



DESENVOLVIMENTO DE MODELO DE MANOBRA SOB AÇÃO DE ONDAS REGULARES PELO MÉTODO DAS DUAS ESCALAS

Rodrigo Ferraz Nunes

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Oceânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Oceânica.

Orientadores: Paulo de Tarso Themistocles
Esperança
Claudio Alexis Rodríguez
Castillo

Rio de Janeiro
Abril de 2022

DESENVOLVIMENTO DE MODELO DE MANOBRA SOB AÇÃO DE ONDAS
REGULARES PELO MÉTODO DAS DUAS ESCALAS

Rodrigo Ferraz Nunes

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO
ALBERTO LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE
ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO
PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU
DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA OCEÂNICA.

Orientadores: Paulo de Tarso Themistocles Esperança
Claudio Alexis Rodríguez Castillo

Aprovada por: Prof. Paulo de Tarso Themistocles Esperança
Prof. Claudio Alexis Rodríguez Castillo
Prof. Alexandre Nicolaos Simos
Dr. Mauro Costa de Oliveira

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
ABRIL DE 2022

Nunes, Rodrigo Ferraz

Desenvolvimento de Modelo de Manobra sob ação de ondas regulares pelo método das duas escalas/Rodrigo Ferraz Nunes. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2022.

XX, 294 p.: il.; 29, 7cm.

Orientadores: Paulo de Tarso Themistocles Esperança
Claudio Alexis Rodríguez Castillo

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Oceânica, 2022.

Referências Bibliográficas: p. 113 – 120.

1. Manobrabilidade.
2. Método das 2 escalas.
3. Segunda ordem. I. Esperança, Paulo de Tarso Themistocles *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Oceânica. III. Título.

*À minha esposa, Patricia Mariz,
e ao meu filho, Carlos Eduardo.*

Agradecimentos

A elaboração desse trabalho contou com a colaboração primordial de muitas pessoas ao meu redor, sem esse auxílio a conclusão não teria sido viável.

Primeiro, gostaria de agradecer a Jesus, por me conceder as virtudes que me foram necessárias para cumprir todas as tarefas exigidas. Minha fé no Senhor me ofereceu prudência e fortaleza para superar as dificuldades deste período.

Ao meu filho, Carlos Eduardo, que nasceu durante este período, agradeço por ressignificar toda a minha vida. Meu amor por você só me fortalece, me inspira e me fez buscar ainda mais o meu crescimento.

À minha esposa, Patricia, agradeço imensamente pelos conselhos e palavras de incentivo. Num momento com muitas mudanças e dificuldades em nossas vidas, você foi muito compreensiva com minhas necessidades, além de me conceder todo apoio necessário. Parabéns pela mulher e mãe que você se tornou.

Aos meus pais, Carlos e Sonia, agradeço por sempre se preocuparem em me fornecer toda a formação educacional necessária, além de serem a referência que guia a minha vida. O amor que recebi ao longo da vida é a minha base e meu equilíbrio, que me fortifica em todos os momentos de dificuldades. É uma benção ter pais como os senhores.

À Sra.Célia, agradeço por todo o auxílio e carinho com meu filho e comigo principalmente durante esse período. O apoio da senhora foi fundamental para a conclusão desse processo. É um privilégio para o Carlos Eduardo ter uma avó como a senhora.

Aos meu orientadores, Prof. Paulo de Tarso e Prof. Claudio Rodríguez, agradeço por todo o conhecimento adquirido com os senhores. As discussões teóricas foram muito relevantes para solidificar o meu conhecimento e, principalmente, para me motivar a continuar pesquisando. Os conselhos dos senhores foram fundamentais para superar os momentos de incerteza e me oferecer confiança no trabalho desenvolvido. A convivência com os senhores semanalmente foi um privilégio pela oportunidade de absorver sua forma de tratar os problemas. Além disso, agradeço por toda a prestatividade e paciência que os senhores tiveram comigo durante todos os momentos.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

DESENVOLVIMENTO DE MODELO DE MANOBRA SOB AÇÃO DE ONDAS REGULARES PELO MÉTODO DAS DUAS ESCALAS

Rodrigo Ferraz Nunes

Abril/2022

Orientadores: Paulo de Tarso Themistocles Esperança
Claudio Alexis Rodríguez Castillo

Programa: Engenharia Oceânica

Foi investigada a influência da incidência de ondas regulares na manobrabilidade de navios. Para isso, utilizaram-se as hipóteses relacionadas ao método das duas escalas, dividindo o problema numa parcela de alta e outra de baixa frequência. Assim, com relação às cargas induzidas pelas ondas, somente as médias de segunda ordem são fornecidas ao modelo de manobra, pois correspondem a baixas frequências.

Primeiramente, foi implementado o modelo de manobra em águas calmas baseado no método padrão MMG (*Maneuvering Modeling Group*), utilizando dados empíricos das derivadas hidrodinâmicas do casco e dos coeficientes do leme e do propulsor. Em seguida, foi executada a análise de comportamento no mar, sendo utilizado o programa *PDStrip*, que se baseia na Teoria das Faixas. Após calcular o RAO, foram obtidas as cargas de segunda ordem.

As cargas médias de segunda ordem foram tratadas como componentes quase-estáticas do modelo de manobra, devendo ser atualizadas de tempo em tempo conforme a variação de velocidade e aproamento. Para isso, foi criado um banco de dados de forças e momentos em função dos diversos ângulos de incidência e velocidades absolutas.

Foram executadas simulações variando o comprimento e altura de onda para verificar o impacto desses fatores na manobra do navio sob ação de ondas. Os casos de ondas longas tiveram boa aderência com os resultados experimentais, mas em ondas curtas somente foram obtidos bons resultados em menores alturas de onda.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

DEVELOPMENT OF A MANOEUVRING MODEL UNDER REGULAR
WAVES BASED ON THE TWO TIME-SCALE METHOD

Rodrigo Ferraz Nunes

April/2022

Advisors: Paulo de Tarso Themistocles Esperança

Claudio Alexis Rodríguez Castillo

Department: Ocean Engineering

The influence of regular waves on the maneuverability of ships was investigated. To achieve this goal, the two-timescale method was applied, which addresses the problem in higher-frequency and lower-frequency. For the wave-induced forces, only the mean second-order forces were provided to the maneuvering model, because they are in lower frequency.

First, the maneuvering model in calm water was implemented based on MMG standard method using empirical data from the hydrodynamic derivatives of the hull and the rudder and propeller coefficients. Then, the seakeeping behavior was analyzed using the Strip Theory-based software PDStrip. After calculating the RAOs, the mean second-order wave forces were obtained.

The mean second-order wave forces are treated as a quasi-static component of the maneuvering model, so they must be updated along with the variation of the ship's velocity and heading. Therefore, a database of forces and moments as functions of the wave incidence angle and the absolute velocity of the ship was created.

Various simulations with systematic variations of wavelength and amplitudes were performed to verify the impact of these parameters on the ship's maneuvers in waves. The simulations for long waves have presented a good agreement with experimental data, but for short waves, the results were satisfactory only for lower wave amplitudes.

Sumário

Lista de Figuras	xii
Lista de Tabelas	xx
1 Introdução	1
1.1 Contexto	1
1.2 Revisão Bibliográfica	3
1.3 Objetivo	5
2 Metodologia	7
2.1 Método das duas escalas	7
2.2 Método padrão MMG	9
2.3 Modelo de comportamento no mar	10
2.4 Estrutura geral do desenvolvimento	11
2.5 Planejamento de trabalho e recursos utilizados	12
3 Modelo de Manobrabilidade em Ondas	17
3.1 Sistemas de Referência	17
3.1.1 Sistemas de Referência de Manobra em Águas Calmas	17
3.1.2 Sistemas de Referência de comportamento no mar	19
3.1.3 Relação entre os Sistemas de Referência de Manobra e Com- portamento no mar	21
3.2 Equação Geral de Movimento	23
3.2.1 Dinâmica do Corpo Rígido	23
3.2.2 Descrição geral dos módulos de forças e momentos em águas calmas	24
3.2.3 Equações de movimento em ondas	25
3.3 Módulo do casco	26
3.3.1 Derivadas hidrodinâmicas adimensionalizadas	26
3.4 Módulo do Propulsor	27
3.5 Módulo do Leme	28
3.5.1 Escoamento incidente no leme	28

3.5.2	Forças e Momentos gerados pelo Leme	30
3.5.3	Integração casco-hélice-leme	30
3.6	Módulo do Comportamento no mar	31
3.6.1	Formulação do problema hidrodinâmico	31
3.6.2	Condições de contorno	35
3.6.3	Componentes das forças por expansão assintótica	37
3.6.4	Problema de primeira ordem e RAO	41
3.6.5	Métodos de cálculo das forças médias de segunda ordem	44
3.6.6	Força de segunda ordem total atuante no casco	46
3.7	Esquemas numéricos	47
3.7.1	Técnica de solução do potencial de perturbação	47
3.7.2	Geração da forma do casco	49
3.7.3	Solução numérica das equações de movimento de manobra	51
4	Análise dos Resultados	54
4.1	Validação e Resultados do Modelo em águas calmas	56
4.1.1	Curva de giro	56
4.1.2	Análise de sensibilidade	62
4.1.3	Teste de espiral	62
4.1.4	Ensaio de Pull-Out	63
4.1.5	Manobra de zig-zag	64
4.2	Validação e Resultados de Comportamento em ondas	67
4.2.1	Resultados de primeira ordem e validação	67
4.2.2	Validação e Resultados de Forças e Momentos de Segunda Ordem	70
4.3	Validação e Resultados de Curva de Giro em ondas	75
4.3.1	Comprimento de onda $\lambda/L = 1,2$	77
4.3.2	Comprimento de onda $\lambda/L = 1,0$	90
4.3.3	Comprimento de onda $\lambda/L = 0,7$	97
4.3.4	Comprimento de onda $\lambda/L = 0,5$	102
4.3.5	Variação da altura da onda incidente	105
5	Conclusões e Trabalhos Futuros	110
5.1	Conclusões	110
5.2	Trabalhos futuros	112
	Referências Bibliográficas	113
A	Desenvolvimento das equações do modelo MMG	121
A.1	Derivação dos termos de coriolis da massa adicional	121

A.2	Relação entre os sistemas de adimensionalização	123
A.3	Função Kt	124
A.4	Ângulo de incidência geométrico β_p e β_R	126
A.5	Velocidade longitudinal incidente no leme	127
A.5.1	Velocidade lateral incidente no leme	135
A.5.2	Forças geradas pelo leme	137
B	Desenvolvimento da formulação de comportamento no mar	140
B.1	Derivação dos referenciais	140
B.2	Derivação das equações governantes	142
B.3	Derivação das condições de contorno gerais	144
B.3.1	Condição de superfície livre	144
B.3.2	Condição de impenetrabilidade do fundo	146
B.3.3	Condição de impenetrabilidade do corpo	146
B.4	Derivação das equações da onda	149
B.4.1	Referenciais das ondas	149
B.4.2	Elevação da onda	152
B.5	Forças de Excitação	153
B.6	Derivação da restauração	155
B.7	Derivação da pressão na superfície do corpo	158
B.7.1	Posição do ponto de pressão	158
B.7.2	Efeito da variação da área molhada	158
B.8	Derivação das forças de primeira ordem e de ordem nula a partir da expansão assintótica	160
B.8.1	Força de ordem 0	160
B.8.2	Forças de primeira ordem	160
B.9	Métodos de cálculo das forças médias de segunda ordem	162
B.9.1	Decomposição das forças de primeira ordem no referencial inercial	162
B.9.2	Pressão proveniente do quadrado da velocidade	164
B.9.3	Efeito da variação da superfície molhada	165
B.10	Derivação do RAO de pitch e heave em frequência nula	168
B.10.1	Assintótica de heave	170
B.10.2	Assintótica de pitch	172
C	Descrição dos experimentos de referência	174
C.1	Ensaio experimentais para obtenção das derivadas hidrodinâmicas	174
C.2	Procedimento para obter o fator de esteira efetivo	175
C.3	Descrição dos experimentos para obtenção das velocidades	176
C.4	Descrição dos experimentos para obtenção dos coeficientes t_R , a_H e x_H	177

C.5	Configuração geral dos experimentos para obtenção das forças de segunda ordem	179
D	Resultados adicionais	183
D.1	Resultados adicionais de curva de giro	183
D.2	Resultados adicionais de zigzag	185
D.3	Coeficientes Hidrodinâmicos	190
D.3.1	Formulação da massa adicional e amortecimento potencial . .	190
D.3.2	Resultados de massa adicional e amortecimento potencial . . .	192
D.4	Resultados de RAO	196
D.4.1	Resultados de heave	196
D.4.2	Resultados de roll	198
D.4.3	Resultados de yaw	199
D.5	Convergência das forças médias de segunda ordem	200
D.6	Resultados adicionais de curva de giro em ondas	201
D.6.1	Comprimento de onda $\lambda/L = 1,0$	201
D.6.2	Comprimento de onda $\lambda/L = 0,7$	206
D.6.3	Comprimento de onda $\lambda/L = 0,5$	211
E	Programas Desenvolvidos	220
E.1	Programa do modelo de manobra em ondas	220
E.2	Programa para comparar influência da altura de onda na manobra .	250
E.3	Programa para formação do banco de dados e plotagem das forças de segunda ordem	253
E.3.1	Validação das forças de segunda ordem	253
E.3.2	Geração do banco de dados de segunda ordem	257
E.4	Programa de transposição das cotas do casco para o formato do PDStrip	267
E.5	Programa para plotagem dos coeficientes hidrodinâmicos	270
E.6	Programa para plotagem do RAO	285

Lista de Figuras

2.1	Movimento do navio separando as parcelas de alta frequência e baixa frequência.	8
2.2	Fluxo de informações entre os modelos.	9
2.3	Estrutura geral das equações de movimento	12
2.4	Sequência de atividades elaboradas nesta dissertação.	13
2.5	Programas elaborados e organizados pelo fluxo de informações	16
3.1	Referencial inercial fixo no espaço e solidário ao corpo.	18
3.2	Referenciais de comportamento no mar.	20
3.3	Velocidade \bar{U} assumida no referencial (h) em relação ao sistema de referência de manobrabilidade.	22
3.4	Atuação das forças de segunda ordem sobre os referenciais.	22
3.5	Variação da onda incidente de acordo com o aproamento.	23
3.6	Forças do efeito de flap e seu posicionamento.	31
3.7	Referências da onda incidente no PDStrip.	35
3.8	Variação da área molhada (figura adaptada de J.M.J. Journée and W.W. Massie [60])	38
3.9	Decomposição das forças de primeira ordem no referencial h	44
3.10	Pressão hidrostática relacionada ao movimento relativo navio-onda.	46
3.11	Posicionamento dos segmentos e fontes para atendimento das condições de contorno	48
3.12	Posicionamento das fontes (y_i, z_i) correspondente ao painel de limites x_k e x_{k+1}	48
3.13	Casco modelado no <i>Rhinoceros</i>	49
3.14	25 balizas geradas para análise.	50
3.15	Formação dos painéis para cálculo das pressões.	51
4.1	Plano de linhas do S-175.	55
4.2	Conceitos de avaliação da manobra de curva de giro (baseado na norma ABS [71])	57
4.3	Curva de giro com ângulo do leme $\delta = +35^\circ$	58

4.4	Curva de giro com ângulo do leme $\delta = -35^\circ$	58
4.5	Evolução da ângulo de leme na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$. . .	59
4.6	Evolução da módulo da velocidade U e do ângulo de deriva β na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$	60
4.7	Evolução da velocidade de <i>yaw</i> e da aceleração de <i>yaw</i> na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$	60
4.8	Forças atuantes na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$ em águas calmas.	61
4.9	Momentos na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$ em águas calmas. . .	61
4.10	Análise de sensibilidade da trajetória do navio para diferentes ângulos de leme	62
4.11	Plotagem dos resultados do teste de espiral do modelo numérico do S175 na condição de águas calmas	63
4.12	Ensaio de pull-out numérico do S175 com velocidade de aproximação $U(0) = 0,879 \text{ m/s}$, e ângulo de leme inicial $\delta = +35^\circ$ (BE) e $\delta = -35^\circ$ (BB)	64
4.13	Teste de zig-zag $10^\circ / -10^\circ$ e $U(0) = 0,879 \text{ m/s}$ do modelo numérico do S175.	65
4.14	Força normal do leme durante a manobra de zig-zag $10^\circ / 10^\circ$ e $U(0) = 0,879 \text{ m/s}$	66
4.15	Força normal do leme durante a manobra de zig-zag $10^\circ / 10^\circ$ e $U(0) = 0,879 \text{ m/s}$ com 80% de F_N	66
4.16	Teste de zig-zag com 80% de F_N do modelo numérico do S175.	67
4.17	Resultados de <i>heave</i> com ângulo de incidência de $\mu = 120^\circ$	69
4.18	Resultados de <i>pitch</i> com ângulos de incidência de $\mu = 180^\circ$	69
4.19	Resultados de <i>yaw</i> com ângulo de incidência de $\mu = 30^\circ$	69
4.20	Resultados de <i>roll</i> com ângulo de incidência de $\mu = 60^\circ$	69
4.21	Resistência adicional com ondas a 180°	71
4.22	Resistência adicional com ondas a 90°	71
4.23	Força lateral de segunda ordem com ondas à 90°	72
4.24	Momento de <i>yaw</i> de segunda ordem com ondas à 90°	72
4.25	Resultados de X_w por ângulo de incidência com velocidade 0,85 m/s (6,0 m/s na escala real).	74
4.26	Resultados de Y_w por ângulo de incidência com velocidade 0,85 m/s (6,0 m/s na escala real).	74
4.27	Resultados de N_w por ângulo de incidência com velocidade 0,85 m/s (6,0 m/s na escala real).	75
4.28	Curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	77

4.29	Forças longitudinais para $\lambda/L = 1, 2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparados à condição de águas calmas.	78
4.30	Forças transversais para $\lambda/L = 1, 2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparados à condição de águas calmas.	78
4.31	Momentos atuantes para $\lambda/L = 1, 2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparados à condição de águas calmas.	79
4.32	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1, 2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparando com águas calmas.	80
4.33	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1, 2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparando com águas calmas.	80
4.34	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1, 2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparando com águas calmas.	81
4.35	Curva de giro para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	82
4.36	Forças atuantes para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	83
4.37	Momentos atuantes para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	83
4.38	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	84
4.39	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	84
4.40	Curva de giro para $\lambda/L = 1, 2$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	85
4.41	Forças atuantes para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	86
4.42	Momentos atuantes para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	86
4.43	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	87
4.44	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	87
4.45	Curva de giro para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	88
4.46	Forças atuantes para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$ em função do aproamento $-\Psi$ (sinal negativo)	89
4.47	Momentos atuantes para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$ em função do aproamento $-\Psi$ (sinal negativo)	89
4.48	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$ em função do aproamento $-\Psi$ (sinal negativo)	90
4.49	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1, 2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$ em função do aproamento $-\Psi$ (sinal negativo)	90
4.50	Curva de giro para $\lambda/L = 1, 0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	91
4.51	Forças atuantes para $\lambda/L = 1, 0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	92
4.52	Momentos atuantes para $\lambda/L = 1, 0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	92
4.53	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1, 0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	93
4.54	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1, 0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	93

4.55	Curva de giro para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	94
4.56	Forças atuantes para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	95
4.57	Momentos atuantes para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	95
4.58	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	96
4.59	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	96
4.60	Curva de giro para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	97
4.61	Forças atuantes para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	98
4.62	Momentos atuantes para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	98
4.63	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	99
4.64	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	99
4.65	Curva de giro para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	100
4.66	Forças atuantes para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	101
4.67	Momentos atuantes para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	101
4.68	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	102
4.69	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	102
4.70	Raios de giro para $\lambda/L = 0,5$ com $\delta = \pm 35^\circ$	103
4.71	Forças atuantes para $\lambda/L = 0,5$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	104
4.72	Momentos atuantes para $\lambda/L = 0,5$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	104
4.73	Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 0,5$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	105
4.74	Velocidade yaw r para $\lambda/L = 0,5$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	105
4.75	Variação da altura para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ e $\delta = 35^\circ$, e com $\eta = 270^\circ$ e $\delta = -35^\circ$	106
4.76	Variação da altura para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	106
4.77	Variação da altura para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ e compa- ração com a altura $H = 2,5\text{m}$ ($H/L = 0,014$).	107
4.78	Variação da altura para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$, e comparação com a curva de giro com a altura $H = 2,5\text{m}$ ($H/L =$ $0,014$).	107
4.79	Variação da altura para $\lambda/L = 0,7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$, e comparação com a curva de giro com a altura $H = 2,5\text{m}$ ($H/L =$ $0,014$).	108
4.80	Variação da altura para $\lambda/L = 0,5$, com $\eta = 180^\circ$ e com $\eta = 270^\circ$	108
4.81	Variação da altura para $\lambda/L = 0,5$ com $\eta = 180^\circ$, e comparação com a curva de giro com a altura $H = 2,5\text{m}$ ($H/L = 0,014$).	109

A.1	Espelhamento do casco considerando um corpo-duplo (baseado em Faltinsen[42])	122
A.2	Velocidade do propulsor em relação ao referencial inercial	127
A.3	Pressões e velocidades à ré do casco (baseado em Molland e Turnock [50]).	128
A.4	Salto de pressão e continuidade da velocidade após a passagem do fluido pelo disco (baseado em Molland e Turnock [50])	129
A.5	Equação da conservação de massa aplicada aos 2 volumes de controle separados pelo disco atuador	130
A.6	Variação do coeficiente k em relação a distância x do leme a um propulsor de diâmetro D (curva plotada da equação A.21)	132
A.7	Velocidades do escoamento a ré do casco	133
A.8	Esquema do fluxo incidente no leme [50]	135
A.9	Velocidades induzidas e forças geradas no leme pelo escoamento incidente do propulsor	136
A.10	Velocidades incidente e forças geradas pelo leme.	138
A.11	Pressão no casco e leme relativa ao efeito de flap ([50])	139
A.12	Circulação no leme e seu efeito a ré do casco.	139
B.1	Exemplo do efeito de <i>cross-flow</i> no movimento de <i>pitch</i>	148
B.2	Referenciais para incidência relativa da onda	150
B.3	Diferencial de área (vista frontal)	157
B.4	Decomposição das forças de primeira ordem no referencial h	163
B.5	Pressão hidrostática relacionada ao movimento relativo navio-onda.	167
B.6	Vista de topo do navio-caixa e suas características.	169
B.7	Vista frontal do navio-caixa e suas características.	170
C.1	Experimento de medição da força normal gerada (baseado em citeYasukawa2015)	178
C.2	Tanque de provas de Nagasaki R & D Centre [78]	180
C.3	Reboque do modelo no ensaio de forças médias de segunda ordem (baseado em [74])	181
C.4	Medição das forças médias de segunda ordem [79]	182
D.1	Evolução ângulo de leme na manobra para bombordo ($\delta = -35^\circ$).	183
D.2	Evolução da módulo da velocidade U e do ângulo de deriva β na manobra de curva de giro para bombordo $\delta = -35^\circ$	184
D.3	Evolução da velocidade e aceleração de <i>yaw</i> na manobra de curva de giro para bombordo $\delta = -35^\circ$	184

D.4	Forças atuantes na manobra de curva de giro para bombordo $\delta = -35^\circ$	185
D.5	Momentos em z atuantes na manobra de curva de giro para bombordo ($\delta = -35^\circ$).	185
D.6	Evolução da módulo da velocidade U e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	186
D.7	Evolução do ângulo de deriva β e a a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	186
D.8	Evolução da velocidade de <i>yaw</i> e sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	187
D.9	Evolução da força de empuxo do propulsor e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	187
D.10	Evolução da força normal do leme e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	188
D.11	Evolução da módulo da velocidade U e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	188
D.12	Evolução do ângulo de deriva β e a a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	189
D.13	Evolução da velocidade de <i>yaw</i> e sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	189
D.14	Evolução da força de empuxo do propulsor e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	190
D.15	Evolução da força normal do leme e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].	190
D.16	Massas adicional A_{22} e A_{24}	192
D.17	Massas adicional A_{33} e A_{35}	193
D.18	Massas adicional A_{55} e A_{53}	193
D.19	Massas adicional A_{62} e A_{66}	193
D.21	Massa adicional A_{44}	193
D.20	Massas adicional A_{26} e A_{64}	194
D.22	Amortecimentos B_{22} e B_{24}	194
D.23	Amortecimentos B_{33} e B_{35}	194
D.24	Amortecimentos B_{55} e B_{53}	195
D.25	Amortecimentos B_{62} e B_{66}	195
D.26	Amortecimentos B_{26} e B_{44}	195
D.27	Resultados de <i>heave</i> com ângulos de incidência de $\mu = 120^\circ$ e $\mu = 150^\circ$	196
D.28	Resultados de <i>heave</i> com ângulos de incidência de $\mu = 180^\circ$	196
D.29	Resultados de <i>pitch</i> com ângulos de incidência de $\mu = 30^\circ$ e $\mu = 60^\circ$	197
D.30	Resultados de <i>pitch</i> com ângulos de incidência de $\mu = 120^\circ$ e $\mu = 150^\circ$.	197

D.31 Resultados de <i>pitch</i> com ângulos de incidência de $\mu = 180^\circ$	197
D.32 Resultados de <i>roll</i> com ângulos de incidência de $\mu = 30^\circ$ e $\mu = 60^\circ$. . .	198
D.33 Resultados de <i>roll</i> com ângulos de incidência de $\mu = 90^\circ$ e $\mu = 120^\circ$. . .	198
D.34 Resultados de <i>roll</i> com ângulos de incidência de $\mu = 150^\circ$	198
D.35 Resultados de <i>yaw</i> com ângulos de incidência de $\mu = 30^\circ$ e $\mu = 60^\circ$. . .	199
D.36 Resultados de <i>yaw</i> com ângulos de incidência de $\mu = 90^\circ$ e $\mu = 120^\circ$. . .	199
D.37 Resultados de <i>yaw</i> com ângulos de incidência de $\mu = 150^\circ$	199
D.38 Resistência adicional com ondas à 180°	200
D.39 Resistência adicional com ondas à 90°	200
D.40 Força lateral de segunda ordem com ondas à 90°	201
D.41 Momento de <i>yaw</i> de segunda ordem com ondas à 90°	201
D.42 Curva de giro para $\lambda/L = 1, 0$, $\eta = 180^\circ$ com guinada para BB . . .	202
D.43 Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y . . .	202
D.44 Momentos atuantes na direção vertical z	203
D.45 Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do aproa- mento Ψ	203
D.46 Velocidade yaw r em função do aproamento Ψ	204
D.47 Curva de giro para $\lambda/L = 1, 0$, $\eta = 270^\circ$ com guinada para BB . . .	204
D.48 Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y. . .	205
D.49 Momentos atuantes na direção vertical z.	205
D.50 Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do aproa- mento Ψ	206
D.51 Velocidade yaw r em função do aproamento Ψ	206
D.52 Curva de giro para $\lambda/L = 0, 7$, $\eta = 270^\circ$ com guinada para BE . . .	207
D.53 Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y . . .	207
D.54 Momentos atuantes na direção vertical z	208
D.55 Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do tempo. . .	208
D.56 Velocidade yaw r em função do tempo.	209
D.57 Curva de giro para $\lambda/L = 0, 7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	209
D.58 Forças atuantes para $\lambda/L = 0, 7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	210
D.59 Momentos atuantes para $\lambda/L = 0, 7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	210
D.60 Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 0, 7$, $\eta =$ 270° com $\delta = -35^\circ$	211
D.61 Velocidade yaw r para $\lambda/L = 0, 7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	211
D.62 Curva de giro para $\lambda/L = 0, 5$, $\eta = 180^\circ$ com guinada para BE . . .	212
D.63 Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y . . .	212
D.64 Momentos atuantes na direção vertical z	213
D.65 Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do tempo. . .	213
D.66 Velocidade yaw r em função do tempo.	214

D.67 Curva de giro para $\lambda/L = 0,5$, $\eta = 270^\circ$ com guinada para BE . . .	214
D.68 Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y .	215
D.69 Momentos atuantes na direção vertical z	215
D.70 Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do tempo. .	216
D.71 Velocidade yaw r em função do tempo.	216
D.72 Curva de giro para $\lambda/L = 0,5$, $\eta = 270^\circ$ com guinada para BB . . .	217
D.73 Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y .	217
D.74 Momentos atuantes na direção vertical z	218
D.75 Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do tempo. .	218
D.76 Velocidade yaw r em função do tempo.	219

Lista de Tabelas

3.1	Verificação da adequação do modelo 3D com o experimento	50
4.1	Principais dimensões do navio	55
4.2	Lista de derivadas hidrodinâmicas.	56
4.3	Coefficientes do leme.	56
4.4	Coefficientes do propulsor.	56
4.5	Resultados de Curva de giro para bombordo.	59
4.6	Resultados de curva de giro para boreste.	59
4.7	Resultados do teste de zig-zag	65
4.8	Condições do ensaio da 15 ^a ITTC	68
4.9	Condições testadas nos ensaios de forças de segunda ordem	70
4.10	Exemplo de organização do banco de forças de segunda ordem	73
4.11	Condições testadas nos ensaios com modelo livre em ondas	76
4.12	Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	77
4.13	Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	82
4.14	Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,2$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	85
4.15	Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$	88
4.16	Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	91
4.17	Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$	94
A.1	Lista de derivadas hidrodinâmicas.	124
A.2	Dimensões primárias das variáveis	124
C.1	Condições testadas nos ensaios de forças de segunda ordem	180

Capítulo 1

Introdução

1.1 Contexto

O projeto hidrodinâmico de embarcações requer um equilibrado balanço entre os atributos mais relevantes para o navio. Um projeto que tenha um melhor comportamento nos diversos estados de mar nem sempre resulta num bom desempenho em manobra, ou em resistência ao avanço. O projetista deve direcionar seu projeto de modo que atenda as prioridades de desempenho sem deixar de atender os requisitos mínimos estabelecidos.

O projeto hidrodinâmico tradicionalmente é dividido em três vertentes, comportamento no mar, manobrabilidade e resistência ao avanço. São disciplinas estudadas de maneira quase que estanque entre elas, isto é, com a análise voltada para si mesmas e com pouca interação. O aprofundamento contínuo do nível das análises em cada campo promoveu uma evolução significativa em cada uma das áreas. Contudo, esse aprofundamento também provém de algumas hipóteses adotadas que em grande parte das vezes são muito específicas a cada linha de estudo e, por consequência, não permitem que sejam compartilhadas. Ou seja, apesar dessas hipóteses e premissas serem as principais responsáveis pelo vertiginoso desenvolvimento técnico de cada área, seja no campo teórico ou experimental, também são os motivos que as segregam em campos de estudo distintos. É importante salientar que esta separação não foi implementada por opção, mas sim pela alta complexidade ao tratar o problema hidrodinâmico de forma conjunta.

Segregar essa análise, apesar de tecnicamente produtivo para critérios de avaliação do projeto, também afasta os estudos da concepção real da navegação. Isto é, por conta desse tipo de abordagem, os fenômenos que interagem entre cada linha de estudo são certas vezes omitidos das análises. Todavia, esses fenômenos podem conter pontos interação relevantes numa perspectiva global do projeto.

Está cada vez mais claro que a capacidade de modelagem da manobra é um

ponto fundamental no projeto, seja para a redução de acidentes, para a realização de operações com alta precisão e para a implementação de estruturas de automação e controle no assessoramento da manobra. Dessa forma, diferentes métodos para estimar a manobrabilidade de uma embarcação foram desenvolvidos, em sua grande parte mesclando modelagens físicas, matemáticas e semiempíricas num único modelo. O crescimento da quantidade de recursos computacionais disponíveis aos engenheiros permite que o nível dos modelos fosse incrementado ao longo do anos, assim, consegue-se obter uma estimativa antecipada da capacidade de manobra da embarcação.

A análise da capacidade de manobra em águas calmas nos fornece uma perspectiva inicial do desempenho do navio, tendo como objetivo principal satisfazer os critérios estabelecidos em provas de mar. A consolidação desses critérios ao longo dos anos buscou incluir, mesmo que implicitamente, o efeito das condições ambientais sobre a manobra. Entretanto, a análise em águas calmas não fornece ao projetista e ao operador um entendimento das trajetórias, movimentos e cargas atuantes que de fato ocorrem na operação real. Tanto a manutenção da estabilidade direcional, como a capacidade de executar uma curva de giro adequadamente pode ser impactada de acordo com o estado de mar em que o navio se encontra. Assim, as documentações adotadas pelos Oficiais de Passadiço poderiam ser mais precisas se contempladas com a referência do estado de mar adotado na produção dos dados de manobra do navio. Além disso, toda a estrutura de automação dos lemes, propulsores e estabilizadores poderia ser aprimorada ao considerar as condições de mar em que o navio se encontra.

No caso de navios de guerra, por exemplo, a capacidade de manobra em condições adversas sempre foi um dos pontos nevrálgicos, sendo uma das principais métricas de avaliação das autoridades navais. Todavia, sempre foi analisada pela perspectiva de águas calmas, o que não correspondente a realidade operacional. As operações navais desempenhadas por esses navios são manobras que requerem alta precisão, tendo sua eficiência diretamente impactada de acordo com desempenho da embarcação em comportamento no mar e manobrabilidade. Tal necessidade não é diferente entre os navios mercantes, os quais transportam altos valores em suas trajetórias, por isso, necessitam do máximo nível de segurança durante as manobras.

Uma das aplicações em ambos os casos seria na previsão do comportamento da embarcação nas operações de reabastecimento no mar, nas quais mesmo sendo realizadas em águas calmas, geram ondas de interação relativas à aproximação de dois navios. Assim, a manutenção do rumo do navio numa distância adequada para a operação é fundamental para a segurança, o que só é possível através de uma manobra que contraponha aos efeitos de onda induzidos.

Algumas vezes, durante o percurso da rota de um navio, o comando prevê a

necessidade de reduzir a resistência adicional de ondas alterando o rumo do navio. Essa atitude faz com que o navio passe a receber ondas laterais, as quais, embora produzam maior balanço, tem menor efeito adicional na resistência ao avanço. Entretanto, isso passa a produzir efeitos de deriva, que podem dificultar a manutenção do rumo da embarcação. Não é comum que esse efeito seja mensurado durante o projeto, mas é fundamental na operação do navio.

Neste sentido, apesar de serem tratados anteriormente de forma separada, é fundamental compreendermos as interações envolvidas entre as análises de comportamento no mar e de manobrabilidade. Certamente, esta análise mais generalista gera maior complexidade de solução, mas possibilita uma compreensão mais completa dos fenômenos hidrodinâmicos envolvidos nas operações do navio.

1.2 Revisão Bibliográfica

Existem variados modelos de manobra em águas calmas, porém, podemos dizer que, no geral, eles podem ser classificados em dois grandes grupos. O primeiro deles é relacionado a modelagens contemplando o navio como um todo, chamada Whole Ship Model (WSM), que tem como principal linha os estudos de Abkowitz (1964) [1]. Essa abordagem obtém as derivadas hidrodinâmicas através de expansões em séries de Taylor das forças e momentos totais obtidos experimentalmente, representando toda a interação hidrodinâmica entre casco e apêndices. Esse modelo permite simular com boa precisão as principais manobras da embarcação a ser projetada.

O segundo grupo tem uma abordagem modular, estudando casco e apêndices separadamente, ou seja, em diferentes módulos. O ponto de maior importância nesse modelo é contabilizar adequadamente a integração entre os módulos, para que não haja duplicação de efeitos, ou que nenhum efeito de interação relevante seja omitido. Essa abordagem foi proposta por um grupo de estudos japonês denominado Maneuvering Modeling Group (MMG) e se encontra descrita em cinco relatórios desenvolvidos por Ogawa et al. [2], Hamamoto [3], Kasai e Yumuro [4], Kose e Kijima [5] and Ogawa et al. [6] e compilados ao final por Kose et al. [7]. Recentemente, uma atualização foi feita por Yasukawa and Yoshimura [8], compilando num só artigo algumas modificações com experimentos mais atuais e, assim, elaborando um método padrão.

No que diz respeito à manobrabilidade em ondas, observa-se que já foi investigada por alguns autores, porém ainda não há grande quantidade de estudos envolvendo essa abordagem. Entretanto, pode ser observado que os trabalhos nessa área vem crescendo nos últimos anos, tendo em vista a maior quantidade de experimentos desenvolvidos recentemente.

Em 2021, a 21^a ITTC inseriu em seu campo de discussão o referido tema, criando

o comitê especial de manobrabilidade em ondas. Apesar de não existir ainda um documento de *recommended procedures* do assunto, a criação desse comitê mostra que a relevância dessa discussão tem crescido.

Diversos experimentos tem sido executados nos últimos anos, como por exemplo de Ueno et al. [9], contemplando as manobras de giro, zig-zag e parada em ondas regulares com um modelo VLCC. Yasukawa ([10] e [11]) executou os mesmos testes para o porta-contêiner S175. Lee et al. [12] investigaram a influência das ondas sobre o navio VLCC. Sanada et al. [13] executaram o experimento de capacidade de manutenção de curso do ONR Tumblehome em ondas. Sprenger et al.[14] e [15] analisaram a curva de giro, zig-zag e cargas atuantes em ondas no modelo do KVLCC2 e do porta-contêiner DTC (Duisburg Test Case). Kim et al. [16] também ensaiaram a curva de giro do KVLCC2 com modelo livre e Milanov [17] do porta-contêiner KCS. O crescimento do número de ensaios nesse sentido demonstra o aumento do interesse da comunidade científica em levantar dados para enriquecer os modelos.

Verifica-se que os estudos acerca do tema seguem diferentes métodos, sendo que cada um deles tem vantagens e desvantagens de acordo com a situação em que for aplicado. Inicialmente, Ottosson e Bystrom [18] elaboraram um modelo simplificado introduzindo na manobra em águas calmas os efeitos de forças hidrostáticas, de Froude-Krylov e de radiação de heave e pitch baseada na Teoria das Faixas de Salvesen et al. [19].

Um outro método está relacionada ao conceito difundido por Cummins [20]. Tradicionalmente, a análise de comportamento no mar de navios descreve suas equações diferenciais com coeficientes dependentes da frequência. Esse fato assume como premissa que as forças e movimentos sejam de forma puramente senoidal, o que é fisicamente válido para esforços induzidos por ondas regulares. Entretanto, durante a manobra, os esforços deixam de ser considerados oscilatórios, pois devemos considerar a variação das cargas do propulsor e do leme. Assim, os coeficientes devem se relacionar adequadamente com os transientes das forças e movimentos. Portanto, Cummins [20] desenvolveu as funções de retardação, com o intuito de contabilizar os efeitos de memória fluida da massa adicional e amortecimento. Esse conceito é aplicado nas equações diferenciais de movimento através de integrais de convolução lineares, sendo aplicados em modelos de manobra nos trabalhos de Bailey [21] e Fossen [22]. Outros modelos nesse sentido também foram desenvolvidos por Lee [23].

Porém, esse método apresenta alguns reverses que devem ser levados em consideração. Segundo Skejic [24], ao considerar que o navio esteja com velocidade de avanço são geradas algumas dificuldades na implementação numérica das integrais de convolução. Além disso, um outro ponto negativo seria que esse método não

contabiliza uma significativa parcela dos efeitos de segunda ordem, pois a integral de convolução é linear. O único efeito contabilizado seria a integração das pressões sobre a superfície molhada atualizada, pelo fato da integração ocorrer no domínio do tempo.

Outros tratamentos desse problema foram desenvolvidos seguindo os modelos propostos por Sutulo e Guedes Soares [25] e Fang et al. [26]. Nesses casos, a solução do problema do valor de contorno é atualizada a cada passo de tempo, incorporando inclusive os efeitos da variação do aproamento. Dessa forma, diferentemente do tratamento clássico usado na predição de comportamento no mar, não é adotado um referencial inercial acompanhando o navio na posição média, mas sim um referencial hidrodinâmico não-inercial que incorpora todos os movimentos horizontais. Entretanto, também não são contemplados os principais efeitos de segunda ordem.

Um modelo interessante foi formulado por Subramanian e Beck [27], que desenvolveram a *body-exact strip theory* para simular o comportamento no mar de uma embarcação no domínio do tempo e com as cargas hidrodinâmicas atuando na posição exata do corpo. Essa teoria ainda contempla componentes de segunda ordem, pois resolve a Equação Integral de Euler completa, incluindo termos de velocidade ao quadrado. Por ser resolvida no domínio do tempo, permite estender a aplicação para os objetivos de avaliar a manobrabilidade.

Diferentemente da abordagem unificada, Skejic e Faltinsen [24] elaboraram o método das duas escalas. Esse método distingue os movimentos do navio numa parcela de alta e outra de baixa frequência. As altas são relacionadas aos movimentos provenientes das ondas, já as baixas provém da movimentação da manobra. Assume-se que somente cargas médias de segunda ordem atuam diretamente no modelo de manobra, pois afetam os movimentos de baixa frequência. Este método foi utilizado como base para o desenvolvimento desta dissertação, pois pode ser elaborado de forma mais simples que os demais e engloba os principais efeitos sobre a manobra. Mais detalhes do mesmo serão fornecidos na seção 2.1 do capítulo de Metodologia.

1.3 Objetivo

Visualizando a importância deste assunto no sentido exposto, somado a relevância com que o mesmo tem sido tratado nos últimos anos, optou-se por tratar sobre manobrabilidade em ondas. Desta forma, o objetivo principal foi confeccionar um modelo que possa integrar de forma prática as estimativas de comportamento no mar e manobrabilidade, analisando através dele a importância da influência das ondas sobre a manobra.

Inicialmente, foi implementado numericamente um modelo matemático de manobra em águas calmas, que é utilizado como base para posterior inclusão do efeito das

ondas. Esse modelo permite compreender os conceitos hidrodinâmicos envolvidos na condição sem ondas, formulando as principais hipóteses e equações que descrevem as forças e momentos gerados pelo casco e apêndices durante as manobras.

Em geral, os modelos em águas calmas têm o objetivo de simular manobras como curva de giro, zig-zag e distância de parada, que são critérios de desempenho padronizados e estabelecidos pela IMO [28]. O foco aqui será o cálculo da manobra de curva de giro, que servirá de referência futura para a predição dessa manobra em ondas. Outros testes também foram executados com o intuito de avaliar o modelo de um modo geral.

O segundo passo tem o objetivo de calcular as cargas hidrodinâmicas relativas à incidência das ondas sobre o navio. Dessa forma, utilizando um programa de análise do comportamento no mar, são estimados os movimentos, as forças e os momentos atuantes sobre o casco. Esses fatores foram comparados com experimentos executados por outros autores para avaliar a confiabilidade dos resultados numéricos.

Os modelos de comportamento no mar usuais são restritos a estimar os movimentos em relação a um referencial hidrodinâmico inercial, que se movimenta com velocidade constante, o que não ocorre no caso da manobrabilidade. Todavia, adotando as hipóteses do método das duas escalas, é assumido que as acelerações do referencial hidrodinâmico sejam pequenas durante a manobra, permitindo que o mesmo seja considerado inercial. Assim, os modelos de comportamento no mar e de manobra em águas calmas podem ser conectados a fim de estimar o efeito das ondas na manobrabilidade da embarcação.

As cargas de segunda ordem oriundas do comportamento no mar são transferidas ao modelo de manobra e passam a compor um módulo adicional de forças e momentos nas equações de movimento da manobra. Assim, são estimadas as trajetórias do navio sob a ação de ondas regulares de diferentes comprimentos e amplitudes de onda. Dessa forma, é possível analisar as capacidades do modelo numérico aqui implementado comparando-o com os resultados experimentais de Yasukawa [10].

Capítulo 2

Metodologia

2.1 Método das duas escalas

A ideia desse método consiste na hipótese da diferença das escalas de tempo observadas nos modelos de comportamento no mar e de manobra. Os modelos de comportamento no mar apresentam no geral variações rápidas nos vetores de posição, velocidade e aceleração. Porém, nos casos de manobras em baixas velocidades ($F_n < 0,20$), podemos assumir que os movimentos do navio são lentos, numa escala de períodos mais longos em relação aos de comportamento no mar.

Devido a essa discrepância de escalas, o referencial que acompanha o navio no modelo de comportamento no mar pode ser considerado quase-inercial, pois suas acelerações são pequenas em relação aos movimentos do corpo causados pela ação das ondas. Isto é, num curto intervalo de tempo durante a manobra, o navio é considerado quase-estacionário, permitindo que o modelo de comportamento no mar seja aplicado.

Portanto, a dinâmica do navio em manobra é lenta o suficiente para que se suponha que ela não afeta significativamente os movimentos de primeira ordem na frequência das ondas. Ou seja, os movimentos lineares resultantes da análise de comportamento no mar não interagem com o modelo de manobra, somente ocorre a superposição desses movimentos à trajetória já desenvolvida. Esta abordagem é análoga à superposição linear entre um sinal de alta e baixa frequência, conforme estipulado por Denis e Pierson [29] e também esquematizado em Perez e Fossen [30].

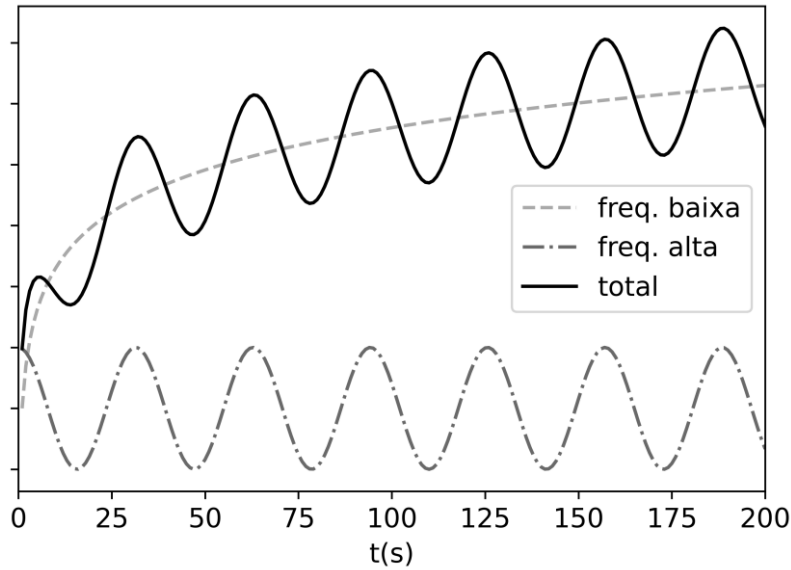


Figura 2.1: Movimento do navio separando as parcelas de alta frequência e baixa frequência.

Entretanto, o modelo de comportamento no mar também pode incorporar termos relacionados à baixa frequência, que são retratadas pelas forças e momentos de segunda ordem. Essas de fato interagem com a manobra e devem compor as equações de movimento da mesma. Dessa forma, a interação entre os modelos somente ocorreria nos termos relacionados à transição lenta, pois é nessa escala de tempo em que há um impacto mais relevante na alteração da trajetória.

Portanto, durante as pequenas mudanças de aproamento ($\Delta\psi$), o modelo de comportamento no mar deve ser acionado, a fim de receber as informações de aproamento e módulo da velocidade oriundas do modelo de manobra. Baseado nessas informações, são calculadas as cargas médias de segunda ordem, com finalidade de atualizá-las e transmiti-las novamente ao modelo de manobra. Na figura 2.2 está esquematizado esse fluxo de informações, sendo as cargas de segunda ordem representadas por (X_w, Y_w, N_w) , o aproamento por ψ e a velocidade por U .

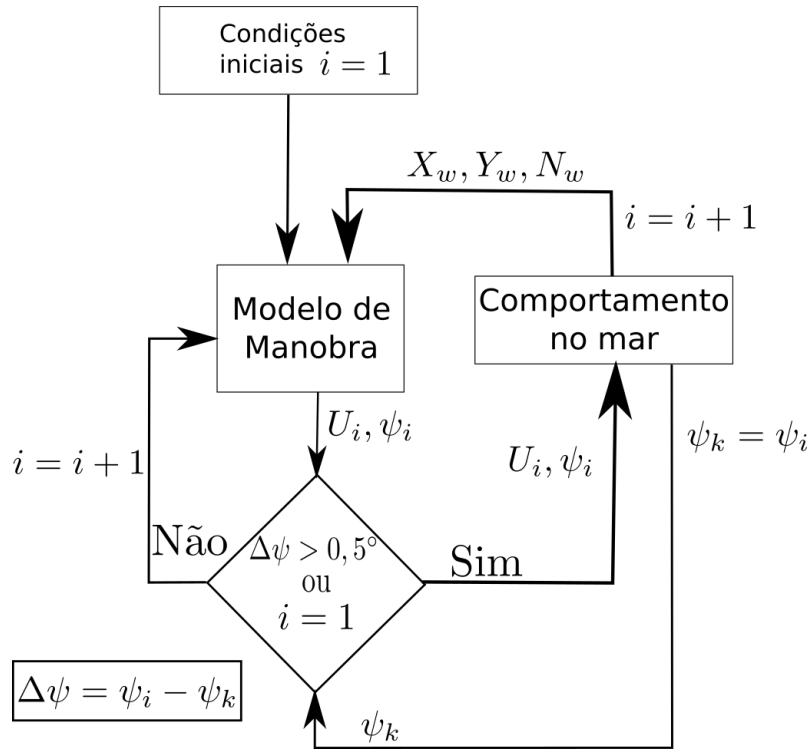


Figura 2.2: Fluxo de informações entre os modelos.

Na condição inicial $i = 1$, os resultados de comportamento no mar são acionados automaticamente, a fim de compor as cargas do modelo de manobra. Conforme o aproamento (ψ) é alterado, o valor atualizado ψ_i é comparado ao último aproamento em que os resultados de comportamento no mar foram acionados (ψ_k). Se a diferença for maior que $\delta\psi$, o vetor de cargas de segunda ordem (X_w, Y_w, N_w) é atualizado no modelo de manobra.

2.2 Método padrão MMG

Nesta dissertação, é fundamental utilizar um modelo matemático de manobra adaptado ao conceito de duas escalas, ou seja, que esteja apto a receber informações advindas das análises de comportamento no mar. Assim, o modelo ideal necessita de uma estrutura modular, na qual, um módulo com as contribuições de forças e momentos relativas ao comportamento do navio no mar possa ser atribuído adicionalmente às equações de movimento em águas calmas.

Dessa forma, foi utilizado o método padrão MMG como base para os cálculos de manobrabilidade em águas calmas, pois ele possui a vantagem de ter uma organização baseada em módulos. Inicialmente, ele é composto pelos módulos do propulsor, leme e casco, adicionando posteriormente as cargas hidrodinâmicas provenientes da incidência das ondas.

O módulo do casco é composto pelas forças e momentos produzidos pelo casco durante o movimento, tomando como base as derivadas hidrodinâmicas e o coeficiente de resistência ao avanço em águas calmas. O módulo do propulsor calcula a força propulsora através dos coeficientes tradicionais da integração casco-hélice-motor, com ajustes relativos ao movimento da manobra. O módulo do leme obtém a influência das cargas geradas pelo leme no movimento do navio, contabilizando os efeitos de integração casco-hélice-leme. Através dos dados de ensaios com modelo em escala disponíveis nos artigos do método MMG, os coeficientes para calcular os módulos correspondentes ao modelo de águas calmas foram selecionados.

2.3 Modelo de comportamento no mar

No que diz respeito à análise do efeito das ondas, o comportamento do navio no mar é tratado ou utilizando a Teoria das Faixas, que adota uma abordagem bidimensional, ou o Método dos Painéis, com uma abordagem tridimensional. Nesta dissertação, o método para a solução do problema foi com base na Teoria das Faixas, pois ela permite contemplar diretamente a condição do navio com velocidade de avanço. Apesar do método dos painéis poder ser calculado na frequência de encontro, a solução do problema do valor de contorno não admite os termos associados à velocidade de avanço. Além disso, o navio analisado pode ser considerado esbelto, pois possui razão comprimento-boca $\frac{L}{B} = 6,9$, que é coerente com a seleção da Teoria das Faixas.

A Teoria das Faixas clássica é essencialmente linear, ou seja, as cargas hidrodinâmicas e os movimentos são linearmente proporcionais à altura de onda. Por isso, os resultados principais são considerados de primeira ordem, sendo oscilantes na frequência de encontro da onda com o navio. Se estamos focados no problema de analisar a operacionalidade geral do navio navegando em linha reta e com velocidade constante, restringir o escopo aos movimentos de primeira ordem seria uma medida adequada.

Estes efeitos lineares se comportam como uma perturbação em relação a um referencial inercial que acompanha o navio. Assim, as forças oscilatórias possuem média nula e, dessa forma, não geram forças de deriva. Entretanto, se modificarmos o enfoque da análise para problemas em que o interesse sobre movimentos lentos se sobressai, os efeitos de segunda ordem se tornam fundamentais. A manutenção da posição de uma embarcação fundeada ou sob posicionamento dinâmico, advém da contraposição aos movimentos de segunda ordem. O mesmo conceito aplica-se à manobrabilidade, na qual os movimentos de primeira ordem não alterariam o curso da embarcação, sendo por isso imprescindível a análise de segunda ordem.

Portanto, a análise foi estendida com o intuito de obter essas forças e, assim,

permitir que analisemos o efeito real do mar sobre a trajetória da manobra. Esses efeitos geram resistência adicional, forças transversais e momentos com componentes que influenciam os movimentos de *surge*, *sway* e *yaw* do navio. Ou seja, afetam diretamente na trajetória, pois podem alterar o curso, retardá-lo, acelerá-lo ou até mesmo impedir a execução da manobra de interesse.

Os cálculos de comportamento no mar utilizando a Teoria das Faixas clássica podem *a priori* contrariar o objetivo de obter as forças de segunda ordem, visto que é uma teoria linear. Entretanto, uma parcela relevante dos termos de forças de segunda ordem podem ser calculados a partir da multiplicação de termos de primeira ordem, como podemos verificar na equação 2.1, oriunda de Pinkster [58].

$$F^{(2)} = - \iint_{S_0} p^{(1)} \cdot \vec{N}^{(1)} \cdot dS - \iint_{S_0} p^{(2)} \cdot \vec{N}^{(0)} \cdot dS - \iint_s p^{(1)} \cdot \vec{N}^{(0)} \cdot dS \quad (2.1)$$

Os números entre parênteses representam a ordem dos termos. Assim, a força $F^{(2)}$ representa as forças de segunda ordem, que é composta pela integral da pressão p sobre a superfície média S , ou a oscilante s , com direção normal N . Mais detalhes sobre o desenvolvimento dessa importante equação podem ser verificados na seção 3.6.3.

Portanto, a linha de raciocínio conduzida partirá do cálculo e validação dos termos lineares para, em seguida, obter as forças de segunda ordem. A Teoria das Faixas adotada na dissertação utiliza o *Patch Method* para solução do potencial de perturbação ϕ , sendo implementada por Soding e Bertram [31] no programa *PDStrip* e explicada com mais detalhes na seção 3.7.

2.4 Estrutura geral do desenvolvimento

O arranjo esquemático desenvolvido para compor as equações de movimento deverá conter a conceituação explicitada anteriormente, se organizando sob uma estrutura de módulos. Além dos módulos tradicionalmente contemplados pelo método padrão MMG, será inserido o módulo de ondas, através da geração de um banco de dados de cargas hidrodinâmicas.

Dessa forma, foi organizado na figura 2.3 os principais dados que compõem o desenvolvimento do trabalho, assim como o fluxo de informações necessários para compor as equações de movimento de manobra em ondas, que é o principal objetivo.

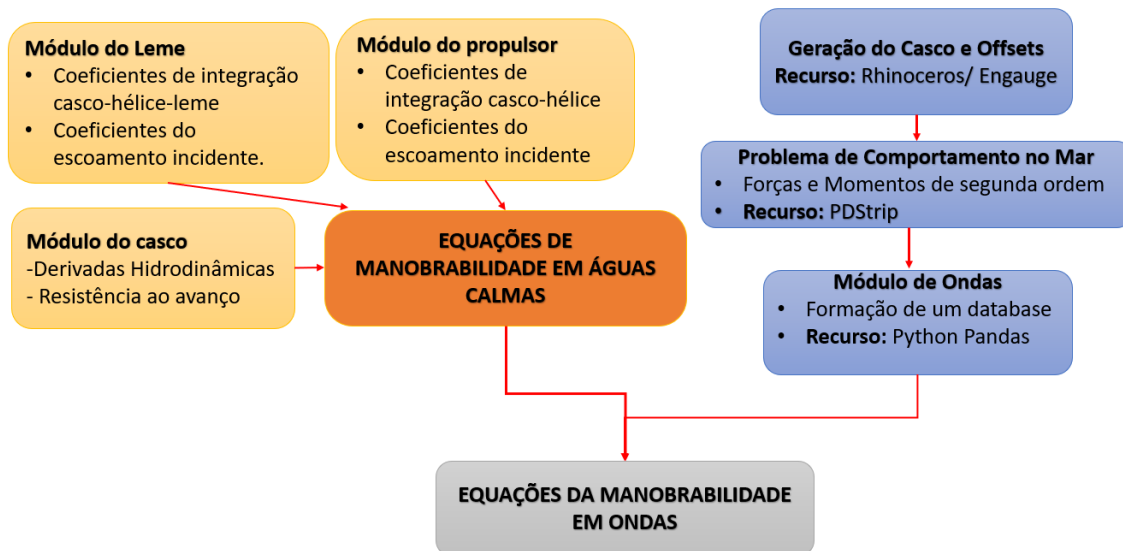


Figura 2.3: Estrutura geral das equações de movimento

2.5 Planejamento de trabalho e recursos utilizados

Um planejamento adequado para esse tipo de modelagem é fundamental pela grande variedade de dados das diferentes teorias que envolvem o problema. Dessa forma, o processo foi executado em três grupos de atividades. Cada grupo é finalizado com a comparação dos resultados obtidos com os experimentais disponíveis na literatura.

Primeiro, foi programado o modelo matemático de manobra utilizando a linguagem de programação *Python*, sendo feita a sua validação com os experimentos de manobra em águas calmas. Em seguida, a geometria do casco foi modelada pelo *Rhinoceros*, a fim de preparar a simulação de comportamento no mar. Na sequência, foi simulado o modelo de comportamento no mar utilizando o programa de código aberto *PDStrip*, que fornece uma estimativa dos RAOs e das cargas de deriva média. Foram comparados os resultados de RAO e de forças de segunda ordem com os experimentais. Depois, foi elaborado um banco de dados de cargas de segunda ordem e o código numérico do modelo de manobra foi atualizado inserindo o efeito das ondas com os dados desse banco de dados. Por fim, o processo é finalizado com a comparação das trajetórias de curva de giro com os resultados experimentais de testes em ondas com modelos em escala reduzida.

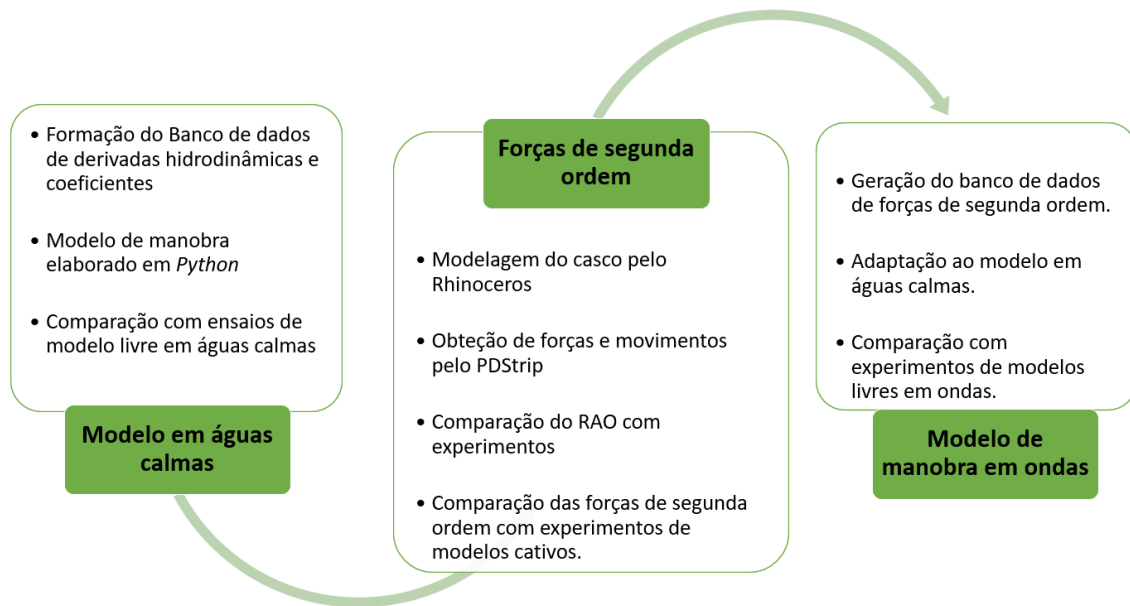


Figura 2.4: Sequência de atividades elaboradas nesta dissertação.

Programa *Rhinoceros*

A construção da geometria do casco foi realizada pelo programa especializado em geração de superfícies *Rhinoceros*. Utilizando o digitalizador de figuras *engage*, o plano de linhas foi modelado/calibrado de acordo com as dimensões do casco, permitindo gerar os pontos das contas para exportação ao *Rhinoceros*. Em seguida, foram construídas as curvas do plano de linhas do casco analisado, empregando funções NURBS para interpolação das cotas. Este processo foi executado devido à importância da discretização do casco, pois seguindo somente o plano de linhas não conseguiríamos realizar o detalhamento adequado da proa e da popa. Além disso, na necessidade de mais pontos para discretização, o *Rhinoceros* pode rapidamente aumentar a quantidade de pontos por baliza ou até mesmo adicionar mais balizas.

Programa *PDStrip*

Foi utilizado nesta análise de comportamento no mar o programa *PDStrip* [31], que se baseia na Teoria das Faixas pelo *Patch Method*. Através dele são calculados os movimentos do navio, as componentes de primeira ordem e as forças e momentos médios de segunda ordem. Ele foi selecionado pelo fato de ser uma ferramenta de código aberto, o que facilita a compreensão da teoria e da metodologia numérica utilizada. Apesar disso, o programa é totalmente estruturado na manipulação de arquivos de texto, o que pode dificultar o processo de execução, devido ao elevado tempo de preparação dos arquivos de cada análise. Entretanto, utilizando-o combinado com um algoritmo para pré-processar e pós-processar os arquivos, todo esse

processo pode ser otimizado. Além disso, por ser um código aberto, a familiarização dessa ferramenta possibilita futuras alterações no modelo com mais facilidade, como a incorporação de novos métodos de cálculo de cargas de segunda ordem.

Programas elaborados

Foi utilizada a linguagem *Python* por ser uma linguagem aberta e possuir uma extensa e crescente comunidade para troca de informações. Como é uma linguagem orientada por objetos, podem ser importados inúmeros pacotes que facilitam a programação dependendo do objetivo a ser atingido. Um dos pacotes utilizados foi o *Numpy*, que é focado em operações de álgebra linear e, por isso, foi fundamental para implementação das equações e ferramentas numéricas para a construção do modelo de manobra.

Outro pacote utilizado foi o *Pandas*, que é voltado para análise e organização de banco de dados. Esse pacote fornece as ferramentas necessárias para manipulação de uma grande quantidade de dados, dessa forma, foi fundamental para a formação de um banco de dados de forças e momentos de segunda ordem. A fim de atualizar as cargas hidrodinâmicas provenientes da incidência das ondas, essa estrutura combinada com os recursos do *Numpy* permitiram que o modelo acessasse o banco e interpolasse os valores adequadamente dentro da quantidade de dados disponíveis.

Além disso, outro ponto importante foi a elaboração de códigos de pré e pós-processamento de dados do *PDStrip*. Como esse programa gera uma grande quantidade de arquivos de texto, a inserção, a leitura e o manuseio das informações tornam-se muito custosos. Devido a isso, a construção dessas ferramentas permitiu cumprir tarefas repetitivas com mais fluidez, pois, além de favorecer a geração de mais resultados, reduz a quantidade de erros nessas atividades. Além disso, o referido *PDStrip* não possui uma ferramenta gráfica para visualização de dados, por isso, o pacote *matplotlib* do *Python* foi utilizado para suprir esta necessidade.

O programa principal é nomeado *S175-MMG-seakeeping.py*, que corresponde ao modelo de manobra. Nesse código estão dispostas as derivadas hidrodinâmicas, os coeficientes do leme e propulsor, as características do navio, as condições iniciais, as equações de cada um dos módulos de força e momento, a estrutura de evolução do passo de tempo e as instruções para plotagem e armazenamento dos dados de saída. Como entrada, o programa requer que o operador insira o ângulo máximo de leme adotado, o ângulo de incidência no instante inicial, a altura e o comprimento da onda. O próprio código também importa os dados provenientes de experimentos, a fim de que sejam utilizados na plotagem de comparação dos resultados.

No que diz respeito ao processamento de dados do *PDStrip*, foram criados quatro programas, sendo que o primeiro deles corresponde a transposição das cotas que discretizam o casco do navio no formato do *PDStrip*. Conforme comentado, a entrada

de dados do *PDStrip* é executada por arquivos de texto, por isso, todas as posições de cotas devem ser digitadas manualmente para preparar o arquivo. Através desse código, podemos exportar os pontos pelo programa de modelagem geométrica *Rhinoceros* e organizá-los na estrutura utilizada como dado de entrada no *PDStrip*. Assim, pode-se economizar tempo de preparação, facilitando as modificações no casco para melhorar a discretização do modelo, ou até mesmo para avaliar o efeito da variação das curvas do plano de linhas. Esse programa é nomeado *Cotas-viaNumpy.py* e está disponível no Apêndice E.4.

Na sequência da construção do casco e entrada de dados, inicia-se a fase de pós-processamento, na qual é exigida a organização de uma grande quantidade de dados. Começando pelas análises dos movimentos de primeira ordem, foi criado um código para extrair os resultados de movimentos do arquivo de saída *responsefunctions.out* e, em seguida, plotá-los na forma de RAO para comparação com os ensaios experimentais.

Em seguida, foi criado um programa nomeado *F2ordem-database.py* para uma estruturação mais ágil do banco de dados das cargas de segunda ordem. A partir do arquivo *pdstrip.out*, o programa organiza numa tabela todas as forças e momentos de segunda ordem calculados em função dos seus respectivos ângulos de incidência e velocidades absolutas, efetuando também a plotagem da correlação entre estes dados. Dentro do programa principal *S175-MMG-seakeeping.py*, o código é adaptado sob a forma de uma função, a fim de que sejam aplicadas as funções interpoladoras para acessar os dados das tabelas criadas. Com uma forma similar, foi elaborado o programa *Forcas-2ordem* com o objetivo de plotar a comparação dos resultados com os experimentais, resumindo as plotagens aos casos ensaiados.

Após os cálculos das manobra de curva de giro nos diferentes casos estabelecidos, foi utilizado o programa *Comparativo-AlturaOnda.py* para plotar a comparação dos resultados numéricos de saída do programa principal *S175-MMG-seakeeping.py* nas diferentes alturas.

Os programas desenvolvidos podem ser verificados no Apêndice E, seguindo o fluxo de informações organizado na figura 2.5.

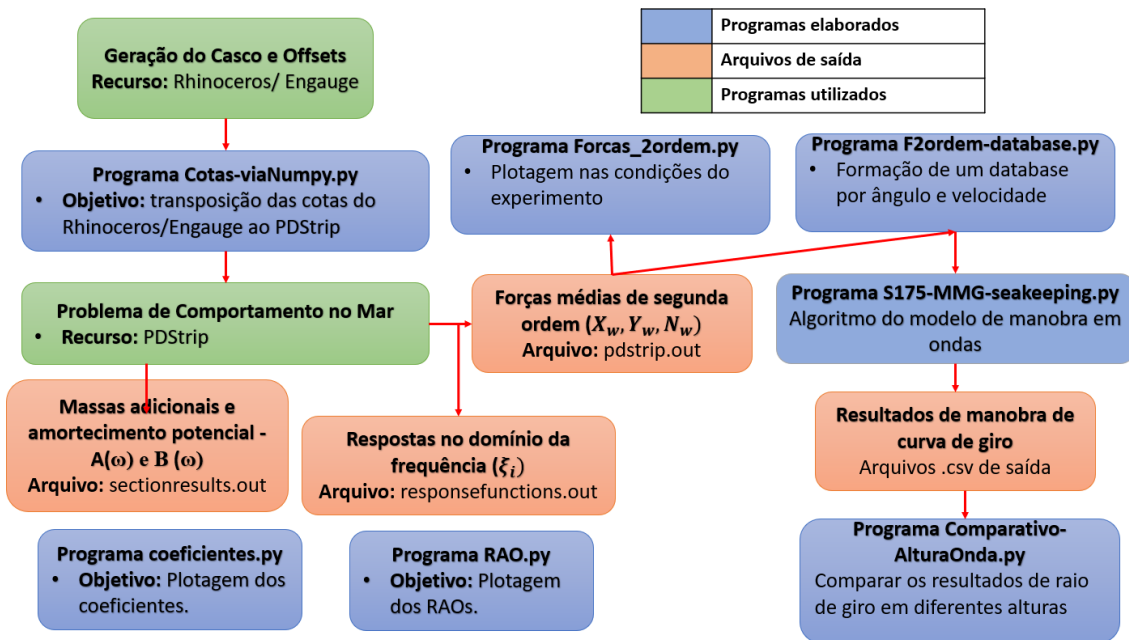


Figura 2.5: Programas elaborados e organizados pelo fluxo de informações

Capítulo 3

Modelo de Manobrabilidade em Ondas

3.1 Sistemas de Referência

Os referenciais utilizados para a solução do problema são divididos em dois grupos, sendo um relativo ao modelo de manobra em águas calmas e outro ao de comportamento no mar. Em seguida, foi analisada a relação entre eles a fim de expressar as cargas hidrodinâmicas de onda no modelo de manobra.

