposto anteriormente é de 10^{-5} .

O comportamento da camada limite sobre a esfera é abordado, pela sua grande influência no escoamento, especialmente na definição das forças de arrasto. A Figura 4.7 permite a visualização dos vetores de velocidade, nas proximidades da esfera ao final da camada limite. Como esperado, a velocidade cresce a partir de um valor próximo de zero, até um valor aproximadamente constante, correspondente à velocidade de entrada do escoamento fora da camada limite.

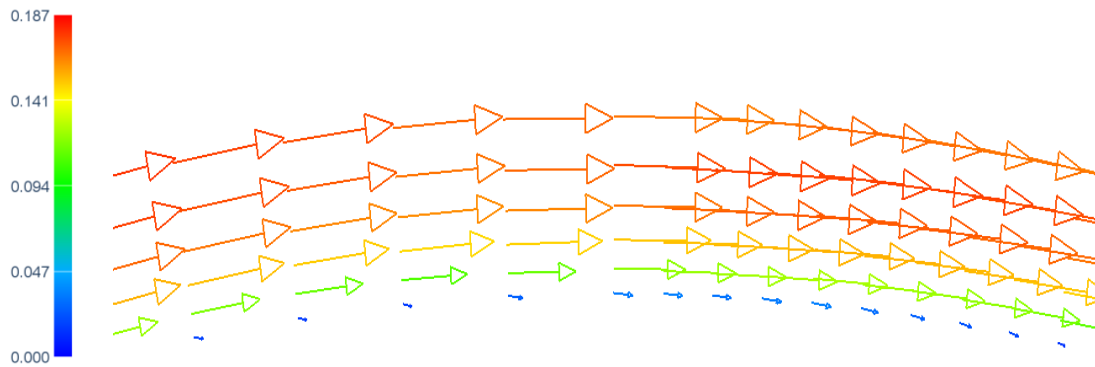


Figura 4.7 – Vetores velocidade da camada limite sobre a esfera (escala em m/s).

Para números de *Reynolds* muito baixos o escoamento sobre a esfera é considerado laminar e sem separação, e o arrasto é dominado pela viscosidade. Para valores moderados, o escoamento na camada limite permanece laminar, contudo passa a ocorrer a separação da camada limite a partir desta faixa de número de *Reynolds*. Para valores maiores de Reynolds a camada limite transiciona a turbulência e separa-se da esfera na parte posterior, contudo esta separação ocorre em uma região posterior, como pode ser observado na Figura 4.8.

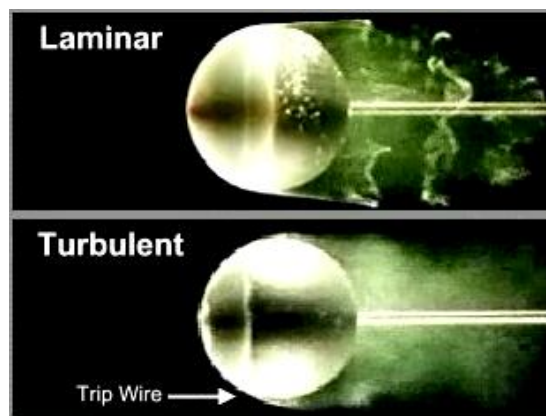


Figura 4.8 – Perfil de escoamento laminar e turbulento sobre a esfera.

(Fonte: ONERA, 2007)

Shapiro, 1961, conclui que a turbulência permite que a camada limite resista melhor à tendência de separação e com isso o ponto de descolamento move-se mais para trás da esfera, diminuindo a área da esteira. Quando turbulento, o escoamento força uma contração da esteira e reduz a área da esfera submetida a baixas pressões, causando diminuição da resistência do ar. A separação causa uma redução significativa da pressão na parte de trás da esfera, e a diferença entre as pressões dianteira e traseira passa a dominar o arrasto.

A Figura 4.9 tem por objetivo realizar uma comparação qualitativa do campo de velocidade encontrado na simulação, com o gerado experimentalmente. Verifica-se que existe uma semelhança entre os resultados.

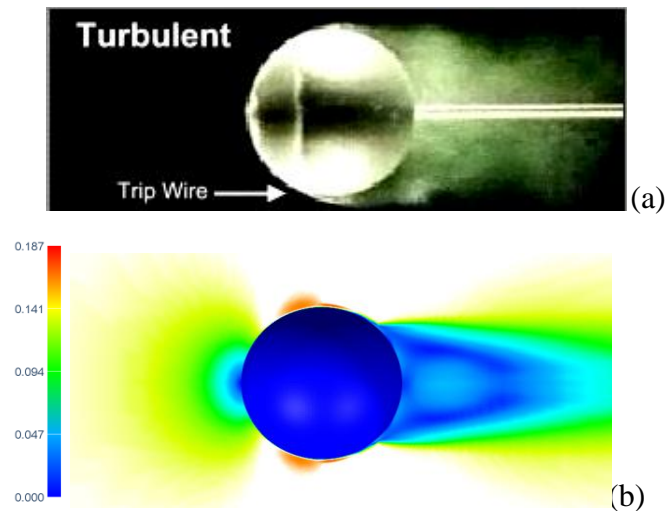


Figura 4.9 – (a) Visualização do escoamento experimental; (b) Campo de velocidade da simulação.

(Fonte: ONERA, 2007) (a)

A Tabela 4.4 permite a visualização dos valores de coeficiente de arrasto obtidos pela simulação para os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e SST .

Tabela 4.4 – Coeficiente de arrasto total para os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e SST .

	$k-\varepsilon$	SST
coeficiente de arrasto total (C_D)	0,39	0,42
tempo computacional (horas)	30	27
número de interações	1300	1000

O coeficiente de arrasto encontrado pela simulação é muito próximo do estimado pela Equação 4.4, onde C_D é 0,402 para os dois modelos de turbulência considerados. As diferenças entre o valor experimental e os encontrados pelas simulações nos modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e SST são de 0,025% e 0,05% respectivamente. Desta maneira, pode ser verificado que o conceito de criação de malha apresentado anteriormente é satisfatório e permite prosseguir para o estudo proposto do ônibus em escala reduzida.

5 RESULTADOS

Neste capítulo é abordada a simulação sobre um ônibus em escala reduzida, onde, comparativamente, é analisado o coeficiente de arrasto total obtido pela simulação com os valores experimentais do modelo em escala 1:30. Moreira Junior, 1996, obteve seus resultados a partir de ensaios realizados no túnel de vento do tipo sopro subsônico, disponível no Instituto Tecnológico da Aeronáutica (ITA).

5.1 Simulação ônibus em escala reduzida

Moreira Junior, 1996, englobou em seus experimentos as forças de arrasto, lateral e do momento de guinada sobre três modelos de ônibus em escala reduzida, diferenciando entre si a inclinação na geometria da superfície frontal. A Figura 5.1 mostra o aparato experimental de Moreira Junior, 1996.

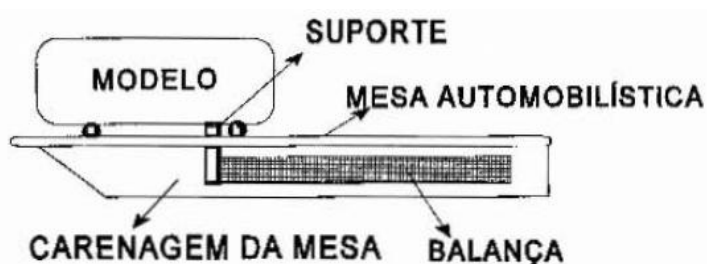


Figura 5.1 – Esquema de montagem do modelo na balança
(Fonte: Moreira Junior, 1996)

O modelo ficou sobre uma placa plana de madeira, mesa automobilística, que simulou o solo. Para medir as forças de atuantes, ele projetou e construiu uma balança com sensores extensômetros, "*strain-gages*", permitindo a captação dos valores de pressão na superfície do modelo e na mesa automobilística, além da obtenção das forças de arrasto, com número de *Reynolds* variando de $8,232 \times 10^4$ a $13,02 \times 10^4$.

5.1.1 Respostas experimentais obtidas para Ônibus em escala reduzida.

Sete números de *Reynolds* foram analisados por Moreira Junior, 1996. Cada um dos ensaios foi realizados três vezes utilizando-se uma média simples dos valores obtidos nos

experimentos, visto que não ocorreu dispersão nos resultados, ou seja, as diferenças estavam dentro do índice de incerteza. Os valores obtidos do coeficiente de arrasto são apresentados na Tabela 5.1, para o modelo sem inclinação frontal e com ângulo de guinada à zero.

Tabela 5.1 – Coeficiente de arrasto total obtidos experimentalmente pela variação do número de Reynolds.

Rex10⁴	C_D	Wcdt (valores de incerteza)
8,232	0,51	0,02
9,2	0,51	0,02
10,08	0,51	0,02
10,89	0,51	0,02
11,65	0,5	0,02
12,35	0,5	0,02
13,02	0,5	0,02

Fonte: reescrito de Moreira Junior (1996).

5.1.2 Construção do modelo computacional e domínio estabelecidos para o ônibus em escala reduzida.

As dimensões do modelo em escala reduzida consideradas por Moreira Junior, 1996, foram igualmente empregadas para este estudo e estão apresentadas na Figura 5.2, sendo a área transversal principal total igual à 7,260 m² e o comprimento característico para o cálculo do coeficiente de arrasto igual à 0,0726 m.

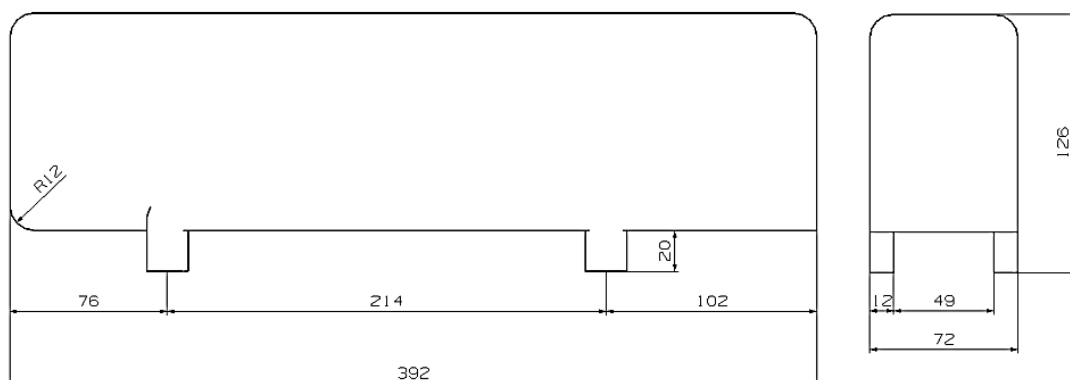


Figura 5.2 – Dimensões características do modelo em milímetros.

(Fonte: reescrito de Moreira Junior, 1996)

O domínio criado sobre o modelo possui 8 metros de comprimento, 2 metros de altura e 1 metro de largura, discretizado por malha volumétrica de tetraedros e hexaedros na camada limite. Para refinamento da malha utilizou-se a planilha de cálculo de camada limite do Apêndice A-3.

Considera-se simetria espacial do problema situada no plano central axial do domínio. As condições de contorno sobre o domínio também são apresentadas na figura 5.3.

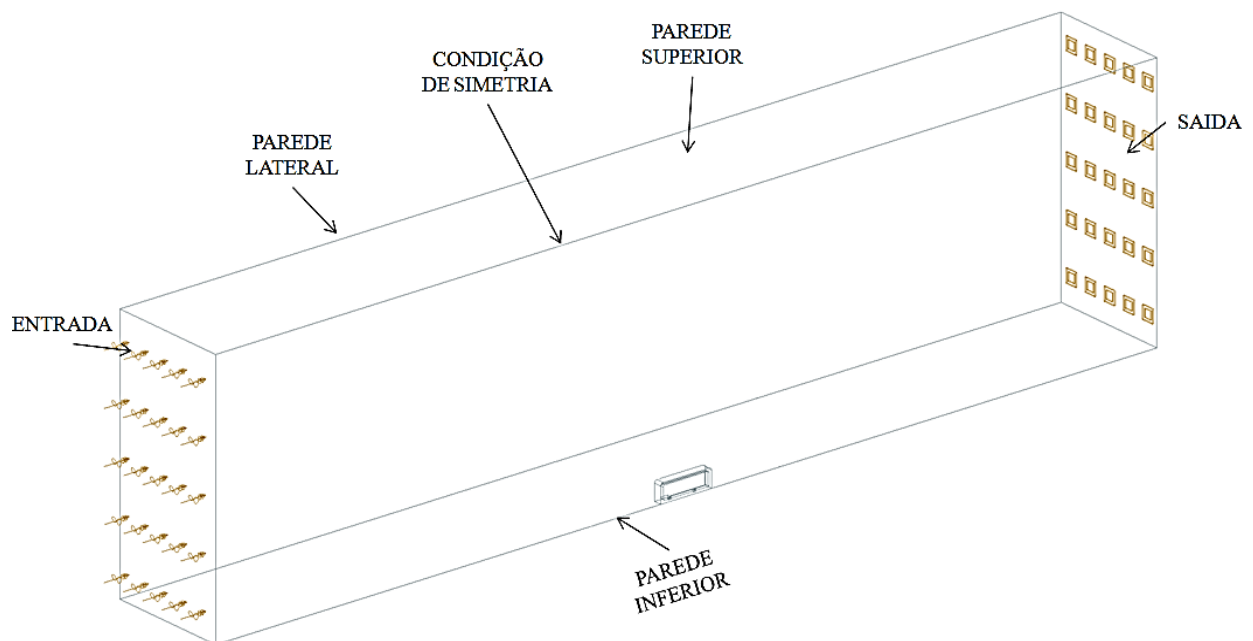


Figura 5.3 – Condições de contorno estabelecidas sobre o domínio, modelo em escala reduzida.

A condição de saída ou abertura é imposta na face posterior à entrada do domínio, com um valor de pressão estática manométrica igual a zero. A entrada é definida a condição de *Inlet*, onde é prescrita uma velocidade de 27 m/s. Inicialmente foi estabelecido 1% de intensidade de turbulência para o interior do domínio. Nas paredes superior, lateral e de simetria a condição de deslizamento livre foi inserida e na parede inferior a condição de não deslizamento. O fluido utilizado foi o ar, com massa específica constante e igual a 1,225 kg/m³, uma viscosidade dinâmica de 1,7894x10⁻⁵ kg/m.s. O número de Reynolds baseado no comprimento do modelo é $Re = 1,3 \times 10^5$.

5.1.3 Respostas caso ônibus em escala reduzida

Com a análise do coeficiente de arrasto total obtido da simulação numérica com quatro malhas distintas, pode-se observar que o cálculo numérico possui independência de malha, o que torna pertinente a comparação com os resultados experimentais conforme é visualizado na figura 5.4.

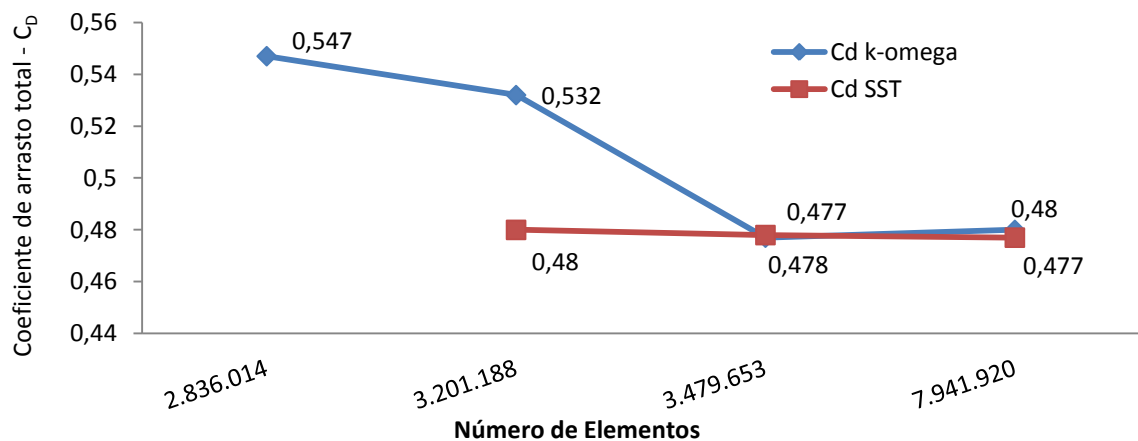


Figura 5.4 – Variação do coeficiente de arrasto C_D pela quantidade de elementos do domínio, caso modelo em escala reduzida.

Detalhadamente a Tabela 5.2 informa o coeficiente de arrasto total obtido na simulação numérica para outros modelos de turbulência. É possível analisar que o modelo *SST*, obtém com uma menor quantidade de elementos, o valor do coeficiente de arrasto que Moreira Junior, 1996 obteve em seu experimento. O modelo *k-ε* não proporcionou resultados nas condições estabelecidas neste estudo. O modelo de turbulência *k-ω* demonstra uma necessidade de refinamento maior de malha para que o resultado se torne independente.

Tabela 5.2 – Variação do coeficiente de arrasto total com a quantidade de elementos e modelos de turbulência.

Número de elementos	Coeficiente de Arrasto total (simulação)		
	<i>k-ω</i>	<i>k-ε</i>	<i>SST</i>
2.836.014	0,547	---	---
3.201.188	0,532	0,367	0,480
3.479.653	0,477	não obteve convergência	0,478
7.941.920	0,480	não obteve convergência	0,477

As principais regiões de recirculação sobre o modelo experimental obtido por Moreira Junior, 1996, estão apresentadas na figura 5.5 onde o campo de velocidades sobre o modelo é apresentado.

