GUSTAVO BOCHIO

**ESTUDO NUMÉRICO DO EFEITO DE BLOCAGEM
HIDRODINÂMICA EM UM TÚNEL DE CAVITAÇÃO SOBRE
O ESCOAMENTO AO REDOR DE UM SUBMARINO**

São Paulo

2015

GUSTAVO BOCHIO

**ESTUDO NUMÉRICO DO EFEITO DE BLOCAGEM
HIDRODINÂMICA EM UM TÚNEL DE CAVITAÇÃO SOBRE
O ESCOAMENTO AO REDOR DE UM SUBMARINO**

Dissertação apresentada à Escola Politécnica
da Universidade de São Paulo para obtenção
do título de Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Eng. Naval e
Oceânica

Orientador: Prof. Dr. Gustavo Roque da
Silva Assi

São Paulo

2015

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, _____ de _____ de _____

Assinatura do autor: _____

Assinatura do orientador: _____

Catálogo-na-publicação

Bochio, Gustavo

Estudo numérico do efeito de bloqueio hidrodinâmica em um túnel de cavitação sobre o escoamento ao redor de um submarino / G. Bochio -- versão corr. -- São Paulo, 2015.
127 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica.

1.Submarinos (Projeto) 2.Túneis (Ensaio) 3.Hidrodinâmica
4.Escoamento I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica.
Departamento de Engenharia Naval e Oceânica II.t.

If you can meet with Triumph and Disaster
And treat those two impostors just the same

Rudyard Kipling

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, Elisabete e Olandez, pelo apoio e incentivo para a realização deste mestrado.

À minha namorada, Mariana, por suportar a distância, pelo amor e pelo carinho em todos os passos dessa jornada.

À minha irmã, Bruna, pelos conselhos, amizade e inspiração.

Ao prof. Dr. Gustavo Roque da Silva Assi, pela orientação durante os anos de pós-graduação, pela confiança, pelos conselhos e por disponibilizar uma excelente estrutura de trabalho.

Aos professores do NDF: Julio R. Meneghini, José A. P. Aranha, Clóvis A. Martins, Fábio Saltara, Ernani V. Volpe, Jorge L. Baliño e Bruno S. Carmo.

Aos amigos e colegas de trabalho do NDF ao longo dos anos de pós-graduação: Murilo Cicolin, Eduardo Malta, César Freire, Douglas Serson, Fabiano Imada, Rafael Nemoto, Reinaldo Orselli, Gabriel Azevedo, Sergio Pellegrini, João Isler, Gustavo Patiño, Mariana Ortega, Alessandro Lima. Aos que se tornaram professores ao longo do caminho, Rafael Gioria, Rodrigo Provasi, Guilherme Franzini e Alfredo Gay Neto. Pelo ótimo convívio, pelas dicas, discussões técnicas, pelas longas conversas não tão técnicas assim e por todos ótimos momentos.

Aos extraordinários secretários, Lucia Messa e Vitor Gomes, pela ajuda e dedicação em facilitar ao máximo o meu trabalho.

À Marinha do Brasil pela bolsa concedida para a realização do mestrado.

RESUMO

O projeto de submarinos é um tema que vem se desenvolvendo há muitos anos. No Brasil, vivemos um momento de pleno avanço na área, sendo encabeçado pela Marinha do Brasil com o desenvolvimento do primeiro submarino de propulsão nuclear brasileiro. No decorrer desse projeto, diversos estudos devem ser desenvolvidos, dentre eles, ensaios com modelos em escala, que serão realizados em um túnel de cavitação. Durante estes experimentos, espera-se que surjam diversas fontes de incerteza, que podem comprometer os resultados obtidos, destacando-se o efeito de blocagem hidrodinâmica. Nesse contexto, esta dissertação apresenta uma investigação do fenômeno de blocagem no modelo de submarino DARPA SUBOFF na seção de testes de um túnel de cavitação. Para isso, simulações tridimensionais de média de Reynolds (RANS) foram realizadas para o modelo de submarino posicionado no túnel (sob blocagem) e sob condição de águas profundas (referência), para diferentes ângulos de ataque e número de Reynolds (Re) constante. Coeficientes de força e momento hidrodinâmicos foram obtidos e os métodos de correção de blocagem clássico e WICS foram empregados para obter fatores que pudessem corrigir esses valores. A eficiência de cada método foi avaliada comparando os valores corrigidos com os de referência. Os resultados mostraram que ambos métodos de correção são eficientes na recuperação de coeficientes de força e momento hidrodinâmicos para razões de blocagem inferiores a 10%, mas ressalvas são feitas quanto à utilização de cada um desses métodos, sendo o método clássico indicado para o estudo de geometrias simples e o método WICS para modelos mais complexos.

Paralelamente, a topologia do escoamento ao redor do submarino foi estudada através do método dos pontos críticos, para avaliar se a blocagem hidrodinâmica pode causar alterações nas estruturas presentes no escoamento. A análise topológica permitiu avaliar a evolução nas estruturas do escoamento para os ângulos de ataque e Re simulados. Foram capturadas as linhas de separação no corpo e avaliada sua relação com a tensão de cisalhamento ao longo do casco. A blocagem hidrodinâmica não causou alterações drásticas na topologia do escoamento.

Palavras-chave: *Submarinos (Projeto). Túneis (Ensaios). Hidrodinâmica. Escoamento*

ABSTRACT

The Project of submarines has been in development for years. In Brazil, we are facing a moment of full progress in this area, leaded by the Brazilian Navy with the development of the first submarine with nuclear propulsion in the country. During this project, many studies will be developed, among them, experiments with scaled models, that will be performed in a cavitation tunnel. Throughout these experiments, many sources of uncertainty are expected to arise that may compromise the results obtained, one effect that stands out is the hydrodynamic blockage. In this context, this master's thesis presents an investigation of the blockage phenomenon in the submarine model DARPA SUBOFF placed in the test section of a cavitation tunnel. To accomplish this, tridimensional simulations of Reynolds-Averaged Navier Stokes equations (RANS) were performed to the submarine model placed in the tunnel (under blockage) and in deep water condition (reference), to a variety of angles of attack and a constant Reynolds Number (Re). Coefficients of hydrodynamic forces and moment were measured and the classic and WICS correction methods were used to obtain factors that could correct these values. The efficiency of these methods were evaluated comparing the corrected values with the reference ones. The results showed that both correction methods are efficient in the recovery of hydrodynamic forces and moment to blockage ratios below 10%, but reservations are made about the use of each method. The classic method is suggested when simple geometries are tested and the WICS method when more complex models are used.

At the same time, the flow topology around the submarine was studied, using the critical point theory, to evaluate if the hydrodynamic blockage can cause changes in the structures in the flow. The topology analysis permitted to assess the evolution of structures in the flow to the conditions of angle of attack and Re simulated. Separation lines were captured in the body and their relationship with the shear stress in the hull was evaluated. The hydrodynamic blockage did not cause drastic changes in the flow topology.

Keywords: *Submarines (Project). Tunnels (Tests). Hydrodynamic. Flow.*

LISTA DE PUBLICAÇÕES

BOCHIO, G.; ASSI, G.R.S. Numerical investigation of the effect of blockage on the hydrodynamics coefficients of a prolate spheroid. *4th Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting*, 2014.

LISTA DE FIGURAS

Figura - 1.1	Ilustração das linhas de corrente do escoamento ao redor da geometria DARPA AFF1 em águas abertas(a) e dentro da seção de testes confinada de um túnel de cavitação (16% do canal bloqueado)(b).	22
Figura - 3.1	Geometria DARPA SUBOFF configurações AFF1 e AFF8.	27
Figura - 3.2	Linhas de corrente para escoamento potencia, com e sem blocagem	31
Figura - 4.1	Classificação dos pontos críticos no plano (p,q)	40
Figura - 4.2	Diferentes tipos de pontos críticos	41
Figura - 4.3	Nós adjacentes e ponto de sela	42
Figura - 4.4	Topologia de escoamento no vértice de uma asa em delta e superfície de separação	43
Figura - 4.5	Gradiente de pressão em túnel e seções de um modelo	46
Figura - 4.6	Fator λ_3	46
Figura - 4.7	Fatores K_1 e K_3 para diferentes corpos	47
Figura - 4.8	Fator τ_1 para diferentes tipos de túneis	48
Figura - 4.9	Modelo do escoamento por placa plana	49
Figura - 4.10	Diagrama representativo do método WICS	50
Figura - 4.11	Representação do escoamento através de singularidades	51
Figura - 4.12	Superposição dos campos de escoamento do modelo e do suporte	52
Figura - 5.1	Características da geometria DARPA SUBOFF AFF1.	57
Figura - 5.2	Geometria e dimensões da seção de testes.	59
Figura - 5.3	Domínio utilizado nas simulações de referência e as condições de contorno.	63
Figura - 5.4	Dimensões do domínio utilizado nas simulações de referência.	64
Figura - 5.5	Domínio utilizado nas simulações do submarino no túnel e as condições de contorno.	64

Figura - 5.6	Detalhe da malha utilizada nas simulações de referência.	66
Figura - 5.7	Detalhe da malha utilizada nas simulações sob blocagem.	66
Figura - 5.8	Geometria do submarino com a posição de cada singularidade de sua representação.	67
Figura - 5.9	Linhas de tomada de pressão na seção do túnel.	68
Figura - 5.10	Posições de tomada de pressão em uma parede lateral do túnel.	69
Figura - 6.1	Coeficiente de pressão ao longo do casco do submarino, experimento de Huang et al. (1994).	73
Figura - 6.2	Coeficiente de fricção ao longo do casco do submarino, experimento de Huang et al. (1994).	73
Figura - 6.3	Velocidades radial e axial ao longo de uma linha em $X/L = 0,978$, experimento de Huang et al. (1994).	74
Figura - 6.4	Coeficiente de força hidrodinâmica na direção x, experimentos de Roddy (1990).	75
Figura - 6.5	Coeficiente de força hidrodinâmica na direção y, experimento de Roddy (1990).	75
Figura - 6.6	Campo com a velocidade relativa (U/U_∞) para o submarino em curso sob diferentes razões de blocagem.	77
Figura - 6.7	Campo com a velocidade relativa (U/U_∞) para $\alpha = 5^\circ$ sob diferentes razões de blocagem.	78
Figura - 6.8	Campo com a velocidade relativa (U/U_∞) para $\alpha = 20^\circ$ sob diferentes razões de blocagem.	79
Figura - 6.9	Coeficiente de arrasto para o submarino em diferentes razões de blocagem e ângulo de ataque.	80
Figura - 6.10	Coeficiente de sustentação para o submarino em diferentes razões de blocagem e ângulo de ataque.	80
Figura - 6.11	Coeficiente de momento de guinada para o submarino em diferentes razões de blocagem e ângulo de ataque.	81
Figura - 6.12	Pressão no túnel na posição onde o modelo foi posicionado.	82
Figura - 6.13	Coeficiente de arrasto após a correção para a variação de pressão ao longo do túnel.	83

Figura - 6.14 fator de blocagem utilizando o método clássico.	84
Figura - 6.15 Variação de C_D com α após aplicada a correção	85
Figura - 6.16 Variação de C_L com α após aplicada a correção	85
Figura - 6.17 Variação de C_M com α após aplicada a correção	86
Figura - 6.18 Comparação do par fonte-sorvedouro de mesma intensidade e de intensidades diferentes	88
Figura - 6.19 Posição das tomadas de pressão na seção transversal do túnel	89
Figura - 6.20 Ajuste entre valores medidos nas paredes e representação por singularidades, $\beta_H = 1\%$, $\alpha = 0$	89
Figura - 6.21 Ajuste entre valores medidos nas paredes e representação por singularidades, $\beta_H = 4\%$, $\alpha = 0$	90
Figura - 6.22 Ajuste entre valores medidos nas paredes e representação por singularidades, $\beta_H = 9\%$, $\alpha = 0$	90
Figura - 6.23 Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 16\%$, $\alpha = 0$	91
Figura - 6.24 Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 1\%$, $\alpha = 5,^\circ$	91
Figura - 6.25 Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 4\%$, $\alpha = 5,^\circ$	92
Figura - 6.26 Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 9\%$, $\alpha = 5,^\circ$	92
Figura - 6.27 Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 16\%$, $\alpha = 5,^\circ$	93
Figura - 6.28 Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 1\%$, $\alpha = 20,^\circ$	93
Figura - 6.29 Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 4\%$, $\alpha = 20,^\circ$	94
Figura - 6.30 Valores de fator de blocagem para cada valor de β_H e α	95
Figura - 6.31 Variação de C_D com α , após a correção com o método WICS	95
Figura - 6.32 Variação de C_L com α , após a correção com o método WICS	96

Figura - 6.33 Variação de C_M com α , após a correção com o método WICS	96
Figura - 6.34 Geometria com $\alpha = 25^\circ$ (a) Linhas de cisalhamento no plano xz. (b) Linhas de cisalhamento no plano xy (paralelo ao plano de simetria).	99
Figura - 6.35 Linhas de cisalhamento e superfícies de separação para corpos tridimensionais	100
Figura - 6.36 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 2^\circ$.	102
Figura - 6.37 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$.	102
Figura - 6.38 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 10^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária.	103
Figura - 6.39 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 15^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária.	103
Figura - 6.40 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 18^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária e pontos verdes a separação secundária.	104
Figura - 6.41 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 20^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária e pontos verdes a separação secundária.	104
Figura - 6.42 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 25^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária e pontos verdes a separação secundária.	105
Figura - 6.43 Figura de iso superfície ilustrando os vórtices formados na região de sotavento do corpo utilizando o critério Q. $\alpha = 25^\circ$.	105
Figura - 6.44 Figura mostrando a vorticidade ao longo de planos no escoamento. $\alpha = 25^\circ$.	106
Figura - 6.44 Linhas de corrente em planos transversais ao escoamento	110
Figura - 6.45 Posição das medidas de tensão de cisalhamento ao longo do casco (d/L) e definição do ângulo φ .	110
Figura - 6.46 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 0$.	111
Figura - 6.47 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresen-	

tadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 2^\circ$.	111
Figura - 6.48 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 5^\circ$.	112
Figura - 6.49 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 10^\circ$.	112
Figura - 6.50 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 15^\circ$.	113
Figura - 6.51 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 18^\circ$.	113
Figura - 6.52 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 20^\circ$.	114
Figura - 6.53 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 25^\circ$.	114
Figura - 6.54 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 1\%$.	116
Figura - 6.55 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 4\%$.	116
Figura - 6.56 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 9\%$.	117
Figura - 6.57 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 16\%$.	117
Figura - 6.58 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 1\%$.	118
Figura - 6.59 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 4\%$.	118
Figura - 6.60 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L).	

$\alpha = 5^\circ, \beta_H = 9\%.$	119
Figura - 6.61 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L).	
$\alpha = 5^\circ, \beta_H = 16\%.$	119
Figura - 6.62 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 20^\circ, \beta_H = 1\%.$	120
Figura - 6.63 Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 20^\circ, \beta_H = 4\%.$	121
Figura - 6.64 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L).	
$\alpha = 20^\circ, \beta_H = 1\%.$	121
Figura - 6.65 Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L).	
$\alpha = 20^\circ, \beta_H = 4\%.$	122

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1	Características geométricas do DARPA SUBOFF AFF1.	57
Tabela 6.1	Variação máxima nas medidas de coeficientes de força e momento hidrodinâmicos para diferentes β_H e α	76
Tabela 6.2	Variação máxima nas medidas de coeficientes de força e momento hidrodinâmicos para diferentes β_H e α , após aplicada a correção clássica .	85
Tabela 6.3	Variação máxima nas medidas de coeficientes de força e momento hidrodinâmicos para diferentes β_H e α , após aplicada a correção WICS ..	97

LISTA DE SIGLAS

CFD	Dinâmica de Fluidos Computacional(<u>C</u> omputational <u>F</u> luid <u>D</u> ynamics)
DARPA	Agência de Projetos Avançados de Pesquisa em Defesa (<u>D</u> efense <u>A</u> dvanced <u>R</u> esearch <u>P</u> roject <u>A</u> gency)
LES	Simulação das Grandes Escalas(<u>L</u> arge <u>E</u> ddy <u>S</u> imulation)
NDF	Núcleo de Dinâmica e Fluidos
PIV	Velocimentria por imagem de partículas(<u>P</u> article <u>I</u> mage <u>V</u> elocimetry)
RANS	Média de Reynolds (<u>R</u> eynolds <u>A</u> veraged <u>N</u> avier- <u>S</u> tokes)
SST	Transporte de Tensão de Cisalhamento (<u>S</u> hear <u>S</u> tress <u>T</u> ransport)
URANS	Média de Reynolds Transiente (<u>U</u> nsteady <u>R</u> eynolds <u>A</u> veraged <u>N</u> avier- <u>S</u> tokes)
USP	Universidade de São Paulo
WICS	Sistema de Correção de Interferência de Parede(<u>W</u> all <u>I</u> nterference <u>C</u> orrection <u>S</u> ystem)

LISTA DE SÍMBOLOS

α	Ângulo de ataque
α_m	Correção do ângulo de ataque
β_H	Razão de blocagem
ν	Viscosidade cinemática do fluido
ρ	Massa específica do fluido
τ_R	Tensor de Reynolds
μ	Viscosidade dinâmica do fluido
μ_t	Viscosidade turbulenta
ϵ	Dissipação viscosa da energia cinética turbulenta
ω	Frequência turbulenta
λ_3	Fator geométrico para cálculo do arrasto induzido por gradiente de pressão
ε_{bs}	Fator de blocagem total
ε_{bs}	Fator de blocagem sólida
ε_{wb}	Fator de blocagem de esteira
θ	Fator geométrico para o cálculo do fator de blocagem esteira
τ_1	Fator geométrico para o cálculo do fator de blocagem sólida
σ_j	Intensidade de uma singularidade
C	Área da seção transversal do túnel
CF	Centro de flutuação do modelo
C_D	Coefficiente de arrasto
C_{Du}	Coefficiente de arrasto total não corrigido
C_{Di}	Coefficiente de arrasto gerado pelo gradiente de pressão no túnel
C_{Do}	Parcela do coeficiente de arrasto gerada por cisalhamento
C_L	Coefficiente de sustentação

C_{Lu}	Coeficiente de sustentação não corrigido
C_{pb}	Coeficiente médio de pressão base
C_f	Coeficiente de cisalhamento
C_p	Coeficiente de pressão
C_M	Coeficiente de momento de guinada
C_{Mu}	Coeficiente de momento de guinada não corrigido
D_ω	Termo derivativo cruzado da equação de ω
D_B	Arrasto induzido pelo gradiente de pressão no túnel
D_{max}	Diâmetro máximo do modelo
L	Comprimento do modelo
k	Energia cinética turbulenta
K_1	Fator geométrico para o cálculo do fator de blocagem sólida
p	Pressão
P	Pressão média
P_k	Termo de produção de k
P_ω	Termo de produção de ω
q	Pressão dinâmica
Re	Número de Reynolds
$\mathbf{S}$	Tensor de deformação média do escoamento
S_m	Superfície molhada do modelo
S	Área da seção transversal do submarino
t	Espessura máxima do corpo
T	Escala de tempo turbulenta
V_{sub}	Volume do modelo
y^+	Distância adimensional das paredes
U_∞	Velocidade de referência
$\mathbf{u}$	Vetor velocidade

u	Velocidade na direção x
v	Velocidade na direção y
w	Velocidade na direção z
$\mathbf{U}$	Vetor velocidade média
U	Velocidade média na direção x
V	Velocidade média na direção y
W	Velocidade média na direção z
$\mathbf{u}'$	Vetor das flutuações de velocidade
u'	Flutuação de velocidade na direção x
v'	Flutuação de velocidade na direção y
w'	Flutuação de velocidade na direção z
$\bar{u}_i$	velocidade de perturbação na direção x
$\bar{v}_i$	velocidade de perturbação na direção y

SUMÁRIO

1	Introdução	20
2	Objetivos	24
3	Revisão Bibliográfica	26
3.1	Escoamento ao redor de submarinos	26
3.2	Topologia de escoamento	29
3.3	Correções de blocagem	30
4	Fundamentação Teórica	33
4.1	Dinâmica de Fluidos Computacional	33
4.2	Escolha de um modelo de turbulência	35
4.3	Topologia de Escoamentos Tridimensionais	38
4.4	Métodos de Correção de Blocagem	43
5	Metodologia	56
5.1	Geometria DARPA SUBOFF	57
5.2	Geometria do túnel	59
5.3	Definições	59
5.4	Simulações realizadas	61
5.5	Configuração numérica	62
5.6	Domínio computacional e condições de contorno	63
5.7	Malha	65
5.8	Métodos de correção	67

5.9	Resolução do escoamento potencial de singularidades em um túnel	69
6	Resultados e Discussão	72
6.1	Validação das simulações de referência	72
6.2	Simulações sob efeito de blocagem	76
6.3	Correções	81
6.3.1	Método clássico	81
6.3.2	Método WICS (Wall Interference Correction System)	86
6.4	Topologia do escoamento	98
6.4.1	Avaliação da topologia no modelo de referência	101
6.4.2	Comparação com a topologia de modelos sob blocagem	115
7	Conclusões	123
	Referências	125

1 INTRODUÇÃO

Os submarinos passaram a ser utilizados em larga escala, pela primeira, vez durante a primeira guerra mundial. Desde aquela época, até os dias atuais, novos estudos e desenvolvimentos vem sendo realizados a fim de tornar esses veículos mais modernos, confiáveis e robustos. O estudo de corpos submersos, em especial submarinos, é um assunto de crescente interesse nas mais diversas áreas da engenharia. Seu emprego em aplicações militares e de exploração, aliado a seu alto custo de fabricação, leva à necessidade de cálculos precisos das diversas características desses corpos.