3.1.1 Sistemas de Referência de Manobra em Águas Calmas

Foi adotado um modelo com 3 graus de liberdade, contemplando os movimentos de *surge*, *sway* e *yaw*. Para abarcar esses movimentos, o modelo contém um referencial inercial fixo no espaço $EX_eY_eZ_e$ e um referencial solidário ao corpo $Oxyz$. O fixo no espaço servirá de referência para calcularmos a trajetória do navio durante sua manobra. O referencial solidário acompanha o navio nos movimentos planares de *surge*, *sway* e *yaw*, que são os movimentos mais relevantes na trajetória do navio.

Os sentidos do referencial solidário seguem as abordagens clássicas para resolução de problemas de manobra, com a direção do eixo z voltada para o fundo, x para vante e y para boreste. No que diz respeito ao posicionamento da origem, Yasukawa [10] se baseia nos sistemas de referência desenvolvidos por Hamamoto e Kim [32], alocando-a na posição do centro de gravidade, sendo adotada a mesma referência neste estudo, a fim de ser compatível com as derivadas hidrodinâmicas obtidas por Yasukawa.

Os eixos do referencial inercial fixo no espaço $EX_eY_eZ_e$ seguem as mesmas direções de $Oxyz$ na condição de equilíbrio inicial.

No que diz respeito aos ângulos, para que entendamos as referências corretas durante a guinada da embarcação, deve-se esclarecer a sua relação com os sentidos dos movimentos. Um ângulo de leme (δ) positivo gera um ângulo β positivo (+),

que corresponde a uma velocidade de *sway* (v) negativa e uma velocidade *yaw* (r) positiva. Na figura 3.1, podemos observar as setas indicando o sentido positivo dos ângulos de interesse, assim como as direções dos vetores, exceto no caso da velocidade de *sway* que corresponde ao sentido negativo. A referência inicial do ângulo β é o vetor de velocidade absoluta (\vec{U}), e do ângulo do leme (δ) é a própria posição do leme, sendo que ambos são medidos em relação ao eixo longitudinal (x) do referencial solidário $Oxyz$.

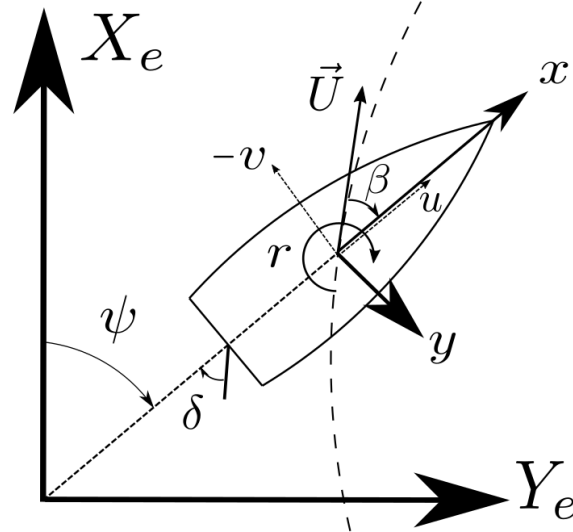


Figura 3.1: Referencial inercial fixo no espaço e solidário ao corpo.

Nas equações de movimento, as forças e momentos serão expressas em relação ao referencial solidário ao corpo. Dessa forma, para a plotagem da trajetória do navio, devemos transportar os resultados das equações no referencial solidário para o referencial inercial fixo no espaço.

Em Bishop [33], podemos observar a dedução clássica das matrizes de transformação entre esses referenciais, tanto no que diz respeito a posição, quanto ao azimute. Essas matrizes variam de acordo com a sequência de transformação de cada eixo coordenado. Para transformar de posição, foi adotada a convenção zyx, que corresponde a primeira rotação em z com um ângulo ψ , a segunda em y com um ângulo de θ , e a terceira em x com um ângulo de ϕ .

A equação 3.1 representa a relação entre componentes da velocidade absoluta (\vec{U}) decompostas no referencial solidário (u, v, w) e as decompostas no inercial ($\dot{X}_e, \dot{Y}_e, \dot{Z}_e$), processo fundamental para obtermos a trajetória do navio.

$$\begin{cases} \dot{X}_e \\ \dot{Y}_e \\ \dot{Z}_e \end{cases} = \begin{bmatrix} \cos \psi \cos \theta & \cos \psi \sin \theta \sin \phi - \sin \psi \cos \phi & \cos \psi \sin \theta \cos \phi + \sin \psi \sin \phi \\ \sin \psi \cos \theta & \sin \psi \sin \theta \sin \phi + \cos \psi \cos \phi & \sin \psi \sin \theta \cos \phi - \cos \psi \sin \phi \\ -\sin \theta & \cos \theta \sin \psi & \cos \theta \cos \phi \end{bmatrix} \begin{cases} u \\ v \\ w \end{cases} \quad (3.1)$$

Conforme explicitado anteriormente, os movimentos são restritos em 3 graus de liberdade, não sendo considerados os movimentos de *heave*, *pitch* e *roll*. Assim, podemos representar as velocidades planares em relação ao sistema de coordenadas inercial:

$$\begin{aligned} \dot{X}_e &= u \cos \psi - v \operatorname{sen} \psi \\ \dot{Y}_e &= u \operatorname{sen} \psi + v \cos \psi \end{aligned} \quad (3.2)$$

Sendo o módulo da velocidade representado da seguinte forma:

$$|\vec{U}| = U = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (3.3)$$

Considerando as transformações de azimuth, deve-se expressar as velocidades angulares em relação a variação de atitude (ângulos de Euler). Como podemos observar em Fossen [34] e em Bishop [33], essa transformação é sequencial, sendo adotada a sequência de *roll* (ϕ), *pitch* (θ) e *yaw* (ψ) na equação 3.4.

$$\begin{cases} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{cases} = \begin{bmatrix} 1 & \sin \phi \tan \theta & \cos \psi \tan \theta \\ 0 & \cos \psi & -\sin \psi \\ 0 & \sin \psi \sec \theta & \sec \theta \cos \phi \end{bmatrix} \begin{cases} p \\ q \\ r \end{cases} \quad (3.4)$$

Com as simplificações relativas ao fato de ter somente 3 graus de liberdade, não consideramos o movimento de *pitch* e *roll*. Assim, a velocidade de *yaw*(r) corresponde a variação de aproamento.

$$\dot{\psi} = r \quad (3.5)$$

3.1.2 Sistemas de Referência de comportamento no mar

O problema de *seakeeping* é resolvido utilizando três referenciais. Um deles é o inercial, fixo no espaço ($EX_eY_eZ_e$), nomeado como referencial (e), sendo usado como sistema de referência global. O outro é solidário ao corpo, não-inercial, só que neste caso acompanha todos os movimentos do navio nos 6 graus de liberdade, sendo nomeado referencial (c). Por último, é adicionado mais um referencial inercial, mas neste caso trata-se de um referencial móvel, que translada com velocidade constante \bar{U} . A velocidade adotada é normalmente a de avanço, em torno da qual o

navio oscila de acordo com as excitações provenientes das ondas do mar. Esse sistema de coordenadas foi nomeado como referencial hidrodinâmico (h). O problema hidrodinâmico é resolvido neste referencial, como diz o próprio nome.

A origem do referencial (c) foi posicionada na quilha e a meio-navio, pois é o recomendado pelo *PDStrip* [31]. A orientação é a mesma do modelo de manobra em águas calmas ($Oxyz$), ou seja, com o eixo z_c apontado para baixo, o y_c para boreste e o eixo x_c para vante, mas com o posicionamento da origem distinto. No caso do referencial h , a origem fica localizada na posição média de c .

Como todos os movimentos são relacionados ao referencial hidrodinâmico, o navio utiliza o sistema solidário ao corpo (c) no intuito de representar as flutuações ($\vec{\xi}$) em relação ao hidrodinâmico (h), sendo este interpretado como um referencial de equilíbrio. A variação da posição da origem representa os movimentos de translação, enquanto a variação da direção dos eixos representa o movimento de rotação. A translação é considerada positiva pelo movimento no sentido dos eixos, e a rotação é positiva pela regra da mão direita apontando para o mesmo sentido.

O vetor posição de um ponto P , qualquer, no casco em relação ao referencial hidrodinâmico é representado por:

$$\vec{r}_{P/h}^h = \vec{r}_{c/h}^h + \vec{r}_{P/c}^c \quad (3.6)$$

A nomenclatura utilizada para representar os vetores posição seguem o exemplo do termo $\vec{r}_{P/c}^c$, que significa o vetor posição de P em relação ao referencial c , decomposto no referencial h . Assim, o termo sobrescrito representa o referencial no qual o vetor entre os pontos mostrados no termo subscrito está decomposto.

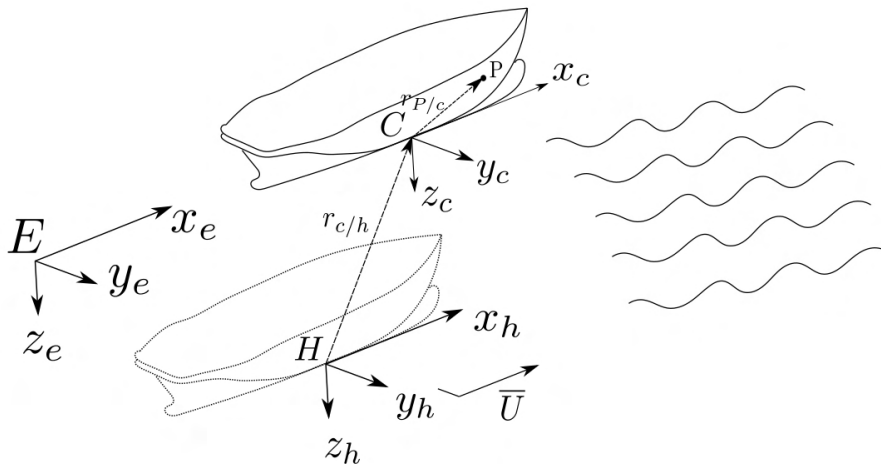


Figura 3.2: Referenciais de comportamento no mar.

Sendo que podemos representar o último termo com componentes decompostas no referencial solidário $\vec{r}_{P/c}^c$, bastando utilizar a matriz de rotação da equação 3.1

que varia com a alteração dos ângulos de Euler. No Apêndice B.1, foram derivadas as equações que representam o movimento do ponto P.

Considerando que o referencial solidário sofre pequenas flutuações em relação ao referencial de equilíbrio (h), essas flutuações são representadas por $\{\xi_1 \ \xi_2 \ \xi_3 \ \xi_4 \ \xi_5 \ \xi_6\}^T$.

Como o programa PDStrip somente contempla os termos de primeira ordem, que se referem a matriz de rotação linearizada, o movimento do ponto P no corpo em relação ao referencial hidrodinâmico (h) é dado por:

$$\begin{Bmatrix} x_{P/h}^h \\ y_{P/h}^h \\ z_{P/h}^h \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 1 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{P/c}^c \\ y_{P/c}^c \\ z_{P/c}^c \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{Bmatrix} \quad (3.7)$$

Esses movimentos somados ao efeito da incidência das ondas geram forças e momentos decompostos no referencial hidrodinâmico, que serão expostas com mais detalhes na seção 3.6. Dessa forma, exige que seja relacionado com os sistemas de coordenadas da manobra, como pode-se verificar na seção 3.1.3

3.1.3 Relação entre os Sistemas de Referência de Manobra e Comportamento no mar

Devido a divergência de escalas de tempo entre os modelos de comportamento no mar e de manobrabilidade, a análise passa por um processo quase-estacionário durante a estimativa das cargas oriundas das ondas. Dessa forma, o referencial hidrodinâmico (h) mesmo durante a manobra é sempre considerado inercial, pois a variação de sua posição é lenta.

Dessa forma, assume-se que o módulo da velocidade absoluta do navio (U) seja equivalente à velocidade do referencial hidrodinâmico (\bar{U}) nos instantes em que o modelo de comportamento no mar é acionado. Portanto, nos cálculos das forças de segunda ordem é assumido que $\beta = 0$, pois o programa *PDStrip* não permite incluir a componente transversal da velocidade (v) na análise.

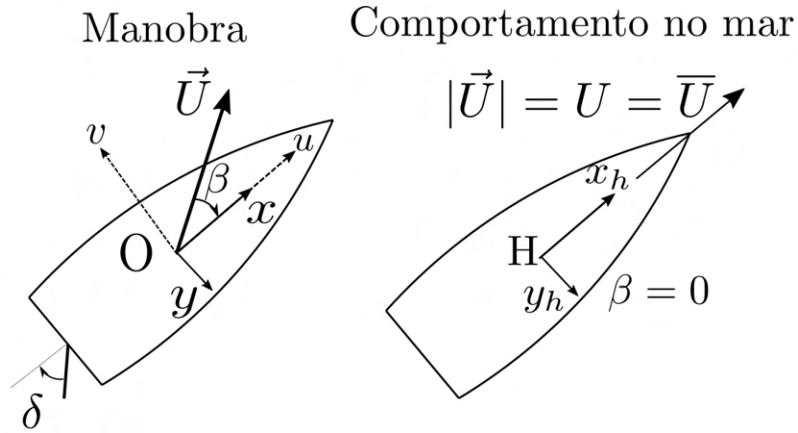


Figura 3.3: Velocidade \bar{U} assumida no referencial (h) em relação ao sistema de referência de manobrabilidade.

Além disso, pode-se analisar na seção sobre os sistemas de referência do modelo de manobrabilidade 3.1.1 que o referencial solidário de manobra $Oxyz$ está posicionado no centro de gravidade, assim, sua origem está localizada numa posição distinta do referencial hidrodinâmico h , posicionada na quilha e a meio-navio.

Portanto, a fim de transportar as forças médias de segunda ordem para o referencial solidário $Oxyz$, deve-se considerar um momento de *yaw* adicional devido ao braço na direção longitudinal.

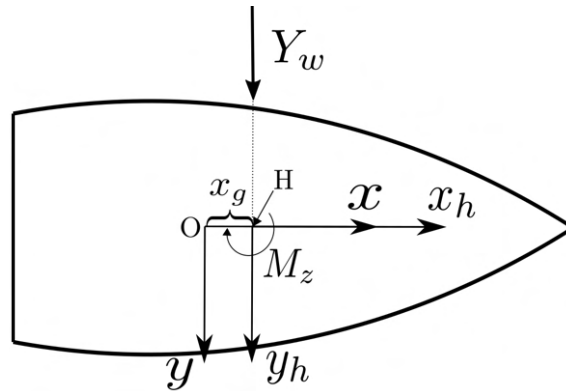


Figura 3.4: Atuação das forças de segunda ordem sobre os referenciais.

Os referenciais do modelo de manobra em ondas são os mesmos utilizados no modelo de águas calmas, mas com adaptações para incorporar o efeito das ondas. Para isso, o referencial adicional $Ix_i y_i z_i$ foi criado, com o eixo Ix_i se referindo ao sentido da propagação da onda.

O ângulo de incidência da onda χ varia conforme a guinada do navio, sendo resultado da diferença entre a direção da onda η e o aproamento ψ . O valor de η e ψ são representados pelos ângulos dos eixos Ix_i e Ox em relação ao eixo EX_e fixo no espaço, sendo o sentido horário positivo.

ψ : Aproxamento.

η : Ângulo de incidência em relação ao referencial inercial fixo no espaço.

χ : Ângulo de incidência em relação ao referencial solidário.

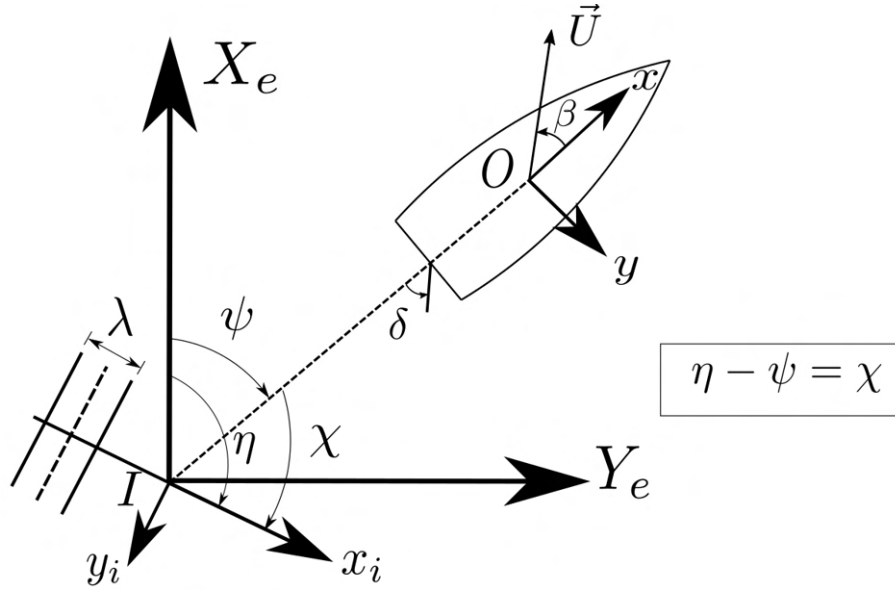


Figura 3.5: Variação da onda incidente de acordo com o aproxamento.

3.2 Equação Geral de Movimento

3.2.1 Dinâmica do Corpo Rígido

As equações da dinâmica do corpo rígido no modelo de manobrabilidade são decompostas no referencial solidário $Oxyz$. A derivação no tempo em relação a um referencial não-inercial modificam as equações gerais dos axiomas de Euler, introduzindo componentes centrípeta e *Coriolis*. As equações gerais com todos esses componentes e nos seis graus de liberdade são deduzidas com maiores detalhes no trabalho de Abkowitz [1]. Porém, a origem do referencial solidário $Oxyz$ encontra-se no centro de gravidade e o modelo somente considera 3 graus de liberdade, resultando na equação 3.8:

$$\begin{aligned} m[\dot{u} - vr] &= X \\ m[\dot{v} + ur] &= Y \\ I_z \dot{r} &= N \end{aligned} \quad (3.8)$$

Essas seriam as equações da dinâmica de corpo rígido, não considerando até o momento o detalhamento das cargas hidrodinâmicas, que serão abordadas a seguir.

3.2.2 Descrição geral dos módulos de forças e momentos em águas calmas

Conforme explicitado anteriormente, as cargas atuantes no modelo serão organizadas por módulos, havendo coeficientes de integração entre os mesmos. Para compor o vetor de forças e momentos, temos que considerar as componentes provenientes da massa adicional (X_A, Y_A, N_A) e as demais geradas pelo casco (X_H, Y_H, N_H) , as do módulo do propulsor (X_P) e as do módulo do leme (X_R, Y_R, N_R) . Assim, as equações de movimento podem ser ampliadas com as componentes citadas, sendo que a obtenção de cada uma dessas cargas será detalhada nas seções 3.3 a 3.6.

$$\begin{aligned} m[\dot{u} - vr] &= X_A + X_H + X_P + X_R \\ m[\dot{v} + ur] &= Y_A + Y_H + Y_R \\ I_z \dot{r} &= N_A + N_H + N_R \end{aligned} \quad (3.9)$$

Massas adicionais no referencial solidário

Nos movimentos horizontais de *surge*, *sway* e *yaw* em águas calmas, devem-se considerar massas adicionais em frequência nula, segundo Fossen [34]. Além disso, a simetria lateral da forma do casco permite desacoplar os movimentos longitudinais dos laterais, pois, se movimentarmos o navio na direção longitudinal, não serão geradas forças laterais.

O padrão SNAME [35], a $(X_{\dot{u}}, Y_{\dot{v}}, N_{\dot{r}})$ corresponde à nomenclatura (m_x, m_y, J_z) no padrão MMG. Além disso, é considerado que o navio esteja navegando em baixas velocidades $F_n < 0,2$, e assume-se que os termos cruzados sejam muito pequenos em relação aos demais. Assim, podemos representar as matrizes de massa adicional da seguinte forma:

$$M_A = \begin{bmatrix} A_{11}(0) & 0 & 0 \\ 0 & A_{22}(0) & A_{26}(0) \\ 0 & A_{62}(0) & A_{66}(0) \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} X_{\dot{u}} & 0 & 0 \\ 0 & Y_{\dot{v}} & Y_{\dot{r}} \\ 0 & N_{\dot{v}} & N_{\dot{r}} \end{bmatrix} \approx - \begin{bmatrix} m_x & 0 & 0 \\ 0 & m_y & 0 \\ 0 & 0 & J_z \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

No MMG, as massas adicionais (m_x, m_y, J_z) são geralmente extraídas das curvas de Motora [36], [37] e [38].

Entretanto, os termos calculados na matriz M_A se referem ao referencial hidrodinâmico. Como as equações da dinâmica do corpo rígido do modelo de manobrabilidade são desenvolvidas no referencial solidário $Oxyz$, devemos considerar adicionalmente os termos de *Coriolis* e centrípeta da massa adicional.

A partir das equações de Kirchhoff, Imlay [39] deriva as cargas hidrodinâmicas relacionadas à massa adicional a partir da energia cinética introduzida no fluido pelo

movimento do navio, o que inclui os termos de *Coriolis*. Essa derivação aplicada ao modelo elaborado pode ser visualizada no Apêndice A.1, resultando nas cargas descritas na equação 3.11.

$$\begin{aligned} X_A &= (-m_x \dot{u} + m_y vr) \\ Y_A &= (-m_y \dot{v} - m_x ur) \\ N_A &= -J_z \dot{r} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Equação de movimento em águas calmas

Determinadas as componentes do módulo de massa adicional, pode-se substituir nas equações de gerais de movimento 3.9:

$$\begin{aligned} (m + m_x) \dot{u} - (m + m_y) vr &= X_H + X_P + X_R \\ (m + m_y) \dot{v} + (m + m_x) ur &= Y_H + Y_R \\ (I_z + J_z) \dot{r} &= N_H + N_R \end{aligned} \quad (3.12)$$

3.2.3 Equações de movimento em ondas

As equações de movimento de manobra em águas calmas 3.12 devem incorporar adicionalmente um módulo de forças e momentos para computar a influência das ondas. Conforme explicado na seção 2.1, somente as cargas de deriva média são transferidas da análise de comportamento no mar para o modelo de manobra, assim, as forças longitudinais (X_w), transversais (Y_w) e os momentos (N_w) de segunda ordem devem ser adicionadas.

Como o problema se restringe a ondas regulares, em cada caso incide uma onda de elevação ζ e comprimento λ , gerando forças e momentos que variam ao longo da trajetória com a mudança de aproamento ψ e módulo da velocidade U . A variação de aproamento altera o ângulo de incidência da onda, que, juntamente com a variação do módulo da velocidade, altera a frequência de encontro do navio, modificando as cargas de segunda ordem.

Portanto, as equações de movimento do modelo de manobra em ondas seriam as seguintes.

$$\begin{aligned} (m + m_x) \dot{u} - (m + m_y) vr &= X_H + X_P + X_R + X_w(\zeta, \lambda, \chi, U) \\ (m + m_y) \dot{v} + (m + m_x) ur &= Y_H + Y_R + Y_w(\zeta, \lambda, \chi, U) \\ (I_z + J_z) \dot{r} &= N_H + N_R + N_w(\zeta, \lambda, \chi, U) + x_g Y_w(\zeta, \lambda, \chi, U) \end{aligned} \quad (3.13)$$

3.3 Módulo do casco

São detalhadas a seguir as forças e momentos hidrodinâmicos gerados pelo escoamento ao redor do casco, correspondendo às componentes X_H , Y_H e N_H . Dessa forma, são contempladas as componentes lineares e não-lineares das derivadas hidrodinâmicas. Esses termos são referentes somente à manobra em águas calmas.

3.3.1 Derivadas hidrodinâmicas adimensionalizadas

As derivadas hidrodinâmicas do casco S175 obtidas e utilizadas nessa dissertação provém do ensaio com modelos cativos de N. Matsumoto e K. Suemitsu [40], que adotam os testes CMT (*Circular Motion Test*) e OTT (*Oblique Towing Test*). O ensaio CMT adota somente o grau de liberdade de *yaw*, executando movimentos circulares e medindo as forças e momentos atuantes no modelo ao variar a intensidade da velocidade de *yaw*. O ensaio OTT executa o reboque variando o ângulo do escoamento incidente β e medindo as forças e momentos atuantes em cada situação. Mais detalhes de como funciona o procedimento de obtenção das derivadas hidrodinâmicas experimentalmente podem ser observados no Apêndice C.1.

Uma peculiaridade é que essas derivadas estão organizadas em função do ângulo de deriva (β) e da velocidade de *yaw* (r). No Apêndice A.2, é demonstrada a analogia entre Y'_v e Y'_β , assim como a relação entre os sistemas de adimensionalização de Nomoto [41] e Yasukawa [10] para o mesmo navio mas condições de carregamento distintas.

O tipo de adimensionalização utilizado corresponde ao Prime system II, verificado em SNAME [35]. Ele utiliza o comprimento (L), o calado (d) e a atualização do módulo da velocidade (U) em cada passo de tempo. Uma lista com os tipos e modos de adimensionalização pode ser encontrada em Fossen [34], sendo exemplificado a seguir para o caso das forças e momentos.

$$Y'_\beta = \frac{Y_\beta}{\frac{1}{2}\rho L d U^2} \quad N'_\beta = \frac{N_\beta}{\frac{1}{2}\rho L^2 d U^2} \quad (3.14)$$

Portanto, a partir desses adimensionais, seguem as componentes de forças e momentos adimensionalizados, utilizando os adimensionais da velocidade de *yaw* (r') e ângulo de deriva (β) atualizados a cada passo de tempo.

$$\beta = \arctan\left(\frac{-v}{u}\right) \quad r' = \frac{rL}{U} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned}
X'_H(\beta, r') &= X'_{\beta\beta}\beta^2 + X'_{\beta r}\beta r' + X'_{rr}r^2 \\
Y'_H(\beta, r') &= Y'_{\beta}\beta + Y'_r r' + Y'_{\beta\beta\beta}\beta^3 r' + Y'_{\beta\beta r}\beta^2 r' + Y'_{\beta rr}\beta r'^2 + Y'_{rrr}r'^3 \\
N'_H(\beta, r') &= N'_{\beta}\beta + N'_r r' + N'_{\beta\beta\beta}\beta^3 r' + N'_{\beta\beta r}\beta^2 r' + N'_{\beta rr}\beta r'^2 + N'_{rrr}r'^3
\end{aligned} \tag{3.16}$$

A resistência ao avanço é representada por um coeficiente de arrasto X_{uu} que é proporcional ao quadrado da velocidade absoluta decomposta na direção longitudinal, o que destoa do Prime II.

$$R_u = \frac{1}{2}\rho L d u^2 X'_{uu} \tag{3.17}$$

Assim, os termos dimensionalizados são

$$\begin{aligned}
X_H &= \frac{1}{2}\rho L d U^2 X'_H(\beta, r) - R_u \\
Y_H &= \frac{1}{2}\rho L d U^2 Y'_H(\beta, r) \\
N_H &= \frac{1}{2}\rho L^2 d U^2 N'_H(\beta, r)
\end{aligned} \tag{3.18}$$

3.4 Módulo do Propulsor

Segundo Faltinsen [42], a resistência do casco é afetada pela atuação do propulsor, sendo representado pelo fator de dedução da força propulsora (t_p). No método MMG, o fator t_p contempla a relação entre o empuxo gerado (T) e a componente do módulo do propulsor X_p .

$$X_P = (1 - t_p)T \tag{3.19}$$

O termo T é calculado a partir do coeficiente de empuxo K_T , a rotação do propulsor (n_p) e o seu diâmetro (D_p).

$$T = \rho n_p^2 D_p^4 K_T \tag{3.20}$$

Segundo Oosterveld and van Oossanen [43], K_T é representado por um polinômio advindo do ensaio de águas abertas. Utilizando o teorema de Pi (*Buckingham Pi-Theorem*), verificado em White [44] e desenvolvido no Apêndice A.3, podemos constatar que o coeficiente K_T é dependente do coeficiente de avanço (J). O ensaio do propulsor do S-175 resultou no polinômio descrito por Yasukawa [10]:

$$K_T(J) = J_0 + J_1 J + J_2 J^2 \tag{3.21}$$

O coeficiente de avanço J corresponde a relação entre com a rotação do propulsor

(n_p), o seu diâmetro (D_p) e a velocidade de avanço $(1 - w_{p0})U$. Sendo w_{p0} o fator de esteira longitudinal, que pode ser visto com mais detalhes em Carlton [45] e Harvald [46].

$$J = \frac{(1 - w_{p0})U}{n_p D_p} \quad (3.22)$$

Entretanto, o fator de esteira w_{p0} se refere à trajetória em linha reta, durante o movimento circular ou oblíquo a esteira é modificada. Kijima et al.[47] produziu ensaios experimentais que estimulou o desenvolvimento de formulações empíricas para estimar esse efeito.

Analisando o modelo de corpo rígido disposto no Apêndice A.4, podemos obter o ângulo geométrico do escoamento incidente no propulsor, resultando em (β_p). Sendo x_p a distância até o propulsor.

$$\beta_p = \beta - r'x'_p \quad (3.23)$$

A relação de dependência do ângulo geométrico incidente β_p e do fator de esteira longitudinal w_{p0} com fator de esteira oblíquo w_p , é relatada por Yasukawa [10]. Essa relação entre a hidrodinâmica e o movimento do corpo rígido é ajustada pela forma exponencial, conforme na equação 3.24, utilizando o coeficiente experimental C_1 .

$$w_p = w_{p0} \exp(C_1 \beta_p^2) \quad (3.24)$$

O procedimento dos ensaios do método MMG para estimar C_1 pode ser verificado no Apêndice C.2.

3.5 Módulo do Leme

Este módulo contém as equações de cargas geradas pelo leme a partir do escoamento incidente no mesmo. É importante considerar que os efeitos de integração de casco-leme-propulsor também estão incluídos nessas cargas.

3.5.1 Escoamento incidente no leme

O escoamento incidente no leme considera o movimento do corpo rígido, a presença do casco, a atuação do propulsor e a própria atuação do leme. A descrição mais detalhada dos experimentos envolvendo as velocidades incidentes no leme podem ser verificadas no Apêndice C.3.

Velocidade longitudinal incidente

Para estimar as velocidades axiais incidentes no leme, é adotado como base o Princípio do Disco Atuador, exposto com mais detalhes em Carlton [45]. Como o disco atuador se refere ao propulsor, deve ser feita uma correção relacionada à aceleração do fluido até a posição do leme, que é representada pelo fator de correção k de Gutsche [48]. Porém, uma parcela do escoamento incidente no leme não é influenciada pelo propulsor, somente sendo considerado o efeito de esteira do casco, representado pelo fator w_R . A relação entre o fator w_R e fator do propulsor w_p é representada pelo coeficiente $\epsilon = (1 - w_R)/(1 - w_p)$.

Observando as referências do modelo MMG, como em Kose [7], Nomoto [41], Yasukawa [8], nota-se que é utilizado o termo $\kappa = \frac{k}{\epsilon}$ na equação da velocidade incidente longitudinal. Os valores de κ e ϵ são obtidos experimentalmente conforme a descrição no Apêndice C.3.

A equação 3.25 representa a velocidade longitudinal incidente, sendo que o desenvolvimento matemático a partir da Equação de Conservação de Massa e da Quantidade de Movimento pode ser visto com mais detalhes no Apêndice A.5 e em Yasukawa [8].

$$u_R = \epsilon u_P \sqrt{\eta [1 + \kappa (\sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_P}} - 1)]^2 + (1 - \eta)} \quad (3.25)$$

A relação entre o diâmetro do propulsor e a altura do leme é representada pela variável η .

Velocidade lateral incidente

É obtida pela relação entre o ângulo de incidência da dinâmica do corpo rígido com o da hidrodinâmica. Em Kose [7], pode-se verificar que a influência do movimento oblíquo no escoamento é representada pelo coeficiente de endireitamento γ . Nos artigos de Kijima [47], Ankudinov et al. [49] e no livro de Molland e Turnock [50], informam que a retificação do escoamento quando o navio rotaciona exige um coeficiente adicional, para isso o método MMG utiliza o coeficiente l_r em substituição à distância do leme à origem x_R . Tais considerações resultam na equação 3.26.

$$v_R = U \gamma (\beta - r' l_R) \quad (3.26)$$

Os coeficientes de endireitamento γ e o de rotação l_R são obtidos experimentalmente conforme a descrição disponível no Apêndice C.3 e em Yasukawa [8]. O detalhamento dos conceitos envolvidos no desenvolvimento de v_R podem ser observados no Apêndice A.5.1.

3.5.2 Forças e Momentos gerados pelo Leme

A força normal do leme é obtida a partir da formulação de Fuji e Tuda [51], que é utilizada em geral nos modelos com base no método do MMG.

$$F_n = \frac{1}{2} \rho A_R U_R^2 \frac{6,13\Lambda}{2,25 + \Lambda} \text{sen} \alpha_E \quad (3.27)$$

Sendo U_R o módulo da velocidade incidente e α_E o ângulo de ataque efetivo, obtido na equação 3.29.

$$U_R = \sqrt{u_R^2 + v_R^2} \quad (3.28)$$

$$\alpha_E = \delta - \arctan \left(\frac{-v_R}{u_R} \right) \quad (3.29)$$

Todavia, a presença do casco e do propulsor alteram o escoamento no leme e, por isso, os efeitos de integração casco-propulsor-leme são significativa e foram analisados na seção a seguir.

3.5.3 Integração casco-hélice-leme

O método MMG utiliza alguns coeficientes com o intuito de representar os efeitos de integração casco-hélice-leme.

Fator de dedução da resistência no leme

É representado pelo coeficiente t_R e está relacionado à alteração das linhas de corrente pela presença do leme, aumentando a resistência da embarcação e o empuxo requerido pelo propulsor. Assim a equação da força longitudinal atuante pelo leme no navio deverá ser ajustada da seguinte forma:

$$X_R = -(1 - t_R) F_N \text{sen} \delta \quad (3.30)$$

Maiores detalhes sobre esse efeito e do experimento em si foram descritos no Apêndice C.4, além serem encontrados em Molland et al. [52] e Yasukawa e Yoshimura [8]. Experimentos realizados por Nakato et al. [53] concluem que o valor deste coeficiente pouco se altera durante a manobra, logo, é considerado constante na manobra.

Força adicional no casco (Efeito de Flap)

O movimento do leme, além de gerar uma força de sustentação e arrasto, gera também uma força adicional com centro de atuação no casco. Segundo [8], é um

efeito similar ao *flap*, sendo o navio análogo a uma asa, e o leme ao *flap* dela.

Os coeficientes a_h e x_h representam respectivamente o fator de incremento de força do leme e o posicionamento dessa força lateral adicional ΔF . Ambos são obtidos experimentalmente pelo ensaio das cargas atuantes no leme, descritos com maiores detalhes no Apêndice C.4 e em Yasukawa [8].. Assim, esses coeficientes terão efeito sobre a força lateral e o momento gerado pelo leme.

$$\begin{aligned} Y_R &= -(1 + a_H)F_N \cos\delta \\ N_R &= -(x_R + a_H \cdot x_H)F_N \cos\delta \end{aligned} \quad (3.31)$$

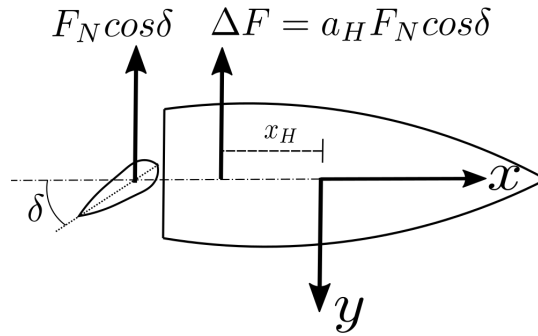


Figura 3.6: Forças do efeito de flap e seu posicionamento.

3.6 Módulo do Comportamento no mar

3.6.1 Formulação do problema hidrodinâmico

Equações governantes

Na análise do comportamento no mar de corpos delgados, como o casco de navios, o escoamento é assumido irrotacional. Além disso, os movimentos são considerados de alta frequência, a parcela inercial é dominante perante aos efeitos viscosos. Dessa forma, com base na hipótese da *irrotacionalidade*, onde $\nabla \times \vec{u} = \vec{0}$, o fluido pode ser descrito por um potencial de velocidades Φ , onde $\nabla\Phi = \vec{u}$.

Portanto, a solução do problema hidrodinâmico tem como objetivo obter o potencial de velocidades seguindo a conservação de massa (Equação de Laplace) e as pressões pela conservação da quantidade de movimento (Equação Integral de Euler). Essas equações são a base da teoria potencial, ou seja, considerando o fluido incompressível e irrotacional.

É importante destacar que no problema a ser resolvido, o navio se move com velocidade de avanço (\bar{U}). Dessa forma, a solução do mesmo deve ser baseada no referencial hidrodinâmico, conseqüentemente, devemos representar o potencial total

Φ em uma componente relativa ao escoamento uniforme $-Ux$ e outra ao potencial de perturbação ϕ .

$$\Phi(x, y, z, t) = -\bar{U}x + \phi \quad (3.32)$$

A partir de Φ , pode-se derivar a Equação de Laplace e a Equação Integral de Euler em função do potencial de perturbação ϕ , correspondendo às equações governantes do problema. Mais detalhes dessa derivação podem ser verificados no Apêndice B.2.

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (3.33)$$

$$p = -\rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{2} \rho |\nabla \phi|^2 - gz \right) \quad (3.34)$$

Potencial de perturbação

Seguindo a abordagem de [19], o potencial de perturbação deve ser dividido primeiramente em duas partes. A primeira está relacionada com a contribuição estacionária, ou seja, atribuída às ondas de Kelvin geradas pelo avanço do navio (potencial $\phi_S(x, y, z)$). A segunda parcela é representada pelo potencial harmônico e dependente do tempo $\phi_T(x, y, z)e^{i\omega_e t}$, sendo associada aos efeitos da onda incidente, da presença e do movimento do casco.

A frequência de encontro ω_e , na qual o potencial $\phi_T(x, y, z)$ oscila, é referente ao referencial hidrodinâmico (h). O conceito relacionado a essa frequência é associado ao Efeito Doppler, isto é, ao posicionarmos um observador sobre o referencial móvel (h), o mesmo visualiza a frequência da onda incidente dependendo da velocidade relativa entre o (h) e a onda. Portanto, podemos representar a frequência de encontro a partir da equação 3.35, considerando k o número de onda e μ o ângulo de incidência.

$$\omega_e = \omega - k\bar{U} \cos \mu \quad (3.35)$$

Dessa forma, podemos compor o potencial de perturbação nesses dois termos citados.

$$\phi = \phi_S(x, y, z) + \phi_T(x, y, z)e^{i\omega_e t} \quad (3.36)$$

Nesse problema estamos trabalhando apenas com ondas de pequena declividade ($H_w/\lambda \ll 1$). Assim, o potencial da onda incidente pode ser aproximado pelo método das perturbações [54].

$$\phi = \varepsilon \phi^{(1)} + \varepsilon^2 \phi^{(2)} + \dots \quad (3.37)$$

O PDStrip foca na solução do problema linear, logo somente o potencial de primeira ordem $\phi^{(1)}$ é calculado. Todavia, será demonstrado na seção 3.6.3 que as cargas de segunda ordem são compostas também pela multiplicação de termos de primeira ordem.

O potencial de perturbação é composto pela onda incidente, ou potencial de *Froude-Krylov* (ϕ_{fk}), pelas implicações da presença do casco no escoamento, efeito ligado ao potencial de difração (ϕ_{dif}), e pela modificação do escoamento causada pelo movimento do navio, relacionado ao potencial de radiação (ϕ_{rad}). Portanto, como os três potenciais podem ser considerados lineares diante das hipóteses apresentadas, não haveriam termos cruzados, e a solução do potencial ϕ pode ser representada pelo somatório desses três termos pelo princípio da superposição.

$$\phi_{rad} = \sum_{i=1}^6 \xi_i \phi_i \quad (3.38)$$

$$\phi_T = \phi_{fk} + \phi_{dif} + \phi_{rad} \quad (3.39)$$

Teoria das Faixas

O modelo utilizado para resolver esse problema foi baseado na Teoria das Faixas, a qual permite que sejam feitas algumas aproximações no problema do valor de contorno. A análise tridimensional pode ser dividida em uma série de problemas bidimensionais, separando o navio em planos transversais. Portanto, a forma de cada seção comporá um problema e os resultados finais serão provenientes da integração longitudinal de cada resultado no plano transversal.

O corpo em questão pode ser considerado esbelto, pois possui razão boca-comprimento $\frac{L}{B} = 6,9$ e calado-comprimento $\frac{L}{T} = 18,4$, permitindo fazer estas aproximações. Assim, essa esbelteza viabiliza uma importante consideração

$$\frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.40)$$

Baseado nesta hipótese, a Equação de Laplace fica reduzida a uma expressão bidimensional

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \approx \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.41)$$

As componentes do vetor normal de um ponto P qualquer na superfície do casco são representadas da seguinte forma:

$$\vec{n}_{P/c}^c = (n_1, n_2, n_3) \quad \vec{r}_{P/c}^c \times \vec{n}_{P/c}^c = (n_4, n_5, n_6) \quad (3.42)$$

Sendo que $\vec{()}_{P/c}^c$ representa um vetor do ponto P em relação ao referencial c e decomposto em c .

Pode-se assumir que as componentes da normal da superfície do casco na direção x_c (n_1) são muito menores que as componentes nas direções y_c (n_2) e z_c (n_3).

$$n_1 \ll n_2, n_3 \quad (3.43)$$

Assim, pode-se simplificar as componentes n_5 e n_6 , resultando nas equações

$$n_5 = zn_1 - xn_3 \approx -xn_3 \quad (3.44)$$

$$n_6 = xn_2 - yn_1 \approx xn_2$$

Além disso, é assumido que as frequências de encontro sejam altas perante $\frac{\partial}{\partial x}$, o que permite algumas simplificações nas condições de contorno.

$$\omega \gg \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \quad (3.45)$$

Onda incidente

A solução do potencial da onda incidente é proveniente das condições de contorno de superfície livre, de fundo e de radiação, expostos com maiores detalhes na subseção 3.6.2. Adotando o número de onda k , a celeridade c , a direção μ e a amplitude complexa $\hat{\zeta}_w$, podemos observar em Bertram [55] a solução da teoria Airy bidimensional utilizada no programa PDStrip [31]. Considerando neste modelo a condição de águas profundas, as seguintes equações representam a elevação e o potencial da onda.

$$\phi_{fk} = Re[-ic\hat{\zeta}_w e^{-kz} e^{i[\omega_e t - k(x\cos\mu - y\sin\mu)]}] \quad (3.46)$$

$$\zeta = \hat{\zeta}_w e^{i[\omega_e t - k(x\cos\mu - y\sin\mu)]} \quad (3.47)$$

Analisando essa expressão, podemos concluir a respeito da direção μ :

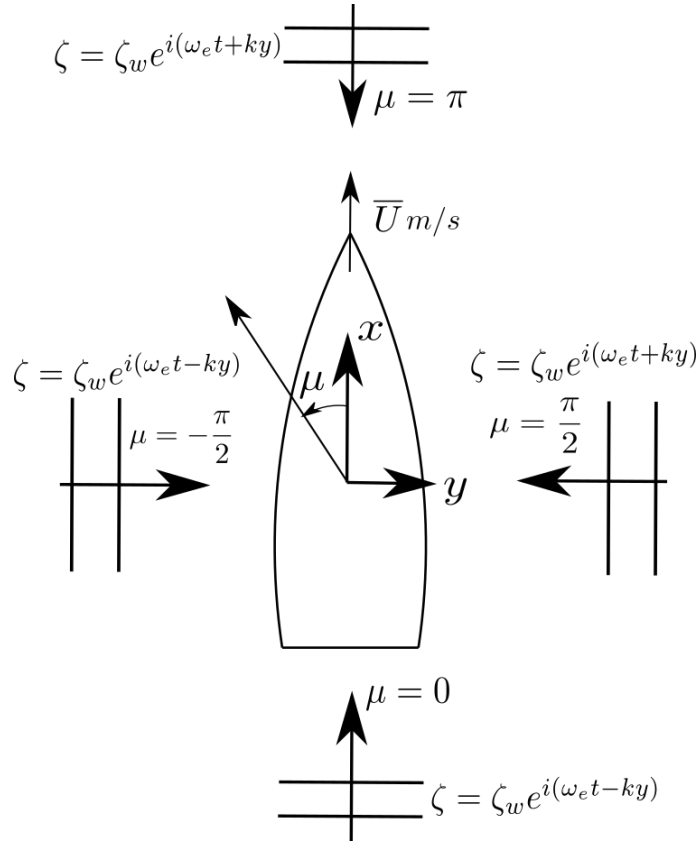


Figura 3.7: Referências da onda incidente no PDStrip.

O ângulo de encontro 0° corresponde às ondas vindas de popa, enquanto o ângulo de 180° as ondas de proa. No que diz respeito às ondas laterais, o ângulo 90° positivo corresponde às ondas vindas de boreste enquanto o negativo às de bombordo. Ou seja, a referência de ângulos de encontro segue a rotação no sentido anti-horário. As derivações de ϕ_{fk} a partir do referencial fixo no espaço pode ser verificada no Apêndice B.4, cujo desenvolvimento seguiu o trabalho de Bishop [33].

3.6.2 Condições de contorno

No intuito de obter o potencial de velocidades, devemos definir as condições de contorno do problema. As mesmas são linearizadas ao manter a linha de raciocínio do método das perturbações. O desenvolvimento mais detalhado dessas condições é apresentado no Apêndice B.3.

Superfície Livre

A condição de superfície livre se desmembra em duas condições necessárias, a dinâmica e a cinemática, que devem ser estabelecidas na superfície média do mar.

Ambas as condições são linearizadas e combinadas, resultando na expressão.

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 - g \frac{\partial}{\partial z} \right] \phi = 0 \text{ em } z = 0 \quad (3.48)$$

Na condição de contorno de superfície livre 3.48 podemos utilizar a simplificação para altas frequências 3.45, reduzindo a mesma ao caso do navio parado.

$$\left[\left(i\omega_e - \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 - g \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\phi} e^{i\omega_e t} \approx \left(-\omega_e^2 - g \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\phi} e^{i\omega_e t} \quad (3.49)$$

$$\omega^2 \hat{\phi} + g \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} = 0 \text{ em } z = 0 \quad (3.50)$$

Impenetrabilidade do casco

A condição de impenetrabilidade do casco garante que o fluido não ultrapasse os limites da superfície do corpo, assim, devemos levar em consideração seus movimentos e a velocidade da onda incidente. A mesma é definida sobre a superfície em sua posição média. Essa condição é tratada de forma distinta em cada uma dessas componentes, pois no potencial de radiação o navio está oscilando em torno de sua posição média, e no potencial de difração está parado e devendo somente contrapor as velocidades da onda incidente.

$$\frac{\partial \hat{\phi}_{dif}}{\partial n} = - \frac{\partial \hat{\phi}_{fk}}{\partial n} \quad (3.51)$$

Na radiação, sabendo que o movimento do navio é $\xi_i = \hat{\xi}_i e^{i\omega t}$, sendo $(\hat{\cdot})$ a representação do termo de amplitude complexa e que o potencial de radiação é linearmente proporcional ao movimento do corpo ($\phi_{rad}(x, y, z, t) = \sum_{j=1}^6 \xi_j \phi_j(x, y, z) e^{i\omega_e t}$). No problema bidimensional, a condição de impenetrabilidade de radiação na seção é relacionada aos movimentos de *sway* ($j = 2$), *heave* ($j = 3$) e *roll* ($j = 4$), conforme descrito na equação 3.52.

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = i\omega_e n_j \text{ em } j = 2, 3, 4 \quad (3.52)$$

Segundo Lewandowski [56], com velocidade de avanço \bar{U} constante, deve-se contabilizar os efeitos de *cross-flow*. Essa contribuição é relacionada aos potenciais ϕ_5 e ϕ_6 , por isso, não faz parte da solução do problema bidimensional, exigindo atenção somente na integração das massas adicionais e amortecimentos relacionados aos movimentos de *pitch* e *yaw*. Para analisar com mais detalhes o efeito de *cross-flow* sobre a condição de impenetrabilidade do corpo, pode-se verificar o desenvolvimento no Apêndice B.3.

Radiação

A condição de radiação impõe o comportamento do fluido nas fronteiras do domínio, para garantir a unicidade da solução, conforme abordado por Newman [57]. O intuito é indicar que as ondas irradiadas pelo navio se propaguem somente para fora do corpo em direção ao infinito. É importante ressaltar que a energia deve ser conservada no sistema, ou seja, a energia recebida deve ser idêntica à irradiada. No problema bidimensional, essa energia se mantém estabelecendo que a superfície do fluido ganha forma de uma onda regular progressiva se distanciando do navio ao longe. Portanto, nesse caso, após a incidência da onda no casco, dois tipos de ondas irradiam, uma evanescente, que atenua conforme se distancia do navio, e uma progressiva, mantida até infinito.

A forma da onda progressiva seria proveniente da solução da teoria Airy, mas direcionada para $+y$ ou $-y$.

$$\hat{\phi} = Re \left[-i c \hat{\zeta}_w e^{-kz} e^{i(\omega_e t \pm ky)} \right] \quad (3.53)$$

Assim, pode-se obter a condição de contorno a partir da derivada parcial em y de 3.53.

$$\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial y} = \pm ik \phi \quad em \quad y \rightarrow \infty \quad (3.54)$$

Impenetrabilidade do fundo

Considerando o navio navegando em águas profundas.

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} = 0 \quad em \quad z \rightarrow \infty \quad (3.55)$$

3.6.3 Componentes das forças por expansão assintótica

Podem ser observadas diferentes métodos para tratar a respeito dos efeitos de segunda ordem, cada uma delas tem suas incertezas envolvidas relacionadas às hipóteses adotadas. O programa *PDStrip* restringe o modelo de comportamento no mar ao cálculo dos potenciais de perturbação lineares, o que não permite contemplar a totalidade dos termos que compõem as cargas de segunda ordem, por isso, é necessário identificar quais parcelas não seriam abarcadas de fato pelo modelo. Dessa forma, será apresentado como separamos as componentes das cargas por ordem de grandeza.

De modo geral, as cargas atuantes no casco são descritas pela integração da pressão total (p) ao longo da superfície molhada instantânea (S), com vetores normais (\vec{N}), sendo decompostas no referencial hidrodinâmico h .

$$\vec{F} = - \iint_S p \cdot \vec{N} \cdot dS \quad (3.56)$$

$$\vec{M} = - \iint_S p(\vec{r} \times \vec{N}) \cdot dS \quad (3.57)$$

Em Pinkster [58], as forças e momentos são desenvolvidas baseado-se no método das perturbações [54] e no método de integração da pressão de Faltinsen [59]. Podemos considerar os parâmetros de pressão e normal através de uma expansão assintótica, associando essas variáveis ao termo ε , que denota sua ordem.

$$p = p^{(0)} + \varepsilon p^{(1)} + \varepsilon^2 p^{(2)} \quad (3.58)$$

$$\vec{N} = \vec{N}^{(0)} + \varepsilon \vec{N}^{(1)} + O(\varepsilon^2)$$

No que diz respeito à superfície molhada, consideramos uma parcela constante, correspondente ao volume submerso na condição de águas calmas (S_0), e uma outra parcela variável (s) relacionada a variação ao longo do tempo da superfície livre (ζ) e da posição do navio em relação ao referencial (h). A parcela de águas calmas S_0 teria ordem 0, já s é proporcional a elevação da onda, tendo ordem 1.

$$S = S_0 + s \quad (3.59)$$

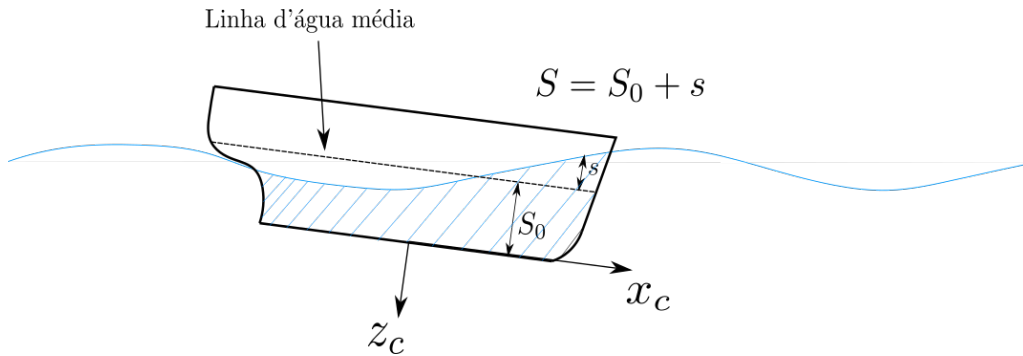


Figura 3.8: Variação da área molhada (figura adaptada de J.M.J. Journée and W.W. Massie [60])

Desenvolvendo a equação 3.56 levando em consideração a separação por ordem de grandeza de suas componentes.

$$F = - \iint_{S_0} (p^{(0)} + \varepsilon p^{(1)} + \varepsilon^2 p^{(2)}) \cdot (N^{(0)} + \varepsilon N^{(1)}) \cdot dS \quad (3.60)$$

$$- \iint_s (p^{(0)} + \varepsilon p^{(1)} + \varepsilon^2 p^{(2)}) \cdot (N^{(0)} + \varepsilon N^{(1)}) \cdot dS$$

Aplicando a propriedade distributiva, pode-se separar os termos por ordem de força. Para tal, deve-se considerar que a multiplicação de dois termos de primeira ordem resulta num termo de segunda ordem. Lembrando que a integração sobre a superfície oscilante s também é considerada de primeira ordem.

$$F = F^{(0)} + \varepsilon F^{(1)} + \varepsilon^2 F^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (3.61)$$

$$F^{(2)} = - \iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(1)}.dS - \iint_{S_0} p^{(2)}.N^{(0)}.dS - \iint_s p^{(1)}.N^{(0)}.dS \quad (3.62)$$

As composições das cargas de ordem 0 ($F^{(0)}$), de primeira ordem ($F^{(1)}$) e as simplificações da equação 3.62 foram detalhadas no Apêndice B.8.

Baseado nessas considerações, o desenvolvimento de cada um dos termos de pressão e normal serão detalhados a seguir. Esse desenvolvimento segue a abordagem de Pinkster [58], Standing et al. [61], Skejic [62] e Journeé et al.[60], e permite um entendimento mais abrangente da composição total das forças e momentos. Assim, auxilia na compreensão das hipóteses adotadas por Söding e Bertram na implementação numérica no código do *software* PDStrip [31].

Normais à superfície molhada

As cargas hidrodinâmicas provenientes da incidência das ondas atuam sobre o referencial hidrodinâmico (h), sendo sobre ele os cálculos das forças e momentos em sua totalidade. Dessa forma, o vetor normal \vec{N} da expressão 3.58 deve ser decomposto sobre o referencial h .

A parcela $N^{(0)}$ está associada a direção da superfície na posição média, ou seja, é invariante no tempo. Interpretando a partir da perspectiva de referenciais, essa parcela seria relacionada ao vetor normal de um ponto na superfície do casco decomposto no referencial solidário ao corpo (c). Esse conceito pode ser verificado com mais detalhes no Apêndice A de Ogilvie [63].

A adição de $N^{(1)}$ ao termo $N^{(0)}$ se aproxima da transformação linear da normal do referencial solidário ao corpo c em direção ao referencial de hidrodinâmico h .

$$\vec{N}^{(1)} = R^{(1)}\vec{N}^{(0)} = \begin{bmatrix} 0 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 0 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 0 \end{bmatrix} \vec{N}^{(0)} \quad (3.63)$$

$$\vec{N} = \vec{N}^{(0)} + R^{(1)}\vec{N}^{(0)} = \begin{bmatrix} 1 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 1 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 1 \end{bmatrix} \vec{N}^{(0)} \quad (3.64)$$

Pela consideração de pequenos ângulos, podemos obter $N^{(1)}$ pelo produto vetorial dos ângulos de Euler α (entre os referenciais h e c) com a normal na posição média $N^{(0)}$.

$$N^{(1)} = \alpha \times N^{(0)} = \begin{bmatrix} \xi_4 \\ \xi_5 \\ \xi_6 \end{bmatrix} \times N^{(0)} \quad (3.65)$$

Descrição dos termos de pressão

Examinando a Equação Integral de Euler 3.34, podemos obter a pressão em um determinado ponto arbitrário no escoamento em relação ao referencial hidrodinâmico (h). Porém, quando estamos analisando as pressões sobre a superfície do corpo, devemos levar em consideração que essa pressão é dependente do movimento relativo entre o corpo e a onda.

Também adotando a expansão assintótica, o vetor \vec{X} é considerado o posicionamento de um ponto P na superfície do corpo.

$$\vec{X} = \vec{X}_0 + \varepsilon \vec{X}_1 + \varepsilon^2 \vec{X}_2 + \dots \quad (3.66)$$

O cálculo da pressão correta não depende somente da variação da posição do ponto P, mas é importante incorporar a variação da pressão com o movimento relativo entre o corpo e a onda, que altera a área molhada e, por consequência a distribuição de pressão. Dessa forma, essa área é dependente da variação da posição do ponto P na superfície do corpo ($\vec{r}_{P/h}$).

Matematicamente, podemos representar essa variação implementando uma expansão em Série de Taylor:

$$p(S(\vec{X})) = p(S_0) + \Delta \vec{X} \cdot \nabla p|_{S_0} + \dots \quad (3.67)$$

O desenvolvimento de cada termo dessa expansão pode ser verificado no Apêndice B.7. A equação resultante da pressão é expandida a seguir, contemplando até os termos de segunda ordem.

$$\begin{aligned} p = & \rho g z_{P/c}^c + \rho g (\xi_3 - \xi_5 x_{P/c}^c + \xi_4 y_{P/c}^c) - \rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \\ & - \frac{\rho}{2} |\nabla \phi|^2 - \rho \vec{X}^{(1)} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{1}{2} \rho g (\xi_4^2 + \xi_5^2) z_{P/c}^c \end{aligned} \quad (3.68)$$

A nomenclatura utilizada ($x_{P/c}^c, y_{P/c}^c, z_{P/c}^c$) são as coordenadas do ponto P em relação ao referencial solidário.

A componente de ordem nula corresponde a pressão hidrostática advinda da flutuabilidade do navio em águas calmas, representada pela equação 3.69.

$$p^{(0)} = \rho g z_{P/c}^c \quad (3.69)$$

Continuando a análise, mas agora com enfoque sobre as componentes de primeira ordem, podemos observar que é contemplada a pressão hidrostática do movimento oscilante somada à pressão dinâmica de primeira ordem.

$$p^{(1)} = \rho g (\xi_3 - \xi_5 x_{P/c}^c + \xi_4 y_{P/c}^c) - \rho \left(\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \right) \quad (3.70)$$

No que diz respeito às parcelas de segunda ordem, são contabilizadas a pressão hidrostática relativa aos movimentos de segunda ordem, a pressão relativa ao quadrado da velocidade, a multiplicação das componentes do movimento do corpo e da pressão dinâmica de primeira ordem, e da pressão dinâmica de segunda ordem.

$$p^{(2)} = -\frac{1}{2} \rho g (\xi_4^2 + \xi_5^2) z_{P/c}^c - \frac{1}{2} \rho |\nabla \phi^{(1)}|^2 - \rho \vec{X}^{(1)} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right) \quad (3.71)$$

Dentre os termos elucidados na 3.71, o único que é utilizado pelo programa *PDS-trip* é a pressão oriunda da velocidade ao quadrado ($\frac{1}{2} \rho |\nabla \phi^{(1)}|^2$). Outra conclusão importante é que a intensidade dessas pressões dependem dos resultados de RAO. Por esse motivo, também foi resolvida a equação de movimento linear, conforme o processo descrito na subseção 3.6.4.

3.6.4 Problema de primeira ordem e RAO

Para a obtenção das cargas de segunda ordem, é necessário primeiramente calcular tanto os movimentos do navio ξ_i , como os potenciais de primeira ordem ($\phi^{(1)}$). Conforme descrito anteriormente, as soluções dos potenciais são obtidas pelo problema do valor de contorno. Então, será detalhada a seguir a solução das equações de movimento linear.

Dinâmica do Navio

A solução do problema de primeira ordem envolve a utilização somente dos referenciais descritos na seção 3.1.2, estabelecendo que os movimentos do navio são considerados perturbações em relação ao referencial hidrodinâmico h . Como este referencial é inercial, pode-se aplicar diretamente a Segunda Lei de Newton, sendo que as cargas atuantes seriam representadas pelos termos τ_{exc} , τ_{rad} e τ_{hs} , que correspondem respectivamente aos vetores de forças/momentos de excitação, de radiação

e hidrostáticos.

$$M_{ij}\ddot{\xi} = \tau_{exc} + \tau_{rad} + \tau_{hs} \quad (3.72)$$

A seguir, esse problema será detalhado a fim de obter a composição desses vetores, possibilitando determinar a solução da equação de movimento de primeira ordem.

Forças de Radiação

A força de radiação na seção pode ser representada em função da massa adicional complexa \hat{a}_{ij} , que é subdividida em um parte real, correspondente a própria massa adicional a_{ij} , e uma parte imaginária b_{ij} , que se refere ao amortecimento.

$$\hat{a}_{ij} = a_{ij} - i \frac{b_{ij}}{\omega} \quad (3.73)$$

Além disso, segundo abordado por Perez [64], a massa adicional provém da variação da quantidade de movimento do fluido ao redor durante a oscilação. Devido à movimentação do referencial hidrodinâmico com velocidade \bar{U} , a derivada material da quantidade de movimento do fluido é:

$$\tau_i^{rad} = \int_L \left(-i\omega_e + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) \hat{a}_{ij}(i\omega_e \hat{\xi}_j) \quad (3.74)$$

A presença do termo $\bar{U} \frac{\partial}{\partial x}$ gera um termo proporcional a massa adicional da última seção da popa, pois a proa do navio é afilada, possuindo área e massa adicional nula. Salvesen [19] e Ogilvie [65] utilizam a variante do teorema de Stokes sobre a integral da equação 3.75 para derivar esse termo.

$$\int_L \bar{U} \frac{\partial \hat{a}_{ij}}{\partial x} (i\omega_e \hat{\xi}_j) dx = -\bar{U} \hat{a}_{ij}^A (i\omega_e \hat{\xi}_j) \quad (3.75)$$

Newman [57] associa a presença dos termos a_{ij}^A à seção da zona de separação do escoamento. No modelo de manobra proposto por Söding [66], é considerado que o fluido se separe uma seção a vante do espelho de popa. Skejic [24] afirma que a zona de separação depende da curvatura do casco, mas, normalmente ocorre uma seção a vante da posição do propulsor. Como o *PDStrip* permite selecionar até qual baliza o usuário pretende integrar, foi adotado neste modelo na seção mais próxima da curva do casco para acomodar o propulsor e o leme.

Além dos termos relacionados à popa, a influência das condições de contorno do corpo nos potenciais ϕ_5 e ϕ_6 também geram termos adicionais aos coeficientes hidrodinâmicos tridimensionais. Os detalhes das equações correspondentes a cada um desses coeficientes estão descritos no Apêndice D.3.

Foi implementada no *Python* uma ferramenta de pós-processamento para plotar

os coeficientes de massa adicional e amortecimento em cada frequência de encontro, computando os termos adicionais aqui descritos. O código também se encontra no Apêndice E.5 e os resultados plotados através do mesmo estão disponíveis no Apêndice D.3.

Forças de Excitação

Através dos potenciais de *Froude-Krylov* e de difração relatados anteriormente nas soluções do problema do valor de contorno, podemos obter a distribuição de pressão e calcular a força na seção. Essas forças são calculadas proporcionalmente à elevação da onda na linha de centro do navio $y = 0$.

$$f_i^{dif} = \frac{-\rho i \omega}{\hat{\zeta}_w e^{-ikx \cos \mu}} \int_C \phi_{dif} n_i dl \quad f_i^{fk} = \frac{-\rho i \omega}{\hat{\zeta}_w e^{-ikx \cos \mu}} \int_C \phi_{fk} n_i dl \quad (3.76)$$

Para calcular a força de excitação total no navio, deve-se considerar a influência do referencial hidrodinâmico móvel com velocidade uniforme U . Como podemos observar no Apêndice B.5 e em Salvesen et. al [19], é possível demonstrar matematicamente que a força de *Froude-Krylov* não depende da velocidade U . Assim, força de excitação total pode ser representada pela equação 3.77.

$$\tau_j^{exc} = \int_L \left(f_j^{fk} + f_j^{dif} - \frac{\bar{U}}{i\omega} \frac{\partial}{\partial x} f_j^{dif} \right) e^{-ikx \cos \mu} dx \cdot \hat{\zeta}_w \quad (3.77)$$

Restauração

As cargas de restauração são provenientes da integração da pressão hidrostática sobre o casco a partir de seus movimentos, sendo representada pela equação 3.78.

$$\tau_{hs}^i = -C_{ij} \xi_j \quad (3.78)$$

A matriz C_{ij} representa as componentes da restauração utilizadas. Sendo A_w a área do plano de flutuação, \bar{x} o centro de flutuação, \bar{GM}_T a altura metacêntrica transversal e \bar{GM}_L a longitudinal, pode-se observar na equação 3.79 a composição dessa matriz.

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho g A_w & 0 & -\rho g \bar{x} A_w & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho g \bar{GM}_T & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\rho g \bar{x} A_w & 0 & \rho g \bar{GM}_L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.79)$$

Os termos da matriz de restauração utilizada como referência no PDStrip [31]

foram explicados com maiores detalhes no Apêndice B.6, assim como o desenvolvimento do termo C_{44} baseado em White [44].

3.6.5 Métodos de cálculo das forças médias de segunda ordem

Decomposição das forças de primeira ordem no referencial hidrodinâmico

A primeira integral da equação 3.62 denota a decomposição das forças de primeira ordem sobre referencial hidrodinâmico h , conforme representado na figura 3.9. As forças médias de segunda ordem relacionadas a esse termo foram derivadas por Boese [67], no caso da resistência adicional de ondas, e estendidas para outras direções por Söding [31] no desenvolvimento do PDStrip.

$$-\iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(1)}.dS = -R^{(1)} \iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(0)}.dS \quad (3.80)$$

Verificando novamente a equação 3.70, a componente $p^{(1)}$ representa a pressão referente às forças de radiação, excitação e difração, assim como as forças hidrostáticas adicionais provenientes do movimento do corpo.

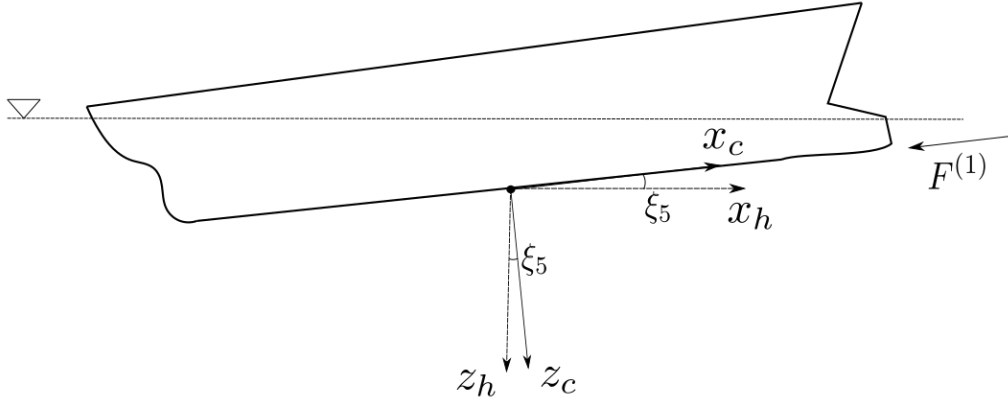


Figura 3.9: Decomposição das forças de primeira ordem no referencial h .