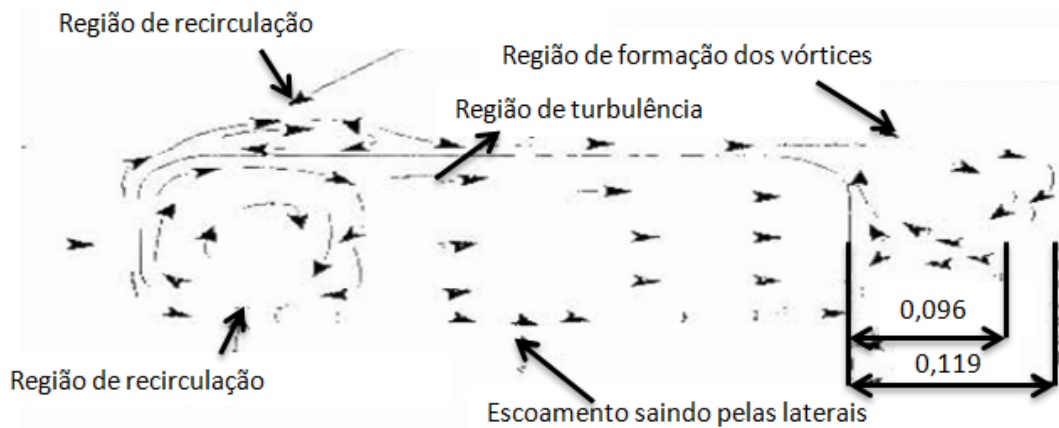


Figura 5.5 – Vista lateral esquerda do modelo, com a descrição dos fios de lâ durante ensaio de visualização,

(Fonte: adaptado de Orlando, 1996)

Comparativamente, observa-se a semelhança das estruturas do escoamento oriundas da simulação realizada neste estudo, conforme na figura 5.6.

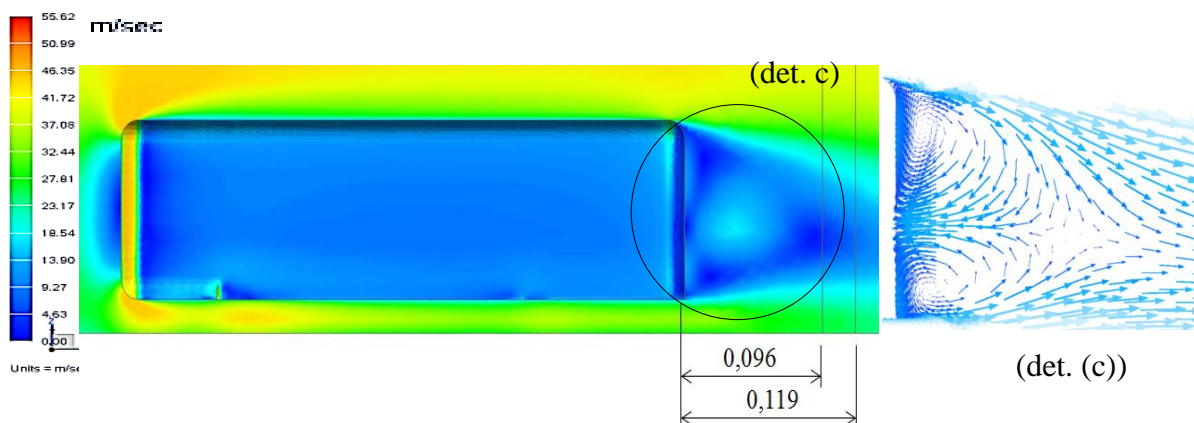


Figura 5.6 – Vista lateral esquerda do modelo, com o perfil da velocidade oriunda da simulação numérica, com detalhe da região de recirculação na traseira.

Com as resposta das simulações do escoamento sobre o ônibus em escala reduzida é observado que os modelos de turbulência $k-\omega$ e SST demonstraram ser aptos para solução do problema nas condições consideradas neste estudo.

5.2 Simulação ônibus em escala natural

A partir das simulações sobre a esfera e o modelo reduzido do ônibus, foi possível nortear os caminhos que deveriam ser seguidos na simulação do ônibus em escala natural. Evitando assim, problemas indesejáveis, tais como, modelos de turbulência indevidamente optados ou uma malha da camada limite sem as devidas considerações.

A simulação em escala natural de um ônibus rodoviário analisando a força de arrasto atuante é o objeto deste capítulo. A variação do coeficiente de arrasto sobre cinco quantidades distintas de elementos de malha para o domínio foi avaliada objetivando a independência de malha do problema.

O programa utilizado nas simulações computacionais em CFD é o *NXTM FLOW*. Nesta etapa foi empregado também o software comercial *ANSYSTM CFX* utilizando-se em ambos os modelos de turbulência *k-ε*, *k-ω* e *SST*, considerou-se as mesmas malhas e condições de contorno para todas as simulações.

5.2.1 Construção e características geométricas do ônibus em escala natural

As forças aerodinâmicas incidentes sobre veículos provocam arrasto, forças laterais e momentos. A intensidade destas forças depende do tipo de veículo e principalmente da velocidade de deslocamento, que segundo Götz, 1977, quando esta é superior a 80 km/h, faz com que a força aerodinâmica represente mais de 50% da resistência imposta sobre o veículo, superando a resistência de atrito que os pneus exercem sobre a pista. Desta maneira, o estudo destas forças é de maior interesse para ônibus rodoviário. O modelo Campione 3.65, mostrado na Figura 5.7, da fabricante Comil Ônibus S.A, que segundo o próprio fabricante é o um veículo projetado para linhas rodoviárias de média, longa distância e também para as atividades de turismo, é utilizado como caso se estudo do presente trabalho.



Figura 5.7 – Ônibus rodoviário Campione 3.65 da fabricante Comil Ônibus S.A.
(Fonte: Comil ônibus S.A, 2013)

Este veículo possui características de comprimento variando de 12 m a 14 m, largura de 2,6 m e altura 3,6 m sem o módulo de ar condicionado sobre o teto. Com estas informações relevantes, o modelo em escala natural foi desenvolvido, respeitando curvaturas particulares existentes na geometria do veículo, conforme se observa na Figura 5.8. A área total transversal é de $7,80 \text{ m}^2$ e, conforme exposto anteriormente, não foram incluídos neste estudo os espelhos laterais e o módulo de ar condicionado superior.

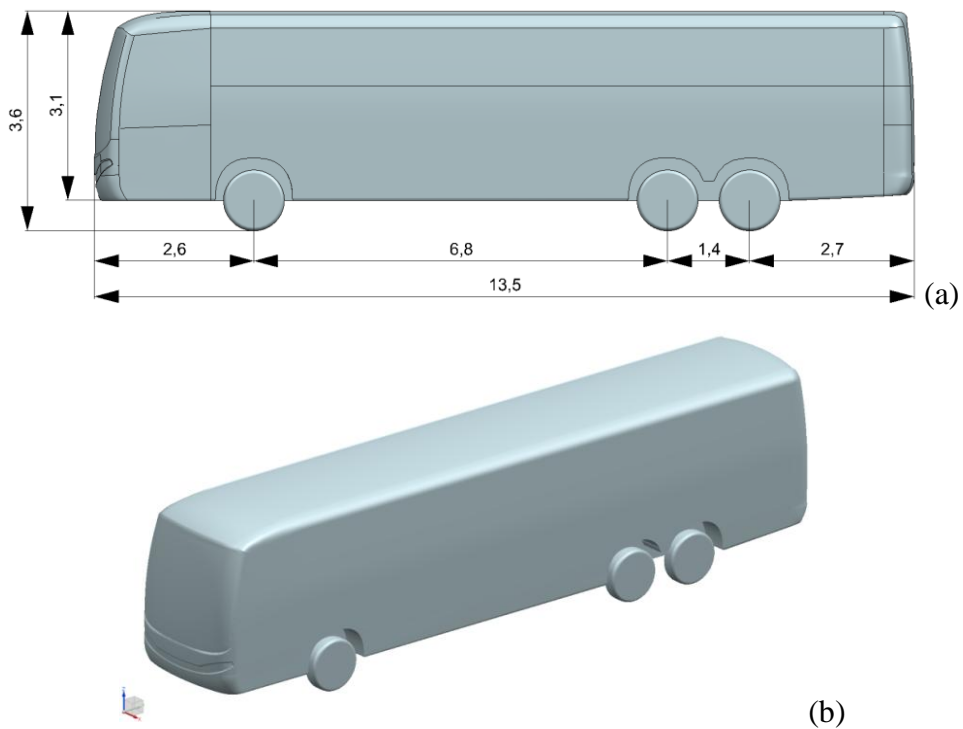


Figura 5.8 –Modelo em CAD do ônibus; (a)Vista lateral escala em metros, (b) Vista isométrica.

5.2.2 Domínio

Para simular o escoamento em torno do ônibus, foi criado em 3D no NX™ Modeling um túnel de vento virtual, considerando-se como fundamental que este domínio seja grande o suficiente para que suas paredes não perturbem o escoamento sobre o modelo a ser estudado. Com o ônibus posicionado no seu interior, foi criado um “corpo oco”, encontrando-se este envolvido por fluido, que pode ser observado nas Figura 5.9 e 5.10.

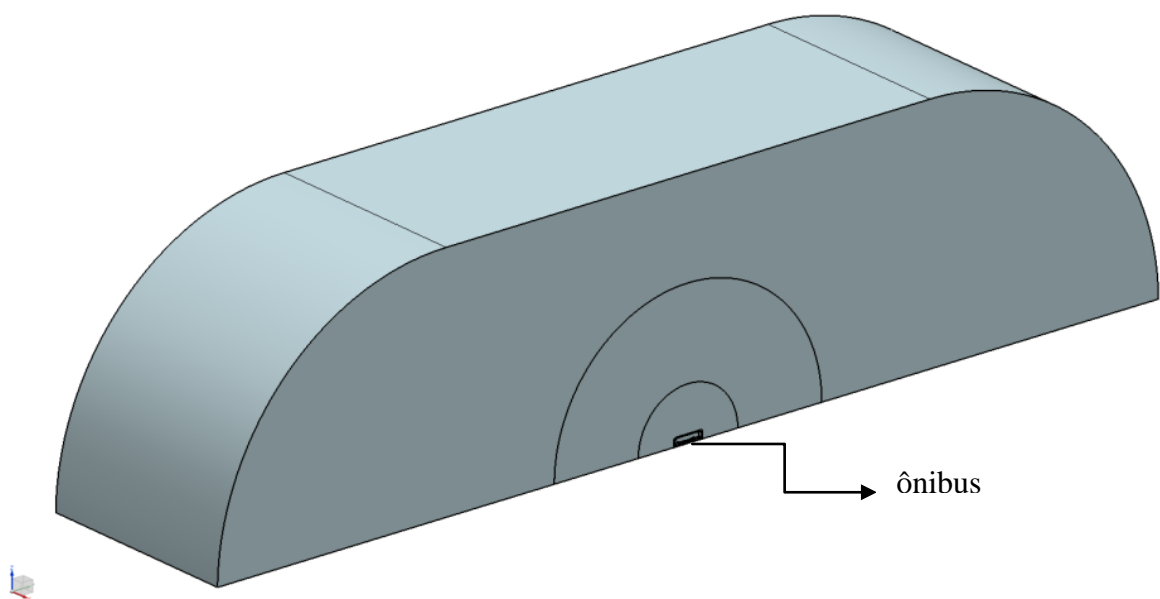


Figura 5.9 – Domínio criado sobre o modelo para simulação do escoamento.

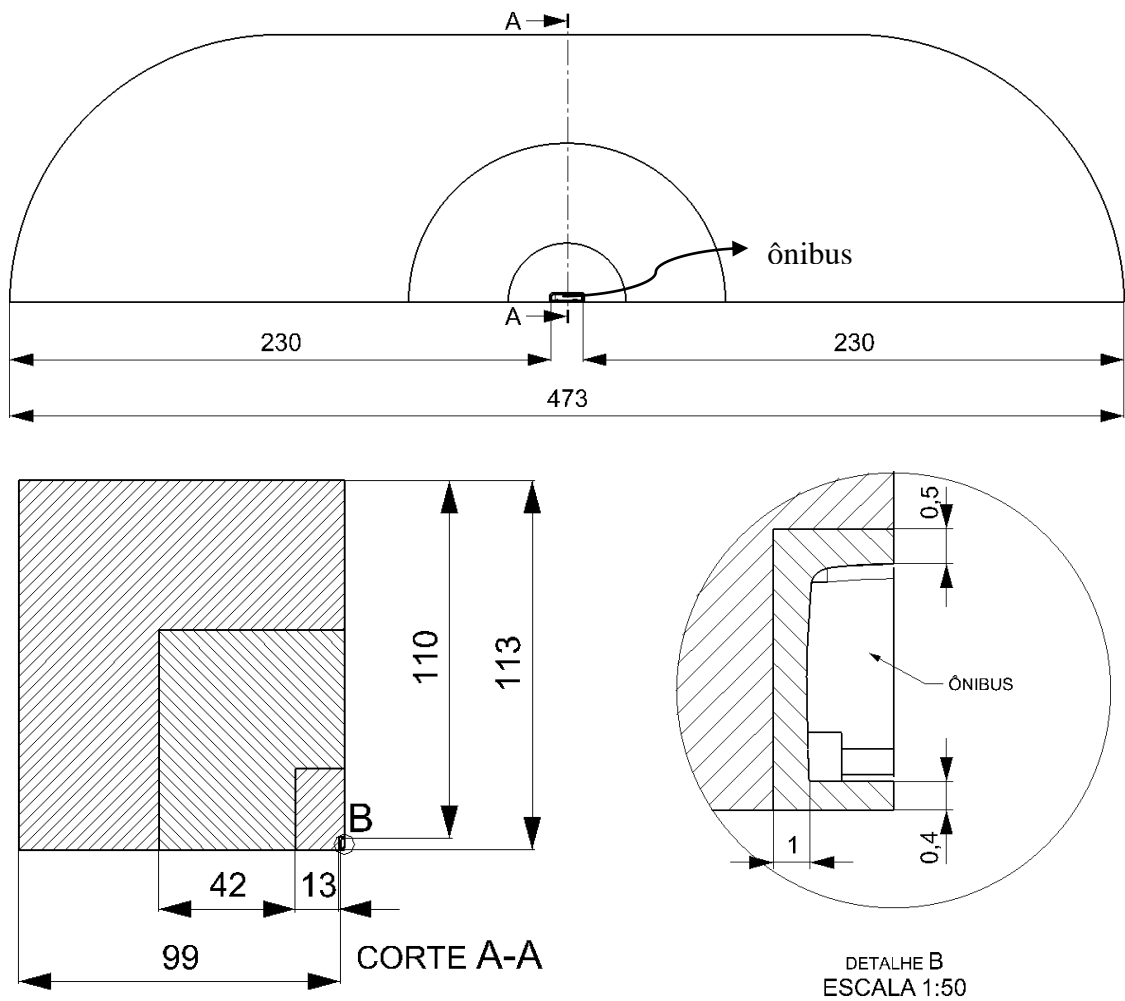


Figura 5.10 – Dimensões do domínio computacional criado sobre o ônibus, dimensões em metros.

Considera-se simetria espacial do problema situada no plano central axial do domínio, conforme verifica-se no detalhe "B" da Figura 5.10. O domínio fluido possui 110 m de altura, 99 m lateralmente, 230 m anterior e posterior ao ônibus, de modo que o escoamento se desenvolva depois de passar sobre o mesmo. Ainda, conforme pode ser observado no CORTE A-A da Figura 5.10 o domínio foi dividido por secções, para que a malha não tivesse seu tamanho abruptamente alterado da região da camada limite ao extremo do domínio fluido.

5.2.3 Características da malha

A malha gerada sobre o domínio fluido foi desenvolvida no software *NXTM ADVANCED SIMULATIONTM*, respeitando os conceitos de camada limite, utilizando-se a planilha de estimativa de camada limite apresentada anteriormente. Assim, esta foi

determinada com as seguintes dimensões: 1,53 mm a espessura da primeira camada, 180 mm a espessura total da camada limite com 20 elementos, para um número de *Reynolds* turbulento na ordem de 10^7 . Cálculos no Apêndice A-4.

O problema foi discretizado por malha não estruturada, possuindo elementos prismáticos de base triangular na camada limite sobre as paredes do ônibus. Na zona de transição os elementos possuem tamanhos na ordem de 90 mm, volumes tetraédricos no restante do domínio e pirâmides na região entre a camada limite e zona de transição são aplicados. A Figura 5.11 mostra esta região em detalhes.