No Brasil, vivemos um momento de pleno desenvolvimento na área, sendo encabeçado pela Marinha do Brasil com o desenvolvimento do primeiro submarino de propulsão nuclear brasileiro. Um projeto dessa escala envolve um grande número de pesquisadores e implica em desafios não só na área de energia nuclear, mas em todas as áreas envolvidas no desenvolvimento do projeto.

De fato, a grandiosidade do projeto e a necessidade de diversos estudos também na área de dinâmica de fluidos, na qual esta dissertação se encaixa, fez com que a Marinha do Brasil projetasse novas instalações de pesquisa no LABHIDRO do Centro Experimental Aramar. Dentre elas, destaca-se um novo túnel de cavitação.

O túnel de cavitação é uma ferramenta importante no desenvolvimento do projeto do submarino de propulsão nuclear, pois essa estrutura será utilizada na realização de experimentos com modelos em escala. Esses experimentos, por sua vez, possibilitarão levantar coeficientes hidrodinâmicos e obter características do escoamento externo ao submarino, utilizando técnicas de visualização, como o PIV (Particle-Image Velocimetry, no inglês). Os resultados obtidos dessas análises serão utilizados em todo o restante do projeto, uma vez que é esperado que os mesmos sejam equivalentes às características a que o submarino estará exposto quando em operação.

O problema em se utilizar os dados obtidos diretamente de experimentos em túneis de cavitação, é que, ensaios desse tipo estão sujeitos à diversas fontes de incerteza,

sendo papel do engenheiro determiná-las com precisão. Contudo, por limitações técnicas, muitas vezes, não é possível que as fontes de incerteza sejam eliminadas, logo é necessário que sejam feitas correções para evitar que essas incertezas possam acarretar em problemas maiores de projeto.

Uma das principais fontes de incerteza, quando experimentos são realizados em túneis hidrodinâmicos ou de vento, é o fenômeno conhecido como efeitos de parede. Ele ocorre, porque as condições de escoamento no túnel de cavitação não são exatamente as mesmas de um escoamento infinito a que um submarino está sujeito. De fato, a distância entre o modelo testado nesses equipamentos e as fronteiras do escoamento é, geralmente, menor que aquela esperada no regime de operação. Esse confinamento causa uma gama de alterações no escoamento esperado. A figura 1.1 ilustra algumas das modificações causadas pelo confinamento do escoamento. Dentre esses efeitos podem ser citados: a alteração da curvatura das linhas de corrente, o estreitamento da esteira do corpo e o aumento da velocidade do escoamento. Variações relativamente pequenas nesses parâmetros podem ter efeitos significantes na distribuição de tensões superficiais resultantes e nas correspondentes forças totais.

Dos efeitos de parede anteriormente citados, o mais significativo, no estudo de modelos em escala de submarinos, é o de aceleração do escoamento. Esse fenômeno acontece, pois o escoamento que incide no modelo tende a ser desviado, mas a presença das paredes do túnel impede que o escoamento se expanda livremente, gerando velocidades maiores que as esperadas nos arredores do modelo. Esse processo é denominado blocagem hidrodinâmica e é mais acentuado quanto maior o tamanho do modelo utilizado.

Como citado anteriormente, o fenômeno de blocagem hidrodinâmica é o principal efeito de parede no caso de experimentos em submarinos e onde este estudo irá focar. Esse fenômeno foi observado há muitos anos por pesquisadores e formas de corrigi-lo começaram a ser desenvolvidas. Os principais métodos de correção foram desenvolvidos para utilização nos ensaios de aeronaves em túneis de vento. Esses métodos se baseiam, em sua grande maioria, na teoria de escoamento potencial e podem, em geral, ser extrapolados para utilização no caso de submarinos. Todavia, todas as correções desenvolvidas apresentam limitações e precisam ser empregadas com cuidado.

Neste contexto, surgem as perguntas: Qual método de correção deve ser utilizado? Até que relação de blocagem os resultados obtidos pelas correções são confiáveis? É possível que o fenômeno de blocagem acarrete em mudanças na topologia do escoamento, tornando as correções inconsistentes e, conseqüentemente, impossibilitando a utilização

Figura 1.1: Ilustração das linhas de corrente do escoamento ao redor da geometria DARPA AFF1 em águas abertas(a) e dentro da seção de testes confinada de um túnel de cavitação (16% do canal bloqueado)(b).

de modelos a partir de determinadas dimensões?

Este trabalho tenta responder as perguntas anteriormente citadas. Para isso, o problema foi analisado a partir de uma abordagem numérica. Esse caminho foi utilizado uma vez que possibilitaria estudar o fenômeno de uma forma mais rápida e, logo, antever os problemas enfrentados nos ensaios reais. Além disso, é possível sugerir uma metodologia a ser utilizada no momento dos experimentos no túnel de cavitação no LABHIDRO ao simular as mesmas condições geométricas lá presentes.

O trabalho aqui apresentado se valerá de duas formas de correção de blocagem, a primeira baseada nos primeiros métodos de correção desenvolvidos, conhecidos como método clássico e, a segunda, em uma metodologia mais moderna que utiliza medidas de pressão na parede do túnel para obter coeficientes de correção. Os dois métodos serão aplicados e sua eficácia será avaliada, comparando o resultado de coeficientes de força corrigidos, com aqueles esperados para o submarino em condição de escoamento infinito. Paralelamente, um estudo da topologia do escoamento ao redor do submarino será realizado a fim de determinar se a blocagem pode causar alguma alteração nas estruturas esperadas e se eventuais alterações estão relacionadas à incapacidade de correção dos métodos utilizados.

O autor espera que o texto possa servir como uma referência à Marinha do Brasil para a utilização durante os ensaios a serem realizados no túnel de cavitação do LABHIDRO, elucidando eventuais dúvidas quanto às correções necessárias durante os ensaios a serem realizados e à escolha das dimensões dos modelos a serem utilizados, sabendo das limitações impostas pela capacidade de replicar as condições de operação do submarino nuclear.

2 OBJETIVOS

O objetivo deste estudo é avaliar o efeito de blocagem hidrodinâmica sobre modelos em escala de submarinos em túneis de cavitação e a capacidade em corrigir este fenômeno.

Para isso, o estudo foi dividido em quatro etapas: (i) a influência do efeito de blocagem hidrodinâmica foi avaliado em modelos em escala da geometria DARPA SUBOFF durante seu ensaio em um túnel de cavitação sob diferentes ângulos de ataque (α); (ii) Foram aplicados diferentes métodos de correção de blocagem e sua eficácia foi analisada; (iii) a topologia do escoamento foi avaliada para examinar como a mesma pode mudar em um modelo confinado; (iv) avaliou-se se há relação entre a eficácia dos métodos de correção e alterações no regime topológico observado.

O estudo realizado foi totalmente numérico e leva em consideração modelos posicionados na seção de testes de um túnel de cavitação semelhante ao projetado para o LABHIDRO da Marinha do Brasil. Foram variados o ângulo de ataque dos modelos e seus tamanhos, para obter diferentes razões de blocagem (relação entre a área frontal do modelo e a área da seção de testes do túnel). Assim, foi possível obter forças e momentos hidrodinâmicos sobre o submarino para cada caso e esses resultados foram comparados com valores de referência, para avaliar a diferença causada pelo fenômeno de blocagem. Posteriormente, métodos de correção de blocagem foram aplicados para avaliar sua capacidade de corrigir as alterações causadas pelo confinamento do escoamento e recuperar os valores de força e momento hidrodinâmico esperados. Em paralelo, a análise da topologia do escoamento foi realizada para avaliar como a presença das paredes pode alterar as estruturas presentes no escoamento.

Com os resultados das correções e da análise topológica em mãos foi possível determinar limites de blocagem para os testes a serem realizados no LABHIDRO e avaliar se essas limitações estão relacionadas a alterações no regime topológico esperado no submarino.

Espera-se que este estudo produza uma melhor compreensão dos resultados du-

rante ensaios de modelos em escala no túnel de cavitação do LABHIDRO e funcione como um guia no dimensionamento dos modelos e nas condições de ensaio.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

3.1 Escoamento ao redor de submarinos

Como forma de prever o escoamento a que um submarino está sujeito em operação e auxiliar no projeto dos mesmos, ensaios com modelos em escala reduzida são geralmente utilizados. Contudo, nos últimos anos, análises em CFD - *Computational Fluid Dynamics* (Dinâmica de Fluidos Computacional) vem ganhando força na área. A vantagem da abordagem numérica sobre a experimental é o menor tempo de implementação e velocidade na obtenção de resultados, o que permite que mais condições sejam analisadas e, logo, tenha-se uma gama mais completa de resultados. Entretanto, ensaios com modelos em escala ainda não são dispensáveis devido à necessidade de validação dos resultados obtidos numericamente e à incapacidade de se representarem todos os fenômenos físicos do escoamento em modelos numéricos.

A fim de ajudar no avanço do desenvolvimento de submarinos, o Programa de Tecnologia Submarina (*Submarine Technology Program - STP*), um departamento da DARPA - *Defense Advanced Research Projects Agency* (Agência de Projetos Avançados de Pesquisa em Defesa) dos EUA financiou uma série de estudos com o intuito de prover meios para a comunidade especializada em CFD obter e validar simulações com geometrias de referência. Groves, Huang e Chang (1989) apresentaram uma geometria padrão para a utilização nos cálculos numéricos de submarinos. A geometria, que ficou conhecida por DARPA SUBOFF, apresenta diversas configurações, sendo as que mais se destacam a AFF1 (apenas o casco) e a AFF8 (com todos os apêndices presentes). A Figura 3.1 apresenta as duas configurações mencionadas.

Diversos experimentos, dentre eles Huang et al. (1994) e Roddy (1990), foram realizados com a geometria DARPA SUBOFF sob diferentes números de Reynolds e ângulos de ataque em relação ao escoamento incidente. Essas medições obtiveram distribuição de pressão no casco, características do escoamento ao redor do corpo, além de forças e momentos hidrodinâmicos aplicados ao mesmo. Desde então, seus dados servem como

Figura 3.1: Geometria DARPA SUBOFF configurações AFF1 e AFF8.

base para a validação dos estudos numéricos na área. Posteriormente, Liu e Huang (1998) resumiram os principais resultados obtidos experimentalmente por diversos trabalhos na área.

Nos últimos 25 anos, um grande número de estudos em CFD foram realizados para prever as características do escoamento ao redor de corpos submarinos sujeitos a altos números de Reynolds. Gorski, Coleman e Haussling (1990) apresentaram um dos primeiros trabalhos a calcular numericamente o escoamento ao redor da geometria DARPA SUBOFF sob suas diferentes configurações. Para isso, utilizaram um código que resolvia as equações de média de Reynolds (RANS - *Reynolds Averaged Navier-Stokes*) empregando o modelo de turbulência de Baldwin-Lomax. O principal objetivo de sua pesquisa era o desenvolvimento de uma metodologia de estudos mas, devido à ausência de dados experimentais, os resultados não foram validados. Posteriormente, Toxopeus (2008) investigou a geometria AFF1 sob diversos ângulos de ataque, utilizando RANS e três diferentes modelos de turbulência: o modelo de uma equação de Menter (MNT), $k - \omega$ versão turbulenta/não-turbulenta (TNT) e $k - \omega$ versão transporte de tensão de cisalhamento (SST - *Shear Stress Transport*). O trabalho apresentou bons resultados para pequenos ângulos de ataque, tanto para coeficientes de pressão e cisalhamento, como para a velocidade ao longo do casco, sendo que melhores resultados foram obtidos para o modelo SST. Os cálculos apresentados não foram tão satisfatórios para altos ângulos de ataque. De modo complementar, Yang e Lohner (2003) resolveram o escoamento para as configurações AFF1 e AFF8, com e sem ângulos de ataque, utilizando o método dos elementos finitos para resolver as equações RANS com um modelo de turbulência Baldwin-Lomax. O trabalho apresentou boa concordância com os dados experimentais para as simulações sem ângulo de ataque e as com ângulo de ataque apresentaram as estruturas esperadas, embora não houvesse dados experimentais de comparação.

Motivados pelos resultados experimentais obtidos por Wetzel (1996) para o escoamento transiente ao redor de um elipsoide com razão de aspecto 6:1, diversos estudos numéricos começaram a ser desenvolvidos empregando essa geometria, que se assemelha com a de um submarino. Constantinescu et al. (2002) estudaram o escoamento ao redor do elipsoide utilizando modelos RANS e DES - *Detached Eddy Simulation* para dois ângulos de ataque (10° e 20°), sendo que ambas as modelagens apresentaram bons resultados para valores médios de coeficientes de pressão e cisalhamento nas paredes. Seguindo a mesma linha de pesquisa, Xiao et al. (2007) estudaram diferentes métodos híbridos entre RANS e LES - *Large Eddy Simulation* na predição de separações no mesmo elipsoide. O trabalho concluiu que métodos zonais-RANS/LES apresentam resultados mais coerentes com experimentos, que a estrutura do escoamento na parede varia pouco em simulações RANS e DES e o que rege a performance de métodos híbridos próximos à parede é o modelo de turbulência escolhido.

Movidos pelos resultados descritos anteriormente e pelo aumento do poder computacional, pesquisadores começaram a testar modelos numéricos mais complexos na geometria DARPA SUBOFF. Alin et al. (2005) realizaram simulações transientes utilizando modelos URANS (simulação de média de Reynolds transiente) e LES, para os casos do elipsoide, assim como as configurações AFF1 e AFF8 do DARPA SUBOFF. Os resultados mostraram que LES se comporta melhor, mas a um custo computacional elevado. Além disso, se cuidadosamente desenvolvidos, métodos URANS geralmente apresentam boa correlação com os dados experimentais.

Vaz, Toxopeus e Holmes (2010) estudaram a eficácia de dois *solvers* diferentes na predição de forças e momentos sobre as configurações AFF1 e AFF8, sendo um deles baseado no método dos volumes finitos, enquanto o outro segue a formulação de elementos finitos. Além disso, foram avaliados modelos RANS e DES na predição dos resultados. Bons resultados foram observados para ambos os métodos numéricos e modelos de turbulência, sendo que para altos ângulos de ataque efeitos transientes começaram a ser importantes e a abordagem RANS em regime permanente passou a apresentar erros um pouco maiores que o método DES. Alin et al. (2010) investigaram o submarino em curso reto utilizando métodos RANS, DES e LES. Todos os casos apresentaram resposta igualmente satisfatórias, sendo que a única vantagem apresentada pelo LES foi que o método predisse melhor as características da esteira formada. Fureby (2008) também listou várias vantagens na utilização de métodos LES, sendo que no caso das simulações do DARPA SUBOFF, os principais pontos foram no comportamento de escoamentos separados durante manobras do submarino. Nesse caso, não houve simulação com métodos URANS,

dificultando a comparação entre os métodos.

3.2 Topologia de escoamento

Um importante ponto a ser verificado quando se estudam escoamentos tridimensionais, que é o caso do escoamento ao redor de submarinos, é identificar separações do escoamento. Essas regiões podem causar efeitos indesejados no comportamento hidrodinâmico do corpo. Para mitigar esses efeitos é importante identificar regiões de separação e suas causas para as diversas configurações de operação dos dispositivos. A área de estudo de topologia de escoamentos tridimensionais ainda é permeada fortemente por estudos experimentais utilizando técnicas de visualização do escoamento, sendo que não há ainda uma teoria ou cálculo numérico que permita conclusões definitivas nessa área.

Legendre (1956) deu início aos estudos do que ficou conhecido como a teoria dos pontos críticos. Ele postulou que, considerando as linhas de corrente imediatamente adjacentes a uma superfície, por cada ponto dessa superfície deve passar apenas uma linha de corrente determinada. Logo, os pontos onde isso não acontece, ou seja, pontos de convergência de linhas de corrente são chamados pontos singulares. Lighthill (1963) consolidou os conceitos iniciados por Legendre ligando a teoria anteriormente citada às linhas de tensão de cisalhamento na parede ao invés das linhas de corrente. Concomitantemente, Maltby (1962) desenvolveu a técnica experimental utilizando linhas de tinta à óleo para tornar visível padrões formados por linhas de tensão de cisalhamento em superfícies. Essa técnica tornou possível vários avanços na compreensão do fenômeno de separação de escoamento ao redor de corpos submersos, dando embasamento experimental à teoria que vinha sendo desenvolvida. Tobak e Peake (1982) ligaram a separação do escoamento à existência de um tipo particular de ponto singular na superfície do corpo ensaiado, essa singularidade é conhecida como ponto de sela. Entretanto, estudos seguintes mostraram que a separação também pode surgir que esse tipo de ponto seja observado, dessa forma, foi adotada a nomenclatura de separação global àquela relacionada com um ponto de sela e de separação local quando não há a presença desse ponto.