A integração numérica é realizada a partir do somatório dos resultados nos painéis que discretizam o casco. Assumindo que o termo $d\vec{A}$ representa o vetor de área de cada painel na sua posição média e α representa o vetor de movimentos angulares $\alpha = [\xi_4 \ \xi_5 \ \xi_6]^T$, pode-se derivar a equação 3.81. O termo $\hat{\alpha}^*$ representa o conjugado de $\hat{\alpha}$.

$$\overline{\iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(1)}.dS} = \frac{1}{2} Re(\sum (\hat{p}_i d\vec{A}_i) \times \hat{\alpha}^*) \quad (3.81)$$

Portanto, o PDStrip contempla a primeira integral da força $F^{(2)}$ (equação 3.62)

em sua totalidade. A derivação da equação 3.81 pode ser visualizada com mais detalhes no Apêndice B.9.

Pressão proveniente do quadrado da velocidade

A segunda integral da equação 3.62 utiliza o termo de pressão de segunda ordem (equação 3.71). Todavia, o programa *PDStrip* somente considera a componente de velocidade ao quadrado, sendo reduzida à equação 3.82.

$$p^{(2)} = -\frac{1}{2}\rho|\nabla\phi^{(1)}|^2 \quad (3.82)$$

Através da solução de $\phi^{(1)}$, o programa calcula numericamente o gradiente do potencial na superfície do casco por diferenças finitas dos pontos de pressão nas proximidades. Dessa forma, pode-se obter as velocidades \vec{u} na superfície, permitindo obter as pressões sobre cada painel.

Portanto, a força média de segunda ordem relacionada a esse termo é:

$$\overline{\iint_{S_0} p^{(2)}.N^{(0)}.dS} \approx \frac{1}{4}\rho \sum |\hat{u}|^2 d\vec{A}_i \quad (3.83)$$

A derivação mais detalhada dessa relação pode ser verificada no Apêndice B.9, baseando-se no desenvolvimento de Söding no PDStrip [31].

Efeito da variação da superfície molhada

No que diz respeito à terceira integral da equação 3.62, deve-se analisar o efeito da integração sobre a superfície variante s . Essa componente se refere à diferença de pressão atuante sobre a superfície imersa média e a real (Figura 3.10). Seguindo o desenvolvimento de Pinkster [58], no Apêndice B.9 é demonstrado que essa integral pode ser relacionada com o movimento relativo da superfície livre em relação ao movimento do corpo.

Sendo ζ a elevação da onda e Z_{wl} a variação da posição vertical de um ponto sobre a linha d'água média do casco, o movimento relativo navio-onda é $\zeta_r = \zeta - Z_{wl}$.

$$-\iint_s p^{(1)}.N^{(0)}.dS = -\frac{1}{2}\rho g \oint_{LWL} \zeta_r^2 N^{(0)}.dl \quad (3.84)$$

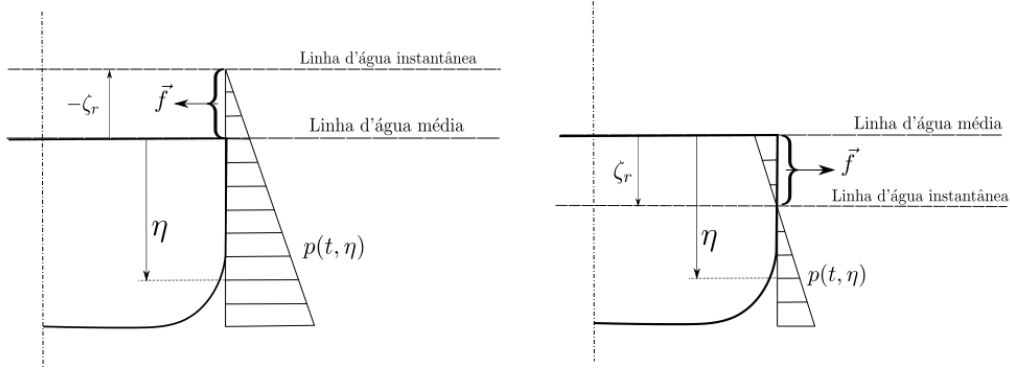


Figura 3.10: Pressão hidrostática relacionada ao movimento relativo navio-onda.

No *PDStrip*, são calculadas as pressões de primeira ordem $p^{(1)}(t)$ sobre os segmentos que contornam a linha d'água média do navio. Pela condição dinâmica da superfície livre (equação B.19), a seguinte relação pode ser obtida

$$\zeta_r = -\frac{p^{(1)}(t)}{\rho g} \quad (3.85)$$

Assim, a partir da equação 3.84, pode-se obter as forças médias de segunda ordem calculando o somatório das pressões $p^{(1)}(t) = \hat{p}e^{i\omega t}$ ao longo da linha d'água média:

$$-\overline{\iint_s p^{(1)} \cdot N^{(0)} \cdot dS} = -\overline{\frac{1}{2} \rho g \oint_{LWL} \zeta_r^2 N^{(0)} \cdot dl} = -\frac{\rho g}{4} \sum_{i=1}^n |\hat{\zeta}_r^i|^2 \vec{n}_i = -\frac{1}{4\rho g} \sum_{i=1}^n |\hat{p}_i|^2 \vec{n}_i \quad (3.86)$$

Segundo Standing [61] e Journée [60], essa é a componente mais significativa entre as componentes de força de segunda ordem (equação 3.62).

3.6.6 Força de segunda ordem total atuante no casco

Depois da descrição do processo de obtenção de cada tipo de força de segunda ordem por elemento, a força total corresponde ao somatório de todas essas componentes.

$$F^{(2)} = -\frac{1}{4\rho g} \sum_{i=1}^n |\hat{p}_i|^2 \vec{n}_i - \frac{1}{4} \rho \sum |\hat{u}_i|^2 d\vec{A}_i - \frac{1}{2} Re(\sum (\hat{p}_i d\vec{A}_i) \times \hat{\alpha}^*) \quad (3.87)$$

O momento de *yaw* de segunda ordem corresponde ao somatório dos momentos gerados pelas forças de segunda ordem atuantes em cada elemento, considerando a origem na posição \vec{x} .

$$M^{(2)} = \sum_{i=1}^n \vec{x}_i \times \left(-\frac{1}{4\rho g} |\hat{p}_i|^2 \vec{n}_i - \frac{1}{4} \rho |\hat{u}_i|^2 d\vec{A}_i - \frac{1}{2} \text{Re} [(\hat{p}_i d\vec{A}_i) \times \hat{\alpha}^*] \right) \quad (3.88)$$

3.7 Esquemas numéricos

3.7.1 Técnica de solução do potencial de perturbação

A técnica de solução utilizada no PDStrip se baseia no *Patch Method* desenvolvido por Söding [68] e Bertram [55]. A solução nesse caso é aproximada a uma superposição de fontes na forma logarítmica.

$$\hat{\phi}(y, z) = \sum_{i=1}^n q_i \frac{1}{2} \ln[(y - y_i)^2 + (z - z_i)^2] \quad (3.89)$$

O termo q_i se refere à intensidade da fonte, os termos y_i e z_i a sua posição e n a quantidade de fontes distribuídas. Em cada plano transversal às balizas, são distribuídos segmentos para discretizar todo o domínio, ou seja, no corpo, superfície livre e fundo. As fontes referentes ao corpo são posicionadas de acordo com a discretização adotada em cada seção transversal, ou seja, com o número de pontos utilizados por baliza. Entre cada dois pontos consecutivos se forma um segmento com uma fonte correspondente. A única variável de entrada no *PDStrip* é a discretização da superfície do corpo, os demais segmentos são criados automaticamente.

Após o posicionamento das fontes, o sistema linear é formulado de forma a atender as condições de contorno bidimensionais. A solução desse problema tem o objetivo de obter a intensidade das fontes dos potenciais de radiação de cada grau de liberdade. A equação 3.89, por si só, já é solução da Equação de Laplace, mas somente com as intensidades corretas de q_i atenderiam às condições de contorno. Através destas a matriz de influência é construída, e o sistema linear pode ser resolvido.

Na figura 3.11 são representas a disposição das fontes no corpo e na superfície livre, para atender as condições de contorno descritas. Sendo que a condição de fundo é atendida espelhando as fontes alocadas em relação ao fundo.

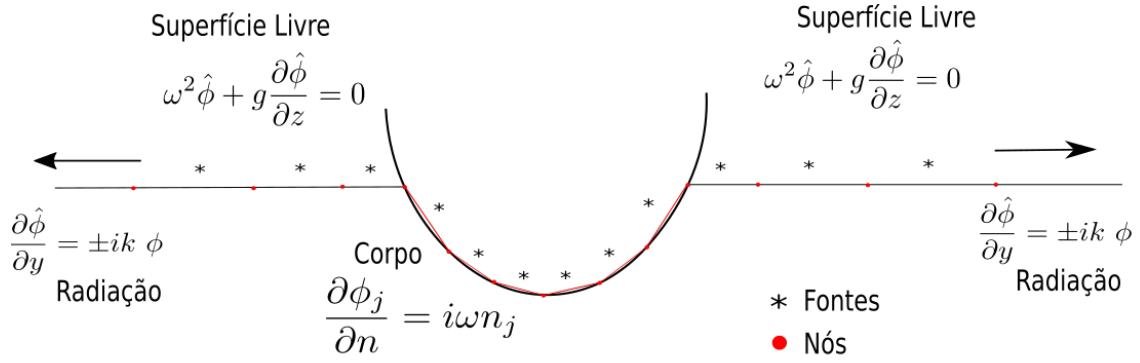


Figura 3.11: Posicionamento dos segmentos e fontes para atendimento das condições de contorno

Uma peculiaridade do *Patch Method* é que as fontes não estão posicionadas diretamente sobre os segmentos, mas a uma distância próxima aos mesmos. Isso contribui para não formar singularidades, pois a equação 3.89 tenderia a $-\infty$ se $y = y_i$ e $z = z_i$.

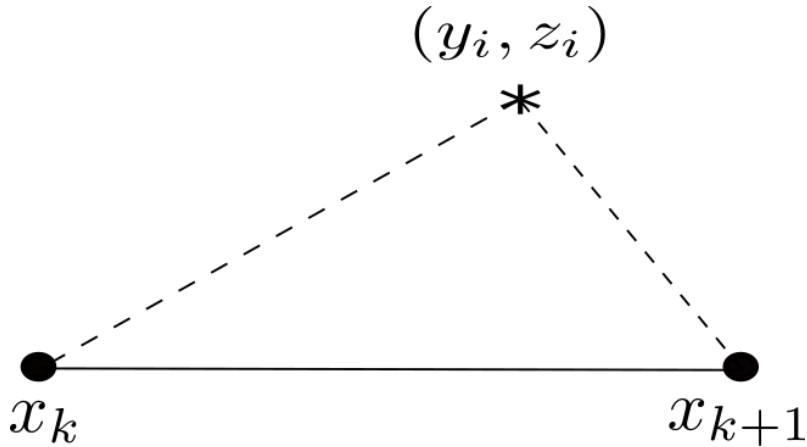


Figura 3.12: Posicionamento das fontes (y_i, z_i) correspondente ao painel de limites x_k e x_{k+1} .

Todavia, exige que o problema seja resolvido da forma integral, o que é mais custoso computacionalmente, mas permite atender a condição de impenetrabilidade em todo o painel, não somente no ponto de colocação. Por exemplo, a condição de contorno do corpo integrada sobre um painel entre os pontos x_k e x_{k+1} , conforme a figura 3.12, pode ser observada na equação 3.90.

$$\sum_{i=1}^n \int_{x_k}^{x_{k+1}} \nabla \phi_i^j \vec{n}_k dl = i\omega_e \int_{x_k}^{x_{k+1}} n_j dl \quad (3.90)$$

O índice i corresponde ao posicionamento da fonte, o índice j o grau de liberdade

do potencial de radiação e o índice k corresponde a numeração do painel.

Outro fator de suma importância é o cálculo do potencial de difração. A metodologia numérica utilizada para equacionar essa condição é equalizar os fluxos provenientes dos potenciais de *Froude-Krylov* e difração. Sendo que já possuíamos *a priori* a solução do potencial de velocidade de *Froude-Krylov*, bastando calcular o gradiente $\nabla\phi_{dif}$. O cálculo dos fluxos mantém o mesmo procedimento descrito na equação 3.90

$$\sum_{i=1}^n \int_{x_k}^{x_{k+1}} \nabla\phi_i^{dif} \vec{n}_k dl = - \sum_{i=1}^n \int_{x_k}^{x_{k+1}} \nabla\phi_i^{FK} \vec{n}_k dl \quad (3.91)$$

Portanto, seguindo esse método o PDStrip consegue obter os potenciais de velocidade necessários para o cálculo das forças de excitação e coeficientes hidrodinâmicos e, por conseguinte, obter os movimentos.

3.7.2 Geração da forma do casco

A partir do plano de linhas disponível em Yasukawa [10], foi utilizado o programa *Engauge* para calibração de imagem e extração das cotas. O referido programa gera um arquivo de texto com as cotas de cada baliza após sua marcação ponto a ponto. Este arquivo texto foi importado pelo programa *Rhinoceros*, que é especializado em modelagem de superfícies e é amplamente utilizado na Engenharia Naval para a geração de cascos de navios. A partir dos pontos importados, foram geradas curvas *splines* para interpolá-los e torná-los base para a construção da superfície. Assim, foi possível modelar a geometria do casco conforme exposto na figura 3.13.

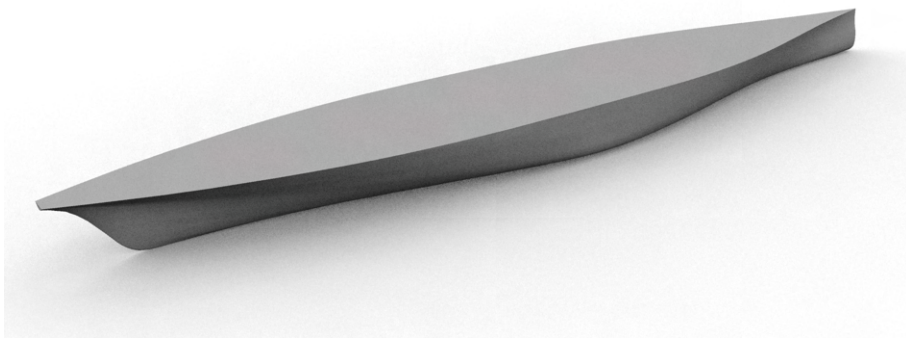


Figura 3.13: Casco modelado no *Rhinoceros*.

A entrada das balizas no programa PDStrip é feita ponto a ponto, através da utilização de um arquivo de texto organizado sob um formato específico para entrada no referido programa. Dessa forma, a entrada de dados é um processo lento, além de qualquer alteração de forma ou de posicionamento dos pontos ou balizas exigirem um esforço adicional. Por isso, foi criado um código em *Python* no intuito de agilizar

a formatação do arquivo de texto do *PDStrip*, a partir de um arquivo gerado no *Rhinoceros*. As instruções do programa podem ser verificadas no Apêndice E.4.

O modelo foi discretizado em 25 balizas na análise de primeira ordem e com 49 na de segunda ordem, com discretização mais fina na proa e na popa, onde a variação $\frac{\partial}{\partial x}$ é maior. Dessa forma, na figura 3.14 está representado o posicionamento das balizas utilizado.

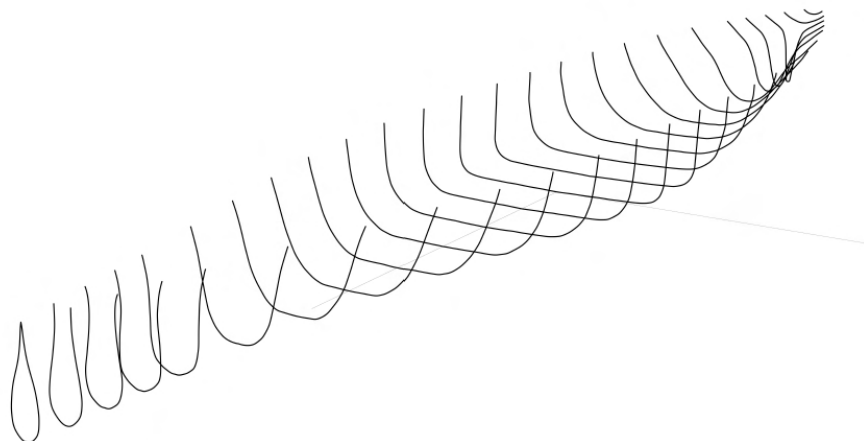


Figura 3.14: 25 balizas geradas para análise.

Utilizando o pacote *Scipy* do *Python*, foi aplicada a integral de Simpson entre as balizas para obter o volume e preparar a verificação do modelo. Além disso, foi verificado o GM, a posição do centro de gravidade e o coeficiente de bloco. O GM é considerado o valor de referência, ou seja, é fixado num valor idêntico ao experimental, devendo ser feito o ajuste no centro de gravidade KG.

Tabela 3.1: Verificação da adequação do modelo 3D com o experimento

Índice	Experimento	Simulação
Deslocamento (∇)	24801 t	24754 t
\overline{KG}	9,52 m	9,47 m
\overline{GM} (Referência)	1,05 m	1,05 m
C_b	0,572	0,571

Portanto, pode ser observada que a diferença entre os resultados é menor que 1%, sendo considerada aceitável para o prosseguimento das análises.

Geração de painéis e alocação dos pontos de pressão

A amplitude da pressão é calculada a partir dos potenciais de perturbação obtidos no problema do valor de contorno da teoria linear, sendo que o programa *PDStrip*

utiliza como base o *Pressure Strip Method* de Hachmann [69], com a formulação adaptada de Söding e Blume [70].

Os pontos de pressão utilizados nas integrações das forças de segunda ordem aqui descritas são posicionados em painéis sobre o casco. Esses painéis são formados a partir dos pontos dos *offsets* criados na construção das balizas. Dois pontos de uma dessas balizas são triangularizados com um ponto da baliza mais próxima à vante ou à ré, conforme podemos observar na figura 3.15. Foram selecionados 30 *offsets* por baliza para compor a triangularização.

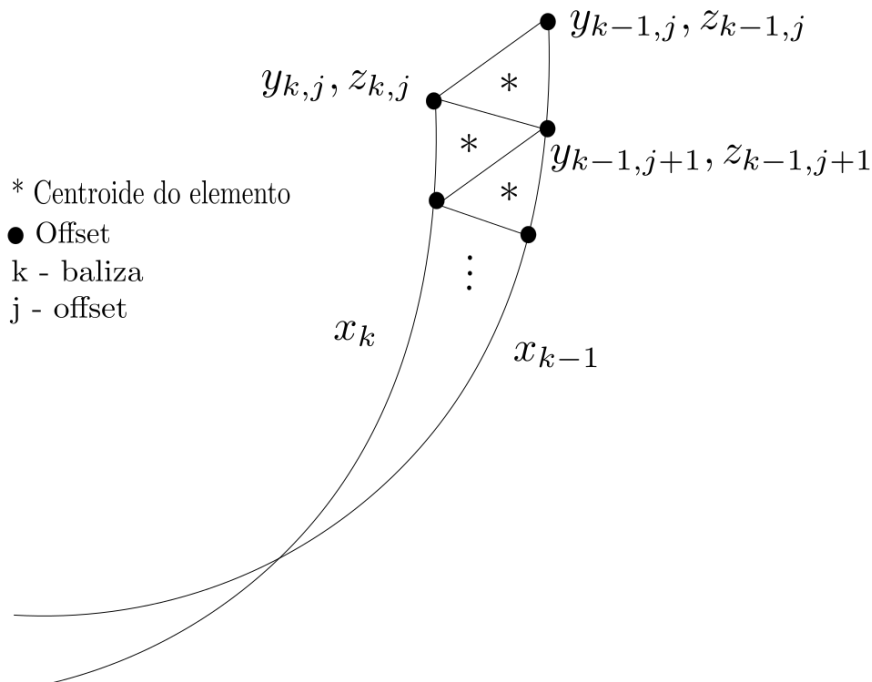


Figura 3.15: Formação dos painéis para cálculo das pressões.

Formado o elemento triangular, a área e os vetores normais e tangenciais do centroide do elemento podem ser calculados. As pressões são obtidas na posição dos *offsets* das balizas, sendo calculada a média entre os três pontos componentes de um elemento triangular para obter a pressão no centroide.

Além do elemento triangular, também são formados segmentos de reta conectando os *offsets* correspondentes à linha d'água média, onde o mesmo processo é executado para calcular os vetores normais e tangenciais.

3.7.3 Solução numérica das equações de movimento de manobra

O objetivo dos modelos de manobra é que analisemos a evolução do estado do navio. Dessa forma, o sistema de equações variante no tempo deve contemplar a evolução de sua cinemática, ou seja, das velocidades de translação e rotação, da

posição do navio em relação ao referencial fixo no espaço e do aproamento. Ademais, deve abarcar o estado dos sistemas de controle atuantes, como o ângulo do leme, dos estabilizadores e a rotação do propulsor.

Nesta análise, não é considerada a atuação de estabilizadores e a rotação do propulsor é constante, conforme explicitado na seção à respeito do módulo do propulsor (3.4). Assim, podemos desconsiderar esses dois parâmetros e construir o vetor de estado da seguinte forma:

$$X = \begin{Bmatrix} u \\ v \\ r \\ X_e \\ Y_e \\ \psi \\ \delta \end{Bmatrix} \quad (3.92)$$

A aplicação do método numérico de Euler explícito, ou Runge-Kutta de primeira ordem, sobre esse vetor de estado atenderia o objetivo do modelo de manobra. Dessa forma, precisamos introduzir o termo h como o passo de tempo para cada iteração e a derivada temporal \dot{X} do vetor de estado.

$$X_{n+1} = X_n + h\dot{X} \quad (3.93)$$

Uma parcela das componentes da derivada temporal pode ser construída através das equações dinâmicas de movimento 3.12.

$$\begin{aligned} \dot{u} &= [(m - m_y)vr + X_H + X_P + X_R + X_w]/(m + m_x) \\ \dot{v} &= [-(m + m_x)ur + Y_H + Y_R + Y_w]/(m + m_y) \\ \dot{r} &= [N_H + N_R + N_w + Y_w x_g]/(I_z + J_z) \end{aligned} \quad (3.94)$$

A outra parcela diz respeito à transformação das velocidades de translação e rotação do navio em relação ao referencial solidário na variação da posição e ângulos de Euler em relação ao referencial inercial fixo no espaço.

$$\begin{aligned} \dot{X}_e &= u \cos \psi - v \sin \psi \\ \dot{Y}_e &= u \sin \psi + v \cos \psi \\ \dot{\psi} &= r \end{aligned} \quad (3.95)$$

Portanto, aglutinando essas duas parcelas à função de controle do leme, podemos concluir a equação numérica utilizada no modelo.

$$X_{n+1} = \begin{Bmatrix} u \\ v \\ r \\ X_e \\ Y_e \\ \psi \\ \delta \end{Bmatrix} + h \begin{Bmatrix} [(m - m_y)vr + X_H + X_P + X_R + X_w]/(m + m_x) \\ [-(m + m_x)ur + Y_H + Y_R + Y_w]/(m + m_y) \\ [N_H + N_R + N_w + Y_w x_g]/(I_z + J_z) \\ u \cos \psi - v \sin \psi \cos \phi \\ u \sin \psi + v \cos \psi \cos \phi \\ r \\ \dot{\delta} \end{Bmatrix} \quad (3.96)$$

Conforme explicitado, na condição inicial, os eixos do referencial solidário e fixo estão paralelos e apontando para a mesma direção. O navio se move com velocidade longitudinal constante $u(0)$ na direção positiva de x , sendo a única componente não nula do vetor de estado. A derivada do vetor de estado nessa condição inicial contemplará somente a variação do leme, considerando que ele inicie sua atuação no primeiro passo de tempo.

$$X_0 = \begin{Bmatrix} u(0) \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \end{Bmatrix} \quad \dot{X}_0 = \begin{Bmatrix} 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ \dot{\delta} \end{Bmatrix} \quad (3.97)$$

O passo de tempo e quantidade de segundos da simulação depende do tipo de manobra e será discutido na seção de resultados.

Capítulo 4

Análise dos Resultados

Como o objetivo principal desta dissertação é a contabilização dos efeitos das ondas sobre a manobrabilidade, o ideal é utilizar como referência um navio que contenha dados suficientes para validar tanto a manobra em águas calmas quanto em ondas. Nesse sentido, foi utilizado para os cálculos o navio S175 (ou SR108), que é um casco de porta-contêiner normalmente adotado como *benchmark* para validação de análises numéricas. Esse casco possui dados disponíveis relativos aos ensaios com modelo livre tanto em águas calmas como em ondas, além de ensaios semi-cativos para estimar as cargas de segunda ordem. Tal fato permite que seja verificada a precisão do modelo numérico elaborado, comparando os resultados obtidos ao longo do processo.

Os coeficientes e derivadas hidrodinâmicas utilizadas para confeccionar o modelo foram baseados nos dados disponíveis por Yasukawa [10]. O modelo em escala utilizado como referência para essa análise foi ensaiado em uma escala de 1/50 e apresenta as seguintes características principais.

Tabela 4.1: Principais dimensões do navio

Símbolo	Navio	Modelo
Comprimento entre pp. (L_{pp})	175,00 m	3,5m
Boca (B)	25,4 m	0,508 m
Calado (d)	9,50 m	0,190 m
Posição do CG (x_G)	-2,545 m	-0,051 m
Coefficiente de Bloco (C_b)	0,572	0,572
Descolocamento (∇)	24.801 ton	193,57 kg
Área molhada (S)	5.499 m^2	2,2 m^2
Diâmetro do propulsor (D_p)	6,507 m	0,1301 m
Altura do leme (H_R)	7,70 m	0,154 m
Comprimento do leme (B_R)	4,215 m	0,0843 m
Área do leme (A_R)	32,46 m^2	0,0130 m^2
Número de Froude (F_n)	0,15	

Os cálculos da trajetória realizados nesse estudo foram confeccionados na escala do modelo, pois os resultados experimentais disponibilizados nos artigos para validação estão geralmente nessa escala. O plano de linhas dessa embarcação pode ser observado a seguir:

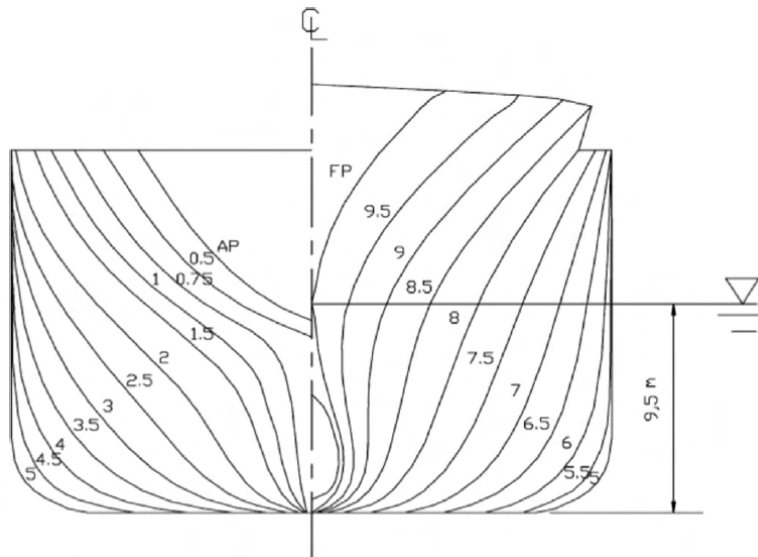


Figura 4.1: Plano de linhas do S-175.

Seguem as características hidrodinâmicas do casco, contendo as derivadas hidrodinâmicas, a massa adicional e o coeficiente de resistência ao avanço.

Tabela 4.2: Lista de derivadas hidrodinâmicas.

Coefficiente	Valor	Coefficiente	Valor	Coefficiente	Valor
$X_{\beta\beta}$	-0,0711	$Y_{\beta\beta r}$	0,3942	$N_{\beta\beta r}$	-0,7811
$X_{\beta r}$	0,0573	$Y_{\beta r r}$	0,7461	$N_{\beta r r}$	-0,0287
$X_{r r}$	0,0037	$Y_{r r r}$	0,0326	$N_{r r r}$	-0,0422
Y_{β}	0,2137	N_{β}	0,071	m'_x	0,0044
Y_r	0,0446	N_r	-0,0409	m'_y	0,1299
$Y_{\beta\beta\beta}$	2,008	$N_{\beta\beta\beta}$	-0,0275	J'_z	0,0077
				X'_{uu}	0,01563

Seguem os coeficientes relacionados às expressões do módulo do leme

Tabela 4.3: Coeficientes do leme.

Coefficiente	Valor	Coefficiente	Valor
ϵ	0,921	t_R	0,29
κ	0,631	a_H	0,237
γ_R	0,139/0,088	x'_H	-0,48
l'_R	-1,0	$\dot{\delta}$	12 °/s

Seguem os coeficientes relacionados às expressões do módulo do propulsor

Tabela 4.4: Coeficientes do propulsor.

Coefficiente	Valor	Coefficiente	Valor
C_1	-8,0	J_0	0,2932
w_{p_0}	0,1684	J_1	-0,1971
t_p	0,175	J_2	-0,0481

4.1 Validação e Resultados do Modelo em águas calmas

Com o objetivo de verificar o modelo elaborado, foram plotadas algumas manobras tradicionalmente adotadas como base experimental.

4.1.1 Curva de giro

A curva de giro é uma manobra tipicamente utilizada para verificação do nível de manobrabilidade de um determinado projeto, avaliando sua capacidade de guinada. Por esse motivo, a IMO (circular MSC 1985) [28] o adota como um dos critérios de avaliação de segurança.

Basicamente, este tipo de manobra consiste em 3 fases. A primeira corresponde à aproximação do navio com velocidade constante e ângulo do leme $\delta = 0.0^\circ$ até a área de manobra, local em que o leme é acionado. Na segunda fase, já com o leme acionado, o navio inicia a curva e surgem as acelerações de *surge*, *sway* e *yaw*. A terceira fase começa quando a velocidade de avanço e angular se tornam aproximadamente constantes e as forças e momentos atuantes no casco não variam no tempo, podendo ser considerado um regime estacionário.

As principais informações que devem ser extraídas dessa manobra são o diâmetro tático, transferência e avanço. Esses conceitos podem ser compreendidos observando a figura 4.2.

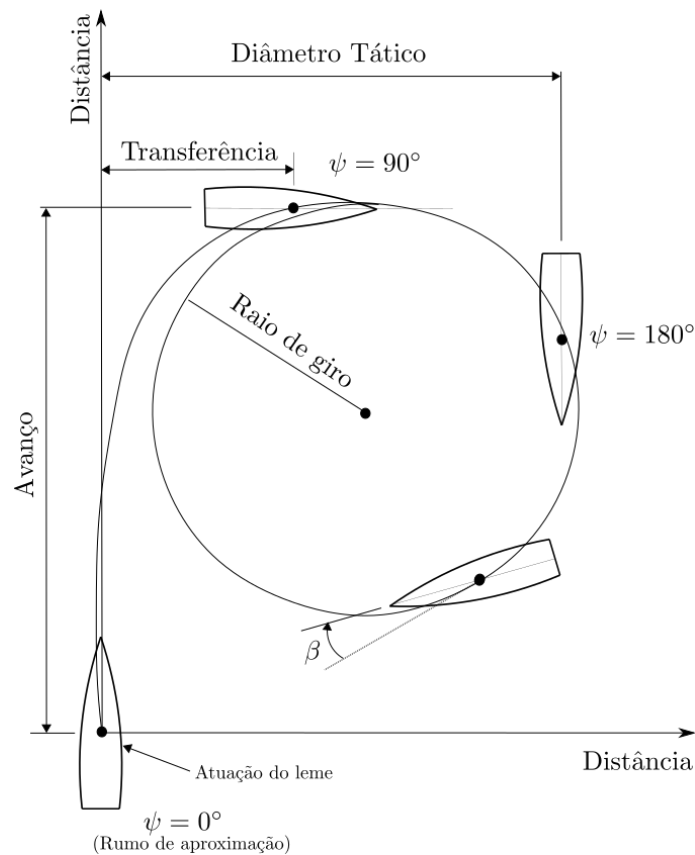


Figura 4.2: Conceitos de avaliação da manobra de curva de giro (baseado na norma ABS [71])

Considerando que o navio está aproado inicialmente na direção X_e , podemos observar que o avanço corresponde à distância na direção X_e , entre a posição inicial até o momento em que atinge uma mudança de 90° de aproamento. Já a transferência corresponde a essa mesma distância, mas o diâmetro tático corresponde a distância na direção Y entre a posição inicial até o momento em que se observa uma variação de 180° de aproamento.

Dessa forma, foram plotadas a seguir as trajetórias da curva de giro, com a ve-

locidade de aproximação de $U(0) = 0,879m/s$, a rotação do propulsor constante em $n_p = 10,05rps$ e inclinações de leme de $\delta = +35^\circ / -35^\circ$, assim como as comparações com o resultado experimental.

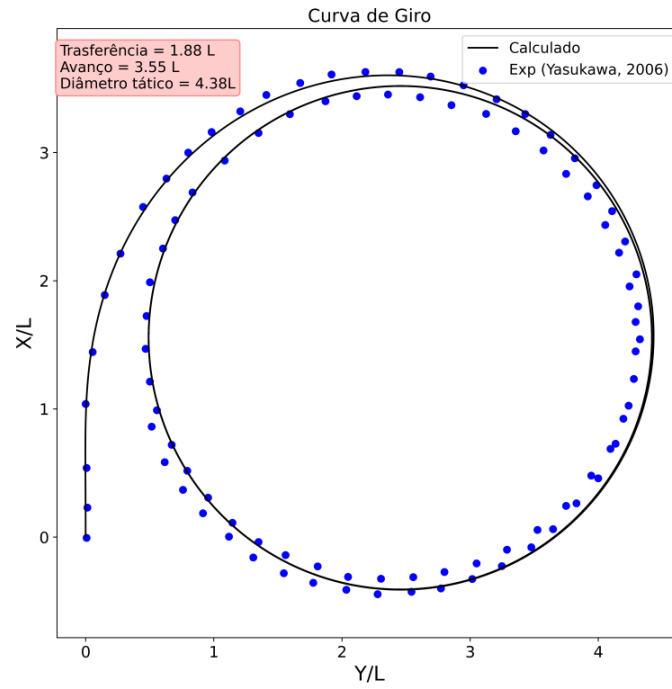


Figura 4.3: Curva de giro com ângulo do leme $\delta = +35^\circ$

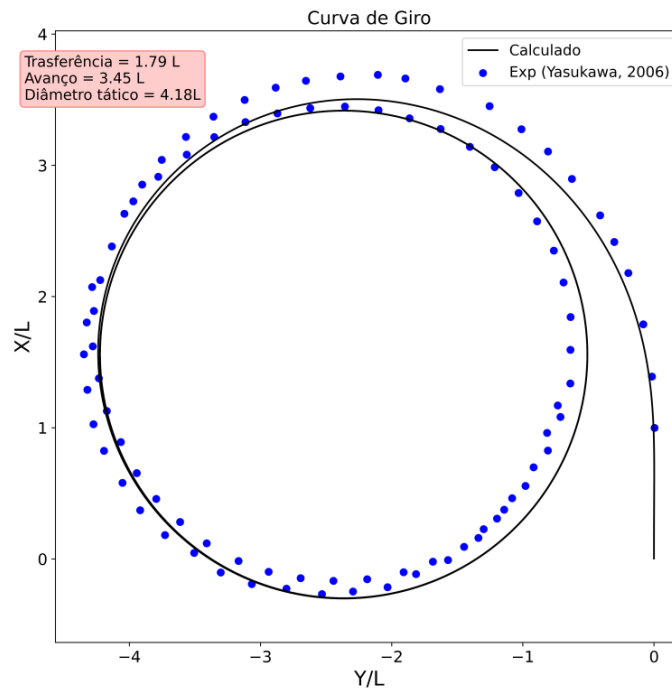


Figura 4.4: Curva de giro com ângulo do leme $\delta = -35^\circ$

Resumindo, os resultados de diâmetro tático e avanço podem ser avaliados na

tabela a seguir comparando com o experimento com modelo livre realizado por Yasukawa [10].

Tabela 4.5: Resultados de Curva de giro para bombordo.

Índice	Experimento	Simulação
Avanço	3,65 L	3,45 L
Diâmetro Tático	4,27 L	4,18 L

Tabela 4.6: Resultados de curva de giro para boreste.

Índice	Experimento	Simulação
Avanço	3,55 L	3,62 L
Diâmetro Tático	4,32 L	4,38 L

Podemos observar que os resultados de avanço e diâmetro tático apresentam pequena diferença em relação aos experimentos. Já no que diz respeito à trajetória, podemos observar que para o caso de ângulo do leme de $\delta = -35^\circ$, a guinada inicial para bombordo, até atingir a distância de transferência, apresenta uma defasagem deixando a trajetória do experimento por boreste. Após cessar a fase transiente, a trajetória volta a ser muito próxima da experimental.

A fim de analisar de modo mais detalhado o comportamento do navio na trajetória, foram plotados a seguir os principais parâmetros ao longo do tempo para a manobra de curva de giro com o ângulo do leme $\delta = 35^\circ$. Os parâmetros relacionados ao ângulo de leme $\delta = -35^\circ$ podem ser analisados no Apêndice D.1.

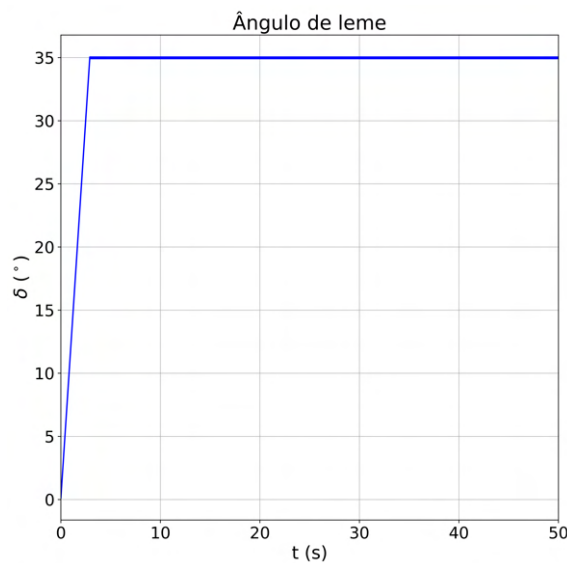


Figura 4.5: Evolução da ângulo de leme na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$.

Primeiramente, podemos observar que o módulo da velocidade parte do valor inicial de $U(0) = 0,879m/s$, passando pelo regime transiente e estabilizando em $U = 0.473m/s$ no regime estacionário. O mesmo acontece para o ângulo de deriva, sendo inicialmente nulo durante a aproximação à região de manobra, reduzindo e estabilizando em $\beta = 12,8^\circ$ na fase estacionária.

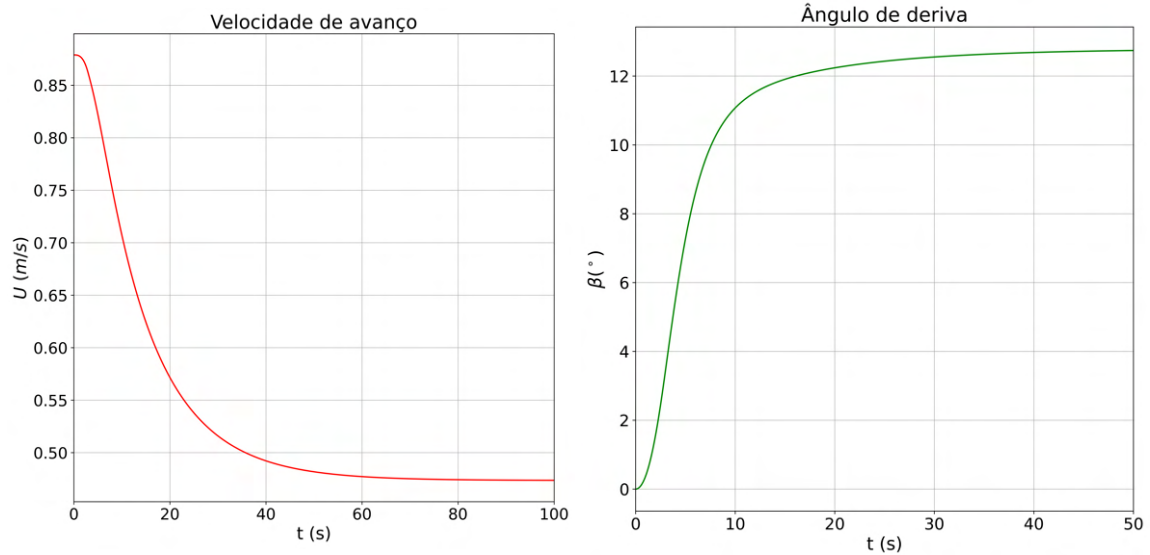


Figura 4.6: Evolução da módulo da velocidade U e do ângulo de deriva β na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$.

Analisemos a seguir a velocidade e aceleração de *yaw*, assim como a variação do ângulo de leme.

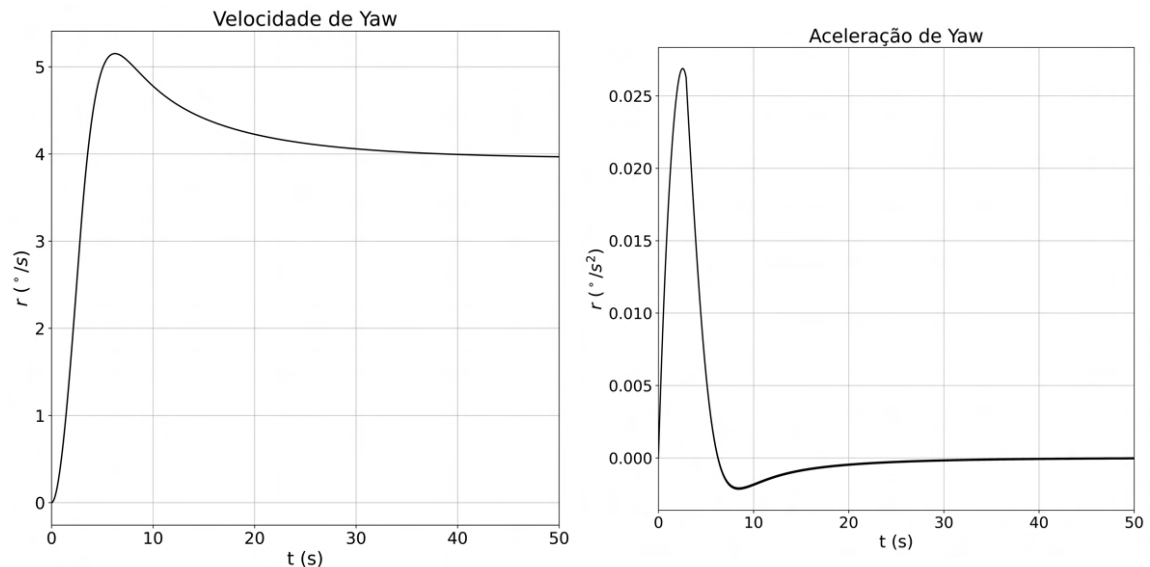


Figura 4.7: Evolução da velocidade de *yaw* e da aceleração de *yaw* na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$.

Pode-se observar na figura 4.1.1, que a velocidade de *yaw* se estabiliza no regime estacionário em $r = 3,95^\circ/s$.

Conforme explicado com maiores detalhes no PNA [72], as forças e momento gerados inicialmente pelo leme somente são contrapostos pela reação inercial do navio, pois as forças hidrodinâmicas ainda não foram desenvolvidas. Assim, surgem a aceleração de *yaw* (\dot{r}) e de *sway* (\dot{v}). Em seguida, quando o ângulo de deriva β aumenta, as forças hidrodinâmicas geradas pelo casco aumentam e se contrapõem com as do leme, fazendo as acelerações tenderem a zero e estabilizando as velocidades de *yaw* e *sway*. Verifica-se nas figuras 4.1.1 e 4.9, a evolução das forças e momentos atuantes.

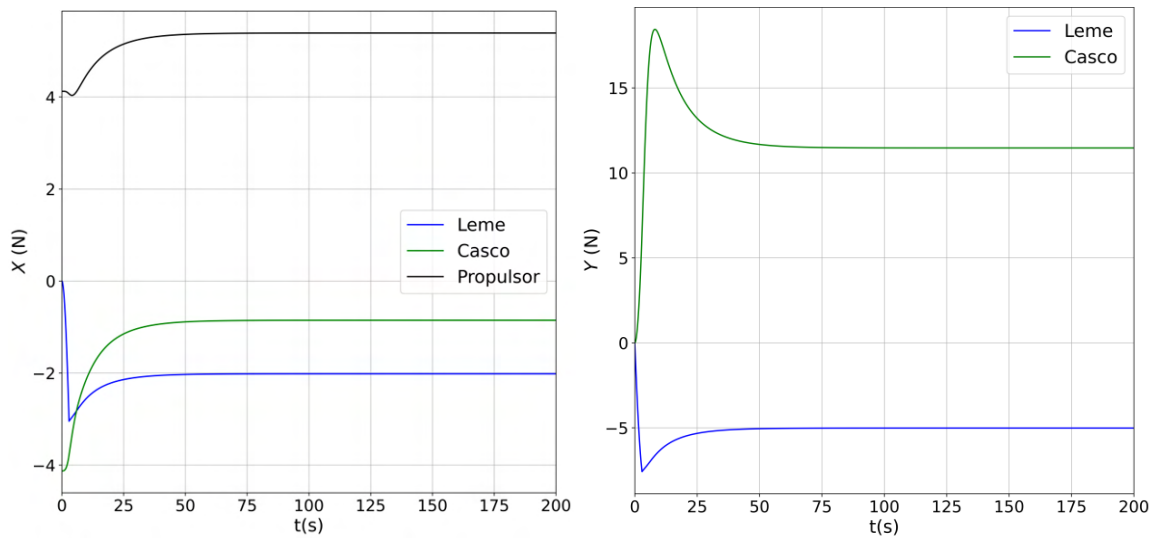


Figura 4.8: Forças atuantes na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$ em águas calmas.

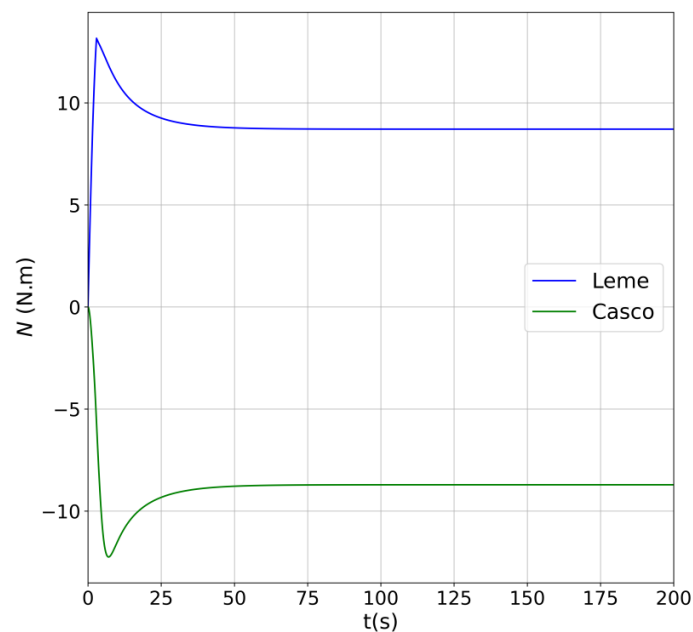


Figura 4.9: Momentos na manobra de curva de giro $\delta = 35^\circ$ em águas calmas.

4.1.2 Análise de sensibilidade

Foi executada uma análise de sensibilidade da trajetória de giro do navio para diferentes inclinações do leme. O objetivo é verificar se o modelo representa adequadamente, de modo qualitativo, a variação dessa trajetória. Foram adotados os seguintes ângulos de leme: 35° , 25° , 15° e 10° , mantendo a velocidade de aproximação de $U(0) = 0,879m/s$.

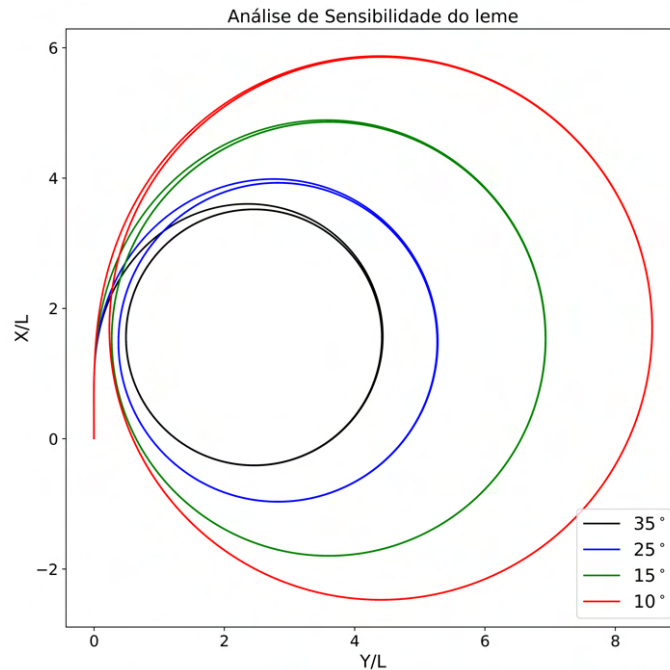


Figura 4.10: Análise de sensibilidade da trajetória do navio para diferentes ângulos de leme

Verifica-se, conforme esperado, que o modelo elaborado representa adequadamente o aumento da curva de giro com a redução do ângulo do leme adotado.

4.1.3 Teste de espiral

O teste de espiral tem como objetivo analisar a estabilidade direcional do navio. Nesse teste o navio inicialmente aciona o propulsor na rotação desejada e navega até atingir uma velocidade constante em linha reta. A partir desse momento, a planta propulsora não altera sua condição, mantendo a rotação do propulsor em todo o teste. Portanto, foi adotada a rotação de $n_p = 10,05rps$ que corresponde a uma velocidade de aproximação de $U(0) = 0,879m/s$ ($F_n = 0,15$).

Em seguida, o leme é acionado até o primeiro ângulo estipulado. Aguarda-se até a velocidade de *yaw* estabilizar e manter-se constante por aproximadamente 1 min. Essa velocidade é plotada em função do ângulo de leme adotado. O primeiro ângulo

estipulado foi de $\delta = -35^\circ$, que corresponde ao leme acionado para bombordo no seu ângulo máximo.

Logo após, o leme deve ser decrescido de $\Delta\delta = 5^\circ$, e aguarda-se novamente a estabilização da velocidade de *yaw* para o novo grau de leme, plotando-se novamente a velocidade de *yaw* estabilizada para esse grau de leme. Dessa forma, foi feito esse processo numa varredura entre $\delta = -35^\circ$ a $+35^\circ$, plotando todas as velocidades de *yaw* estabilizadas em cada caso.

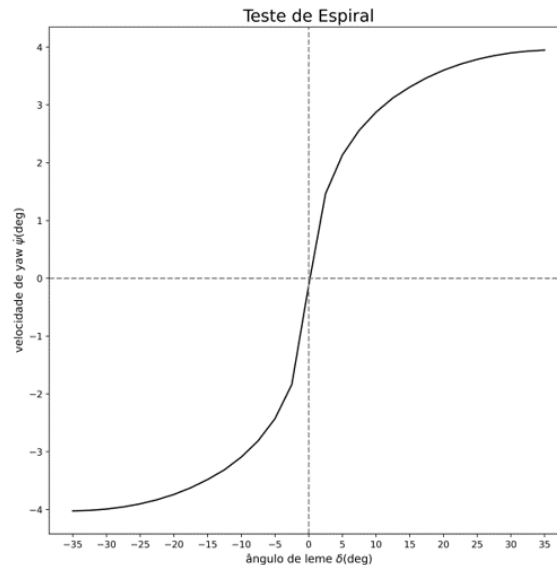


Figura 4.11: Plotagem dos resultados do teste de espiral do modelo numérico do S175 na condição de águas calmas

Portanto, percebemos que o navio é estável direcionalmente para todos os ângulos de atuação do leme.

4.1.4 Ensaio de Pull-Out

O ensaio de pull-out também é utilizado para a verificação da estabilidade direcional do navio e pode ser encontrado com mais detalhes no PNA [72]. A avaliação é feita após a execução de curva de giro, já com o navio na última fase da manobra, ou seja, estacionária. No início da avaliação, o leme colocado a 0° , reduzindo a velocidade de yaw ao longo do tempo. Deve ser medida a velocidade final mantida constante pelo navio, que pode ser nula, ou ter um valor pequeno. Esse procedimento é realizado para os dois bordos de guinada, e a condição para considerar o navio estável é que a velocidade final seja a mesma para ambos os bordos.

Na figura 4.12, o ângulo final obtido pelo navio S175 é constante e nulo para ambos os bordos, sendo considerado estável.

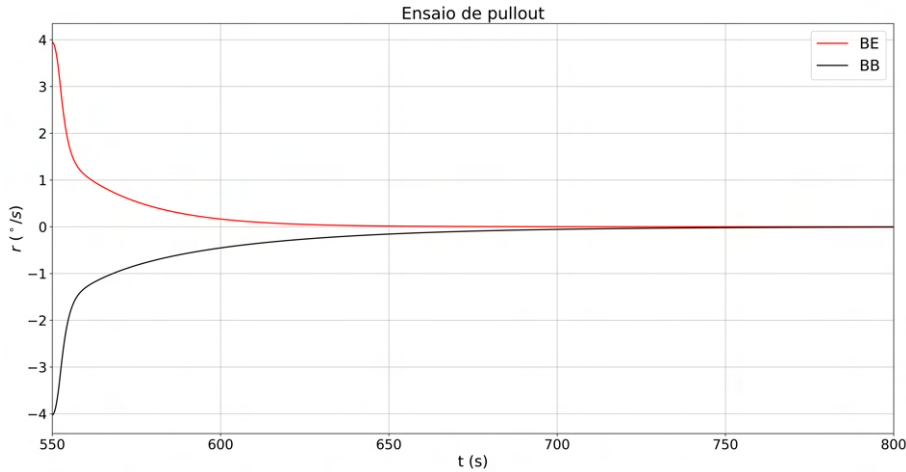


Figura 4.12: Ensaio de pull-out numérico do S175 com velocidade de aproximação $U(0) = 0,879 \text{ m/s}$, e ângulo de leme inicial $\delta = +35^\circ$ (BE) e $\delta = -35^\circ$ (BB)

4.1.5 Manobra de zig-zag

Outra manobra padronizada avaliativa muito comum é a manobra de zig-zag. Nesse teste, são definidas inicialmente os ângulos leme para ambos os bordos, de mesmo valor, mas sentidos opostos. O navio ficará alternando entre esses dois ângulos durante todo o teste.

Ao se aproximar da região de teste o navio deverá estar com o aproamento nulo ($\psi = 0.0^\circ$) e com velocidade constante. Em seguida, ao iniciar a manobra, o leme deverá ser acionado até atingir um ângulos estabelecidos, podendo ser, por exemplo, $10^\circ / -10^\circ$ ou $20^\circ / -20^\circ$. O aproamento naturalmente variará, devendo ser monitorado até atingir o mesmo valor do ângulo do leme estipulada inicialmente. Nesse momento, o leme deverá inverter seu sentido, a guinada tenderá para o outro bordo e esse processo deve ser repetido ao alcançar novo ângulo de leme correspondente ao outro bordo de guinada.

Exemplificando, se os ângulos estipulados forem $10^\circ / -10^\circ$, na primeira manobra o leme deve ser acionado até 10° e, quando o aproamento atingir 10° , o leme deverá ser invertido para -10° . Entretanto, é importante ressaltar que o aproamento não inverterá o sentido automaticamente, ele continua girando na mesma direção mas com menor velocidade, até que em um determinado momento o sentido de giro se inverte. A diferença entre o ângulo desse momento e o ângulo estipulado do leme é chamado de *overshoot*.

Nesse modelo, foi realizado o teste de zig-zag estabelecendo os ângulos $10^\circ / -10^\circ$ como limites e foram plotados os resultados de ângulos de leme e aproamento em função do tempo. O passo de tempo utilizado nessa análise foi de 0,01s, sendo empregado o método de Euler Explícito para integração temporal. Os resultados

obtidos neste modelo matemático foram comparados com os resultados experimentais obtidos pelo ensaio com modelo livre de Yasukawa [11].

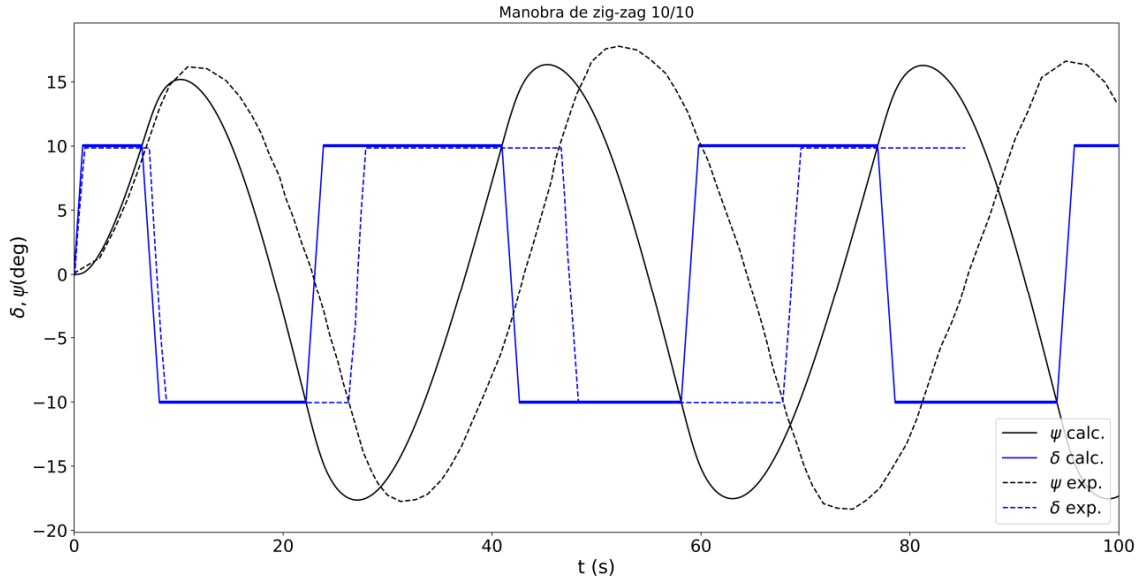


Figura 4.13: Teste de zig-zag $10^\circ / -10^\circ$ e $U(0) = 0,879 \text{ m/s}$ do modelo numérico do S175.

Tabela 4.7: Resultados do teste de zig-zag

Índice	Experimento [11]	Simulação
1° Overshoot	$6,12^\circ$	$5,02^\circ$
2° Overshoot	$7,75^\circ$	$7,40^\circ$

Observa-se pela plotagem dos resultados de zigzag na figura 4.13, que a primeira inversão de giro acontece um pouco antecipada em relação aos resultados experimentais, o que gera uma defasagem entre as curvas. Entretanto, a forma de ambas as curvas é similar, assim como os demais ângulos de inversão. Pode-se verificar que o segundo ângulo de *Overshoot* se aproxima dos resultados experimentais.

Com o objetivo de averiguar o motivo dessa defasagem, foram plotadas as demais características da manobra, mostrando como se comporta a evolução de cada parâmetro envolvido na mesma. As plotagens desses parâmetros encontram-se no Apêndice D.2 e percebe-se que a defasagem ocorre em todos eles.

Um dos motivos dessa defasagem podem ser percebidos ao analisar a curva de força normal do leme, que no modelo apresenta um valor de pico superior na primeira guinada. No mesmo momento do pico, se intensifica a defasagem do ângulo de aproamento. Portanto, podemos inferir que a força no leme nesse ângulo pode estar superestimada.

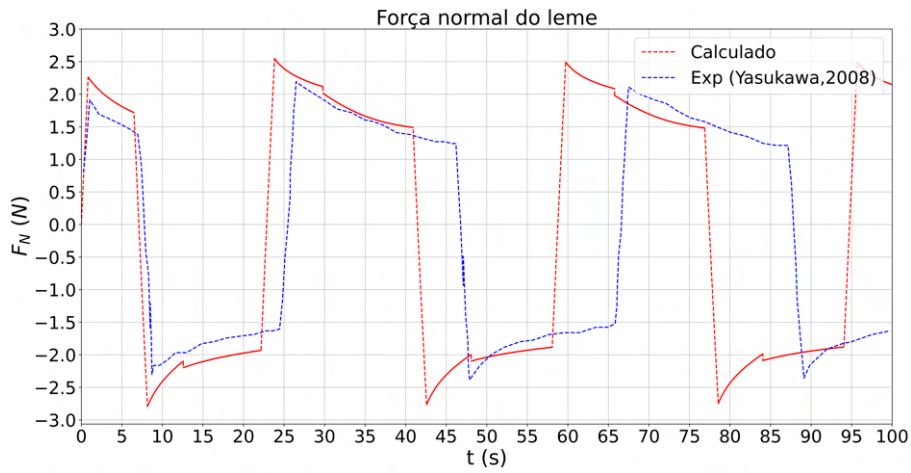


Figura 4.14: Força normal do leme durante a manobra de zig-zag $10^\circ/10^\circ$ e $U(0) = 0,879 \text{ m/s}$.

Para confirmar essa hipótese, foi realizado um teste reduzindo a força do leme de 20% em relação à original, obtendo assim resultados mais próximos do experimental.

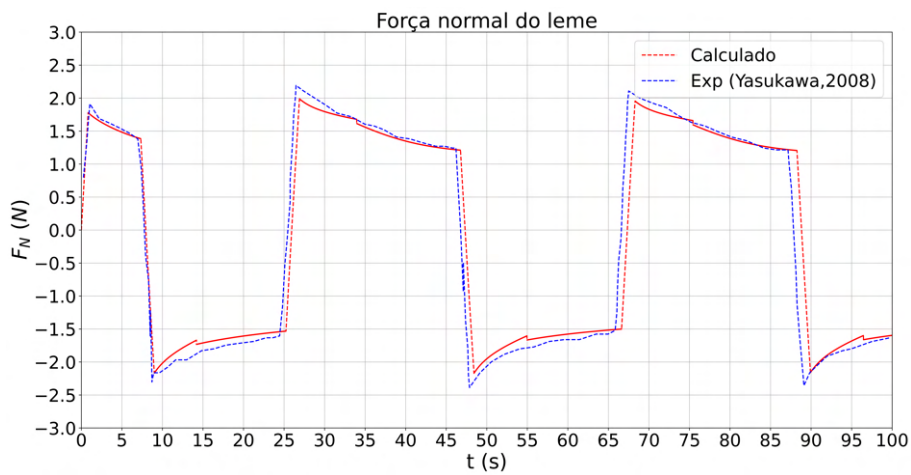


Figura 4.15: Força normal do leme durante a manobra de zig-zag $10^\circ/10^\circ$ e $U(0) = 0,879 \text{ m/s}$ com 80% de F_N .

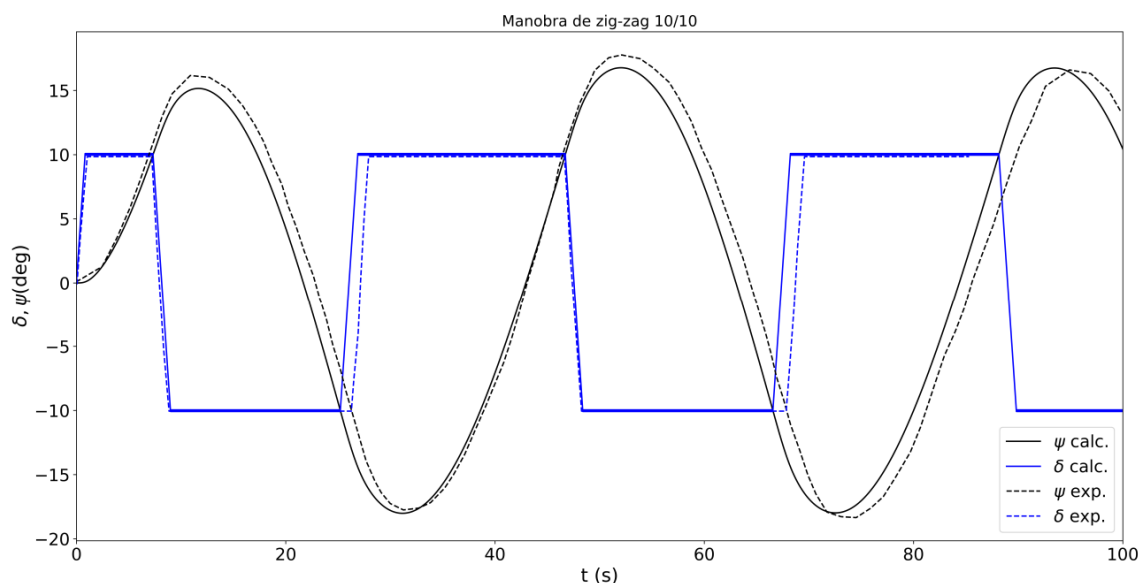


Figura 4.16: Teste de zig-zag com 80% de F_N do modelo numérico do S175.

Pode-se observar a evolução dos demais parâmetros também estão mais próximas das experimentais no Apêndice D.2.

Examinando a equação da força normal do leme 3.27, nota-se que a velocidade incidente é um fator relevante. Kijima [47] faz uma análise da variação da curva de força normal do leme e obtém algumas conclusões. A forma do pico é alterada com a variação do fator de esteira incidente no leme (w_R) e a intensidade como um todo se altera com a variação do coeficiente de endireitamento (γ), termos estes que estão relacionados com o escoamento incidente leme. Portanto, a precisão na estimativa desses parâmetros mostrou ser muito sensível no cálculo da manobra de zig-zag, mas não tanto à curva de giro.

4.2 Validação e Resultados de Comportamento em ondas

4.2.1 Resultados de primeira ordem e validação

Antes de obter os resultados de segunda ordem, é necessário validar os resultados de primeira ordem obtidos pelo *PDStrip*. Nesse caminho, além de prover mais segurança na acurácia do modelo, os parâmetros obtidos de primeira ordem também fazem parte dos cálculos de segunda ordem, ou seja, é fundamental que ambos tenham sido verificados. Dessa forma, foi utilizado como referência os experimentos dispostos no comitê de *seakeeping* da 15^a ITTC [73], os quais se referem aos resultados de RAO do navio S-175.

As condições de carregamento utilizadas no ensaio são distintas das utilizadas no modelo de águas calmas. Pode-se observar na tabela 4.8, a condição adotada nos testes.

Tabela 4.8: Condições do ensaio da 15^a ITTC

Parâmetro	Valor
∇	24742 t
\overline{GM}	1,05 m
C_b	0,572
x_g	-2,55 m
k_{xx}^2	69,4 m^2
k_{yy}^2	1764 m^2
k_{zz}^2	1764 m^2
F_n	0,275

Sendo que os termos k_{xx} , k_{yy} e k_{zz} correspondem aos raios de giração. Os ensaios foram realizados na seguinte faixa de frequência:

$$1,0 \leq \omega \sqrt{\frac{L_{pp}}{g}} \leq 4,0 \quad (4.1)$$

Como o navio tem 175m de L_{pp} , a faixa de comprimentos de ondas seria

$$68 \text{ m} \leq \lambda \leq 1099 \text{ m} \quad (4.2)$$

Como o modelo de primeira ordem foi discretizado com 25 balizas, o espaçamento entre elas é de aproximadamente 7,3 m. Ou seja, este valor corresponde a um comprimento bastante inferior ao limite mínimo de comprimento de onda analisado, logo é possível capturar a oscilação das ondas ao longo do navio.

Uma parcela dos resultados de RAO estão dispostos a seguir, já o restante pode ser verificado no Apêndice D.4. A variável ξ_i representa o movimento do navio na direção i , k o número de onda, e ζ_w a amplitude da onda. Os movimentos de rotação estão adimensionalizados em função da amplitude e número de onda ($\frac{\xi_i}{k\zeta_w}$), e os de traslação são adimensionalizados somente em relação a amplitude ($\frac{\xi_i}{\zeta_w}$). Todos os movimentos são relacionados ao número de Froude $F_n = 0,275$.