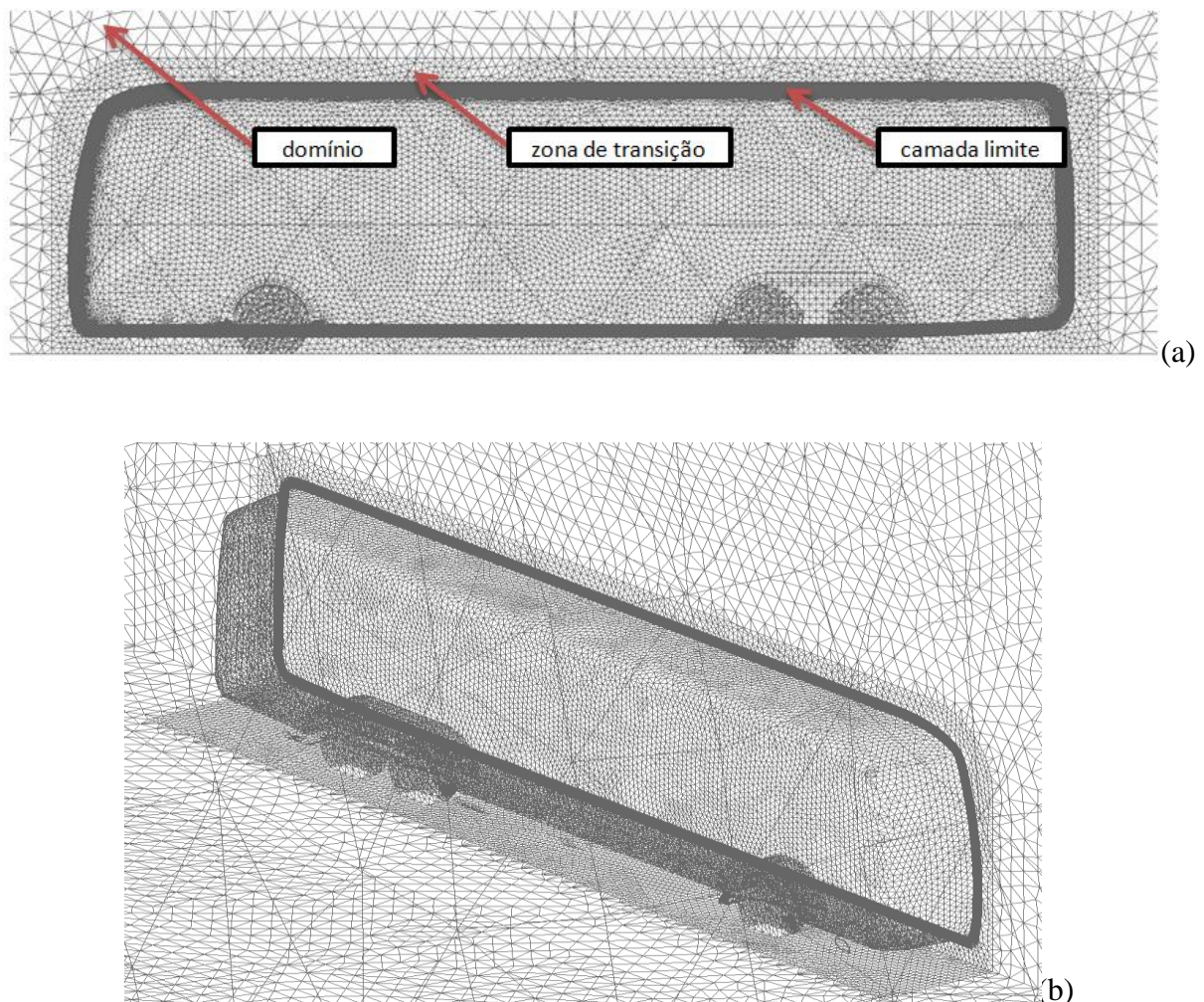


Figura 5.11 – Malha camada limite, zona de transição e domínio gerado sobre o ônibus, vista lateral (a) e isométrica (b).

À medida que é feito o afastamento em relação à camada limite e da zona de transição, a malha do domínio toma proporções maiores, conforme observa-se na Figura 5.12 e 5.13, sendo nos extremos do domínio elementos com tamanhos superiores à 3,5 m.

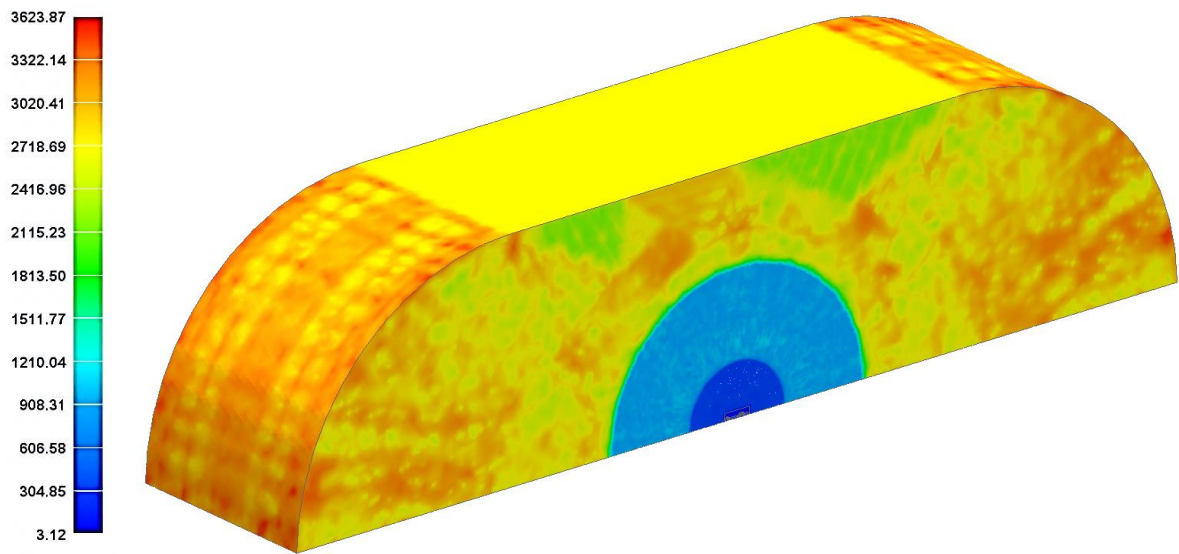


Figura 5.12 – Malha sobre o domínio com escala de dimensões em milímetros dos elementos.

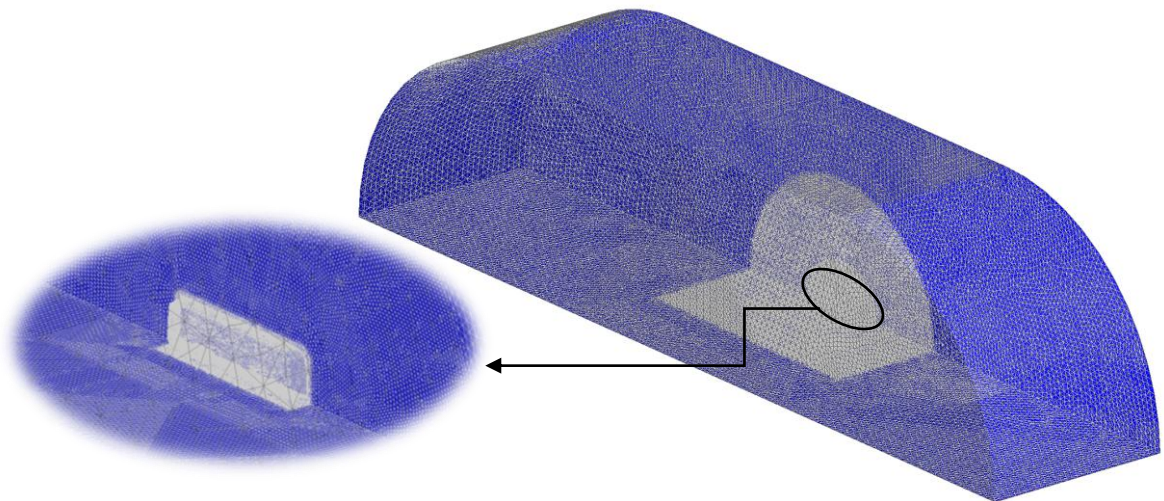


Figura 5.13 – Visualização global da malha sobre ônibus em escala natural e domínio.

Cinco malhas de tamanhos diferentes foram estabelecidas com objetivo de se obter independência de malha e convergência de resultados. A malha mais grosseira possui 8.304.900 de elementos e a mais refinada 22.576.321 de elementos. A Tabela 5.3 mostra as características de cada malha, onde todas sofrem aumento em seu domínio e uma delas na quantidade de elementos da camada limite.

Tabela 5.3 – Características das malhas geradas para a discretização do domínio.

espessura da 1ª camada de elementos (mm)	espessura total da camada limite (mm)	quantidade de elementos na camada limite	quantidade total de elementos
1,53	180	20	8.304.900
1,53	180	20	9.789.886
1,53	180	40	10.912.635
1,53	180	20	14.456.228
1,53	180	20	22.576.321

5.2.4 Condições de contorno do domínio

As condições de contorno impostas sobre o domínio e modelo são apresentadas na Figura 5.14. Sendo a condição *wall fuction* ou lei de parede sobre o corpo do ônibus que estabelece um atrito entre a superfície e o escoamento (velocidade zero na superfície). Nas extremidades laterais e superior a condição de *slip-wall* ou parede deslizante é adicionada, a qual possuirá a velocidade de entrada como dominante e tensão de corte nula, de modo a ter a mínima influência no escoamento. Na extremidade inferior do domínio é imposta a condição de parede em movimento com velocidade igual à entrada, visando considerar o efeito da velocidade relativa entre o ônibus e o solo durante o movimento.

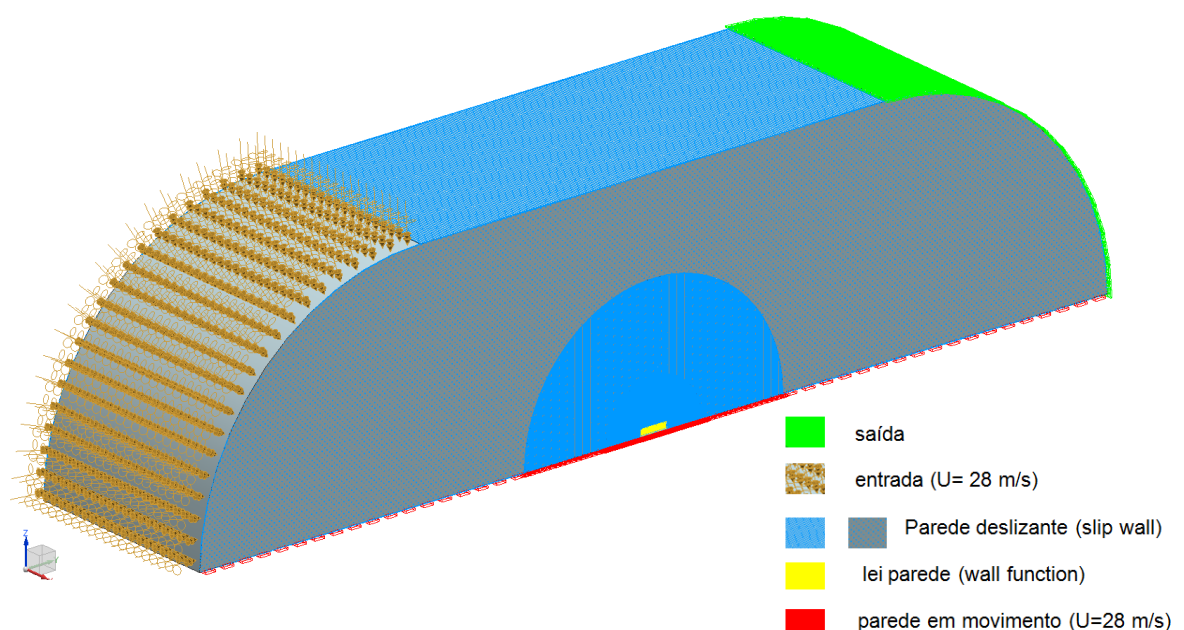


Figura 5.14 – Condições de contorno caso ônibus escala real.

A condição de saída ou abertura é imposta na face posterior a entrada do domínio, com um valor de pressão estática manométrica igual a zero. A entrada ficará com a condição de *Inlet*, onde é permitida apenas a entrada do escoamento durante o processo de solução da simulação. Como condição inicial necessária para que ocorra o escoamento, foi imposta uma velocidade de 28 m/s, o que equivale a aproximadamente 100 km/h na entrada do domínio. Como condição inicial para que o escoamento se desenvolva foi considerado para o domínio 1% de intensidade de turbulência. O fluido utilizado foi ar, com massa específica constante e igual a $1,225 \text{ kg/m}^3$ e uma viscosidade dinâmica de $1,7894 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$. O número de *Reynolds* baseado no comprimento do modelo é de $2,4 \times 10^7$.

5.3 Resultados simulação ônibus em escala natural

Nesta secção serão abordadas as respostas obtidas pela simulação do ônibus em escala natural. Primeiramente foi analisado o coeficiente de arrasto total para diferentes malhas e sua variação quando calculados considerado três modelos de turbulência: *k-ε*, *k-ω* e *SST*. Posteriormente são destacados os resultados de velocidade e pressão obtidos da simulação com a melhor resposta de malha e modelo de turbulência.

O computador utilizado nas simulações do ônibus em escala natural é um HP Z800 *Workstation* que possui um processador de 2.40GHz com dois processadores e 8 núcleos, com memória *RAM* de 24,0 GB.

Devido a grande importância de análise do y^+ , a chamada subcamada viscosa que esta situada sobre a superfície do modelo e fornece de maneira confiável a qualidade da malha que esta inserida nesta região. A Figura 5.15 mostra em escala de cores este valor adimensional para as cinco malhas criadas, permitindo a conclusão de que as regiões de interesse possuem valores satisfatórios para os modelos de turbulência apresentados nos capítulos anteriores.

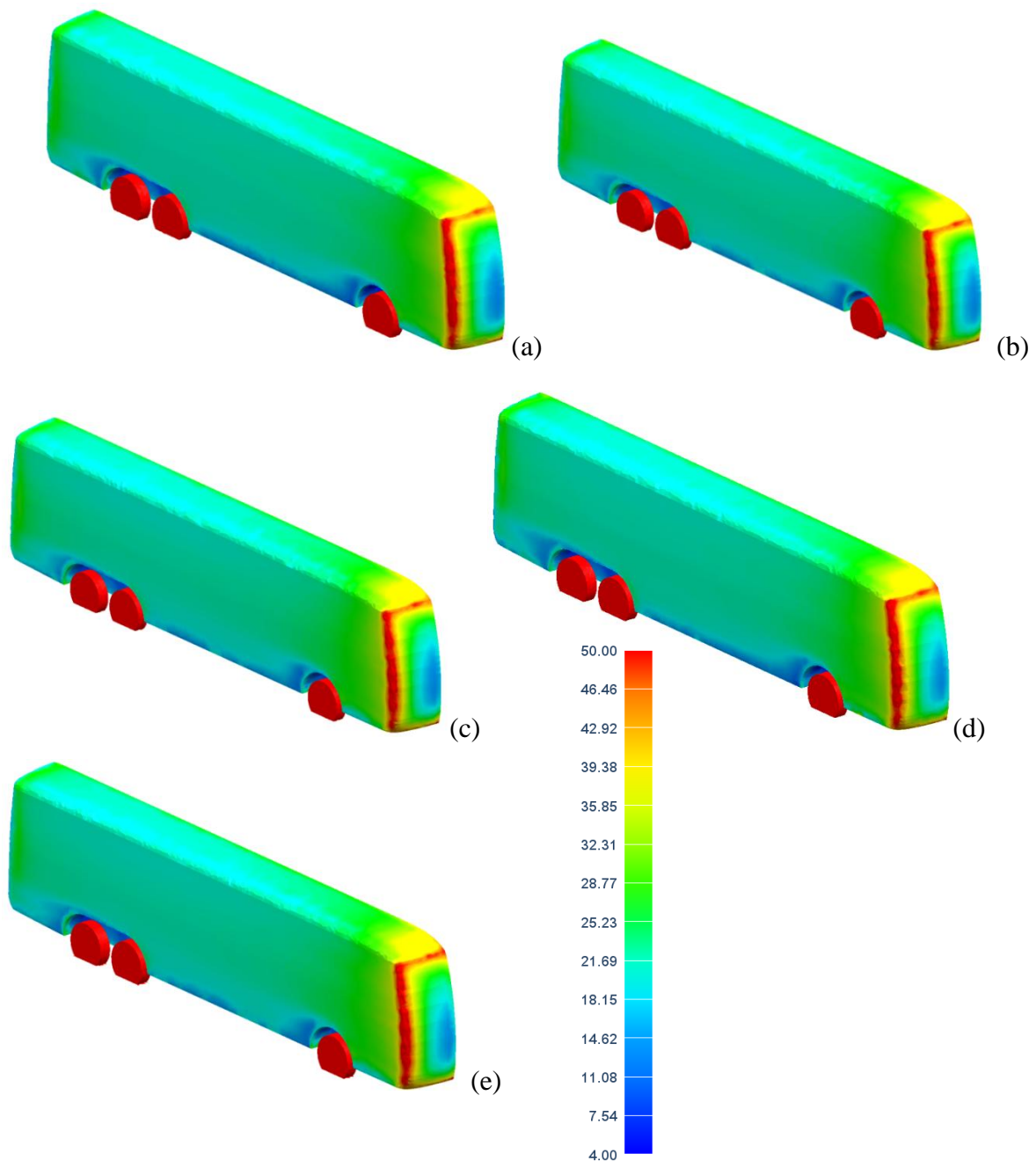


Figura 5.15 – Plotagem y^+ sobre o ônibus das mainas com (a) 8.304.900; (b) 9.789.886; (c) 10.912.635; (d) 14.456.228 e (e) 22.576.321 de elementos.

5.3.1 Força de arrasto sobre o ônibus em escala real, modelo de turbulência $k-\varepsilon$

No primeiro momento, o modelo de turbulência utilizado foi o $k-\varepsilon$ *standard*, as equações utilizadas no estudo foram discretizadas como sendo de segunda ordem. O gráfico da Figura 5.16 mostra os resultados do coeficiente de arrasto aerodinâmico das cinco malhas propostas para o domínio do modelo. Obtidos com o NXTM Flow.

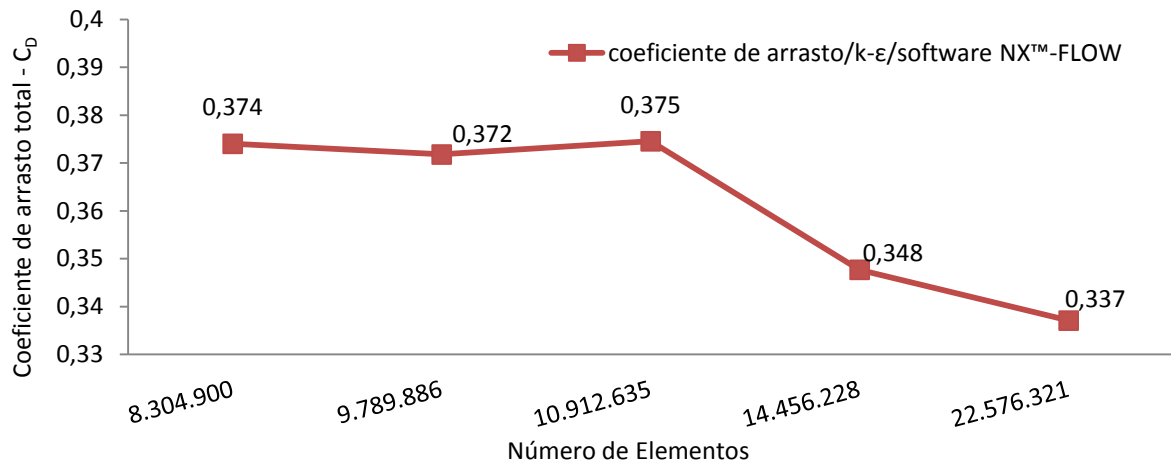


Figura 5.16 – Variação do coeficiente de arrasto (C_D) pela quantidade de elementos do domínio. Modelo de turbulência $k-\varepsilon$. Software NXTM FLOW.