Vários estudos sobre a topologia do escoamento em geometrias semelhantes àquelas de fuselagens e submarinos foram realizadas nos últimos anos. Tobak e Peake (1982) analisaram a estrutura do escoamento em um corpo de revolução com nariz arredondado variando-se o ângulo de ataque. Foram identificadas mudanças na estrutura topológica à medida que o ângulo de incidência do escoamento aumentava. Hosder (2001) obteve

diversas medidas de tensão de cisalhamento ao longo do DARPA SUBOFF nas configurações AFF1 e AFF8, utilizando as técnicas desenvolvidas por Maltby, além de medidas da intensidade dessa grandeza ao longo do casco, identificando regiões de separação. Hsieh e Wang (1996) estudaram o escoamento ao redor de um cilindro com hemisfério para ângulos de ataque de 10° , 30° e 50° , identificando regiões de separação e obtendo bons resultados. Foram notadas várias alterações nos padrões de separação com o aumento do ângulo de incidência. Seguindo estudos com a mesma geometria, LeClainche (2013) recentemente conduziu um estudo experimental e numérico investigando a origem e evolução das separações. Um diagrama foi construído classificando as diferentes estruturas topológicas variando o número de Reynolds e o ângulo de ataque.

No caso da geometria DARPA SUBOFF nenhum estudo numérico de conhecimento do autor levou em consideração uma avaliação profunda da estrutura topológica do escoamento segundo a teoria proposta por Legendre que avalia pontos críticos. Entretanto, em alguns dos trabalhos citados anteriormente, avaliações pontuais foram feitas.

3.3 Correções de blocagem

Quando experimentos e cálculos numéricos de escoamentos externos são realizados, uma preocupação constante é almejar que os dados obtidos estejam de acordo com o que será observado quando o mesmo corpo estiver sujeito às suas condições de operação. Em particular, quando o objeto de estudo é testado em uma seção de testes de um túnel hidrodinâmico, ou um domínio de fluido finito é utilizado em uma simulação, uma preocupação recorrente é garantir que o corpo tenha dimensões pequenas quando comparado à região de ensaio. Essa exigência nem sempre pode ser cumprida, principalmente em experimentos, devido às limitações das instalações e aos equipamentos de instrumentação. Nos casos em que o corpo se aproxima das paredes do túnel ou das fronteiras do domínio em cálculos numéricos, o fenômeno conhecido por efeito de parede tende a aparecer, levando à imprecisão nos dados obtidos. A figura 3.2 mostra as linhas de corrente para o escoamento potencial em torno de um conjunto cilindro e esteira. Pode-se perceber como a presença das paredes altera o escoamento deformando as linhas de corrente e, consequentemente, alterando a direção e intensidade do campo de velocidades.

Com o advento dos túneis de vento, pesquisadores começaram a se preocupar com os efeitos de paredes e a estudar métodos de corrigir os desvios que esse fenômeno gera. Desenvolvimentos nesta área são observados desde a década de 1920, com os primeiros

Figura 3.2: (a) Linhas de corrente para um cilindro mais esteira sem restrições; (b) Linhas de corrente para um cilindro mais esteira limitado por um túnel (Adaptado de Barlow, Rae e Pope (1999).)

desenvolvimentos no que ficou conhecido como o método clássico de correção de parede. Diversos autores contribuíram para o desenvolvimento desse método, mas Glauert (1933) apresentou um bom resumo do método e suas aplicações. Ele se baseia no fato de que, salvo a região da esteira, o escoamento ao redor de boa parte dos corpos assemelha-se a um escoamento potencial. Então, utiliza-se um conjunto de singularidades clássicas de escoamento potencial (fontes, sorvedouros e dipolos) para representar o corpo e sua esteira. Para simular as paredes do túnel, o método das imagens é utilizado. Dessa forma, um conjunto de equações que associam o escoamento sem e com a presença de paredes pode ser extraído.

Dentre os diversos efeitos causados pela presença das paredes, um que se destaca é o de blocagem. Ele geralmente é dividido em duas contribuições, blocagem sólida e blocagem de esteira. A blocagem sólida é relacionada à área que o corpo ocupa quando posicionado na seção de teste. Blocagem de esteira é similar à sólida, mas está relacionada à ocupação da esteira do corpo. Herriot (1950) avaliou os efeitos de blocagem para escoamento compressível e incompressível. Utilizando o método das imagens ele chegou a correções para diversos perfis de asa e corpos de revolução em túneis fechados com diferentes tipos de seções.

Visto que o método clássico de correção tende a apresentar problemas nos cálculos de blocagem de corpos rombudos, Maskell (1965) desenvolveu um novo método de correção que se vale de medidas do coeficiente de arrasto para melhorar a predição nesse tipo de corpo. Hackett e Wilsden (1975) desenvolveram o método que ficou conhecido por "assinatura da parede". Nesse método, um conjunto simples de singularidades é construído a partir de medidas de pressão ao longo das paredes do túnel que são usadas para construir uma representação que caracterize o modelo sob teste. Posteriormente, Ashill e Keating (1988) desenvolveram um novo método baseado em medidas de pressão nas paredes, entretanto, esse novo estudo possibilita que os efeitos de parede sejam corrigidos sem a necessidade de que a geometria testada seja conhecida. Hackett (1996) revisitou o método proposto por Maskell desenvolvendo uma nova correção mais precisa para corpos rombudos.

Os métodos de correção de blocagem são diversos e variam de acordo com o tipo de túnel analisado e modelo ensaiado. Barlow, Rae e Pope (1999) fazem um bom resumo de alguns dos principais métodos de correção de efeitos de parede dando alguns exemplos de utilização. Ewald (1998) apresenta um documento de extrema importância na área, compilando os principais estudos na área até aquele momento, apresentando visão física do fenômeno e métodos de correção que variam desde aplicações mais simples até fenômenos atualmente em estudo.

Ulbrich (1998) desenvolveu uma variação do método de assinatura da parede proposto por Hackett e Wilsden. Nessa nova proposta, o corpo ensaiado é representado por singularidades de um escoamento potencial, sendo que, essa representação é pré-determinada pelo engenheiro conduzindo os testes. Para realizar o cálculo das correções necessárias, o método se utiliza das medidas da pressão na parede e de um banco de dados, com o valor de velocidades induzidas pelas singularidades que representam o corpo. A grande vantagem desse método é a possibilidade de se obter correções em tempo real, já que a correção se baseia na resolução de um sistema linear com poucas variáveis. Iyer e Everhart (2001) implementaram esse método com sucesso em dois túneis da NASA e obtiveram boas correções para um modelo de aeronave.

O presente estudo desenvolverá uma análise do escoamento ao redor de um submarino DARPA SUBOFF levando em conta as teorias de topologia de escoamento e de correção de blocagem anteriormente citadas.

4 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

4.1 Dinâmica de Fluidos Computacional

Durante este trabalho serão utilizados códigos numéricos para a resolução das equações que regem o escoamento de um fluido newtoniano e incompressível em regime turbulento. Como o fenômeno de turbulência é extremamente complexo e custoso do ponto de vista computacional, diversos modelos com variação de complexidade foram desenvolvidos ao longo dos anos. Os métodos de média de Reynolds (RANS) são provavelmente os que mais foram utilizados na área ao longo da história, por serem métodos com cálculos mais rápidos e que apresentam bons resultados para aplicações variadas. Nessa seção, as equações de média de Reynolds serão obtidas a partir da equação de Navier-Stokes e o modelo de turbulência $k - \omega$ SST desenvolvido por Menter (1994) será apresentado, já que foi o modelo escolhido para utilização nesse trabalho. A razão da escolha desse modelo de turbulência está ligada aos bons resultados que o mesmo apresentou em outros trabalhos da literatura.

As equações da continuidade e de Navier-Stokes para um fluido viscoso, incompressível, em coordenadas cartesianas são, respectivamente,

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (4.2)$$

O número de Reynolds (Re) é definido como

$$Re = \frac{U_{\infty} L}{\nu} \quad (4.3)$$

onde U_{∞} e L são a velocidade e o comprimento característicos considerados no problema e ν é a viscosidade cinemática do fluido.

Representando a equação de quantidade de movimento em suas componentes em

$x(u)$, $y(v)$ e $z(w)$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\nabla \cdot u\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla \cdot (\nabla u) \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\nabla \cdot v\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla \cdot (\nabla v) \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (\nabla \cdot w\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla \cdot (\nabla w) \quad (4.6)$$

Esse conjunto de equações governa o escoamento de qualquer fluido newtoniano e incompressível, mas, no caso de escoamentos turbulentos, podemos decompor as variáveis do equacionamento em uma soma entre o valor médio e suas flutuações:

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}' \quad u = U + u' \quad v = V + v' \quad w = W + w'$$

Substituindo as equações acima nas equações de Navier-Stokes, considerando o valor médio dessas equações e sabendo que P é a pressão média, temos:

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (\nabla \cdot U\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla \cdot (\nabla U) + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\rho \overline{u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{u'w'})}{\partial z} \right] \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (\nabla \cdot V\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \nabla \cdot (\nabla V) + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\rho \overline{u'v'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v'^2})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{v'w'})}{\partial z} \right] \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + (\nabla \cdot W\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \nabla \cdot (\nabla W) + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\rho \overline{u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v'w'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{w'^2})}{\partial z} \right] \quad (4.10)$$

As equações 4.7 a 4.10 são as chamadas equações de média de Reynolds. Um desenvolvimento mais detalhado de como obter as equações pode ser encontrado em Tennekes e Lumley (1972). Elas representam o transporte de quantidades médias do escoamento (P, U, V, W) e se levarmos em consideração que a turbulência é um fenômeno aleatório, as médias são aquilo em que estamos geralmente interessados. Pode ser observado que as equações 4.8-4.10 são semelhantes às equações de Navier-Stokes (eqs. 4.4-4.6) a menos dos termos em que aparecem as flutuações. Esses termos são os responsáveis por computar a interação entre o escoamento médio e as flutuações causadas pela turbulência. Seis novos termos aparecem nas equações de média de Reynolds e são chamados de tensões de Reynolds. Eles podem ser agrupados em um tensor (tensor de Reynolds) como segue

$$\tau_R = \begin{pmatrix} -\overline{\rho u'^2} & -\overline{\rho u'v'} & -\overline{\rho u'w'} \\ -\overline{\rho u'v'} & -\overline{\rho v'^2} & -\overline{\rho v'w'} \\ -\overline{\rho u'w'} & -\overline{\rho v'w'} & -\overline{\rho w'^2} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Para que as equações de média de Reynolds possam ser resolvidas, o tensor de Reynolds precisa ser calculado, nesse ponto entram os modelos de turbulência clássicos que modelam a interação entre os valores médios do escoamento e as flutuações turbulentas.

4.2 Escolha de um modelo de turbulência

Diversos modelos de turbulência foram desenvolvidos ao longo dos anos. Um dos modelos de maior utilização, devido ao seu baixo custo computacional e bons resultados em diversos problemas aplicados, é o modelo $k - \epsilon$ desenvolvido por Launder e Spalding (1974). Esse modelo baseia-se na aproximação de Boussinesq, que define o tensor de Reynolds como

$$\tau_{Rij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (4.12)$$

onde os índices baseiam-se na notação de Einstein e k é a energia cinética turbulenta ($k = \frac{1}{2}[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}]$). Além disso, a variável ϵ é equivalente à dissipação viscosa da energia cinética turbulenta. μ_t é a chamada viscosidade turbulenta e, no caso do modelo $k - \epsilon$, é definida por uma função das variáveis que dão nome ao modelo. Logo, para que a viscosidade turbulenta seja obtida, duas novas equações precisam ser resolvidas nesse modelo, uma que calcule o transporte de k e outra que contabilize o transporte de ϵ .

Embora seja amplamente utilizado, o modelo $k - \epsilon$ possui limitações e não produz resultado satisfatório para vários tipos de escoamento, dentre eles escoamentos externos com gradiente adverso de pressão. Por esse motivo, diversos outros modelos passaram a ser desenvolvidos para utilização nesse tipo de problema. O modelo $k - \omega$ (WILCOX, 1988) foi desenvolvido como uma forma de contornar alguns dos problemas enfrentados pelo modelo $k - \epsilon$. Para isso, um novo parâmetro foi proposto: a frequência da turbulência (ω). Esse modelo mostrou bons resultados para cálculos do escoamento próximo à parede, mas seus resultados são muito dependentes das condições de contorno, o que é problemático para aplicações em escoamentos externos.

Menter (1994) notou que a equação de transporte para ϵ , do modelo $k - \epsilon$ padrão, podia ser transformada em uma equação de transporte para ω por uma simples substi-

tução de variáveis. Esse procedimento levava a uma equação similar a do modelo $k - \omega$ original, mas com um termo adicional de difusão cruzada. Se esse termo for adicionado à equação de ω o modelo $k - \omega$ apresenta soluções idênticas às do modelo $k - \epsilon$. Logo, Menter propôs que fosse usada uma função que incluísse o termo de difusão cruzada longe das paredes, mas não próximo a elas.

No modelo proposto por Menter, as tensões de Reynolds são calculadas usando a expressão de Boussinesq (eq. 4.12). Para que o cálculo da viscosidade turbulenta possa ser realizado, duas novas equações de transporte precisam ser resolvidas, uma para a energia cinética turbulenta e outra para a frequência turbulenta, como segue:

Energia cinética turbulenta

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{U}) = \nabla \cdot [(\mu + \mu_t \sigma_k) \nabla k] + P_k - \rho \beta^* f_{\beta^*} \omega k \quad (4.13)$$

Frequência turbulenta

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{U}) = \nabla \cdot [(\mu + \mu_t \sigma_\omega) \nabla \omega] + P_\omega - \rho \beta f_\beta \omega^2 + D_\omega \quad (4.14)$$

Os termos de produção de k e ω são, respectivamente,

$$P_k = \mu_t |\mathbf{S}|^2 - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \mathbf{U} - \frac{2}{3} \mu_t (\nabla \cdot \mathbf{U})^2 \quad (4.15)$$

$$P_\omega = \rho \gamma \left[\left(|\mathbf{S}|^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U})^2 \right) - \frac{2}{3} \omega \nabla \cdot \mathbf{U} \right] \quad (4.16)$$

onde γ é um coeficiente e $|\mathbf{S}|$ é o módulo do tensor de deformação média.

D_ω é o termo derivativo cruzado e é definido por

$$D_\omega = 2 (1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega \quad (4.17)$$

onde F_1 é uma função de combinação e é definida por

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (4.18)$$

e

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{2k}{y^2 C D_{k\omega}} \right) \quad (4.19)$$

y é a distância até a parede mais próxima e $CD_{k\omega}$ está relacionado com o termo de difusão cruzada e é definido por:

$$CD_{k\omega} = \max\left(\frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 10^{-20}\right) \quad (4.20)$$

A escala de tempo turbulenta é definida por:

$$T = \min\left(\frac{\alpha^*}{\omega}, \frac{a_1}{SF_2}\right) \quad (4.21)$$

onde $a_1 = 0,31$ e F_2 é outra função de combinação, sendo

$$F_2 = \tanh(arg_2^2) \quad (4.22)$$

Os demais coeficientes das equações 4.13 e 4.14 são calculados utilizando a equação de combinação F_1 , definidos pela equação:

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (4.23)$$

O primeiro conjunto de coeficientes (ϕ_1) é:

$$\beta_1 = 0,0750, \quad \sigma_{k1} = 0,85, \quad \sigma_{\omega1} = 0,5, \quad \kappa = 0,41, \quad \sigma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega1} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (4.24)$$

o segundo conjunto de coeficientes (ϕ_2) é dado por:

$$\beta_2 = 0,0828, \quad \sigma_{k2} = 1,0, \quad \sigma_{\omega2} = 0,856, \quad \kappa = 0,41, \quad \sigma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma_{\omega2} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (4.25)$$

sendo que $\beta^* = 0,09$ e $\alpha^* = 1$.

Este modelo, chamado de $k - \omega$ SST é amplamente utilizado e foi validado para diversas aplicações. Ele é empregado principalmente para escoamentos externos apresentando bons resultados para problemas com camada limite sujeita ou não a gradiente adverso de pressão e camadas cisalhantes livres.

4.3 Topologia de Escoamentos Tridimensionais

Devido ao seu comportamento complexo, o estudo de separação em escoamentos tridimensionais difere das análises realizadas para os casos bidimensionais. Muitos dos conceitos utilizados para os casos bidimensionais são inapropriados para escoamentos tridimensionais. Por exemplo, a separação em escoamento bidimensional é caracterizado por um ponto com tensão de cisalhamento nula, mas isso nem sempre se aplica a escoamentos tridimensionais. Como forma de contornar esse problema e criar uma nova forma de avaliação, Legendre (1956) foi o primeiro a desenvolver os conceitos que culminaram na Teoria de Pontos Críticos. Como enfatizado por Délerly (2001), a teoria proposta não tem a função de prever a ocorrência de separação dada uma série de condições de contorno. Na realidade, a teoria proposta é descritiva e baseia-se em um campo vetorial (velocidade ou tensão de cisalhamento) fornecido por cálculos numéricos ou experimentos.

A presença de separação em um escoamento é um fenômeno que tem sua origem na viscosidade. É natural que, para se definir o fenômeno, seja avaliado um campo vetorial na superfície de teste, já que os efeitos viscosos se concentram nos arredores dessas regiões. Por esse motivo, estudos na área se concentram no campo de tensão de cisalhamento no corpo a ser estudado. Entretanto, uma análise completa do fenômeno de separação demanda também a investigação do campo de velocidades externo ao corpo.

Seguindo a formulação desenvolvida por Tobak e Peake (1982), consideremos um escoamento viscoso permanente ao redor de um corpo tridimensional. Tome (ξ, η, ζ) como coordenadas curvilíneas gerais, sendo (ξ, η) eixos ortogonais à superfície e ζ é a direção normal externa. Considere os parâmetros de comprimento $h_1(\xi, \eta)$ e $h_2(\xi, \eta)$. Tomando as componentes do vetor velocidade do escoamento paralelas à parede (u_1, u_2) , essas componentes devem crescer linearmente com ζ quando muito próximas à parede. Logo, linhas de corrente na vizinhança do corpo terão componentes da forma

$$h_1(\xi, \eta) \frac{d\xi}{dt} = \zeta \frac{\partial u_1}{\partial \zeta}(\xi, \eta, 0), \quad (4.26)$$

$$h_2(\xi, \eta) \frac{d\eta}{dt} = \zeta \frac{\partial u_2}{\partial \zeta}(\xi, \eta, 0). \quad (4.27)$$

Se tomarmos as componentes da tensão de cisalhamento paralelas a ξ e η na superfície do corpo sob análise, temos

$$\tau_{w1} = \mu \frac{\partial u_1}{\partial \zeta}(\xi, \eta, 0), \quad (4.28)$$

$$\tau_{w2} = \mu \frac{\partial u_2}{\partial \zeta}(\xi, \eta, 0). \quad (4.29)$$

Substituindo 4.28 e 4.29 em 4.26 e 4.27, obtêm-se

$$\frac{h_1 d\xi}{\tau_{w1}} = \frac{h_2 d\eta}{\tau_{w2}}, \quad (4.30)$$

cuja solução define um conjunto infinito de curvas chamadas linhas características que estão associadas às linhas de tensão de cisalhamento. Em geral, apenas uma trajetória passa em cada ponto da superfície estudada. A exceção são os chamados pontos singulares. Nestes pontos a tensão de cisalhamento é nula e temos simultaneamente

$$\tau_{w1} = \tau_{w2} = 0.$$

A forma da trajetória na vizinhança de um ponto $P_0(\xi, \eta)$ pode ser estudada na forma de uma expansão em série de Taylor de primeira ordem. Com isso, recai-se em um problema de autovalor. Avaliando-se a matriz jacobiana, definida por

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\partial \tau_{w1}}{\partial \xi} & \frac{\partial \tau_{w2}}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tau_{w1}}{\partial \eta} & \frac{\partial \tau_{w2}}{\partial \eta} \end{pmatrix}.$$

Definindo $p = \text{traço}(M)$ e $q = \text{determinante}(M)$, os autovalores do problema resumem-se a

$$s_{1,2} = \frac{-p \pm \sqrt{p^2 - 4q}}{2}$$

O comportamento das linhas de tensão de cisalhamento próximas ao ponto P_0 é determinado pelas partes reais e imaginárias dos autovalores. A figura 4.1 apresenta os diversos comportamentos possíveis em um gráfico $[p, q]$.