Resultados de heave

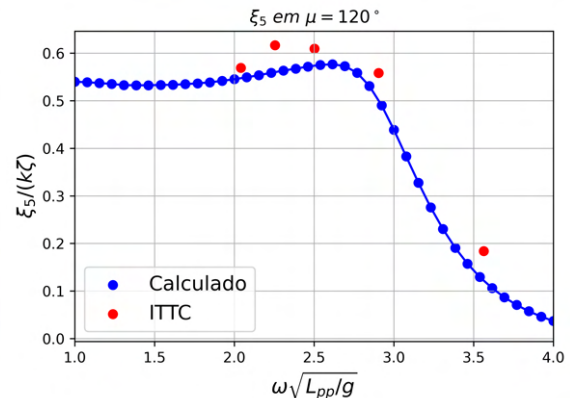
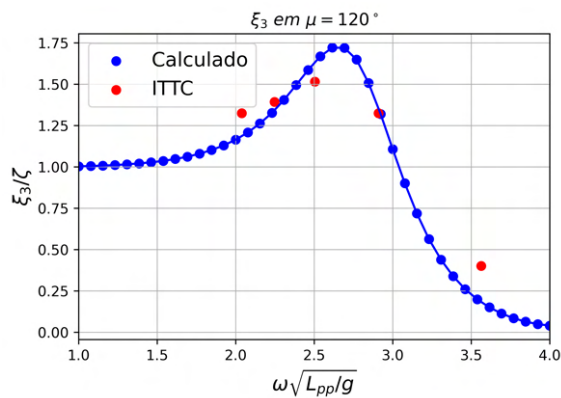


Figura 4.17: Resultados de *heave* com ângulo de incidência de $\mu = 120^\circ$.

Figura 4.18: Resultados de *pitch* com ângulos de incidência de $\mu = 180^\circ$

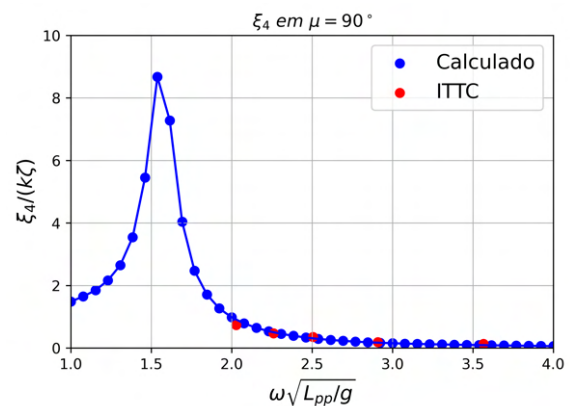
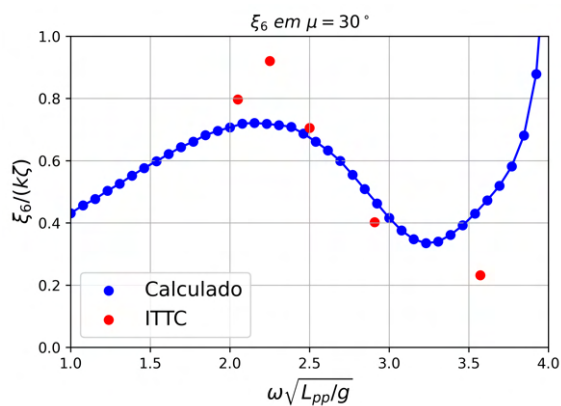


Figura 4.19: Resultados de *yaw* com ângulo de incidência de $\mu = 30^\circ$

Figura 4.20: Resultados de *roll* com ângulo de incidência de $\mu = 60^\circ$.

Análise dos resultados

Conforme relatado por [19], os resultados provenientes da Teoria das Faixas apresentam melhor aderência com os experimentais no caso dos movimentos no plano vertical (*pitch* e *heave*). Os resultados de *roll* não possuem dados empíricos suficientes para a validação na região de pico, na qual o coeficiente de amortecimento tem sua maior importância. Mas, fora dessa região, os resultados obtidos foram próximos dos experimentais. No caso dos movimento de *yaw*, foi observada maior diferença entre os resultados, apesar de qualitativamente capturar a tendência desse movimento.

Adicionalmente, foi realizado um desenvolvimento analítico para avaliar a tendência dos RAOs de *pitch* e *heave* em frequências aproximadamente nulas. Essa análise pode ser verificada no Apêndice B.10.

4.2.2 Validação e Resultados de Forças e Momentos de Segunda Ordem

Descrição geral dos experimentos

Não são encontradas em grande quantidade os experimentos de medição de forças de segunda ordem na literatura. Em geral, essas forças são de difícil obtenção, pois dependem do movimento do navio, ou seja, eles não podem estar totalmente restritos. Por isso, são considerados semi-cativos, pois permitem movimentos, mas devem ter alguma restrição que possibilite a medição das forças.

O ensaio para obter as forças e momentos de segunda ordem do S175 utilizados como referência são os realizados no tanque de provas de manobra e comportamento no mar do Centro de Pesquisa e Desenvolvimento de Nagasaki da *Mitsubishi Heavy Industries*. O tanque possui dimensões de 190 m x 30 m x 3,5 m, contendo um batedor lateral e longitudinal. Dessa forma permite a medição de forças de segunda ordem com o navio rebocado e com ondas incidindo por 90° e 180°.

Os ensaios foram elaborados por Yasukawa e Adnan [74], sendo conduzidos nas seguintes condições de teste.

Tabela 4.9: Condições testadas nos ensaios de forças de segunda ordem

Condições	Valor
Velocidade de avanço (F_n)	0,15
Direções da onda (μ)	90° e 180°
Comprimentos de onda (λ/L)	0,5; 0,7; 1,0; 1,2
Altura da onda (H/L)	0,02
Escala do modelo	1:50

Resultados de Segunda Ordem

São comparados os resultados obtidos numericamente com os experimentais. Inicialmente, para análise de convergência, foram comparados os casos de uma discretização do casco com 25 e de 49 balizas. A diferença entre ambos foi muito pequena, sendo considerado um resultado convergente e está disponível no Apêndice D.5.

Os resultados são proporcionais a amplitude da onda ao quadrado e são adimensionalizados da seguinte forma:

$$X'_w = \frac{X_w}{\rho g \zeta_w^2 \frac{B^2}{L}} \quad (4.3)$$

$$Y'_w = \frac{Y_w}{\rho g \zeta_w^2 \frac{B^2}{L}} \quad (4.4)$$

$$N'_w = \frac{N_w}{\rho g \zeta_w^2 B^2} \quad (4.5)$$

Primeiro, seguem os resultados de resistência adicional.

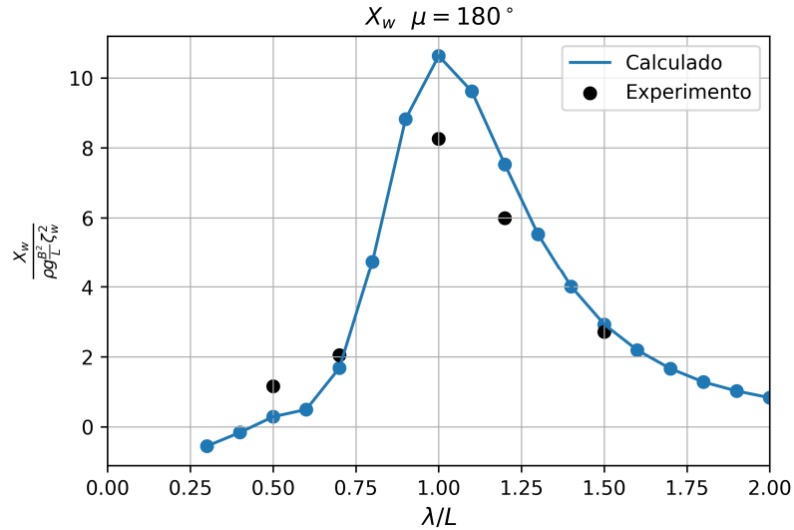


Figura 4.21: Resistência adicional com ondas a 180° .

Pode-se verificar que os resultados para ondas de proa $\mu = 180^\circ$ foram adequados, pois capturam a tendência da força e sua ordem de grandeza. Entretanto, percebe-se uma diferença no pico da resistência adicional com comprimento de onda da ordem do comprimento do navio.

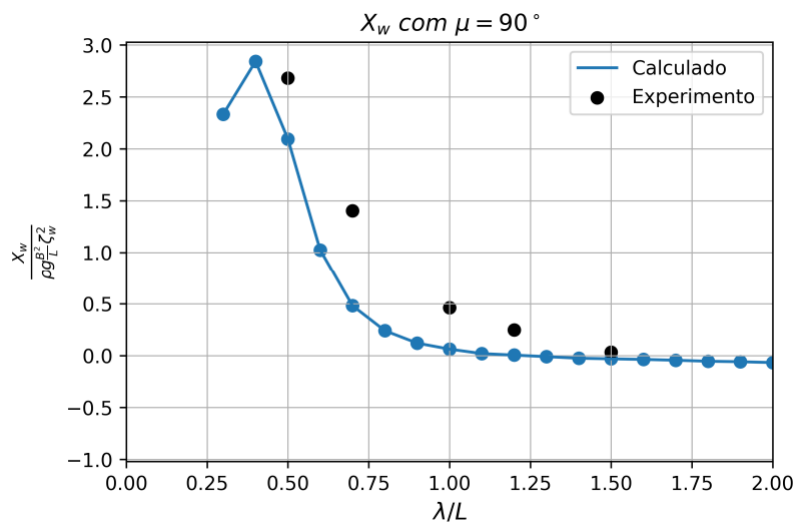


Figura 4.22: Resistência adicional com ondas a 90° .

Nos resultados para ondas de través $\mu = 90^\circ$ a tendência também é bem capturada, mas com defasagem em relação ao experimental.

Em seguida, podemos observar os resultados de força lateral.

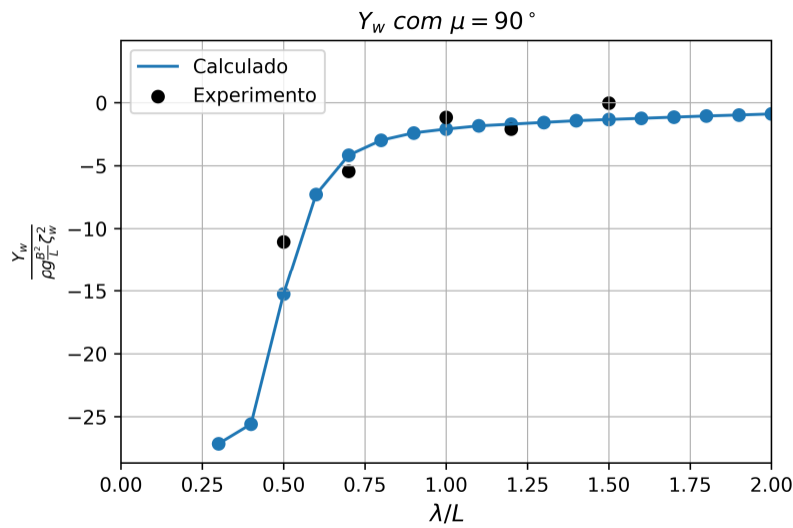


Figura 4.23: Força lateral de segunda ordem com ondas à 90° .

Nesse caso, foram obtidos resultados bem aderentes ao experimental.

Por fim, seguem os momentos de segunda ordem.

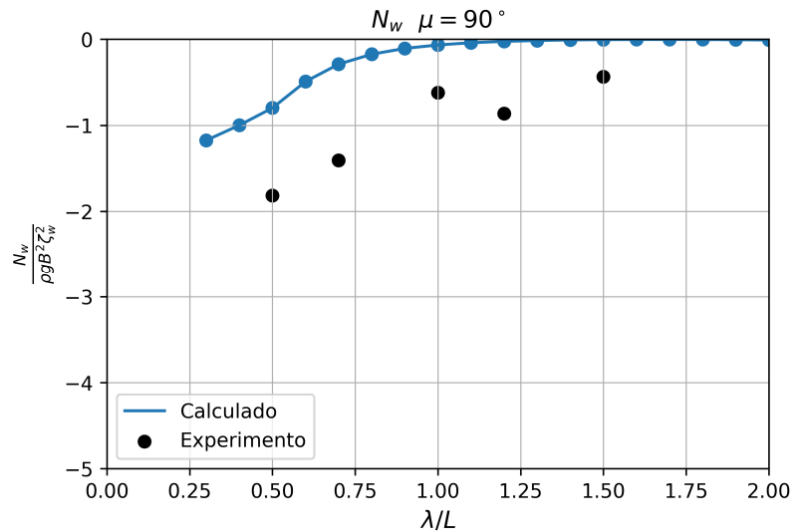


Figura 4.24: Momento de *yaw* de segunda ordem com ondas à 90° .

Nesse caso, os momentos estimados estão subdimensionados em relação ao experimento. Entretanto, a tendência também é capturada nos comprimentos de onda adequados. Segundo Grue e Palm [75], o momento médio de *yaw* é consideravelmente influenciado pelas *Ondas de Kelvin*. Como as condições de contorno utilizadas

na solução do problema do valor de contorno são linearizadas, há uma dificuldade maior de calcular o momento.

Formação do banco de dados de forças de segunda ordem

Com o objetivo de viabilizar a atualização das forças de segunda ordem, é importante a construção de um banco de dados que seja acessado sucessivamente para buscar as informações dessas forças.

A estrutura de banco de dados deve ser formada alocando como variáveis de entrada o módulo da velocidade de avanço e o ângulo de incidência, nos moldes da subseção 3.1.3. As variáveis dependentes de saída seriam as cargas de segunda ordem descritas na equação de movimento 3.13.

Dessa forma, os resultados de saída do *PDStrip* devem ser pós-processados de forma a organizá-los nessa estrutura. Para otimizar esse processo, foi criado o código *F2ordem-database.py*, que realiza a leitura do arquivo de texto de saída gerado pelo *PDStrip* (*pdstrip.out*), forma o banco de dados e plota os resultados por ângulo de incidência.

O mesmo código é alocado sob a forma de função no programa principal, a fim de estimar a trajetória da manobra. Na tabela 4.10, está exposto o exemplo de um extrato do banco de dados formado. Conforme já mencionado, ao longo da trajetória do navio, o ângulo de incidência e a velocidade sofrem alterações. Por isso, após a atualização dessas variáveis, a entrada no banco de dados deve ser interpolada entre as variáveis de entrada disponíveis.

Tabela 4.10: Exemplo de organização do banco de forças de segunda ordem

$\chi(^{\circ})$	U (m/s)	X_w	Y_w	N_w
0,0	4,5
3,0	4,75
6,0	5,0
...				

Exemplificando, ao observar a tabela 4.10, se durante a manobra o navio estiver com um módulo da velocidade de 4,8 m/s e um ângulo de incidência for 5,0°, os valores de força de segunda ordem serão a interpolação entre os resultados calculados da segunda e terceira linhas.

A seguir serão plotados os resultados de uma parcela do banco de dados formado. A plotagem foi feita para cada velocidade em toda a faixa de ângulos de incidência.

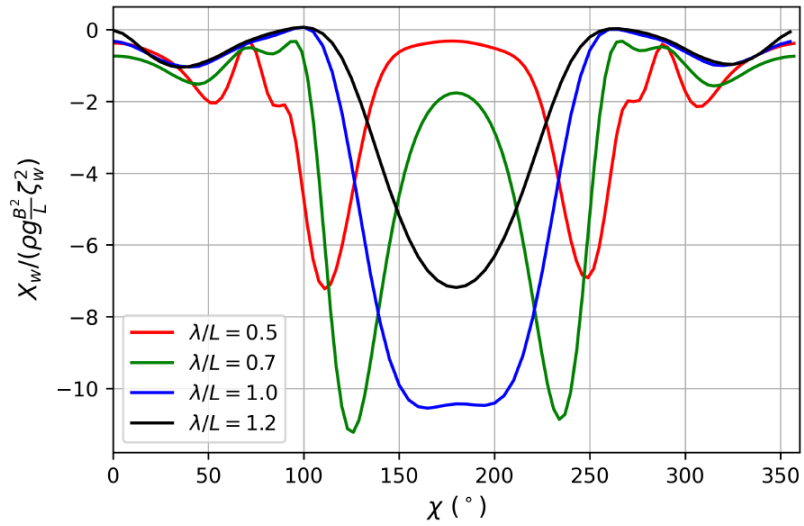


Figura 4.25: Resultados de X_w por ângulo de incidência com velocidade 0,85 m/s (6,0 m/s na escala real).

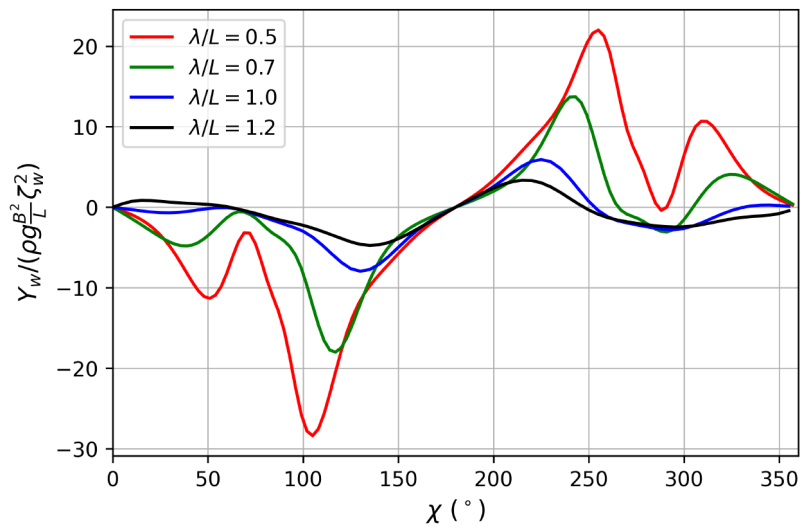


Figura 4.26: Resultados de Y_w por ângulo de incidência com velocidade 0,85 m/s (6,0 m/s na escala real).

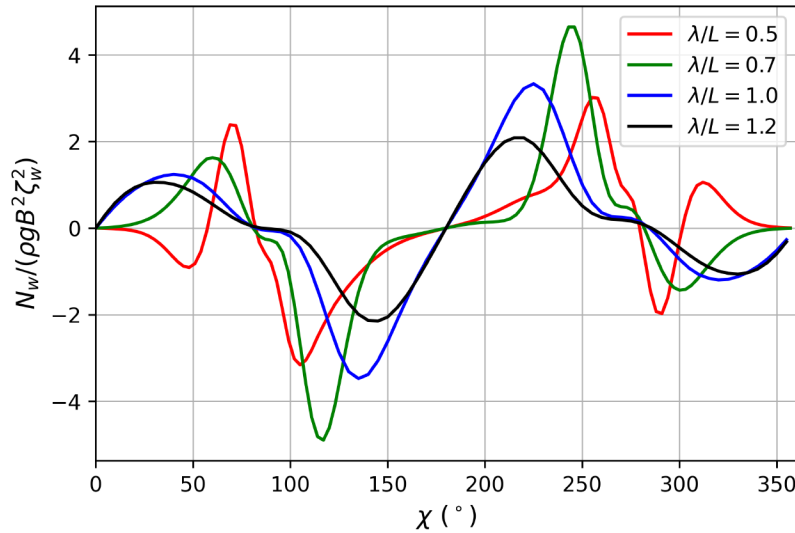


Figura 4.27: Resultados de N_w por ângulo de incidência com velocidade 0,85 m/s (6,0 m/s na escala real).

Não há resultados experimentais disponíveis para mais ângulos de incidência fora os já apresentados na seção 4.2.2, que se referem aos ângulos de 90° e 180° . Isso gera uma falta de referência principalmente para os casos de ondas incidindo pela bochecha em ondas curtas, onde estão localizados os valores de pico.

4.3 Validação e Resultados de Curva de Giro em ondas

Os resultados finais da dissertação encontram-se nesta seção, expondo a comparação das trajetórias do modelo matemático com as do experimento com modelo livre de Yasukawa [10]. Através dessas demonstrações, foi possível avaliar os pontos positivos e negativos dessa estrutura de modelagem, assim como sugerir melhorias para estudos futuros.

Foram estudados 16 casos de manobra de curva de giro, contemplando as combinações entre direção da onda, comprimento de onda e ângulo de leme ($\delta = \pm 35^\circ$). Além das comparações com os resultados experimentais, em alguns casos foi analisada a influência da variação da altura da onda. Juntamente com a comparação da trajetória, foram plotadas as cargas atuantes sobre o modelo em escala, assim como a evolução do módulo da velocidade, da velocidade angular e do ângulo de deriva.

O tempo de processamento foi de cerca de 5 min por caso, considerando que os arquivos *pdstrip.out* já tenham sido gerados. O passo de tempo utilizado foi de 0,001s, sendo que a atualização das cargas de segunda ordem foi feita a cada $\Delta\Psi = 0,5^\circ$. Foi adotado este intervalo de $\Delta\Psi$, pois são verificados saltos na intensidade das cargas de segunda ordem em pequenas variações de ângulo de incidência χ , conforme pode-se analisar nas figuras 4.25, 4.26 e 4.27. Dessa forma, foram testados valores

diferentes de $\Delta\Psi$ para que os resultados possam ser interpolados adequadamente. Foi adotada a interpolação cúbica para obter os valores das cargas a partir do banco de dados gerado.

Os ensaios com modelo livre em ondas de Yasukawa [10] foram realizados para ambos os bordos, adotando o ângulo do leme $\delta = \pm 35^\circ$. Na condição inicial o leme está posicionado a 0° e a velocidade máxima de variação do leme é $12^\circ/s$. A revolução do propulsor é mantida fixa durante toda a manobra, sendo $n_p = 10,05 \text{ rps}$, que corresponde a uma velocidade inicial de $0,879 \text{ m/s}$ ($F_n = 0,15$). Essa velocidade inicial ainda não está levando em consideração a ação das ondas.

Inicialmente, os eixos do referencial solidário estão apontados para a mesma direção do referencial fixo no espaço, ou seja, a proa (eixo x) está apontada para o norte verdadeiro (eixo X_e). Foram estipuladas duas direções de onda, uma a 180° , incidindo inicialmente pela proa, e outra a 270° , inicialmente de través. Além disso, os comprimentos de onda $\lambda/L = 0,5; 0,7; 1,0; 1,2$ foram selecionados para análise.

Os dados ensaiados podem ser resumidos a seguir,

Tabela 4.11: Condições testadas nos ensaios com modelo livre em ondas

Condições	Valor
Velocidade de avanço ($U(0)$)	0,879 m/s
Revolução propulsor (n_p)	10,05 rps
Ângulo do leme (δ)	35°
Velocidade do leme ($\dot{\delta}$)	$12^\circ/s$
Direções da onda (μ)	270° e 180°
Comprimentos de onda (λ/L)	0,5; 0,7; 1,0; 1,2
Altura da onda (H/L)	0,02
Escala do modelo	1:50

As métricas de avaliação da curva de giro são o diâmetro tático e o avanço. No caso da manobra em ondas, esses critérios são definidos pelos ângulos entre as tangentes da trajetória, pois os ângulos de deriva β variam ao longo da mesma. O diâmetro tático foi definido como a distância entre a primeira diferença de 180° em relação à condição inicial. O avanço é relacionado à primeira diferença de 90° .

Em todos os casos descritos a seguir, o primeiro navio simbolizado representa as condições iniciais, isto é, está posicionado em ($X/L = 0, Y/L = 0$), com velocidade $0,879 \text{ m/s}$, e com aproamento em 0° , no início do acionamento do leme.

4.3.1 Comprimento de onda $\lambda/L = 1,2$

Direção de onda $\eta = 180^\circ$ com guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$)

Pode-se observar a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando um tempo de manobra de 200s.

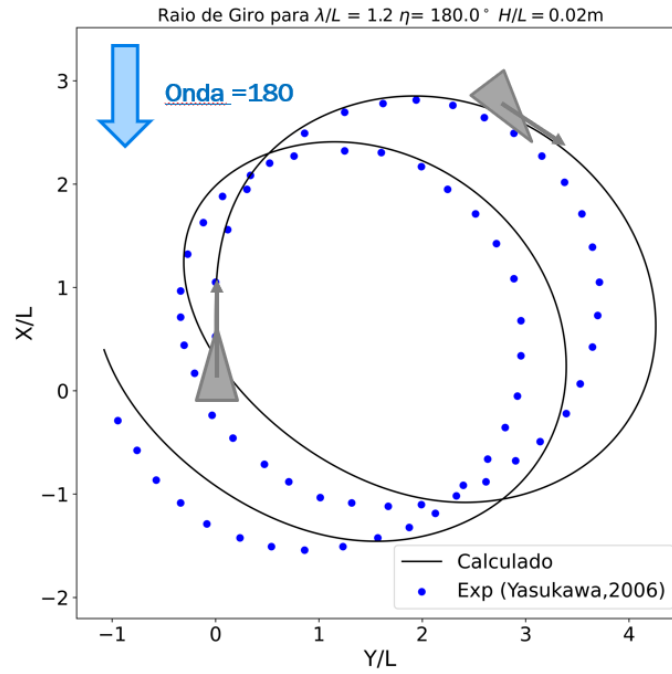


Figura 4.28: Curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Tabela 4.12: Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$.

Índice	Experimento	Simulação
Avanço	2,8 L	2,8 L
Diâmetro Tático	3,8 L	4,2 L

Na figura 4.28, percebe-se que o navio está inicialmente recebendo ondas de proa, pois o trem de ondas está direcionado para 180° .

O navio segue a manobra executando a curva de giro, mas na posição simbolizada posterior à condição inicial, o modelo se distancia um pouco da trajetória experimental. Por isso, o diâmetro tático observado na simulação é levemente superior ao experimental. Apesar disso, a tendência da trajetória do experimento é adequadamente capturada, tendo uma boa aderência com a mesma. Ademais, pode-se considerar que o modelo está a favor da segurança, visto que a simulação ocupa uma área de manobra superior.

Podemos observar nas figuras 4.29, 4.30 e 4.31 os resultados das cargas atuantes no modelo, comparando-as ao caso de águas calmas, possibilitando verificar a

influência das ondas sobre essas cargas. As componentes se separam nos módulos do casco, leme e propulsor, que utilizam os coeficientes relacionados à manobra em águas calmas, somados às cargas de segunda ordem X_w , Y_w e N_w .

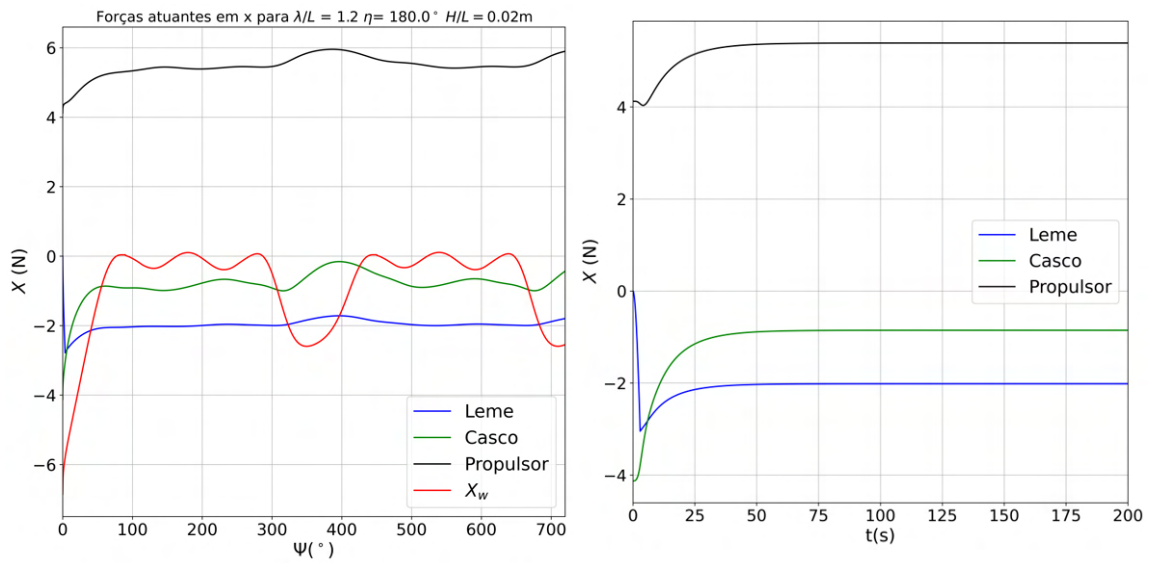


Figura 4.29: Forças longitudinais para $\lambda/L = 1,2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparados à condição de águas calmas.

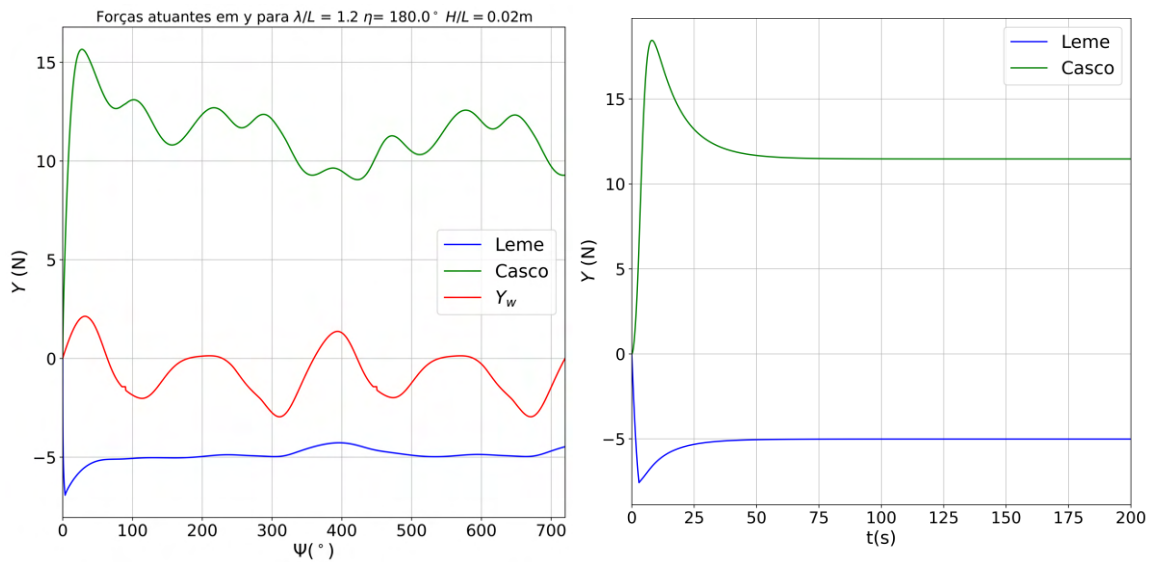


Figura 4.30: Forças transversais para $\lambda/L = 1,2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparados à condição de águas calmas.

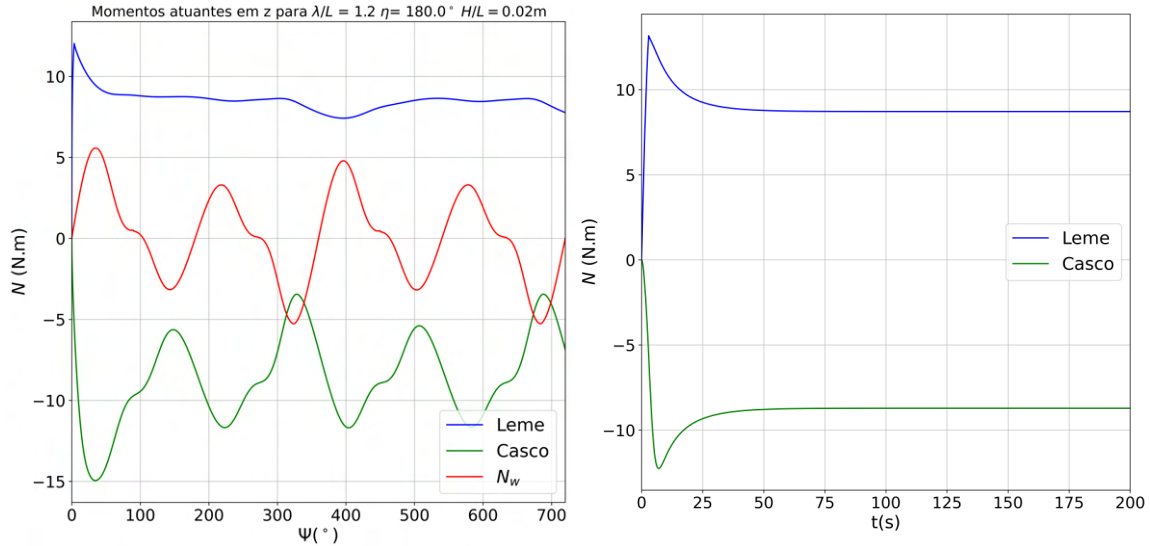


Figura 4.31: Momentos atuantes para $\lambda/L = 1, 2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparados à condição de águas calmas.

A resistência adicional de ondas X_w aumenta quando o navio recebe as ondas pela proa. No início da manobra essa resistência é maior, pois o navio está com a velocidade máxima. Em seguida, conforme o navio gira, a resistência adicional é reduzida, pois o navio deixa de receber ondas de proa. Quando o navio está com o aproamento próximo a $\psi = 360^\circ$, a resistência adicional aumenta novamente, mas numa intensidade menor que a inicial, pois a velocidade é menor.

No caso das cargas de segunda ordem Y_w e N_w , verifica-se que elas variam conforme o navio gira, de acordo com a alteração do ângulo da onda incidente.

É importante ressaltar que as derivadas hidrodinâmicas de águas calmas são relacionadas ao ângulo de deriva β e a velocidade de *yaw* adimensionalizada r' . Por isso, as cargas associadas ao casco também variam ao longo da trajetória.

Pequenas perturbações nas forças do propulsor e cargas do leme também podem ser observadas. Conforme exposto nas seções referentes ao Módulo do Propulsor (Seção 3.4) e ao Módulo do Leme (Seção 3.5), essas cargas estão associadas à variação de velocidade e ângulo de deriva.

Podemos observar o comportamento desses termos, comparando-os ao caso de águas calmas, nas figuras 4.3.1, 4.3.1 e 4.3.1.

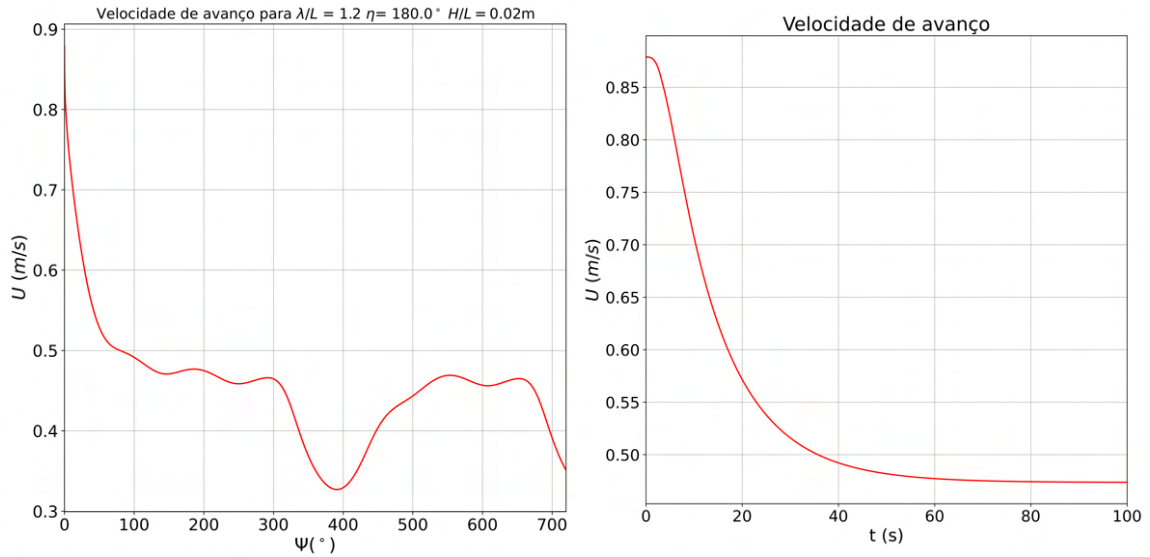


Figura 4.32: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1,2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparando com águas calmas.

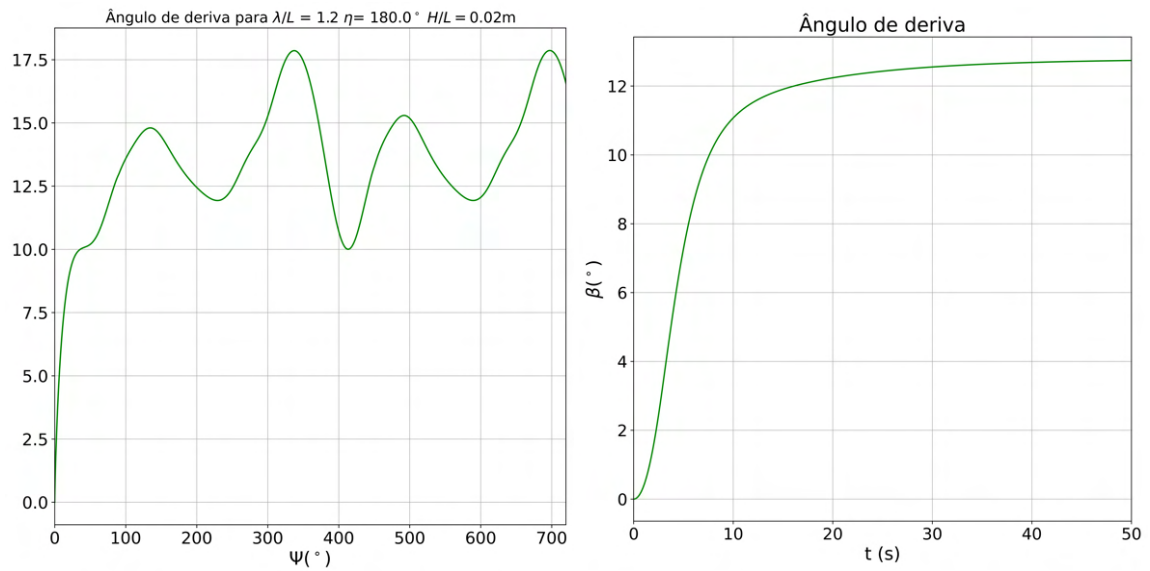


Figura 4.33: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1,2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparando com águas calmas.

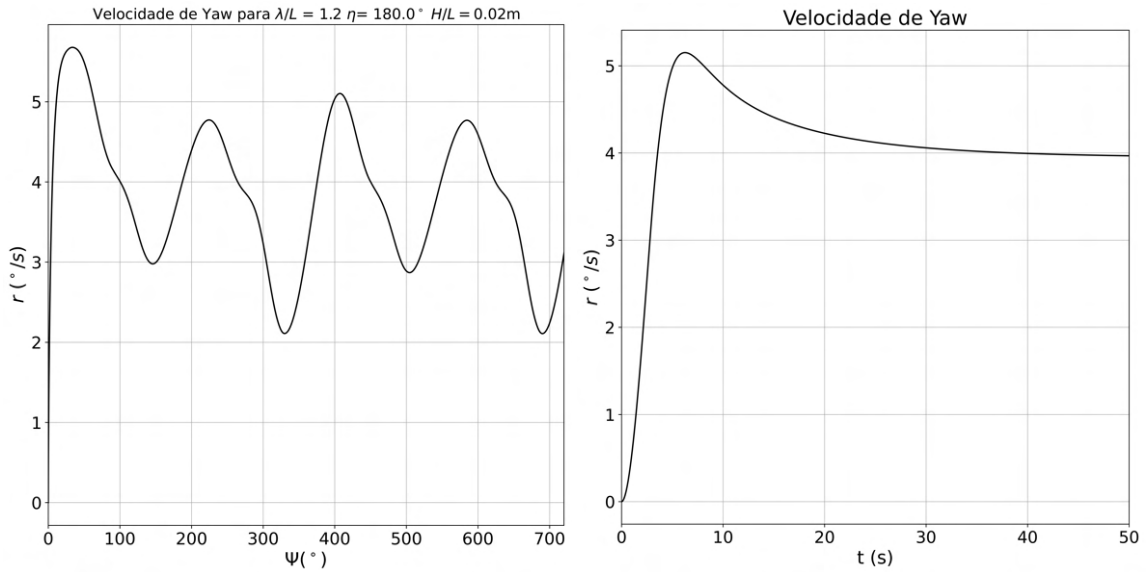


Figura 4.34: Velocidade *yaw* r para $\lambda/L = 1,2$, $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ comparando com águas calmas.

Pode-se observar que a presença de ondas de proa resulta numa redução adicional do módulo da velocidade no início da manobra. Após a alteração de rumo, a influência das ondas na resistência adicional é reduzida e a velocidade sofre variações pequenas. Em seguida, novamente recebe ondas pela proa e, por isso, resulta no cavado nas proximidades de $\Psi = 360^\circ$.

A forma das oscilações da velocidade de *yaw* é muito similar às flutuações do momento de *yaw*, apesar de também ser afetado pela variação das demais cargas atuantes.

O ângulo de deriva β flutua em torno de 13° , podendo ser relacionado com os efeitos das três componentes de força de segunda ordem. Percebe-se que o referido ângulo varia conforme as flutuações das forças transversais e momentos (Y_w e N_w), mas se acentua ao receber ondas de proa devido a redução da velocidade longitudinal.

Direção de onda $\eta = 180^\circ$ com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$)

Na figura 4.35, foi obtida a comparação da trajetória do modelo com o experimento, considerando um tempo de manobra de 230s.

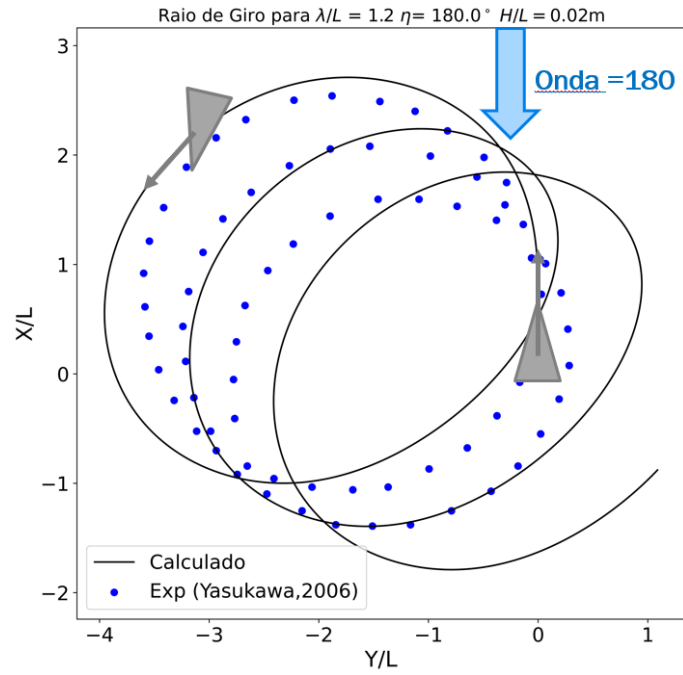


Figura 4.35: Curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Tabela 4.13: Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$.

Índice	Experimento	Simulação
Avanço	3,6 L	3,75 L
Diâmetro Tático	3,7 L	3,95 L

Percebe-se na figura 4.35, que o modelo se distancia um pouco da trajetória da mesma forma que a da guinada para boreste. Ambos tem uma boa aderência com os resultados experimentais.

A tendência dos resultados das cargas e das velocidades são similares aos da guinada para boreste, levando em conta a alteração de sinal. Mesmo assim, há uma assimetria relacionada a diferença das cargas geradas pelo leme em cada bordo de guinada ($\delta = \pm 35^\circ$).

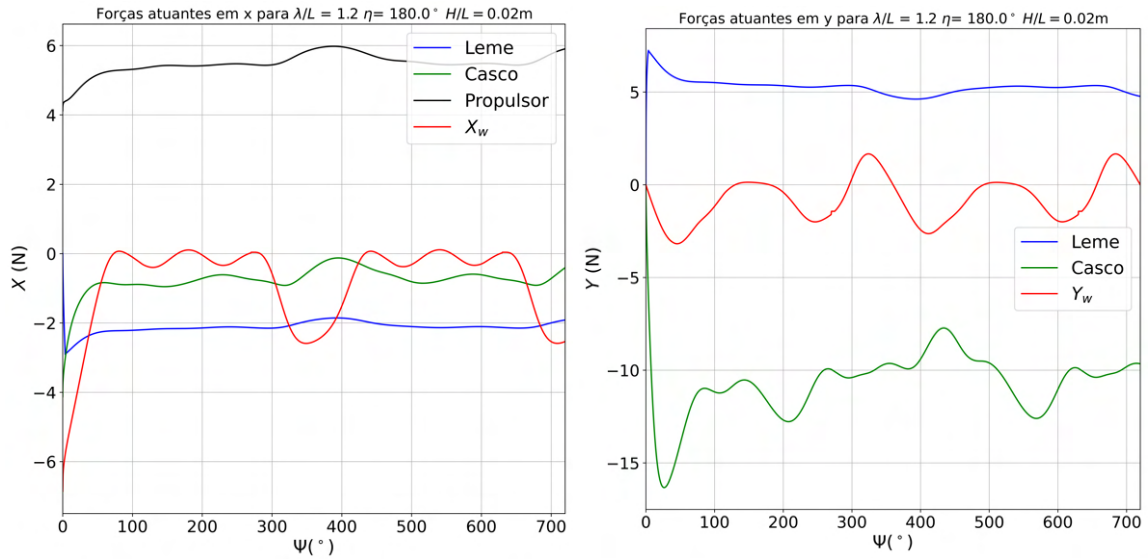


Figura 4.36: Forças atuantes para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

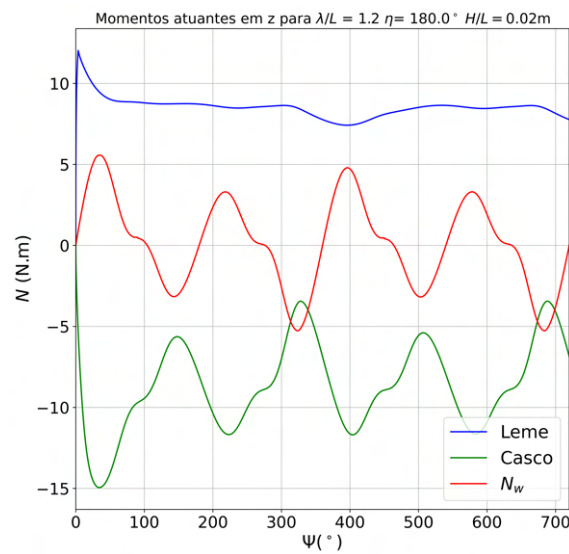


Figura 4.37: Momentos atuantes para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Seguem os resultados do módulo da velocidade, da velocidade angular e do ângulo de deriva.

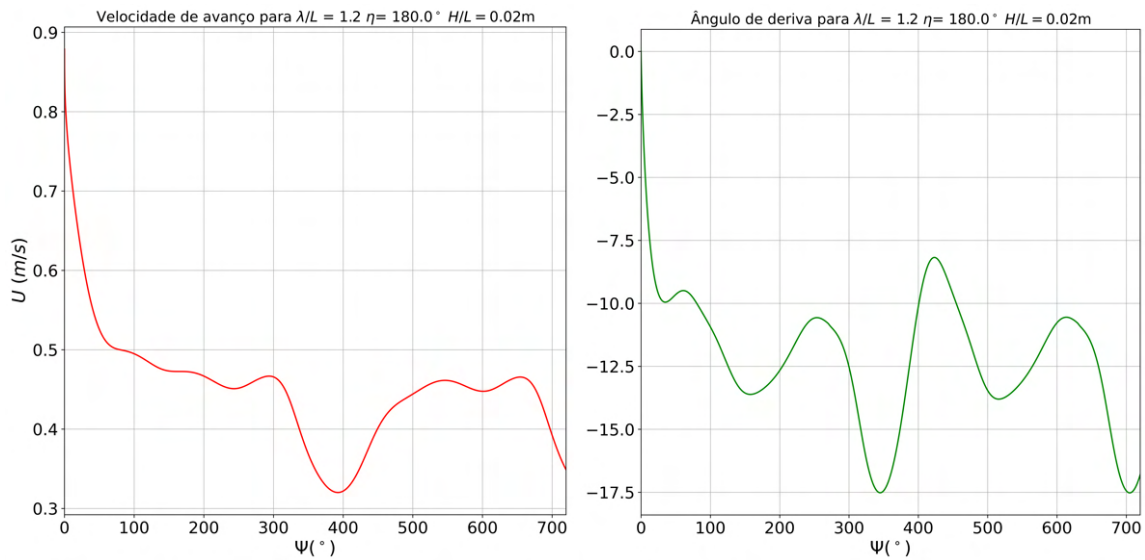


Figura 4.38: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

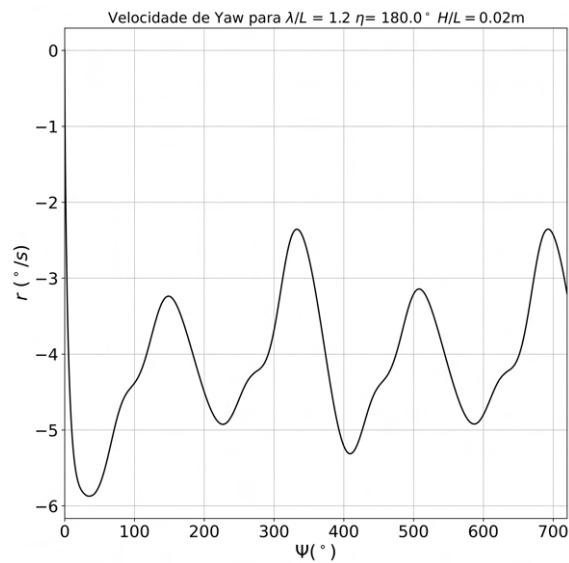


Figura 4.39: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Direção de onda $\eta = 270^\circ$ com guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$)

Podemos verificar na Figura 4.40 a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando um tempo de manobra de 200s.

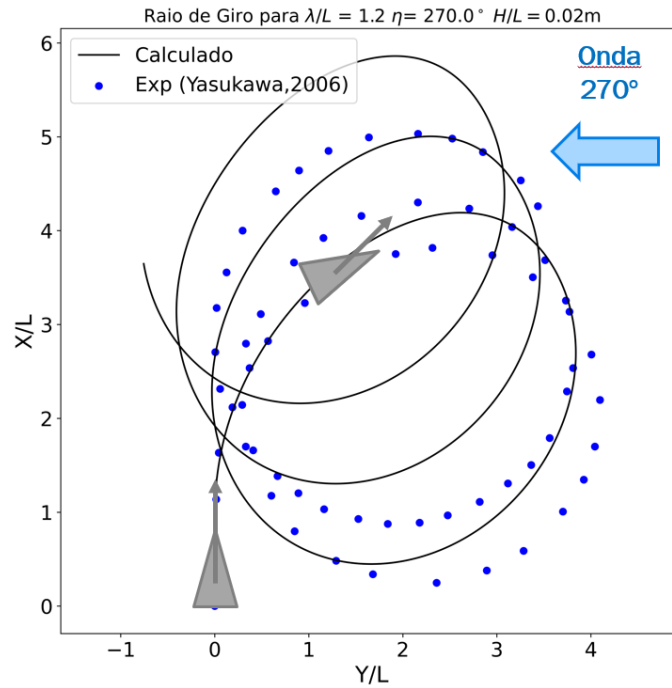


Figura 4.40: Curva de giro para $\lambda/L = 1,2$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Tabela 4.14: Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,2$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$.

Índice	Experimento	Simulação
Avanço	3,9 L	4,1 L
Diâmetro Tático	4,1 L	3,9 L

Percebe-se na figura 4.40, que a simulação captura bem a tendência da trajetória do experimento, com uma boa aderência aos resultados experimentais. A simulação deriva na direção noroeste, assim como a trajetória experimental, mas de forma levemente mais acentuada. Ademais, a simulação apresenta um Diâmetro Tático ligeiramente inferior ao experimental, mas um Avanço superior. Dessa forma, no que diz respeito à segurança, uma pequena margem deve ser atribuída no Diâmetro Tático da simulação.

Pode-se observar nas figuras 4.41 e 4.42 os resultados de todas as forças e momentos atuantes no modelo.

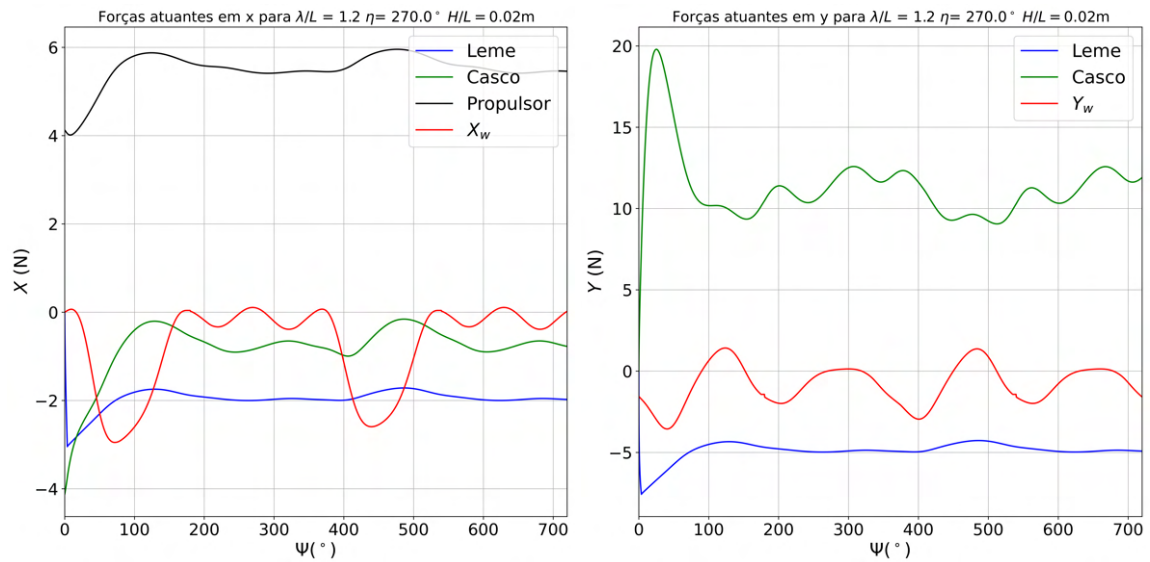


Figura 4.41: Forças atuantes para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

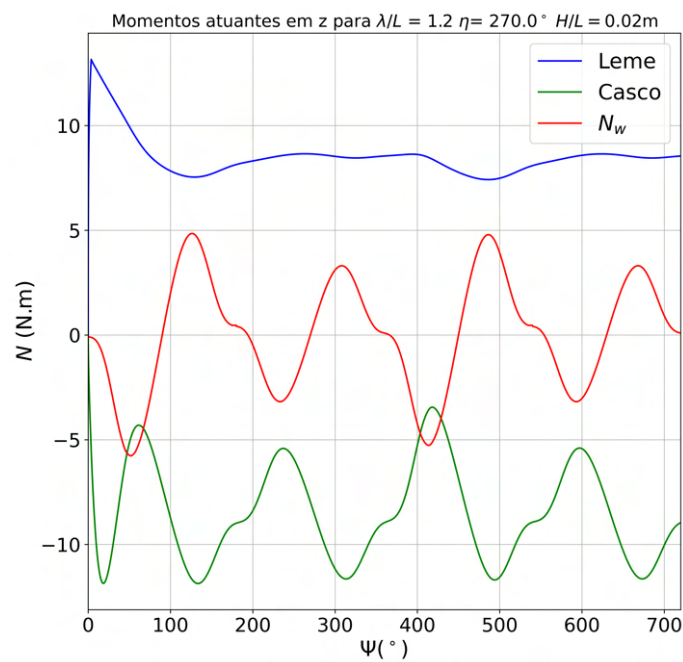


Figura 4.42: Momentos atuantes para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Comparando essas cargas obtidas com as associadas ao caso da direção de onda $\eta = 180^\circ$, pode-se notar claramente a defasagem entre ambos. O mesmo ocorre nos resultados do módulo da velocidade, velocidade de *yaw* e do ângulo de deriva β , como pode-se verificar a seguir.

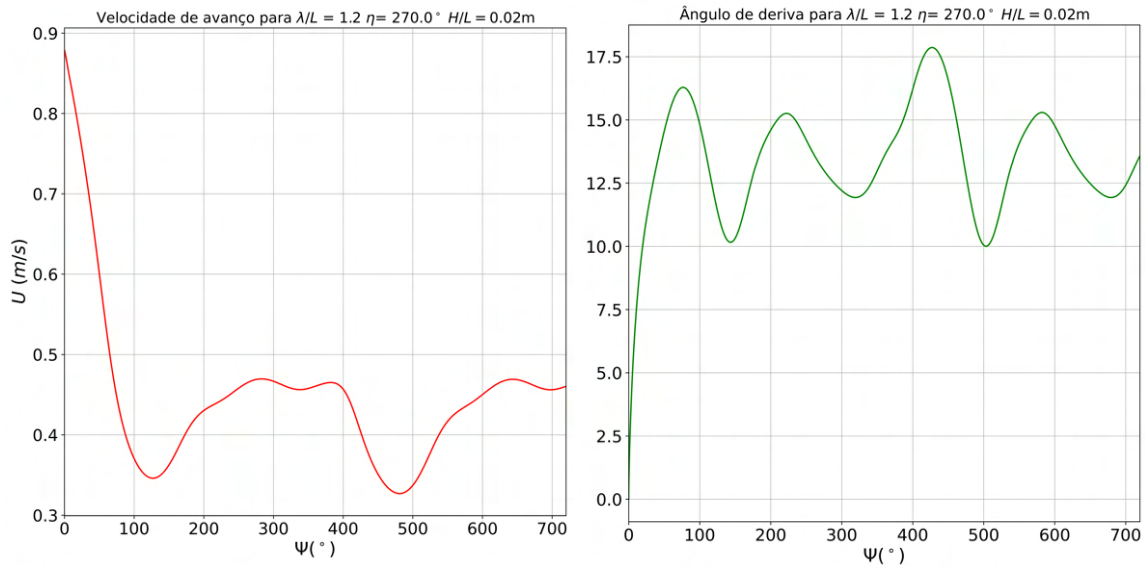


Figura 4.43: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$.

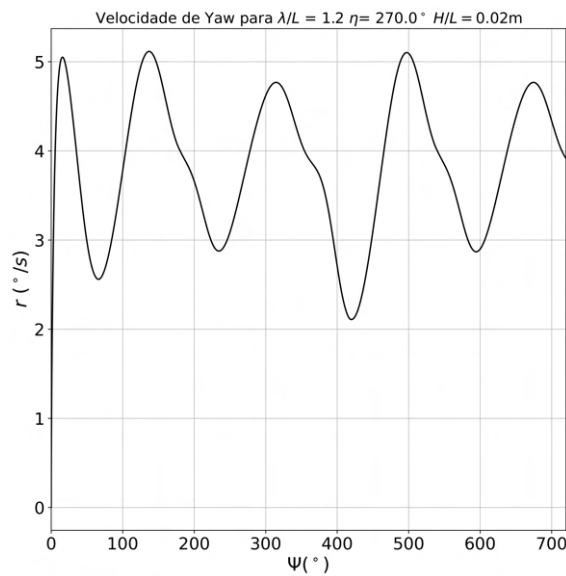


Figura 4.44: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Conforme o navio guina para boreste, ocorre uma redução adicional da velocidade, pois o navio se aproxima das ondas de proa. Após a alteração de aproamento, a influência das ondas é reduzida e a velocidade de certa forma estabiliza. Em seguida, novamente recebe ondas pela proa, resultando no cavado nas proximidades de $\psi = 460^\circ$.

Na figura 4.43, pode-se observar que o ângulo de deriva β varia novamente em torno de 13° conforme a influência das forças transversais e momentos, sendo o pico relacionado ao pico da resistência adicional.

Na figura 4.44, pode-se observar que a forma das variações da velocidade de *yaw* continua sendo muito similar às flutuações do momento de *yaw*.

Direção de onda $\eta = 270^\circ$ com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$)

Pode-se observar a seguir a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando que o tempo de manobra plotado foi de 270s.

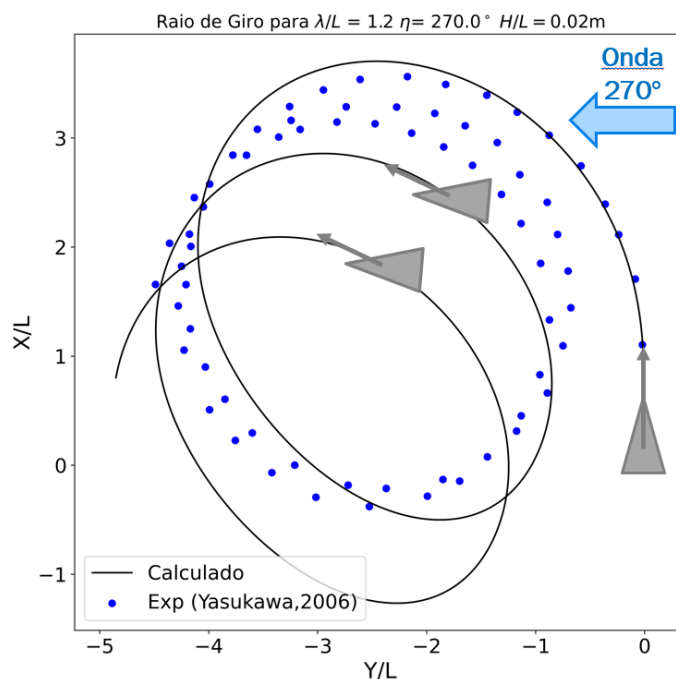


Figura 4.45: Curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Tabela 4.15: Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Índice	Experimento	Simulação
Avanço	3,5 L	3,65 L
Diâmetro Tático	4,3 L	4,15 L

Percebe-se na figura 4.45, que o modelo captura bem a tendência da trajetória do experimento, com uma deriva na direção sudoeste. Comparando com a guinada para boreste, conforme resultados da figura 4.40, podemos verificar a diferença do sentido de derivação. Isso ocorre, pois ao guinar para bombordo o navio sofre incidência inicialmente de ondas de popa, enquanto na guinada à boreste, essa incidência é de proa.

Como pode-se verificar nas figuras 4.46 e 4.47, as cargas atuantes possuem diferenças de fase em relação ao giro para boreste (Figuras 4.41 e 4.42), gerando essa assimetria no sentido da derivação.

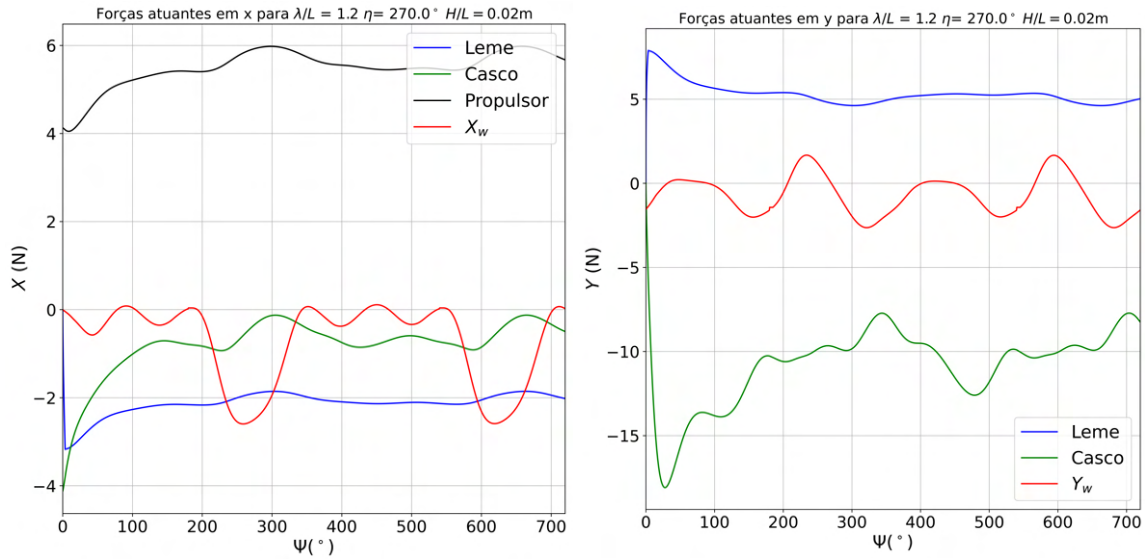


Figura 4.46: Forças atuantes para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$ em função do aproamento $-\Psi$ (sinal negativo)

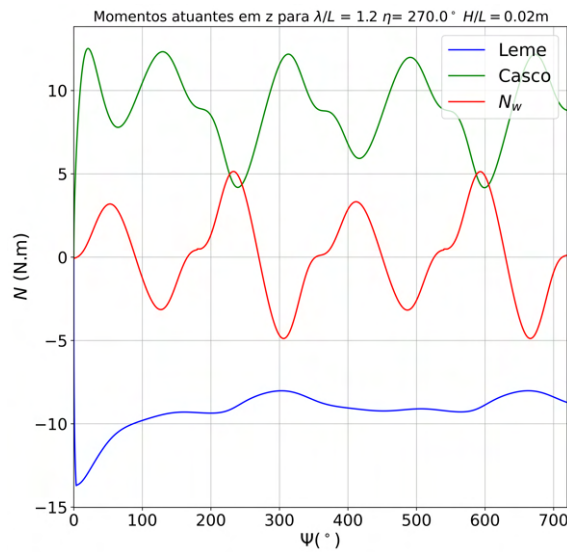


Figura 4.47: Momentos atuantes para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$ em função do aproamento $-\Psi$ (sinal negativo)

Por fim, seguem os resultados do módulo da velocidade, ângulo de deriva e velocidade angular.

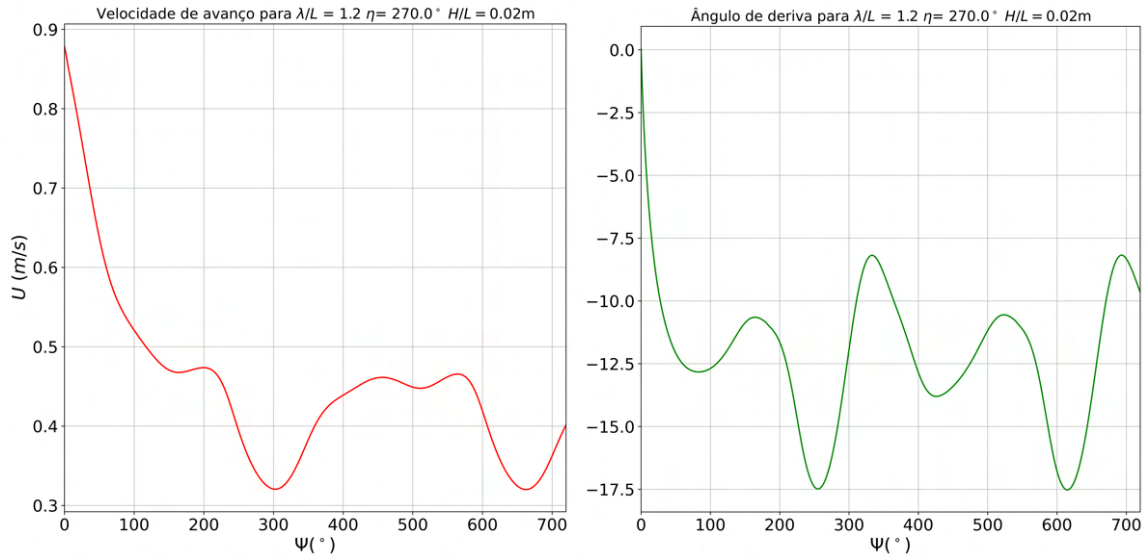


Figura 4.48: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$ em função do aproamento $-\Psi$ (sinal negativo)

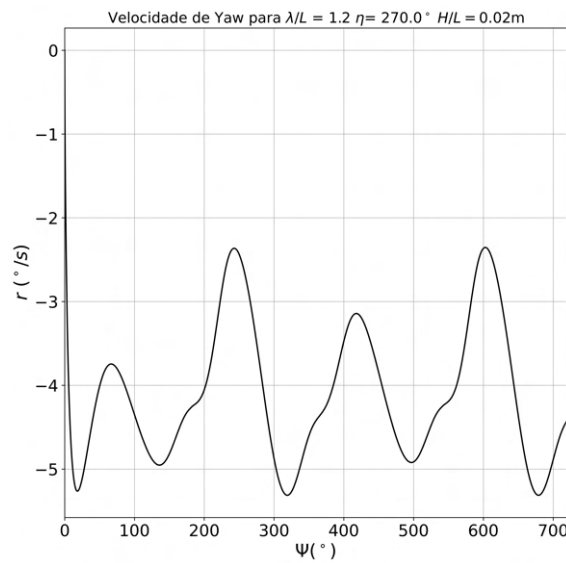


Figura 4.49: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$ em função do aproamento $-\Psi$ (sinal negativo)

4.3.2 Comprimento de onda $\lambda/L = 1,0$

Foi analisado a seguir o impacto na curva de giro ao reduzir o comprimento de onda para $\lambda/L = 1,0$.

Direção de onda $\eta = 180^\circ$ com guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$)

Pode-se observar a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando o tempo de manobra plotado de 200s.