A medida GCI foi aplicada nas três malhas com maior refinamento e serviu para determinar a porcentagem que o valor calculado está fora do valor numérico assintótico. Tal valor para a malha com 22.576.321 de elementos é de 2,7% e para a malha com 10.912.635 de elementos é de 6%, valores considerados altos.

Neste caso o tempo computacional na resolução das simulações para a malha mais refinada tem aproximadamente 77 horas. A Tabela 5.4 mostra detalhadamente a comparação do número de interações e o tempo de processamento para todas as malhas propostas. O resíduo das soluções foi de 10^{-5} e seus gráficos de convergência são apresentados no apêndice A-5, sendo considerados de qualidade moderada.

Tabela 5.4 – Número de interações e tempo de processamento para a resolução do problema no software NXTM FLOW no modelo de turbulência $k-\varepsilon$.

quantidade de elementos	número de interações para convergência	tempo aproximado (horas)
8.304.900	395	15
9.789.886	216	24
10.912.635	480	38
14.456.228	320	30
22.576.321	486	77

Com base nos resultados evidenciou-se a necessidade de simular o problema com outros modelos de turbulência ou refinamento de malha maior. Foi verificada a solução do problema no software *ANSYS™ CFX*. Com a mesma malha, modelo de turbulência e condições de contorno. A Figura 5.17, permite a comparação dos resultados de coeficiente de arrasto obtidos para ambos os softwares.

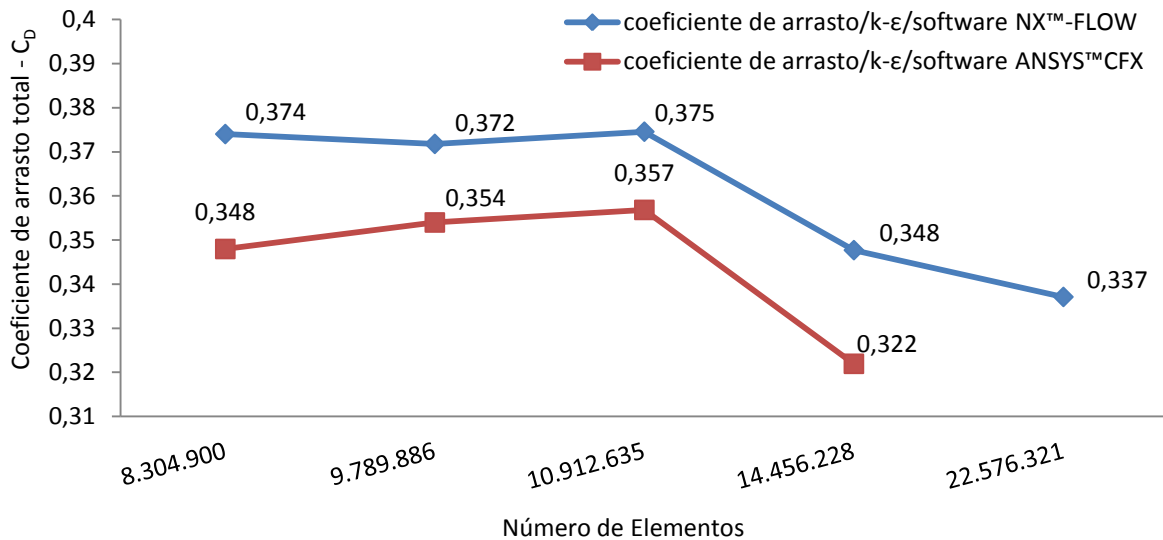


Figura 5.17 – Variação do coeficiente de arrasto (C_D) pela quantidade de elementos do domínio. Software *ANSYS™ CFX* e *NX™ FLOW*.

A malha mais refinada para a solução das equações com o modelo de turbulência $k-\varepsilon$, não obteve solução no software *ANSYS™ CFX*. Resumidamente, a Tabela 5.5 mostra a quantidade de interações e o tempo computacional para a resolução do problema para cada malha. Onde oscilaram seus resíduos em torno de 10^{-4} , o que caracteriza uma solução com grau de confiabilidade razoável. Os gráficos dos resíduos são apresentados no Apêndice A-6.

Tabela 5.5 – Número de interações e tempo de processamento para a resolução do problema no software *ANSYS™ CFX* no modelo de turbulência $k-\varepsilon$.

quantidade de elementos	número de interações para convergência	tempo aproximado (horas)
8.304.900	100	9
9.789.886	150	13
10.912.635	100	8,5
14.456.228	100	14

O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ obteve bons resultados de coeficiente de arrasto para o caso de estudo da esfera realizado anteriormente. Porém, não demonstrou uma boa solução no caso do ônibus em escala natural. Fato também evidenciado no estudo do ônibus em escala reduzida anteriormente apresentado, onde o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ não obteve corretamente o coeficiente de arrasto obtido nos ensaios experimentais realizados por Moreira Junior, 1996. Contrariamente, o modelo $k-\omega$ demonstrou resultados mais satisfatórios, o próximo capítulo abordará esta solução para o ônibus em escala natural.

5.3.2 Força de arrasto sobre o ônibus em escala natural, modelo de turbulência $k-\omega$

A simulação do problema com o modelo de turbulência $k-\omega$, discretizadas em segunda ordem é o objetivo desta secção. Resumidamente a Tabela 5.6 mostra a quantidade de interações e o tempo computacional para a resolução do problema sobre cada malha, onde oscilaram seus resíduos em 10^{-5} , gráficos no Apêndice A-7.

Tabela 5.6 – Número de interações e tempo de processamento para a resolução do problema no software ANSYSTM CFX, modelo de turbulência $k-\omega$.

quantidade de elementos	número de interações para convergência	tempo aproximado (horas)
8.304.900	120	8
9.789.886	83	12
10.912.635	120	10
14.456.228	120	17
22.576.321	não atingiu resíduo de 10^{-4}	

Uma única exceção de resíduos foi obtida. A malha mais refinada com 22.576.321 de elementos não atingiu uma estabilidade na solução e oscilou seus resíduos na ordem de 10^{-4} mesmo com um total de 700 interações, conforme pode-se observar na Figura 5.18. Desta maneira, sua resposta foi desconsiderada.

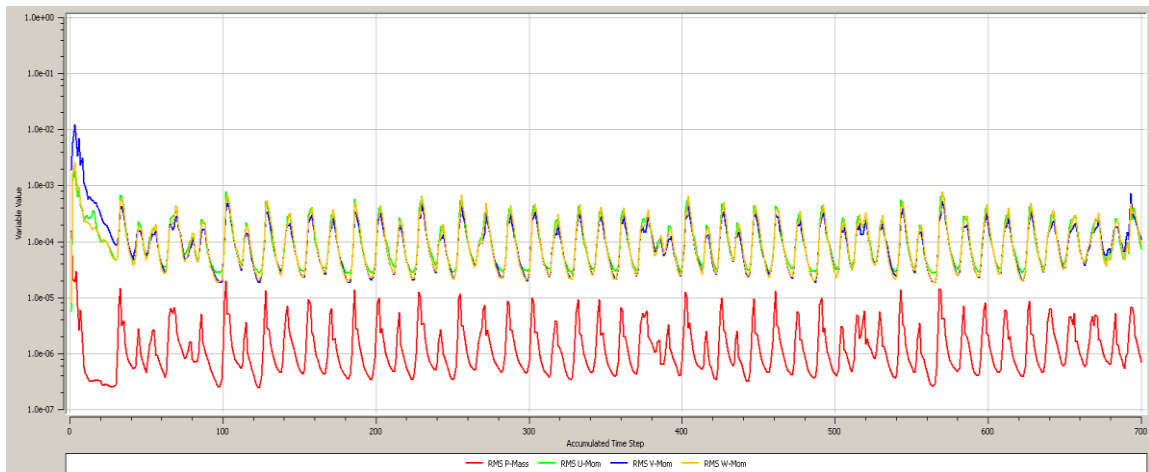


Figura 5.18 – Resíduo de simulação da malha mais refinada com o modelo de turbulência $k-\omega$. Software ANSYSTM CFX.

A Figura 5.19 mostra os resultados obtidos pelo software ANSYSTM CFX. Assim a variação do coeficiente de arrasto aerodinâmico em função do tamanho das malhas propostas para o estudo, à exceção da malha mais refinada pelos motivos já citados.

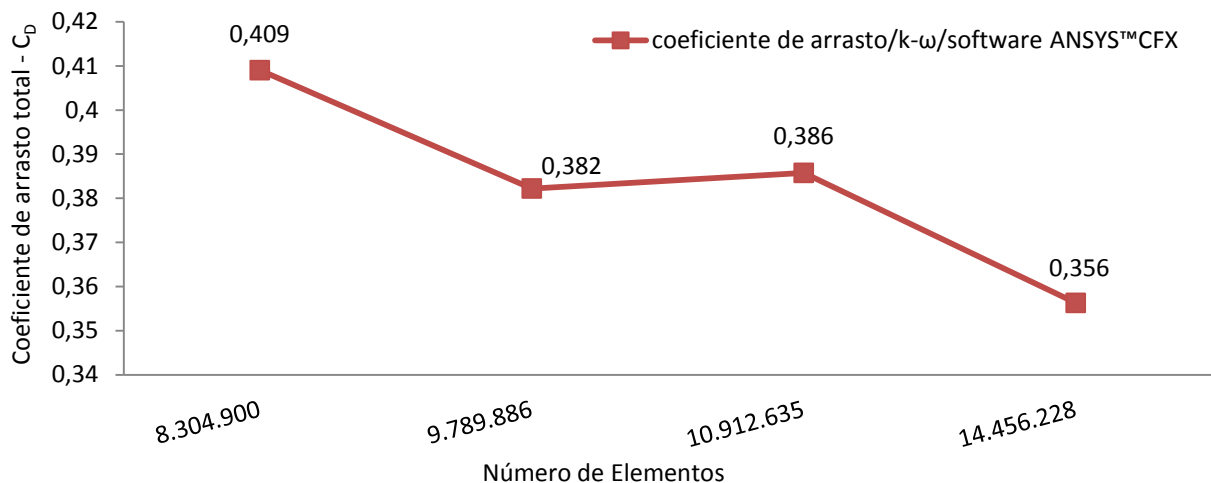


Figura 5.19 – Variação do coeficiente de arrasto (C_D) pela quantidade de elementos do domínio. Modelo de turbulência $k-\omega$. Software ANSYSTM CFX.

A medida GCI foi aplicada nas três malhas mais refinadas que obtiveram solução com o modelo de turbulência $k-\omega$, qual serviu para determinar a porcentagem que o valor calculado está fora do valor assintótico. Tal valor para a malha com 14.156.228 de elementos é de 1,7% e para a malha com 9.789.886 de elementos é de 10%. Os valores de tendência do

coeficiente de arrasto, estipulados pela metodologia GCI são de 0,3504 a 0,3615, considerados como uma possibilidade com variação alta.

Comparativamente no caso de estudo do ônibus em escala reduzida apresentado anteriormente com o ônibus em escala natural, fica evidenciado que este modelo de turbulência exigiria uma malha mais refinada para obter resultados mais satisfatórios. Optou-se pela simulação do problema com o modelo de turbulência *SST* onde, para as simulações de validação da esfera e do ônibus em escala reduzida, obteve-se uma resposta satisfatórias na maioria das malhas propostas.

5.3.3 Força de arrasto sobre o ônibus em escala real, modelo de turbulência *SST*

A simulação do problema com o modelo de turbulência *SST*, discretizadas em segunda ordem é o objetivo deste capítulo. Resumidamente a Tabela 5.7 mostra a quantidade de interações e o tempo computacional para a resolução do problema sobre todas as malhas propostas para o estudo. Onde obtiveram a convergência da solução com seus resíduos em torno de 10^{-5} (gráficos no Apêndice A-8) e desta maneira todos os resultados foram considerados.

Tabela 5.7 – Número de interações e tempo de processamento para a resolução do problema no software ANSYSTM CFX no modelo de turbulência *SST*.

quantidade de elementos	número de interações para convergência	tempo aproximado (horas)
8.304.900	110	9
9.789.886	120	11
10.912.635	120	12
14.456.228	190	28
22.576.321	120	34

A Figura 5.20 mostra os resultados obtidos pelo software ANSYSTM CFX, para a variação do coeficiente de resistência aerodinâmica em função do tamanho das malhas propostas para o estudo.

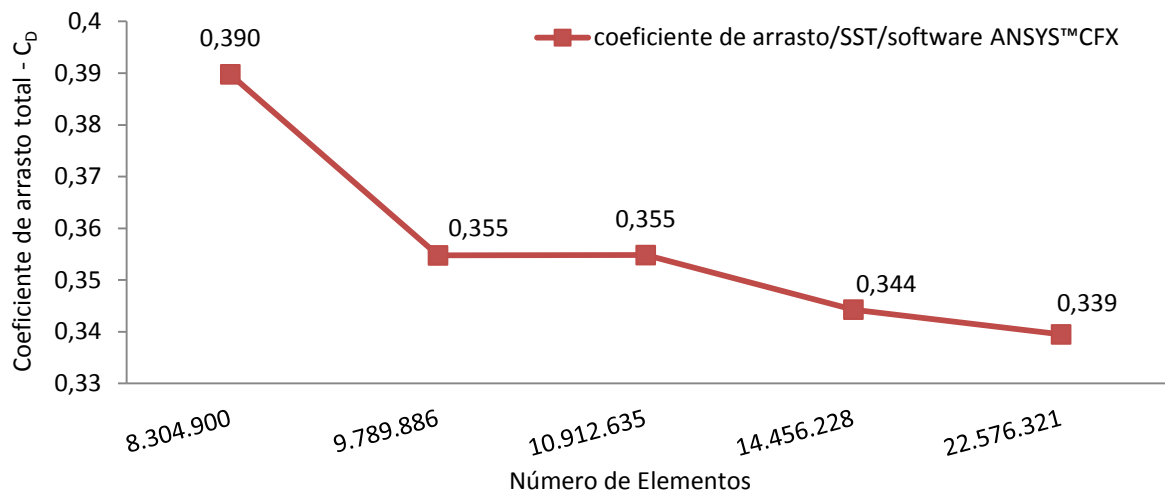


Figura 5.20 – Variação do coeficiente de arrasto (C_D) pela quantidade de elementos do domínio. Modelo de turbulência SST. Software ANSYS™ CFX.

A medida GCI foi aplicada nas três malhas mais refinadas e serviu para determinar a porcentagem que o valor calculado está fora do valor numérico assintótico, tal valor para a malha com 22.576.321 de elementos é de 0,4% e para a malha com 10.912.635 de elementos é de 1%. Assim, os valores de tendência do coeficiente de arrasto estipulados pela metodologia GCI são de 0,339 a 0,342, considerados como uma possibilidade pequena de variação, conclui-se que o problema obteve convergência de malha em seus resultados.

5.3.4 Quadro resumo dos resultados obtidos pela escolha do modelo de turbulência no caso do ônibus em escala real.

A comparação dos valores de coeficientes de arrasto obtidos para cada tamanho de malha e a variação do modelo de turbulência é apresentado no gráfico da Figura 5.21. O qual permitiu avaliar em um âmbito global o comportamento das soluções.

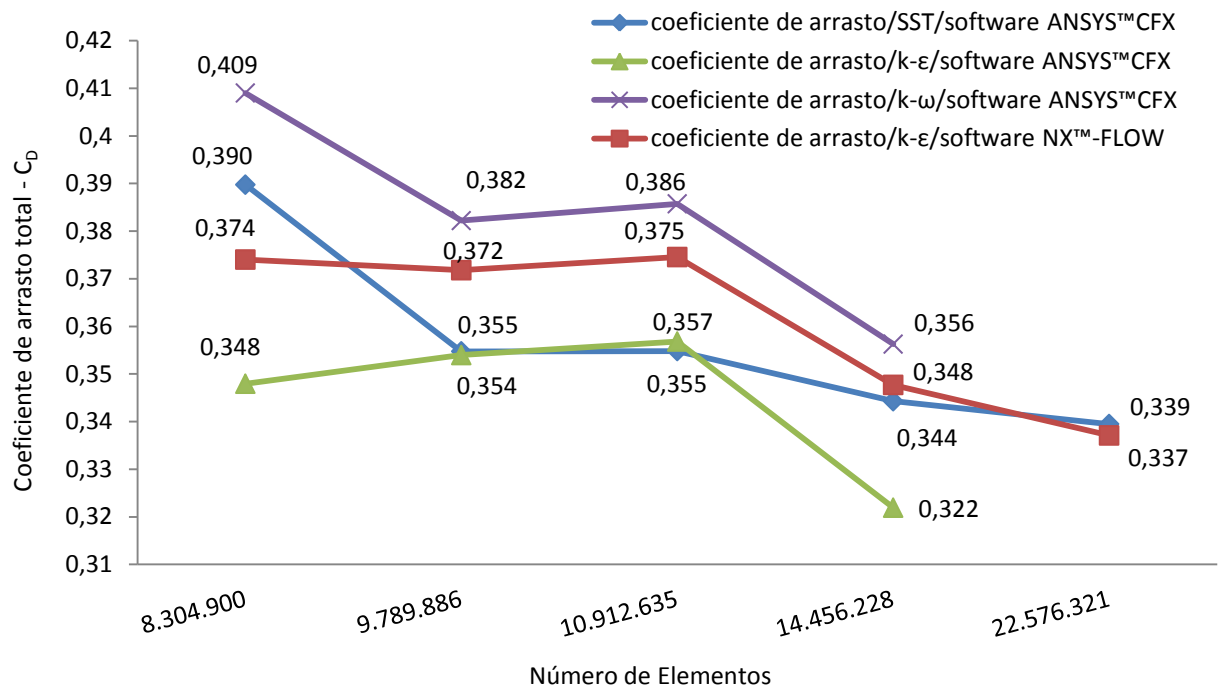


Figura 5.21 – Variação do coeficiente de arrasto (C_D) pela quantidade de elementos do domínio e escolha do modelo de turbulência.