Existem três tipos de pontos críticos que podem ser formados pelos campos de tensão de cisalhamento, são eles:

- Ponto nodal: São formados quando ambos autovalores são reais e apresentam o

Figura 4.1: Classificação dos pontos críticos no plano $[p, q]$ (Adaptado de Détery (2001)).

Figura 4.2: Diferentes tipos de pontos crticos (Adaptado de Dlery (2001)).

mesmo sinal. um ponto comum a um nmero infinito de linhas de tenso de cisalhamento, sendo que todas elas, com exceo de uma, so tangenciais linha representada por BB na figura 4.2(a). Quando todas as linhas cisalhantes so direcionadas para o ponto ele chamado um n de separao. No caso de as linhas serem direcionadas para fora, o ponto denominado n de recolamento. Em alguns casos especiais, se os dois autovalores forem iguais (pontos localizados na parbola de equao $q = p^2/4$) tm-se um n isotrpico.

- Foco: Acontece quando os autovalores so complexos conjugados. Nesse caso, um nmero infinito de linhas cisalhantes formam um espiral ao redor do ponto singular (figura 4.2(b)). Se a espiral se formar em direo ao ponto ele chamado um foco de separao, caso contrrio, ele denotado por foco de recolamento. Em alguns casos excepcionais, os autovalores apresentam apenas parte imaginria, assim curvas fechadas so formadas e uma estrutura conhecida por centro formada.
- Ponto de sela: Como pode ser visto na figura 4.2(c), apenas duas linhas particulares passam por um ponto de sela. Uma das linhas direcionada para o ponto, enquanto a outra se direciona para fora. Todas as demais linhas de tenso de cisalhamento no tocam o ponto e so direcionadas de acordo com essas duas linhas particulares. Esse tipo de ponto ocorre quando os autovalores so reais e de sinais opostos. As linhas caractersticas do ponto de sela agem como barreiras, tornando um conjunto de linhas de cisalhamento inacessvel ao conjunto vizinho.

Sempre que um ponto de sela est presente, linhas de cisalhamento provenientes de diferentes ns so impedidas de cruzar uma linha particular que se origina nesse ponto de sela (fig. 4.3). Essa linha particular conhecida por linha de separao. Ela de

Figura 4.3: Nós adjacentes e ponto de sela (Adaptado de Lighthill (1963)).

extrema importância no estudo de escoamento separados, pois a literatura concorda que a existência de uma linha cisalhante para a qual outras linhas de cisalhamento convergem é uma condição necessária para a ocorrência de separação do escoamento. Entretanto, estudos mostram que essas linhas nem sempre são provenientes de pontos de sela, logo uma terminologia foi utilizada para distinguir a origem das linhas de separação. Tobak e Peake (1982) definem que uma linha de cisalhamento que emerge de um ponto de sela é chamada uma linha de separação global, enquanto uma linha que não se origina de um ponto de sela é chamada linha de separação local.

É importante notar que, à medida em que nos aproximamos de uma linha de separação, a tensão de cisalhamento resultante (τ_w) tende a um valor mínimo e no caso de uma linha de separação global, o valor tende a zero à medida que o ponto de sela se aproxima.

É reconhecido que uma linha de separação seja a projeção, na superfície do corpo, de uma estrutura presente no escoamento tridimensional que age como uma barreira para separar linhas de correntes provenientes de nós diferentes. Essa estrutura é chamada superfície de separação e quando ela se enrola, forma estruturas vorticiais típicas de escoamentos separados tridimensionais. A figura 4.4 apresenta uma imagem de uma superfície de separação Σ_1 , sendo que a região da superfície que toca o corpo é a linha de separação (S_1).

Os conceitos de pontos críticos podem ser estendidos para o campo de velocidade de um escoamento tridimensional ao redor de um corpo. Entretanto, apenas dois tipos de singularidades são consideradas para este campo vetorial:

Figura 4.4: Topologia de escoamento no vértice de uma asa em delta e superfície de separação (Extraído de Déler (2001)).

- Ponto de sela: está associado a um nó no campo bidimensional sobre a superfície do corpo. Dependendo da direção das linhas de corrente e das linhas de cisalhamento, pode ser proveniente de um ponto de recolamento ou de separação.
- Foco: está relacionado a um foco bidimensional e à linha de centro do mesmo. As linhas de corrente tomam uma direção helicoidal ao redor desse ponto.

Quando interpretando campos de escoamento, frequentemente usamos projeções desses campos em determinados planos. As linhas obtidas nesse processo também podem ser avaliadas por meio da teoria de pontos críticos. Entretanto, para evitar confusão, vale frisar que, a menos de alguns casos especiais, como planos de simetria, as linhas projetadas não correspondem às linhas de corrente.

4.4 Métodos de Correção de Blocagem

As condições de escoamento a que um submarino está sujeito na seção de testes de um túnel de cavitação não são as mesmas de quando ele está em operação. A distância do corpo para algumas (ou todas) as fronteiras nos testes é geralmente muito menor que aquelas encontradas em condições de operação. Esse é o principal efeito ao qual o

corpo está sujeito, que precisa ser avaliado quando ensaios são realizados com modelos em escala reduzida. Mas não o único. Até mesmo pequenas variações nas características do escoamento desenvolvido no túnel pode causar distribuições de tensões e de forças com desvios significativos.

Nesta seção, serão apresentados métodos de correção para efeitos de parede. Como a teoria nesse assunto é extensa será dado enfoque para correções de túneis fechados com seção quadrada. Serão avaliados efeitos de variação de pressão ao longo da seção de testes, blocagem sólida e blocagem de esteira. Esses são os principais efeitos que geram erro nas medidas em geometrias parecidas com a de submarinos. Eles são definidos por Barlow, Rae e Pope (1999) e são apresentados aqui:

- Variação da pressão ao longo da seção de testes: se refere a variação da pressão estática na seção de testes quando não há um modelo presente. Com o desenvolvimento da camada limite nas paredes do túnel um gradiente favorável de pressão aparece. Ele produz uma força de arrasto semelhante a uma força hidrostática em objetos sob um fluido parado. Esse efeito precisa ser considerado como uma não uniformidade na direção do escoamento, mas é induzido pelas paredes laterais.
- Blocagem sólida: é dada pela razão entre a área frontal do modelo e a área da seção transversal do túnel. Em condições de operação esse valor é normalmente zero, mas em testes esse valor varia, sendo comum variações de 0,01 a 0,1. Um efeito dessa razão é que as tensões no corpo são maiores que as observadas em condições de uso. Esse efeito é representado considerando que a blocagem causa uma variação na velocidade do escoamento incidente ou na pressão dinâmica.
- Blocagem de esteira: é resultado do tamanho finito da esteira do corpo e é semelhante à blocagem sólida. É mais complexo pois as dimensões da esteira são função da forma do corpo e da razão entre a área da esteira e a do túnel. Com o aumento no tamanho da esteira, aumenta a correção a ser feita o que, consequentemente, aumenta o arrasto sofrido pelo corpo. A blocagem de esteira causa um aumento no arrasto medido sobre o corpo.

Os métodos clássicos de correção de efeito de parede começaram a ser desenvolvidos por volta da década de 1920 e o trabalho de Glauert (1933) teve papel fundamental no desenvolvimento e consolidação desses métodos. Eles se baseiam em alguns princípios básicos, tais quais, (i) a teoria linear de escoamento potencial, (ii) modelos de pequenas

dimensões se comparadas com o túnel e cujas esteiras se estendem em linha reta à jusante do corpo e (iii) túnel de seção constante que se estendem por uma longa distância à jusante do modelo. Correções usando essa abordagem foram e continuam sendo muito utilizadas e serviram como base para os demais estudos na área. Todavia, sua teoria não será apresentada nessa seção de forma a manter o texto sucinto. Para uma explicação detalhada dos aspectos físicos e matemáticos que circundam esse método aconselhamos a consulta de Ewald (1998).

Dos efeitos citados anteriormente, o de mais simples correção é o de variação da pressão ao longo da seção de testes. Esse efeito deve ser corrigido antes de qualquer outro e subtraído dos valores medidos. Para isso, a variação da pressão estática ao longo da linha de centro do túnel deve ser medida. A contribuição do efeito no arrasto do corpo é calculado pela equação:

$$D_B = \int_0^l S(x)p'(x)dx, \quad (4.31)$$

onde D_B é o arrasto induzido no corpo pela variação da pressão na seção, $S(x)$ é a área da seção transversal do corpo a medida que se avança na direção do escoamento e $p'(x)$ é a derivada da pressão estática na posição x .

Uma forma mais simples e prática para calcular o arrasto induzido, é tomando-se seções ao longo do corpo, como mostra a figura 4.5. Dessa forma, em cada seção do corpo, tem-se

$$\Delta D_B = (p_1 - p_2) \left[\frac{1}{2} (S_1 + S_2) \right]. \quad (4.32)$$

Como forma de facilitar ainda mais os cálculos, Glauert (1933) desenvolveu uma formulação para algumas geometrias recorrentes.

$$\Delta D_B = -\frac{\pi}{4} \lambda_3 t^3 \frac{dp}{dl} \quad (4.33)$$

onde λ_3 é um fator que depende da geometria do corpo e segue o gráfico 4.6, enquanto t é a espessura máxima do corpo.

As correções para o efeito de blocagem sólida são realizadas empregando o método clássico previamente discutido. Nele o corpo é representado por um conjunto de fontes-sorvedouros e o papel das paredes é representado utilizando o método das imagens

(a)

(b)

Figura 4.5: (a) Queda de pressão medida ao longo de um túnel; (b) Seções de um modelo ensaiado no túnel do item (a). (Adaptado de Barlow, Rae e Pope (1999)).

Figura 4.6: Fator λ_3 , usado no cálculo do arrasto gerado pela perda de carga na seção de testes de um túnel (Adaptado de Barlow, Rae e Pope (1999)).

Figura 4.7: Fatores K_1 e K_3 para diferentes corpos (Adaptado de Barlow, Rae e Pope (1999)).

(GLAUERT, 1933). O corpo, nesse caso, é representado por uma distribuição de fontes e sorvedouros e o efeito das paredes decorre de uma distribuição infinita de imagens.

$$\varepsilon_{bs} = \frac{\Delta u}{u_u} = \frac{K_1 \tau_1 (\text{volume do corpo})}{C^{3/2}}, \quad (4.34)$$

onde K_1 é um fator dependente da geometria do corpo e pode ser extraído do gráfico 4.7, τ_1 é um fator dependente da forma do túnel, extraído do gráfico 4.8 e C é a área transversal da seção de testes, que para cálculos mais precisos pode ser calculada pelas dimensões do túnel menos a camada limite. Para corpos de revolução, o fator K_1 é substituído por K_3 e segue a linha também apresentada no gráfico 4.7.

Por muito tempo, o efeito de bloqueio de esteira foi simulado por uma fonte posicionada próxima ao bordo de fuga dos corpos ensaiados, mas Maskell (1965) notou que o método clássico de correção de bloqueio de esteira não se comportava bem quando corpos rombudos eram ensaiados. Dessa forma, ele realizou testes com placas planas posicionadas em direção normal ao escoamento e notou que as restrições impostas pelas paredes eram cinco vezes maiores que aquelas previstas pela teoria clássica. Para o desenvolvimento de sua teoria, Maskell se baseou na representação apresentada na figura 4.9. A esteira do corpo é representada por uma superfície que se estende à jusante do limite do corpo, é admitido que a pressão nessa superfície é constante e igual a p_b e a velocidade também

Figura 4.8: Fator τ_1 para diferentes tipos de túneis. $b/B = 0$ para corpos de revolução (Adaptado de Barlow, Rae e Pope (1999)).

kU onde U é a velocidade da corrente livre e k uma constante.

Para desenvolver sua teoria, Maskell supôs que:

- A distribuição de pressão é invariante quando o corpo é submetido às restrições impostas pelas paredes;
- a esteira do corpo tende a apresentar um comportamento aproximadamente axissimétrico;
- a pressão base é constante na região separada e igual à pressão estática na fronteira da esteira.

Aplicando essas suposições, Maskell chegou ao seguinte fator de correção (EWALD, 1998):

$$\varepsilon_{wb} = \frac{S}{4C} C_{Do} + \theta \left(\frac{S}{C} \right) (C_{Du} - C_{Di} - C_{Do}), \quad (4.35)$$

onde C_{Do} é a parcela do arrasto gerada por cisalhamento, C_{Du} é o coeficiente de arrasto total medido e C_{Di} é o arrasto induzido pela diferença de pressão ao longo do túnel. O último termo entre parênteses na equação 4.35 é equivalente ao arrasto por pressão não corrigido.

A constante θ pode ser calculada, utilizando a fórmula

Figura 4.9: Modelo do escoamento por placa plana (Adaptado de Maskell (1965)).

$$\theta = -\frac{1}{C_{pb}}, \quad (4.36)$$

C_{pb} é o coeficiente médio de pressão base, medido ao longo da região de separação do escoamento no corpo ensaiado. Esse valor nem sempre é simples de ser obtido, mas Maskell obteve uma equação para θ em função da razão de aspecto do objeto ensaiado. Essa formulação foi deduzida de medidas em placas planas, porém ela é válida para corpos com separação do tipo bolha similares a desses corpos.

$$\theta = 0,96 + 1,94e^{-0,06AR}. \quad (4.37)$$

Com a necessidade de correções mais precisas e a utilização de modelos com geometrias mais complexas, o método de correção clássico começou a se tornar obsoleto. Como forma de obter melhores correções, pesquisadores passaram a desenvolver métodos que levavam em consideração mais informações sobre o escoamento. Hackett e Wilsden (1975) começaram a utilizar medidas de pressão ao longo da parede do túnel como base para obter um escoamento potencial que se aproximasse daquele ocasionado pelo conjunto modelo-túnel.

Ulbrich (1998) se utilizou dos mesmos princípios propostos por Hackett e Wilsden (1975) para desenvolver o método que é aqui apresentado. Nessa metodologia, medidas de pressão são tomadas em vários pontos ao longo da parede do túnel, enquanto fontes e

Figura 4.10: Diagrama representativo do método WICS.

sorvedouros representam o volume do corpo, a esteira viscosa à jusante do mesmo e dipolos representam os efeitos de sustentação. Em seguida, o método dos mínimos quadrados é utilizado para obter a melhor aproximação entre as pressões geradas em um escoamento potencial dado pelo conjunto de singularidades anteriores e aquela medida nas paredes do túnel. Com isso, é possível obter a intensidade de cada singularidade e, consequentemente, os fatores de correção para o ensaio.

O diagrama apresentado na figura 4.10 resume o processo anteriormente citado.

Calcular o desvio que a presença das paredes causa é equivalente a computar a diferença entre o escoamento ao que o corpo está sujeito em um túnel e em escoamento livre. As correções são usualmente descritas na forma de um fator de blocagem ε e de uma correção no ângulo de ataque α_i .

O efeito de blocagem em um dado ponto de referência v do corpo estudado é dado por

$$\frac{U_\infty(v)}{U_e(v)} = 1 + \frac{u_i(v)}{U_e(v)} = 1 + \varepsilon(v) \quad (4.38)$$

Onde $U_\infty(v)$ é a velocidade da corrente livre, $U_e(v)$ é a velocidade de calibração para o túnel vazio e $u_i(v)$ é a correção da velocidade axial no ponto v devido à presença do modelo e eventuais suportes, em relação à velocidade calibrada $U_e(v)$.

Figura 4.11: Representação do escoamento através de singularidades (Extraído de Ulbrich (1998)).

A figura 4.11 mostra as correlações a serem feitas entre o escoamento real e a sua representação por meio de um escoamento potencial, com a geometria ensaiada na forma de singularidades.

A partir das figura 4.11 é possível antever uma aproximação para a razão $U_\infty(v)/U_e(v)$. Sendo U_e^* a velocidade constante correspondente à velocidade $U_e(v)$ em um túnel de seção constante, pode ser deduzido:

$$\frac{U_\infty(v)}{U_e(v)} \approx \frac{[U_e^* + (U_e^* + u_t^*(v)) - (U_e^* + u_m^*(v))]}{U_e^*} = 1 + \frac{[(u_t^*(v) - u_m^*(v))]}{U_e^*} \quad (4.39)$$

onde u_t^* é a perturbação de velocidade total no escoamento interno ao túnel causado pela

Figura 4.12: Superposição dos campos de escoamento do modelo e do suporte (Extraído de Ulbrich (1998)).

presença do modelo e de um eventual suporte. u_t^* pode ser decomposta na soma das contribuições do modelo u_{tm}^* e do suporte u_{ts}^* , como pode ser visto pela figura 4.12.

A perturbação u_{ts}^* pode ser dividida em duas contribuições diferentes, $u_{ts}^* - u_s^*$ correspondente à interferência da parede graças à presença do suporte e u_s^* que representa a influência direta do suporte no modelo ensaiado. Dessa forma, a equação pode ser reescrita como:

$$\frac{U_\infty(v)}{U_e(v)} = 1 + \frac{[u_{tm}^*(v) - u_m^*(v) + u_{ts}^*(v) - u_s^*(v)]}{U_e^*} + \frac{u_s^*(v)}{U_e^*} \quad (4.40)$$

Assumindo-se que a interferência entre o suporte e o modelo presente no túnel é pequena, isto é, $u_s^*(v) \approx 0$, o último termo do lado direito da equação 4.40 desaparece. Pode-se concluir que:

$$\varepsilon(v) \approx \frac{[u_{tm}^*(v) - u_m^*(v)]}{U_e^*} + \frac{[u_{ts}^*(v) - u_s^*(v)]}{U_e^*} = \varepsilon_m(v) + \varepsilon_s(v) \quad (4.41)$$

Similarmente, na direção da sustentação, a perturbação pode ser reescrita como:

$$\frac{v_i(v)}{U_e(v)} \approx \frac{[v_{tm}^*(v) - v_m^*(v)]}{U_e^*} + \frac{[v_{ts}^*(v) - v_s^*(v)]}{U_e^*} = \alpha_m(v) + \alpha_s(v) \quad (4.42)$$

Observando as equações desenvolvidas fica claro que a determinação da correção

a ser aplicada passa pela avaliação das perturbações. Para calcular os valores dessas variáveis, utiliza-se a superposição de soluções de escoamento potencial e com a medida de pressões na parede do túnel. O método empregado utiliza uma representação simplificada do artigo de teste por meio de fontes, sorvedouros e dipolos, sendo que, o fator de blocagem, ε_m e a correção do ângulo de ataque, α_m , são funções lineares da representação do modelo por meio de pontos singulares. Logo, ε_m e α_m podem ser expressos como uma soma das contribuições das n singularidades que representam o modelo.

$$\varepsilon_m(v) = \sum_{j=1}^n \sigma_j \cdot \bar{u}_i(v, j) \quad (4.43)$$

$$\alpha_m(v) = \sum_{j=1}^n \sigma_j \cdot \bar{v}_i(v, j) \quad (4.44)$$

$\bar{u}_i(v, j)$ e $\bar{v}_i(v, j)$ são velocidades de perturbações normalizadas no escoamento. A adimensionalização dessas variáveis é realizada dividindo-as por uma singularidade de intensidade unitária por unidade de velocidade. A intensidade σ_j é definida como a intensidade da singularidade (σ [m^3/s]) dividido pela velocidade de referência U_{ref} , que por sua vez é determinada durante calibrações do túnel vazio.