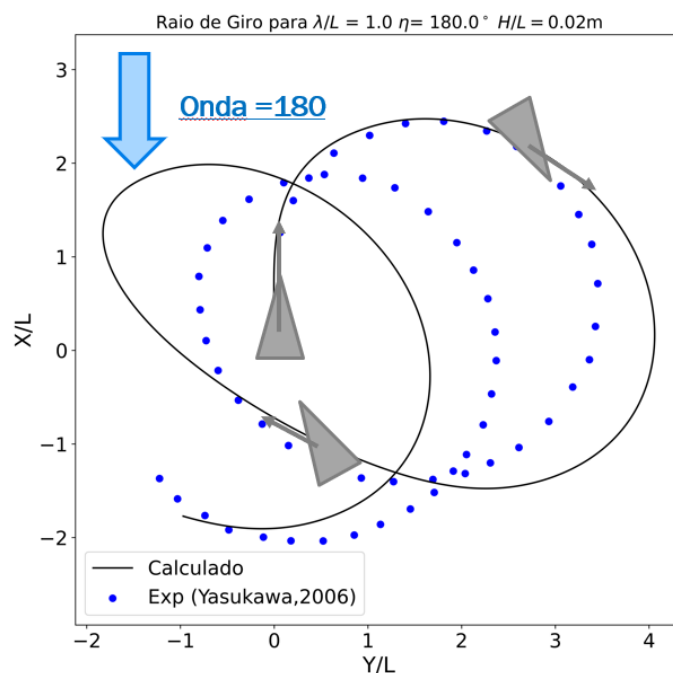


Figura 4.50: Curva de giro para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Tabela 4.16: Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Índice	Experimento	Simulação
Avanço	2,4 L	2,4 L
Diâmetro Tático	3,5 L	4,1 L

Após a sua posição inicial, pode-se observar que o navio segue adequadamente a trajetória até o momento em que atinge a segunda posição simbolizada, quando se distancia da trajetória experimental. Em seguida, antes de completar o giro, o navio se distancia novamente, o que pode ser quantificado pelo Diâmetro Tático da simulação ser superior ao experimental. Dessa forma, podemos considerar que o modelo elaborado corrobora com a segurança, pois ocupa uma área de manobra superior. Apesar dessas observações, ao analisar a trajetória como um todo, pode-se considerar que modelo captura bem a tendência do experimento, com uma boa aderência aos resultados experimentais.

Analisando as cargas atuantes, podemos observar a seguir que as mesmas são mais intensas em relação ao caso de $\lambda/L = 1, 2$.

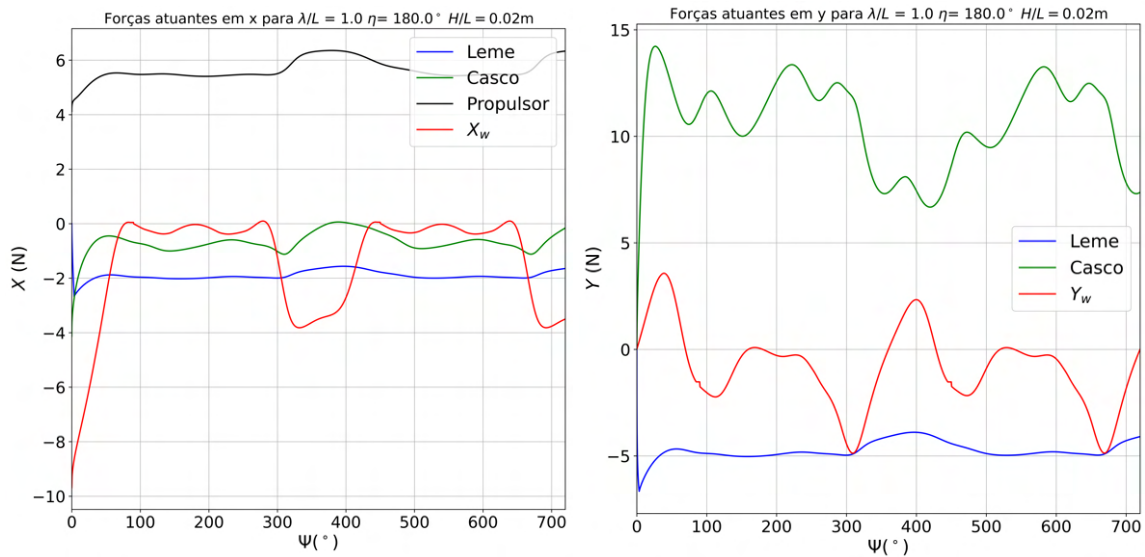


Figura 4.51: Forças atuantes para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

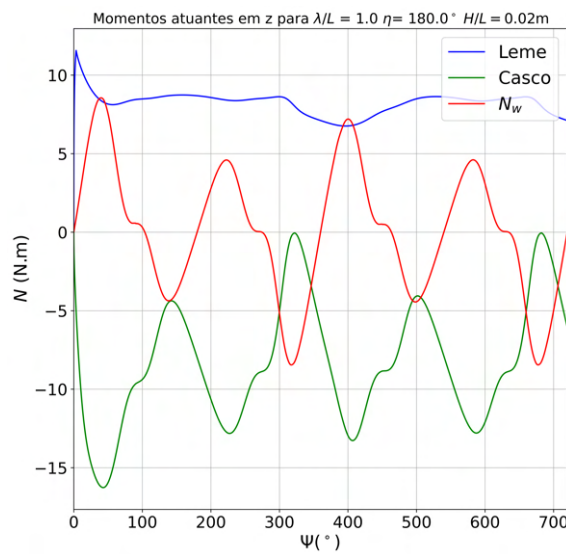


Figura 4.52: Momentos atuantes para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Pode-se verificar nas figuras 4.53 e 4.54, que a redução do comprimento de onda acarreta num decréscimo mais significativo do módulo da velocidade, e num aumento da faixa de variação do ângulo de deriva e da velocidade de *yaw*.

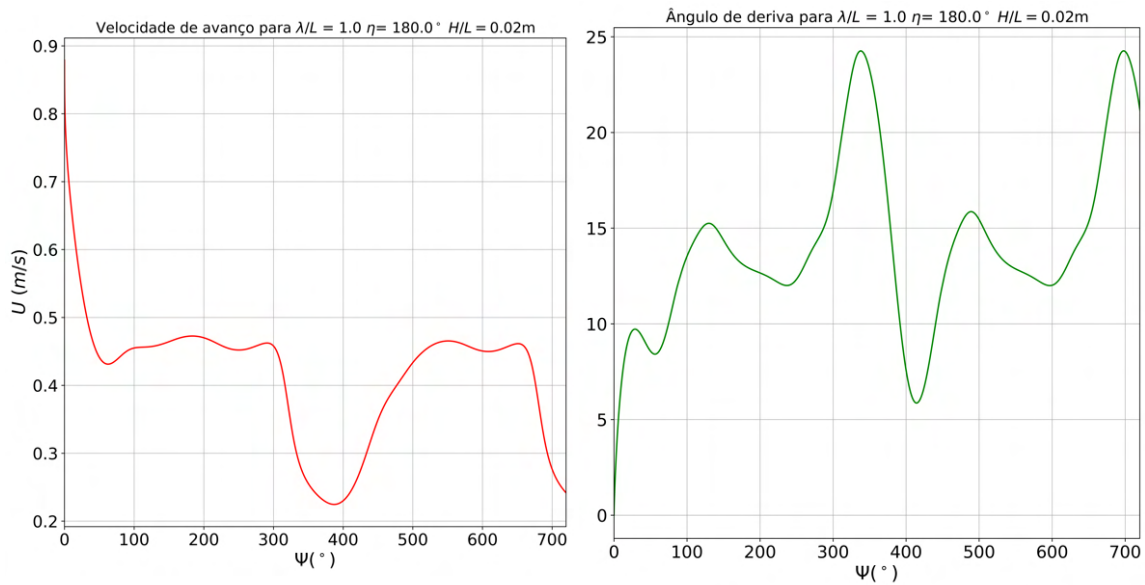


Figura 4.53: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

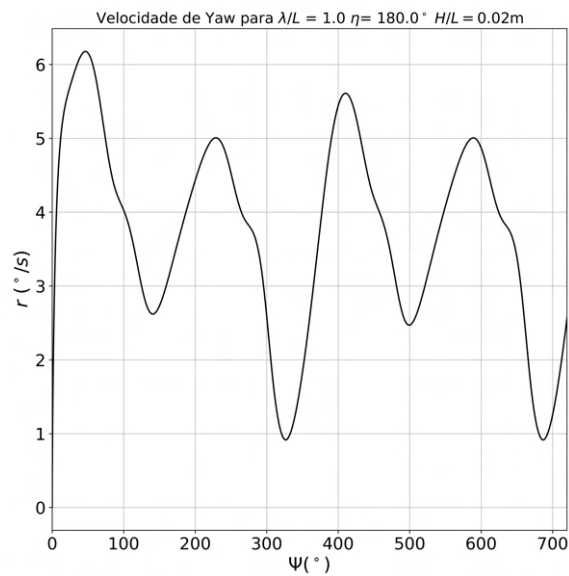


Figura 4.54: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Pode-se concluir que o fato da onda incidente estar mais próxima ao comprimento do navio gera maiores variações nos movimentos.

Direção de onda $\eta = 270^\circ$ com guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$)

Na figura 4.55, a trajetória obtida no experimento é comparada ao modelo, considerando o tempo de manobra plotado de 250s.

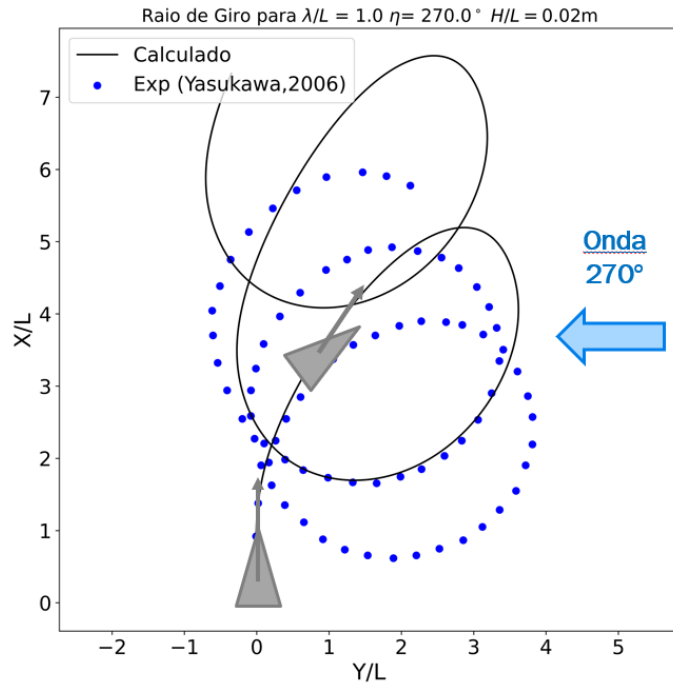


Figura 4.55: Curva de giro para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Tabela 4.17: Resultados de curva de giro para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Índice	Experimento	Simulação
Avanço	3,9 L	5,1 L
Diâmetro Tático	3,8 L	3,6 L

Percebe-se na figura 4.55, que o modelo simulado se distancia da trajetória experimental no segundo ponto simbolizado. Ele tarda ligeiramente para executar o primeiro giro de 180° , enquanto o segundo é executado levemente mais acelerado, sendo que essa tendência se repete nos giros seguintes. Este fato pode ser quantificado pelo estimativa de Avanço, que é aproximadamente $1,2L$ superior ao experimental, mas com uma estimativa de Diâmetro Tático muito próxima. Assim, no quesito segurança, seria necessária somente adicionar uma margem aos resultados de Diâmetro Tático.

Analisando a manobra como um todo, o modelo captura bem a tendência da trajetória do experimento, com as curvas de giro derivando para a mesma direção.

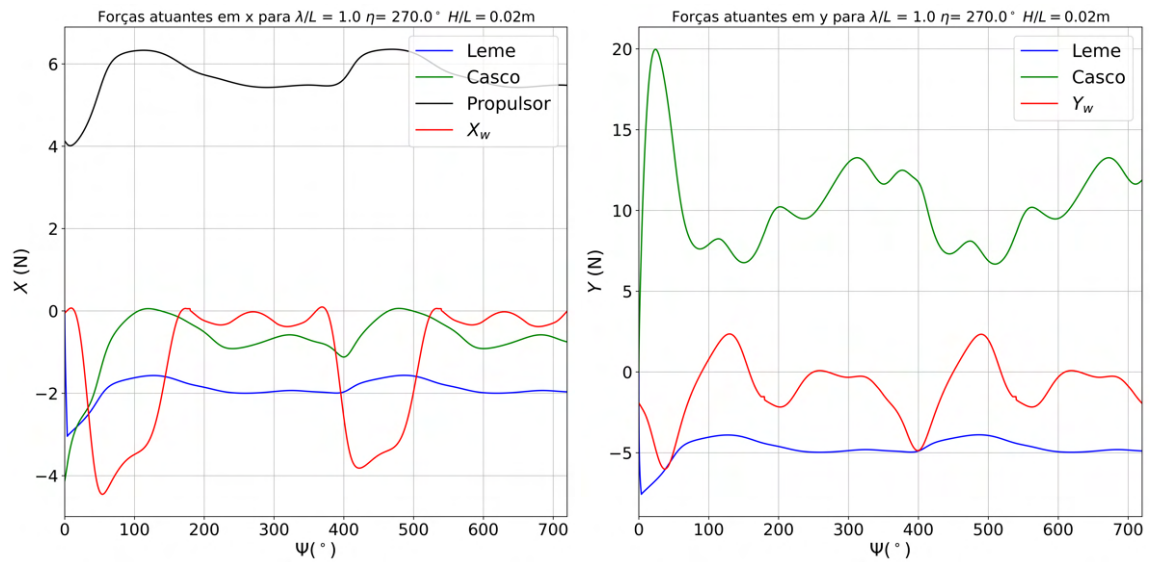


Figura 4.56: Forças atuantes para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

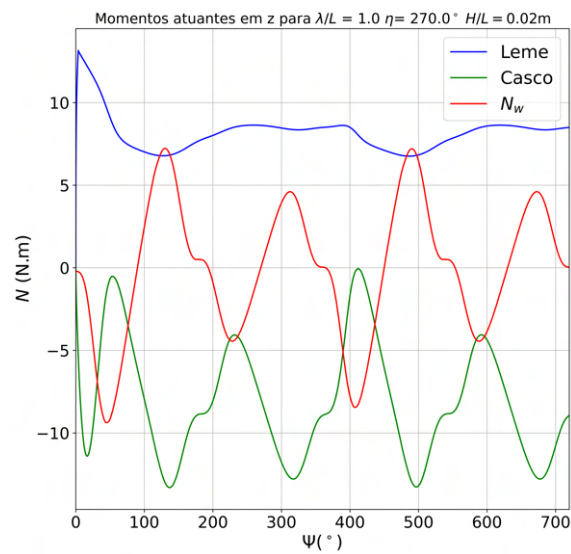


Figura 4.57: Momentos atuantes para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Pode-se verificar os resultados do módulo da velocidade e ângulo de deriva, que são similares quantitativamente aos resultantes das ondas $\eta = 180^\circ$, porém numa fase distinta.

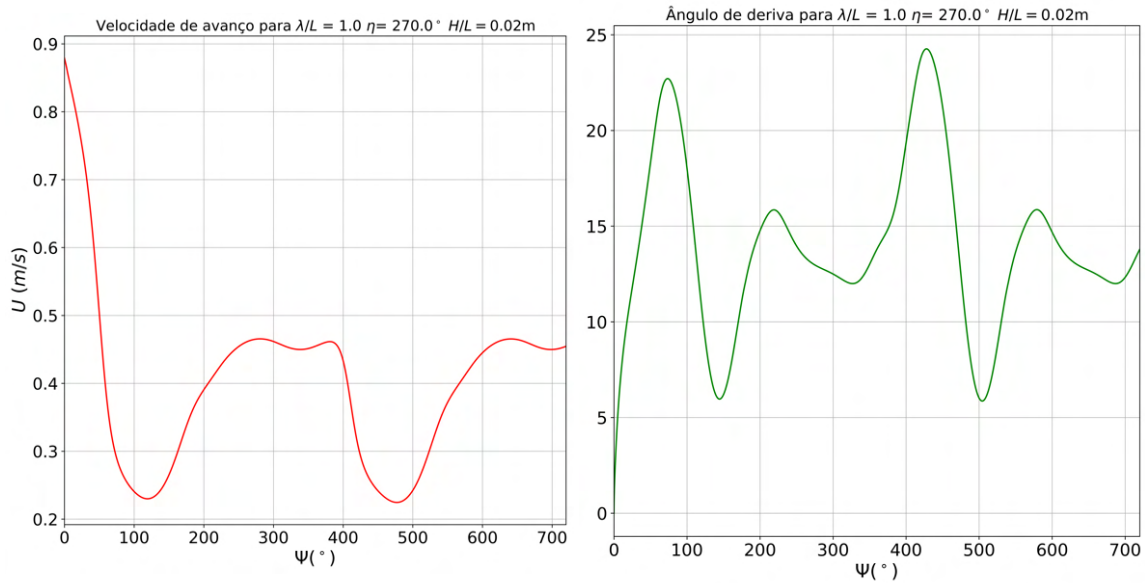


Figura 4.58: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

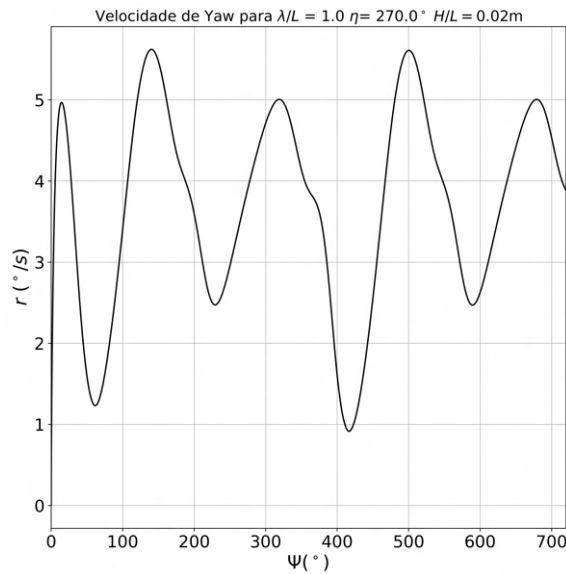


Figura 4.59: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Direção de onda $\eta = 180^\circ$ e $\eta = 270^\circ$ com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$)

Os casos em que a guinada é feita para bombordo ($\delta = -35^\circ$) apresentam comportamento similar aos já descritos anteriormente para boreste, somente é modificada a direção da derivação do modelo. Dessa forma, os resultados nestes casos foram apresentados no Apêndice D.6.

4.3.3 Comprimento de onda $\lambda/L = 0,7$

Nos casos de ondas curtas como essa, o navio não consegue seguir a trajetória com uma curva de giro completa na altura de onda ensaiada de 3,5 m. Dessa forma, também foi realizada uma análise variando a altura de onda, com o intuito de reduzir à alta declividade H/λ . Este estudo foi realizado na seção 4.3.5, mas neste momento serão analisados os motivos para essa dificuldade ter ocorrido.

Direção de onda $\eta = 180^\circ$ com guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$)

Em alguns casos, como este, o próprio modelo ensaiado não consegue vencer as ondas incidentes e, por consequência, não completa a curva de giro. Segue a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo matemático, considerando o tempo de manobra de 140s.

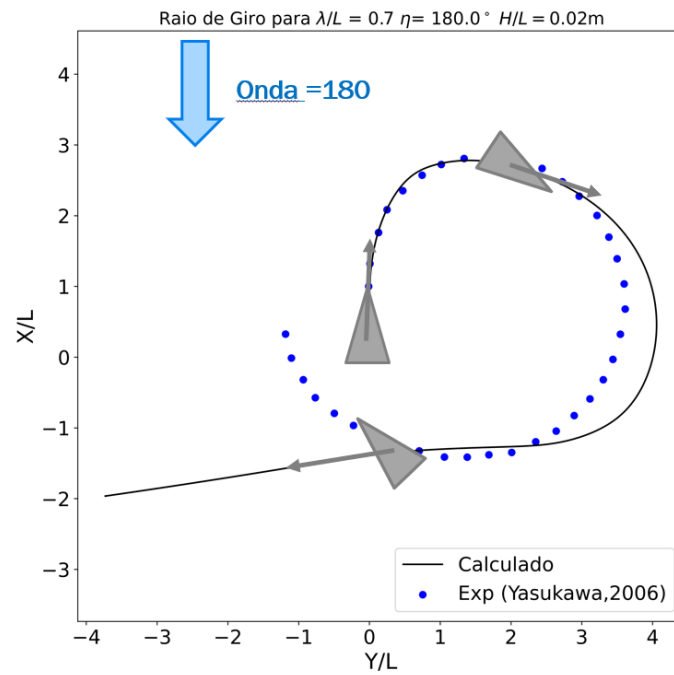


Figura 4.60: Curva de giro para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Percebe-se na figura 4.60, que o modelo captura bem a tendência da trajetória do experimento. Porém, é importante ressaltar que na posição do último navio simbolizado, o modelo não consegue mais vencer a onda e dar continuidade a trajetória, mantendo o ângulo de *yaw* se mantém constante após a terceira marcação.

Com a finalidade de analisar com mais detalhes, foram plotadas as cargas atuantes em função do tempo nas figuras 4.61 e 4.62.

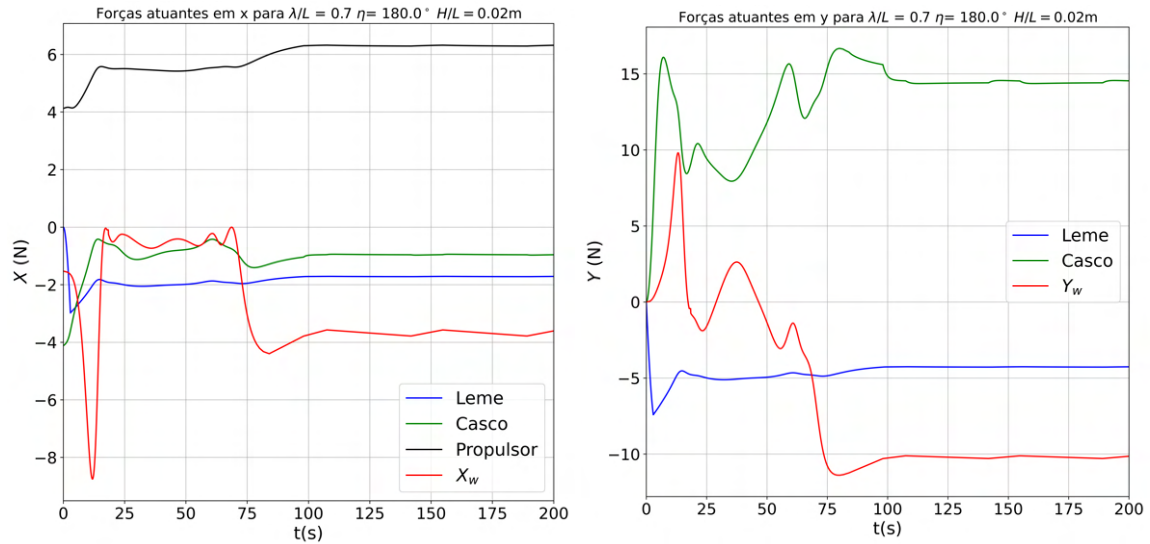


Figura 4.61: Forças atuantes para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

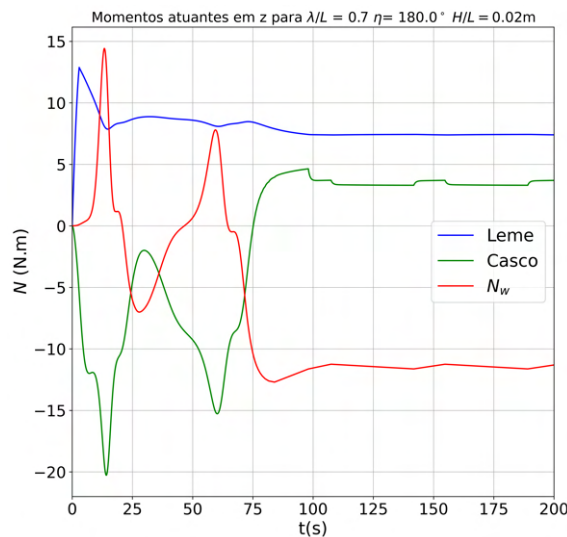


Figura 4.62: Momentos atuantes para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Diferentemente dos casos de ondas mais longas, pode-se verificar nos resultados de ondas curtas (figuras 4.25, 4.26 e 4.27), que todas cargas de segunda ordem (X_w , Y_w , N_w) atingem seus picos entre a faixa de ângulos de incidência de 100° e 150° . Esse momento ocorre aproximadamente com 75s de manobra, conforme pode-se verificar nas figuras 4.61 e 4.62, em seguida, o navio não consegue continuar o percurso previsto.

Pode-se analisar a seguir os resultados do módulo da velocidade e ângulo de deriva.

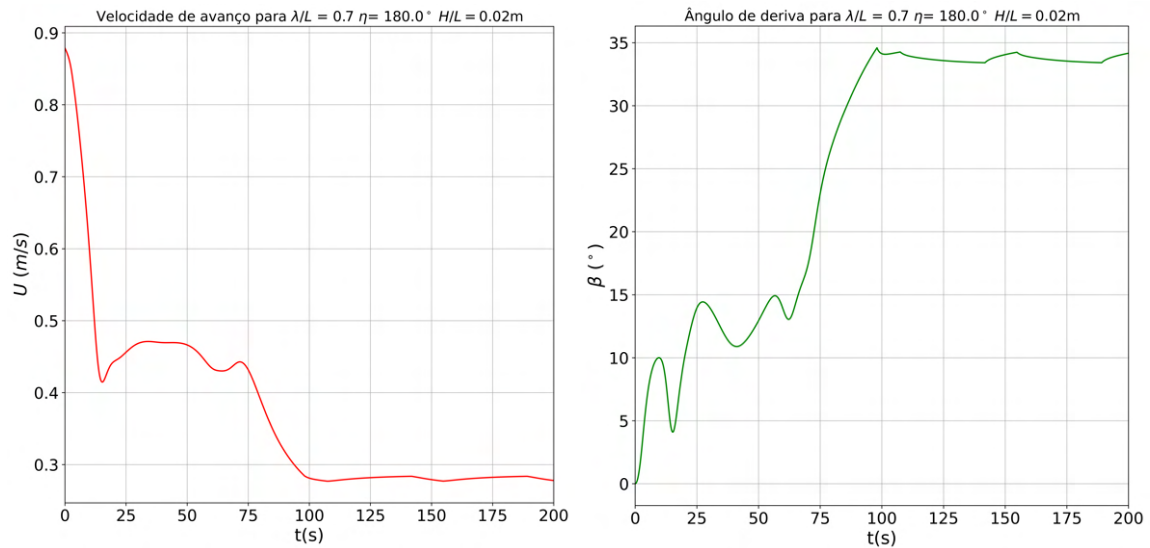


Figura 4.63: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

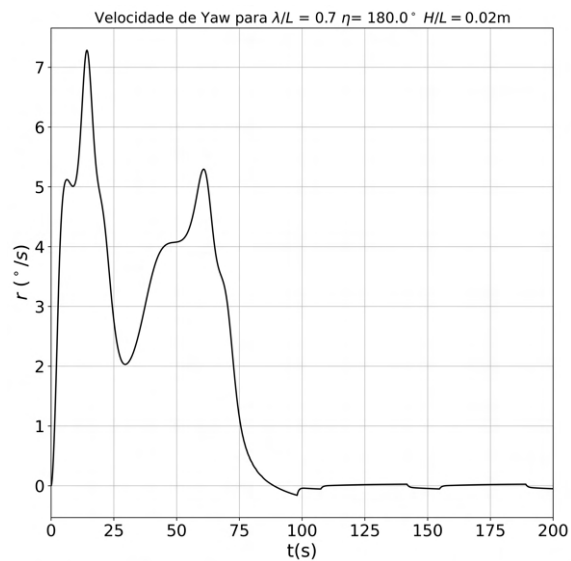


Figura 4.64: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = 35^\circ$

Nas proximidades de 75s ocorre uma redução significativa do módulo da velocidade, um grande aumento do ângulo de deriva e a anulação da velocidade de *yaw*. Tal fato demonstra a influência das três componentes de segunda ordem sobre esses termos.

Além disso, o momento gerado pelo casco deve ser visto com atenção, porque normalmente ele se mantém com sinal oposto ao momento do leme. Nesse caso, por outro lado, ele inverteu o sinal após 75s, sob influência do decréscimo da velocidade de *yaw* e do aumento do ângulo de deriva β . Como após este instante a contraposição dos momentos do leme e casco em relação às ondas se anula, sendo que a velocidade

de *yaw* é mantida constante e nula.

Direção de onda $\eta = 180^\circ$ com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$)

Pode-se analisar na figura 4.65 a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo matemático, sendo o tempo de manobra de 140s.

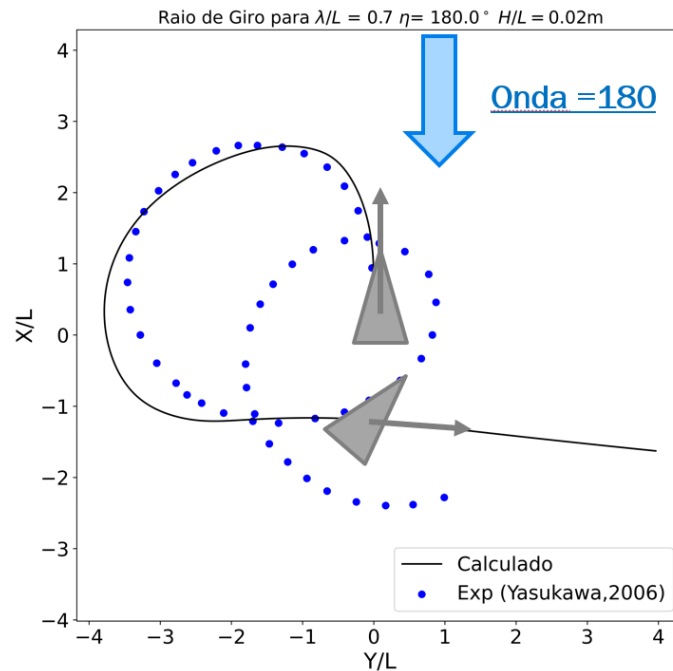


Figura 4.65: Curva de giro para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$.

No caso da guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$), o modelo matemático tem um comportamento semelhante à guinada para boreste ($\delta = +35^\circ$). Todavia, o modelo ensaiado consegue completar a curva de giro com sucesso. Devido a isso o modelo foi testado com variações de altura para uma análise mais detalhada, como pode ser visto mais adiante na seção 4.3.5.

No que diz respeito às cargas atuantes, ao módulo da velocidade, à velocidade angular e ao ângulo de deriva, pode-se observar um comportamento semelhante com o caso relacionado à guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$).

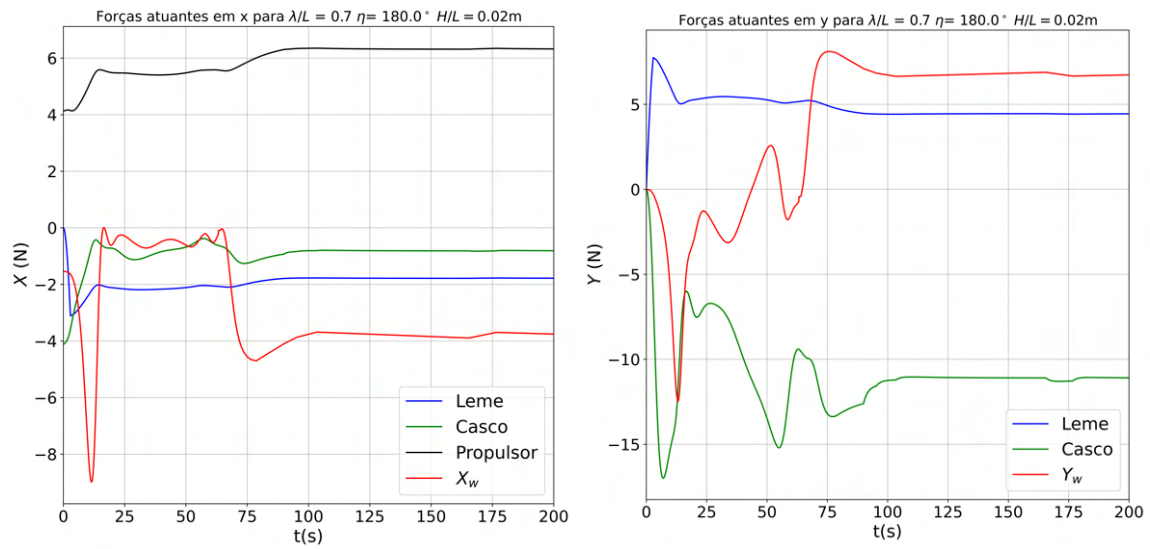


Figura 4.66: Forças atuantes para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

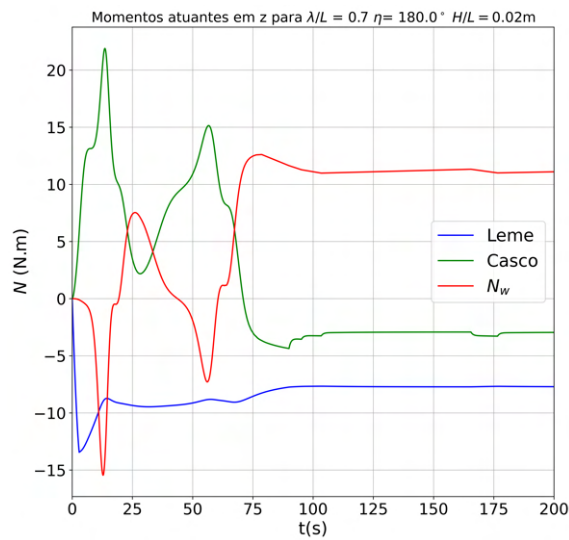


Figura 4.67: Momentos atuantes para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Em seguida, foram plotados os resultados do módulo da velocidade e ângulo de deriva.

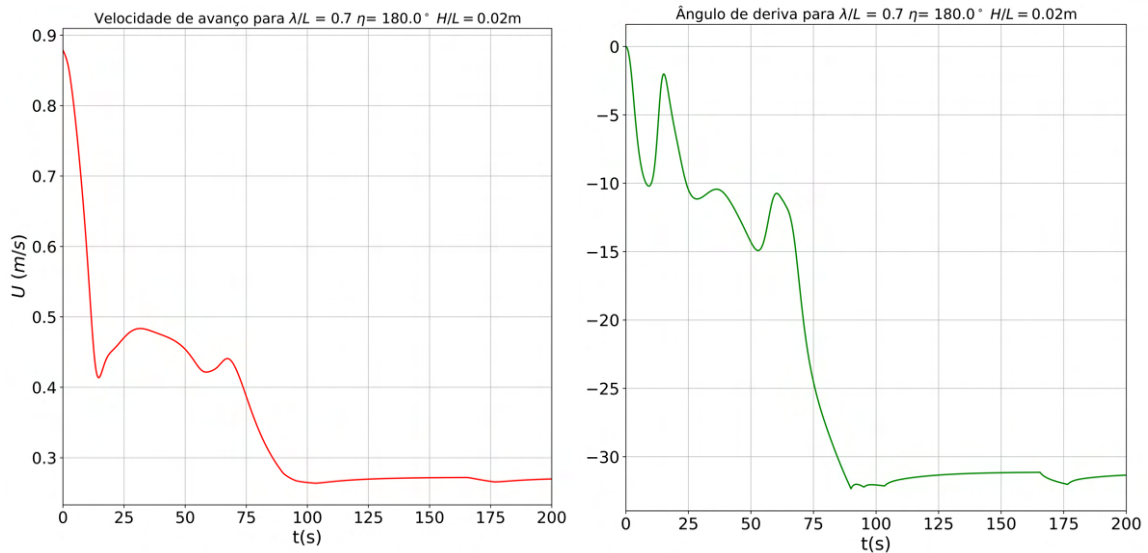


Figura 4.68: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

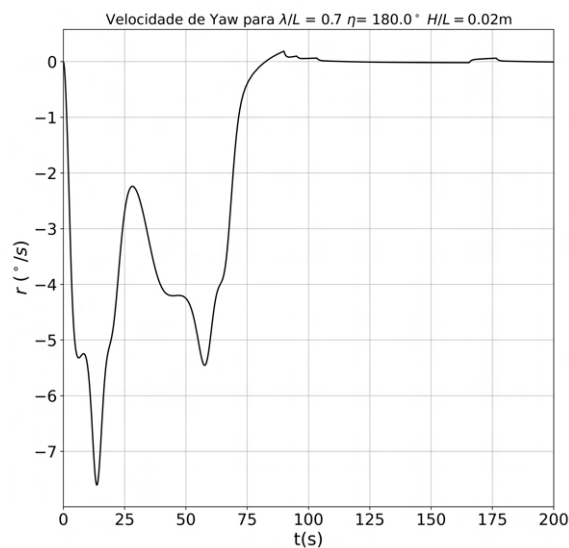


Figura 4.69: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Os demais casos relacionados aos comprimentos de onda de $\lambda/L = 0,7$ apresentaram resultados semelhantes aos expostos até aqui, por isso, seus dados estão disponíveis no Apêndice D.6.

4.3.4 Comprimento de onda $\lambda/L = 0,5$

Neste comprimento de onda as cargas de segunda ordem possuem valores significativos para os ângulos de incidência nas proximidades de 120° , principalmente as forças transversais (figuras 4.25, 4.26 e 4.27). É possível verificar nos resultados de

curva de giro que quando as ondas incidem nessa direção, o modelo não consegue dar continuidade ao giro.

Nos casos em que o modelo experimental consegue completar o giro, foi feita uma análise adicional com diferentes alturas de onda com o intuito de comparar a trajetória com o modelo matemático.

As plotagens dos raios de giro dos quatro casos estudados foram dispostas em sequência, sendo que as cargas e velocidades foram analisadas apenas para o caso de ondas de 180° com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$). As demais situações apresentam dados muito similares e podem ser visualizadas no Apêndice D.6.

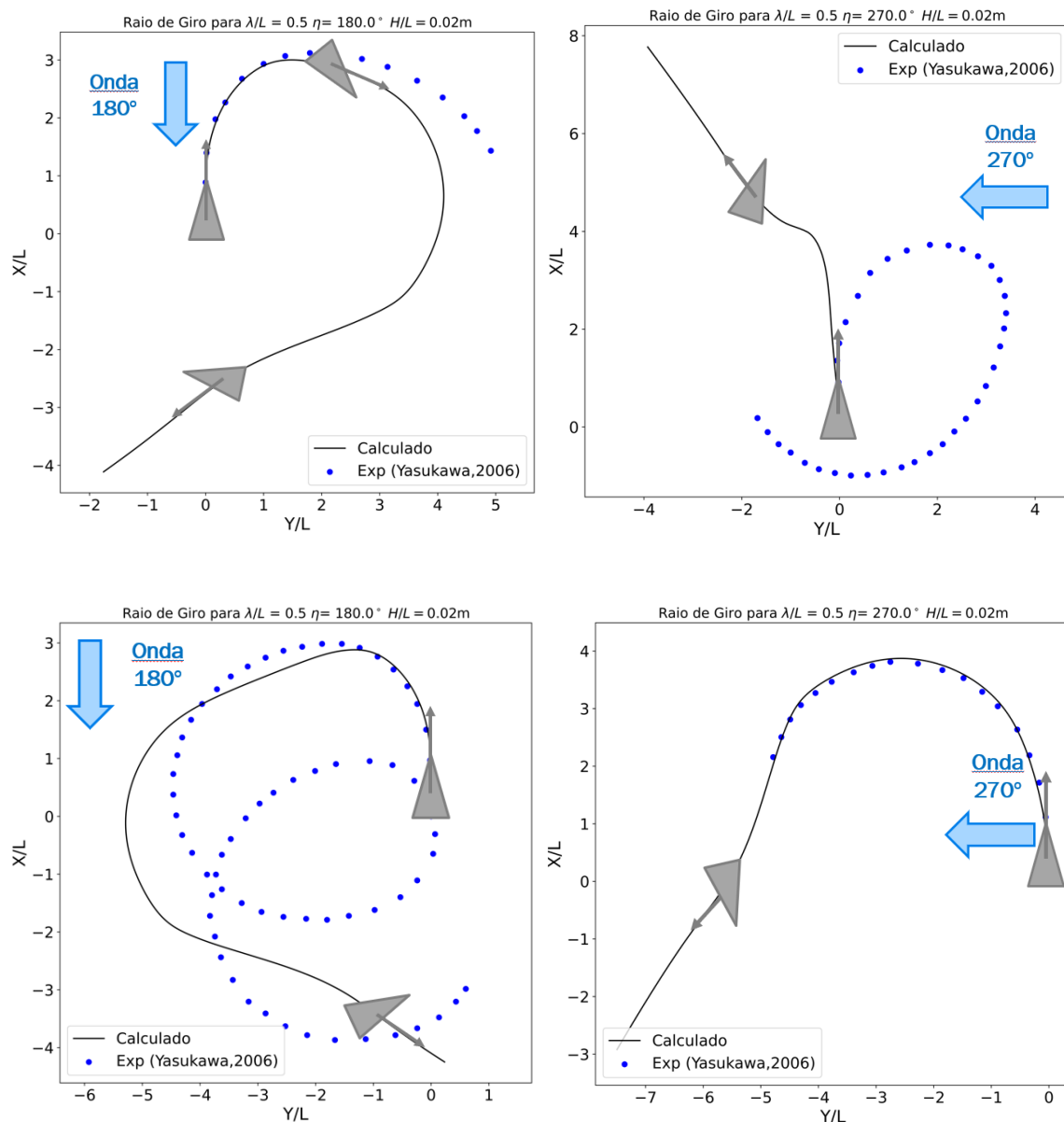


Figura 4.70: Raios de giro para $\lambda/L = 0,5$ com $\delta = \pm 35^\circ$

Focando a análise no caso de ondas de 180° com $\delta = -35^\circ$, são plotadas a seguir as cargas atuantes.

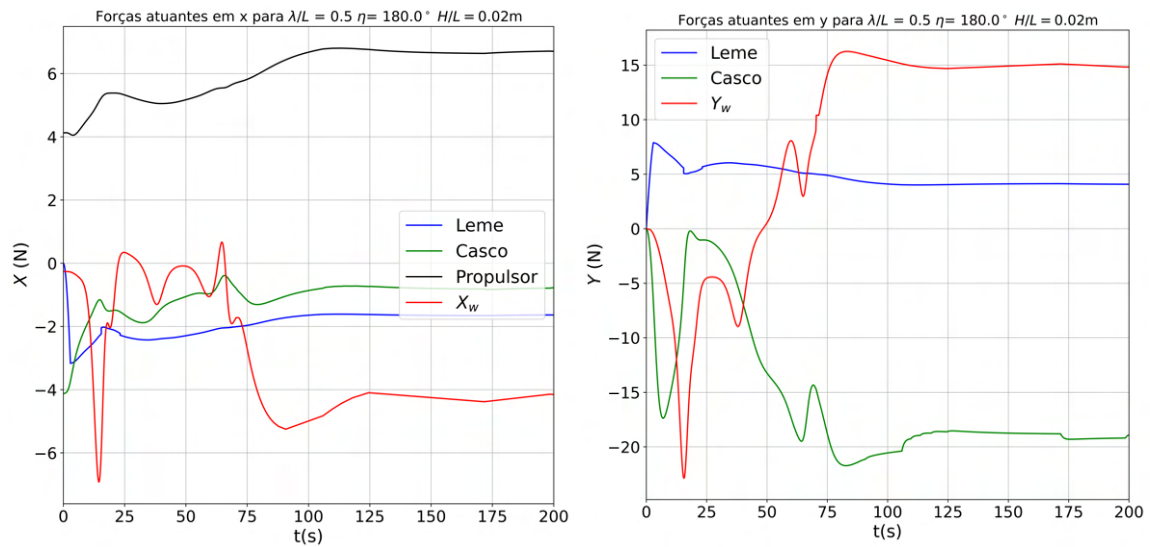


Figura 4.71: Forças atuantes para $\lambda/L = 0,5$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

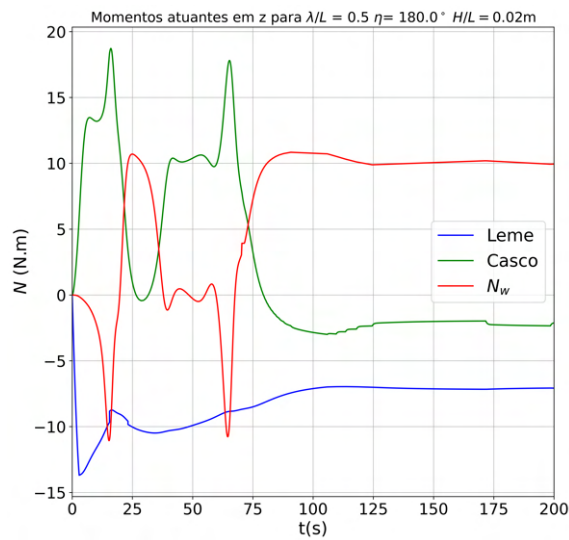


Figura 4.72: Momentos atuantes para $\lambda/L = 0,5$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Verifica-se a grande intensidade das forças laterais na figura 4.71, o que é natural pelo comprimento de ondas estar mais próximo da boca da embarcação. Os valores de pico das demais componentes também ocorrem em momentos similares, o que contribui para dificuldade de completar a guinada.

São plotados a seguir os resultados do módulo da velocidade e ângulo de deriva para o mesmo caso.

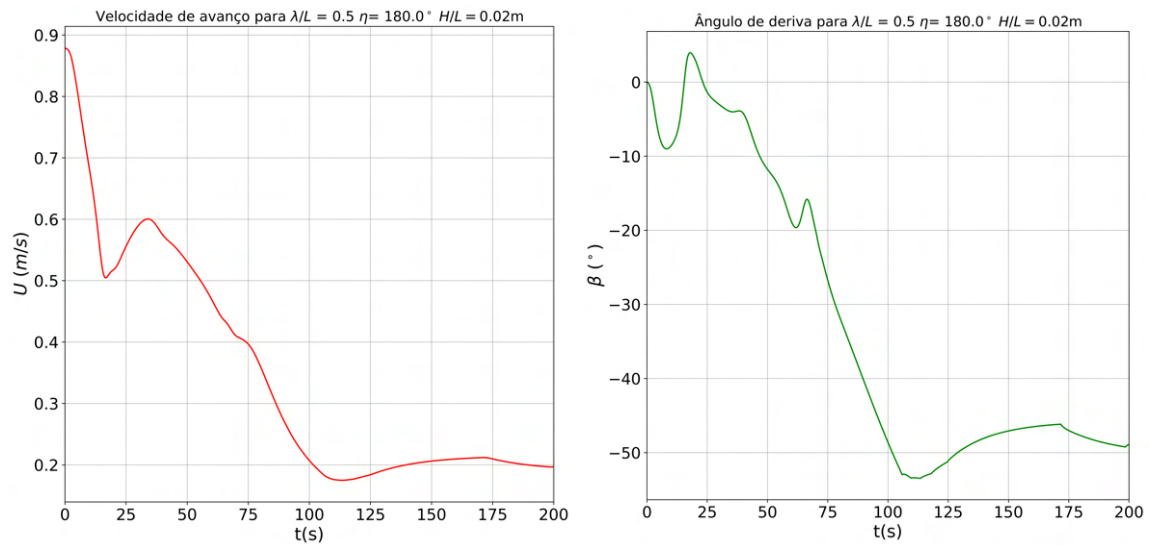


Figura 4.73: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 0,5$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

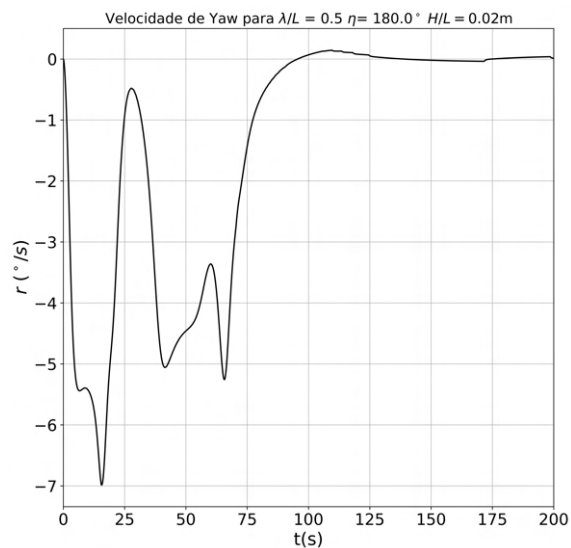


Figura 4.74: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 0,5$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

O ângulo de deriva ao final da trajetória tornou-se bem elevado (50°) por influência das cargas atuantes, o que ocorre em 100s de manobra. Neste mesmo momento o módulo da velocidade reduz bruscamente e a velocidade angular se anula.

4.3.5 Variação da altura da onda incidente

As cargas de segunda ordem variam em relação a amplitude da onda elevada ao quadrado, podendo resultar em alterações significativas da trajetória. Foram plotadas as trajetórias para diferentes amplitudes, desde $\zeta_w = 0,0 \text{ m}$ a $\zeta_w = 1,75 \text{ m}$ ($H/L = 0,02$), com o objetivo de observar quantitativamente a sua influência

Inicia-se com dois exemplos relativos às ondas mais longas. As figuras 4.75 e 4.76 demonstram o impacto dessa variação com a plotagem para uma altura de ondas de 2,5m ($H/L = 0,014$) nos comprimentos de ondas $\lambda/L = 1,2$ e $1,0$.

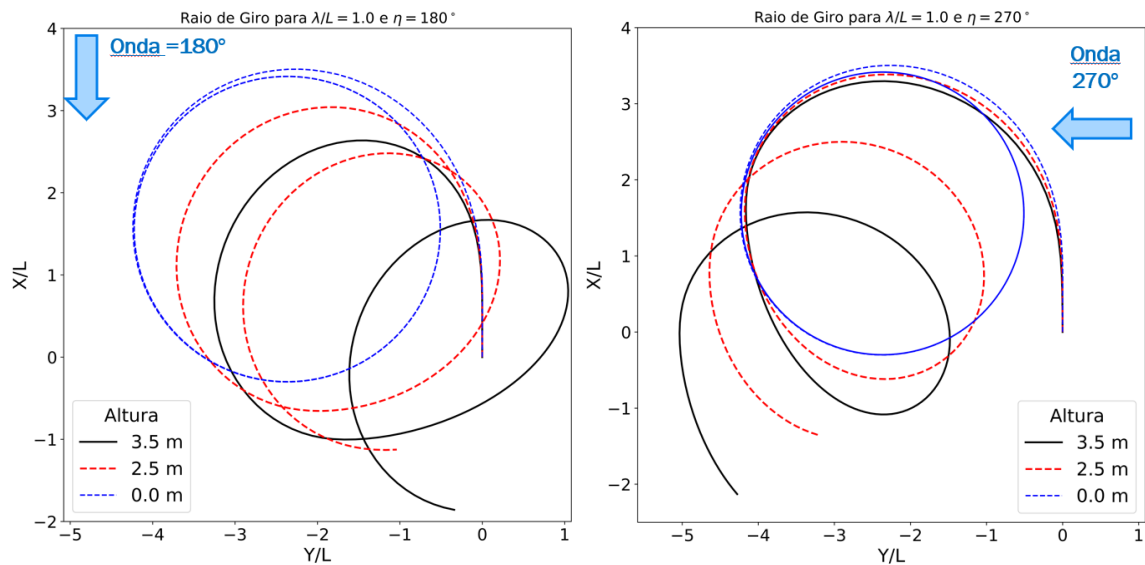


Figura 4.75: Variação da altura para $\lambda/L = 1,0$; $\eta = 180^\circ$ e $\delta = 35^\circ$, e com $\eta = 270^\circ$ e $\delta = -35^\circ$

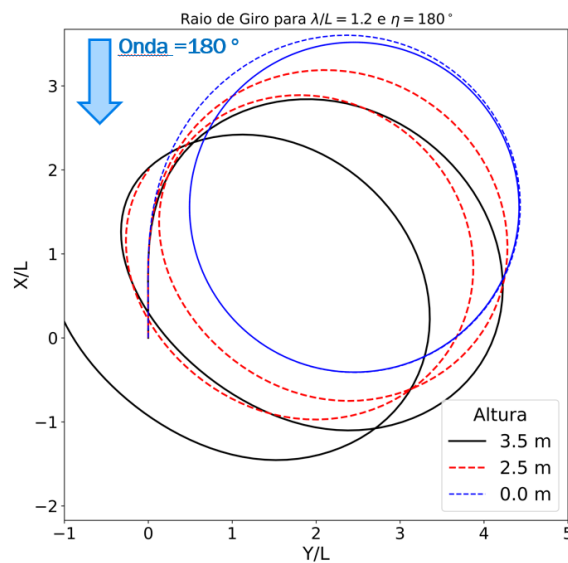


Figura 4.76: Variação da altura para $\lambda/L = 1,2$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$

Alguns resultados interessantes foram obtidos no que diz respeito aos casos de ondas curtas. Como a declividade da onda é maior nesses casos, a redução da altura atenuaria os efeitos não lineares.

Comparando com os resultados experimentais, observa-se maior aderência entre as trajetórias no comprimento de onda $\lambda/L = 0,7$ e com altura de 2,5m ($H/L = 0,014$).

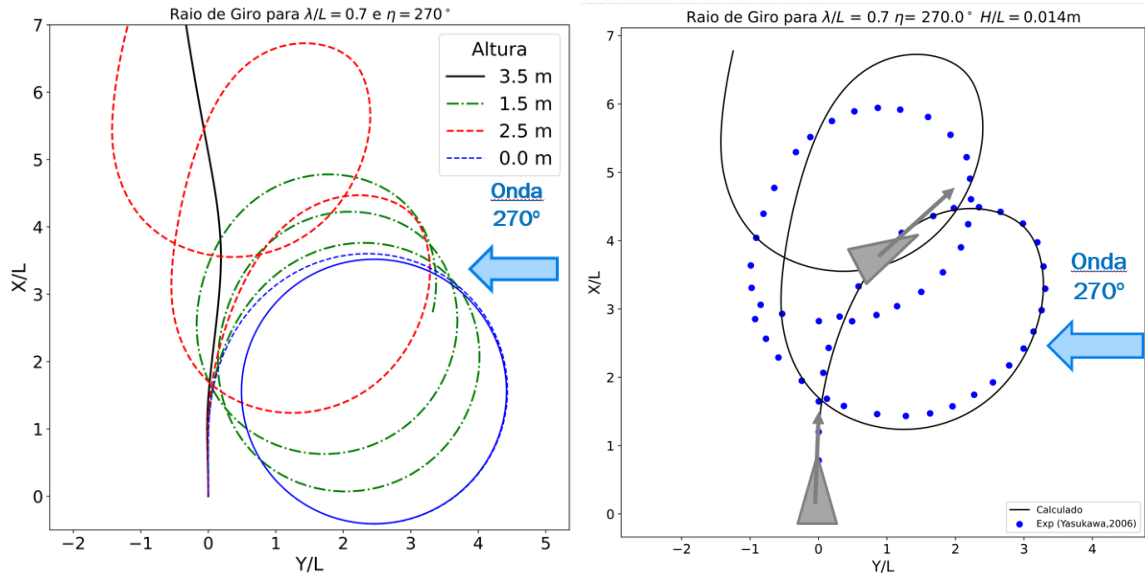


Figura 4.77: Variação da altura para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 270^\circ$ com $\delta = 35^\circ$ e comparação com a altura $H = 2,5m$ ($H/L = 0,014$).

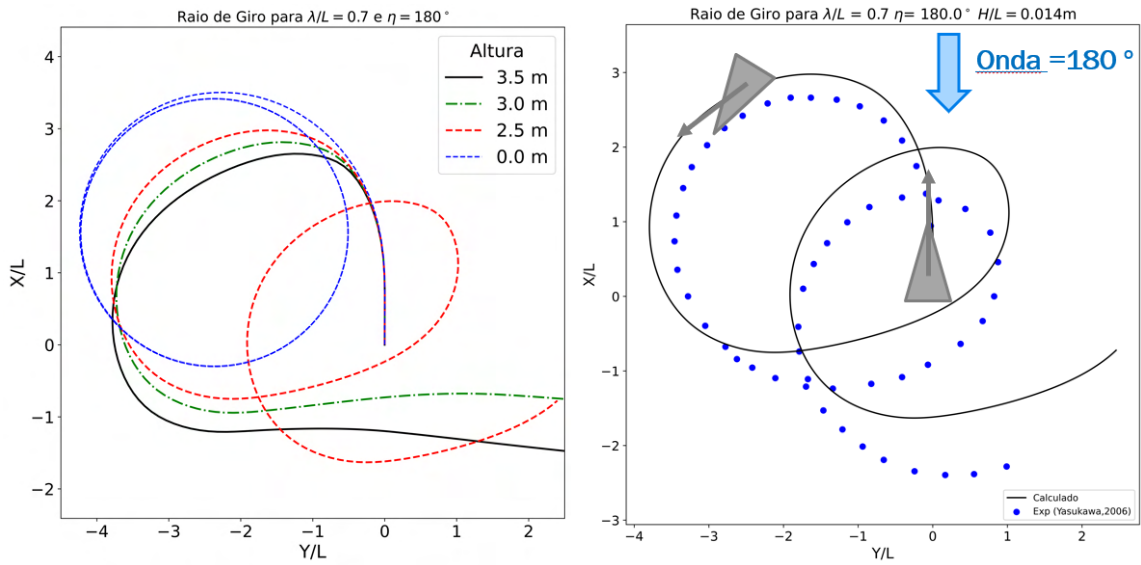


Figura 4.78: Variação da altura para $\lambda/L = 0,7$; $\eta = 180^\circ$ com $\delta = -35^\circ$, e comparação com a curva de giro com a altura $H = 2,5m$ ($H/L = 0,014$).

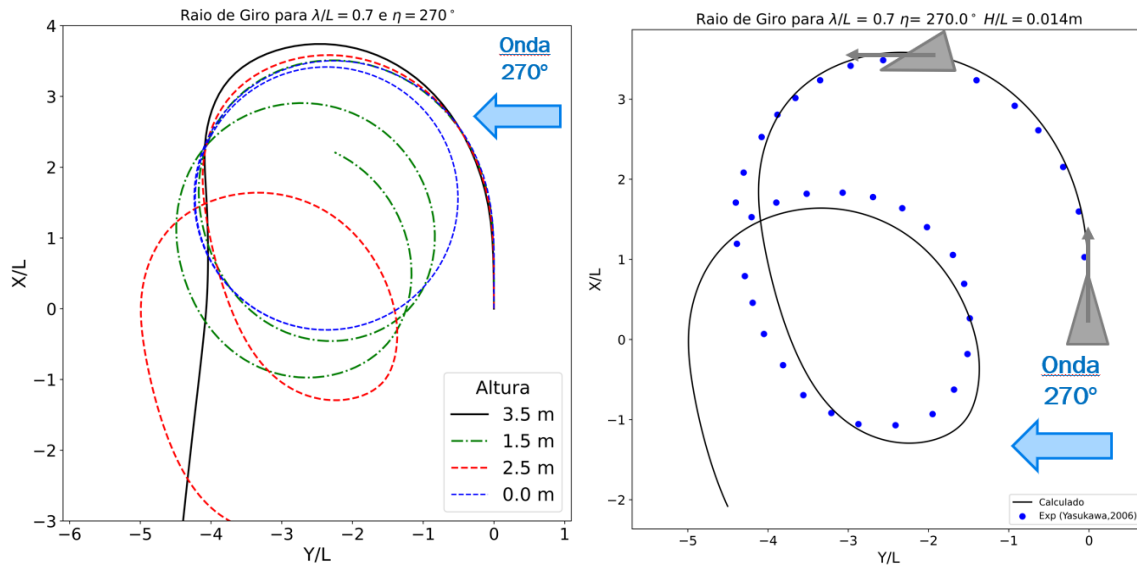


Figura 4.79: Variação da altura para $\lambda/L = 0,7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$, e comparação com a curva de giro com a altura $H = 2,5\text{m}$ ($H/L = 0,014$).

Uma suposição seria que essas cargas estariam superestimadas na condição de comprimento de onda $\lambda/L = 0,7$, pois apresentam um tendência adequada e boa aderência com os resultados experimentais ao comparar com altura de onda 2,5m ($H/L = 0,014$).

Em seguida, são demonstradas as variações de altura nos casos de comprimento de onda $\lambda/L = 0,5$. O modelo matemático passa a ter capacidade de completar o giro com a redução das cargas de segunda ordem atuantes.

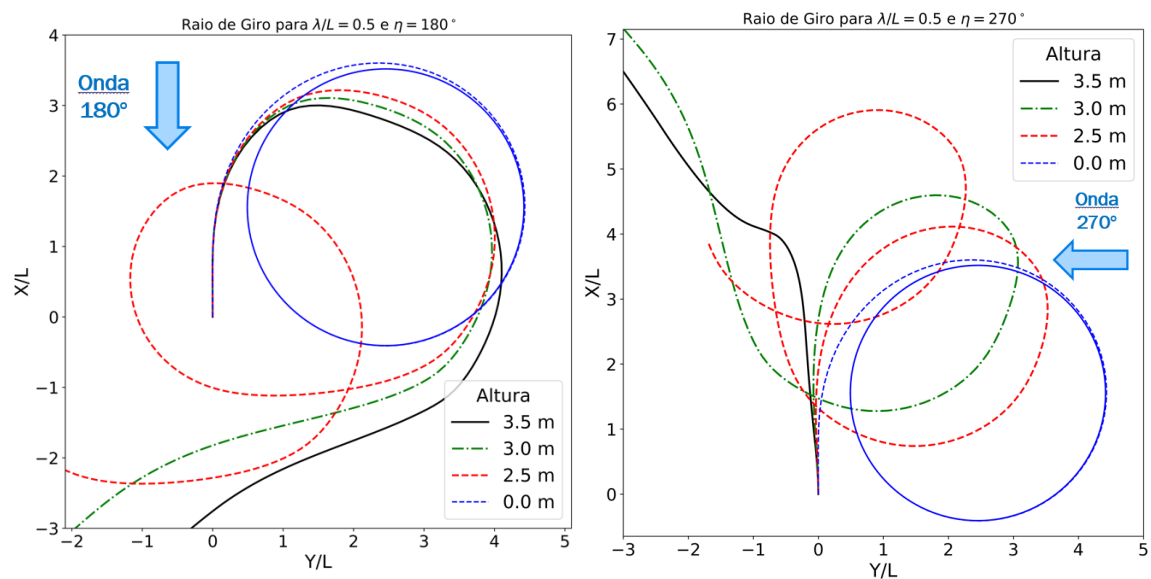


Figura 4.80: Variação da altura para $\lambda/L = 0,5$, com $\eta = 180^\circ$ e com $\eta = 270^\circ$.

Comparando também com a trajetória do experimento, tomando como exemplo

o caso de $\eta = 180^\circ$ com altura da onda de 2,5m ($H/L = 0,014$).

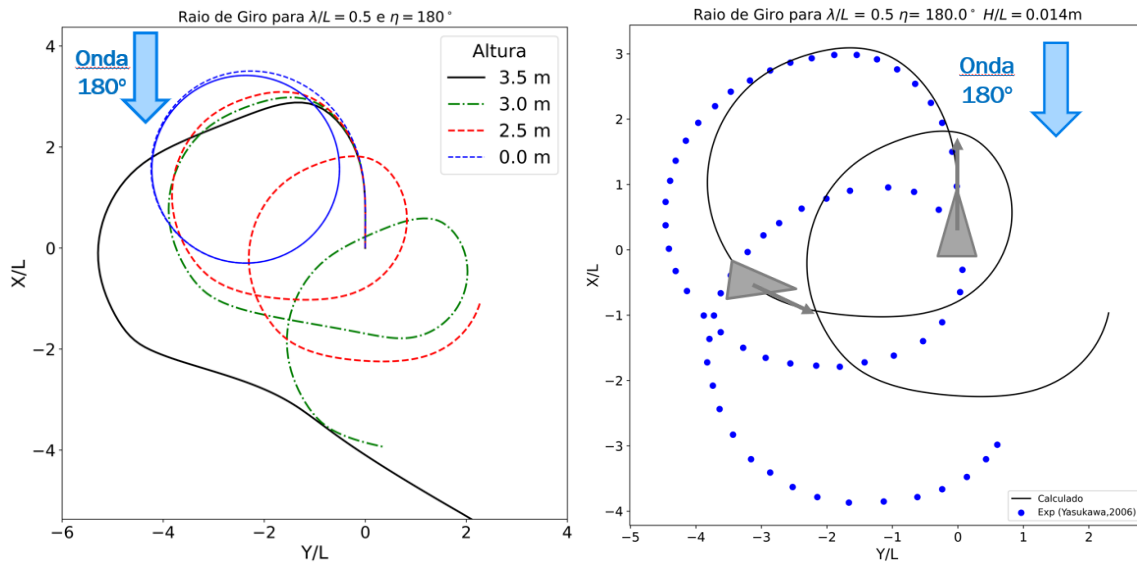


Figura 4.81: Variação da altura para $\lambda/L = 0,5$ com $\eta = 180^\circ$, e comparação com a curva de giro com a altura $H = 2,5m$ ($H/L = 0,014$).

Pode-se observar que apesar do modelo adquirir a capacidade de completar a manobra, os resultado não apresentaram boa aderência com os experimentais.

Nos casos de ondas curtas, a maior parcela das cargas atuantes provém do efeito de reflexão e formação de zonas de sombra, conforme o método explicitado em Faltinsen [59]. Além disso, segundo Zhao e Faltinsen [76], o método da integração da pressão apresenta certas dificuldades do ponto de vista numérico para estimar as cargas de segunda ordem em ondas curtas. Dessa forma, uma alternativa para contornar esse problema seria estimar as derivas médias a partir da conservação da quantidade de movimento.

Capítulo 5

Conclusões e Trabalhos Futuros

5.1 Conclusões

Foi investigada a influência da incidência de ondas regulares sobre a manobrabilidade utilizando o método das duas escalas, adotando como base de comparação as manobras de curva de giro. Com relação às cargas induzidas pelas ondas, somente as médias de segunda ordem foram introduzidas no modelo de manobra, pois correspondem a uma escala de tempo maior. O modelo de comportamento no mar recebe as atualizações de aproamento e velocidade da manobra, calcula essas cargas e as atualiza no modelo de manobra.

O modelo de manobra em águas calmas foi baseado no método padrão MMG, utilizando dados empíricos das derivadas hidrodinâmicas do casco e dos coeficientes do leme e do propulsor obtidos na literatura. A elaboração desse modelo foi finalizada comparando os resultados obtidos com os provenientes de ensaios com modelo livre, mostrando uma boa aderência.

Esse modelo foi construído na linguagem de programa Python e está disponível no Apêndice E.1 desta dissertação. Essa linguagem demonstrou boa aplicabilidade a esse tipo de modelo, pois possui pacotes interessantes de álgebra linear (*Numpy* e *Scipy*), que muito se assemelham aos disponíveis no Matlab. Além disso, as ferramentas de plotagem presentes no pacote *Matplotlib* são importantes para visualização das trajetórias e resultados, como podemos observar ao longo da dissertação.

Verificado o modelo em águas calmas, foi dada sequência ao trabalho na análise de comportamento no mar. Para isso, foi utilizado o programa PDStrip, que se baseia na Teoria das Faixas. As cargas médias de segunda ordem dependem das componentes dos potenciais e movimentos de primeira ordem. Dessa forma, foram calculados os RAO que apresentaram boa aderência com os resultados experimentais.

As forças de segunda ordem foram calculadas através da decomposição das forças de primeira ordem no referencial hidrodinâmico, da pressão proveniente do quadrado

da velocidade e da pressão adicional vinda do movimento relativo navio-onda. Os resultados foram comparados com o ensaio de modelos semi-cativos, apresentando bons resultados no geral. Porém, no caso do momento de yaw, o modelo somente captura a tendência, a intensidade do momento ficou abaixo do esperado pelo experimento.

Após essa verificação, foi dada sequência nos estudos com a implementação das cargas induzidas por ondas no modelo de manobra. Essas cargas seriam as médias de segunda ordem que foram tratadas como componentes quase-estáticas, devendo ser atualizadas conforme as variações de velocidade e aproamento. Para isso, primeiro foi criado um banco de dados de forças e momentos para diversos ângulos de incidência e velocidades de avanço. Esse processo foi executado com auxílio do pacote *Pandas* do *Python*, que é especializado na geração e manipulação de bancos de dados.