Com os resultados obtidos e resumidos na Figura 5.21 pode-se observar que o modelo de turbulência $k-\omega$, para o caso do ônibus em escala natural, proporcionou resultado de coeficiente de arrasto elevado para as malhas grosseiras e para a mais refinada não obteve solução, sendo assim, foi considerado impróprio para aplicação do problema proposto neste estudo. Contudo não foram alterados os parâmetros de relaxamento para a convergência da solução. Este fato, também foi observado na simulação do ônibus em escala reduzida, proposto para validação e apresentado no Capítulo 5 onde os resultados somente obtiveram respostas dentro dos limites experimentais quando a malha foi refinada drasticamente.

O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ proporcionou ótimo resultado no estudo de coeficiente de arrasto sobre a esfera, conforme apresentado anteriormente no Capítulo 4.3. Para a simulação do ônibus em escala reduzida exposto no Capítulo 5 o $k-\varepsilon$ não obteve resposta, mas para o caso do ônibus em escala real, os resultados foram satisfatórios quando calculados pelo programa computacional NX^{TM} FLOW, visto que os valores de coeficiente de arrasto são equivalentes aos obtidos pelo modelo de turbulência SST nas malhas com maior refinamento. Contudo, sua porcentagem de erro com a aplicação do GCI é maior.

Fica evidente ao analisar a Figura 5.21, que o modelo de turbulência SST para o estudo das força de arrasto nas condições de contorno inseridas sobre o ônibus neste estudo foi o que

apresentou resultados menos oscilatórios para todas as malhas, intermediária a refinada, inclusive com um baixo GCI. Desta maneira, obtendo-se convergência na solução e permitindo concluir que o valor do coeficiente de arrasto do ônibus proposto é de 0,339.

Comparativamente Hucho, 1987, menciona que o coeficiente de arrasto para um modelo de ônibus com a parte frontal e cantos arredondados é igual à 0,36. O modelo assemelhasse muito com o ônibus proposto por este estudo, diferenciando-se entre ambos a curvatura frontal, o que poderia justificar a sua pequena diferença.

5.3.5 Visualização do escoamento em torno do ônibus em escala natural

Nesta seção são apresentados os principais resultados obtidos da simulação numérica correspondentes ao modelo de turbulência *SST*.

Com a plotagem do campo de pressão sobre o ônibus mostrado na Figura 5.22 pode ser verificado a existência de uma região de alta pressão, correspondente ao ponto de estagnação frontal, e uma região de baixa pressão no descolamento do fluido nos limites da parte frontal com a lateral e desta para a traseira. A presença de um gradiente de pressão elevado caracteriza o corpo como rombudo, nas condições de contorno consideradas e resulta que a maior parte do arrasto é oriundo desta alta pressão.

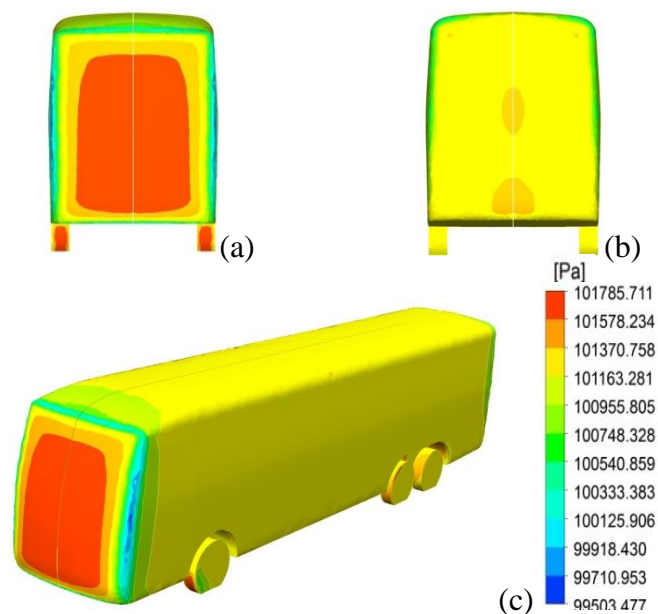


Figura 5.22 – Plotagem da pressão incidente sobre o ônibus. (a) Vista frontal, (b) lateral e (c) isométrica.

Segundo Cooper, 1985, cerca de 60% a 70% do arrasto total de um corpo em movimento é atribuída a cargas de pressão que estão sobre a parte anterior do corpo do veículo, tornando-se a zona principal de estratégias para a redução do arrasto.

Com o perfil de velocidade do escoamento mostrado na Figura 5.23, podem ser verificadas as regiões com descolamento da camada limite, destacada no detalhe "C" e com velocidades elevadas, principalmente na parte frontal. É importante notar o surgimento de um vórtice localizado na parte superior da traseira do ônibus.

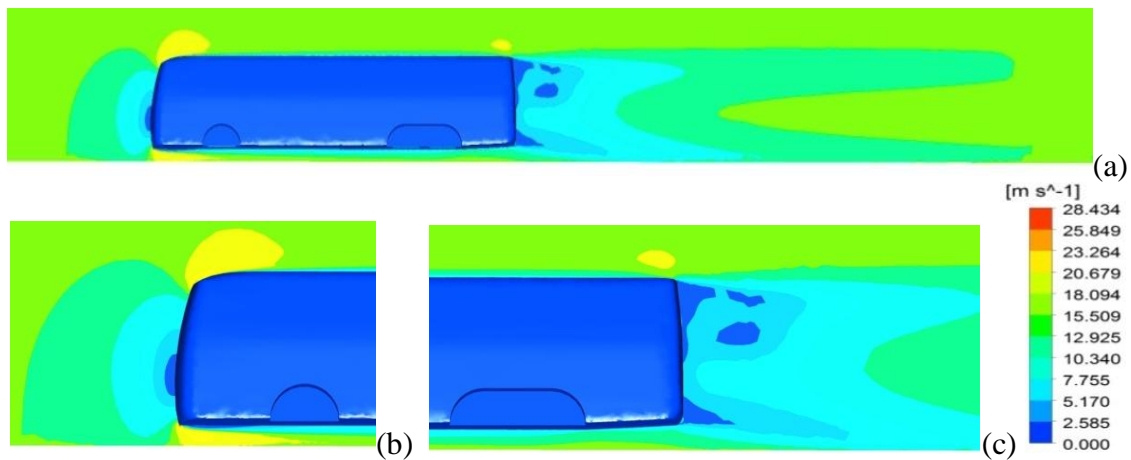


Figura 5.23 – (a) Distribuição da velocidade sobre o ônibus e seu domínio; (b) detalhe região frontal e (c) detalhe região traseira.

Com o campo das linhas de corrente da velocidade mostrados na Figura 5.24, observa-se que a região com maior recirculação do escoamento está na traseira do ônibus, onde vórtices são criados devido ao enrolamento das camadas de cisalhamento livre que se desprendem das superfícies laterais, superior e inferior do veículo.

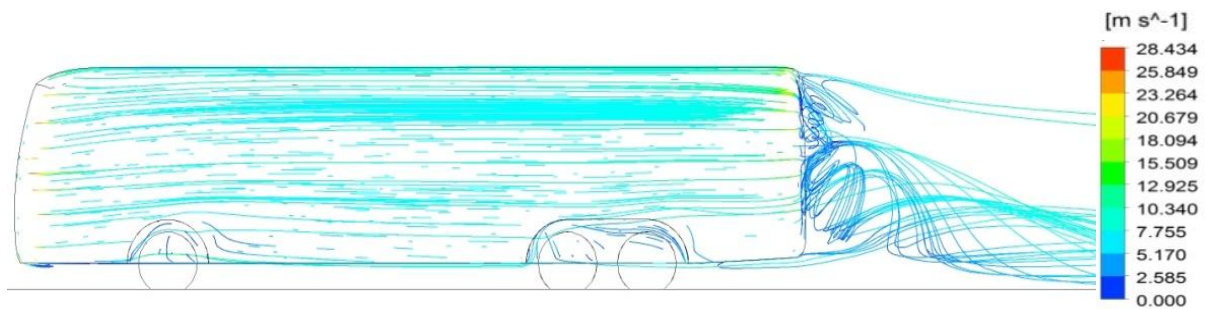


Figura 5.24 – Distribuição das linhas de corrente no entorno do ônibus.

O vórtice de maior comprimento é formado pela camada limite que se desprende já na parte inicial do veículo, parte superior, e o outro formado pelo escoamento que deixa a geometria na parte posterior e encontra o escoamento de separação da parte inferior do domínio. Os vórtices têm eixos de rotação perpendicular à direção do escoamento, porém, o primeiro vórtice gerado, o maior, gira no sentido horário e o segundo, no sentido anti-horário. A Figura 5.25 mostra em detalhes esta região.

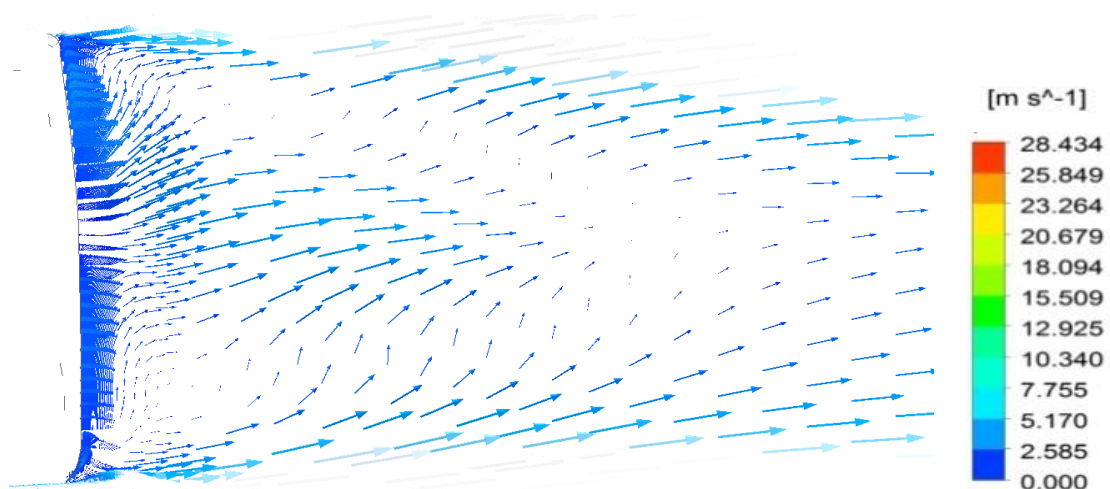


Figura 5.25 – Vetores velocidade na região posterior do ônibus.

A região de cauda posterior pode proporcionar significativas melhorias nas forças de arrasto, onde é desejável energizar o escoamento ainda na superfície do veículo, o que propiciará uma redução na extensão espacial de separação, fato este, estudado por Han, Hammond and Sagi, 1990, que realizaram a combinação de arredondamentos de canto e afinamento com uma cauda que o autor denominou de *vortex trap*, ou traduzindo armadilha de vórtices.

5.4 Proposta de aprimoramento aerodinâmico para o ônibus estudado

Esta seção tem por objetivo propor um novo modelo de geometria para ônibus, com dimensões similares ao anterior, porém com curvaturas particulares. O domínio que envolveu este modelo possui as mesmas dimensões propostas para o ônibus estudado anteriormente, isto segue para as condições de contorno e malha, sendo esta a mais refinada. A simulação do problema envolveu o modelo de turbulência *SST*, discretizadas em segunda ordem.

McDonal e Palmer, 1980, obtiveram em estudos, a redução de até 27% nas forças de arrasto e pressão frontal com a combinação do arredondamento dos cantos da frente, laterais e superior, com a diminuição gradual da parte frontal. Sendo que a proposta deste estudo para a nova geometria do ônibus tenderá a tais especificações.

Este modelo é caracterizado por possuir o módulo de ar condicionado sobre o teto, com curvaturas específicas na frente e traseira do ônibus, não sendo esta similar com o modelo do ônibus apresentado no Capítulo 5.2. Assim, objetivando a suavização do escoamento e, conseqüentemente, diminuir as forças de arrasto atuantes no veículo, sem perder a sua principal funcionalidade, que é o transporte em de passageiros em grande quantidade. A Figura 5.26 mostra o modelo em CAD da geometria proposta, que possui sua área transversal $A_t = 8,25 \text{ m}^2$.

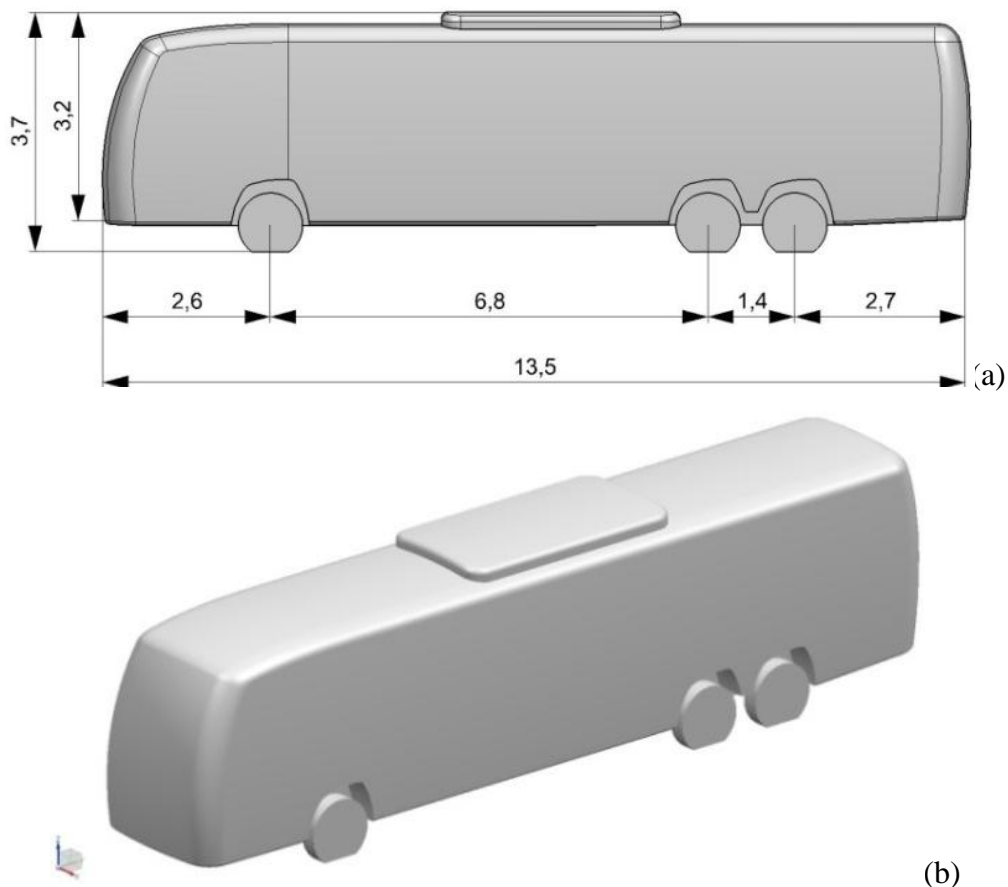


Figura 5.26 – Modelo CAD da primeira proposta de melhoria do ônibus com medidas em metros. (a) Vista lateral e (b) vista isométrica.

A Figura 5.27 destaca as principais diferenças das geometrias dos ônibus.

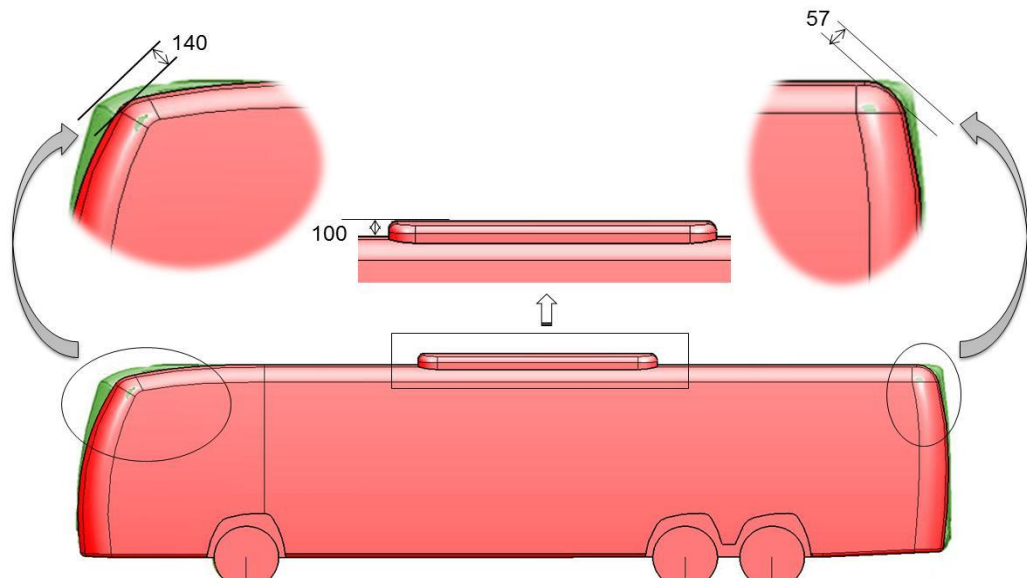


Figura 5.27 – Principais diferenças com medidas em milímetros da nova geometria proposta em relação ao modelo inicial.

O perfil de pressão sobre a nova proposta é mostrado na figura 5.28. Caracterizado pela alta pressão na parte dianteira do ônibus, fato este, também observado no modelo apresentado anteriormente, a nova proposta ainda possui um agravante do módulo de ar-condicionado sobre o teto.