A blocagem relacionada ao volume do corpo é representada através de pares de fontes e sorvedouros. As intensidades das fontes $\sigma_1, \dots, \sigma_\eta$ e dos sorvedouros $\sigma_{\eta+1}, \dots, \sigma_{2\eta}$ podem ser reduzidas a uma única variável σ_* se os fatores de ponderação $w_1, \dots, w_{2\eta}$ forem utilizados.

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_*} = w_n \quad ; \quad 1 \leq n \leq 2\eta \quad (4.45)$$

Da mesma forma, σ_{**} pode ser definido como a intensidade relacionada às fontes que representam a esteira. Logo, o problema de se definir a intensidade de fontes e sorvedouros que representam o modelo ensaiado e sua esteira se reduz à determinação de σ_* e σ_{**} usando a assinatura de pressão nas paredes do túnel.

Um ajuste através do método dos mínimos quadrados das velocidades, derivado das medidas nas paredes, é usado para calcular σ_* e σ_{**} . Assumindo que o corpo é representado por n singularidades e que velocidades axiais são calculadas a partir de medidas de pressão em m orifícios na parede. A medida em tempo real, $U_e(\delta) + u_t(\delta)$, é corrigido do efeito de crescimento da camada limite subtraindo a velocidade medida,

$U_e(\delta) + u_{ts}(\delta)$, da calibração do sistema de suporte na posição de cada um dos orifícios δ . A equação que descreve o problema de mínimos quadrados é dada por:

$$[\mathbf{A}_{2 \times m}^T \cdot \mathbf{A}_{m \times 2}] \cdot \mathbf{X}_{2 \times 1} = \mathbf{A}_{2 \times m}^T \cdot \mathbf{B}_{m \times 1} \quad (4.46)$$

$$\mathbf{X}_{2 \times 1} = \begin{pmatrix} \sigma_* \\ \sigma_{**} \end{pmatrix} \quad (4.47)$$

$$\mathbf{A}_{m \times 2} = \begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} \\ \vdots & \vdots \\ a_{m,1} & a_{m,2} \end{pmatrix} \quad (4.48)$$

$$a_{\delta,1} = \sum_{j=1}^{2\eta} w_j \cdot \bar{u}_t(\delta, j) \quad (4.49)$$

$$a_{\delta,2} = \sum_{j=2\eta+1}^{\xi} w_j \cdot \bar{u}_t(\delta, j) \quad (4.50)$$

$$\mathbf{A}_{m \times 2} = \begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{pmatrix} \quad (4.51)$$

$$b_\delta = \frac{[U_e(\delta) + u_t(\delta)] - [U_e(\delta) + u_{ts}(\delta)]}{U_{ref}} - \sum_{j=\xi+1}^n \sigma_j \cdot \bar{u}_t(\delta, j) \quad (4.52)$$

O vetor $\mathbf{X}$ contém a intensidade das singularidades que modelam o volume e a esteira do corpo e é o valor a ser definido pelo método dos mínimos quadrados. A matriz $\mathbf{A}$ é composta pelas velocidades das perturbações no túnel, que são extraídas da resolução do escoamento potencial para cada uma das singularidades com intensidade unitária. O vetor $\mathbf{B}$ contém as velocidades perturbadas obtidas das medidas de pressão no túnel, elas resultam das equações

$$U_e(\delta) + u_t(\delta) \approx U_{ref} \cdot \left[1 + \frac{c_p(\delta)}{-2} \right] \quad (4.53)$$

$$U_e(\delta) + u_{ts}(\delta) \approx U_{ref} \cdot \left[1 + \frac{c_p(\bar{\delta})}{-2} \right] \quad (4.54)$$

A equação 4.53 leva em consideração as medidas na parede durante o ensaio com o modelo completo e a equação 4.54 utiliza as pressões de calibração do túnel com o suporte apenas.

Por fim, em $\mathbf{B}$ a contribuição dos dipolos, $j = \xi + 1, \dots, n$, que são responsáveis pela representação do efeito de sustentação, é subtraído do valor medido nas paredes.

As perturbações de velocidade normalizadas, $\bar{u}_t(\delta, j)$ são computadas resolvendo o escoamento potencial após adicionadas as singularidades, mais detalhes do procedimento são apresentados no Apêndice 1. O cálculo da aproximação por mínimos quadrados é feita através da utilização do método de decomposição em valores singulares.

A grande vantagem deste método, denominado WICS, é a possibilidade de implementá-lo para a utilização em tempo real, uma vez que as simulações do escoamento potencial podem ser computadas previamente e armazenadas em um banco dados. Assim sendo, para a utilização do método, basta a aquisição dos dados de pressão ao longo da seção do túnel e o cálculo da decomposição em valores singulares. Além disso, esse algoritmo se utiliza de um ajuste global no método dos mínimos quadrados, que apresenta uma melhor precisão que o ajuste local utilizado no método clássico de assinatura de parede.

5 METODOLOGIA

Visto que o intuito desta pesquisa foi avaliar o fenômeno de blocagem sobre o modelo de submarino DARPA, primeiramente, foi necessário que se obtivesse valores de comparação; ou seja, foi necessário que se soubesse quais são as forças, momentos hidrodinâmicos e estruturas de escoamento a que o submarino está sujeito quando em operação em águas abertas. Para obter esse resultado, diversas simulações numéricas foram realizadas com o submarino imerso em um domínio de fluido grande o suficiente para que as restrições ao escoamento fossem minimizadas. As simulações foram realizadas para diversos ângulos de ataque (α) e agrupadas em um conjunto que foi denominado simulações de referência. Dados experimentais obtidos por Huang et al. (1994) e Roddy (1990) foram utilizados para a validação dessas simulações.

Em seguida, simulações numéricas do modelo em escala posicionado no túnel foram realizadas para diversos α . O conjunto dessas análises foi denominado simulações sob blocagem. Com elas foi possível extrair dados semelhantes aos que serão obtidos quando modelos em escala do submarinos forem ensaiados no túnel real. As simulações sob blocagem foram subdivididas em quatro grupos de acordo com a razão de blocagem (S/C), ou seja, considerando-se a área frontal de cada modelo. Esses subconjuntos foram $S/C = 1\%$, 4% , 9% e 16% de blocagem.

Os parâmetros provenientes dos dois conjuntos de simulações, de referência e sob blocagem, foram comparados e, com isso, foi possível chegar à variação ocasionada pela restrição das paredes. Em seguida, os métodos de correção clássica e WICS, apresentados na seção 4.4, foram utilizados para corrigir os valores de forças e momentos obtidos nas análises sob blocagem e uma nova comparação entre os dados de referência e os dados corrigidos foi realizada. Paralelamente, a análise da topologia do escoamento foi realizada, utilizando o método dos pontos críticos, como forma de avaliar a influência da blocagem sobre o escoamento e possíveis alterações causadas à sua topologia.

O texto acima, descreve de forma sucinta a metodologia de estudos empregadas

Figura 5.1: Características da geometria DARPA SUBOFF AFF1.

Tabela 5.1: Características geométricas do DARPA SUBOFF AFF1.

Descrição	Símbolo	Valor
Comprimento máximo	L	$4,356m$
Diâmetro máximo	D_{max}	$0,508m$
Centro de flutuação	CF	$0,4621L$
Superfície molhada	S_m	$5,998m^2$
Volume	V_{sub}	$0,718m^3$

no decorrer deste trabalho. As seções que seguem tem o intuito de explicar melhor cada uma das etapas e descrever com detalhes os métodos utilizados.

5.1 Geometria DARPA SUBOFF

Ao longo dos anos, diversos estudos foram realizados para levantar dados necessários ao desenvolvimento de projetos de submarinos. Como forma de obter resultados qualitativos e tirar conclusões aplicáveis a esses veículos, geometrias semelhantes às desse tipo de embarcação eram geralmente utilizadas, como por exemplo elipsóides com diferentes razões de comprimento por diâmetro máximo ou a combinação hemisfério-cilindro. Embora essas geometrias possuam suas semelhanças a esses veículos submarinos, elas também possuem muitas diferenças que impossibilitam que análises mais gerais sejam feitas. Como forma de suprir a comunidade de pesquisadores da área com uma geometria padrão que fosse simples, mas ao mesmo tempo mais próxima à de um submarino, Groves, Huang e Chang (1989) desenvolveram a geometria DARPA SUBOFF com diversas configurações de apêndices.

Algumas das características geométricas do modelo AFF1, que foi utilizado nas simulações realizadas para essa dissertação, estão presentes na figura 5.1 e na tabela 5.1.

Como o modelo DARPA AFF1 é um corpo axissimétrico, sua geometria pode ser representada como uma função da posição ao longo do eixo x . As equações a seguir

estão representadas em pés e seguem a formulação apresentada por Whitfield (1999). As dimensões, quando transformadas em metros, são equivalentes àquelas apresentadas na tabela 5.1

Equação da Proa

Para $0 \text{ ft} \leq x \leq 3,3333 \text{ ft}$

$$R = R_{max} (1,126395101x (0,3x - 1)^4 + 0,442874707x^2 (0,3x - 1)^3 + 1 - (0,3x - 1)^4 (1,2x + 1))^{\frac{1}{2,1}} \quad (5.1)$$

onde $R_{max} = \frac{5}{6} \text{ ft}$.

Equação da Região Paralela Central

Para $3,3333 \text{ ft} \leq x \leq 10,6458 \text{ ft}$

$$R = R_{max} \quad (5.2)$$

Equação da Popa

Para $10,6458 \text{ ft} \leq x \leq 13,9792 \text{ ft}$

$$R = R_{max} (r_h^2 + r_h K_0 \xi^2 + \left(20 - 20r_h^2 - 4r_h K_0 - \frac{1}{3}K_1\right) \xi^3 + (-45 + 45r_h^2 + 6r_h K_0 + K_1) \xi^4 + (36 - 36r_h^2 - 4r_h K_0 - K_1) \xi^5 + \left(-10 + 10r_h^2 + r_h K_0 + \frac{1}{3}K_1\right) \xi^6)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

onde $r_h = 0,1175$, $K_0 = 10$, $K_1 = 44,6244$ e $\xi = \frac{13,9792 - x}{3,3333}$.

Equação da Ponta da Popa

Para $13,9792 \text{ ft} \leq x \leq 14,2917 \text{ ft}$

$$R = 0,1175 R_{max} (1 - (3,2x - 45,7333)^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5.4)$$

As dimensões do modelo DARPA apresentadas na tabela 5.1 são valores de referência. Neste trabalho, foram realizadas diversas simulações com diferentes razões de blocagem (1%, 4%, 9% e 16%). Para obter esses valores, as dimensões do modelo foram alteradas igualmente, sendo que o menor modelo utilizado tinha um comprimento $L = 2,058 \text{ m}$ e o maior modelo $L = 8,232 \text{ m}$.

5.2 Geometria do túnel

Para simular condições análogas àsquelas esperadas nos testes no *LABHIDRO*, uma seção de teste com geometria semelhante foi considerada.

A seção transversal da região de testes é quadrada e possui área $C = 4,6225 \text{ m}^2$. É importante frisar que, embora as dimensões da seção transversal tenham se mantido constantes em todas as simulações, o comprimento da seção de testes foi alterada proporcionalmente a L , para evitar que o modelo ficasse situado muito próximo às regiões de entrada e saída do escoamento e que, conseqüentemente, a simulação fosse influenciada pelas condições de contorno ali impostas.

A figura 5.2 apresenta as dimensões das seções de testes utilizadas.

Figura 5.2: Geometria e dimensões da seção de testes.

5.3 Definições

O sistema de coordenadas apresentado na figura 5.1 foi utilizado para todas as simulações realizadas com o DARPA. O campo de velocidades é representado por $\mathbf{u} = (u, v, w)$ e U_∞ é a velocidade não perturbada. O ângulo de ataque α é definido como o ângulo formado entre a direção de incidência do escoamento e o eixo longitudinal do submarino.

Todas as forças e momentos integrais foram baseados nos eixos coordenados apresentados, sendo considerados positivos quando no mesmo sentido desses eixos. A origem do eixo foi posicionada no ponto $(0,0,0)$ do domínio de fluido e, para as simulações com $\alpha = 0$ ele coincide com o bordo de ataque do submarino, como mostrado na figura 5.1. Os momentos foram apresentados em relação ao centro de flutuação (CF) que estava localizado a uma distância de $0,4621L$ do nariz do submarino. A adimensionalização foi realizada utilizando o comprimento máximo do submarino, L . O coeficiente de arrasto e sustentação foram definidos, respectivamente, como

$$C_D = F_x / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 L^2, \quad (5.5)$$

$$C_L = F_y / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 L^2, \quad (5.6)$$

O momento de guinada foi dado por

$$C_M = M_z / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 L^3, \quad (5.7)$$

Os coeficientes de pressão e cisalhamento foram definidos como:

$$C_p = \frac{(p - p_\infty)}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}$$

$$C_f = \frac{\|\vec{\tau}\|}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}$$

onde p é a pressão obtida em um determinado ponto do escoamento, p_∞ é a pressão de referência e τ é a tensão de cisalhamento em um determinado ponto do corpo ensaiado.

A razão de blocagem foi definida como

$$\beta_H = \pi R_{max}^2 / C \quad (5.8)$$

onde R_{max} é o raio da maior seção transversal do submarino e C é a área da seção transversal do túnel. A definição clássica da razão de blocagem é diferente desta apresentada anteriormente, sendo $\beta_H = S/C$, onde S é a área frontal do corpo. Se esta definição fosse utilizada, teria-se um β_H diferente para cada ângulo de ataque, neste estudo. Como forma de manter a simplicidade e vincular a razão de blocagem apenas às características geométricas do modelo, optou-se por usar a definição apresentada na equação 5.8.

Na análise de validação dos modelos numéricos, foram utilizados coeficientes de força ao longo do casco do submarino e normal à ele. Esses coeficientes são definidos, respectivamente, como

$$C_x = (F_x \cos(\alpha) - F_y \sin(\alpha)) / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 L^2$$

,

$$C_y = (F_x \sin(\alpha) + F_y \cos(\alpha)) / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 L^2$$

5.4 Simulações realizadas

No desenvolvimento deste trabalho, quatro diferente conjuntos de simulações foram realizadas:

- Simulação RANS do modelo em águas abertas (referência);
- Simulação RANS do conjunto túnel e modelo (com blocagem);
- Simulação RANS do túnel vazio;
- Simulação do escoamento potencial de pontos singulares no túnel.

Os dois primeiros conjuntos de simulações, chamados de simulações de referência e sob blocagem, foram a base para a avaliação do fenômeno e foram usados ao longo de todo o trabalho. As simulações de referência apresentam as características de escoamento quando o submarino está em operação. As simulações sob blocagem, por sua vez, apresentam os resultados que se espera encontrar quando os modelos em escala forem ensaiados no túnel de cavitação.

Nas simulações de referência, cálculos para a geometria AFF1 foram conduzidos para ângulos de ataque variando de 0° a 25° sendo todos os casos avaliados com escoamento permanente. As simulações foram realizadas considerando-se o submarino em condição altamente submersa, ou seja, sem efeito de superfícies livres. O número de Reynolds das simulações correspondem a 12×10^6 (simulações com $\alpha = 0^\circ$) para a comparação com os resultados obtidos por Huang et al. (1994) e 14×10^6 (simulações para todos os ângulos de ataque) para a comparação com os experimentos de Roddy (1990).

As simulações sob blocagem foram realizadas posicionando-se o modelo DARPA em um domínio equivalente à seção de testes do túnel de cavitação. Dessa forma, o fluido ficou confinado em uma região limitada, gerando alterações em relação ao escoamento observado nas simulações de referência. O número de Reynolds para todos os casos com blocagem foi de 14×10^6 .

Nos casos sob blocagem, não foi possível variar o ângulo de ataque de 0° a 25° em todas as simulações, devido à limitação física causada pelas dimensões do túnel e do modelo, além disso, quando a distância entre o submarino e as paredes do túnel é muito pequena, há a dificuldade na geração de uma malha com boas características. Assim sendo, o ângulo de ataque de cada simulação ficou restrito. No caso para 1% de blocagem, α

variou de 0° a 25° . Para 4% a variação foi de 0° a 20° , no caso de 9% foi de 0° a 10° e para 16% de 0° a 5° .

As simulações do túnel vazio foram utilizadas para obter o gradiente de pressão que ele impõe aos modelos e para utilização no desenvolvimento do método de correção WICS. Quatro simulações do túnel vazio foram realizadas, variando a velocidade de acordo com aquelas utilizadas nas simulações sob blocagem.

Por último, foram posicionadas fontes e sorvedouros na seção de testes do túnel e o escoamento potencial desse conjunto solucionado. Para condição das simulações sob blocagem, uma simulação de escoamento potencial foi realizada. Isso foi necessário, pois os resultados obtidos da análise potencial são parte do método de correção WICS. A seção 5.8 deixa mais claro como essas simulações foram realizadas e como seus resultados foram utilizados.

5.5 Configuração numérica

Como dito anteriormente, diversas simulações do escoamento foram realizadas utilizando *softwares* de análise numérica. Foi necessária a utilização de *solvers* para escoamento potencial e para escoamento viscoso resolvendo as equações de média de Reynolds. Nesta seção serão apresentadas informações técnicas das simulações RANS realizadas. As descrições detalhadas das análises de escoamento potencial serão apresentadas em uma seção posterior.

As equações de média de Reynolds (RANS) foram resolvidas utilizando o programa de CFD *Star-ccm+*, desenvolvido e comercializado pela *CD-Adapco*. Esse software possui uma grande base de usuários e é dotado de uma extensa gama de recursos para resolver problemas complexos na área de fluidodinâmica. Para solucionar as equações do escoamento ele usa a abordagem de volumes finitos com as variáveis co-localizadas no centro dos elementos. A sua implementação é baseada nas faces dos elementos, o que permite que malhas com elementos com números arbitrários de faces sejam utilizadas.

Nas simulações realizadas, foram resolvidas as equações RANS para um escoamento newtoniano, incompressível e turbulento. O software resolve as equações por meio de uma abordagem segregada e lida com o acoplamento entre pressão e velocidade utilizando o algoritmo SIMPLE. Discretizações temporais e espaciais de alta e baixa ordem estão presentes no código. MPI e decomposição em sub-domínios foram usadas para a paralelização do código. *Star-ccm+* é amplamente utilizado e validado para um grande

número de aplicações, incluindo o estudo de corpos submersos. O modelo de turbulência $k - \omega$ SST foi utilizado para o cálculo dos parâmetros relacionados à turbulência.

Todas as simulações realizadas com o *Star-ccm+* foram RANS em regime permanente, usando o modelo $k - \omega$ SST de turbulência. A escolha de métodos RANS foi baseado em vários estudos que demonstraram a capacidade dessa formulação no cálculo de forças e momentos médios nesse tipo de aplicação, como Mulvihill e Yang (2007) e Yang e Lohner (2003).