As trajetórias obtidas para ondas longas apresentaram bons resultados em relação às experimentais. O modelo capturou adequadamente a deriva da embarcação, tendo uma defasagem maior durante o recebimento de ondas laterais, nas quais os momentos de *yaw* e forças laterais atuam com maior intensidade no início da manobra. Por outro lado, nos casos de ondas curtas, o momento gerado pelo leme não consegue vencer o das ondas, não permitindo que a embarcação continue guinando ao receber ondas pela bochecha. Foi verificado que o pico de todas as cargas médias de segunda ordem ocorrem nessa posição do casco, contribuindo para reduzir o módulo da velocidade e aumentar o ângulo de deriva, dificultando a continuidade da guinada.

Com o objetivo de testar o impacto da intensidade dessas cargas na trajetória, foram executadas simulações variando as alturas de ondas. Neste teste, foi verificado que a curva de giro se reduz corretamente conforme reduzimos a altura das ondas, se aproximando da trajetória de águas calmas. Além disso, foi possível verificar as trajetórias completas dos comprimentos de onda curtas, pois com a redução da altura o navio consegue continuar o giro. Foram obtidas trajetórias muito similares ao ensaio experimental nos testes com menores alturas, levantando a suposição de que as forças e momentos estejam superestimados, principalmente, nas direções em que ocorrem os picos. Como não há resultados experimentais nos casos de ondas incidindo nessas direções, não há meios para confirmar essa afirmação, mas torna-se um ponto importante para analisar futuramente.

Em suma, o modelo construído permitiu analisar capacidade de manobra de uma embarcação em ondas, mas requer atenção às ondas curtas, pois em elevadas alturas o modelo não é capaz de representar o comportamento do navio adequadamente.

5.2 Trabalhos futuros

Se aprofundando no estudo do modelo MMG, revelam-se discussões relevantes de conceitos hidrodinâmicos para descrever a complexidade do escoamento ao redor e, principalmente, à ré do casco. A adequada estimativa desses coeficientes é fundamental para a precisão do modelo, o que pode ser um ponto interessante para pesquisas futuras, como a análise do escoamento da região via CFD ou experimentalmente. A abordagem dos experimentos CMT e OTT numericamente pode nos revelar dados importantes para calibrar o modelo de manobra.

Nas análises de cargas de segunda ordem com incidência de ondas curtas, segundo Faltinsen [59] é importante analisar o fenômeno de reflexão das ondas. Por isso, seria interessante analisar o uso de diferentes métodos de cálculo das cargas médias de segunda ordem, comparando as trajetórias ao aplicar esses métodos, com intuito de verificar quais deles mais se adequam.

Uma investigação mais minuciosa da influência do potencial de perturbação estacionário ϕ_S no cômputo do momento de *yaw* de segunda ordem é fundamental. Apesar de ser mais custoso computacionalmente, essa análise pode trazer mais precisão ao modelo, sendo importante avaliar quantitativamente a influência desse termo.

Outra situação que teria uma análise relevante diz respeito à influência dos ângulos de deriva β . A simulação efetuada utilizando o PDStrip considerou o navio com o módulo da velocidade U equivalente à velocidade de avanço \bar{U} , o que não ocorre na prática. Seria relevante calcular as cargas de segunda ordem numa faixa de diferentes ângulos de deriva β , pois estes variam durante a manobra, assumindo valores acima de 20° em alguns casos.

No intuito de uniformizar o código, seria interessante implementar o simulador acoplado com o código do PDStrip. Dessa forma, seria permitida uma atualização em tempo real das cargas de segunda ordem durante a manobra, sem a necessidade de criar um banco de dados para cada navio simulado, o que reduziria a demanda de espaço de armazenamento.

Com o objetivo de incrementar o modelo, a estrutura criada permite a substituição das componentes dos módulos de força, podendo ser inseridos outros dados experimentais, resultados de CFD, informações de vento e corrente, e a adição das cargas de deriva média em ondas irregulares, isto é, tornar o modelo mais próximo da realidade observada numa determinada região de interesse.

Referências Bibliográficas

- [1] ABKOWITZ, M. A. *Lectures on Ship Hydrodynamics - Steering and Manoeuvrability*. Technical report, Danish Technical Press, Lyngby, Denmark, 1964.
- [2] OGAWA, A., KOYAMA, T., KIJIMA, K. “MMG Report-I, On the Mathematical Model of Ship Manoeuvring”, *Bulletin of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 575, pp. 192–198, 1977.
- [3] HAMAMOTO, M. “MMG Report-II, Theoretical Background of Maneuvering Mathematical Model.” *Bulletin of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 575, pp. 322–329, 1977.
- [4] KASAI, H., YUMURO, A. “MMG Report-III, Force Induced by the Rudder and Interaction between Hull and Propeller.” *Bulletin of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 578, pp. 358–372, 1977.
- [5] KOSE, K., KIJIMA, K. “MMG Report-IV, Method and Experimental Apparatus for Restrained Maneuverability Test.” *Bulletin of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 579, pp. 404–413, 1977.
- [6] OGAWA, A., HASEGAWA, K., YOSHIMURA, Y. “MMG Report-V, Experimental Study and Improvement of Maneuvering Motion Mathematical Model”, *Bulletin of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 616, pp. 565–576, 1980.
- [7] KOSE, K., YUMURO, A., YOSHIMURA, Y. “Concrete of Mathematical Model for Ship Manoeuvrability.” In: *3rd Symposium on ship manoeuvrability SNAJ*, pp. 27–80, 1981.
- [8] YASUKAWA, H., YOSHIMURA, Y. “Introduction of MMG Standard Method for Ship Maneuvering Predictions”, *Journal Maritime Science Technology*, v. 20, pp. 37–52, 2015.
- [9] UENO, M., NIMURA, T., MIYAZAKI, H. “Experimental Study on Manoeuvring Motion of a Ship in Waves.” In: *Proceedings of the International*

Conference on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability (MARSIM 2003), 2003.

- [10] YASUKAWA, H. “Simulations of Ship Maneuvering in Waves (1st report: turning motion)”, *Journal of Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers*, v. 4, pp. 127–136, 2006.
- [11] YASUKAWA, H. “Simulations of Ship Maneuvering in Waves (2nd report: zigzag and stopping maneuvers)”, *Journal of Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers*, v. 7, pp. 163–170, 2008.
- [12] LEE, S., HWANG, S., YUN, S., et al. “An Experimental Study of a Ship manoeuvrability in Regular Waves”. In: *Proceedings of the International Conference on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability (MARSIM 2009)*, 2009.
- [13] SANADA, Y., ELSHIEKH, H., TODA, Y., et al. “ONR Tumblehome Course Keeping and Maneuvering in Calm Water and Waves”, *Journal of Marine Science and Technology*, v. 24, pp. 948–967, 2019.
- [14] SPRENGER, F., HASSANI, V., MARON, A., et al. “Establishment of a Validation and Benchmark Database for the Assessment of Ship Operation in Adverse Conditions”. In: OMAE2016-54865 (Ed.), *Proceedings of the ASME 2016 35th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, 2016.
- [15] SPRENGER, F., MARON, A., DELEFORTRIE, G., et al. “Experimental Studies on Seakeeping and Maneuverability of Ships in Adverse Weather Conditions”, *Journal of Ship Research*, v. 61 (3), pp. 131–152, 2019.
- [16] KIM, D. J., YUN, K., PARK, J. Y., et al. “Experimental Investigation on Turning Characteristics of KVLCC2 Tanker in Regular Waves”, *Ocean Engineering*, v. 175, pp. 197–206, 2019.
- [17] MILANOV, E., EFREMOV, D., ANASTASOV, A. “Experimental Study on KCS Container Ship Initial Turning at Low Speed in Regular Waves”, *Maritime Technology and Research*, v. 3(2), pp. 102–119, 2021.
- [18] OTTOSSON, P., BYSTROM, L. “Simulation of the Dynamics of a Ship Manoeuvring in Waves”, *Ocean Engineering*, v. 99, pp. 281–298, 1991.
- [19] SALVESEN, N., TUCK, E., FALTINSEN, O. “Ship Motions and Sea Loads”, *Trans. SNAME*, v. 99, pp. 281–298, 1991.

- [20] CUMMINS, W. “The Impulse Response Function and Ship Motions.” *Schiffs-technik*, v. 9, pp. 101–109, 1962.
- [21] BAILEY, P., PRICE, W., TEMAREL, P. “A Unified Mathematical Model describing the Maneuvering of a Ship Travelling in a Seaway.” *Trans. RINA*, v. 140, pp. 131–149, 1997.
- [22] FOSSEN, T. “A Nonlinear Unified State-Space Model for Ship Maneuvering and Control in a Seaway.” *Int J Bifurcat Chaos*, v. 15, pp. 2717–2746, 2005.
- [23] LEE, S. “The Calculation of Zig-Zag Maneuver in Regular Waves with Use of the Impulse Response Functions”, *Ocean Engineering*, v. 27, pp. 87–96, 2000.
- [24] SKEJIC, R., FALTINSEN, O. M. “A Unified Seakeeping and Maneuvering Analysis of Ships in Regular Waves”, *Mar Sci Technol*, v. 13, pp. 71–394, 2008.
- [25] SUTULO, S., SOARES, C. G. “A Unified Nonlinear Mathematical Model for Simulating Ship Manoeuvring and Seakeeping in Regular Waves.” *Proceedings of the International Conference on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability (MARSIM 2006)*, Terschelling, The Netherlands, 2006.
- [26] FANG, M., LUO, J., LEE, M. “A Nonlinear Mathematical Model for Ship Turning Circle Simulation in Waves.” *J Ship Res*, v. 49 (2), pp. 69–79, 2005.
- [27] SUBRAMANIAN, R., BECK, R. F. “A Time-Domain Strip Theory Approach to Maneuvering in a Seaway”, *Ocean Engineering*, v. 104, pp. 107–118, 2015.
- [28] INTERNATIONAL MARITIME ORGANIZATION. “Explanatory Notes to the Standards for Ship Manoeuvrability MSC/Circ.1053.” <https://www.register-iri.com/wp-content/uploads/MSC.1-Circ.1053.pdf>, 2002.
- [29] DENIS, M. S., PIERSON, W. J. “On the Motions of Ships in Confused Seas.” *Trans. SNAME*, v. 61, pp. 280–357, 1953.
- [30] PEREZ, T., FOSSEN, T. I. *A Discussion about Seakeeping and Maneuvering Models for Surface Vessels*. Technical report, Norwegian University of Science and Technology, Marine Simulator, 2004.

- [31] SÖDING, H., BERTRAM, V. *Program PDSTRIP: Public Domain Strip Method.*, 2009. Disponível em: <<https://sourceforge.net/projects/pdstrip/>>.
- [32] HAMAMOTO, M., KIM, Y. S. “A New Coordinate System and the Equations Describing Manoeuvring Motion of a Ship in Waves”, *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 1993, n. 173, pp. 209–220, 1993.
- [33] CLAYTON, B. R., BISHOP, R. E. D. *Mechanics of Marine Vehicles.* 1 ed. Bristol, Gulf Publishing Company, 1982.
- [34] FOSSEN, T. I. *Handbook of Marine Craft Hydrodynamics and Motion Control.* 1 ed. United Kingdom, John Wiley and Sons Ltd, 2011.
- [35] SNAME. *Nomenclature for Treating the Motion of a Submerged Body Through a Fluid.* Technical and Research Bulletin 1-5, The Society of Naval Architects and Marine Engineers, 1950.
- [36] MOTORA, S. “On the Measurement of Added Mass and Added Moment of Inertia for Ship Motions”, *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 1959, n. 105, pp. 83–92, 1959.
- [37] MOTORA, S. “On the Measurement of Added Mass and Added Moment of Inertia for Ship Motions (part 2. Added mass for the longitudinal motions)”, *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 1960, n. 106, pp. 59–62, 1960.
- [38] MOTORA, S. “On the Measurement of Added Mass and Added Moment of Inertia for Ship Motions (part 3. Added mass for the transverse motions)”, *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 1960, n. 106, pp. 63–68, 1960.
- [39] IMLAY, F. H. *The Complete Expressions for Added Mass of a Rigid Body Moving in an Ideal Fluid.* Technical Report DTMB 1528, David Taylor Model Basin, 1961.
- [40] MATSUMOTO, N., SUEMITSU, K. “The Prediction of Manoeuvring Performances by Captive Model Tests”, *Journal of The Kansai Society of Naval Architects*, v. 176, 1980.
- [41] SON, K., NOMOTO, K. “On the Coupled Motion of Steering and Rolling of a High Speed Container Ship”, *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, v. 1981, n. 150, pp. 232–244, 1981.

- [42] FALTINSEN, O. M. *Hydrodynamics of High-Speed Marine Vehicles*. 1 ed. New York, USA, Cambridge University Press, 2005.
- [43] OOSTERVELD, M., OOSSANEN, P. V. *Further computer analyzed data of the Wageningen B-screw series*. Technical Report NSMB Rpt. No. 479, I.S.P Vol. 22(151), 1975.
- [44] WHITE, F. *Fluid Mechanics*. 7 ed. New York, NY, McGraw Hil, 1983.
- [45] CARLTON, J. S. *Marine Propellers and Propulsion*. 4 ed. Kidlington, Oxford, Butterworth-Heinemann, 2019.
- [46] HARVALD, S. A. *Resistance and Propulsion of Ships*. 4 ed. Department of Ocean Engineering, The Technical University of Denmark, John Sons. Inc., 1983.
- [47] KIJIMA, K., TANAKA, S., FURUKAWA, Y., et al. “On a Prediction Method of Ship Maneuvering Characteristics”, *International Conference on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability, MARSIM’93*, v. 1, pp. 285–294, Sept - Oct 1993.
- [48] GUTSCHE, F. “Die Induktion der axialen Strahlzusatzgeschwindigkeit in der Umgebung der Schraubenebene”, *Schiffstechnik*, v. 3, 1955/56.
- [49] ANKUDINOV, V., KAPLAN, P., JACOBSEN, B. “Assessment and Principal Structure of the Modular Mathematical Model for Ship Maneuverability Predictions and Real-Time Maneuvering Simulation”, *International Conference on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability (MARSIM’93)*, pp. 40–51, 1993.
- [50] MOLLAND, A. F., TURNOCK, S. R. *Marine Rudders and Control Surfaces. Principles, Data, Design and Applications*. 1 ed. University of Southampton, UK, Butterworth-Heinemann, 2007.
- [51] FUJI, H., TUDA, T. “Experimental Research on Rudder Performance (2)”, *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers*, v. 110, pp. 31–42, 1961.
- [52] MOLLAND, A., TURNOCK, S., SMITHWICK, J. “Design and Performance Characteristics of Semi-balanced Ship Skeg Rudders.” *Transactions of the Royal Institution of Naval Architects*, v. 142, pp. 230–247, 2000.
- [53] NAKATO, M., KOSE, K., TERARNOTO, S., et al. “Experimental Study on Accelerating and Decelerating Ship Motions.” *Journal of Japan Society of Naval Architects*, v. 140, pp. 77–84, 1976.

- [54] DYKE, M. V. *Perturbation Methods in Fluid Mechanics*. Annotated ed. Stanford, California, The Parabolic Press, 1975.
- [55] BERTRAM, V. *Practical Ship Hydrodynamics*. 2 ed. Oxford, UK, Butterworth-Heinemann, 2012.
- [56] LEWANDOWSKI, E. M. *The Dynamics of Marine Craft*. 1 ed. Washington DC, USA, World Scientific, 2004.
- [57] NEWMAN, J. N. *Marine Hydrodynamics*. 40th anniversary ed. Cambridge, MA, The MIT Press, 2017.
- [58] PINKSTER, J. A. *Low Frequency Second Order Wave Exciting Forces on Floating Structures*. PhD Thesis Publication No. 650, Netherlands Ship Model Basin, 1980.
- [59] FALTINSEN, O. M. *Sea Loads on Ships and Offshore Structures*. 1 ed. Cambridge, UK, Cambridge University Press, 1990.
- [60] JOURNÉE, J., MASSIE, W. *Offshore Hydromechanics*. 1 ed. Delft, NL, Delft University of Technology, 2001.
- [61] STANDING, R. G., DACUNHA, N. M. C., MATTEN, R. B. *Mean Wave Drift Forces: Theory and Experiment*. Technical and Research Bulletin OT-R-8175 NM1 R124, National Maritime Institute, 1981.
- [62] SKEJIC, R. *Maneuvering and Seakeeping of a Single Ship and of Two Ships in Interaction*. Phd thesis, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, NO, 2008.
- [63] OGILVIE, T. E. “Recent progress toward the Understanding and Prediction of Ship Motions”. In: *Procedures of Fifth Symposium on Naval Hydrodynamics*, pp. 3–128, Washington, D.C., 1964.
- [64] PEREZ, T. *Ship Motion Control : Course Keeping and Roll Stabilisation using Rudder and Fins*. 1 ed. Norwegian University of Science and Technology, NO, Springer-Verlag London Limited, 2005.
- [65] OGILVIE, T. F., TUCK, E. O. *A Rational Strip Theory of Ship Motions: Part I*. Technical Report No. 13, University of Michigan, 1969.
- [66] SÖDING, H. “Prediction of Ship Steering Capabilities”, *Schiffstechnik*, v. 29, pp. 3–29, 1982.

- [67] BOESE, P. “Eine einfache Methode zur Berechnung der Widerstandserhöhung eines Schiffes im Seegang”, *Schiffstechnik*, v. 17, pp. 29–35, 1970.
- [68] SÖDING, H. “A Method for Accurate Force Calculation in Potential Flow”, *Schiffstechnik*, v. 40, pp. 176–186, 1993.
- [69] HACHMANN, D. “Calculation of Pressures on a Ship’s Hull in Waves”, *Ship Technology Research*, v. 38, pp. 111–133, 1991.
- [70] SÖDING, H., BLUME, P. *Experimentelle Prüfung von Berechnungsmethoden für die Bewegungen von Katamaranen im Seegang*. Technical Report No. 2412, Institut für Schiffbau, 1994.
- [71] AMERICAN BUREAU OF SHIPPING. “Guide for Vessel Maneuverability”. https://ww2.eagle.org/content/dam/eagle/rules-and-guides/current/conventional_ocean_service/145_vesselmaneuverability/Vessel_Maneuverability_Guide_e-Feb17.pdf, 2006. Acessado em 8 de outubro de 2021.
- [72] LEWIS, E. V. *Principles of Naval Architecture*. 2 ed. Jersey City, NJ, The Society of Naval Architects and Marine Engineers, 1989.
- [73] INTERNATIONAL TOWING TANK CONFERENCE. “Proceedings of the 15th ITTC”. 1978.
- [74] YASUKAWA, H., ADNAN, F. A. “Experimental Study on Wave-Induced Motions and Steady Drift Forces of an Obliquely Moving Ship”, *Journal of Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers*, v. 3, pp. 133–138, 2006.
- [75] GRUE, J., PALM, E. “The Mean Drift Force and Yaw Moment on Marine Structures in Waves and Current.” *Journal of Fluid Mechanics*, v. 250, pp. 121–142, 1993.
- [76] ZHAO, R., FALTINSEN, O. “Interaction between Current, Waves and Marine Structures.” In: 1 (Ed.), *Proceedings of the 5th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 1990.
- [77] LAMB, H. *Hydrodynamics*. 6 ed. New York, USA, Dover Publications, 1932.
- [78] INTERNATIONAL TOWING TANK CONFERENCE. “Towing Tanks Seakeeping and Maneuvering Basins”. <https://ittc.info/media/5666/seakeeping-and-manoeuvring-basin.pdf>, 1972. Acessado em 15 de dezembro de 2021.

- [79] ADNAN, F. A., YASUKAWA, H. “Experimental Investigation of Wave-Induced Motions of an Obliquely Moving Ship”, *2nd Regional Conference on Vehicle Engineering and Technology*, 2008.

Apêndice A

Desenvolvimento das equações do modelo MMG

A.1 Derivação dos termos de coriolis da massa adicional

Conforme explicado na subseção 3.2.2, são utilizadas as equações de Kirchhoff para derivar os termos relacionados à massa adicional no referencial solidário ao corpo. Essas equações se baseiam na variação de energia no fluido com o movimento no corpo. Definindo $v = \begin{bmatrix} u & v & r \end{bmatrix}^T$ e M_A a matriz de massas adicionais, a energia cinética definida por Lamb [77] é dada por:

$$T_A = \frac{1}{2} v^T M_A v \quad (\text{A.1})$$

Aplicando as componentes de massa adicional referentes ao modelo utilizado,

$$T_A = -\frac{1}{2} \begin{bmatrix} u & v & r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x & 0 & 0 \\ 0 & m_y & 0 \\ 0 & 0 & J_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \\ r \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$T_A = -\frac{1}{2} [m_x u^2 + m_y v^2 + J_z r^2] \quad (\text{A.3})$$

É importante ressaltar que essas equações não levam em consideração efeitos de superfície livre. A presença da superfície livre altera a massa adicional do corpo, porém, podemos utilizar uma abordagem de corpo-duplo devido ao baixo número de F_n desse modelo [42]. O número de F_n é um parâmetro adimensional estritamente ligado ao efeito de superfície livre, logo, significa que o modelo gera poucas ondas durante seu movimento e, por consequência, esse efeito é pequeno.

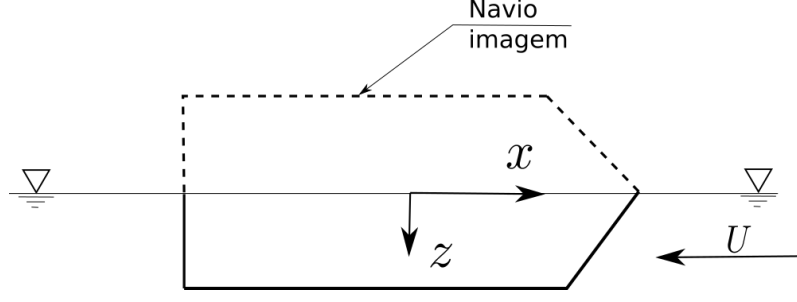


Figura A.1: Espelhamento do casco considerando um corpo-duplo (baseado em Faltinsen[42])

Adotando a metodologia de Imlay [39], foram aplicadas as equações de Kirchoff nesse modelo. Pode-se verificar as equações aplicadas ao vetor de translação $\vec{U} = \begin{bmatrix} u & v \end{bmatrix}^T$ e de rotação $\vec{\omega} = \begin{bmatrix} r \end{bmatrix}$.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_A}{\partial \vec{U}} \right) + \vec{\omega} \times \left(\frac{\partial T_A}{\partial \vec{U}} \right) &= \vec{f}_i \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_A}{\partial \vec{\omega}} \right) + \vec{\omega} \times \left(\frac{\partial T_A}{\partial \vec{\omega}} \right) + \vec{U} \times \left(\frac{\partial T_A}{\partial \vec{U}} \right) &= \vec{m}_i \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Sendo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_A}{\partial \vec{U}} &= \frac{\partial T_A}{\partial u} \vec{i} + \frac{\partial T_A}{\partial v} \vec{j} = -m_x u \vec{i} - m_y v \vec{j} \\ \frac{\partial T_A}{\partial \vec{\omega}} &= \frac{\partial T_A}{\partial r} \vec{k} = -J_z r \vec{k} \end{aligned}$$

Substituindo primeiramente nas equações de força:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (-m_x u \vec{i} - m_y v \vec{j}) + r \vec{k} \times (-m_x u \vec{i} - m_y v \vec{j}) &= \vec{f}_i \\ (-m_x \dot{u} + m_y v r) \vec{i} + (-m_y \dot{v} - m_x u r) \vec{j} &= X_A \vec{i} + Y_A \vec{j} \\ X_A &= (-m_x \dot{u} + m_y v r) \\ Y_A &= (-m_y \dot{v} - m_x u r) \end{aligned}$$

Em seguida, substituindo nas equações de momento:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (-J_z r \vec{k}) + r \vec{k} \times (-J_z r \vec{k}) + (u \vec{i} + v \vec{j}) \times (-m_x u \vec{i} - m_y v \vec{j}) &= \vec{m}_i \\ [J_z \dot{r} + (m_y - m_x) u v] \vec{k} &= N_A \vec{k} \\ N_A &= -J_z \dot{r} + (m_y - m_x) u v \end{aligned}$$

A parcela de coriolis da componente de momento de yaw corresponde ao Mo-

mento de Munk. O Momento de Munk é um momento puramente potencial gerado pelo um escoamento incidindo obliquamente sobre um corpo. Esse termo tem um efeito desestabilizador. Nos experimentos realizados pelo MMG, esse momento ficou embutido nas derivadas hidrodinâmicas do casco, pois, segundo Yasukawa [8] são negligenciáveis do ponto de vista prático. Determinadas as componentes do módulo de massa adicional, substitui-se nas equações de gerais de movimento:

$$\begin{aligned}(m + m_x)\dot{u} - (m + m_y)vr &= X_H + X_P + X_R \\ (m + m_y)\dot{v} + (m + m_x)ur &= Y_H + Y_R \\ (I_z + J_z)\dot{r} &= N_H + N_R\end{aligned}\tag{A.5}$$

A.2 Relação entre os sistemas de adimensionalização

Uma peculiaridade é que as derivadas do modelo estão organizadas em função do ângulo de deriva (β) e da velocidade de yaw (r). Podemos realizar uma analogia entre Y'_v e Y'_β para ângulos de deriva pequenos:

$$-\frac{v}{U} = \text{sen}\beta$$

Para β pequeno, $\text{sen}\beta \approx \beta$, logo:

$$\beta \approx -\frac{v}{U} = -v'$$

Desta forma, podemos aproximar:

$$Y'_v \approx -Y'_\beta$$

O modelo de adimensionalização utilizado em Yasukawa [10] corresponde ao Prime system II. Esse modelo utiliza a velocidade instantânea do navio, o comprimento e o calado. Isto é, essa velocidade é atualizada a cada passo de tempo. O modelo de Nomoto [41] também utiliza o modelo S175(SR108) para seus testes, porém, foi adotada uma condição de carregamento distinta, resultando em outro calado. Esse modelo de Nomoto utiliza a adimensionalização Prime I. Trocando a adimensionalização de Prime I para o Prime II podemos correlacionar as derivadas hidrodinâmicas entre os modelos, visto que o Prime II adimensionaliza em função do calado.

Em Nomoto [41], segue a adimensionalização Prime I:

$$Y'_v = \frac{Y_v}{\frac{1}{2}\rho L^2 U^2}$$

Em Yasukawa [10], segue a adimensionalização Prime II:

$$Y'_\beta = \frac{Y_\beta}{\frac{1}{2}\rho L d U^2}$$

Relacionando as derivadas hidrodinâmicas de Nomoto e Yasukawa:

$$Y'_{v \text{ Nomoto}} = -Y'_{\beta \text{ Yasukawa}} \frac{d}{L}$$

Tabela A.1: Lista de derivadas hidrodinâmicas.

Yasukawa, 2006		Nomoto, 1981	
$X_{\beta\beta}$	-0,0711	X_{vv}	-0,00386
$X_{\beta r}$	0,0573	X_{vr}	-0,00311
X_{rr}	0,0037	X_{rr}	0,0002
Y_β	0,2137	Y_v	-0,0116
Y_r	0,0446	Y_r	0,00242
$Y_{\beta\beta\beta}$	2,008	Y_{vvv}	-0,109
$Y_{\beta\beta r}$	0,3942	Y_{vvr}	0,0214
$Y_{\beta rr}$	0,7461	Y_{vrr}	-0,0405
Y_{rrr}	0,0326	Y_{rrr}	0,00177
N_β	0,071	N_v	-0,00385
N_r	-0,0409	N_r	-0,00222
$N_{\beta\beta\beta}$	-0,0275	N_{vvv}	0,001492
$N_{\beta\beta r}$	-0,7811	N_{vvr}	-0,0424
$N_{\beta rr}$	-0,0287	N_{vrr}	0,00156
N_{rrr}	-0,0422	N_{rrr}	-0,00229

A.3 Função Kt

$$T = f(\rho, D, V_a, n, \mu, p - p_0) \quad (\text{A.6})$$

Assim, temos ao todo $N = 7$ variáveis, sendo 6 independentes. Determinemos as dimensões primárias:

Tabela A.2: Dimensões primárias das variáveis

T	ρ	D	V_a	n_p	μ	$p - pa$
MLT^{-2}	ML^{-3}	L	LT^{-1}	T^{-1}	$ML^{-1}T^{-1}$	$ML^{-1}T^{-2}$

Dessa forma, temos um total de $j = 3$ dimensões primárias, que através do teorema de Pi, também corresponde ao número de variáveis repetidas. Nesse caso, foram selecionadas as variáveis ρ , n_p e D, que são constantes no ensaio de águas

abertas. Além disso, determinamos o total de adimensionais independentes pela relação $k = N - j = 7 - 3 = 4$, que também corresponde ao número de variáveis não-repetidas.

A partir de agora, podemos encontrar os 4 produtos Π , que correspondem aos adimensionais independentes. Estabelecendo primeiramente a variável não-repetida T .

$$\begin{aligned}\Pi_1 &= \rho^a n_p^b D^c T = (ML^{-3})^a (T^{-1})^b (L)^c (MLT^{-2}) = (MLT)^0 \\ & \quad a + 1 = 0 \quad a = -1 \\ & \quad -3a + c + 1 = 0 \quad c = -4 \\ & \quad -2 - b = 0 \quad b = -2 \\ \Pi_1 &= \frac{T}{\rho n_p^2 D^4} = K_T\end{aligned}\tag{A.7}$$

Π_1 representa o coeficiente de empuxo K_T . Estabelecendo agora a variável não-repetida V_a .

$$\begin{aligned}\Pi_2 &= \rho^a n_p^b D^c V_a = (ML^{-3})^a (T^{-1})^b (L)^c (LT^{-1}) = (MLT)^0 \\ & \quad a = 0 \quad a = 0 \\ & \quad c + 1 = 0 \quad c = -1 \\ & \quad -1 - b = 0 \quad b = -1 \\ \Pi_2 &= \frac{V}{n_p D} = J_p\end{aligned}\tag{A.8}$$

Π_2 representa o coeficiente de avanço J_p . Estabelecendo agora a variável não-repetida μ .

$$\begin{aligned}\Pi_3 &= \rho^a n_p^b D^c \mu = (ML^{-3})^a (T^{-1})^b (L)^c (ML^{-1}T^{-1}) = (MLT)^0 \\ & \quad 1 + a = 0 \quad a = -1 \\ & \quad -1 - 3a + c = 0 \quad c = -2 \\ & \quad -1 - b = 0 \quad b = -1 \\ \Pi_3 &= \frac{\mu}{\rho n_p D^2} = R_n\end{aligned}\tag{A.9}$$

Π_3 representa o número de Reynolds do escoamento R_n . Estabelecendo agora a variável não-repetida $p - p_0$.

$$\begin{aligned}\Pi_4 &= \rho^a n_p^b D^c (p - p_0) = (ML^{-3})^a (T^{-1})^b (L)^c (ML^{-1}T^{-2}) = (MLT)^0 \\ 1 + a &= 0 \quad a = -1 \\ -1 - 3a + c &= 0 \quad c = -2 \\ -2 - b &= 0 \quad b = -2\end{aligned}$$

$$\Pi_4 = \frac{p - p_0}{\rho n_p^2 D^2} = \sigma_0 \quad (\text{A.10})$$

Π_4 representa o número de Euler do escoamento σ_0 . Portanto, o coeficiente de empuxo pode ser estabelecido como uma função do coeficiente de empuxo, do número de Reynolds e do nível de cavitação $K_T = f(J, R_n, \sigma_0)$.

A.4 Ângulo de incidência geométrico β_p e β_R

Foi elaborado um modelo de corpo rígido para analisar o ângulo geométrico do escoamento incidente no propulsor. Uma manobra de giro no sentido horário ($r > 0$), resulta numa velocidade lateral negativa ($v < 0$). Na região do propulsor, essa componente lateral aumenta dependendo da distância entre a origem do sistema de coordenadas e o propulsor. Na figura A.2 podemos observar a velocidade de movimentação do propulsor (U_p) em relação ao referencial inercial.

Calculando a velocidade de movimentação do propulsor e o ângulo de incidência geométrico (β_p), mas o mesmo procedimento é aplicável a β_R , devendo ajustar somente a distância até a origem do referencial solidário.

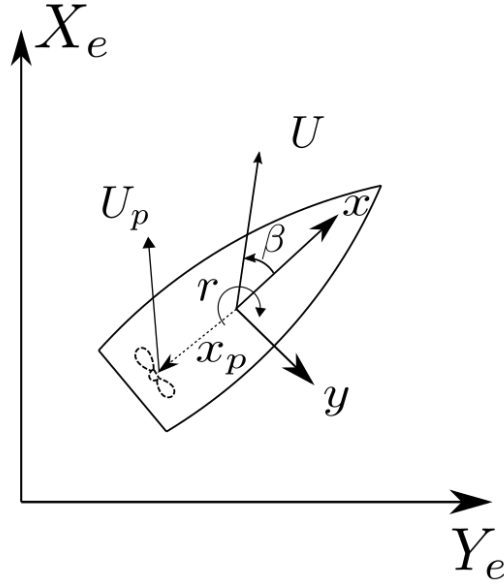


Figura A.2: Velocidade do propulsor em relação ao referencial inercial

$$\vec{U}_p = \vec{U} + \vec{r}' \times \hat{x}_p = u\hat{i} + (v - rx_p)\hat{j}$$

$$\tan\beta_p = \frac{-v + rx_p}{u} \quad (\text{A.11})$$

Separando as frações da equação anterior,

$$\frac{rx_p}{u} = \frac{rx_p}{U} \frac{U}{u} \approx r'x'_p$$

$$\frac{-v}{u} = \tan\beta$$

Como os ângulos são considerados pequenos,

$$\tan\beta \approx \beta$$

Portanto,

$$\beta_p = \beta - r'x'_p \quad (\text{A.12})$$

A.5 Velocidade longitudinal incidente no leme

É considerado que o propulsor contenha um infinito número de pás, se aproximando ao formato de um disco. Além dessa hipótese, é considerado que o propulsor trabalhe num fluido ideal, ou seja, escoamento irrotacional e, por consequência, sem

a perda de energia relativa ao arrasto gerado. Por isso, admite-se que propulsor não induz rotação no escoamento à jusante, levantando um questionamento sobre como seria a geração de forças, visto que a origem destas forças advém da viscosidade do fluido.

Entretanto, é possível contornar o problema da viscosidade com a adição de singularidades, e assim construir o escoamento a partir da conceituação física do que representa a presença do disco atuador. A singularidade adicionada é um “salto” de pressão após a passagem do fluido sobre o disco. Esse “salto” é considerado uma singularidade pois o modelo tem uma variação contínua da velocidade na passagem do escoamento pelo disco. Ressalta-se que a velocidade induzida no escoamento pelo propulsor é predominantemente angular, logo a hipótese de manutenção da velocidade axial é adequada. Verifica-se na figura A.4 a representação do salto de pressão e da continuidade da velocidade.

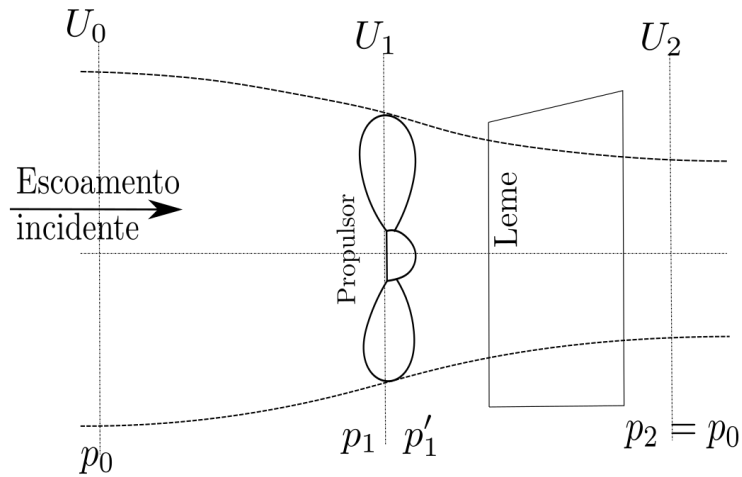


Figura A.3: Pressões e velocidades à ré do casco (baseado em Molland e Turnock [50]).

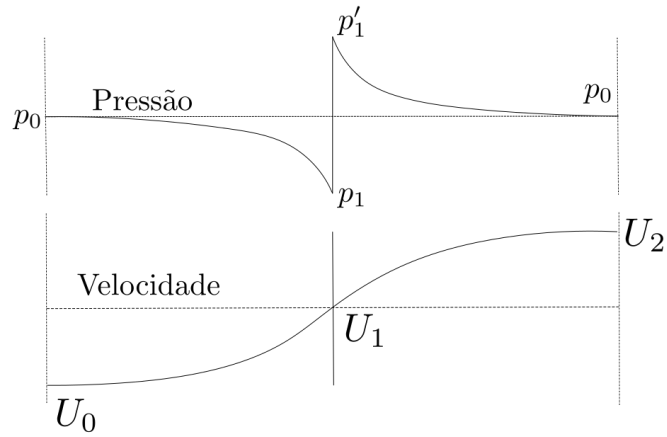


Figura A.4: Salto de pressão e continuidade da velocidade após a passagem do fluido pelo disco (baseado em Molland e Turnock [50])

As variáveis de entrada do problema são a área do disco atuador ($A_1 = \frac{\pi D_p^2}{4}$) e a velocidade de avanço do navio $V_a = u(1 - w_p)$, que é nomeada neste desenvolvimento como U_0 (Figura A.3). Primeiramente, é demonstrado o desenvolvimento analítico do disco atuador utilizando como base as Equações de Transporte de Reynolds. Deve-se levar em conta a conservação de massa e de quantidade de movimento do volume de controle descrito na figura A.5.

Pela equação das conservação de massa:

$$\frac{dm_{sistema}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho dV + \int_{SC} \rho(\vec{U}_r \cdot \vec{n}) dS = 0 \quad (A.13)$$

Sendo U_r as velocidades relativas em cada face do volume de controle, ou seja, está relacionada às velocidade U_0 , U_1 e U_2 da figura A.5. Como o volume de controle é fixo e o fluido é incompressível, eliminamos o primeiro termo, resultando em:

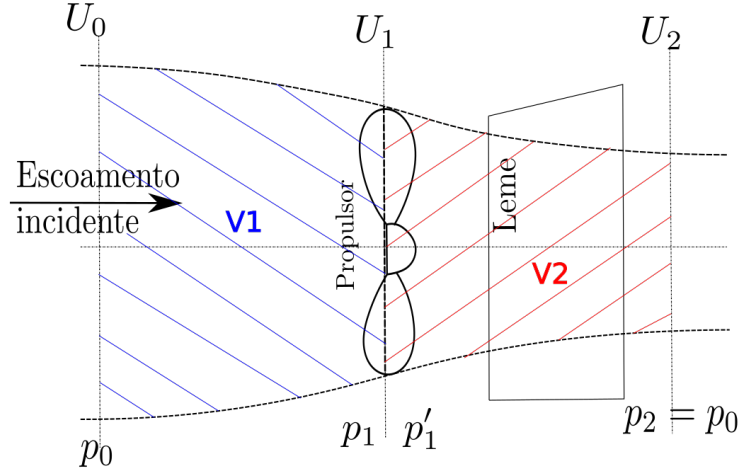


Figura A.5: Equação da conservação de massa aplicada aos 2 volumes de controle separados pelo disco atuador

$$\int_{SC} \rho(\vec{U}_r \cdot \vec{n}) dS = 0$$

Dividindo o problema o volume de controle em 2 partes, separadas pela face do disco atuador, e aplicando a equação da conservação de massa sobre cada uma dessas partes:

$$\int_{SC} \rho(\vec{U}_r \cdot \vec{n}) dS = -\rho U_0 A_0 + \rho U_1 A_1 = 0$$

$$\int_{SC} \rho(\vec{U}_r \cdot \vec{n}) dS = -\rho U_1 A_1 + \rho U_2 A_2 = 0$$

$$U_0 A_0 = U_1 A_1 = U_2 A_2 \quad (\text{A.14})$$

Em seguida, podemos aplicar o teorema de Bernoulli separadamente nas áreas 1 e 2 da figura A.5, pois o sistema é conservativo em cada uma das partes.

$$p_0 + \frac{1}{2} \rho U_0^2 = p_1 + \frac{1}{2} \rho U_1^2$$

$$p'_1 + \frac{1}{2} \rho U_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho U_2^2$$

Sendo que \$p_2 = p_0\$ pois são considerados pontos distantes do propulsor. Dessa forma, subtraindo uma equação da outra, obtemos:

$$\frac{1}{2} \rho (U_2^2 - U_0^2) = p'_1 - p_1$$

A intensidade do empuxo gerado corresponde a variação de pressão na passagem do disco multiplicada pela área do disco atuador.

$$T = \Delta p A_1 = (p'_1 - p_1) A_1 = \frac{1}{2} \rho A_1 (U_2^2 - U_0^2). \quad (\text{A.15})$$

Rearranjando para relacionar a velocidade incidente U_0 , que é um valor conhecido, com a velocidade de saída U_2 .

$$U_2 = \sqrt{U_0^2 + \frac{2T}{\rho A_1}} \quad (\text{A.16})$$

Pode-se substituir esse resultado ao utilizar parâmetros adimensionais. Sendo $T = \rho n_p^2 D_p^4 K_T$ e $U_0 = n_p D_p J$, podemos atualizar a equação A.16 e concluir a formulação que relaciona as velocidades de

$$U_2 = U_0 \sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_p^2}} \quad (\text{A.17})$$

Em sequência, adotamos a conservação da quantidade de movimento para todo o volume de controle, somando as áreas 1 e 2 da figura A.5.

$$\frac{dm_{sistema}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho U dV + \int_{SC} \rho U (\vec{U}_r \cdot \vec{n}) dS = \sum F_{ext} \quad (\text{A.18})$$

Sabendo o regime é considerado estacionário, eliminamos o primeiro dos termos da equação alguns momentos.

$$\int_{SC} \rho U (\vec{U}_r \cdot \vec{n}) dS = \sum F_{ext}$$

$$\frac{dm_{sis} U}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho U dV + \int_{SC} \rho U (\vec{U}_r \cdot \vec{n}) dS = T \quad (\text{A.19})$$

$$T = -\rho U_0^2 A_0 + \rho U_2^2 A_2 = \rho U_2 (A_1 U_1) - \rho U_0 (A_1 U_1)$$

$$T = \rho A_1 U_1 (U_2 - U_0) \quad (\text{A.20})$$

Igualando o *thrust* (T) nas abordagens envolvendo o Teorema de *Bernoulli* (equação A.15) e a Conservação da Quantidade de movimento (equação A.20), podemos obter uma relação entre as velocidades do escoamento.

$$T = \rho A_1 U_1 (U_2 - U_0) = \frac{1}{2} \rho A_1 (U_2^2 - U_0^2)$$

Determina-se que a velocidade incidente no propulsor corresponde a média das velocidades de entrada e saída.

$$U_1 = \frac{U_2 + U_0}{2}$$

Porém, nosso objetivo aqui é obter a velocidade incidente no leme. Então, podemos aplicar a correção de Gutsche [48] à velocidade de avanço do navio para contabilizar a aceleração do fluido entre o propulsor e o leme. A velocidade incidente no leme depende da distância (x) entre ele e o propulsor.

$$k = 0,5 + \frac{0,5}{1 + (0,15/(x/D))} \quad (\text{A.21})$$

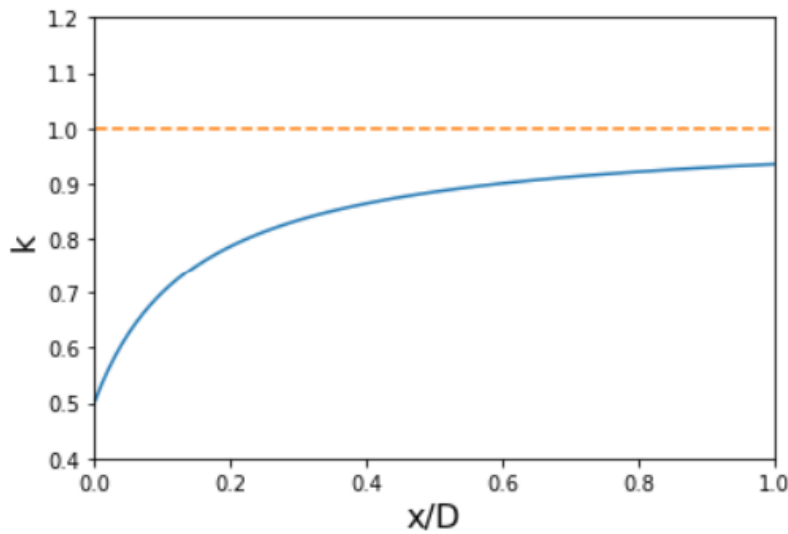


Figura A.6: Variação do coeficiente k em relação a distância x do leme a um propulsor de diâmetro D (curva plotada da equação A.21)

O coeficiente k deve ser multiplicado pela variação de velocidade $\Delta u = U_2 - U_0$ e adicionado à velocidade de avanço $U_0 = u(1 - w)$. Sendo que o coeficiente w deverá ser correspondente a um fator de esteira relativo ao leme, ou seja, que relaciona a velocidade de incidência no leme fora da área de atuação do propulsor. Podemos observar esquematicamente na figura A.7:

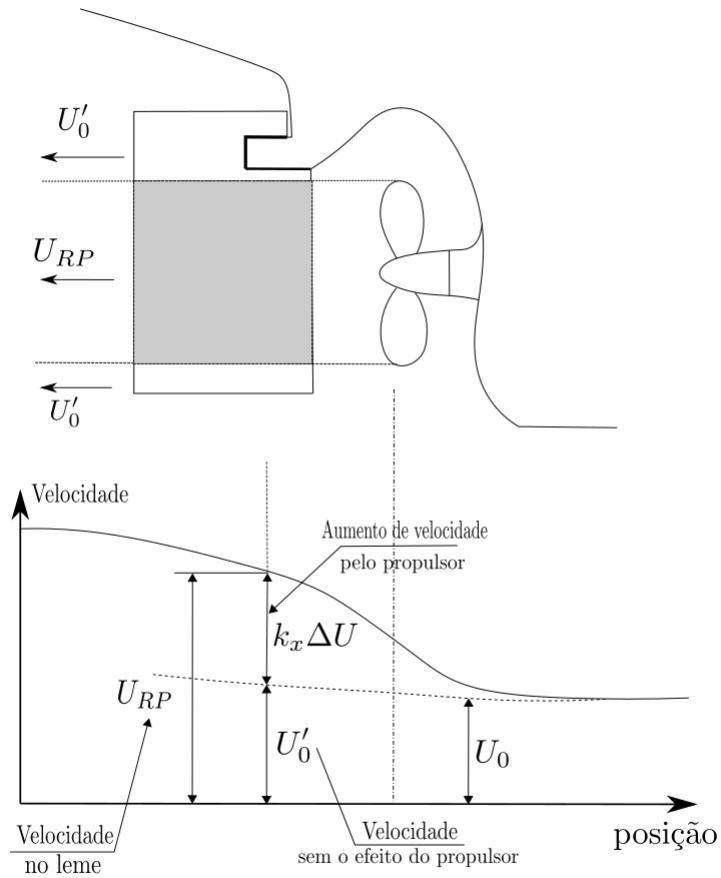


Figura A.7: Velocidades do escoamento a ré do casco

A velocidade do escoamento incidente U_0 é obtida através do fator de esteira do propulsor w_p .

$$U_0 = u(1 - w_p) \quad (\text{A.22})$$

Percebe-se que a velocidade U'_0 desse esquema não contabiliza a atuação do propulsor no escoamento, pois o volume de controle relacionado ao funcionamento do propulsor se contrai e não abrange todo o leme. Além disso, o propulsor tem um diâmetro menor que a altura do leme, tendo uma área de atuação reduzida. A velocidade U'_0 conta somente com o efeito de esteira, que não é exatamente o mesmo de atuação no propulsor devido ao seu posicionamento.

$$U'_0 = u(1 - w_R) \quad (\text{A.23})$$

Nos modelos MMG essa modificação é obtida empiricamente pelo coeficiente

$\epsilon = (1 - w_r)/(1 - w_p)$, mas a explicação deste coeficiente está detalhada no Apêndice C. A velocidade U_{RP} descrita na figura A.7 é calculada aplicando a correção de Gutsche.

$$U_{RP} = U'_0 + k\Delta u \quad (\text{A.24})$$

$$U_{RP} = (1 - w_R)u + k(U_2 - U_0) \quad (\text{A.25})$$

Lembrando que a relação para calcular a velocidade de saída pode ser observada na equação A.17.

$$U_{RP} = (1 - w_R)u + k(U_0 \sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_p^2}} - U_0) \quad (\text{A.26})$$

$$U_{RP} = (1 - w_R)u + (1 - w_p)uk \left(\sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_p^2}} - 1 \right) \quad (\text{A.27})$$

Colocando $(1 - w_p)u$ em evidência:

$$U_{RP} = (1 - w_p)u \left[\epsilon + k \left(\sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_p^2}} - 1 \right) \right] \quad (\text{A.28})$$

Ao observar as referências do modelo MMG, nota-se que é utilizado ao invés de coeficiente de Gustche k , o termo $\kappa = \frac{k}{\epsilon}$. Dessa forma, a equação anterior se torna:

$$U_{RP} = (1 - w_p)u \epsilon \left[1 + \kappa \left(\sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_p^2}} - 1 \right) \right] \quad (\text{A.29})$$

Conforme pode-se verificar na figura A.7, a contração do escoamento proporciona a incidência de diferentes velocidades no leme. Assim, para calcular a força gerada pelo leme, foi utilizada como base a média ponderada das velocidades em relação a sua área de atuação ao longo do leme.

$$u_R = \sqrt{\frac{A_{RP}}{A_R} U_{RP}^2 + \frac{A_{R0}}{A_R} U_0^2} \quad (\text{A.30})$$

Adotando o coeficiente η para representar a razão entre a área de atuação do propulsor e a total do leme.

$$\eta = \frac{A_{RP}}{A_R} \approx \frac{D_P}{H_R} \quad (\text{A.31})$$

Resulta em:

$$u_R = \sqrt{\eta U_{RP}^2 + (1 - \eta) U_0^2} \quad (\text{A.32})$$

Substituindo pelos valores obtidos de U_{RP} e U'_0 , desenvolvemos a expressão final da velocidade incidente u_R :

$$\begin{aligned}
 u_R &= \sqrt{(1 - w_p)^2 u^2 \epsilon^2 \left[1 + \kappa \left(\sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_P}} - 1 \right) \right]^2 \eta + (1 - \eta) (1 - w_R)^2 u^2} \\
 u_R &= (1 - w_R) u \sqrt{\left[1 + \kappa \left(\sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_P}} - 1 \right) \right]^2 \eta + (1 - \eta)} \\
 u_R &= \epsilon u_P \sqrt{\eta \left[1 + \kappa \left(\sqrt{1 + \frac{K_T}{\pi J_P}} - 1 \right) \right]^2 + (1 - \eta)} \quad (\text{A.33})
 \end{aligned}$$

Com esta formulação, pode-se estimar a velocidade longitudinal do escoamento incidente no leme.

A.5.1 Velocidade lateral incidente no leme

O escoamento incidente no leme é similar ao descrito na figura A.2 e desenvolvido pela equação 3.23. A diferença é que devemos alterar a distância x_P , por x_R , que se refere a distância da origem ao leme. Analogamente à equação 3.23, o ângulo de incidência geométrico do leme é obtido da seguinte forma.

$$\beta_R = \beta - r' x'_R \quad (\text{A.34})$$

Devido à influência do propulsor e do casco, o escoamento incidente no leme não depende somente do movimento de corpo rígido do navio. A figura A.8 representa com maior clareza a redução do fluxo do ângulo geométrico β_R para o fluxo do ângulo hidrodinâmico α_0 , aumentando o ângulo de ataque efetivo (α_E) gerador das forças do leme.

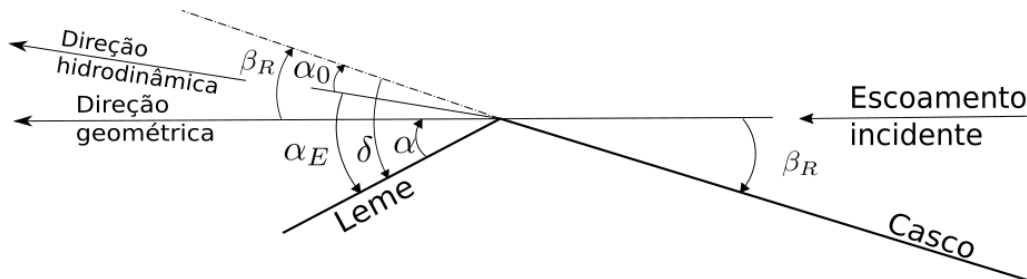


Figura A.8: Esquema do fluxo incidente no leme [50]

Em Kose [7], que corresponde a um dos relatórios do MMG, utiliza o conceito do coeficiente de endireitamento γ para ajustar o ângulo geométrico ao hidrodinâmico.

$$v_R = U\beta_R\gamma \quad (\text{A.35})$$

Pela figura A.8, nota-se que γ deve ser inferior a $1,0$, pois a tendência do ângulo β_R é ser reduzido. Além disso, nos navios monohélice, o coeficiente γ depende do bordo de guinada do navio, devido ao sentido de rotação do propulsor. Isso ocorre, pois a grande maioria dos lemes são construídos com forma variável ao longo de sua altura, reduzindo a corda e a espessura da seção na região inferior. Assim, a força de sustentação será diferente em cada região, o que produzirá uma força resultante para um dos bordos do leme. Pode-se observar o caso na figura A.5.1.

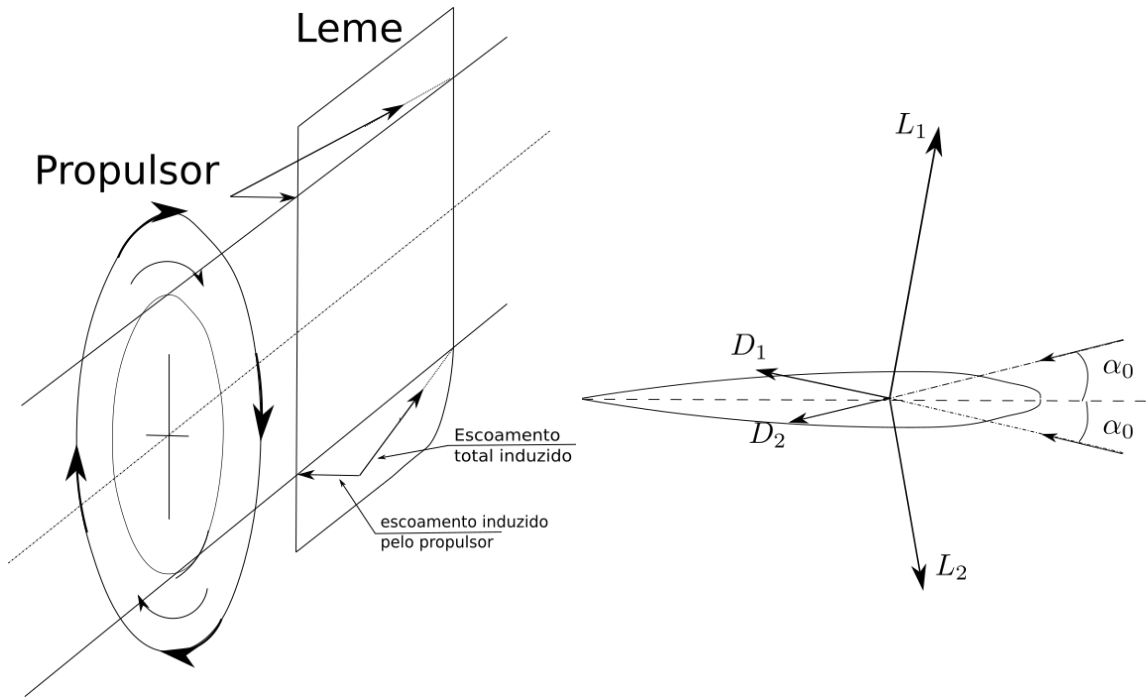


Figura A.9: Velocidades induzidas e forças geradas no leme pelo escoamento incidente do propulsor

Por esse fenômeno, mesmo com o navio navegando no sentido longitudinal, há uma velocidade lateral efetiva sobre o leme. Por consequência, até com o ângulo de leme $\delta = 0$ seria produzida uma força resultante. Assim, existe um ângulo de leme δ_0 , o qual não há geração de forças, pois a velocidade lateral incidente alinharia o ângulo de fluxo efetivo com o adotado pelo leme.

Outro fator relevante na modificação do escoamento é a influência da velocidade angular do navio. O efeito de endireitamento descrito até aqui é relacionado a um escoamento incidindo obliquamente ao navio, ou seja, sem velocidade angular. A presença da velocidade angular provém uma complexidade adicional ao escoamento a ré do casco. Foi observado experimentalmente e notificado em alguns artigos como Kijima [47], Ankudinov et al. [49] e no livro de Molland e Turnock [50], que a retificação do escoamento quando o navio rotaciona não é diretamente proporcional ao

do escoamento oblíquo, exigindo a utilização de um coeficiente adicional. Portanto, para contornar esse problema e abarcar esse fenômeno físico na modelagem, os modelos MMG criaram o coeficiente l_r em substituição à distância do leme à origem, alterando o ângulo β_R .

$$\beta_R = \beta - r'l'_R \quad (\text{A.36})$$

Apesar de contraditório com a definição que adotei inicialmente de β_R como ângulo de incidência geométrico, é importante ressaltar que nesse momento, com a inclusão do coeficiente l_R , β_R passa a evidenciar também um efeito hidrodinâmico. Efeito este causado pela rotação do navio, enquanto x_R só contabiliza o movimento de corpo rígido.

Analogamente, podemos observar esse mesmo efeito sendo representado de maneira distinta na equação da velocidade lateral, com a abordagem de Ankudinov et al. [49]. Nesse artigo ele adota dois coeficientes de endireitamento, sendo um aplicado à velocidade lateral do navio e outro à velocidade angular.

$$v_R = \gamma_v v - \gamma_r x_{Rr} \quad (\text{A.37})$$

Relacionando a equação A.37 com A.36, obteremos $l_R = \gamma_r x_{Rr}$. Isto é, assim como relatado em Kose [7], l_R é considerado um fator que representa o peso da velocidade de *yaw* em relação a velocidade de *sway* no que diz respeito ao seu efeito de endireitamento da velocidade lateral no leme.

A.5.2 Forças geradas pelo leme

A base teórica clássica para calcular a sustentação de uma asa são analisadas através da teoria da linha de sustentação de Prandtl, conforme podemos observar em Carlton [45]. Sob a ótica dessa teoria, pôde-se inferir que uma distribuição de cordas de fólhos ao longo da envergadura de uma asa permite estimar o arrasto induzido e a força de sustentação da mesma. De certa forma, essa teoria também contempla alguns efeitos tridimensionais, mas os considera pequenos, adotando como premissa que as asas sejam de alta razão de aspecto ($\Lambda \gg 1, 0$). A formulação proposta na equação A.38 calcula a derivada parcial do coeficiente de sustentação (C_L) em relação ao ângulo de leme δ .

$$\frac{\partial C_L}{\partial \delta} = \frac{2\pi\Lambda}{2 + \Lambda} \quad (\text{A.38})$$

Entretanto, a forma do leme utilizada tem uma razão de aspecto $\Lambda = 1,82$, não podendo ser considerada uma asa de alta razão de aspecto, assim como a grande maioria dos lemes. Quanto maior for a razão de aspecto da asa, maior será a precisão

da teoria da linha de sustentação, logo, a formulação da equação A.38 precisaria ser ajustada com o intuito de melhorar essa precisão. Portanto, os resultados experimentais obtidos por Fuji e Tuda [51], os quais ajustam a formulação da teoria da linha de sustentação. Estes pesquisadores avaliaram a performance do leme utilizando modelos livres e auto-propelidos, estimando as forças normais do leme a partir das manobras pré-estipuladas.

Os experimentos são concebidos para estimar somente a força normal gerada pelo leme, como uma composição das componentes de arrasto e sustentação, considerando as forças tangenciais pequenas. Assim, a formulação de Fuji permite obter a derivada parcial do adimensional da força normal gerada pelo leme em relação ao ângulo de ataque efetivo do escoamento incidente (f_α). A formulação de Fuji é utilizada em geral nos modelos com base no método do MMG.

$$f_\alpha = \frac{6,13\Lambda}{2,25 + \Lambda} \quad (\text{A.39})$$

Possibilitando o cálculo da força normal.

$$F_n = \frac{1}{2}\rho A_R U_R^2 f_\alpha \text{sen}\alpha_E \quad (\text{A.40})$$

Se posicionarmos o leme num ângulo δ , o ângulo de ataque efetivo dependerá da subtração de δ pela direção da velocidade incidente α_R , que possui módulo da velocidade U_R . A força de sustentação é perpendicular a velocidade incidência, e o arrasto na mesma direção da velocidade, mas o que consideramos de fato é a decomposição de ambas na força normal. Pode-se observar na figura A.10 as velocidades incidentes e as forças geradas pelo leme.

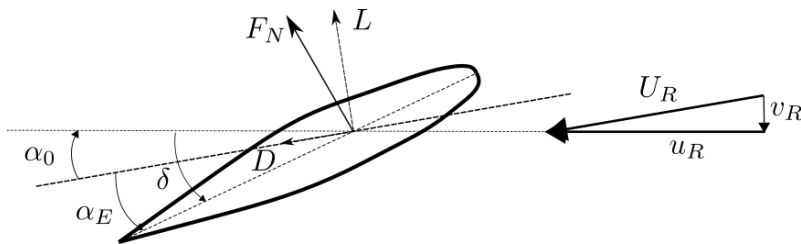


Figura A.10: Velocidades incidente e forças geradas pelo leme.

Segundo Yasukawa [8]. Como somente as forças normais são contabilizadas no modelo, os ajustes associados a força tangencial são contemplados pelo fator de dedução da força do leme (t_R).

Efeito de flap

A modificação das linhas de corrente associadas ao movimento do leme acarretam uma redução da velocidade do escoamento no bordo de atuação do leme, ou seja, pelo

teorema de Bernoulli, haveria um aumento de pressão. Obviamente, essa alteração das linhas é mais significativa nas proximidades do leme, isto é, o aumento de pressão seria localizado mais a ré do casco.

Podemos observar nas figura abaixo a representação da geração da força de flap, sendo o esquema baseado na referência [50].

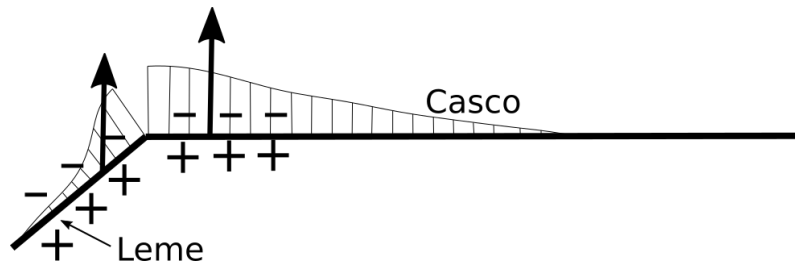


Figura A.11: Pressão no casco e leme relativa ao efeito de flap ([50])

Podemos analisar também sob a ótica da solução potencial do escoamento ao redor de um fólio. Nesse caso é introduzida uma circulação ao redor do leme para atender a singularidade relativa à condição de Kutta, a qual evita que o escoamento retorne após a passagem do bordo de fuga. A circulação tem intensidade inversamente proporcional a distância, ou seja, reduzirá a velocidade do escoamento da parte inferior do leme até a superfície do casco mais próxima, elevando a pressão nessas regiões.

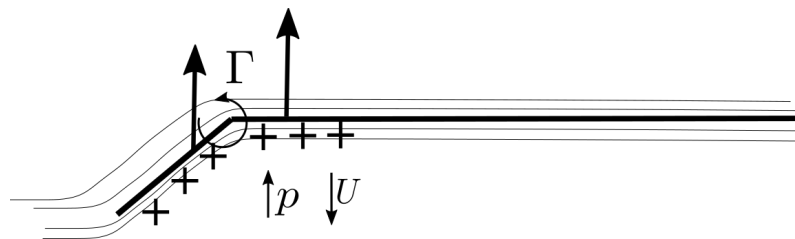


Figura A.12: Circulação no leme e seu efeito a ré do casco.

Apêndice B

Desenvolvimento da formulação de comportamento no mar

B.1 Derivação dos referenciais

O vetor posição de um ponto P, qualquer, no casco em relação referencial hidrodinâmico é representado por:

$$\vec{r}_{P/h}^h = \vec{r}_{c/h}^h + \vec{r}_{P/c}^h \quad (\text{B.1})$$

Conforme desenvolvimento explicado no corpo do texto, segue-se com a transformação de coordenadas.

$$\vec{r}_{P/c}^h = R(\Theta_{hc})_c^h \vec{r}_{P/c}^c \quad (\text{B.2})$$

$$\vec{r}_{P/h}^h = \vec{r}_{c/h}^h + R(\Theta_{hc})_c^h \vec{r}_{P/c}^c \quad (\text{B.3})$$

Representando o vetor posição da seguinte forma:

$$\vec{r}_{c/h}^h = \begin{Bmatrix} x_{c/h}^h \\ y_{c/h}^h \\ z_{c/h}^h \end{Bmatrix} \approx \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

Agora analisando os termos da matriz de rotação com a utilização de ângulos pequenos, ou seja, $\{\phi \ \theta \ \psi\}^T \cong \{\xi_4 \ \xi_5 \ \xi_6\}^T$, podemos rearranjar a esta matriz expandido os seus termos a partir de uma expansão em série de Taylor. Sabendo que a expansão das funções seno e cosseno são:

$$\cos\xi = 1 - \frac{1}{2}\xi^2 + O(\xi^4)$$

$$\text{sen}\xi = \xi + O(\varepsilon^3)$$

Podemos aplicar essa relação nas componentes da matriz de rotação, nos restringindo somente até os termos de segunda ordem, e considerando a posição do termo em R_{ij} :

$$\begin{aligned} R_{11} &= \cos\xi_6 \cos\xi_5 \approx (1 - \frac{1}{2}\xi_6^2)(1 - \frac{1}{2}\xi_5^2) = 1 - \frac{1}{2}(\xi_5^2 + \xi_6^2) \\ R_{12} &= \cos\xi_6 \text{sen}\xi_5 \text{sen}\xi_4 - \text{sen}\xi_6 \cos\xi_4 \approx (1 - \frac{1}{2}\xi_6^2)\xi_5\xi_4 - \xi_6(1 - \frac{1}{2}\xi_4^2) \\ R_{12} &\approx -\xi_6 + \xi_5\xi_4 \\ R_{13} &= \cos\xi_6 \text{sen}\xi_5 \cos\xi_4 + \text{sen}\xi_6 \text{sen}\xi_4 \approx (1 - \frac{1}{2}\xi_6^2)(1 - \frac{1}{2}\xi_4^2)\xi_5 + \xi_6\xi_4 \\ R_{13} &= \xi_5 + \xi_6\xi_4 \\ R_{21} &= \text{sen}\xi_6 \cos\xi_5 \approx \xi_6(1 - \frac{1}{2}\xi_5^2) \approx \xi_6 \\ R_{21} &= \text{sen}\xi_6 \cos\xi_5 \approx \xi_6(1 - \frac{1}{2}\xi_5^2) \approx \xi_6 \\ R_{22} &= \text{sen}\xi_6 \text{sen}\xi_5 \text{sen}\xi_4 + \cos\xi_6 \cos\xi_4 = \xi_6\xi_5\xi_4 + (1 - \frac{1}{2}\xi_4^2)(1 - \frac{1}{2}\xi_6^2) \\ R_{22} &= 1 - \frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_6^2) \\ R_{23} &= \text{sen}\xi_6 \text{sen}\xi_5 \cos\xi_4 - \cos\xi_6 \text{sen}\xi_4 \approx \xi_6\xi_5(1 - \frac{1}{2}\xi_4^2) - (1 - \frac{1}{2}\xi_6^2)\xi_4 \\ R_{23} &= -\xi_4 + \xi_6\xi_5 \\ R_{31} &= -\text{sen}\xi_5 = -\xi_5 \\ R_{32} &= \text{sen}\xi_4 \cos\xi_5 \approx (1 - \frac{1}{2}\xi_5^2)\xi_4 \approx \xi_4 \\ R_{33} &= \cos\xi_5 \cos\xi_4 = (1 - \frac{1}{2}\xi_5^2)(1 - \frac{1}{2}\xi_4^2) \approx -\frac{1}{2}(\xi_5^2 + \xi_4^2) \end{aligned}$$

Reorganizando os termos na forma matricial, separamos os termos de primeira ordem, obtendo a matriz de rotação linearizada.

$$R(\Theta_{hc})^{(1)} = \begin{bmatrix} 1 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 1 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

Se o objetivo for efetuar a rotação das componentes de movimento de segunda ordem, podemos continuar a expansão da matriz de rotação. Essa matriz depende da ordem de rotação adotada. O estipulado aqui segue o utilizado por Standing [61] com o intuito de obter as forças de segunda ordem provenientes do modelo de

seakeeping.

$$R(\Theta_{hc})^{(2)} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}(\xi_5^2 + \xi_6^2) & \xi_4\xi_5 & \xi_4\xi_6 \\ 0 & -\frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_6^2) & \xi_5\xi_6 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_5^2) \end{bmatrix} \quad (\text{B.6})$$

Portanto, a forma de obter o movimento do ponto P em relação ao referencial hidrodinâmico (h) provém da utilização dessas matrizes de rotação até a ordem de interesse.