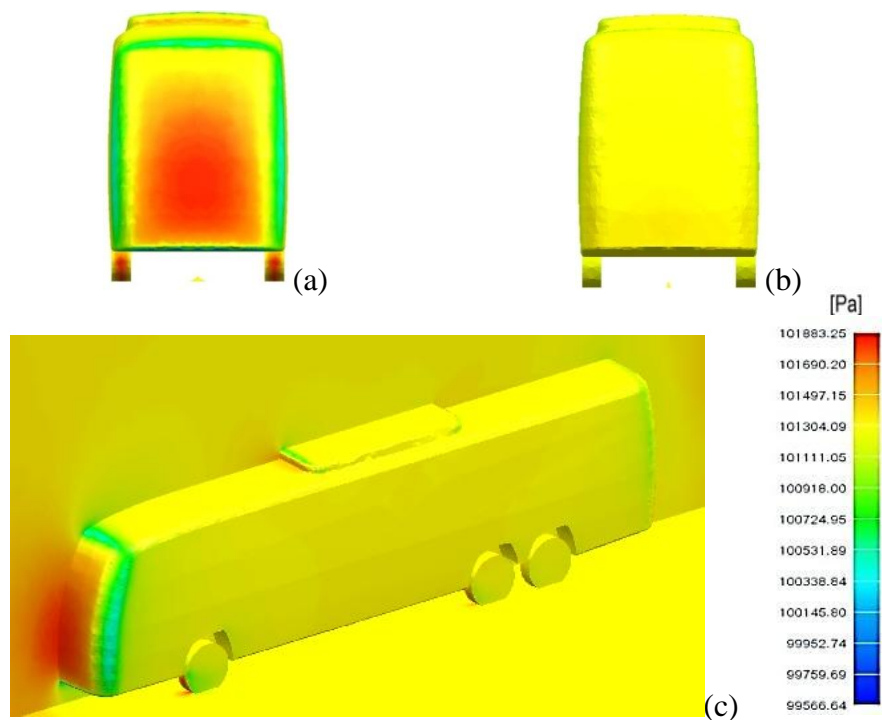


Figura 5.28 – Perfil de pressão sobre o ônibus com a nova proposta de geometria.

O coeficiente de arrasto total sobre este modelo de ônibus é de 0,321 e, quando comparado com o modelo estudado primeiramente com o coeficiente de arrasto igual à 0,339, permite concluir que a curvatura frontal e traseira representa uma grande parcela de possibilidades para diminuição do coeficiente de arrasto. Mesmo com o acréscimo do módulo de ar condicionado sobre o teto, o coeficiente de arrasto total foi 6% menor que o modelo anterior. Este fato se deve principalmente pela geometria do modelo anterior possuir seus cantos menos arredondados e frente abrupta.

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O presente estudo apresentou uma metodologia de simulação numérica para obtenção das forças de arrasto, de maneira a minimizar a quantidade de ensaios experimentais. Inicialmente, com a comparação entre técnicas experimentais e técnicas computacionais (CFD - Método dos Volumes Finitos) é possível analisar a coexistência de duas abordagens distintas de resolução de problemas de mecânica dos fluidos. Os resultados iniciais, onde dados experimentais estão disponíveis é possível definir as condições de contorno e principalmente a escolha do modelo de turbulência que proporcionariam resultados confiáveis quando submetidos ao veículo em condições de funcionamento reais, tanto para o número de *Reynolds* e as características de turbulência.

O refinamento adequado da malha na camada limite localizada sobre o modelo, bem como, um crescimento harmonioso, é fundamental para o sucesso das respostas das simulações, visto que malhas grosseiras podem divergir resultados ou não os proporcionarem.

Os modelos de turbulência exigem um cuidado ainda maior na sua escolha, em virtude que, sendo mal analisados e optados, induzem o estudo a resultados errôneos e estes devem ser descartados. O modelo de turbulência *SST* para as condições de contorno deste estudo, obteve a resposta de coeficiente de arrasto com a menor oscilação de resíduos, apresentando resultados equivalentes com os dados experimentais disponíveis nos estudos de validação sobre a esfera e ônibus em escala reduzida. Na convergência de malha para o estudo do ônibus em escala real, proporcionou a menor variação nas respostas das forças de arrasto e desta maneira foi o modelo considerado como ideal.

O modelo de turbulência *k- ω* mostrou-se inadequado para o estudo das forças de arrasto sobre o ônibus em escala real, nas condições de contorno consideradas neste estudo, embora tenha atingido uma concordância quantitativa quando considerado na simulação de validação do ônibus em escala reduzida. Porém, foi constatado uma exigência de refinamento de malha acentuado para que as respostas do coeficiente de arrasto da simulação equivalassem com os dados experimentais disponíveis.

O modelo de turbulência *k- ϵ* apresentou resultados bons, no estudo de validação do coeficiente de arrasto sobre a esfera. Para a simulação do ônibus em escala reduzida, *k- ϵ* não obteve resposta, mas para o caso do ônibus em escala real, os resultados foram satisfatórios quando calculados pelo programa computacional *NXTM FLOW*. Os valores de C_D foram

equivalentes aos obtidos pelo modelo de turbulência *SST* nas malhas com maior refinamento, contudo seu percentual de erro é consideravelmente maior.

Neste trabalho foram utilizados dois programas computacionais, *ANSYSTM CFX* e *SIEMENSTM NXTM FLOW*. Estas ferramentas estão tendo um progressivo acesso, diante da facilidade de manuseio e baixo custo. E ainda oferecem grande flexibilidade para testar diferentes configurações sem métodos experimentais, desde que sejam envolvidos com prioridade no início do processo de design, em virtude do tempo computacional. Contudo, ficou evidente a importância dos estudos experimentais para a validação das simulações numéricas e de que as abordagens experimental e numérica devem equivaler-se sempre que possível, fato este observado com sucesso através das simulações de validação realizadas neste estudo.

É destacado que a contribuição dominante para o arrasto aerodinâmico de um ônibus rodoviário é o diferencial de pressão entre a frente e traseira. Camara e Girardi, 1995, relataram uma redução de arrasto de 40% atribuída à diminuição da pressão estática, devido a cantos arredondados, indicando ligação de fluxo. Contudo o processo de otimização levando em consideração as formas para o desempenho aerodinâmico de ônibus exige o cuidado com a principal restrição de sua funcionalidade, o transporte de pessoas em massa.

6.1 Estudos futuros

Em trabalhos futuros, considerando a mesma configuração apresentada neste estudo é pertinente realizar:

- Comparativos dos dados computacionais do ônibus em escala real com experimentais, verificando sua coexistência.
- Simulações envolvendo o acréscimo de dispositivos no ônibus, tais como, espelhos externos e ar condicionado;
- Complementar este estudo com a adição da movimentação das rodas;
- Simulação do problema em regime transiente;
- Adicionar, sobre a superfície do ônibus, ranhuras. Fato este, baseado em estudos recentes realizados por Sousa (2010) que realizou uma investigação experimental dos mecanismos de redução de arrasto por fatores morfométricos, mais especificamente as ranhuras que contém a *Humpback Whale*, mamífero marítimo que é caracterizado

por longos deslocamentos com baixo consumo de energia e supostamente oriundo de sua morfologia específica.

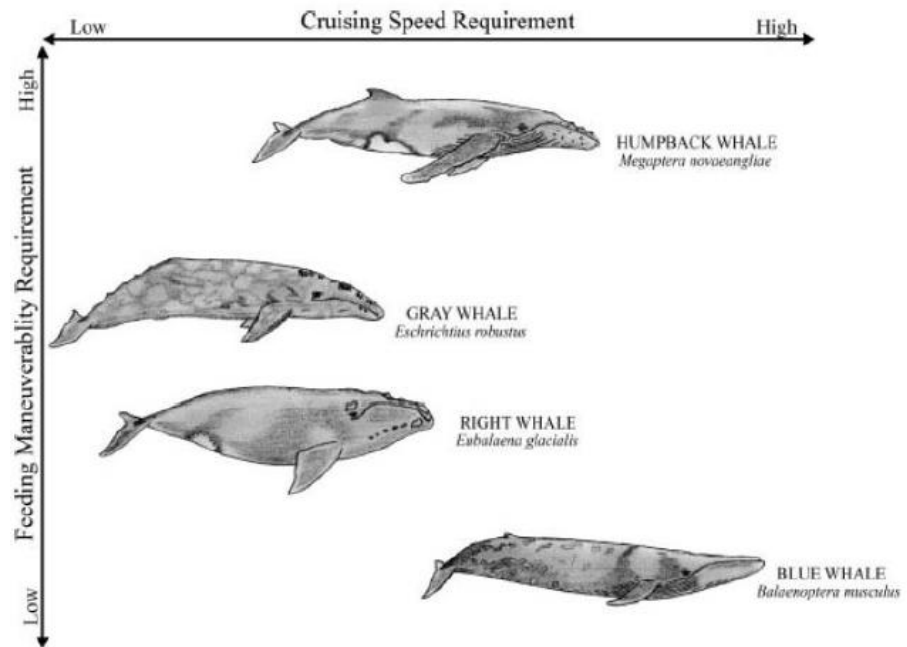


Figura 6.1 – Classificação das baleias baseada na velocidade de cruzeiro e manobrabilidade para alimentação.

(Fonte: Woodward, 2006)

REFERÊNCIAS

- Anderson, A. A., Tannehill, J.C. e Pletcher, R. **Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer**. Hemisphere Publishing Corporation. New York, 1984.
- Ansys Workbench - **Simulation Introduction 11.0**. Documentation: ANSYS Inc. Theory Reference. United States: SAS IP, Inc., 2006.
- Ahmed, S. R. (1981). **Wake Structure of Typical Automobile Shapes**. Journal of Fluids Engineering, Vol. 103, Mar. 1981.
- Ahmed, S. R. (1983). **Influence of Base Slant on the Wake Structure and Drag of Road Vehicles**. Journal of Fluids Engineering, Vol. 105, Dec. 1983.
- Bardina, J. E., Huang, P. G., e Coakley, T. J. **Turbulence modeling validation, testing, and development**. 1997.
- Bird, R. B. ;Warren E.; Stewart, E. N. L. **Transport Phenomena**, 2nd ed., p. 905, John Wiley & Sons, Inc. 2006.
- Boussinesq, J. **Théorie de l'Écoulement Tourbillant**, 23rd ed., pp. 46–50, 1877.
- Camara, E.F., Girardi, R. M. **On the aerodynamic analysis of a bus model**. 1995.
- Carregari, A. L. **Estudo do escoamento de Ar sobre a Carroceria de um Ônibus usando um programa de CFD e Comparação com Dados Experimentais**. São Carlos: Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo. Dissertação de Mestrado, Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, São Carlos /SP, 2006.
- Çengel, Y. e Cimbala, J. **Fluid Mechanics – Fundamentals and Applications**. McGraw-Hill, Ed. New York, 2006.
- Cooper, K. R. **The effect of front-edge rounding and rear-edge shaping on the aerodynamic drag of bluff vehicles in ground proximity**, 1985.
- Comil, **Comil ônibus S.A.** Acesso em 20 de janeiro de 2013, disponível em: <http://www.comilonibus.com.br/site/veiculos/detalhe/linha-rodoviario/produto-campione-365>
- D.C.Wilcox. **Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models**, AIAA J., Vol.26, No.11, p 1299, 1988.
- Deschamps, C. **Modelos Algébricos e Diferenciais**. (E. G. e E. S. A. *Turbulência, Ed.*) (1st ed.). Rio de Janeiro, 2002.

EPA, (*United States Environmental Protection Agency*) 6 de março de 2012. Acesso em 2 de dezembro de 2013, disponível em:

<http://www.hsw.uol.com.br/framed.htm?parent=poluicao-ar-carros.htm&url=http://www.epa.gov/air/caa/peg/carstrucks.html>

Freitas, N. S. A. **Uso de Simulação Numérica para Caracterização do Comportamento Aerodinâmico de Veículos Terrestres**. Programa de Iniciação Científica, Didática e de Ações Sociais de Extensão. São Bernardo do Campo: Centro Universitário da FEI. Departamento de Engenharia Mecânica, São Bernardo do Campo /SP, 2010.

Gardell, L. Low Drag Truck Cabs. **Scania Div. Saab-Scania, Hausmitteilung**, 1980.

Gilhaus, A. **The Main Parameters Determining the Aerodynamic Drag of Buses**. Colloque Construire a vec le vent, 2, 1981.

Götz, H. **Die Aerodynamik des Nutzfahrzeuges-Mabnahmen zur Kraftstoffeinsparung**. Fortschr, Berichte der VDI-Zeitschriften, Series 12, 1977.

Grötzbach, G. **Direct numerical and large eddy simulation of turbulent channel flows**. In *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, vol 6, pp. 1337–1391, Gulf, Houston, 1987.

Han, T., Hammond, D.C., Sagi, C. J. **Optimisation of bluff-body rear-end shape for minimum drag in ground proximity**. AIAA, 1990.

Harlow, H.; Nakayama, P. I. **Transport of turbulent energy decay rate**. Rep. no LA-3854, 1968.

Hucho, W. H. **Aerodynamics of Road Vehicles**.. 1ed. Butterworth, 1987.

Ingram, K. C. **The Wind-averaged Drag Coefficient Applied to Heavy Goods Vehicles**. Transport and Road Research Laboratory, Ed., p. 20, Crowthorne, 1978.

Jaw, C. E. **Fundamentals of Turbulence Modeling**. T. and Francis, Ed., New York, 1998.

Korkischko, I. **Investigação experimental e simulação numérica do escoamento ao redor de um modelo automobilístico: corpo de Ahmed**. Monografia de Graduação. São Paulo: Universidade de São Paulo Escola Politécnica, 2006.

Küchemann . **The Aerodynamic Design of Aircraft**. Pergamon Press, Oxford, 1995.

Launder, B.E. Spalding, D. B. **The numerical computation of turbulent flows**. In *Computational Methods in Applied Mechanical Engineering*, vol. 3, pp. 269–289, 1974.

Moreira Junior, O. **Estudo Experimental do Escoamento Sobre Modelos de Ônibus com Diferentes Inclinações da Superfície Frontal**. Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Aeronáutica e Mecânica, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos/SP, 1996.

- Maliska, C. R. **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**. Rio de Janeiro: LTC, 2004.
- McDonald, A.T., Palmer, G. M. **Aerodynamic drag reduction of intercity buses**. 1980. Menter, F. R. **Turbulence modelling for turbomachinery**. QNET-CFD Network Newsletter, 2003.
- Morrison. F. A. **An Introduction to Fluid Mechanics**, p. 940, Cambridge University Press, 2013.
- Möller, E. **Luftwiderstandsmessungen am vw-Lieferwagen**. ATZ, 53, 153–156, 1951.
- Möller, S. V.; Silvestrini, J. H. **Turbulência**. Volume 4. Rio de Janeiro: ABCM , 2004.
- NX Flow Analysis - **Simulation Introduction 6.0**. Documentation: Unigraphics. Inc. Theory Reference. United States:, MT15024 Inc., 2009.
- ONERA, Office National Etudes Recherches. G.M. Homsy et al. **Aérosparial in Multimedia Fluid Mechanics**. Second Edition., 2007
- Patankar, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. New York, Mc Graw-Hill, 1980.
- Petry, A. P. **Análise numérica de escoamentos turbulentos tridimensionais empregando o método de elementos finitos e simulação de grandes escalas**. Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul Porto Alegre: UFRGS, 2002.
- Queiroz, N. F. **Simulação com CFD de escoamento de fluxo ao redor de um edifício de 10 andares**. Natal: UFRN, 2008.
- Rigas, F. **Validation Of Turbulence Models In Heavy Gas Dispersion Over Obstacles**. Journal of Hazardous Materials, A108, 9–20, 2004.
- Roache, P. J. **Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies**. ASME Journal of Fluids Engineering, 116, 1994.
- Roache, P. J. **Verification and Validation in Computational Science and Engineering**. Hermosa Publishers, 1998.
- Shaw, H. J. S. **Investigation of the nature of the surface resistance of water and of streamline motion under certain experimental conditions**. Trans. Inst. Nav. Arch, Ed., 1898.
- Schlichting. H. **Boundary Layer Theory**. McGraw-Hill, Ed., p. 535, New York, 1955.
- Schlichting. H. **Boundary-Layer Theory**. McGraw-Hill, Ed., New York, 1979.
- Schwer L.E. **Is Your Mesh Refined Enough? Estimating Discretization Error using GCI**, LS-DYNA, Alemanha, 2008.

- Sousa, F. B. de C. C. de. **Investigação experimental dos mecanismos de redução de arrasto por fatores morfométricos**. Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE. Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2010.
- Shapiro, A.H. **Shape and Flow**. Doubleday, 1961.
- Shaq, C.T **Using Computational Fluid Dynamisc**.Reino Unido:Prentice Hall International Ltda, 1992.
- Wenzel, G. M. **Análise Numérica da Esteira de Turbinas Eólicas de Eixo Horizontal: Estudo Comparativo Com Modelos Analíticos**. Porto Alegre: UFRGS. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2010.
- Wetterdienst D. **Windverhältnisse der Wetterstation Stuttgart-Echterdingen**. In W.-H. Hucho Ed., *Aerodynamics of Road Vehicles*, 4th ed., p. 917, 1981.
- White F. M. **Fluid Mechanics** 6th ed., McGraw-Hil, 2006.
- Woodward Becky L. Jeremy P. Winn e Frank E. Fish. **Morphological Specializations of Baleen Whales Associated With Hydrodynamic Performance and Ecological Niche** *Journal of Morphology*, 267, pp 1284–1294, 2006

APÊNDICE A

A.1 Modelo Planilha para estimativa da camada limite.