O termo convectivo das equações de quantidade de movimento foram discretizados utilizando um método de segunda ordem, assim como nas equações de turbulência. Para todos os termos difusivos um esquema de diferenças centradas foi considerado.

Os cálculos foram realizados utilizando os recursos computacionais do NDF - Núcleo de Dinâmica e Fluidos da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.

5.6 Domínio computacional e condições de contorno

A figura 5.3 ilustra o domínio utilizado nas simulações de referência, enquanto a figura 5.4 apresenta as dimensões do domínio utilizado, baseado no comprimento do modelo DARPA. Pode-se observar que a seção transversal, que é quadrada, apresenta dimensões bem maiores que aquela do túnel de cavitação, apresentado na figura 5.2.

Figura 5.3: Domínio utilizado nas simulações de referência e as condições de contorno.

Figura 5.4: Dimensões do domínio utilizado nas simulações de referência.

A figura 5.5 ilustra o domínio utilizado nas simulações do submarino posicionado no túnel, ou seja, sob o efeito de bloqueio. Também podem ser observadas as condições de contorno empregadas nas simulações.

Figura 5.5: Domínio utilizado nas simulações do submarino no túnel e as condições de contorno.

Para as simulações do túnel vazio, o domínio e condições de contorno são idênticas às utilizadas no caso com bloqueio, sendo a única diferença a ausência do submarino.

Embora as simulações sejam realizadas em regime permanente, a condição de simetria não foi utilizada em nenhuma delas. Em todas as simulações, a condição de não escorregamento foi aplicada na superfície do corpo. Essa condição também foi imposta

às paredes do túnel nos casos sob blocagem, enquanto nas simulações de referência, as paredes foram tratadas como regiões com escorregamento.

Na fronteira frontal dos dois domínios, chamada de entrada, foi aplicada uma condição de velocidade uniforme na direção normal. Já na região traseira, denominada saída, a condição de pressão uniforme foi imposta. A intensidade turbulenta em todas as simulações foi considerada da ordem de 2%.

5.7 Malha

Para os cálculos realizados, foram empregadas malhas não estruturadas compostas por elementos poliédricos, com uma melhor resolução próxima às paredes com condição de não escorregamento. Foram empregados refinamentos nas dimensões da malha para as regiões mais próximas ao submarino, como pode ser visto nas figuras 5.6 e 5.7.

Na modelagem da camada limite, utilizou-se a formulação de tratamento de parede *All y^+* do *Star-ccm+*. Essa abordagem mescla as funções de parede para baixo e alto *Re*. O valor adimensional y^+ foi mantido próximo a 1 na região do submarino, ou seja, a subcamada viscosa é resolvida. Já para as paredes do túnel, y^+ ficou na ordem de 50, logo, utilizou-se uma função logarítmica para o cálculo da camada limite.

As malhas foram geradas utilizando os módulos de geração de malha do próprio *Star-ccm+*. Uma representação da malha no plano central de cada domínio é apresentado nas figuras 5.6 e 5.7, dando enfoque para as regiões de proa e popa.

Figura 5.6: Detalhe da malha utilizada nas simulações de referência.

Figura 5.7: Detalhe da malha utilizada nas simulações sob blocagem.

A quantidade de elementos em cada uma das malhas ficou entre 1 milhão e 3 milhões de elementos. Essa variação se deve ao fato de as dimensões dos domínios serem

diferentes para cada caso simulado.

5.8 Métodos de correção

Para realizar as correções das forças e momentos agindo sobre o submarino nos casos com blocagem, dois métodos foram utilizados, um que foi denominado método de correção clássica e outro chamado WICS.

No caso do método clássico, as correções são feitas utilizando as equações 4.31 a 4.37. Para a correção do arrasto causado pela perda de carga ao longo do túnel, foi necessário realizar simulações do túnel vazio, ou seja, sem a presença do modelo. Por meio dessas simulações foi possível obter a pressão ao longo da linha central do túnel e, assim, aplicar a equação 4.31. As demais correções dependem apenas de medidas extraídas das simulações com blocagem e de fatores geométricos do corpo.

Para o desenvolvimento do outro método de correção, WICS, o primeiro passo foi a representação do corpo por meio de singularidades, como mostra a figura 5.8. Um par fonte-sorvedouro foi escolhido para representar a geometria do corpo e a outra fonte para a esteira.

Figura 5.8: Geometria do submarino com a posição de cada singularidade de sua representação.

O posicionamento de cada ponto singular foi escolhido seguindo as práticas indicadas por Ulbrich (1998). No método WICS, a posição das singularidades é pré-determinada pelo usuário, mas as intensidades delas é desconhecida e o papel do método é, exatamente, determinar esse parâmetro.

Foi suposto que cada singularidade tinha um valor unitário. Em seguida, elas foram posicionadas no túnel e o escoamento potencial dado pelo conjunto singularidades e túnel foi resolvido. Para o cálculo desse escoamento, o software *OpenFOAM* foi utilizado,

sendo que foi necessário que um *solver* potencial fosse criado, seguindo a formulação apresentada na seção 5.9.

Com a resolução do escoamento potencial em mãos, a matriz **A**, apresentada na equação 4.46 foi determinada e pôde ser armazenada em um banco de dados.

Para a resolução do sistema de equações, o próximo passo foi determinar o vetor **B**. Esse vetor é determinado a partir das medidas de pressão na parede do túnel, durante o ensaio do submarino. Mais precisamente pelas definições apresentadas nas equações 4.52 a 4.54.

A distribuição de pontos, onde as medidas de pressão foram realizados, está representado nas figuras 5.9 e 5.10. A figura 5.9 apresenta a posição da linha de tomada de pressão, tendo como referência a seção transversal do túnel. Enquanto a figura 5.10 a distribuição de pontos ao longo de três dessas linhas. Cada linha é composta por 120 pontos.

Figura 5.9: Linhas de tomada de pressão na seção do túnel.

Figura 5.10: Posições de tomada de pressão em uma parede lateral do túnel.

Com as medidas de pressão, o vetor $\mathbf{B}$ pôde ser determinado, pelo uso das equações 4.53 e 4.54.

Feito este procedimento, a matriz $\mathbf{A}$ e o vetor $\mathbf{B}$ já eram conhecidos. Para a resolução do problema de mínimos quadrados determinado pela equação 4.46 uma rotina foi gerada em *MATLAB*. Com isso, foi possível obter a intensidade das singularidades que melhor aproxima o escoamento do submarino no túnel.

Após resolvido o problema de mínimos quadrados, o fator de blocagem, ϵ , pôde ser obtido em qualquer ponto do escoamento, utilizando a equação 4.43. Um valor médio para esse valor foi obtido através de uma média ponderada ao longo do eixo longitudinal do submarino.

5.9 Resolução do escoamento potencial de singularidades em um túnel

Quando o escoamento externo a uma determinada geometria é estudado, se desconsiderarmos a região nas proximidades do corpo e a sua esteira, o restante do escoamento é bem aproximado por uma formulação potencial. De fato, a maior parte dos métodos de correção de blocagem desenvolvidos levam em consideração essa propriedade e se beneficia da maior simplicidade de resolução que as equações potenciais proporcionam. No método WICS, o corpo ensaiado é representado por meio de singularidades do escoamento potencial, como fontes, sorvedouros e dipolos.

Uma parte fundamental do método é a resolução do escoamento potencial gerado pelo posicionamento dessas singularidades na seção de testes do túnel, em que os ensaios serão realizados. O problema, é que os códigos computacionais para resolução de escoamento potenciais, sejam eles através dos métodos dos painéis ou de volumes finitos, em geral não permitem que sejam solucionadas simulações para singularidades pontuais nessas geometrias. Para a obtenção desses resultados é necessário que uma pequena alteração

seja implementada no código. A formulação que segue explica essa alteração.

O escoamento potencial do conjunto formado pela singularidade posicionada no túnel é dado por

$$\nabla^2 \Phi = 0, \quad (5.9)$$

onde Φ é o potencial do escoamento resultante.

A condição de velocidade nula na direção normal à parede precisa ser satisfeita, logo

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \Phi = 0, \quad (5.10)$$

onde $\mathbf{n}$ é o vetor normal à superfície.

Na entrada da seção de testes

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \Phi = \mathbf{U}_\infty. \quad (5.11)$$

Baseado no princípio da superposição, é possível expressar o potencial por meio da soma de três componentes, uma referente ao escoamento da corrente livre Φ_∞ , outra equivalente a singularidade Φ_s e, por fim, uma parcela representando o efeito das paredes Φ_p . Além disso, sabe-se que uma singularidade respeita a equação de Laplace. Dessa forma, a equação 5.9 fica

$$\nabla^2 (\Phi_\infty + \Phi_p) = 0. \quad (5.12)$$

Combinando as equações 5.12 e 5.10 e rearranjando os termos, tem-se

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} (\Phi_\infty + \Phi_p) = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} (\Phi_s). \quad (5.13)$$

Da mesma forma, a equação 5.11 se torna

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} (\Phi_\infty + \Phi_p) = \mathbf{U}_\infty - \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} (\Phi_s). \quad (5.14)$$

A velocidade $\mathbf{U}_\infty$ e o potencial da singularidade Φ_s são conhecidos, logo o pro-

blema definido pelas equações 5.12 a 5.14 pode ser resolvido. Para isso, é necessário que o código original do método de resolução do escoamento potencial seja alterado, de forma que as condições de contorno apresentadas pelas equações 5.10 e 5.11 sejam substituídas pelas mostradas em 5.13 e 5.14.

Basicamente, a condição de velocidade normal nula na parede é substituída pela velocidade $\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}}\Phi_s$. Para que essa alteração pudesse ser utilizada, um código para resolver a equação potencial foi desenvolvido usando o software *OpenFOAM* e o pacote *funkySetFields*, para implementar as novas condições de contorno.

Uma vez resolvido o escoamento potencial apresentado na equação 5.12, o campo de velocidades da singularidade no túnel pode ser determinado fazendo-se a superposição dessa solução com aquela obtida analiticamente para a singularidade em um escoamento infinito.

6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta seção são apresentados e discutidos os principais resultados obtidos durante este estudo. Primeiramente, os dados extraídos das simulações de referência são comparados com valores experimentais para validar as simulações realizadas e mostrar até que ponto elas são eficientes. Em seguida, é realizada uma avaliação das simulações com o efeito de blocagem, a fim de avaliar as alterações que o fenômeno causa no escoamento. Após isso, correções de blocagem são aplicadas utilizando os métodos clássico e WICS. Por fim, o estudo da topologia é realizado para os casos de referência e sob blocagem e os mesmos são comparados.

6.1 Validação das simulações de referência

Valores experimentais a respeito do campo de escoamento e distribuição de pressão na geometria analisada foram levantados por Huang et al. (1994) através de estudos em túnel de vento. O número de Reynolds utilizado nesses experimentos foi de 12×10^6 .

A figura 6.1 apresenta a comparação do coeficiente de pressão medido na superfície entre os resultados obtidos na simulação numérica do submarino em curso, sem blocagem, e os dados experimentais. Seguindo as comparações com o trabalho de Huang, a figura 6.2 apresenta os resultados para o coeficiente de fricção ao longo da geometria.

Pode ser notado que a distribuição de pressão está próxima aos valores experimentais e o coeficiente de fricção também representa bem a tendência dos pontos experimentais. Embora haja pequenas discrepâncias entre os resultados das simulações e as medidas, principalmente nas regiões de proa e popa, os resultados são considerados bons.

As velocidades radial e axial do escoamento na posição $X = 0,978L$ também foram comparadas e são apresentadas na figura 6.3. Nota-se uma boa captura do desenvolvimento da camada limite pela velocidade axial, embora uma pequena diferença seja observada. No caso da velocidade radial, uma discrepância maior entre os resultados é

Figura 6.1: Coeficiente de pressão ao longo do casco do submarino, experimento de Huang et al. (1994).

Figura 6.2: Coeficiente de fricção ao longo do casco do submarino, experimento de Huang et al. (1994).

Figura 6.3: Velocidades radial e axial ao longo de uma linha em $X/L = 0,978$, experimento de Huang et al. (1994).

observada. Vaz, Toxopeus e Holmes (2010) inferem que essa diferença pode ser resultado da utilização de um túnel de seção aberta nos experimentos e causada por um escoamento radial externo.

Roddy (1990) realizou um conjunto de experimentos para diferentes ângulos de ataque e $Re = 14 \times 10^6$. A figura 6.4 mostra a comparação entre os valores experimentais e numéricos de C_x , ou seja, o coeficiente de força na direção do eixo do submarino. Os valores experimentais foram adaptados para o sistema de coordenadas utilizados nesse estudo, apresentado na figura 5.1. Valores de C_y , o coeficiente de força normal ao eixo do submarino, são apresentados na figura 6.5. Os pontos nas figuras apresentam uma concordância razoável, principalmente pelo fato de os dados de Roddy apresentarem diversas fontes de incerteza. Entretanto, espera-se que com o aumento do ângulo de ataque, efeitos transientes passem a ser mais importantes e consequentemente a abordagem em regime permanente deixe de ser satisfatória. De fato, se observarmos a figura 6.5 podemos notar que para ângulo de ataque acima de 10 graus os pontos experimentais começaram a se distanciar mais dos resultados numéricos. A ausência de dados experimentais para α maior que 18 graus impossibilita que conclusões mais profundas sejam tiradas. Mesmo assim, diversos autores defendem a utilização de métodos transientes, como LES e DES para a solução numérica da geometria DARPA em altos ângulos de ataque. Entretanto, devido ao alto custo computacional das abordagens citadas e ao grande número de simulações nesse trabalho, decidiu-se pela utilização da abordagem RANS em regime permanente.

Figura 6.4: Coeficiente de força hidrodinâmica na direção x, experimentos de Roddy (1990).

Figura 6.5: Coeficiente de força hidrodinâmica na direção y, experimento de Roddy (1990).

Tabela 6.1: Variação máxima nas medidas de coeficientes de força e momento hidrodinâmicos para diferentes β_H e α .

Razão de blocagem	ΔC_{Dmax}	ΔC_{Lmax}	ΔC_{Mmax}
$\beta_H = 1\%$	12%	7%	5%
$\beta_H = 4\%$	26%	22%	16%
$\beta_H = 9\%$	47%	27%	37%
$\beta_H = 16\%$	96%	40%	87%

6.2 Simulações sob efeito de blocagem

A figura 6.6 apresenta o campo de velocidades para diferentes razões de blocagem e com o submarino em curso. Pode-se notar como o escoamento se altera entre a simulação de referência e o caso para 16% de blocagem. Um aumento significativo da velocidade acontece, principalmente na região onde o submarino apresenta seu maior diâmetro, e que, consequentemente, corresponde à região de maior blocagem. As figuras 6.7 e 6.8 apresentam o campo de escoamento para as diferentes simulações com ângulos de ataque de 5° e 20° respectivamente. O comportamento apresentado nesses casos é semelhante ao que se vê para o submarino em curso. Entretanto, também pode-se notar uma alteração no campo de escoamento devido à proximidade entre o modelo e a parede com o aumento do ângulo de ataque.

O maior interesse desse estudo está nas alterações causadas nos coeficientes de força e momento hidrodinâmicos. Os gráficos 6.9 a 6.11 apresentam os coeficientes de arrasto, sustentação e de momento de guinada para cada condição de blocagem e de ângulo de ataque. Como pode ser visto, há uma diferença significativa nessas quantidades quando blocagem é introduzida.

A tabela 6.1 apresenta o erro máximo para cada medida. Pode-se notar que, obviamente, o erro aumenta com a razão de blocagem. É interessante notar, que o coeficiente de arrasto está sujeito à maior variação em suas medidas, enquanto o coeficiente de sustentação sofre a menor variação. Isso ocorre, pois na direção do arrasto, além do efeito de blocagem, a variação de pressão ao longo do túnel é responsável por adicionar uma parcela significativa de força, aumentando a variação entre o coeficiente calculado e aquele esperado.

Figura 6.6: Campo com a velocidade relativa (U/U_∞) para o submarino em curso sob diferentes razões de blocagem.

Figura 6.7: Campo com a velocidade relativa (U/U_∞) para $\alpha = 5^\circ$ sob diferentes razões de bloqueio.

Figura 6.8: Campo com a velocidade relativa (U/U_∞) para $\alpha = 20^\circ$ sob diferentes razões de bloqueio.

Figura 6.9: Coeficiente de arrasto para o submarino em diferentes razões de bloqueio e ângulo de ataque.

Figura 6.10: Coeficiente de sustentação para o submarino em diferentes razões de bloqueio e ângulo de ataque.

Figura 6.11: Coeficiente de momento de guinada para o submarino em diferentes razões de bloqueio e ângulo de ataque.

6.3 Correções

A fim de corrigir os erros demonstrados na seção anterior, dois diferentes métodos de correção foram aplicados. Primeiro serão apresentados os resultados para o método clássico de correção e, na subseção seguinte, os valores obtidos utilizando o método WICS.

6.3.1 Método clássico

O primeiro passo na correção do método clássico é a eliminação da parcela do arrasto causado pela variação de pressão ao longo do túnel. Para isso, a pressão ao longo da linha de centro do túnel foi extraída de simulações do túnel vazio. É importante notar que foi necessária que uma simulação diferente fosse realizada para cada condição de bloqueio, pois o comprimento do túnel varia para cada uma delas e também a velocidade do escoamento interno. A figura 6.12 apresenta a variação de pressão que o túnel induz no modelo. É importante notar, que o valor da absoluta da pressão não é o mais importante nesse caso, mas a sua variação ao longo do casco do submarino, ou seja, dp/dl . Se a pressão fosse um valor constante, ao longo do túnel, o efeito aqui descrito não precisaria ser corrigido. Munido da pressão ao longo do túnel e sabendo as características geométricas do modelo DARPA, o arrasto foi corrigido utilizando a equação 4.32.

A figura 6.13 apresenta o coeficiente de arrasto corrigido pela subtração da força originada da diferença de pressão no túnel. Pode-se notar uma queda significativa nos

Figura 6.12: Pressão no túnel na posição onde o modelo foi posicionado.

valores de C_D , quando comparados com o gráfico 6.9.

Após a correção do efeito do gradiente de pressão no túnel, resta, apenas, a correção do efeito de blocagem. No método clássico, este efeito é subdividido em duas parcelas. A blocagem sólida, que pode ser calculada pela equação 4.34 e a blocagem de esteira, computada através da equação 4.35.

Para o cálculo da blocagem sólida, primeiro é preciso que sejam definidos os coeficientes K_1 e τ_1 . Sabendo que o submarino se trata de um corpo de revolução e seguindo o gráfico 4.7. O valor de K_1 foi determinado como 0,91. O valor de τ_1 foi obtido do gráfico 4.8 e é 0,81, no caso do túnel utilizado. Com estes valores determinados e sabendo as características geométricas do modelo e do túnel, o fator de blocagem sólida, ε_{bs} pode ser definido para cada caso.

Para calcular a blocagem de esteira, é necessário determinar θ , para isso, foi utilizada a equação 4.37. Com este valor em mãos, a equação 4.35 pôde ser aplicada. Como foi utilizada uma abordagem numérica, os diferentes tipos de arrasto que fazem parte da equação 4.35 podem ser obtidos de forma trivial, entretanto, para o caso de ensaios reais, pode ser complicada a obtenção de cada componente separadamente. Ewald (1998) e Barlow, Rae e Pope (1999) propõem algumas maneiras de contornar esse problema.