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} x_{P/h}^h \\ y_{P/h}^h \\ z_{P/h}^h \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 1 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{P/c}^c \\ y_{P/c}^c \\ z_{P/c}^c \end{Bmatrix} + \\ &\begin{bmatrix} -\frac{1}{2}(\xi_5^2 + \xi_6^2) & \xi_4\xi_5 & \xi_4\xi_6 \\ 0 & -\frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_6^2) & \xi_5\xi_6 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_5^2) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{P/c}^c \\ y_{P/c}^c \\ z_{P/c}^c \end{Bmatrix} + \dots \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

B.2 Derivação das equações governantes

Nesta seção, obteremos as equações governantes a partir da leis de conservação gerais. Assim, são assumidas as condições de conservação de massa e de quantidade de movimento.

Para um volume de controle fixo e arbitrário V, a massa específica do fluido ρ , a lei de conservação de massa é descrita da seguinte forma:

$$\iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \iint_A \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (\text{B.8})$$

Através do teorema da divergência, transformamos a integral de superfície em integral de volume.

$$\iiint_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) \right) dV = 0 \quad (\text{B.9})$$

Como V é um volume arbitrário, então

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{B.10})$$

Sendo

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = \rho \nabla \cdot \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \rho$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (\text{B.11})$$

Como o fluido é incompressível

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (\text{B.12})$$

Segundo a Lei de Conservação da Quantidade de Movimento, sendo f_g a força de campo relativa a gravidade e considerando o fluido invíscido.

$$\frac{D}{Dt} \iiint_V \rho \vec{u} dV = \iint_A p \vec{n} dA + \iiint_V \rho \vec{f}_g dV$$

Aplicando o teorema da divergência sobre a integral da pressão sobre a área do corpo.

$$\iint_A p \vec{n} dA = \iiint_V \nabla p dV$$

Resultando na equação:

$$\frac{D}{Dt} \iiint_V \rho \vec{u} dV = \iiint_V \nabla p dV + \iiint_V \rho \vec{f}_g dV$$

Sendo o volume fixo e arbitrário.

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \rho \vec{f}_g$$

Usando a seguinte relação do cálculo vetorial, podemos expandir o termo $(u \cdot \nabla)u$.

$$(u \cdot \nabla)u = \frac{1}{2} \nabla |\vec{u}|^2 - \vec{u} \times (\nabla \times \vec{u})$$

Resultando na equação integral de Euler.

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho \nabla |\vec{u}|^2 - \rho \vec{u} \times (\nabla \times \vec{u}) = -\nabla p + \rho \vec{f}_g$$

Na análise do comportamento no mar de corpos delgados, como o casco de navios, cujos movimentos são considerados de alta frequência, a parcela inercial é dominante perante aos efeitos viscosos, além disso o escoamento é praticamente irrotacional. Dessa forma, adotando a hipótese da *irrotacionalidade*, onde $\nabla \times \vec{u} = 0$, o fluido pode passar a ser descrito por uma potencial de velocidades Φ , onde $\nabla \Phi = \vec{u}$. Portanto, a integral de Euler é modificada:

$$\rho \frac{\partial \nabla \Phi}{\partial t} + \rho \nabla \left[\frac{1}{2} \nabla \Phi \right]^2 = -\nabla p + \rho \vec{f}_g$$

Sendo $\vec{f}_g = -\nabla(gz)$, substituindo na equação anterior

$$\nabla \left[\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \rho \left[\frac{1}{2} \nabla \Phi \right]^2 + p + \rho gz \right] = 0$$

Integrando no que diz respeito às variáveis espaciais, considerando a pressão atmosférica p_0 , resulta na forma final da Equação Integral de Euler.

$$\rho\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\nabla\Phi|^2 + gz\right) + p = F(t) \quad (\text{B.13})$$

Voltando à equação de conservação de massa obtida B.12, substituindo $\nabla\Phi = \vec{u}$, resulta na Equação de Laplace.

$$\nabla^2\Phi = 0 \quad (\text{B.14})$$

Portanto, a solução do problema hidrodinâmico tem como objetivo obter o potencial de velocidades seguindo a conservação de massa (Equação de Laplace) e quantidade de movimento (Equação de Bernoulli) descritas em todo o domínio. Essas equações são a base da Teoria Potencial, ou seja, considerando o fluido incompressível e irrotacional.

É importante destacar que no problema a ser resolvido, o navio se move com velocidade constante U . Dessa forma, a solução do mesmo deve ser baseada no referencial hidrodinâmico, conseqüentemente, devemos representar o potencial total Φ em uma componente relativa ao escoamento uniforme $-Ux$ e outra ao potencial de perturbação ϕ .

$$\Phi(x, y, z, t) = -\bar{U}x + \phi \quad (\text{B.15})$$

Deve-se ajustar também a equação de Bernoulli, considerando a pressão atmosférica nula $p_0 = 0$.

$$\rho\left[\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\bar{U}^2 - 2\bar{U}\frac{\partial\phi}{\partial x} + (\frac{\partial\phi}{\partial x})^2 + (\frac{\partial\phi}{\partial z})^2 + (\frac{\partial\phi}{\partial x})^2) + gz\right] + p = F(t)$$

Assim a pressão de referência ao longe e na superfície definem a constante de Bernoulli $F(t) = \frac{1}{2}\rho U^2$, reduzindo à expressão final.

$$-\rho\left(\frac{\partial\phi}{\partial t} - U\frac{\partial\phi}{\partial x} + \frac{1}{2}\rho|\nabla\phi|^2 + gz\right) = p \quad (\text{B.16})$$

B.3 Derivação das condições de contorno gerais

Serão derivadas aqui as equações referentes às condições de contorno do problema.

B.3.1 Condição de superfície livre

A condição de superfície livre se desmembra em duas condições necessárias, a

dinâmica e a cinemática, que devem ser estabelecidas na superfície média do mar.

A condição de contorno dinâmica parte da Equação Integral de Euler B.16 linearizada, isto é, desprezando o termo de velocidade ao quadrado.

$$-\rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} - gz \right) = p \quad (\text{B.17})$$

Através da pressão na superfície média $z = -d$, considerando uma elevação da onda ζ posicionada em $z_{sup} = -(d + \zeta)$, podemos obter a condição de superfície livre dinâmica.

$$-\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + g\zeta = 0 \text{ em } z = 0 \quad (\text{B.18})$$

ou

$$\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = \zeta \text{ em } z = 0 \quad (\text{B.19})$$

A condição de superfície livre cinemática se baseia na impenetrabilidade na interface da superfície ar-água, sendo que a essa superfície pode ser representada pela seguinte expressão matemática:

$$F_{SL}(x, y, z, t) = z - \zeta(x, y, t) = 0$$

Um observador se movendo com a superfície verifica que a mesma permanece inalterada, assim, a derivada total no tempo deve ser nula.

$$\frac{DF_{SL}(x, y, z, t)}{Dt} = 0 \text{ em } z = 0$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} + u \frac{\partial z}{\partial x} + v \frac{\partial z}{\partial y} + w \frac{\partial z}{\partial z} - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) = 0$$

Sendo que z é uma variável independente, logo

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial z}{\partial y} = 0$$

e $\zeta(x, y, t)$ não depende de z , logo

$$\frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0$$

Retirando os termos nulos

$$w - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) = 0$$

Como $\mathbf{u} = \nabla \Phi$, podemos substituir as velocidades por termos derivados do

potencial.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (\text{B.20})$$

Como tanto ζ como ϕ são representados pelo método das perturbações, os termos de maior ordem $\frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x}$ e $\frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y}$ podem ser desprezados, e a equação se torna linearizada.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \zeta}{\partial x} &= \frac{\partial \phi}{\partial z} \text{ em } z = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Combinando as condições cinemática e dinâmica, equações B.21 e B.19, podemos substituir a elevação ζ na expressão final.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - 2\bar{U} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial x} + \bar{U}^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - g \frac{\partial \phi}{\partial z} \text{ em } z = 0 \quad (\text{B.22})$$

Rearranjando os termos, podemos apresentar essa expressão de uma forma mais clara

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 - g \frac{\partial}{\partial z} \right] \phi = 0 \text{ em } z = 0 \quad (\text{B.23})$$

B.3.2 Condição de impenetrabilidade do fundo

A superfície do fundo do mar está posicionada em $z = H$ e é assumida como horizontal e constante, sendo representada pela função.

$$F_{\text{fundo}}(x, y, z, t) = z - H$$

Para garantir a impenetrabilidade, a derivada total deve ser nula. O processo é análogo à obtenção da expressão correspondente à superfície livre, mas neste caso resultando na seguinte expressão.

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ em } z = H \quad (\text{B.24})$$

B.3.3 Condição de impenetrabilidade do corpo

A condição que deve ser atendida impondo que a velocidade normal de um ponto na superfície do corpo seja a mesma da partícula fluida em suas proximidades.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = i\omega \vec{\xi} \cdot \vec{n} \quad (\text{B.25})$$

Definindo que a normal generalizada é representada por n_i e \mathbf{r} representa o vetor posição de um ponto na superfície do casco em relação a origem do sistema de coordenadas solidário.

$$(n_1, n_2, n_3) = \mathbf{n} \text{ e } (n_4, n_5, n_6) = \mathbf{r} \times \mathbf{n} \quad (\text{B.26})$$

Partindo da equação B.25, o potencial estacionário se anula com o potencial *freestream*. Em seguida, pode-se derivar separadamente as equações relacionadas ao potencial de radiação e de difração,

$$\frac{\partial}{\partial n}(-\bar{U}x + \phi_S + \phi_T) = i\omega\vec{\xi} \cdot \vec{n} \quad (\text{B.27})$$

Na teoria linear, a solução do potencial estacionário ϕ_S está relacionada estritamente ao escoamento uniforme ($-Ux$), não fazendo parte da solução dos potenciais oscilatórios provenientes das ondas.

$$\frac{\partial}{\partial n}(\phi_{RAD} + \phi_{DIF} + \phi_{FK}) = i\omega\vec{\xi} \cdot \vec{n} \quad (\text{B.28})$$

As derivadas na direção normal dos potenciais de difração e de *Froude-Krylov* se anulam, pois representam a contraposição do onda gerada pelo casco parado em relação a onda incidente, obtendo assim a primeira equação de condição de contorno do corpo.

$$\frac{\partial\phi_{DIF}}{\partial n} = -\frac{\partial\phi_{FK}}{\partial n} \quad (\text{B.29})$$

Assim, resta o efeito da condição de contorno sobre o potencial de radiação, sendo reduzido à equação

$$\frac{\partial\phi_{RAD}}{\partial n} = i\omega\vec{\xi} \cdot \vec{n} \quad (\text{B.30})$$

Considerando que o potencial de radiação é linearmente proporcional ao movimento do corpo, podemos descrevê-lo dessa forma $\phi_{RAD}(x, y, z, t) = \sum_{j=1}^6 \xi_j \phi_j(x, y, z) e^{i\omega_e t}$, simplificando a equação anterior B.30.

$$\frac{\partial\phi_j}{\partial n} = i\omega_e n_j \quad (\text{B.31})$$

Como o corpo avança com velocidade U constante, deve-se contabilizar os efeitos de *cross-flow*, pois U , não é necessariamente pequeno. Seguindo o tratamento de Fossen [34], será utilizada a matriz de transformação linearizada $R(\Theta_{hc})$ (equação B.5) para decompor a velocidade U do referencial hidrodinâmico para o referencial solidário.

$$\bar{v}_{c/e}^c = R(\Theta_{hc})^{(1)} \begin{bmatrix} U \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 1 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{U} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{U} \\ \bar{U}\xi_6 \\ -\bar{U}\xi_5 \end{bmatrix} \quad (\text{B.32})$$

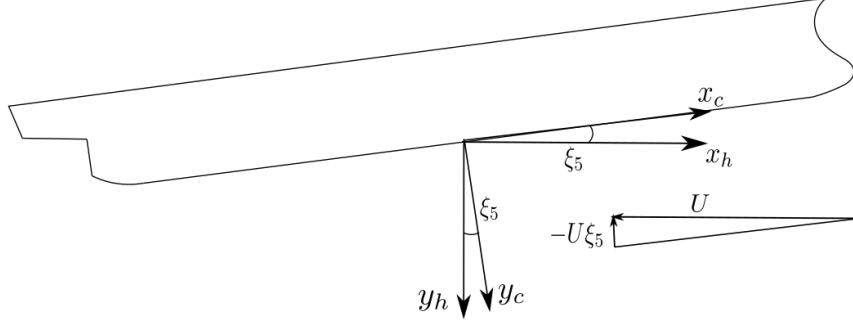


Figura B.1: Exemplo do efeito de *cross-flow* no movimento de *pitch*.

Em Ogilvie [65] são definidos os termos m_j para representar o efeito de *cross-flow*, que condizem com a contribuição das velocidades $U\xi_6$ e $-U\xi_5$ geradas a partir da decomposição descrita na equação B.32 e representada na figura B.1.

$$\begin{aligned} m_j &= 0 \text{ para } j = 1, 2, 3, 4 \\ m_5 &= n_3 \\ m_6 &= -n_2 \end{aligned} \quad (\text{B.33})$$

Incluído esse efeito na condição de contorno B.31.

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = i\omega_e n_j + \bar{U} m_j \quad (\text{B.34})$$

Podemos simplificar a solução através das hipóteses relacionadas aos vetores normais da superfície do casco (vide equação 3.44). Nomeemos o potencial independente da velocidade de avanço de ϕ_j^0 , e o dependente de $\phi_j^{\bar{U}}$.

$$\frac{\partial \phi_j^0}{\partial n} = i\omega_e n_j \quad \frac{\partial \phi_j^{\bar{U}}}{\partial n} = i\omega_e m_j \quad (\text{B.35})$$

Ou seja, somente para $j = 5, 6$ que $\phi_j^{\bar{U}} \neq 0$. Assim, a equação B.34 somente dependeria de termos independentes da velocidade, exceto para os casos $j = 5, 6$, os quais necessitamos desenvolver.

$$\frac{\partial \phi_5}{\partial n} = i\omega_e n_5 + \bar{U} m_5 = i\omega_e n_5 + \bar{U} n_3 = \frac{\partial \phi_5^0}{\partial n} + \frac{\bar{U}}{i\omega} \frac{\partial \phi_3^0}{\partial n} \quad (\text{B.36})$$

$$\frac{\partial \phi_6}{\partial n} = i\omega_e n_6 + \bar{U} m_6 = i\omega_e n_6 - \bar{U} n_2 = \frac{\partial \phi_6^0}{\partial n} - \frac{\bar{U}}{i\omega} \frac{\partial \phi_2^0}{\partial n} \quad (\text{B.37})$$

Resultando nas relações

$$\phi_5 = \phi_5^0 + \frac{\bar{U}}{i\omega} \phi_3^0 \quad (\text{B.38})$$

$$\phi_6 = \phi_6^0 - \frac{\bar{U}}{i\omega} \phi_2^0 \quad (\text{B.39})$$

Dessa forma, bastaria resolver as equações nos casos ϕ_j^0 e ajustar o efeito da velocidade com $\frac{\bar{U}}{i\omega}$ em $j=5,6$. Entretanto, ϕ_5^0 e ϕ_6^0 não fazem parte do problema bidimensional, no qual somente são permitidos os graus de liberdade de *sway*, *heave* e *roll*, índices $j = 2, 3, 4$ respectivamente. Dessa forma, podemos utilizar a relação dos vetores normais (equação 3.44) sobre as condições de impenetabilidade em velocidade nula para *pitch* e *yaw*, definidos nas equações B.40 e B.41.

$$\frac{\partial \phi_5^0}{\partial n} = i\omega n_5 = i\omega x n_3 = x \frac{\partial \phi_3^0}{\partial n} \quad (\text{B.40})$$

$$\frac{\partial \phi_6^0}{\partial n} = i\omega n_6 = -i\omega x n_2 = -x \frac{\partial \phi_2^0}{\partial n} \quad (\text{B.41})$$

Sendo x o posicionamento da baliza a ser analisada, resulta-se nas seguintes relações

$$\phi_5^0 = x \phi_3^0 \quad (\text{B.42})$$

$$\phi_6^0 = -x \phi_2^0 \quad (\text{B.43})$$

Portanto, basta resolver o problema bidimensional em cada seção, obtendo os potenciais ϕ_j para $j=2,3,4$. Em seguida, os potenciais ϕ_5^0 e ϕ_6^0 podem ser calculados com as relações das equações B.42 e B.43, e os potenciais ϕ_5 e ϕ_6 com as equações B.40 e B.41.

B.4 Derivação das equações da onda

B.4.1 Referenciais das ondas

A equação referida em B.44 não contempla a incidência em todas as direções. Dessa forma, devemos representá-la, primeiramente, em relação ao referencial fixo no espaço.

Assumindo que o navio adota um aproamento médio ψ , que corresponde ao ângulo entre o referencial hidrodinâmico (h) e o fixo no espaço (e). O eixo X_e aponta para o norte verdadeiro e η corresponde a direção da onda em relação ao

mesmo. Foi nomeado como μ o ângulo de incidência relativo da onda em relação ao referencial hidrodinâmico.

$$\hat{\phi} = \text{Re} \left(\frac{-ic\hat{\zeta}_0}{\text{senh}(kH)} \cosh k(z - H) e^{i(\omega t - kX_e \cos \eta - kY_e \text{sen} \eta)} \right) \quad (\text{B.44})$$

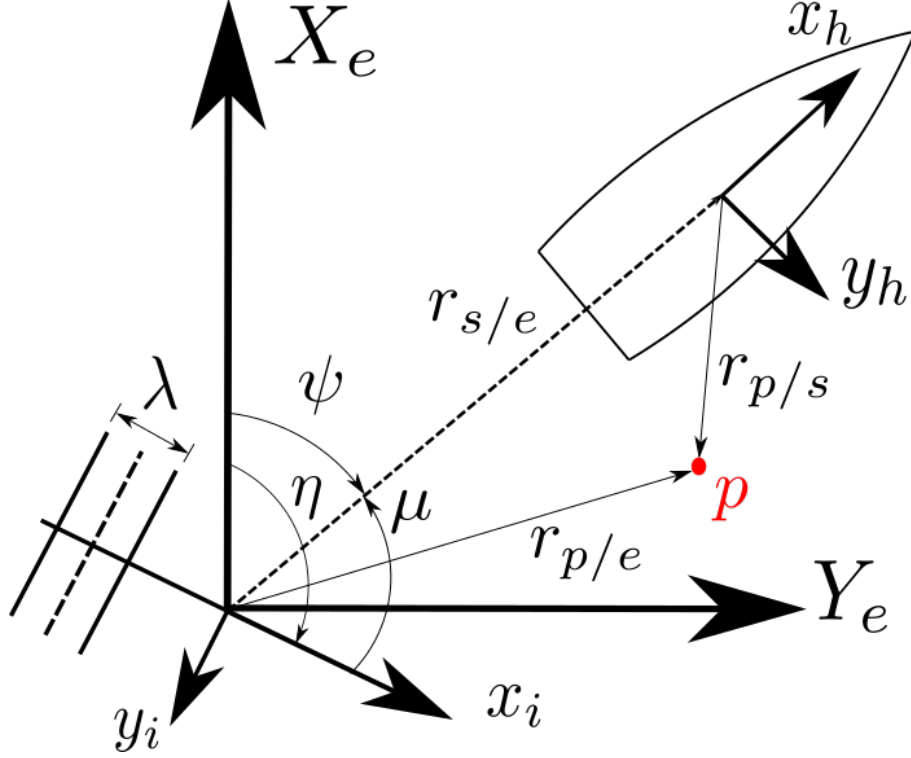


Figura B.2: Referenciais para incidência relativa da onda

Para analisar as características da onda no domínio, mas em relação ao referencial hidrodinâmico, devemos realizar as transformações de coordenadas necessárias. Foquemos esta análise sobre um ponto P arbitrário no domínio, relacionado a distância do mesmo em relação ao referencial fixo no espaço, com o hidrodinâmico.

Primeiro, defini-se $r_{p/e}^e$, que representa a distância do ponto p e o referencial e , decomposto em e .

$$r_{p/e}^e = \begin{Bmatrix} X_e \\ Y_e \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.45})$$

A termo $r_{p/e}^e$ corresponde a distância entre os referenciais h e e somada com a distância do ponto p em relação ao referencial h .

$$r_{p/e} = r_{p/h} + r_{h/e} \quad (\text{B.46})$$

O termo $r_{p/h}^h$ em relação ao referencial h é

$$r_{p/h} = \begin{Bmatrix} x_h \\ y_h \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.47})$$

Sabendo que o navio se move com velocidade média U , que coincide com a velocidade do referencial h

$$\dot{r}_{h/e}^h = v_{h/e}^h = \begin{Bmatrix} \bar{U} \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad e \quad r_{h/e}^h = v_{h/e}^h t \quad (\text{B.48})$$

Para que a equação B.46 mantenha todos os termos decompostos sobre o mesmo referencial, devemos aplicar a matriz de rotação $R(\Theta_{eh})$ nos termos das equações B.47 e B.48.

$$r_{p/h}^e = R(\Theta_{eh})r_{p/h}^h = \begin{Bmatrix} \cos\psi & -\text{sen}\psi & 0 \\ \text{sen}\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} x_h \\ y_h \\ 0 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} x_h \cos\psi - y_h \text{sen}\psi \\ x_h \text{sen}\psi + y_h \cos\psi \\ 0 \end{Bmatrix}$$

$$r_{h/e}^e = R(\Theta_{eh})v_{h/e}^h t = \begin{Bmatrix} \cos\psi & -\text{sen}\psi & 0 \\ \text{sen}\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{U} \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} t = \begin{Bmatrix} \bar{U} \cos\psi \\ \bar{U} \text{sen}\psi \\ 0 \end{Bmatrix} t$$

Assim, podemos determinar a $r_{p/e}^e$ em função das variáveis do referencial hidrodinâmico, substituindo os termos obtidos na equação B.46

$$r_{p/e}^e = \begin{Bmatrix} x_h \cos\psi - y_h \text{sen}\psi + \bar{U} \cos\psi t \\ x_h \text{sen}\psi + y_h \cos\psi + \bar{U} \text{sen}\psi t \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.49})$$

Substituindo na equação B.44.

$$\hat{\phi} = \text{Re} \left(\frac{-ic\hat{\zeta}_0}{\text{senh}(kH)} \cosh k(z-H) \exp [i(\omega t - k(x_h \cos\psi - y_h \text{sen}\psi + \bar{U} \cos\psi t) \cos\eta - k(x_h \text{sen}\psi + y_h \cos\psi + \bar{U} \text{sen}\psi t) \text{sen}\eta)] \right) \quad (\text{B.50})$$

Através das propriedades trigonométricas, podemos simplificar os termos em cossenos e senos da subtração dos ângulos $\psi - \eta$,

$$\hat{\phi} = Re \left(\frac{-ic\hat{\zeta}_0}{\sinh(kH)} \cosh k(z-H) \exp [i(\omega t - kx_h \cos(\psi-\eta) + ky_h \sin(\psi-\eta) - k\bar{U} \cos(\psi-\eta)t)] \right) \quad (\text{B.51})$$

De acordo com a figura B.2, o ângulo de incidência relativo é $\mu = \psi - \eta$, e mesmo pode ser substituído na equação B.51. Além disso, o termo relacionado a velocidade ($\bar{U} \cos(\psi - \eta)t$) somada com a frequência circular da onda resulta na frequência de encontro.

$$\hat{\phi} = Re \left(\frac{-ic\hat{\zeta}_0}{\sinh(kH)} \cosh k(z-H) \exp \left[i(\omega_\epsilon t - kx_h \cos \mu + ky_h \sin \mu) \right] \right) \quad (\text{B.52})$$

Para facilitar os termos x_h e y_h serão expressos sem os termos h subscritos.

$$\hat{\phi} = Re \left(\frac{-ic\hat{\zeta}_0}{\sinh(kH)} \cosh k(z-H) e^{i[\omega_\epsilon t - k(x \cos \mu - y \sin \mu)]} \right) \quad (\text{B.53})$$

B.4.2 Elevação da onda

Considerando o número de onda k , a amplitude complexa da onda de $\hat{\zeta}_w$, c a celeridade da onda, H a profundidade e μ a direção da onda incidente. No caso analisado, o navio está navegando em águas profundas, dessa forma, podemos simplificar o potencial incidente considerando $H \rightarrow \infty$.

Referindo-se somente à parcela envolvida no processo limite.

$$\lim_{H \rightarrow \infty} \frac{\cosh k(z-H)}{\sinh(kH)} = \lim_{H \rightarrow \infty} \frac{e^{k(z-H)} - e^{-k(z-H)}}{e^{kH} - e^{-kH}} = \frac{e^{k(z-H)}}{e^{kH}} = e^{-kz}$$

Recompondo a função potencial, mas nesse momento especificada para águas profundas.

$$\hat{\phi} = Re[-ic\hat{\zeta}_0 e^{-kz} e^{i[\omega_\epsilon t - k(x \cos \mu - y \sin \mu)]}] \quad (\text{B.54})$$

Relembrando que nesse modelo a direção do eixo z está voltada para o fundo do mar, por esse motivo o expoente kz é negativo.

Assim, a função correspondente à elevação da onda incidente pode ser obtida através da condição de contorno dinâmica de superfície livre ($z = 0$), considerando-a em relação ao referencial hidrodinâmico movendo-se com velocidade U .

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - U\frac{\partial}{\partial x}\right)\phi - g\zeta = 0 \quad (\text{B.55})$$

$$\zeta = \frac{1}{g} \text{Re}[\omega_e c \hat{\zeta}_0 + \bar{U} k \cos\mu c \hat{\zeta} e^{i[\omega_e t - k(x \cos\mu - y \sin\mu)]}]$$

$$\zeta = \frac{1}{g} \text{Re}[(\omega_e + \bar{U} k \cos\mu) c \hat{\zeta}_0 e^{i[\omega_e t - k(x \cos\mu - y \sin\mu)]}]$$

Sabendo da relação entre a frequência de encontro e a frequência da onda, podemos substituir o termo $\omega = \omega_e + U k \cos\mu$. Ademais, a celeridade da onda c pode ser expressa em função da frequência circular e do número de onda $c = \frac{\omega}{k}$. Dessa forma, podemos substituir estes termos na função ζ .

$$\zeta = \frac{1}{g} \text{Re}\left[\omega \frac{\omega}{k} \hat{\zeta}_0 e^{i[\omega_e t - k(x \cos\mu - y \sin\mu)]}\right]$$

$$\zeta = \frac{\omega^2}{g} \frac{1}{k} \text{Re}[\hat{\zeta}_0 e^{i[\omega_e t - k(x \cos\mu - y \sin\mu)]}]$$

A relação de dispersão, que relaciona a frequência circular, o número do onda e a profundidade, é expressa da seguinte forma.

$$\omega^2 = k g \tanh(kH)$$

Na condição de águas profundas ($H \rightarrow 0$).

$$k = \frac{\omega^2}{g} \quad (\text{B.56})$$

Substituindo na função de ζ .

$$\zeta = \hat{\zeta}_0 e^{i[\omega_e t - k(x \cos\mu - y \sin\mu)]} \quad (\text{B.57})$$

B.5 Forças de Excitação

Pode-se verificar a seguir o processo de cálculo das forças de difração, através da Equação Integral de Euler linearizada, considerando-a sobre o referencial hidrodinâmico móvel com velocidade uniforme U

$$p = -\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) \phi_{dif} \quad (\text{B.58})$$

Primeiramente, o programa *PDStrip* calcula numericamente as forças em cada seção sem considerar a velocidade de avanço, ou seja, somente a primeira parcela da

equação B.60. Essas forças são proporcionais a elevação da onda no meio da seção ($y = 0$)

$$f_i^{dif} = \frac{-\rho i \omega}{\hat{\zeta}_0 e^{-ikx \cos \mu}} \int_C \phi_{dif} n_i dl \quad (\text{B.59})$$

Assim, a integração da pressão da equação B.58 ao longo do corpo, resulta na seguinte expressão

$$\tau_i^{dif} = \int_L \left(-\rho i \omega \int_C \phi_{dif} n_i dl + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \int_C \phi_{dif} n_i dl \right) dx \quad (\text{B.60})$$

Em seguida, para obter de fato a força de difração total, podemos substituir o termo f_i^{dif} (equação B.59) na equação B.61.

$$\tau_i^{dif} = \int_L \left(f_i^{dif} - \frac{\bar{U}}{i\omega} \frac{\partial}{\partial x} f_i^{dif} \right) e^{-ikx \cos \mu} dx \cdot \zeta_0 \quad (\text{B.61})$$

No caso das forças de *Froude-Krylov*, adota-se o mesmo procedimento, mas nesse caso já poderíamos desenvolver a equação a partir da solução da teoria Airy em águas profundas (equação 3.46).

$$p = -\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) \phi_{fk} \quad (\text{B.62})$$

Derivando o potencial no tempo e na direção x.

$$p = -\rho (i\omega_e + i\bar{U}k \cos \mu) \phi_{fk} \quad (\text{B.63})$$

Pode-se verificar que o termo entre parênteses corresponde à frequência da própria onda, cuja relação com a de encontro é $\omega_e = \omega - kU \cos \mu$. Portanto, a amplitude da pressão de *Froude-Krylov* dependerá somente da frequência da própria onda, independente da velocidade.

$$p = -\rho i \omega \phi_{fk} \quad (\text{B.64})$$

$$f_i^{fk} = -\rho i \omega \hat{\zeta}_0 e^{-ikx \cos \mu} \int_C \phi_{FK} n_i dl \quad (\text{B.65})$$

Dito isto, as forças de excitação que devem ser adotadas nas equações de movimento

$$\tau_i^e = \int_L \left(f_i^{fk} + f_i^{dif} - \frac{\bar{U}}{i\omega} \frac{\partial}{\partial x} f_i^{dif} \right) e^{-ikx \cos \mu} dx \cdot \hat{\zeta}_0 \quad (\text{B.66})$$

B.6 Derivação da restauração

As forças de restauração são provenientes da integração da pressão hidrostática sobre o casco a partir de seus movimentos. A matriz de restauração \mathbf{C} representa os componentes da restauração.

$$\vec{f}_{hd} = -\mathbf{C}\vec{\xi} \quad (\text{B.67})$$

\mathbf{C} utilizada como referência no PDStrip [31] é formada pelos seguintes termos.

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho g \int_L B(x) dx & 0 & -\rho g \int_L x B(x) dx & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{3} \rho g \int_L y_w^2 B(x) dx & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & +mgz_g - \rho g \int_L A(x) z_s dx & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\rho g \int_L x B(x) dx & 0 & -\rho g \int_L A(x) z_s dx + mgz_g + \rho g \int_L x^2 B(x) dx & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.68})$$

O valores de $B(x)$ e $A(x)$ representam a boca na linha d'água e a área submersa correspondente à seção transversal na posição x . A variável z_s representa a distância entre a origem e o centroide de área da seção, já z_g até o centro de gravidade. Por último, y_w se refere à meia-boca na linha d'água em águas calmas.

A representação da matriz foi expressa nesse formato pois facilita o entendimento do processo de integração executado pelo programa. Assumindo que o índice i corresponde à numeração da baliza, num total de m , as integrações podem ser representadas numericamente como

$$C_{33} = \rho g \int_L B(x) dx = \rho g A_w \approx \rho g \sum_{i=1}^m B_i \Delta x_i \quad (\text{B.69})$$

$$C_{35} = C_{53} = \rho g \int_L x B(x) dx = \rho g \bar{x} A_w \approx \rho g \sum_{i=1}^m x_i B_i \Delta x_i \quad (\text{B.70})$$

Sendo A_w o plano de flutuação e \bar{x} o seu centróide. O termo C_{33} representa a restauração vertical associada à variação do volume submerso com o movimento de

heave. Os termos C_{35} e C_{53} aparecem nessa matriz pois o referencial está posicionado a meio-navio, e não no centro de flutuação, localizado em \bar{x} . Também pode ser representado pelo primeiro momento de área M_w .

No que diz respeito ao termo C_{55} , analisemos termo a termo.

$$\rho g \int_L A(x) z_s dx = \rho g \nabla \overline{KB} \approx \rho g \sum_{i=1}^m z_{s,i} A_i \Delta x_i \quad (\text{B.71})$$

$$\rho g \int_L x^2 B(x) dx = \rho g I_w \approx \rho g \sum_{i=1}^m x_i^2 B_i \Delta x_i \quad (\text{B.72})$$

Por fim, mgz_g representa o momento de embocamento gerado pela movimentação do centro de gravidade com o movimento de *pitch*. Assim, percebe-se C_{55} representa basicamente $\rho g(KB + BM_T - KG) = \rho g \overline{GM}_L$. Entretanto, é requerida uma atenção especial aos sinais pois o referencial está voltado para baixo e com a origem localizada na quilha, ou seja, $z_s, z_g < 0$.

O coeficiente C_{44} foi analisado sob a mesma ótica, o único termo distinto das componentes de C_{55} seria $\rho g \int_L y_w^2 B(x) dx$. Esse termo corresponde ao efeito do deslocamento do centro de carena B para a posição B_1 , proveniente da submersão da cunha V_2 e da emersão da cunha V_1 , gerando um momento adicional associado ao novo braço \overline{BB}_1 formado.

$$BB_1 \nabla = - \iint_{V_1} y dV + \iint_{V_2} y dV$$

O volume dV corresponde ao seguinte.

Assim, podemos associá-lo relativo ao termo BM de C_{44} da matriz de restauração. Como os demais componentes correspondem ao efeito de KG e KB, C_{44} representa basicamente $\rho g \nabla \overline{GM}_T$.

Essa análise foi adaptada de [44].

B.7 Derivação da pressão na superfície do corpo

B.7.1 Posição do ponto de pressão

Utilizando o critério de perturbação para a análise da movimentação de um ponto P sobre o casco em relação ao referencial hidrodinâmico (h), pode-se representar da seguinte forma

$$\vec{X} = \vec{X}_0 + \varepsilon \vec{X}_1 + \varepsilon^2 \vec{X}_2 + \dots$$

A fim de demonstrar com maior clareza o referencial que se refere, pode-se atribuir a equivalência entre $\vec{X} \equiv \vec{r}_{P/h}$. Sendo que $\vec{X}_0 \equiv \vec{r}_{P/c}^c$, pois no instante inicial $\vec{r}_{P/h}^h \equiv \vec{r}_{P/c}^c$, mas $\vec{r}_{P/c}^c$ é mantido invariante ao longo do tempo. Dessa forma, a expansão ocorre em torno de $\vec{r}_{P/c}^c$, sendo a soma dos valores de X_1 e X_2 relacionados à translação e rotação do casco.

Podemos considerar que $\vec{X}_0 + \varepsilon \vec{X}_1$, por ser a expansão até o termo linear, é representado pela equação 3.7, logo, \vec{X}_1 seria retratado como

$$\vec{X}_1 = \begin{bmatrix} 0 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 0 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{P/c}^c \\ y_{P/c}^c \\ z_{P/c}^c \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.73})$$

A componente X_2 dá prosseguimento à expansão, sendo representado pelo último termo da equação B.7.

$$\vec{X}_2 = \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}(\xi_5^2 + \xi_6^2) & \xi_4 \xi_5 & \xi_4 \xi_6 \\ 0 & -\frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_6^2) & \xi_5 \xi_6 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_5^2) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{P/c}^c \\ y_{P/c}^c \\ z_{P/c}^c \end{Bmatrix} \quad (\text{B.74})$$

B.7.2 Efeito da variação da área molhada

A área molhada é dependente da variação da posição do ponto P na superfície do corpo ($\vec{r}_{P/h}$), pois o navio é considerado um corpo rígido.

Matematicamente, podemos representar essa variação implementando uma expansão em Série de Taylor:

$$p(S(\vec{X})) = p(S_0) + \Delta \vec{X} \cdot \nabla p|_{S_0} + \dots \quad (\text{B.75})$$

Verifica-se que $S(\vec{X}_0) = S_0$, pois no instante inicial \vec{X}_0 é equivalente a \vec{X} , mas \vec{X}_0 se mantém invariante ao longo do tempo, ou seja, S_0 corresponde a uma área mantida constante desde seu valor inicial. A expansão em série seria em torno dessa distância de referência para a área S_0 .

Assim, o segundo termo da expansão 3.67 varia com $\Delta\vec{X} = \vec{X} - \vec{X}_0$,

$$\Delta\vec{X} = \vec{X} - \vec{X}_0 = \varepsilon\vec{X}_1 + \varepsilon^2\vec{X}_2 + \dots \quad (\text{B.76})$$

Lembrando que correspondência entre X_0 e $r_{P/c}^*$ faz com que \vec{X} possa também ser obtido por meio da subtração de $r_{P/c}^*$ da equação 3.1, resultando no seguinte.

$$\begin{aligned} \Delta\vec{X} = & \begin{Bmatrix} x_{P/h}^h \\ y_{P/h}^h \\ z_{P/h}^h \end{Bmatrix} - \begin{Bmatrix} x_{P/c}^c \\ y_{P/c}^c \\ z_{P/c}^c \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 0 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{P/c}^c \\ y_{P/c}^c \\ z_{P/c}^c \end{Bmatrix} \\ & + \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}(\xi_5^2 + \xi_6^2) & \xi_4\xi_5 & \xi_4\xi_6 \\ 0 & -\frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_6^2) & \xi_5\xi_6 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}(\xi_4^2 + \xi_5^2) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{P/c}^c \\ y_{P/c}^c \\ z_{P/c}^c \end{Bmatrix} + \dots \end{aligned} \quad (\text{B.77})$$

Com essas deduções, podemos obter o segundo termo da expansão em série de Taylor da pressão em torno da área 3.67. É importante ressaltar que a expressão final somente deverá conter até os termos de segunda ordem. Dessa forma, a componente de expansão $\Delta\vec{X} \cdot \nabla p|_{S_0}$ deve considerar que o termo $\Delta\vec{X}$ é no mínimo de primeira ordem, ou seja, ∇p deve constar até os de primeira também.

Então, os termos adicionais até a segunda ordem seriam:

$$\begin{aligned} \Delta\vec{X} \cdot \nabla p|_{S_0} &= \Delta\vec{X} \cdot \nabla \left(-\rho \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) + \rho g z \right). \\ &= \rho \vec{X}_1 \cdot \nabla \left(-\frac{\partial\phi}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) + \rho (\vec{X}_1 + \vec{X}_2) \cdot g \vec{k}. \end{aligned} \quad (\text{B.78})$$

Aplicando o resultado de \vec{X}_1 B.73 e \vec{X}_2 B.74 no termo correspondente a pressão hidrostática da equação B.78.

$$\begin{aligned} \Delta\vec{X} \cdot \nabla p|_{S_0} &= \rho g (\xi_3 - \xi_5 x_{P/c}^c + \xi_4 y_{P/c}^c) \\ &\quad - \rho \vec{X}_1 \cdot \nabla \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) - \frac{1}{2} \rho g (\xi_4^2 + \xi_5^2) z_{P/c}^c \end{aligned} \quad (\text{B.79})$$

Pode-se observar que o primeiro termo é de primeira ordem, pois é proporcional ao movimento do navio. O segundo proporcional ao movimento do navio e ao potencial de primeira ordem, e o terceiro proporcional ao movimento do navio de segunda ordem, logo ambos são de segunda ordem. Dessa forma, podemos atualizar

a equação da pressão 3.67 com os termos da expansão, sendo que $p(S_0)$ corresponde aos termos da equação 3.34.

$$p = \rho g z + \rho g (\xi_3 - \xi_5 x_{P/c}^c + \xi_4 y_{P/c}^c) - \rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{\rho}{2} |\nabla \phi|^2 - \rho \vec{X}_1 \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{1}{2} \rho g (\xi_4^2 + \xi_5^2) z_{P/c}^c \quad (\text{B.80})$$

Em suma, essa equação B.80 permite que obtenhamos a pressão sobre qualquer ponto P na superfície do corpo S, atualizada com o movimento do navio. Ressaltando que o recurso da expansão em série de Taylor nos permitirá integrar essa pressão sobre a superfície não perturbada S_0 , pois é em torno desta que é executada a expansão. Além disso, é importante salientar que a ordem do potencial de perturbação ϕ depende da metodologia de solução adotada. Por exemplo, a teoria Airy, utilizada nesta dissertação, fornece apenas a solução linear, isto é, de primeira ordem $\phi^{(1)}$. Caso seja solucionado o problema do valor de contorno de segunda ordem, mais termos relacionados ao potencial $\phi^{(2)}$ aparecerão.

B.8 Derivação das forças de primeira ordem e de ordem nula a partir da expansão assintótica

$$F^{(0)} = - \iint_{S_0} p^{(0)} \cdot N^{(0)} \cdot dS \quad (\text{B.81})$$

$$F^{(1)} = - \iint_{S_0} p^{(0)} \cdot N^{(1)} \cdot dS - \iint_{S_0} p^{(1)} \cdot N^{(0)} \cdot dS - \iint_s p^{(0)} \cdot N^{(0)} \cdot dS \quad (\text{B.82})$$

B.8.1 Força de ordem 0

A força de ordem 0 seria somente a força hidrostática sobre a superfície média. Aplicando o teorema de Gauss, encontramos a força de empuxo em relação ao deslocamento médio do navio.

$$F^{(0)} = - \iint_{S_0} p^{(0)} \cdot N^{(0)} \cdot dS = - \iint_{S_0} p^{(0)} \cdot n_c \cdot dS$$

$$F^{(0)} = - \rho g \iint_{S_0} z \cdot n_c \cdot dS = - \rho g \iiint_{V_0} (\nabla z) \cdot dV = - \rho g V_0 \mathbf{k} \quad (\text{B.83})$$

B.8.2 Forças de primeira ordem

As forças de ordem 1 são provenientes da multiplicação da normal de ordem 1

com a pressão de ordem 0, a pressão de ordem 1 com a normal de ordem 0, assim como as pressões e normais de ordem 0 sobre a área molhada variante (corresponde a ordem 1).

$$F^{(1)} = - \iint_{S_0} p^{(0)}.N^{(1)}.dS - \iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(0)}.dS - \iint_s p^{(0)}.N^{(0)}.dS \quad (\text{B.84})$$

O primeiro termo da equação está relacionado à decomposição da força de flutuabilidade do casco em águas calmas sobre o referencial hidrodinâmico (h) com o movimento do corpo. Ressalto que nesse termo a área molhada é mantida constante mesmo com o movimento do corpo, projetando somente o efeito da rotação do corpo em si e não da variação da superfície molhada. Seguindo a origem do termo, veja que essa parcela provém de $p(S_0)$ da expansão em Série de Taylor da pressão 3.67.

O segundo termo se referencia a duas componentes com diferentes significados. Uma delas corresponde a restauração gerada pelos pequenos movimentos do navio, e a conseqüente variação do volume submerso (ou área molhada). A outra se refere a pressão hidrodinâmica oriunda dos potenciais de radiação, difração e *Froude-Krylov* de primeira ordem e calculados na solução do problema de comportamento no mar.

O terceiro termo é relacionado à pressão hidrostática em águas calmas, integrado sobre a superfície oscilante. Logo, podemos assumir que essa componente da força é nula, pois $\rho gz = 0$ na superfície livre.

Portanto, somente considerando os dois primeiros termos

$$F^{(1)} = -R^{(1)} \iint_{S_0} p^{(0)}.N^{(0)}.dS - \iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(0)}.dS \quad (\text{B.85})$$

$$F^{(1)} = -R^{(1)}(\rho g V_0 \vec{k}) - \iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(0)}.dS \quad (\text{B.86})$$

Substituindo $p^{(1)}$ pela expressão 3.70.

$$F^{(1)} = -R^{(1)}(\rho g V_0 \vec{k}) - \iint_{S_0} [\rho g(\xi_3 - x\xi_5 + y\xi_4) + \rho(\frac{\partial\phi}{\partial t} - \bar{U}\frac{\partial\phi}{\partial x})].N^{(0)}.dS \quad (\text{B.87})$$

$$F^{(1)} = -R^{(1)}(\rho g V_0 \vec{k}) - \rho g \iint_{S_0} (\xi_3 - x\xi_5 + y\xi_4).N^{(0)}.dS - \rho \iint_{S_0} (\frac{\partial\phi}{\partial t} - \bar{U}\frac{\partial\phi}{\partial x}).N^{(0)}.dS \quad (\text{B.88})$$

Pode-se aplicar o teorema de Gauss no segundo termo, devendo levar em consideração que ele somente pode ser utilizado em superfícies fechadas. O termo que estamos nos referindo representa a pressão adicional relativa ao movimento vertical

de pontos ao longo da superfície do casco. Dessa forma, a superfície correspondente a linha d'água não seria contabilizada, por isso, devemos subtraí-la da transformação da integral de superfície em integral de volume para atender aos requisitos do teorema.

$$\begin{aligned}
\rho g \iint_{S_0} (\xi_3 - x\xi_5 + y\xi_4) \cdot N^{(0)} \cdot dS &= -\rho g \iint_{A_{wl}} (\xi_3 - x\xi_5 + y\xi_4) \vec{\mathbf{k}} \cdot dS + \rho g \iiint_{V_0} \nabla(\xi_3 - x\xi_5 + y\xi_4) \cdot dV \\
&= -\rho g \iint_{A_{wl}} (\xi_3 - x\xi_5 + y\xi_4) \cdot \vec{\mathbf{k}} \cdot dS + \rho g \iiint_{V_0} (-\xi_5 \vec{\mathbf{i}} + \xi_4 \vec{\mathbf{j}}) \cdot dV \\
&= [-\rho g \iint_{A_{wl}} \xi_3 \cdot dS - \rho g \iint_{A_{wl}} x\xi_5 \cdot dS + \rho g \iint_{A_{wl}} y\xi_4 \cdot dS] \vec{\mathbf{k}} + \rho g V (-\xi_5 \vec{\mathbf{i}} + \xi_4 \vec{\mathbf{j}})
\end{aligned}$$

Perceba que o último termo $\rho g V (-\xi_5 \vec{\mathbf{i}} + \xi_4 \vec{\mathbf{j}})$ se anula com a decomposição da força de restauração no referencial solidário $R^{(1)}(\rho g V_0 \mathbf{k})$, restando somente as componentes associadas ao plano de flutuação. Ademais, devido a simetria lateral do navio, o termo $\rho g \iint_{A_{wl}} y\xi_4 \cdot dS$ é nulo. Os termos restantes representam as forças de restauração associadas ao movimento de *pitch* e de *heave*.

$$F^{(1)} = [-\rho g A_{wl} \xi_3 - \rho g \xi_5 \iint_{A_{wl}} x \cdot dS] \vec{\mathbf{k}} - \rho \iint_{S_0} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \bar{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \cdot N^{(0)} \cdot dS \quad (\text{B.89})$$

$$C_{33} = -\rho g A_{wl}$$

$$C_{35} = \rho g \iint_{A_{wl}} x \cdot dS$$

Pode-se constatar que a expressão de $F^{(1)}$ B.89 corresponde às forças calculadas diretamente pelo problema de comportamento no mar linear descrito anteriormente, e portanto abarcado em sua totalidade pelo código do *PDS*rip.

B.9 Métodos de cálculo das forças médias de segunda ordem

B.9.1 Decomposição das forças de primeira ordem no referencial inercial

O primeiro termo da equação 3.62 denota a integração da pressão de primeira ordem sobre a normal decomposta linearmente sobre referencial inercial h . Lembrando que a componente $p^{(1)}$ representa a pressão referente às forças de radiação,

excitação e difração, assim como as forças hidrostáticas adicionais provenientes do movimento do corpo (equação 3.70).

$$-\iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(1)}.dS = -R^{(1)} \iint_{S_0} p^{(1)}.N^{(0)}.dS \quad (\text{B.90})$$

O conceito associado a esse termo foi abordado por Boese [67], que o retrata como a decomposição das forças de primeira ordem $F^{(1)}$ sobre o referencial h . Dessa forma, a partir da equação de movimento estabelecida no cálculo de comportamento no mar linear, Boese realiza essa decomposição baseado no movimento do navio e a variação da direção das normais do casco.

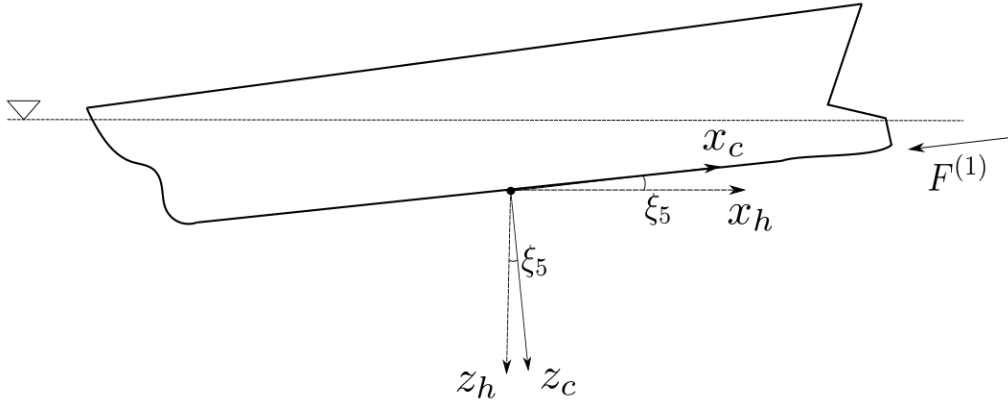


Figura B.4: Decomposição das forças de primeira ordem no referencial h .

Tanto Söding [31] como Boese [67] derivam as forças médias de segundo ordem associadas a esse termo a partir dos resultados de pressão do problema de *seakeeping* linear, separando-as uma parcela oscilante e uma estacionária. Essa também é a abordagem realizada pelo *PDStrip*.

$$p = p^{(0)} + p^{(1)} = p^{(0)} + Re(\hat{p}e^{i\omega_e t}) \quad (\text{B.91})$$

$$p^{(1)} = Re(\hat{p}e^{i\omega_e t})$$

Nesse mesmo sentido as normais à superfície do casco são tratadas. Entretanto, no que diz respeito a $N^{(1)}$, substitui-se a matriz $R^{(1)}$ pelo produto vetorial de α pelas normais, como disposto na equação 3.65.

$$N = N^{(0)} + N^{(1)} = N^{(0)} + Re(\hat{\alpha}e^{i\omega_e t}) \times N^{(0)} \quad (\text{B.92})$$

A integração numérica é realizada a partir do somatório dos resultados em cada painel que discretiza o casco. Assumindo que $d\vec{A}$ seja o vetor de área de cada painel, apontando para a sua direção da normal.

$$d\vec{A} = -\vec{N}^{(0)} dS_0 \quad (\text{B.93})$$

Em seguida, a partir da integração ao longo do casco, são obtidas as forças médias.

$$F\vec{(t)} = - \iint_{S_0} (p^{(0)} + p^{(1)}) \cdot (N^{(0)} + N^{(1)}) \cdot dS = \sum [p^{(0)} + \text{Re}(\hat{p}e^{i\omega_e t})] [d\vec{A} + \text{Re}(\hat{\alpha}e^{i\omega_e t}) \times d\vec{A}] \quad (\text{B.94})$$

Aplicando a propriedade distributiva, obtemos um termo estacionário $p^{(0)} d\vec{A}$, que está relacionada a força de ordem 0, ou seja, a força de empuxo. Os outros dependeram da frequência de encontro ω_e . Como estamos interessados nas forças médias de segunda ordem, descartamos os termos de média nula:

$$\vec{f}_i = \overline{\text{Re}(\hat{p}_i e^{i\omega_e t}) \text{Re}(\hat{\alpha} e^{i\omega_e t}) \times d\vec{A}_i} \quad (\text{B.95})$$

Aplicando a seguinte relação, assumindo que a e b dois números complexos.

$$\overline{\text{Re}(a e^{i\omega_e t}) \text{Re}(b e^{i\omega_e t})} = \frac{1}{2} \text{Re}(ab^*) \quad (\text{B.96})$$

Sendo que a^* representa o conjugado de a . Assim, podemos simplificar a força média por painel:

$$\vec{f}_i = \frac{1}{2} \text{Re}(\hat{p}_i \hat{\alpha}^*) \times d\vec{A}_i \quad (\text{B.97})$$

A força média total corresponderá ao somatório de cada painel

$$\sum_{i=1}^n \vec{f}_i = -\frac{1}{2} \text{Re}(\sum (\hat{p}_i d\vec{A}_i) \times \hat{\alpha}^*) \quad (\text{B.98})$$

Correspondendo ao termo:

$$\overline{\iint_{S_0} p^{(1)} \cdot N^{(1)} \cdot dS} = \frac{1}{2} \text{Re}(\sum (\hat{p}_i d\vec{A}_i) \times \hat{\alpha}^*) \quad (\text{B.99})$$

Portanto, o PDStrip contempla do primeiro termo da força $F^{(2)}$ (equação 3.62) em sua totalidade.

B.9.2 Pressão proveniente do quadrado da velocidade

A segunda integral da equação 3.62 utiliza a componente de pressão de segunda ordem. Entretanto, o programa *PDStrip* somente contempla a componente de velocidade quadrática de $p^{(2)}$ (veja a equação 3.71). Dessa forma, a pressão de segunda ordem fica reduzida ao seguinte

$$p^{(2)} = -\frac{1}{2}\rho|\nabla\phi^{(1)}|^2 \quad (\text{B.100})$$

A abordagem de Söding e Bertam [31] se inicia considerando escoamento composto por uma velocidade estacionária, correspondente a condição sem ondas, e uma velocidade oscilante, advinda da ação das ondas.

$$\nabla\phi = \vec{u} = \vec{u}_0 + \text{Re}(\hat{u}e^{i\omega_e t}) \quad (\text{B.101})$$

Em seguida, podemos calcular o força atuante sobre um painel associada ao termo de velocidade ao quadrado.

$$\vec{f}_i = -\frac{1}{2}\rho(\vec{u}_0 + \text{Re}(\hat{u}e^{i\omega_e t}))^2 d\vec{A}_i \quad (\text{B.102})$$

Utilizando a propriedade distributiva,

$$\vec{f}_i = -\frac{1}{2}\rho(\vec{u}_0^2 + 2\vec{u}_0 \cdot \text{Re}(\hat{u}e^{i\omega_e t}) + \text{Re}(\hat{u}e^{i\omega_e t}) \cdot \text{Re}(\hat{u}e^{i\omega_e t})) d\vec{A}_i \quad (\text{B.103})$$

Aplicando a relação descrita na equação B.96, pode-se obter a força média no painel.

$$\overline{\vec{f}_i} = -\frac{1}{2}\rho \overline{\text{Re}(\hat{u}e^{i\omega_e t}) \cdot \text{Re}(\hat{u}e^{i\omega_e t})} d\vec{A}_i \quad (\text{B.104})$$

$$\overline{\vec{f}_i} = -\frac{1}{4}\rho|\hat{u}|^2 d\vec{A}_i \quad (\text{B.105})$$

Portanto, a força média no painel associada a um dos componentes da pressão de segunda ordem $p^{(2)}$, depende somente da velocidade oscilante.

$$\overline{\iint_{S_0} p^{(2)} \cdot N^{(0)} \cdot dS} \approx \frac{1}{4}\rho \sum |\hat{u}|^2 d\vec{A}_i \quad (\text{B.106})$$

B.9.3 Efeito da variação da superfície molhada

No que diz respeito à terceira integral da equação 3.62, devemos analisar o efeito da integração sobre a superfície variante s . Essa componente se refere à diferença de pressão atuante sobre a superfície imersa média e a real. Dessa forma, está associada ao movimento relativo navio-onda.

$$- \iint_s p^{(1)} \cdot N^{(0)} \cdot dS \quad (\text{B.107})$$

Assumindo que a superfície do casco nas proximidades da linha d'água é aproximadamente vertical, poderemos aproximar o elemento de integração dS nessa região da seguinte forma:

$$dS = dz \cdot dl \quad (\text{B.108})$$

Como estamos analisando nas proximidades da superfície livre, podemos utilizar a equação dinâmica B.19 proveniente da condição de contorno da superfície livre em $z \approx \zeta$.

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - U \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = g\zeta \quad (\text{B.109})$$

Assim, podemos substituir a parcela hidrodinâmica da equação da pressão de primeira ordem $p^{(1)}$ 3.70.

$$p^{(1)} = \rho g(\xi_3 - \xi_5 x + \xi_4 y) - \rho g\zeta \quad (\text{B.110})$$

Consideremos a componente Z que diz respeito ao movimento vertical de um ponto na superfície do casco em relação ao referencial h .

$$Z = \xi_3 - x\xi_5 + y\xi_4 \quad (\text{B.111})$$

A integração na superfície s oscilante deve ser realizada entre o movimento vertical de um ponto sobre a linha d'água média Z_{wl} e a altura da onda incidente ζ , correspondendo ao movimento relativo navio-onda. Assim, com essas relações, podemos aproximar a integral B.107 da seguinte forma:

$$- \iint_s p^{(1)} \cdot N^{(0)} \cdot dS = - \oint_{LWL} \int_{Z_{wl}}^{\zeta^{(1)}} (-\rho g Z + \rho g \zeta^{(1)}) N^{(0)} \cdot dZ \cdot dl \quad (\text{B.112})$$

Continuando o desenvolvimento.

$$\begin{aligned} - \oint_{LWL} \int_{Z_{wl}}^{\zeta^{(1)}} (-\rho g Z + \rho g \zeta^{(1)}) N^{(0)} \cdot dZ \cdot dl &= - \oint_{LWL} \left(-\frac{1}{2} \rho g Z^2 + \rho g \zeta^{(1)} Z \right) \Big|_{Z_{wl}}^{\zeta^{(1)}} N^{(0)} \cdot dl \\ &- \oint_{LWL} \left(-\frac{1}{2} \rho g \zeta^2 + \rho g \zeta^2 \right) - \left(-\frac{1}{2} \rho g Z_{wl}^2 + \rho g \zeta^{(1)} Z_{wl} \right) N^{(0)} \cdot dl \\ &- \oint_{LWL} \left(\rho \frac{1}{2} g \zeta^2 + \frac{1}{2} \rho g Z_{wl}^2 - \rho g \zeta^{(1)} Z_{wl} \right) N^{(0)} \cdot dl \\ &- \frac{1}{2} \rho g \oint_{LWL} (\zeta^2 - 2\zeta^{(1)} Z_{wl} + Z_{wl}^2) N^{(0)} \cdot dl \\ &- \frac{1}{2} \rho g \oint_{LWL} (\zeta - Z_{wl})^2 N^{(0)} \cdot dl \end{aligned}$$

Considerando o movimento relativo da superfície livre em relação ao movimento

do corpo $\zeta_r = \zeta - Z_{wl}$.

$$- \iint_s p^{(1)} \cdot N^{(0)} \cdot dS = -\frac{1}{2} \rho g \oint_{LWL} \zeta_r^2 N^{(0)} \cdot dl \quad (\text{B.113})$$

Segundo Pinkster [58], Standing [61] e Journée [60], essa é a componente mais significativa entre as componentes de força de segunda ordem (equação 3.62).

A abordagem para esse problema adotada pelo *PDStrip* parte da análise das pressões sobre os segmentos que contornam a linha d'água média do navio. De qualquer forma, as pressões de primeira ordem $p^{(1)}$ são obtidas em todo o domínio pelo programa. Pela teoria linear essa pressão varia na superfície livre média entre um valor negativo e um positivo. Podemos representá-la sob a forma de exponencial complexa:

$$p(t) = \text{Re}(\hat{p}e^{i\omega_e t}) \quad (\text{B.114})$$

Se a onda incidente estiver abaixo da superfície livre média, a pressão será negativa, se a onda estiver acima, a pressão será positiva. A partir desse valor de pressão sobre os segmentos da superfície livre, é possível estimar a altura relativa navio-onda, conforme a relação descrita na equação B.110.

$$p(t) = p_{wl}^{(1)} = \rho g Z_{wl} - \rho g \zeta = -\rho g \zeta_r \quad (\text{B.115})$$

$$\zeta_r = -\frac{p(t)}{\rho g} \quad (\text{B.116})$$

Entretanto, na realidade a pressão é nula acima da linha d'água instantânea. Por isso, a pressão hidrostática deve ser corrigida ao longo da altura relativa navio-onda no intuito de abarcar os efeitos de segunda ordem.

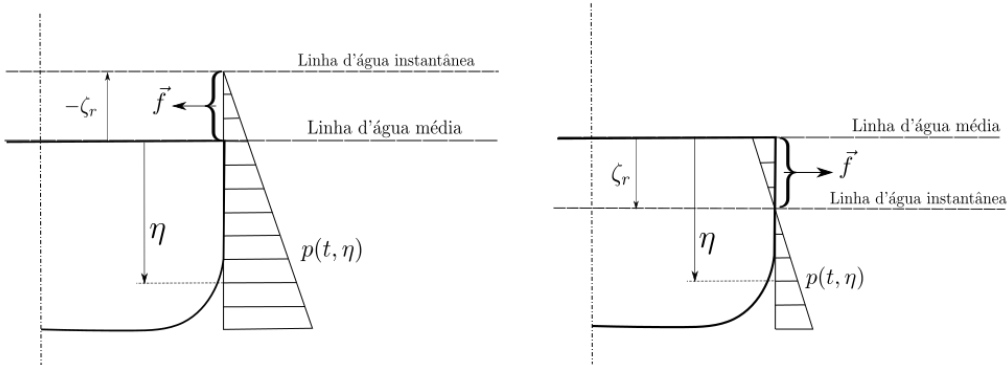


Figura B.5: Pressão hidrostática relacionada ao movimento relativo navio-onda.

Considerando que a pressão $p(t, \eta)$ corresponde a pressão no tempo t e na altura η abaixo da linha d'água média. Conforme a figura B.5, a pressão varia linearmente

com a altura. Seu valor é nulo para $\eta = \zeta_r$ e $p(t, \eta) = -\rho g \zeta_r$ para $\eta = 0$, dessa forma:

$$p(t, z) = -\rho g \zeta_r + \rho g \eta = \rho g (\eta - \zeta_r) \quad (\text{B.117})$$

$$p(t, z) = p(t) + \rho g \eta \quad (\text{B.118})$$

Portanto, essa pressão corrige os resultados anteriormente obtidos na teoria linear, voltados para a linha d'água média como referência. Assim, pode-se calcular a força gerada pelo movimento relativo entre navio e onda.

$$\vec{f} = - \int_0^{\zeta_r} p(t, \eta) \vec{N}^{(0)} . d\eta \quad (\text{B.119})$$

A força sobre um segmento na linha d'água seria.

$$\vec{f}_i = \int_0^{\zeta_r(t)} (p_i(t) + \rho g \eta) \vec{n}_i d\eta = (p_i(t) . \zeta_r(t) + \frac{\rho g \zeta_r(t)^2}{2}) \vec{n}_i \quad (\text{B.120})$$

Substituindo pela relação da equação B.116.

$$\vec{f}_i = -\frac{1}{2\rho g} p_i(t)^2 \vec{n}_i \quad (\text{B.121})$$

Calculando o valor médio:

$$\overline{\vec{f}_i} = -\frac{1}{2\rho g} \overline{p_i(t)^2} \vec{n}_i = -\frac{1}{4\rho g} |\hat{p}|^2 \vec{n}_i \quad (\text{B.122})$$

A soma de todos os painéis na linha d'água corresponde à média da componente de força de segunda ordem de Pinkster:

$$-\overline{\iint_s p^{(1)} . N^{(0)} . dS} = -\frac{1}{2} \rho g \overline{\oint_{LWL} \zeta_r^2 N^{(0)} . dl} = -\frac{\rho g}{4} \sum_{i=1}^n |\hat{\zeta}|^2 \vec{n}_i = -\frac{1}{4\rho g} \sum_{i=1}^n |\hat{p}|^2 \vec{n}_i \quad (\text{B.123})$$

B.10 Derivação do RAO de pitch e heave em frequência nula

Observando os resultados de RAO de *pitch* e *heave*, percebe-se que conforme diminuimos a frequência de encontro, o RAO tende a convergir para um determinado valor constante. O RAO de *heave* tende ao valor unitário, enquanto o de *pitch* depende do ângulo de incidência da onda. É importante levar em conta que nos casos

de frequência tendendo a zero, isto é, comprimentos de onda extremamente elevados, as cargas hidrodinâmicas atuantes no casco se resumem às forças de *Froude-Krylov*.

Dessa forma, a fim de avaliarmos esse efeito do ponto de vista teórico, os movimentos de *pitch* e *heave* foram derivados matematicamente considerando um casco na forma de caixa, mantendo somente a atuação das forças de *Froude-Krylov*.

Considerando que o navio está sem velocidade de avanço, as ondas incidem sobre o mesmo com as seguintes referências.

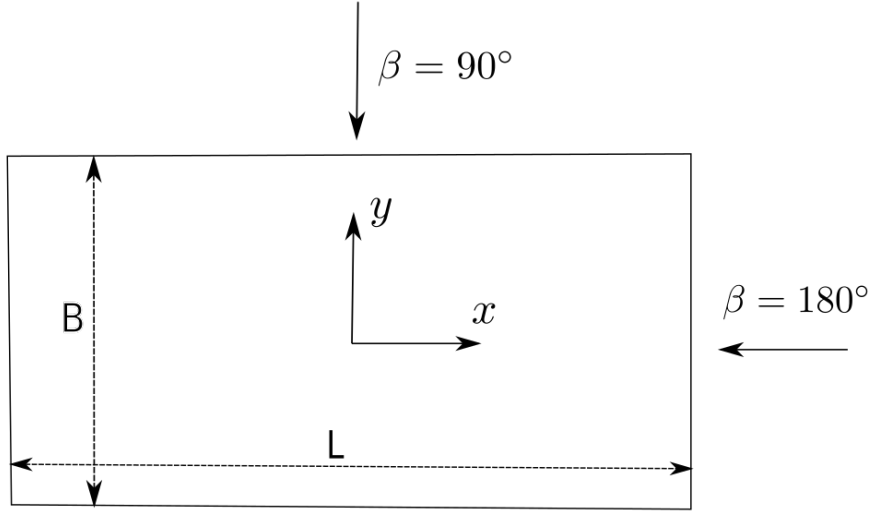


Figura B.6: Vista de topo do navio-caixa e suas características.

No navio caixa sem trim, a posição longitudinal do centro de gravidade (x_g), de carena (x_b) e de flutuação (x_f) são as mesmas ($x_g = x_b = x_f$) e a matriz de restauração é reduzida à diagonal.

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.124})$$

Os coeficientes da matriz seriam

$$\begin{aligned} C_{33} &= \rho g A_w \\ C_{44} &= \rho g \nabla G M_t \\ C_{55} &= \rho g \nabla G M_l \approx \rho g I_w \end{aligned} \quad (\text{B.125})$$

Dadas essas considerações, as equações de movimento reduzidas pela condição de baixas frequências $\omega \rightarrow 0$.