DADOS DE ENTRADA			
densidade espessura primeira camada	y+=		densidade
viscosidade dinâmica	μ=		kg/m s
densidade	ρ =		kg/m³
velocidade	V=U=		m/s
comprimento	L=		m
viscosidade cinemática	ν=		m²/s
Reynolds	$Re = \frac{\rho U_{\infty} L}{\mu}$	Re =	
coeficiente de atrito superficial local	$C_{f,x}$		laminar turbulento 1 turbulento 2
Tensão w	$C_{f,x} = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2}$	isolando a tensão w $\tau_w = C_{f,x} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2$	laminar turbulento 1 turbulento 2
velocidade de fricção	$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$		laminar turbulento 1 turbulento 2
Y (espessura primeira camada)	$y^+ = \frac{y \cdot u_*}{\nu}$	isolando y $y = \frac{y^+ \cdot \nu}{u_*}$	laminar turbulento 1 turbulento 2
Espessura total camada limite calculado	$d_{calculado} =$		laminar turbulento 1 turbulento 2
número de camadas calculado	$n = \frac{\log\left[\frac{\delta \times (q-1)}{y} + 1\right]}{\log(q)}$	$n_{calculado} =$	laminar turbulento 1 turbulento 2
Espessura total camada limite escolhido	$S = \frac{Y \times (q^n - 1)}{q - 1}$	$d_{escolhido} =$	laminar turbulento 1 turbulento 2
número de camadas escolhido	$n_{escolhido} =$		laminar turbulento 1 turbulento 2
relação de crescimento	$q_{escolhido} =$		laminar turbulente 1 turbulenta 2

A.2 Planilha calculo de estimativa de camada limite caso esfera.

DADOS DE ENTRADA				
densidade espessura primeira camada	$y^+=$	8	densidade	
viscosidade dinâmica	$\mu=$	0,000017894	kg/m s	
densidade	$\rho =$	1,2	kg/m ³	
velocidade	$V=U=$	0,15	m/s	
comprimento	$L=$	4	m	
viscosidade cinemática	$\nu=$	1,49117E-05	m ² /s	
Reynolds				
	$Re = \frac{\rho U_{\infty} L}{\mu}$	Re =	4,0E+04	
coeficiente de atrito superficial local				
	$C_{f,x}$		0,00331021	laminar
			0,005936906	turbulento 1
			0,007078268	turbulento 2
Tensão w				
	$C_{f,x} = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2}$	isolando a tensão w	4,46878E-05	laminar
		$\tau_w = C_{f,x} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2$	8,01482E-05	turbulento 1
			9,55566E-05	turbulento 2
velocidade de fricção				
	$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$		0,006102447	laminar
			0,008172527	turbulento 1
			0,008923593	turbulento 2
Y (espessura primeira camada)				
	$y^+ = \frac{y \cdot u_*}{\nu}$	isolando y	19,5484415	laminar
		$y = \frac{y^+ \cdot \nu}{u_*}$	14,59687271	turbulento 1
			13,36830709	turbulento 2
Espessura total camada limite calculado				
	$d_{\text{calculado}} =$		97,91042861	laminar
			140,7266643	turbulento 1
			182,3553777	turbulento 2
número de camadas calculado				
	$n = \frac{\log \left[\frac{\delta \times (q-1)}{y} + 1 \right]}{\log(q)}$	$n_{\text{calculado}} =$	---	laminar
			5,983794332	turbulento 1
			7,491345326	turbulento 2
Espessura total camada limite escolhido				
	$S = \frac{Y \times (q^n - 1)}{q - 1}$	$d_{\text{escolhido}} =$	---	laminar
			141,3408159	turbulento 1
			182,3115902	turbulento 2
número de camadas escolhido				
	$n_{\text{escolhido}} =$		0	laminar
			6	turbulento 1
			7	turbulento 2
relação de crescimento				
	$q_{\text{escolhido}} =$		0	laminar
			1,19	turbulento 1
			1,18	turbulento 2

A.3 Planilha calculo de estimativa de camada limite caso modelo em escala reduzida.

DADOS DE ENTRADA			
densidade espessura primeira camada	$y^+=$	20	densidade
viscosidade dinâmica	$\mu=$	0,000017894	kg/m s
densidade	$\rho =$	1,176829268	kg/m ³
velocidade	$V=U=$	27	m/s
comprimento	$L=$	0,3933	m
viscosidade cinemática	$\nu=$	1,52053E-05	m ² /s
Reynolds	$Re = \frac{\rho U_{\infty} L}{\mu}$	Re =	7,0E+05
coeficiente de atrito superficial local	$C_{f,x}$		0,00079455 laminar
			0,003949055 turbulento 1
			0,003999754 turbulento 2
Tensão w	$C_{f,x} = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2}$	isolando a tensão w	0,340825597 laminar
		$\tau_w = C_{f,x} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2$	1,693964184 turbulento 1
			1,715711481 turbulento 2
velocidade de fricção	$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$		0,538157468 laminar
			1,199762771 turbulento 1
			1,207439553 turbulento 2
Y (espessura primeira camada)	$y^+ = \frac{y \cdot u_*}{\nu}$	isolando y	0,565086063 laminar
		$y = \frac{y^+ \cdot \nu}{u_*}$	0,25347118 turbulento 1
			0,251859635 turbulento 2
Espessura total camada limite calculado	$d_{calculado} =$		2,310779836 laminar
			9,203931865 turbulento 1
			10,13185102 turbulento 2
número de camadas calculado	$n = \frac{\log \left[\frac{\delta \times (q-1)}{y} + 1 \right]}{\log(q)}$		--- laminar
			12,6222317 turbulento 1
			14,43885319 turbulento 2
Espessura total camada limite escolhido	$S = \frac{Y \times (q^n - 1)}{q - 1}$		--- laminar
			9,851188814 turbulento 1
			11,04213442 turbulento 2
número de camadas escolhido	$n_{escolhido} =$		0 laminar
			13 turbulento 1
			15 turbulento 2
relação de crescimento	$q_{escolhido} =$		0 laminar
			1,168 turbulento 1
			<u>1,14</u> turbulento 2

A.4 Planilha calculo de estimativa de camada limite caso ônibus em escala real.

DADOS DE ENTRADA			
densidade espessura primeira camada	y+=	120	densidade
viscosidade dinâmica	μ=	0,000017894	kg/m s
densidade	ρ =	1,2	kg/m ³
velocidade	V=U=	28	m/s
comprimento	L=	13	m
viscosidade cinemática	ν=	1,49117E-05	m ² /s
Reynolds	$Re = \frac{\rho U_{\infty} L}{\mu}$	Re =	2,4E+07
coeficiente de atrito superficial local	$C_{f,x}$		0,000134394 laminar
			0,002376818 turbulento 1
			0,001964884 turbulento 2
Tensão w	$C_{f,x} = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2}$	isolando a tensão w	0,063219025 laminar
		$\tau_w = C_{f,x} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2$	1,118055061 turbulento 1
			0,924281553 turbulento 2
velocidade de fricção	$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$		0,229526732 laminar
			0,965252584 turbulento 1
			0,87763012 turbulento 2
Y (espessura primeira camada)	$y^+ = \frac{y \cdot u_*}{\nu}$	isolando y	7,7960418 laminar
		$y = \frac{y^+ \cdot \nu}{u_*}$	1,453815291 turbulento 1
			1,538899941 turbulento 2
Espessura total camada limite calculado	$d_{calculado} =$		12,91924833 laminar
			183,1029957 turbulento 1
			164,5174273 turbulento 2
número de camadas calculado	$n = \frac{\log \left[\frac{\delta \times (q-1)}{y} + 1 \right]}{\log(q)}$		--- laminar
			18,02014837 turbulento 1
			18,40895609 turbulento 2
Espessura total camada limite escolhido	$S = \frac{Y \times (q^n - 1)}{q - 1}$		--- laminar
			182,474642 turbulento 1
			132,681604 turbulento 2
número de camadas escolhido	$n_{escolhido} =$		0 laminar
			18 turbulento 1
			17 turbulento 2
relação de crescimento	$q_{escolhido} =$		0 laminar
			1,175 turbulento 1
			<u>1,15</u> turbulento 2

A.5 Gráficos de resíduos, solução do problema no software NX^{TM} -FLOW, modelo de turbulência k - ϵ .

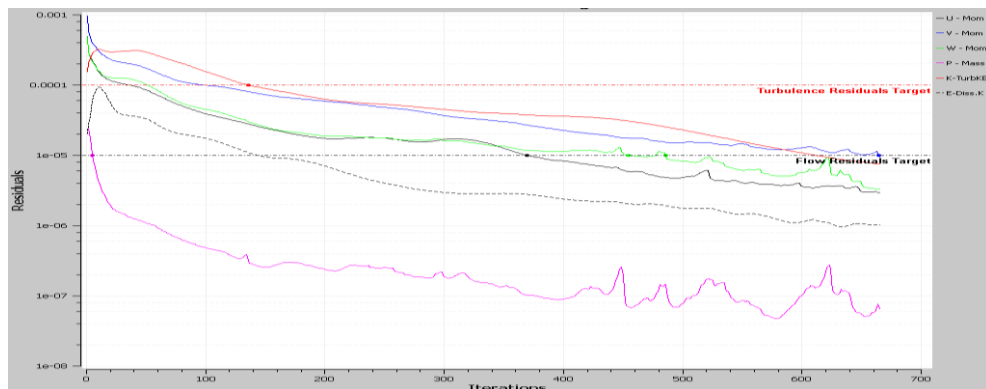


Figura A.1 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ϵ , malha 8.304.900 de elementos, software NX^{TM} -FLOW.

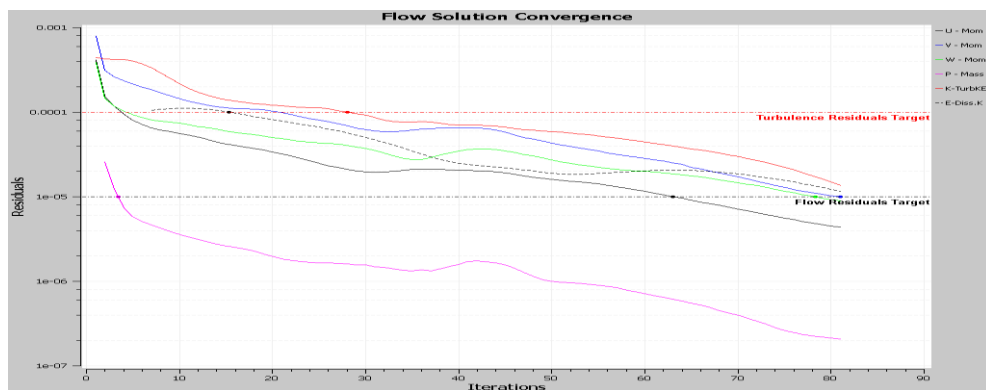


Figura A.2 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ϵ , malha 9.789.886 de elementos, software NX^{TM} -FLOW.

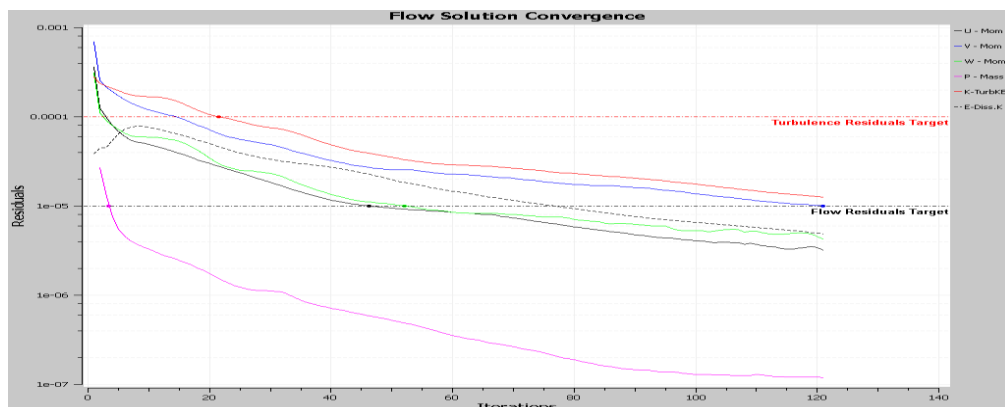


Figura A.3 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ϵ , malha 10.912.635 de elementos, software NX^{TM} -FLOW.

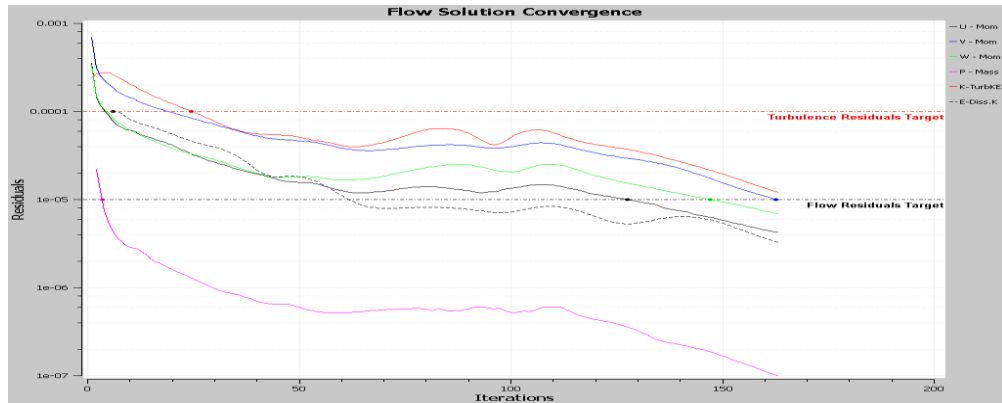


Figura A.4 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\varepsilon$, malha 14.456.228 de elementos, software NXTM-FLOW.

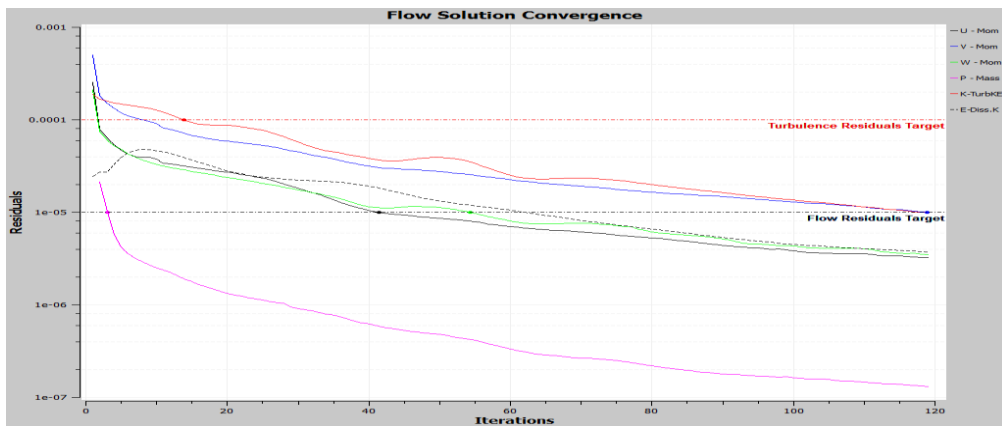


Figura A.5 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\varepsilon$, malha 22.576.321 de elementos, software NXTM-FLOW.

A.6 Gráficos de resíduos, solução do problema no software ANSYSTM-CFX, modelo de turbulência k - ϵ .

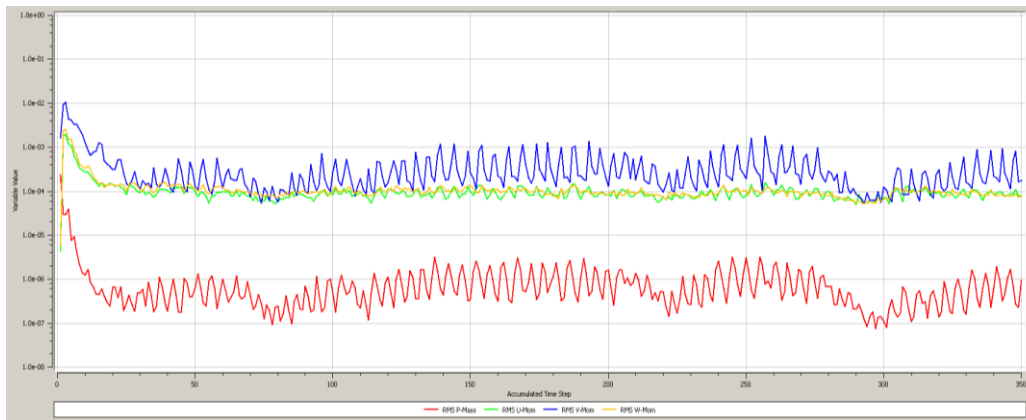


Figura A.6 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ϵ , malha 8.304.900 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

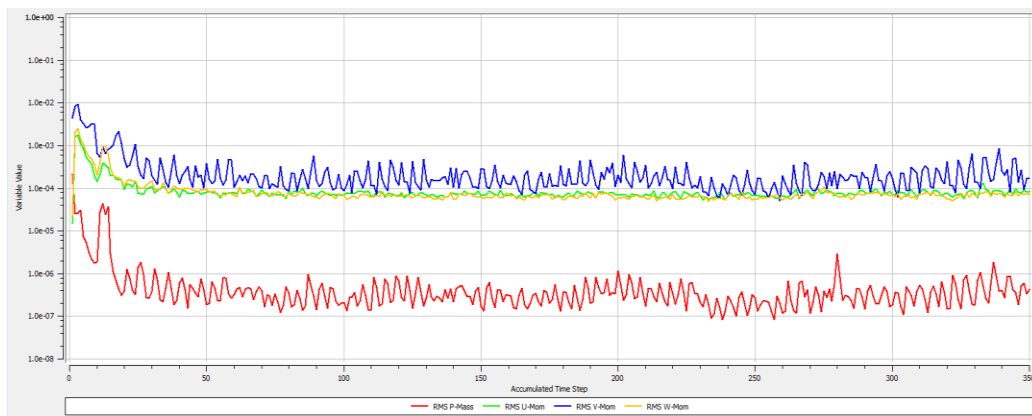


Figura A.7 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ϵ , malha 9.789.886 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