A figura 6.14 apresenta o fator de blocagem resultante, ou seja, composto pela parcela sólida mais a de esteira, para cada um dos casos de ângulo de ataque e β_H avaliados. Como pode ser notado, o fator varia pouco com os ângulos de ataque simulados.

Figura 6.13: Coeficiente de arrasto após a correção para a variação de pressão ao longo do túnel.

De fato, a blocagem de esteira, que está relacionada com a separação do escoamento, tem um valor muito menor que a blocagem sólida. Ou seja, o volume do corpo tem uma maior participação na alteração do escoamento do que sua esteira.

Com o fator de blocagem em mãos, a pressão dinâmica pode ser corrigida, utilizando a fórmula:

$$q = q' \cdot (1 + 2\varepsilon + \varepsilon^2) \quad (6.1)$$

onde q' é a pressão dinâmica não corrigida. Com esse novo valor em mãos, os coeficientes de forças e momentos podem ser corrigidos por meio das fórmulas:

$$C_D = C_{Du} \cdot \frac{q'}{q},$$

$$C_L = C_{Lu} \cdot \frac{q'}{q},$$

$$C_M = C_{Mu} \cdot \frac{q'}{q},$$

onde C_{Du} é o coeficiente de arrasto após a correção para o gradiente de pressão no túnel, C_{Lu} é o coeficiente de sustentação não corrigido e C_{Mu} é o coeficiente de momento de guinada não corrigido.

Figura 6.14: fator de bloqueio utilizando o método clássico.

A figura 6.15 apresenta o coeficiente de arrasto após a correção ser aplicada. Pode ser notado que as curvas estão bem mais próximas do comportamento desejado, representado pela curva vermelha.

O gráfico 6.16 por sua vez, apresenta os valores corrigidos para o coeficiente de sustentação. Aqui também é possível notar a melhora nos resultados, em comparação com a figura 6.10. Entretanto pode-se notar que a aderência não foi tão boa quanto a apresentada para o coeficiente de arrasto.

No caso do coeficiente de momento de guinada (figura 6.17), as correções foram muito boas, entretanto, vale aqui uma ressalva. O arrasto originado do gradiente de pressão no túnel, que foi subtraído do arrasto medido, também tem influência sobre o momento de guinada. Entretanto, nos cálculos apresentados, ele não foi descontado, logo, é de se esperar que uma correção mais rigorosa apresente valores ligeiramente diferentes dos vistos na figura 6.17.

A tabela 6.2 apresenta um resumo do desvio entre valores com blocagens e o valor esperado após a aplicação do método clássico de correção.

Se considerarmos que para aplicações de engenharia um erro da ordem de 10% é admissível, então, podemos afirmar que os resultados obtidos com a aplicação do método clássico são bastante favoráveis. Para correções de arrasto, todos os casos, com exceção de $\beta_H = 16\%$, conseguiram recuperar bem os resultados esperados para o submarino em regime de operação. No caso do momento de guinada, os resultados foram ainda melhores,

Figura 6.15: Variação de C_D com α após aplicada a correção

Figura 6.16: Variação de C_L com α após aplicada a correção

Tabela 6.2: Variação máxima nas medidas de coeficientes de força e momento hidrodinâmicos para diferentes β_H e α , após aplicada a correção clássica

Razão de bloqueio	ΔC_{Dmax}	ΔC_{Lmax}	ΔC_{Mmax}
$\beta_H = 1\%$	4%	8%	4%
$\beta_H = 4\%$	4%	9%	5%
$\beta_H = 9\%$	5%	27%	3%
$\beta_H = 16\%$	10%	35%	2%

Figura 6.17: Variação de C_M com α após aplicada a correção

mas com ressalvas, explicadas anteriormente.

Os resultados para sustentação são um pouco mais complexos. Embora os erros apresentados na tabela 6.2 mostrem grandes variações nos resultados obtidos, esses erros foram observados apenas para baixos ângulos de ataque. Para ângulos acima de 10° os valores corrigidos apresentaram variação bem abaixo da mostrada na tabela.

Assim sendo, os métodos de correção clássica se mostraram bons quando modelos com baixa razão de blocagem foram utilizados. De fato, é recomendado que esses métodos sejam empregados para corrigir ensaios com $\beta_H < 10\%$, o que ficou claro, dado os piores resultados para o maior modelo.

No caso de um modelo de submarino completo, ou seja, levando, além do casco, seus apêndices, é esperado que esse método de correção apresente resultados um pouco piores. De fato, no caso da utilização de geometrias mais complexas, muitas vezes é necessário que se busque outras formas de correção. Entretanto, o método clássico é sempre um bom ponto de partida e deve ser o método utilizado, sempre que possível, dada a sua simplicidade e rapidez em ser implementado.

6.3.2 Método WICS (Wall Interference Correction System)

O princípio deste método é, dada uma distribuição de fontes e sorvedouros (figura 5.8), determinar a intensidade de cada um desses pontos singulares de forma a se obter a melhor

aproximação para as medidas de pressão na parede. Uma vez determinada cada intensidade, o fator de blocagem (ε) pode ser obtido e as mesmas fórmulas para correções de forças e momentos hidrodinâmicos empregadas na subseção anterior podem ser utilizadas.

O conjunto de fontes e sorvedouros apresentado na figura 5.8 foi o escolhido por ser o conjunto mais simples capaz de representar o escoamento em regime permanente ao redor do modelo utilizado. O par fonte-sorvedouro é responsável por desempenhar o papel do corpo, enquanto a fonte adicional tem o papel de representar a sua esteira. A priori, o conjunto fonte-sorvedouro seria composto por singularidades de mesma intensidade, assim, o sistema representado pelas equações 4.46 a 4.52 apresentariam duas incógnitas: as intensidades do par fonte-sorvedouro e da fonte representando a esteira. Entretanto, os primeiros testes mostraram que a utilização desse conjunto, em alguns casos, não aproximava bem a gama de dados obtidos para as medidas de pressão. Assim sendo, optou-se por adicionar um grau de liberdade ao sistema, ou seja, deixar que cada singularidade do par fonte-sorvedouro tivesse valores diferentes. Com isso, o sistema de equações citado passou a apresentar três incógnitas: a intensidade de cada uma das singularidades.

A figura 6.18 mostra o ajuste entre a curva obtida pela medida de pressão na parede utilizando fonte e sorvedouro de mesma intensidade e de intensidades diferentes (as medidas de pressão foram transformadas em perturbações de velocidade pelas equações 4.53 e 4.54). Observa-se uma melhor acomodação dos pontos no segundo caso, principalmente na região de queda da curva e na região plana que segue. Além disso, essa abordagem obteve uma melhor aproximação do pico da curva.

O bom desempenho do método está relacionado com o bom ajuste entre os pontos obtidos nas medidas de pressão na parede e daqueles obtidos pelo ajuste das intensidades das singularidades. Como as medidas de pressão são tomadas ao longo de 16 linhas diferentes, o que o método faz, na realidade, é encontrar o valor de intensidades que melhor ajusta as medidas em cada uma delas. A figura 6.19 numera as quatro linhas de pressão ao longo do túnel e as figuras 6.20 a 6.29 mostram o ajuste obtido para cada caso de β_H com ângulos de ataque de 0° , 5° e 20° .

Pode-se notar uma boa acomodação entre os dados medidos e os calculados para baixos ângulos de ataque. Entretanto, para os casos com α alto a representação escolhida de duas fontes e um sorvedouro começa a se tornar incapaz de representar, com exatidão, a assinatura obtida nas paredes. É possível que a utilização de uma representação mais complexa, utilizando um maior número de singularidades, ou a alteração da posição das mesmas contorne esse problema, entretanto, essa avaliação não foi realizada neste

Figura 6.18: Ajuste entre valores obtidos de medidas na parede e pela representação em escoamento potencial: (a) par fonte-sorvedouro com mesma intensidade (b) par fonte-sorvedouro com intensidades diferentes

Figura 6.19: Posição das tomadas de pressão na seção transversal do túnel

Figura 6.20: Ajuste entre valores medidos nas paredes e representação por singularidades, $\beta_H = 1\%$, $\alpha = 0$

Figura 6.21: Ajuste entre valores medidos nas paredes e representação por singularidades, $\beta_H = 4\%$, $\alpha = 0$

Figura 6.22: Ajuste entre valores medidos nas paredes e representação por singularidades, $\beta_H = 9\%$, $\alpha = 0$

Figura 6.23: Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 16\%$, $\alpha = 0$

Figura 6.24: Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 1\%$, $\alpha = 5^\circ$

Figura 6.25: Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 4\%$, $\alpha = 5^\circ$

Figura 6.26: Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 9\%$, $\alpha = 5^\circ$

Figura 6.27: Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 16\%$, $\alpha = 5^\circ$

Figura 6.28: Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 1\%$, $\alpha = 20^\circ$

Figura 6.29: Ajuste entre valores medidos na parede e representação por singularidades, $\beta_H = 4\%$, $\alpha = 20^\circ$

trabalho.

É possível observar a presença de picos em algumas das medidas de pressão, por exemplo nas figuras 6.26 e 6.27. Esses pontos acontecem devido à proximidade do modelo com as paredes, gerando uma região onde a blocagem é máxima e há forte interferência da parede com o escoamento. A representação utilizada não conseguiu capturar, com precisão, esse fenômeno na maioria dos casos.

As correções para as forças e momento hidrodinâmicos são realizadas de forma semelhante ao apresentado nas correções clássicas. Primeiramente, a força de arrasto é corrigida com relação ao efeito do gradiente de pressão no túnel. Essa correção é realizada da mesma forma que anteriormente, utilizando a equação 4.32. Após isso, para a correção de blocagem é necessário que o parâmetro ε seja obtido.

A figura 6.30 apresenta o valor do fator de blocagem com a variação de β_H e de α . Assim como na correção clássica, o fator de blocagem pouco muda com o ângulo de ataque. É de se esperar que, se o método fosse capaz de capturar melhor o comportamento em altos ângulos de ataque, esse fator se elevaria ligeiramente.

É interessante notar que o fator de blocagem obtido pelo método WICS difere significativamente daquele extraído do método clássico, principalmente para $\beta_H = 1\%$ e $\beta_H = 16\%$. Para $\beta_H = 1\%$, ε triplicou, enquanto para $\beta_H = 16\%$, ε diminuiu 1,75 vezes.

Figura 6.30: Valores de fator de blocagem para cada valor de β_H e α

Figura 6.31: Variação de C_D com α , após a correção com o método WICS

Figura 6.32: Variação de C_L com α , após a correção com o método WICS

Figura 6.33: Variação de C_M com α , após a correção com o método WICS

Tabela 6.3: Variação máxima nas medidas de coeficientes de força e momento hidrodinâmicos para diferentes β_H e α , após aplicada a correção WICS

Razão de blocagem	ΔC_{Dmax}	ΔC_{Lmax}	ΔC_{Mmax}
$\beta_H = 1\%$	2%	9%	2%
$\beta_H = 4\%$	6%	10%	7%
$\beta_H = 9\%$	3%	20%	9%
$\beta_H = 16\%$	16%	16%	26%

As figuras 6.31 a 6.33 apresentam os valores de forças e momento hidrodinâmicos após aplicada a correção obtida pelo método WICS. As correções para coeficiente de arrasto apresentaram resultados bastante satisfatórios, exceto para o caso com $\beta_H = 16\%$. Principalmente para uma baixa razão de blocagem, os resultados se aproximaram mais do esperado, quando comparado ao método clássico.

A correção para o coeficiente de sustentação não obteve resultados com a mesma precisão que o coeficiente de arrasto. Como ficou claro, a representação escolhida para o corpo (duas fontes e um sorvedouro) não foi capaz de acompanhar bem a curva de pressão na parede para altos ângulos de ataque, isso afetou o cálculo do fator de blocagem e, consequentemente, as correções da força de sustentação nesses casos. O mesmo fenômeno afeta o coeficiente de momento de guinada, mas aqui vale a mesma observação feita para o caso clássico. A força gerada pela diferença de pressão ao longo do túnel não foi descontada quando o momento de guinada foi calculado, ou seja, os valores apresentados no gráfico 6.33 devem ser um pouco menores, o que tenderia a diminuir o erro observado nos casos bloqueados.

A tabela 6.3 resume o erro máximo em cada caso, após a correção. Os dois métodos apresentados obtiveram, em geral, bons resultados na correção dos dados obtidos sob efeito de blocagem hidrodinâmica. Todavia, se considerarmos uma margem de erro de 10% como aceitável nas medidas, os casos para $\beta_H > 9\%$ não são aceitáveis. De fato, modelos que apresentem essas dimensões estarão limitados a baixos ângulos de ataque, devido às limitações impostas pelo próprio túnel, o que por si só já restringe sua utilização.

Embora os resultados apresentados levem a crer que a utilização dos métodos clássicos sejam mais vantajosas em relação ao método WICS, valem algumas observações a esse respeito. Primeiramente, o método clássico apresenta bons resultados para geometrias simples; no caso de modelos mais complexos, como o submarino com todos os apêndices, é esperado que os resultados sejam mais imprecisos. O método WICS não apresenta essa limitação, pois qualquer geometria pode ser aproximadamente representada por singularidades. Quanto mais complexo for o modelo ensaiado, mais vantajosa

é a utilização do método WICS. Além disso, a forma como o corpo foi modelada para aplicação do método, utilizando apenas três singularidades, é bastante simples, o que comprometeu os resultados à altos ângulos de ataque. Acredita-se que a utilização de uma representação mais complexa leve a um ajuste melhor da curva de pressões na parede e, conseqüentemente, a melhores correções. Utilizando essa abordagem é provável que modelos com β_H até 10% possam ser bem corrigidos.

A desvantagem do método WICS é o fato do mesmo ser intrusivo, ou seja, requer que sejam utilizados equipamentos para tomada de pressão ao longo do túnel e, esses próprios equipamentos, podem gerar alterações no escoamento. Além disso, o custo e complexidade em implementar um método desse tipo são muito maiores do que no caso clássico.

6.4 Topologia do escoamento

Outro aspecto estudado, foi o efeito causado pela bloqueagem sobre a topologia do escoamento ao redor do submarino. Uma alteração drástica no padrão do escoamento ao redor do modelo de submarino (avaliada pela visualização da topologia do escoamento) torna inútil a utilização de métodos de correção, uma vez que as características do escoamento mudam e não é possível retomar forças e momentos hidrodinâmicos apenas empregando um fator de correção. Na realidade, mudanças topológicas alteram toda a característica do escoamento em torno da geometria ensaiada e inutiliza até mesmo técnicas de visualização de escoamento, como PIV (particle-image velocimetry), uma vez que o escoamento observado pela técnica, será diferente do esperado nas condições reais. Em resumo, as correções dos coeficientes de um corpo sob bloqueagem só fazem sentido se a topologia do escoamento for a mesma (ou semelhante) àquela observada em regime sem bloqueagem.

Para poder estudar mudanças na topologia do escoamento, primeiramente é necessário saber como será essa característica para o submarino em operação em águas infinitas. Para isso, a topologia nas simulações de referência foi estudada em detalhes, empregando a teoria desenvolvida por Legendre (1956). O escoamento ao redor do submarino foi avaliado a um número de Reynolds constante de 14×10^6 e sob diversos ângulos de ataque, a fim de avaliar as alterações na topologia devido à mudança desse parâmetro e mostrar a origem e evolução dos padrões topológicos observados. Linhas de cisalhamento, valores de tensão de cisalhamento ao longo do casco e o perfil de velocidades em planos transversais ao escoamento foram utilizados para realizar esta avaliação.

Figura 6.34: Geometria com $\alpha = 25^\circ$ (a) Linhas de cisalhamento no plano xz . (b) Linhas de cisalhamento no plano xy (paralelo ao plano de simetria).

O estudo através da utilização de linhas de cisalhamento permite uma avaliação visual dos padrões associados a separação do escoamento. A figura 6.34 mostra as linhas de cisalhamento ao longo do casco para $\alpha = 25^\circ$. Seguindo a terminologia anteriormente citada, uma linha de separação é denominada global quando a mesma surge a partir de um ponto de sela e local quando ela advém de outras fontes. No caso da figura 6.34 as linhas de separação são classificadas como locais devido à ausência de pontos de sela na superfície. As linhas de separação no corpo formam duas superfícies que agem como barreiras para as linhas de corrente adjacentes. Essas superfícies tendem a se enrolar à medida que o escoamento se desenvolve à jusante do corpo, formando estruturas vorticais simétricas em relação ao plano xy .

A figura 6.35 apresenta três tipos de separação tridimensionais possíveis, segundo o estudo de Yates e Chapman (1992): (a) separação do tipo ferradura, (b) separação de Werlé ou separação *horn-type* e (c) separação por escoamento cruzado. Os dois primeiros tipos estão associados à separação global e o último tipo está relacionado à separação local, devido à ausência de pontos críticos à montante no modelo. A separação por escoamento cruzado é a de interesse nesse estudo, pois foi a observada no casco do DARPA AFF1 quando submetido às condições de escoamento aqui simuladas.

Figura 6.35: Linhas de cisalhamento e superfícies de separação para corpos tridimensionais: (a) separação do tipo ferradura; (b) separação de Werle; (c) separação por escoamento cruzado (Extraído de Hosder (2001) apud. Yates e Chapman (1992)).

6.4.1 Avaliação da topologia no modelo de referência

As figuras 6.36 a 6.42 representam as linhas de cisalhamento ao longo do casco para as variadas configurações de ângulo de ataque. Pode ser notado que para baixos ângulos ($0 \leq \alpha \leq 5^\circ$) as linhas são razoavelmente paralelas entre si e o escoamento está completamente colado ao corpo, sem que as linhas de separação sejam observadas. À medida que o ângulo de ataque é aumentado, duas linhas de separação surgem, como pode ser visto para a figura com $\alpha = 10^\circ$. Essas linhas são simétricas em relação ao plano xy e são chamadas de separação primária. Complementarmente uma linha de recolamento no centro do corpo acompanha o par.

Aumentando α , as linhas de separação primária tendem a crescer em comprimento, aproximando-se mais da região da proa e, apesar de continuarem se formando na região superior do casco, as mesmas começam a avançar em direção à região inferior à medida que se avança até a popa. Para $\alpha \geq 18^\circ$ começa a se tornar visível a formação de mais duas linhas de separação na região superior do submarino. Essas duas linhas são conhecidas por separação secundária. Diferentemente da separação primária, essas linhas não se propagam à região inferior do submarino.

Tanto as linhas de separação primária quanto secundária compõem superfícies de separação, as quais tem como origem as linhas de separação na superfície do corpo e dividem as linhas de corrente em dois conjuntos adjacentes distintos. À medida que essas superfícies avançam na direção do escoamento elas tendem a se enrolar, formando vórtices. A figura 6.43 ilustra os vórtices formados utilizando o critério Q, que é um método utilizado para encontrar estruturas coerentes no escoamento. A figura 6.44 mostra a vorticidade em vários planos ao longo do casco do submarino. Nesta figura também é possível identificar os vórtices formados e notar que eles possuem sentidos diferentes.

De forma complementar à análise topológica na superfície do corpo, visualizações de linhas de corrente ao longo de planos transversais são apresentadas na figura 6.44. Nas figuras são apresentados os pontos críticos e os pontos de separação e recolamento, sendo que essas imagens são complementares para se entender o desenvolvimento das tridimensionalidades do escoamento. Os pontos críticos no escoamento mostram o surgimento de um ponto de sela (S_1) na região superior do casco, a medida que o ângulo de ataque aumenta, esse ponto começa a se distanciar do casco e um novo ponto de sela se forma na região do casco (S_2). Quando os pontos S_1 e S_2 estão separados por uma distância razoável é forçado o aparecimento de dois focos (F_1 e F_2). Os focos estão relacionados com o aparecimento dos vórtices que se formam pelo escoamento cruzado e como eles tendem

Figura 6.36: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 2^\circ$.

Figura 6.37: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$.

Figura 6.38: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 10^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária.

Figura 6.39: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 15^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária.

Figura 6.40: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 18^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária e pontos verdes a separação secundária.

Figura 6.41: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 20^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária e pontos verdes a separação secundária.

Figura 6.42: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1 indicando as linhas de separação. $\alpha = 25^\circ$. Pontos vermelhos indicam a separação primária e pontos verdes a separação secundária.

Figura 6.43: Figura de iso superfície ilustrando os vórtices formados na região de sotavento do corpo utilizando o critério Q . $\alpha = 25^\circ$.

Figura 6.44: Figura mostrando a vorticidade ao longo de planos no escoamento. $\alpha = 25^\circ$.

a se formar mais próximos à proa a medida que α aumenta. Quando o ângulo de ataque atinge 18° dois focos menores (F_3 e F_4) surgem. É interessante notar que os pontos de separação P_1 a P_4 são coincidentes com as linhas de separação observadas ao longo do casco e o ponto S_2 coincide com a linha de recolamento. As linhas de corrente que delimitam cada foco, se avaliadas tridimensionalmente, formam uma superfície de separação e formando os vórtices mostrados na figura 6.43. É interessante notar que essa avaliação está diretamente ligada àquela realizada para as linhas de cisalhamento no corpo, sendo as duas complementares.

Por fim, as figuras 6.47 a 6.53 apresentam medidas de tensão de cisalhamento ao longo da circunferência do submarino em diversas posições do casco, indicadas por estações na figura 6.45. Essas medidas permitem localizar a posição das linhas de separação, uma vez que elas estão associadas a pontos de mínimo na magnitude da tensão cisalhante. Percebe-se o surgimento de um valor mínimo associado à linha de separação primária nas figuras e, no caso de ângulos de ataques mais altos, o surgimento de um novo mínimo local associado à separação secundária. Através dessa análise é possível localizar a posição exata de ocorrência das separações.

Pode ser notado, pelos gráficos 6.46 a 6.53 que a partir de $\alpha = 10^\circ$ um primeiro ponto de mínimo aparece nas curvas de tensão de cisalhamento. Essa região representa a linha de separação primária. À medida que o ângulo de ataque é aumentado, esse ponto de mínimo começa a aparecer para valores de d/L menores, isso indica que a separação se forma mais próxima à proa, para ângulos de ataque maiores. Quando $\alpha = 18^\circ$ um segundo mínimo pode ser notado, de menor intensidade que o primeiro. Esse ponto indica

(a)

(b)

Figura 6.44: *Continua na próxima página*

(c)

(d)

Figura 6.44: *Continua na próxima página*

(e)

(f)

Figura 6.44: *Continua na próxima página*

Figura 6.44: Linhas de corrente em planos transversais ao escoamento para: (a) $\alpha = 2$ graus. (b) $\alpha = 5$ graus. (c) $\alpha = 10$ graus. (d) $\alpha = 15$ graus. (e) $\alpha = 18$ graus. (f) $\alpha = 20$ graus. (g) $\alpha = 25$ graus. Pontos de cela representados por S, focos representados por F e pontos de separação por P.

Figura 6.45: Posição das medidas de tensão de cisalhamento ao longo do casco (d/L) e definição do ângulo φ .

Figura 6.46: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 0$.

Figura 6.47: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 2^\circ$.

Figura 6.48: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 5^\circ$.

Figura 6.49: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 10^\circ$.

Figura 6.50: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 15^\circ$.

Figura 6.51: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 18^\circ$.

Figura 6.52: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 20^\circ$.

Figura 6.53: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 25^\circ$.

a formação da separação secundária. Com o aumento de α , esse segundo ponto de mínimo também começa a avançar em direção à região de proa.

6.4.2 Comparação com a topologia de modelos sob blocagem

Os mesmos parâmetros levantados para avaliar a topologia do escoamento do modelo de referência foram utilizados na análise dos modelos sob blocagem. A fim de manter a simplicidade do texto e eliminar dados redundantes, foram analisados os modelos com $1\% \leq \beta_H \leq 16\%$ para $\alpha = 5^\circ$. Foram escolhidas essas condições pois 5° é o maior ângulo de ataque para a condição de $\beta_H = 16\%$, que é a maior razão de blocagem. Esse conjunto foi o que apresentou piores resultados após a aplicação dos métodos de correção.

Além disso, foram analisados os modelos com $1\% \leq \beta_H \leq 4\%$ para $\alpha = 20^\circ$. Essa condição foi escolhida, porque é o maior ângulo de ataque a que o modelo com $\beta_H = 4\%$ está exposto. Sabe-se, a partir das análises anteriores, que mais estruturas aparecem no escoamento quando o modelo se encontra em altos ângulos de ataque e, com isso, pretende-se avaliar se a blocagem influencia a formação dessas estruturas.

As figuras 6.54 a 6.57 apresentam as linhas de cisalhamento no casco com $\alpha = 5^\circ$ e para todos os β_H ensaiados. Pode-se notar que não há nenhuma alteração significativa no padrão topológico observado. De fato, os gráficos da figura 6.58 endossam o resultado mostrado pela imagem das linhas de cisalhamento. Não há alteração nos gráficos de tensão de cisalhamento que possam indicar o aparecimento de uma linha de separação prematuramente, ou qualquer outro tipo de alteração topológica nessas condições.

Esses resultados indicam que a incapacidade dos métodos em corrigir razões de blocagem acima de 10% não está associada a uma mudança no escoamento. A provável razão para essa deficiência nos métodos, é a sua formulação baseada em escoamentos potenciais. As duas formas de correção, apresentadas neste trabalho, baseiam-se no fato de que, a menos da região próxima ao corpo e de sua esteira, o escoamento é bem aproximado por uma abordagem potencial. Isso é verdade, entretanto, quando modelos muito grandes são usados, a proximidade entre corpo e paredes é grande e os efeitos viscosos começam a se tornarem mais importantes. Negligenciar esse efeito leva a valores de correção errôneos, como pôde ser visto anteriormente.

As figuras 6.62 e 6.63 apresentam as linhas de cisalhamento ao longo do submarino, para $\alpha = 20^\circ$ e $1\% \leq \beta_H \leq 4\%$. Os gráficos das figuras 6.64 e 6.65 não apresentam variação significativa entre eles. Mais uma vez, fica claro que o fenômeno de blocagem

Figura 6.54: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 1\%$.

Figura 6.55: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 4\%$.

Figura 6.56: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 9\%$.

Figura 6.57: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 16\%$.

Figura 6.58: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 1\%$.

Figura 6.59: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 4\%$.

Figura 6.60: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 9\%$.

Figura 6.61: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 5^\circ$, $\beta_H = 16\%$.

Figura 6.62: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 20^\circ$, $\beta_H = 1\%$.

não influencia o regime topológico, para essa geometria e número de Reynolds.

Os resultados mostram que, embora a blocagem cause variação significativa na velocidade do escoamento e, conseqüentemente, nas forças e momentos hidrodinâmicos sobre o modelo, ela não altera a topologia do escoamento. Com isso, é possível afirmar que estudos de visualização do escoamento podem ser realizados no modelo DARPA mesmo quando os efeitos de blocagem são significativos, sem que haja um comprometimento dos resultados. É importante deixar claro, que a topologia do escoamento não se alterou para as condições aqui apresentadas. Como o escoamento já se encontrava em uma condição altamente turbulenta, a alteração da velocidade não alterou as estruturas presentes no escoamento. Todavia, se o modelo DARPA se encontrar a números de Reynolds mais baixos, especialmente próximos à transição, a blocagem deve alterar o regime topológico do escoamento.

Os principais resultados foram apresentados e discutidos nesta seção, no capítulo seguinte, serão apresentadas as conclusões decorrentes dos resultados mostrados.

Figura 6.63: Linhas de cisalhamento no casco do DARPA AFF1. $\alpha = 20^\circ$, $\beta_H = 4\%$.

Figura 6.64: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 20^\circ$, $\beta_H = 1\%$.

Figura 6.65: Tensão de cisalhamento (eixo y) $\times$ ângulo φ (eixo x). Medidas apresentadas para diversas posições ao longo do comprimento do casco (d/L). $\alpha = 20^\circ$, $\beta_H = 4\%$.

7 CONCLUSÕES

O escoamento ao redor da geometria DARPA AFF1 foi estudado através de simulações numéricas sob diferentes números de Reynolds e ângulos de ataque levando-se em consideração um regime de operação do submarino em águas infinitas. Os resultados de coeficientes de força mostraram boa correlação com os dados experimentais provenientes dos estudos de Huang et al. (1994) e Roddy (1990), indicando uma boa validação do modelo numérico utilizado. Entretanto, os resultados para altos ângulos de ataque indicam um maior erro em relação aos experimentos, podendo indicar que os efeitos transientes não modelados nessa análise em regime permanente podem ser importantes. Devido à necessidade de se realizar um grande número de simulações diferentes, métodos RANS foram empregados. Entretanto, para estudos que requeiram uma melhor representação de todos os fenômenos físicos, recomenda-se que métodos mais complexos, como o método das grandes escalas (LES), sejam utilizados.

Simulações do escoamento ao redor do submarino, para razões de blocagem de 1%, 4%, 9% e 16%, foram realizadas e comparadas com aquelas para o submarino em regime de operação (sem blocagem). Os resultados mostraram alterações no campo de velocidades ao redor da geometria estudada. A análise dos coeficientes de forças e momento hidrodinâmicos indicaram variações que podem chegar a 12% para o caso com menor razão de blocagem e até 96% para o caso com a maior razão investigada.

A fim de corrigir os erros introduzidos pela blocagem, dois métodos de correção distintos foram aplicados ao modelo estudado: os métodos clássico e WICS (*Wall Interference Correction System* - Sistema de Correção para Interferência de Parede). Os dois métodos obtiveram bons resultados, principalmente para os modelos com baixas razões de blocagem (1% e 4%), mas se mostraram incapazes de recuperar os dados esperados para os modelos com maior razão de blocagem. Embora o método clássico seja de mais fácil implementação, é sabido que para modelos com geometrias mais complexas do que a utilizada nesse estudo, sua eficácia é menor. O método WICS, por sua vez, demanda um esforço muito maior de implementação, pois necessita da tomada de pressão em di-

versos pontos na parede do túnel de testes, além da resolução de escoamentos potenciais. Entretanto, esse método consegue obter bons resultados para geometrias mais complexas. Para trabalhos futuros utilizando esse método para corrigir blocagem em submarinos, recomenda-se que uma melhor avaliação da representação do modelo por meio de singularidades seja realizada, assim como a avaliação do número e da posição dos pontos de tomada de pressão na parede.

O estudo topológico dos casos de referência foi realizado para diversos ângulos de ataque e indicou que a geometria apresenta separação por escoamento cruzado. Para ângulo de ataque de 10 graus as primeiras linhas de separação apareceram junto à popa e, para ângulos maiores que 18 graus a separação secundária também foi capturada. A identificação da posição exata dessas linhas foi possível por medidas da magnitude da tensão de cisalhamento em diversos pontos do casco, associando um ponto de mínimo a uma linha de separação. As linhas de separação foram associadas a superfícies de separação e, conseqüentemente, à formação de vórtices. A evolução dessas estruturas pôde ser visualizada através de campos de velocidade obtidos na direção transversal ao escoamento.

Para avaliar a possibilidade de alteração no regime de separação devido ao efeito de blocagem, o estudo topológico também foi realizado para o submarino sob blocagem de 1% a 16% e ângulo de ataque de 5 graus a 20 graus. Os resultados indicam que, embora o efeito de blocagem altere significativamente a velocidade do escoamento na seção de testes do túnel e as forças e momentos hidrodinâmicos no modelo testado, o regime topológico não é alterado. Esse resultado é de extrema importância, pois indica que para as condições de número de Reynolds e ângulo de ataque utilizada nesse estudo, avaliações de separação de escoamento e das estruturas presentes no mesmo podem ser realizadas, mesmo quando sob blocagem, sem comprometerem os dados obtidos. Entretanto, é importante frisar, que isso ocorre devido ao fato de o escoamento se encontrar em um regime totalmente turbulento. Para casos em que o escoamento se encontra próximo ao ponto de transição laminar-turbulento, a blocagem pode vir a ocasionar alterações topológicas no escoamento.

Este estudo deve servir de base para o projeto de campanhas experimentais e análises de dados a serem obtidos no futuro túnel de cavitação do LABHIDRO da Marinha do Brasil. Espera-se que seja de grande valia também para o treinamento da equipe técnica deste laboratório.

REFERÊNCIAS

- ALIN, N.; BENSOW, R. E.; FUREBY, C.; HUUVA, T.; SVENNBERG, U. Current capabilities of DES and LES for submarines at straight course. *Journal of Ship Research*, v. 54, p. 184–196, 2010.
- ALIN, N.; FUREBY, C.; SVENNBERG, S. U.; WIKSTROM, N. 3D unsteady computations for submarine-like bodies. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2005.
- ASHILL, P. R.; KEATING, R. F. A. Calculation of tunnel wall interference from wall pressure measurements. *Aeronautic. J.*, v. 92, p. 36–52, 1988.
- BARLOW, J. B.; RAE, W. H.; POPE, A. *Low-speed wind tunnel testing*. [S.l.: s.n.], 1999.
- CONSTANTINESCU, G. S.; PASINATO, H.; WANG, Y. Q.; FORSYTHE, J. R.; SQUIRES, K. D. Numerical investigation of flow past a prolate spheroid. *Journal of Fluids Engineering*, v. 124, p. 904–910, 2002.
- DÉLERY, J. M. Robert Legendre and Henri Werlé : Toward the elucidation of three-dimensional separation. *Annual Review Fluid Mechanics*, v. 33, p. 129–154, 2001.
- EWALD, B. F. R. "AGARDograph 336" *Wind tunnel wall correction*. [S.l.: s.n.], 1998.
- FUREBY, C. Towards the use of large eddy simulation in engineering. *Progress in Aerospace Sciences*, v. 44, p. 381–396, 2008.
- GLAUERT, H. Wind tunnel interference on wings, bodies and airscrews. 1933.
- GORSKI, J. J.; COLEMAN, R. M.; HAUSSLING, H. J. Computation of incompressible flow around the DARPA SUBOFF bodies. *DTRC-90/016*, 1990.
- GROVES, N.; HUANG, T.; CHANG, M. Geometric characteristics of DARPA models (DTRC model nos. 5470 and 5471). *DTRC/SHD-1298-01*, 1989.
- HACKETT, J. E. Tunnel-induced gradients and their effect on drag. *AIAA Journal*, v. 12, p. 2575–2581, 1996.
- HACKETT, J. E.; WILSDEN, D. J. Determination of low speed wake blockage from wall static pressure measurements. *AGARD CP*, v. 174, p. 1975, 1975.
- HERRIOT, J. G. Blockage corrections for three-dimensional-flow closed-throat wind tunnels, with consideration of the effect of compressibility. *National Advisory Committee for Aeronautics*, 1950.
- HOSDER, S. *Unsteady skin-friction measurements on a maneuvering DARPA2 SUBOFF model*. Dissertação (Mestrado) — Virginia Polytechnic Institute, 2001.

- HSIEH, T.; WANG, K. C. Three-dimensional separated flow structure over a cylinder with a hemispherical cap. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 324, p. 83–108, 1996.
- HUANG, T.; LIU, H.-L.; GROVES, N.; FORLINI, T.; BLANTON, J.; GOWING, S. Measurements of flow over an axisymmetric body with various appendages in a wind tunnel: the DARPA SUBOFF experimental program. *19th Symposium on Naval Hydrodynamics*, p. 312–346, 1994.
- LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 3.2, p. 269–289, 1974.
- LECLAINCHE, S. *Instability and topology bifurcations on a hemisphere-cylinder at high angle of attack*. Tese (Doutorado) — Universidad Politécnica de Madrid, 2013.
- LEGENDRE, R. Séparation de l'écoulement laminaire tridimensionnel. *Rech. Aérop.*, v. 54, p. 3–8, 1956.
- LIGHTHILL, M. J. Laminar boundary layers. In: ROSENHEAD, L. (Ed.). [S.l.]: Oxford Univ. Press, 1963. cap. Attachment and separation in three-dimensional flow, p. 72–82.
- LIU, H.-L.; HUANG, T. Summary of DARPA SUBOFF experimental program data. *CRDKNWC/HD-1298-11*, 1998.
- LYER, V.; EVERHART, J. Application of pressure-based wall correction methods to two NASA langley wind tunnels. *19th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, 2001.
- MALTBY, R. L. Flow visualisation in wind tunnels using indicators. *AGARDograph*, v. 70, 1962.
- MASKELL, E. C. A theory of the blockage effects on bluff bodies and stalled wings in a closed wind tunnel. *Aeronautical Research Council (United Kingdom)*, ARC-R/M-3400, 1965.
- MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, v. 32.8, p. 1598–1605, 1994.
- MULVIHILL, L. P.; YANG, C. Numerical simulation of flow over fully appended ONR Body-1 with overset grid scheme. *9th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 2007.
- RODDY, R. Investigation of the stability and control characteristics of several configurations of the DARPA SUBOFF model (DTRC model 5470) from captive-model experiments. *DTRC/SHD-1298-08*, 1990.
- TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. *A first course in turbulence*. [S.l.]: MIT Press, 1972.
- TOBAK, M.; PEAKE, D. J. Topology of three-dimensional separated flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 14.1, p. 61–85, 1982.
- TOXOPEUS, S. Viscous-flow calculations for bare hull DARPA SUBOFF submarine at incidence. *International Shipbuilding Progress*, v. 55, p. 227–251, 2008.
- ULBRICH, N. The real-time wall interference correction system of the NASA Ames 12-foot pressure wind tunnel. *NASA/CR - 1998-208537*, 1998.

VAZ, G.; TOXOPEUS, S.; HOLMES, S. Calculation of manoeuvring forces on submarines using two viscous-flow solvers. *OMAE*, 2010.

WETZEL, T. *Unsteady flow over a 6:1 prolate spheroid*. Tese (Doutorado) — Virginia Polytechnic Institute, 1996.

WHITFIELD, C. C. *Steady and Unsteady Force and Moment Data on a DARPA2 Submarine*. Dissertação (Mestrado) — Virginia Polytechnic Institute and State University, 1999.

WILCOX, D. C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, v. 26.11, p. 1299–1310, 1988.

XIAO, Z.; ZHANG, Y.; HUANG J. AND CHEN, H.; FU, S. Prediction of separation flows around 6:1 prolate spheroid using RANS/LES hybrid approaches. *Acta Mechanica Sinica*, v. 23.4, p. 369–382, 2007.

YANG, C.; LOHNER, R. Prediction of flows over an axisymmetric body with appendages. *8th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 2003.

YATES, L. A.; CHAPMAN, G. T. Streamlines, vorticity lines and vortices around three dimensional bodies. *AIAA Journal*, v. 30, p. 1819–1826, 1992.