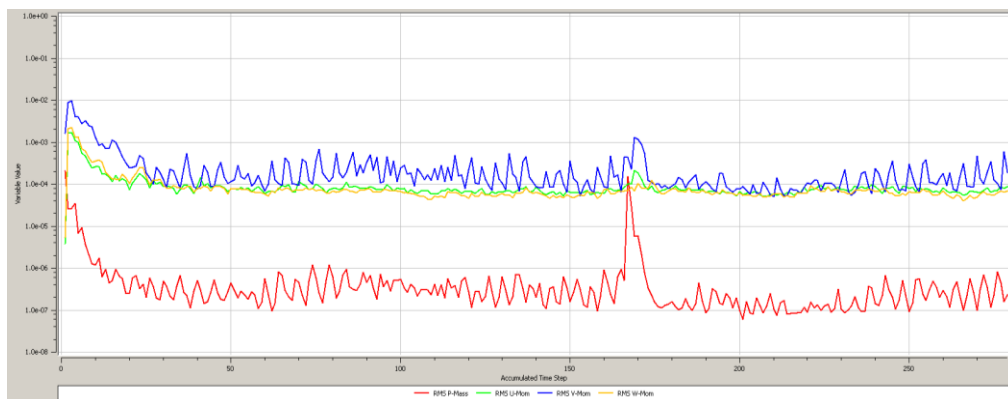


Figura A.8 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ϵ , malha 10.912.635 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

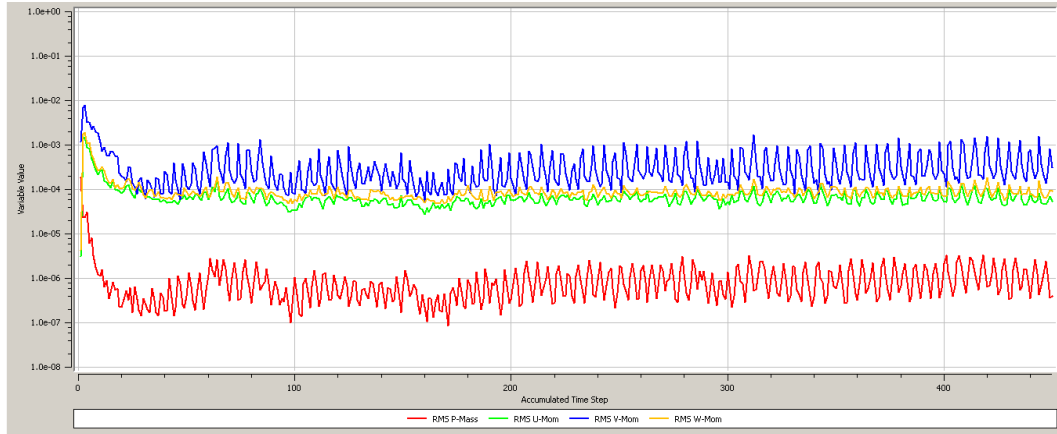


Figura A.9 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\varepsilon$, malha 14.456.228 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

A.7 Gráficos de resíduos, solução do problema no software ANSYSTM-CFX, modelo de turbulência k - ω .

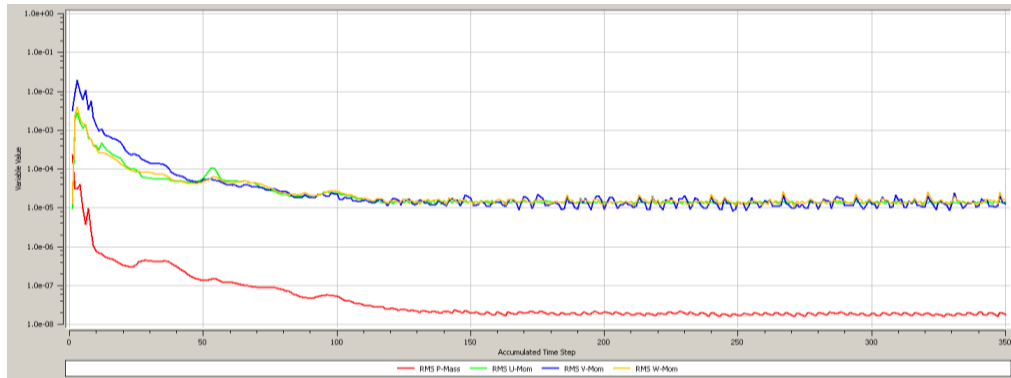


Figura A.10 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ω , malha 8.304.900 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

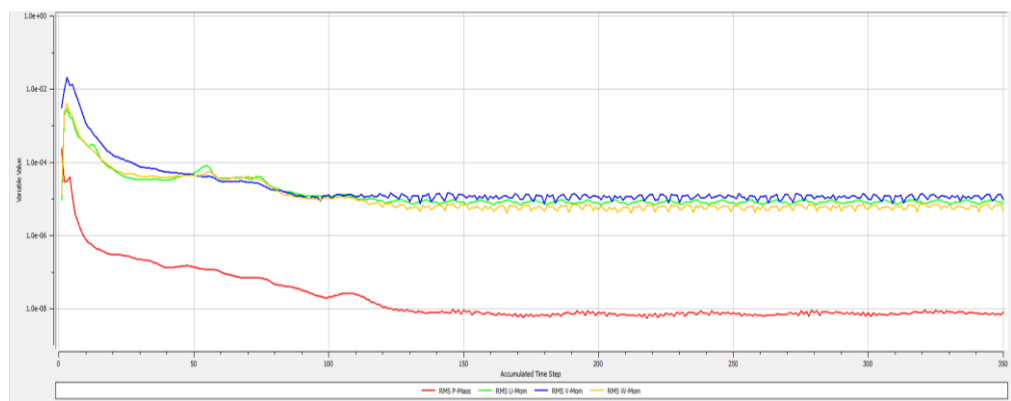


Figura A.11 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ω , malha 9.789.886 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

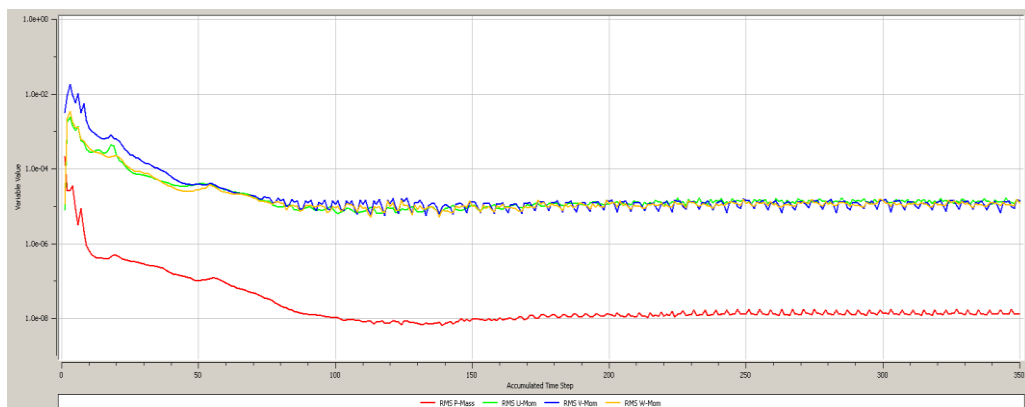


Figura A.12 – Resíduos solução, modelo de turbulência k - ω , malha 10.912.635 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

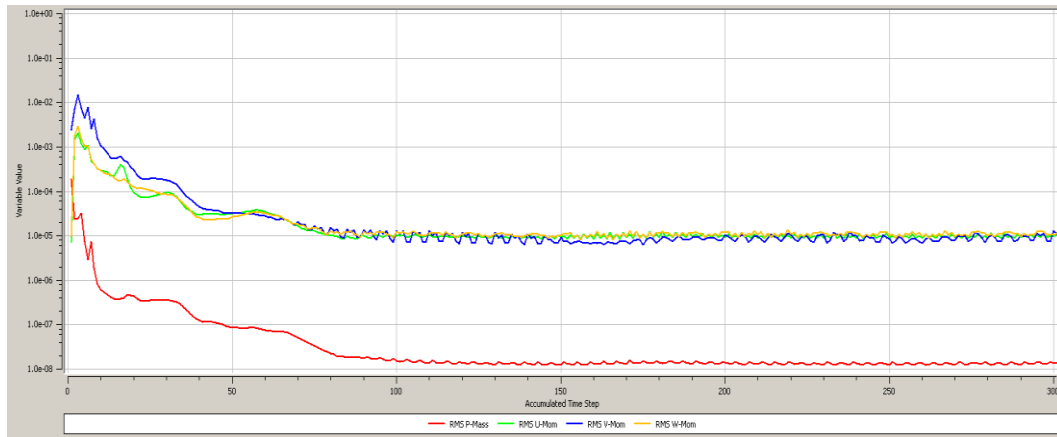


Figura A.13 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\omega$, malha 14.562.228 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

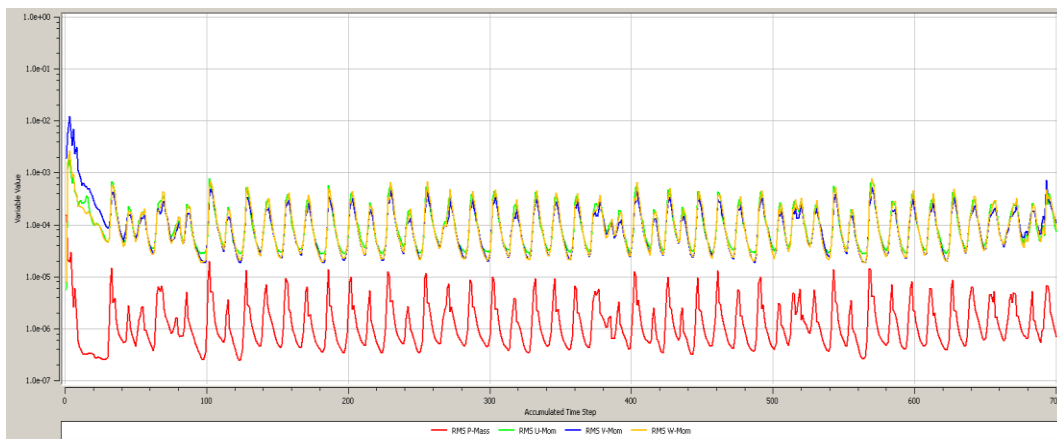


Figura A.14 – Resíduos solução, modelo de turbulência $k-\omega$, malha 22.576.321 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

A.8 Gráficos de resíduos, solução do problema no software ANSYSTM-CFX, modelo de turbulência SST.

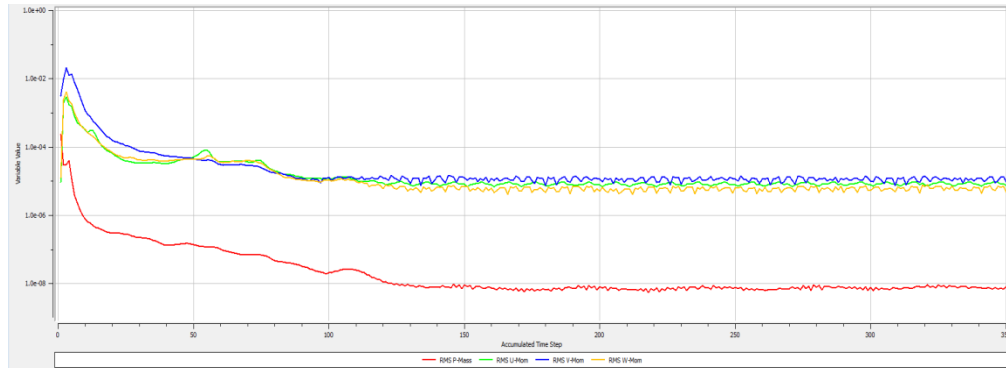


Figura A.15 – Resíduos solução, modelo de turbulência SST, malha 8.304.900 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

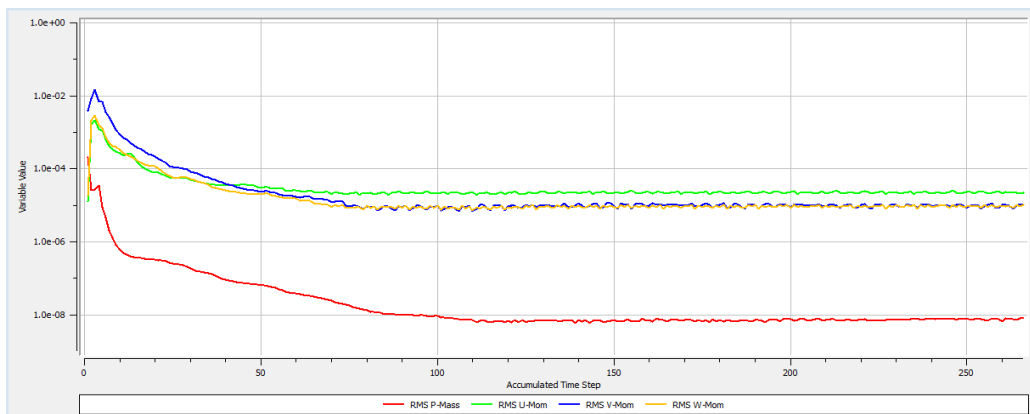


Figura A.16 – Resíduos solução, modelo de turbulência SST, malha 9.789.886 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

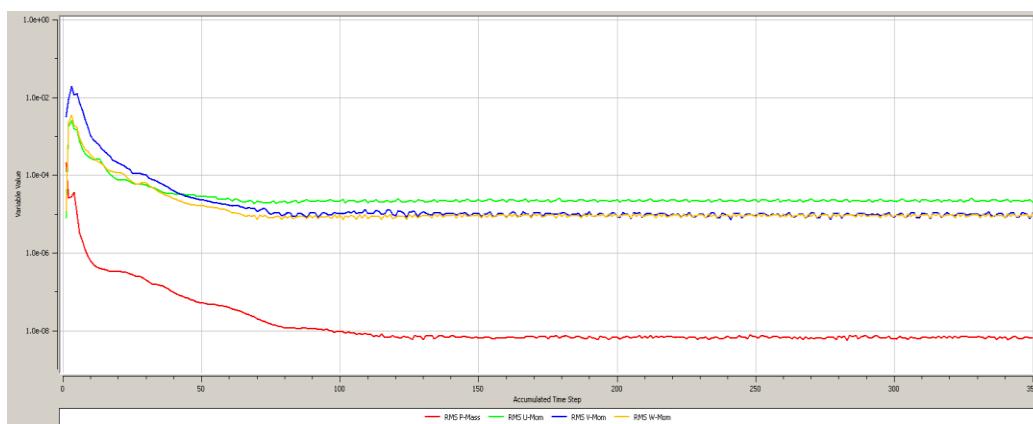


Figura A.17 – Resíduos solução, modelo de turbulência SST, malha 10.912.635 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

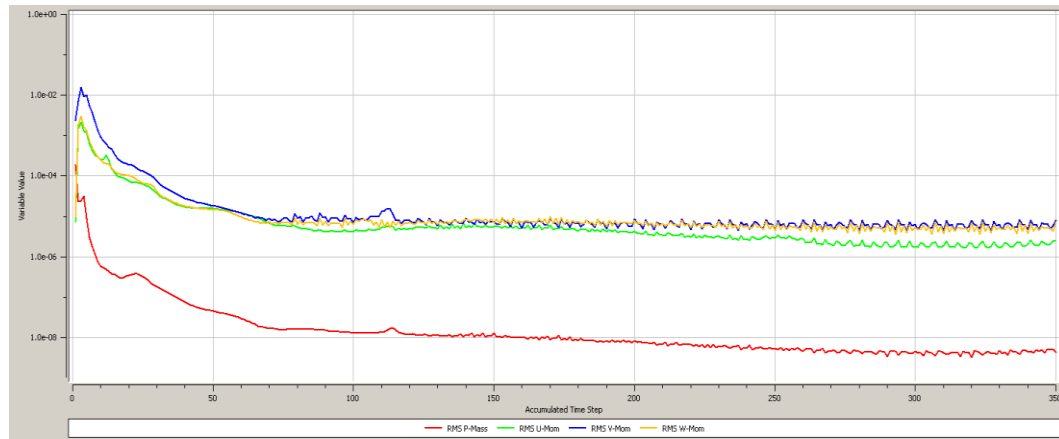


Figura A.18 – Resíduos solução, modelo de turbulência *SST*, malha 14.456.228 de elementos, software ANSYSTM-CFX.

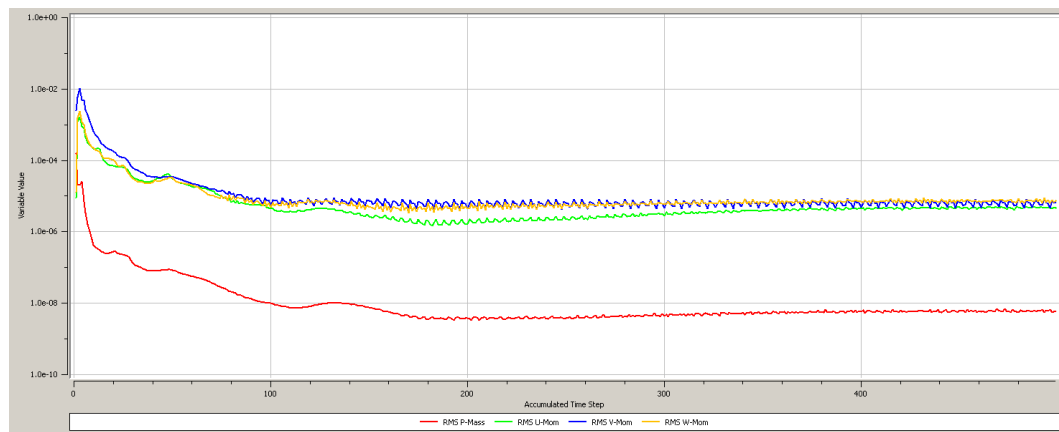


Figura A.19 – Resíduos solução, modelo de turbulência *SST*, malha 22.576.321 de elementos, software ANSYSTM-CFX.