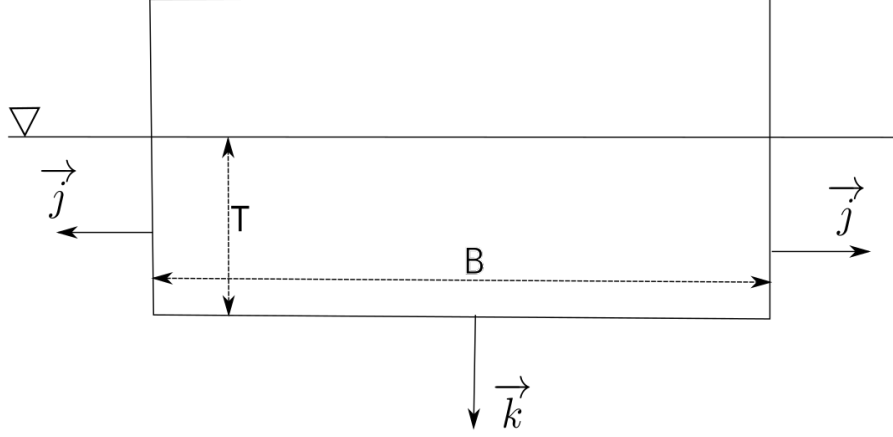


Figura B.7: Vista frontal do navio-caixa e suas características.

$$\begin{aligned} (M + A_{33})\ddot{\xi}_3 + A_{35}\ddot{\xi}_5 + B_{33}\dot{\xi}_3 + B_{35}\dot{\xi}_5 + C_{33}\xi_3 &= F_3 \\ (I_{55} + A_{55})\ddot{\xi}_5 + A_{53}\ddot{\xi}_3 + B_{55}\dot{\xi}_5 + B_{53}\dot{\xi}_3 + C_{55}\xi_5 &= F_5 \end{aligned} \quad (\text{B.126})$$

Considerando que a solução do problema é na forma senoidal, podemos representar da seguinte forma: $\xi = \hat{\xi}e^{i\omega t}$ e $F = \hat{F}e^{i\omega t}$. Substituindo nas equações B.126, resultam no seguinte

$$\begin{aligned} -\omega^2(M + A_{33})\hat{\xi}_3 - \omega^2 A_{35}\hat{\xi}_5 + \omega B_{33}\hat{\xi}_3 + \omega B_{35}\hat{\xi}_5 + C_{33}\hat{\xi}_3 &= \hat{F}_3 \\ -\omega^2(I_{55} + A_{55})\hat{\xi}_5 - \omega^2 A_{53}\hat{\xi}_3 + \omega B_{55}\hat{\xi}_5 + \omega B_{53}\hat{\xi}_3 + C_{55}\hat{\xi}_5 &= \hat{F}_5 \end{aligned} \quad (\text{B.127})$$

Como estamos estudando o caso em que $\omega \rightarrow 0$, as equações de B.127 são simplificadas dependendo somente da restauração.

$$\begin{aligned} C_{33}\hat{\xi}_3 &= \hat{F}_3 \\ C_{55}\hat{\xi}_5 &= \hat{F}_5 \end{aligned} \quad (\text{B.128})$$

B.10.1 Assintótica de heave

A pressão de *Froude-Krylov* seria.

$$\hat{p}_{fk} = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = \rho g \zeta e^{kz} e^{i(-kx \cos\beta + ky \sin\beta)} \quad (\text{B.129})$$

Deduzindo a força de *heave* em relação a amplitude da onda incidente, integra-se a pressão na direção n_3 .

$$\hat{f}_3(x) = \frac{1}{\zeta} \int_{C_x} \hat{p} n_3 \cdot dl = \rho g e^{-ikx \cos\beta} \oint_{C_x} n_3 e^{iky \sin\beta} e^{kz} \cdot dl \quad (\text{B.130})$$

Observando a figura B.7, veja que somente o fundo contempla o vetor normal n_3 ,

por isso somente essa parcela do casco é considerada na integração da força. Assim, $f_3(x)$ é integrado ao longo da boca B na profundidade corresponde ao calado T . Substituindo na equação B.130, pode-se prosseguir a derivação.

$$\hat{f}_3(x) = \rho g e^{-ikx \cos\beta} e^{-kT} \int_{-B/2}^{+B/2} e^{iky \operatorname{sen}\beta} .dy \quad (\text{B.131})$$

$$\hat{f}_3(x) = \rho g e^{-ikx \cos\beta} e^{-kT} \left[\frac{e^{ik\frac{B}{2} \operatorname{sen}\beta} - e^{-ik\frac{B}{2} \operatorname{sen}\beta}}{ik \operatorname{sen}\beta} \right] \quad (\text{B.132})$$

Utilizando a relação trigonométrica correspondente ao exponencial imaginário, atualizamos o valor de $f_3(x)$.

$$\hat{f}_3(x) = \rho g e^{-ikx \cos\beta} e^{-kT} \left[\frac{2i \operatorname{sen} \left(k\frac{B}{2} \operatorname{sen}\beta \right)}{ik \operatorname{sen}\beta} \right] \quad (\text{B.133})$$

$$\hat{f}_3(x) = \rho g e^{-ikx \cos\beta} e^{-kT} \left[\frac{B \operatorname{sen} \left(k\frac{B}{2} \operatorname{sen}\beta \right)}{ik\frac{B}{2} \operatorname{sen}\beta} \right] \quad (\text{B.134})$$

Para ondas longas

$$e^{-kT} \rightarrow 1 \quad (\text{B.135})$$

$$\frac{\operatorname{sen} \left(k\frac{B}{2} \operatorname{sen}\beta \right)}{ik\frac{B}{2} \operatorname{sen}\beta} \rightarrow 1 \quad (\text{B.136})$$

Assim, $f_3(x)$ pode ser reduzido a seguinte expressão.

$$\hat{f}_3(x) = \rho g e^{-ikx \cos\beta} B \quad (\text{B.137})$$

Integrando longitudinalmente, podemos obter a força total de *heave* sobre o casco.

$$\hat{F}_3 = \zeta \int_{-L/2}^{L/2} f_3(x) dx = \rho g \zeta \int_{-L/2}^{L/2} B e^{-ikx \cos\beta} dx \quad (\text{B.138})$$

$$\hat{F}_3 = \rho g \zeta B \left[\frac{e^{-ikx \cos\beta}}{-ik \cos\beta} \right] = \rho g \zeta B \left[\frac{-2i \operatorname{sen} \left(k\frac{L}{2} \cos\beta \right)}{-ik \cos\beta} \right] = \rho g \zeta B \frac{L}{2} \left[\frac{2 \operatorname{sen} \left(k\frac{L}{2} \cos\beta \right)}{\frac{L}{2} k \cos\beta} \right] \quad (\text{B.139})$$

Usando a também a consideração de ondas longas conforme a equação B.136.

$$\frac{\hat{F}_3}{\zeta} = \rho g B L = \rho g A_w \quad (\text{B.140})$$

Substituindo na equação B.128

$$C_{ij}\xi_j = F_i \quad (\text{B.141})$$

Como a única componente de restauração em $i=3$ é $C_{33} = \rho g A_w$, portanto $\frac{\xi_3}{\zeta} = 1$.

B.10.2 Assintótica de pitch

Calculando agora o momento de *pitch*.

$$\hat{F}_5 = \zeta \int_{-L/2}^{L/2} x f_3(x) dx = \rho g \zeta \int_{-L/2}^{L/2} x B e^{-ikx \cos\beta} dx \quad (\text{B.142})$$

Integrando a equação anterior por parte, resulta na expressão

$$\hat{F}_5 = \rho g \zeta B \left[x \frac{e^{-ikx \cos\beta}}{-ik \cos\beta} - \int \frac{e^{-ikx \cos\beta}}{-ik \cos\beta} dx \right]_{-L/2}^{L/2} = \quad (\text{B.143})$$

$$\begin{aligned} \hat{F}_5 &= \rho g \zeta B \left[x \frac{e^{-ikx \cos\beta}}{-ik \cos\beta} - \int \frac{e^{-ikx \cos\beta}}{-ik \cos\beta} dx \right]_{-L/2}^{L/2} \\ &= \rho g \zeta B \left[x \frac{e^{-ikx \cos\beta}}{-ik \cos\beta} - \frac{e^{-ikx \cos\beta}}{(-ik \cos\beta)^2} \right]_{-L/2}^{L/2} \\ &= \frac{\rho g \zeta B}{-(k \cos\beta)^2} \left[-ik \frac{L}{2} \cos\beta e^{-ik \frac{L}{2} \cos\beta} - ik \frac{L}{2} \cos\beta e^{ik \frac{L}{2} \cos\beta} - e^{-ik \frac{L}{2} \cos\beta} + e^{ik \frac{L}{2} \cos\beta} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.144})$$

Utilizando a relação trigonométrica correspondente ao exponencial imaginário,

$$\hat{F}_5 = \frac{\rho g \zeta B}{-(k \cos\beta)^2} \left[-2ik \frac{L}{2} \cos\beta \cos\left(k \frac{L}{2} \cos\beta\right) + 2i \operatorname{sen}\left(k \frac{L}{2} \cos\beta\right) \right] \quad (\text{B.145})$$

Relacionando o momento de *pitch* com $k\zeta$ e manipulando algebricamente, pode-se representar a equação anterior da seguinte forma.

$$\begin{aligned} \frac{\hat{F}_5}{k\zeta} &= \frac{\rho g B}{k^3 \cos^2\beta} \left[2ik \frac{L}{2} \cos\beta \cos\left(k \frac{L}{2} \cos\beta\right) - 2i \operatorname{sen}\left(k \frac{L}{2} \cos\beta\right) \right] \\ &= 2i \frac{\rho g \zeta B}{k^3 \left(\frac{L}{2}\right)^3 \cos^3\beta} \left(\frac{L}{2}\right)^3 \cos\beta \left[k \frac{L}{2} \cos\beta \cos\left(k \frac{L}{2} \cos\beta\right) - \operatorname{sen}\left(k \frac{L}{2} \cos\beta\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{B.146})$$

Para simplificar a solução, podemos nomear o termo $k \frac{L}{2} \cos\beta = A$.

$$\frac{\hat{F}_5}{k\zeta} = 2i \frac{\rho g B}{A^3} \left(\frac{L}{2}\right)^3 \cos\beta [A \cos(A) - \text{sen}(A)] \quad (\text{B.147})$$

Para $\omega \rightarrow 0$, o valor de $k \rightarrow 0$ e, por consequência, $A \rightarrow 0$. Assim, aplicando o limite de $A \rightarrow 0$ nos termos dependentes de A , obtém-se :

$$\begin{aligned} \lim_{A \rightarrow 0} \frac{A \cos(A) - \text{sen}(A)}{A^3} &= \lim_{A \rightarrow 0} \frac{\cos(A) - A \text{sen}(A) - \cos(A)}{3A^2} \\ &= \lim_{A \rightarrow 0} \frac{-A \text{sen}(A)}{3A^2} = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{-\text{sen}(A)}{3A} \\ &= \lim_{A \rightarrow 0} \frac{-\cos(A)}{3} = \frac{1}{3} \end{aligned} \quad (\text{B.148})$$

Substituindo o resultado do limite novamente na equação B.147.

$$\frac{\hat{F}_5}{k\zeta} = i \frac{\rho g L^3 B}{12} \cos\beta \quad (\text{B.149})$$

Sabendo que $\frac{BL^3}{12} = I_w$ corresponde ao segundo momento de área do plano de flutuação do navio caixa.

$$\frac{\hat{F}_5}{k\zeta} = i \rho g I_w \cos\beta \quad (\text{B.150})$$

Como a coeficiente de restauração de *pitch* é $C_5 = \rho g I_w$, o valor de *pitch* é

$$\frac{\xi_5}{k\zeta} = i \cos\beta \quad (\text{B.151})$$

Portanto, a assintótica de *pitch* varia conforme o ângulo de incidência da onda (β).

Apêndice C

Descrição dos experimentos de referência

C.1 Ensaios experimentais para obtenção das derivadas hidrodinâmicas

O método utilizado pelo MMG obtém as derivadas hidrodinâmicas supracitadas através de ensaios com modelos. Os ensaios típicos são os CMT (Circular Motion Towing) e OTT (Oblique Towing Test).

O ensaio CMT adota somente o grau de liberdade de *yaw*, executando movimentos circulares e medindo as forças e momentos atuantes no modelo ao variar a intensidade da velocidade de *yaw*. O ensaio OTT executa o reboque variando o ângulo do escoamento incidente β e medindo as forças e momentos atuantes em cada situação.

Como a intenção é a medição somente das forças no casco, o leme é colocado em ângulo nulo ($\delta = 0$). Entretanto, ele permanece no modelo, devendo ser descontadas as forças geradas por ele. O propulsor permanece ativo com o pontos de operação correspondentes as velocidades de interesse nas condições iniciais da manobra.

O artigo de [8] demonstra alguns resultados de ensaios do modelo KVLCC2 que podemos observar de modo à exemplificar como funciona o processo de obtenção das derivadas. Nesse artigo, as variáveis X_{mes} , Y_{mes} e N_{mes} são obtidas experimentalmente para várias velocidades de *yaw* (r) e ângulos de deriva β . Porém, elas tem em parte de sua composição as forças geradas pelo propulsor e leme, assim, deve-se obter experimentalmente as medições das forças normais do leme e propulsor nas mesmas condições. Por fim, utilizadas as equações abaixo para deduzir essas forças dos resultados obtidos pelos ensaios.

$$\begin{aligned}
X'_H &= X'_{mes} - (1 - t_p)T' \\
Y'_H &= Y'_{mes} - (1 - a_H)F'_N \\
N'_H &= N'_{mes} - (x'_R - a_H x'_H)F'_N
\end{aligned} \tag{C.1}$$

Essas equações são aplicadas para variados β e r gerando uma série de pontos em funções desses termos. Portanto, pode se aplicar o método dos Mínimos Quadrados para obter os coeficientes do polinômio que representa a curva, sendo aproximadas até o terceiro grau.

A origem das derivadas hidrodinâmicas do casco adotadas no modelo S-175 e utilizadas nessa dissertação provém do ensaio com modelos cativos de N. Matsumoto e K. Suemitsu [40].

C.2 Procedimento para obter o fator de esteira efetivo

Em diferentes ângulos de incidência β_p , faz-se a medição do empuxo gerado pelo propulsor T_e e calcula-se o coeficiente de empuxo ensaiado K_{Te} .

$$K_{Te} = \frac{T_e}{\rho n_p^2 D^4} \quad K_{Te} = 0,2932 - 0,1971J_{pe} - 0,0481J_{pe}^2$$

Assim, podemos calcular o J_{pe} do caso ensaiado pela raiz do polinômio abaixo.

$$(0,2932 - K_{Te}) - 0,1971J_{pe} - 0,0481J_{pe}^2 = 0$$

Sendo que a partir de J_{pe} podemos obter o coeficiente de esteira.

$$\begin{aligned}
J_{pe} &= \frac{V_a}{n_p D_p} = u \frac{1 - w_p}{n_p D_p} \\
w_p &= 1 - \frac{J_{pe} n_p D_p}{u}
\end{aligned} \tag{C.2}$$

Portanto, através de ensaios desse tipo pode-se elaborar uma função que relacione a dependência entre o ângulo de incidência no propulsor e o coeficiente de esteira efetivo. Neste modelo, foi utilizada a relação de Yasukawa [10], que estabelece uma correlação exponencial dentre os ângulo geométrico incidente e o coeficiente de esteira oblíquo.

$$w_p = w_{p0} \exp(C_1 \beta_p^2) \tag{C.3}$$

A constante C_1 representa um coeficiente empírico utilizado para interpolar os resultados obtidos experimentalmente. No caso do modelo S175, o valor dessa constante é $C_1 = -8,0$.

C.3 Descrição dos experimentos para obtenção das velocidades

A obtenção experimental das velocidades do leme se baseiam num ensaio específico para obtenção dos coeficientes de endireitamento. Um dos objetivos iniciais é obter o ângulo de leme que gera sustentação nula (δ_{FN0}), o outro é obter a variação da força normal em relação ao ângulo de leme ($\frac{dF_N}{d\delta}$).

Como analisamos anteriormente, o escoamento incidente no leme depende do ângulo de deriva e do movimento de *yaw* do navio. O ângulo de incidência do escoamento, se alinhado com o posicionamento do leme, não irá gerar sustentação. Dessa forma, se obtermos experimentalmente os ângulos de leme em que não são geradas forças de sustentação, saberemos δ_{FN0} para cada um dos ângulos de deriva β e das velocidades angulares r' . Esse dado é obtido por interpolação dos ângulos de leme que geram força normal próxima de 0.

Assim, pode-se obter a razão entre as velocidades incidentes, pois, os ângulos de força normal nula são normalmente ângulos pequenos:

$$\delta_{FN0} = \frac{v_R}{u_R}$$

No que diz respeito à variação da força normal em relação ao ângulo de leme ($\frac{dF_N}{d\delta}$), podemos calculá-la numericamente a partir da inclinação da reta correspondente ao experimento de $F_N \times \delta$, devendo ser analisada nas proximidades de $\delta = \delta_{FN0}$. Podemos observar que F_N pode ser descrito em função de δ_{FN0} .

$$F'_N = \frac{A_R}{L_{PPd}}(u_R'^2 + v_R'^2)f_\alpha \text{sen}(\delta - v'_R/u'_R)$$

$$F'_N = \frac{A_R}{L_{PPd}}u_R'^2(1 + \delta_{FN0}^2)f_\alpha \text{sen}(\delta - \delta_{FN0})$$

$$\frac{dF'_N}{d\delta} = \frac{A_R}{L_{PPd}}u_R'^2(1 + \delta_{FN0}^2)f_\alpha \text{cos}(\delta - \delta_{FN0})$$

Obtendo experimentalmente as derivadas da força normal com o leme posicionado em δ_{FN0} , nos permite simplificar a equação.

$$\left. \frac{dF'_N}{d\delta} \right|_{\delta=\delta_{FN0}} = \frac{A_R}{L_{PPd}}u_R'^2(1 + \delta_{FN0}^2)f_\alpha \quad (\text{C.4})$$

Assim, resulta no valor de u_R , dependendo das variáveis $\frac{dF_N}{d\delta}$ e δ_{FN0} .

$$u_R = \sqrt{\left. \frac{dF'_N}{d\delta} \right|_{\delta=\delta_{FN0}} \frac{L_{PPd}}{A_R} \frac{1}{(1 + \delta_{FN0}^2)f_\alpha}} \quad (\text{C.5})$$

Como $\delta_{FN0} = \frac{v_R}{u_R}$, podemos obter a velocidade lateral v_R .

Através das relações entre o ângulo de deriva β e a velocidade de *yaw* com os δ_{FN0} , podemos obter as velocidades laterais v_R em função desses termos. Sabendo que a velocidade lateral induzida pode ser representada pela expressão:

$$v'_R = \gamma_R(\beta - l'_R r')$$

Dessa forma, seria obtido o coeficiente de endireitamento γ_r .

Conforme descrito na equação 3.25, os coeficientes ϵ e κ permitem determinar a velocidade longitudinal incidente no leme. O experimento se baseia na medição da força do leme para um navio se movimentando em linha reta, variando a rotação do propulsor em cada caso.

Nesse experimento adota-se $v'_R = 0$, dessa forma, substituindo na expressão C.4, obtemos o seguinte:

$$\frac{dF'_N}{d\delta}|_{\delta=0} = \frac{A_R}{L_{pp}d} u'_R f_\alpha$$

$$u'_R = \frac{L_{pp}d}{A_R f_\alpha} \frac{dF'_N}{d\delta}|_{\delta=0}$$

Como $\frac{dF'_N}{d\delta}|_{\delta=0}$ pode ser obtido experimentalmente, calcula-se baseado nele o valor de u_R . Em seguida, esse valor calculado deve ser comparado com o proveniente do teorema do disco atuador 3.25, minimizando a diferença entre os dois métodos através de um processo iterativo no qual deve-se variar os coeficientes ϵ e κ .

C.4 Descrição dos experimentos para obtenção dos coeficientes t_R , a_H e x_H

O cômputo dos coeficientes t_R , a_H e x_H são oriundos do experimento de medição de forças do leme com movimento do navio no sentido longitudinal, ou seja, a velocidade de *yaw* (r') e ângulo de deriva (β) são nulos. O ângulo de leme δ é colocado em diferentes posições e são medidas as forças normais geradas pelo leme F_N , como também as forças de *sway* (Y) e momentos de *yaw* N .

Na figura a seguir, será mostrado um exemplo baseado no experimento realizado com o navio KVLCC2, disponível em [8]. Neste artigo esse processo é executado considerando diferentes rotações do propulsor, porém, na Figura C.1 somente é esquematizada uma curva relacionada a apenas uma rotação do propulsor fixa.

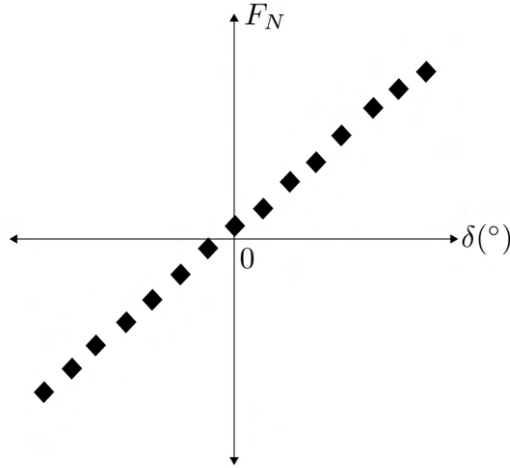


Figura C.1: Experimento de medição da força normal gerada (baseado em citeYasukawa2015)

Ao observar os gráficos da figura C.1, pode causar espécie o fato das forças em $\delta = 0$ serem aproximadamente nulas, ou seja, assemelhando-se a forma de uma função seno, o que aparentemente difere do descrito na equação 3.31. Examinando com mais detalhes, podemos expandir o adimensional F_N .

$$F_N = \frac{A_R}{L_{pp}d}(u_R'^2 + v_R'^2)f_\alpha \text{sen}\left(\delta - \frac{v_R'}{u_R'}\right)$$

Para simplificar a análise, assumimos que para $\beta = 0$, $v_R'/u_R' \approx 0$. Em seguida, substitui-se o termo resultante na equação da força de *sway* gerada pelo leme 3.31.

$$Y' = (1 + a_H) \frac{A_R}{L_{pp}d}(u_R'^2 + v_R'^2)f_\alpha \text{sen}\delta \cos\delta$$

Numa determinada rotação o propulsor, uma parcela da equação é constante, assim, foi atribuído a mesma o termo k , somente para simplificá-la.

$$k = (1 + a_H) \frac{A_R}{L_{pp}d}(u_R'^2 + v_R'^2)f_\alpha$$

Dessa forma, podemos demonstrar que na realidade esses termos são dependentes de uma função seno, o que corrobora com o descrito no gráfico da figura C.1.

$$Y' = k \text{sen}\delta \cos\delta = \frac{k}{2} \text{sen}2\delta$$

Em seguida, de posse do resultados de força normal F_N em relação ao ângulo de leme (δ), podemos correlacionar o termo $F_N \cos\delta$ com as força de *sway* e momento de *yaw*, que também foram medidas experimentalmente em função dos ângulos de leme.

$$\begin{aligned} Y' &= -(1 + a_H)F'_N \cos\delta \\ N &= -(x_R + a_H x'_H)F'_N \cos\delta \end{aligned} \tag{C.6}$$

Portanto, obtendo o coeficiente angular das retas, é possível determinar os valores de $(1 + a_H)$ e $(x'_R + a_H x'_H)$.

O próximo passo é obter o fator de redução de resistência do leme, que é semelhante ao anterior. Entretanto, neste caso é preciso obter a força de empuxo gerada pelo propulsor nas diferentes rotações e ângulos de leme. Lembrando que, por conveniência, o método do MMG estipula que o fator de redução da força propulsor t_p é constante.

$$X' = -R'_0 + (1 - t_p)T' - (1 - t_R)F'_N \sin\delta$$

Como a resistência ao avanço R'_0 e o fator t_p já são conhecidos, basta realizar os experimentos de X' e T' em função do ângulo do leme δ . Dessa forma, podemos correlacionar o termo $F'_N \cos\delta$ com as forças de *surge* ($-F'_N \sin\delta \times X'$), permitindo, pelo coeficiente angular da reta interpolada, obter o fator de redução de resistência do leme t_R .

C.5 Configuração geral dos experimentos para obtenção das forças de segunda ordem

Não são encontradas em grande quantidade os experimentos de medição de forças de segunda ordem na literatura. Em geral, essas forças são de difícil obtenção, pois dependem do movimento do navio, ou seja, eles não podem estar totalmente restritos. Por isso, são considerados semi-cativos, pois permitem o movimentos, mas devem ter alguma restrição que possibilite a medição das forças. O intuito desta seção seria esclarecer como são feitos os experimentos para obtenção das forças de segunda ordem de maneira geral. A ITTC ainda não possui um documento de *recommended procedures* para o tema, logo, os detalhes são específicos de cada laboratório de pesquisa sobre o assunto.

No geral, não são encontrados muitos detalhes sobre o processo nos artigos, somente são feitas exposições sob uma perspectiva mais genérica. De qualquer forma, a descrição do ensaio do S175 pode ser visualizada nos artigos de Yasukawa [10] e [74].

O ensaio para obter as forças e momentos de segunda ordem do S175 utilizados como referência são os realizados no tanque de provas de manobra e comportamento no mar do Centro de Pesquisa e Desenvolvimento de Nagasaki da *Mitsubishi Heavy Industries*. O tanque possui dimensões de 190 m x 30 m x 3,5 m, como podemos

observar na figura C.2 extraída do catálogo de tanques da ITTC de 1972 [78].

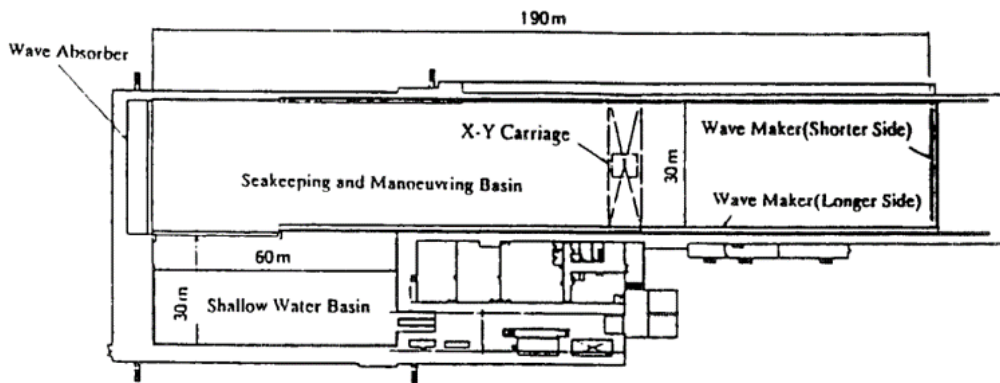


Figura C.2: Tanque de provas de Nagasaki R & D Centre [78]

O tanque possui batedores longitudinais e laterais, permitindo que seja rebocando com ondas incidindo em 90° e 180° . Assim, os ensaios elaborados por Yasukawa e Adnan [74] foram conduzidos nas seguintes condições de teste.

Tabela C.1: Condições testadas nos ensaios de forças de segunda ordem

Condições	Valor
Velocidade de avanço (F_n)	0,15
Direções da onda (μ)	90° e 180°
Comprimentos de onda (λ/L)	0,5; 0,7; 1,0; 1,2
Altura da onda (H/L)	0,02
Escala do modelo	1:50

Além disso, o modelo é rebocado por um carrinho XY, que também permite a movimentação lateral. Dessa forma, variando a velocidade de reboque em Y, pode-se simular o efeito do ângulo de deriva, considerando que o módulo da velocidade é $U = 0,879 \text{ m/s}$ ($F_n = 0,15$).

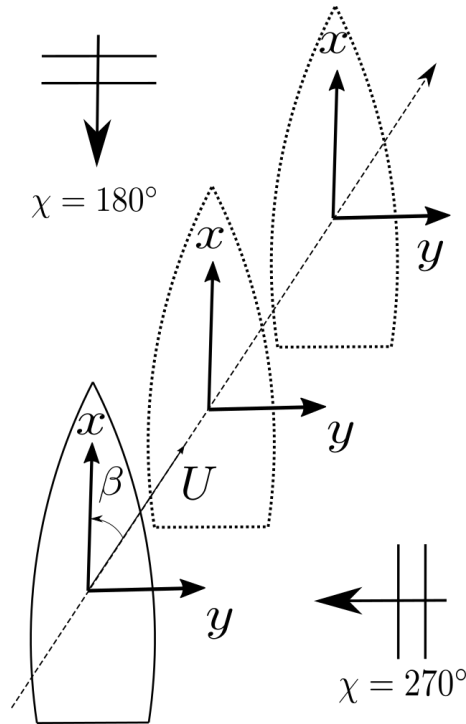


Figura C.3: Reboque do modelo no ensaio de forças médias de segunda ordem (baseado em [74])

Entretanto, no modelo matemático utilizado na Teoria das Faixas do *PDStrip*, não é considerado ângulo de deriva. Por isso, no modelo elaborado nesta dissertação somente foram comparados os experimentos com reboque sem ângulo de deriva $\beta = 0^\circ$.

É importante ressaltar que, como o modelo utilizado nestes ensaios é semi-cativo, também são permitidos os movimentos laterais. Para contabilizar estes movimentos, são utilizadas molas com frequência natural bem inferior a das ondas, com o intuito de não perturbar significativamente os movimentos. Acoplados a essas molas são dispostas células de carga para medição das forças atuantes. Os efeitos da mola são descontados através de um modelo matemático, podendo obter deste modo as cargas hidrodinâmicas de fato.

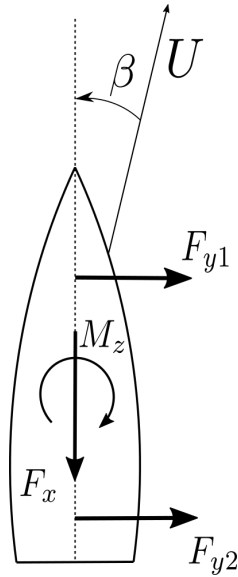


Figura C.4: Medição das forças médias de segunda ordem [79]

No que diz respeito às forças laterais, são utilizadas duas células de carga, uma na proa e outra na popa. A soma das forças medidas subtraída dos resultados obtidos em águas calmas corresponde a força lateral de segunda ordem. No caso do momento em z, deve-se multiplicar as forças laterais médias obtidas em cada uma das células pelo braço até o centro de gravidade. Já a resistência adicional em ondas é obtida através da diferença entre a resistência ao avanço resultante do ensaio com ondas subtraída do caso tradicional em águas calmas. Nesse caso, o modelo já deve estar com a mola de reboque pré-tensionada com a força correspondente à resistência ao avanço da velocidade de interesse.

Existem diversos modos de dispor as molas, o carrinho e os instrumentos de medição, assim podemos observar diversos arranjos destes equipamentos nos laboratórios. Informações adicionais sobre estas metodologias de ensaio desenvolvidas podem ser observadas no artigo de Sprenger et al.[14].

Apêndice D

Resultados adicionais

D.1 Resultados adicionais de curva de giro

São apresentados a seguir os demais resultados relacionados à manobra de curva de giro para bombordo ($\delta = -35^\circ$).

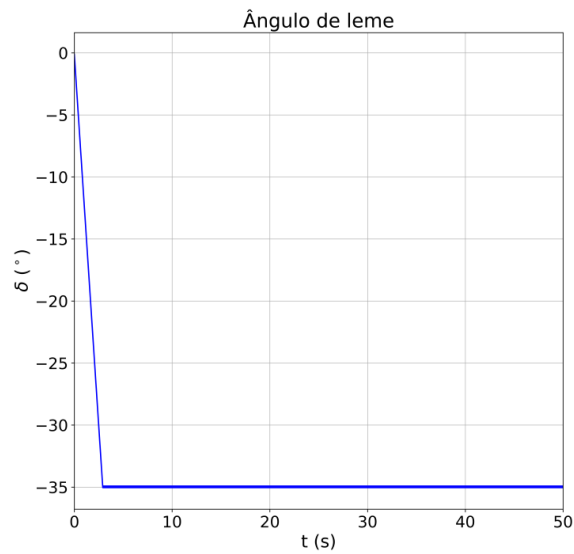


Figura D.1: Evolução ângulo de leme na manobra para bombordo ($\delta = -35^\circ$).

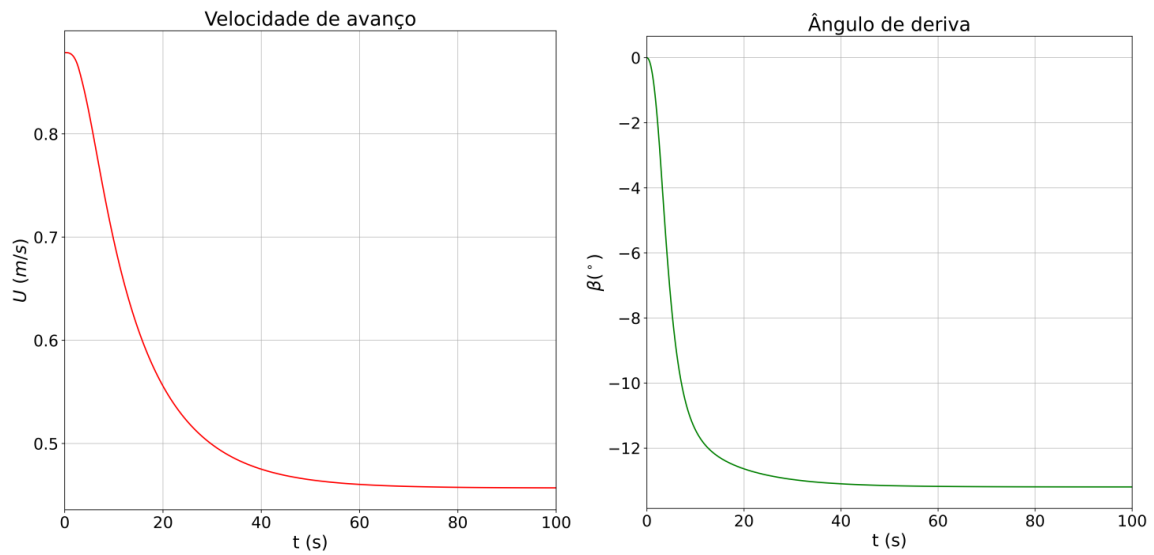


Figura D.2: Evolução da módulo da velocidade U e do ângulo de deriva β na manobra de curva de giro para bombordo $\delta = -35^\circ$.

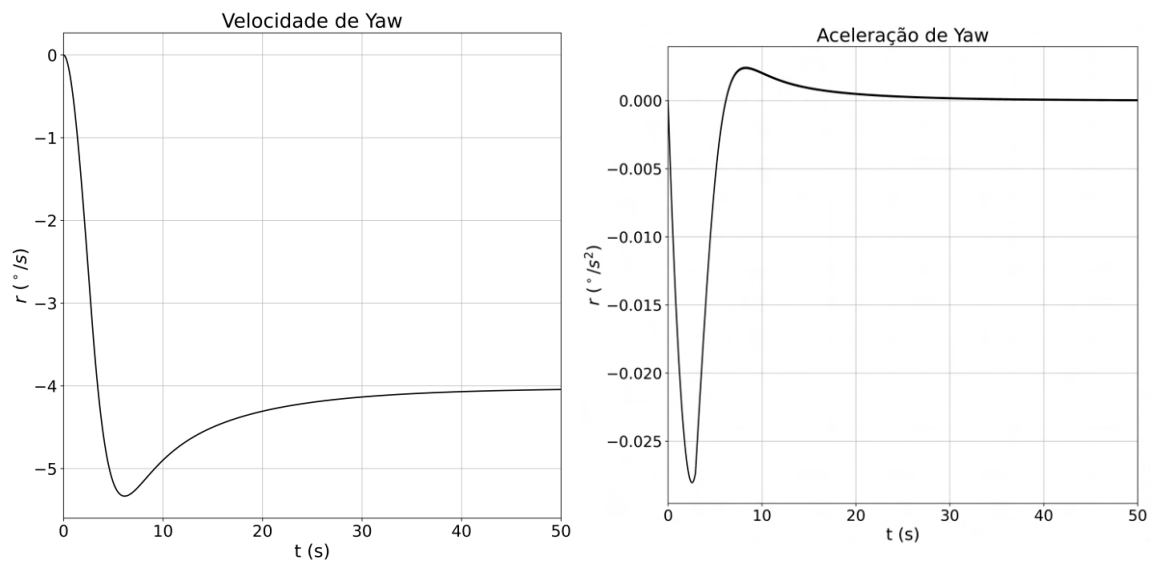


Figura D.3: Evolução da velocidade e aceleração de *yaw* na manobra de curva de giro para bombordo $\delta = -35^\circ$.

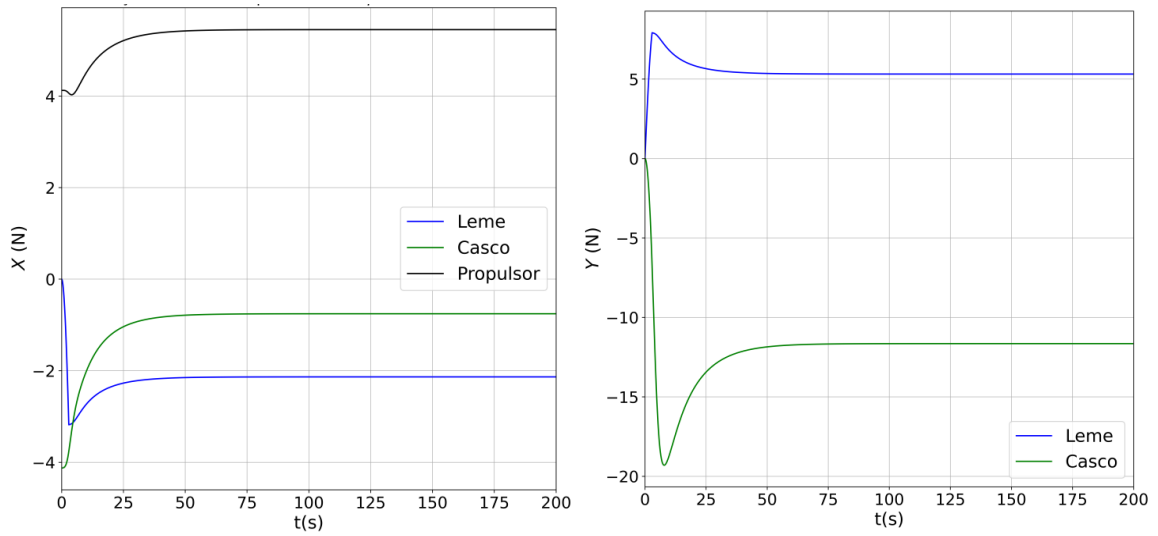


Figura D.4: Forças atuantes na manobra de curva de giro para bombordo $\delta = -35^\circ$.

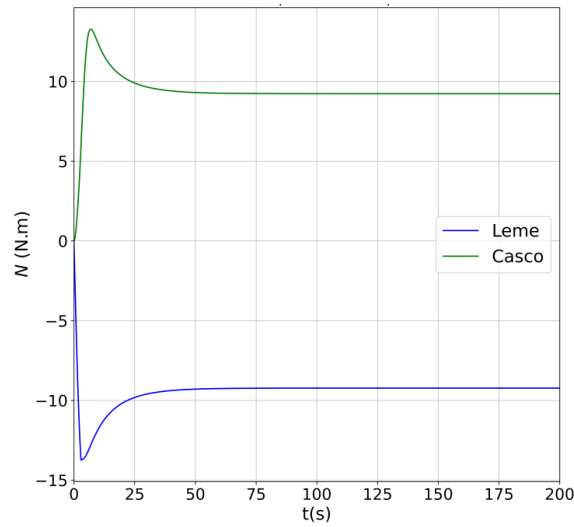


Figura D.5: Momentos em z atuantes na manobra de curva de giro para bombordo ($\delta = -35^\circ$).

D.2 Resultados adicionais de zigzag

São apresentados os resultados de cada termo que compõe a manobra de zigzag. O objetivo é demonstrar a defasagem encontrada dos resultados obtidos em relação ao experimental, demonstrando em sequência que com ajuste de 20% da força normal do leme, os resultados se tornam mais aderentes aos experimentais. A primeira série de figuras corresponde à utilização da força normal integral.

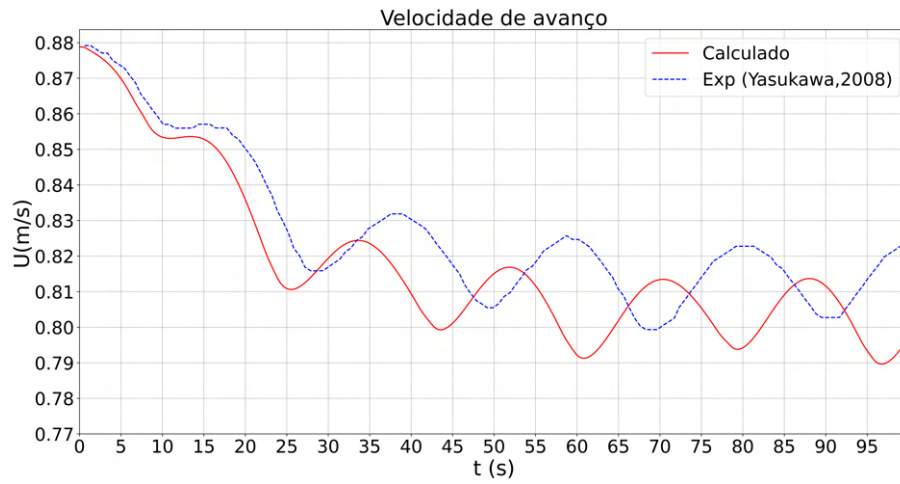


Figura D.6: Evolução da módulo da velocidade U e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

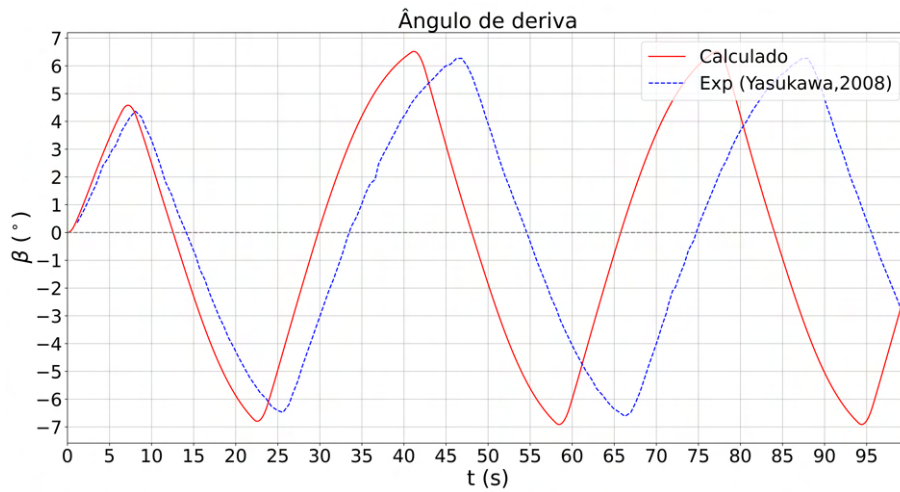


Figura D.7: Evolução do ângulo de deriva β e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

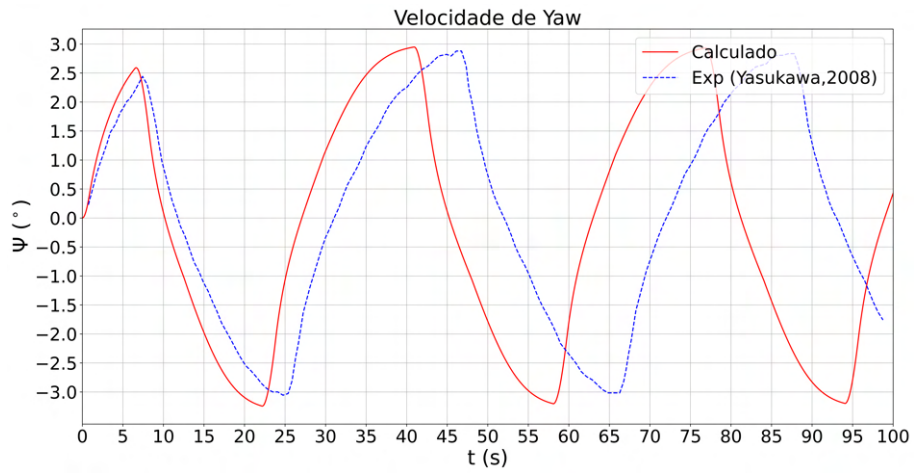


Figura D.8: Evolução da velocidade de *yaw* e sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

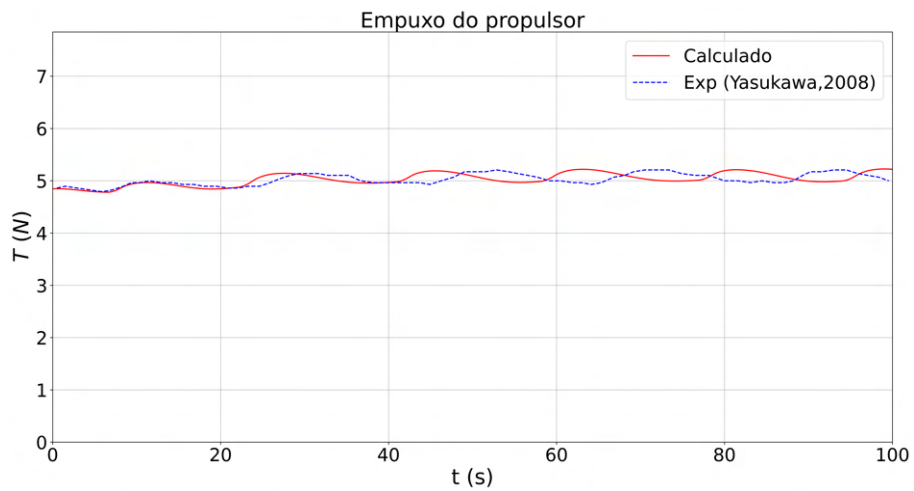


Figura D.9: Evolução da força de empuxo do propulsor e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

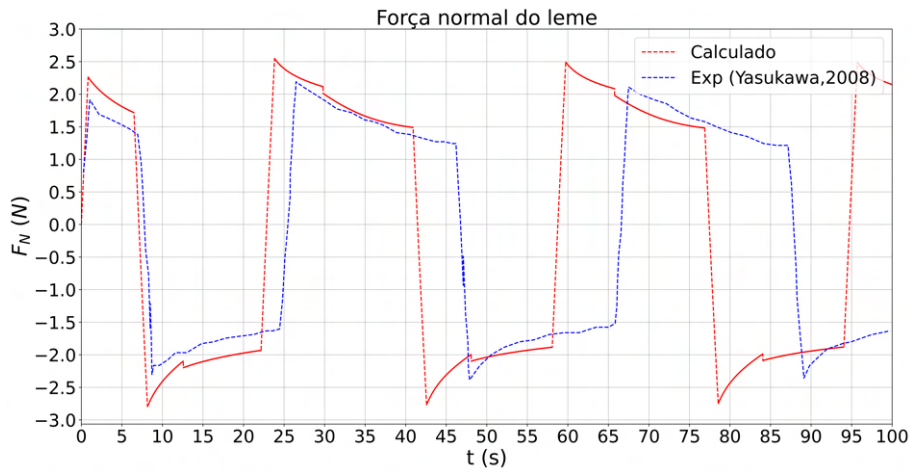


Figura D.10: Evolução da força normal do leme e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

Para confirmar essa hipótese, foi realizado um teste reduzindo a força do leme de 20% em relação à original, obtendo assim resultados mais próximos. Pode-se observar a seguir:

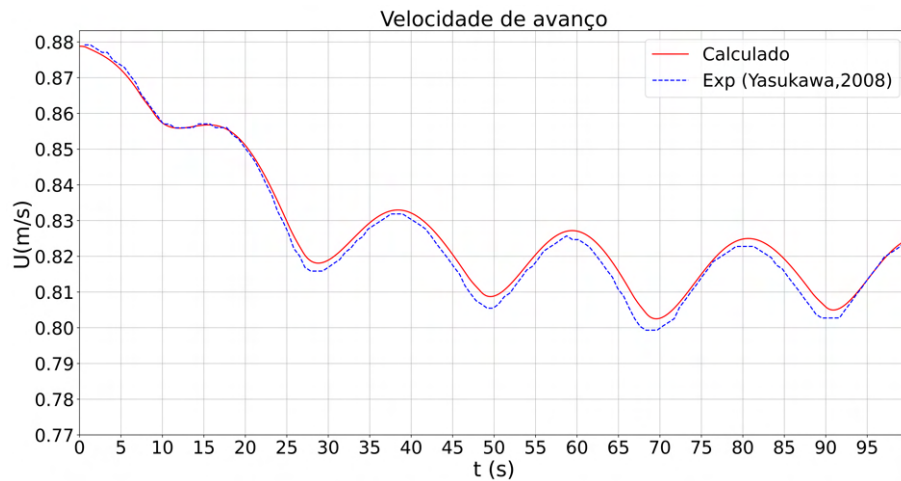


Figura D.11: Evolução da módulo da velocidade U e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

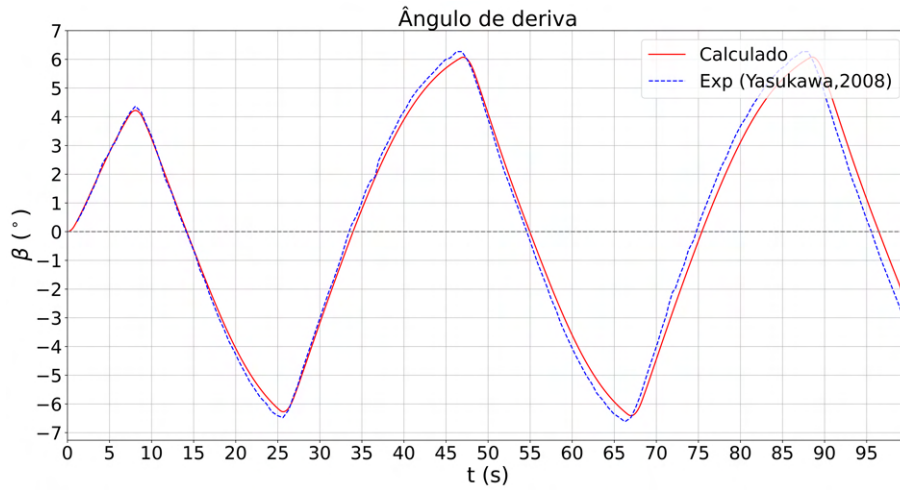


Figura D.12: Evolução do ângulo de deriva β e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

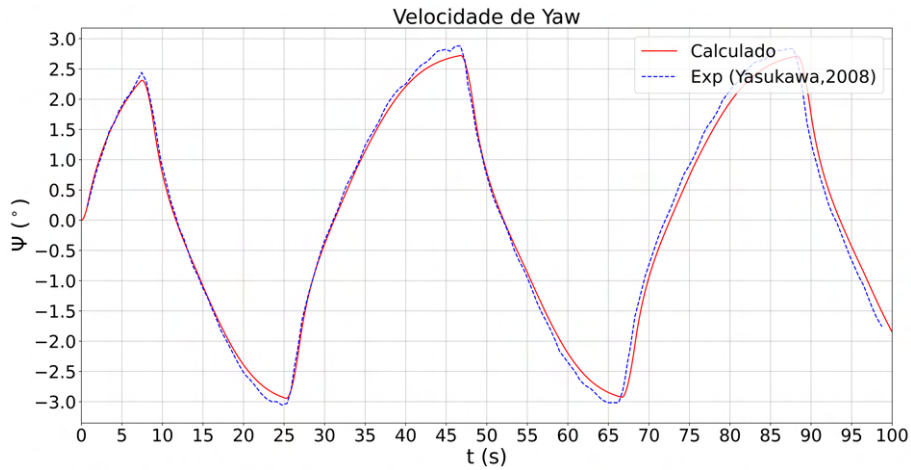


Figura D.13: Evolução da velocidade de *yaw* e sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

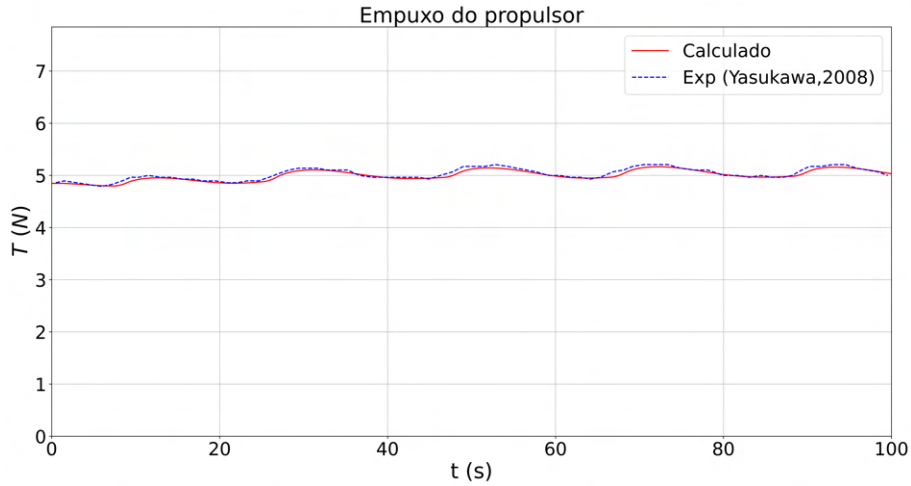


Figura D.14: Evolução da força de empuxo do propulsor e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

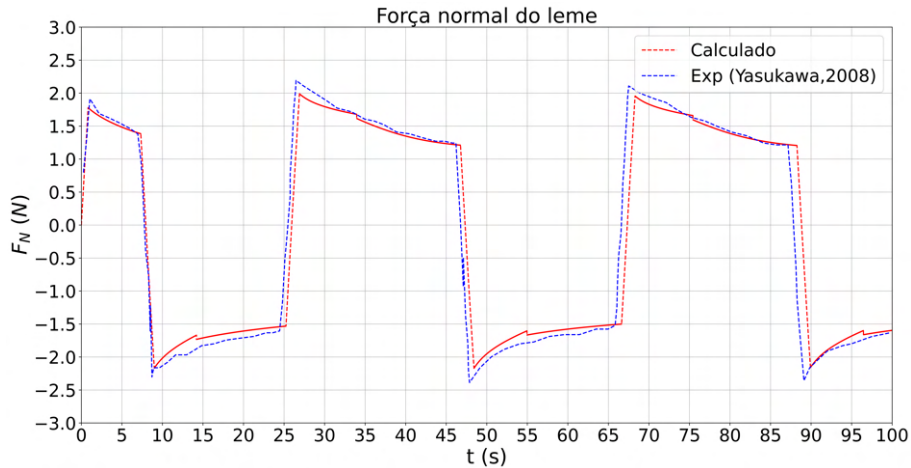


Figura D.15: Evolução da força normal do leme e a sua comparação com os resultados experimentais do modelo livre de Yasukawa [11].

D.3 Coeficientes Hidrodinâmicos

D.3.1 Formulação da massa adicional e amortecimento potencial

A seguir, estão dispostos os coeficientes hidrodinâmicos relacionados a Teoria das Faixas. O desenvolvimento dos mesmos podem ser observados em [19], e também relatados em [24].

$$A_{22} = \int_L a_{22} dx - \frac{U}{\omega_e^2} b_{22}^A$$

$$B_{22} = \int_L b_{22} dx + U a_{22}^A$$

$$A_{24} = \int_L a_{24} dx - \frac{U}{\omega_e^2} b_{24}^A$$

$$B_{24} = \int_L b_{24} dx + U a_{24}^A$$

$$A_{26} = \int_L x a_{22} dx + \frac{U}{\omega_e^2} \int_L b_{22} dx - \frac{U}{\omega_e^2} x_A b_{22}^A + \frac{U^2}{\omega_e^2} a_{22}^A$$

$$B_{26} = \int_L x b_{22} dx - U \int_L a_{22} dx - U x_A a_{22}^A + \frac{U^2}{\omega_e^2} b_{22}^A$$

$$A_{33} = \int_L a_{33} dx$$

$$B_{33} = \int_L b_{33} dx$$

$$A_{35} = - \int_L x a_{33} dx + \frac{U}{\omega_e^2} B_{33}$$

$$B_{35} = - \int_L x b_{33} dx - U A_{33}$$

$$A_{44} = \int_L a_{44} dx - \frac{U}{\omega_e^2} b_{44}^A$$

$$B_{44} = \int_L b_{44} dx + U a_{44}^A$$

$$A_{46} = \int_L x a_{24} dx + \frac{U}{\omega_e^2} \int_L b_{24} dx - \frac{U}{\omega_e^2} x_A b_{24}^A + \frac{U^2}{\omega_e^2} a_{24}^A$$

$$B_{46} = \int_L x b_{24} dx - U \int_L a_{24} dx + U x_A a_{24}^A + \frac{U^2}{\omega_e^2} b_{24}^A$$

$$A_{55} = \int_L x^2 a_{33} dx - \frac{U^2}{\omega_e^2} A_{33}$$

$$B_{55} = \int_L x^2 b_{33} dx - \frac{U^2}{\omega_e^2} B_{33}$$

$$A_{53} = - \int_L x a_{33} dx - \frac{U}{\omega_e^2} B_{33}$$

$$B_{53} = - \int_L x b_{33} dx + U A_{33}$$

$$A_{62} = \int_L x a_{22} dx - \frac{U}{\omega_e^2} \int_L b_{22} dx - \frac{U}{\omega_e^2} x_A b_{22}^A$$

$$B_{62} = \int_L x b_{22} dx + U \int_L a_{22} dx + U x_A a_{22}^A$$

$$A_{64} = \int_L x a_{24} dx - \frac{U}{\omega_e^2} \int_L b_{24} dx - \frac{U}{\omega_e^2} x_A b_{24}^A$$

$$B_{64} = \int_L x b_{24} dx + U \int_L a_{24} dx + U x_A a_{24}^A$$

$$A_{66} = \int_L x^2 a_{22} dx + \frac{U^2}{\omega_e^2} \int_L a_{22} dx - \frac{U}{\omega_e^2} x_A^2 b_{22}^A + \frac{U^2}{\omega_e^2} x_A^2 a_{22}^A$$

$$B_{66} = \int_L x^2 b_{22} dx + \frac{U^2}{\omega_e^2} \int_L b_{22} dx + U x_A^2 a_{22}^A + \frac{U^2}{\omega_e^2} x_A^2 b_{22}^A$$

D.3.2 Resultados de massa adicional e amortecimento potencial

Seguem as massas adicionais e amortecimentos para cada frequência de encontro.

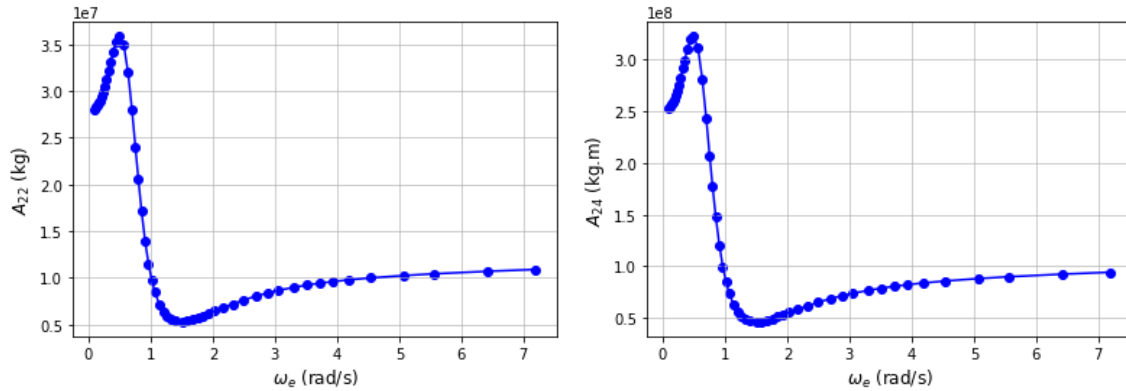


Figura D.16: Massas adicional A_{22} e A_{24} .

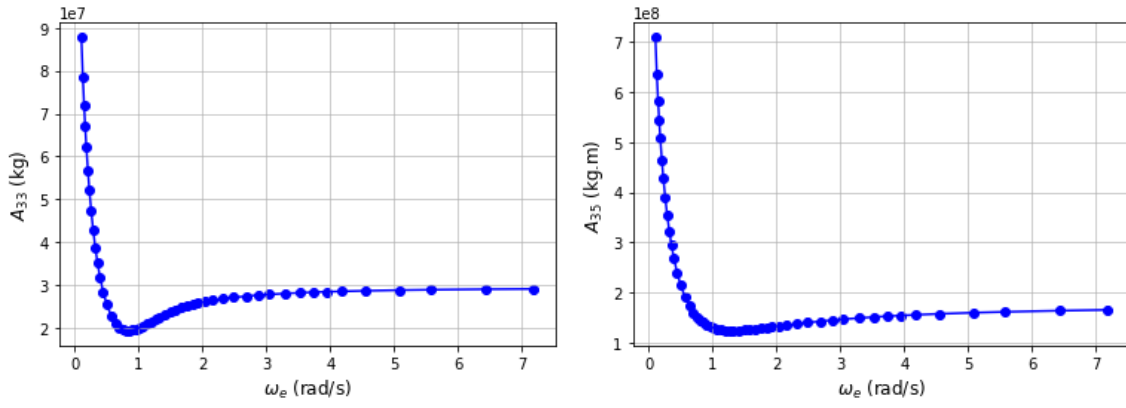


Figura D.17: Massas adicional A_{33} e A_{35} .

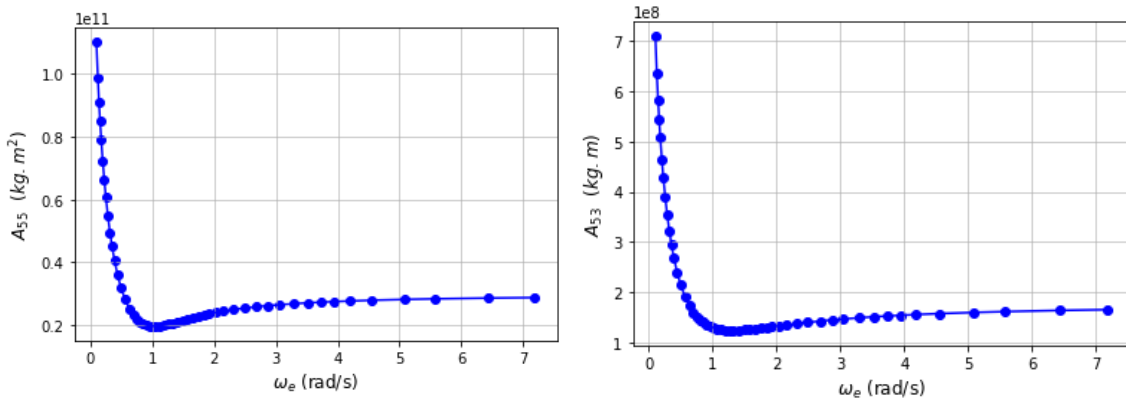


Figura D.18: Massas adicional A_{55} e A_{53} .

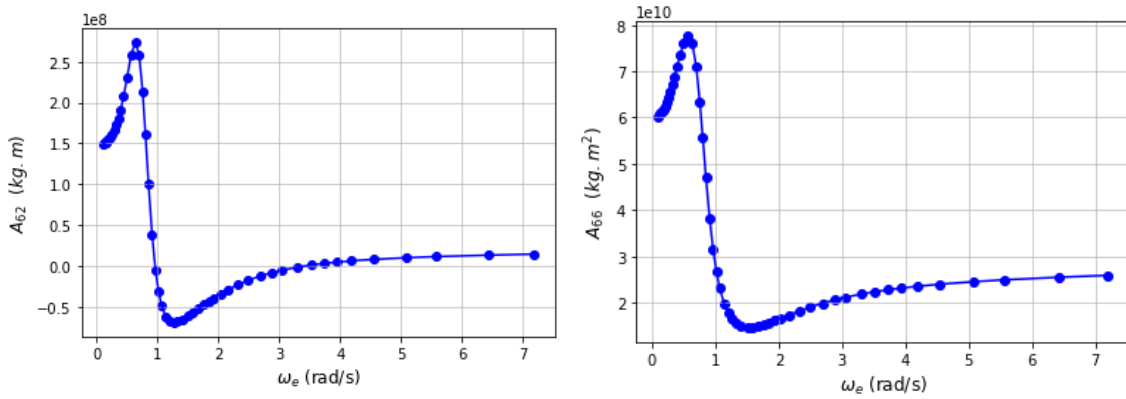
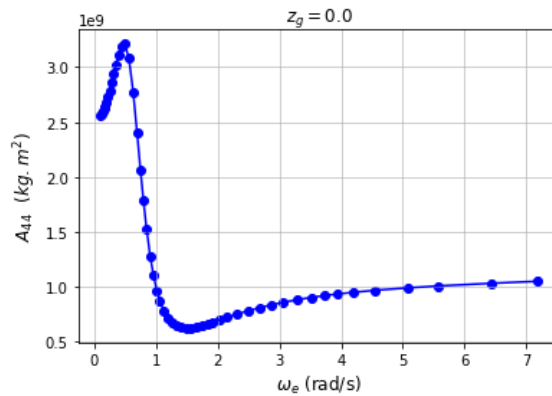


Figura D.19: Massas adicional A_{62} e A_{66} .



193
Figura D.21: Massa adicional A_{44} .

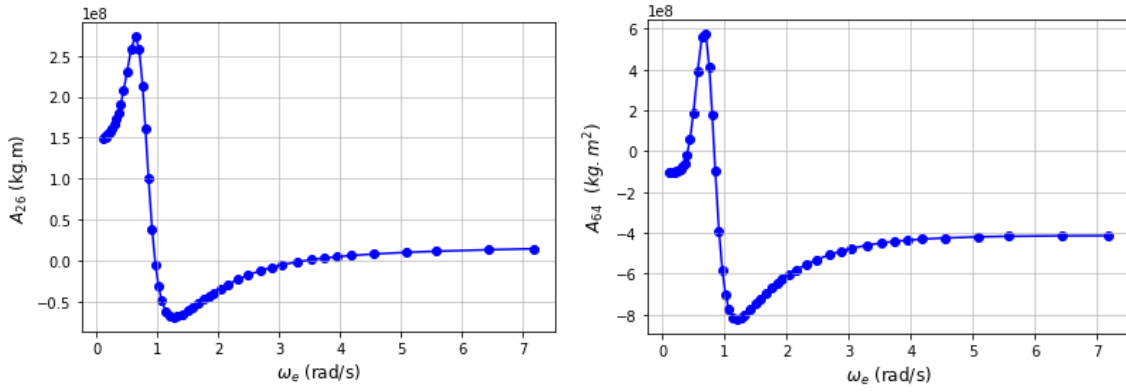


Figura D.20: Massas adicional A_{26} e A_{64} .

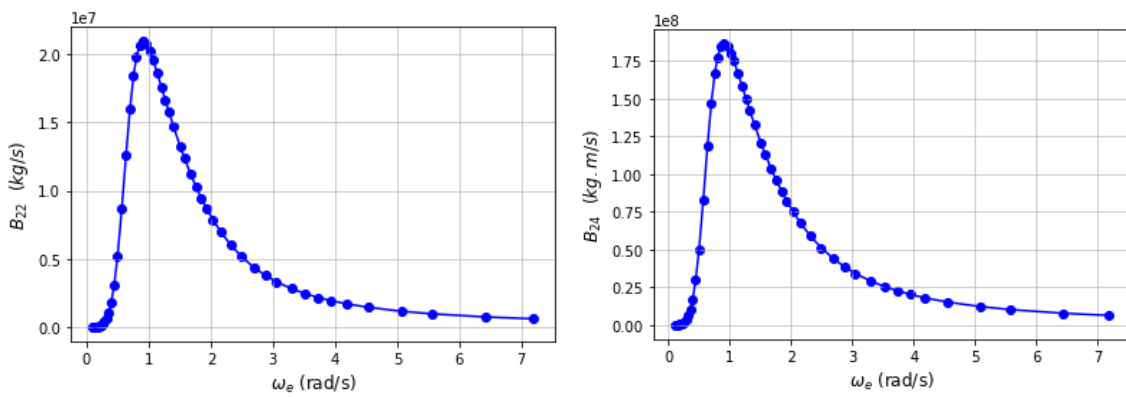


Figura D.22: Amortecimentos B_{22} e B_{24} .

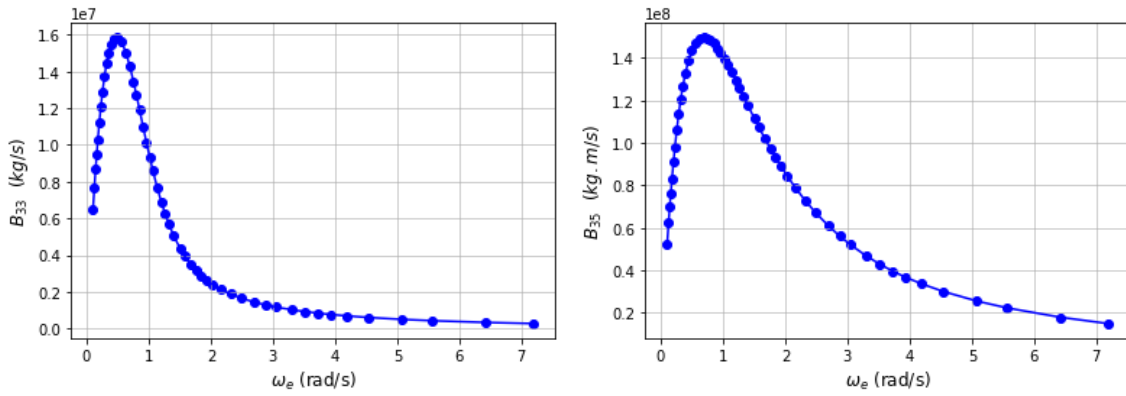


Figura D.23: Amortecimentos B_{33} e B_{35} .

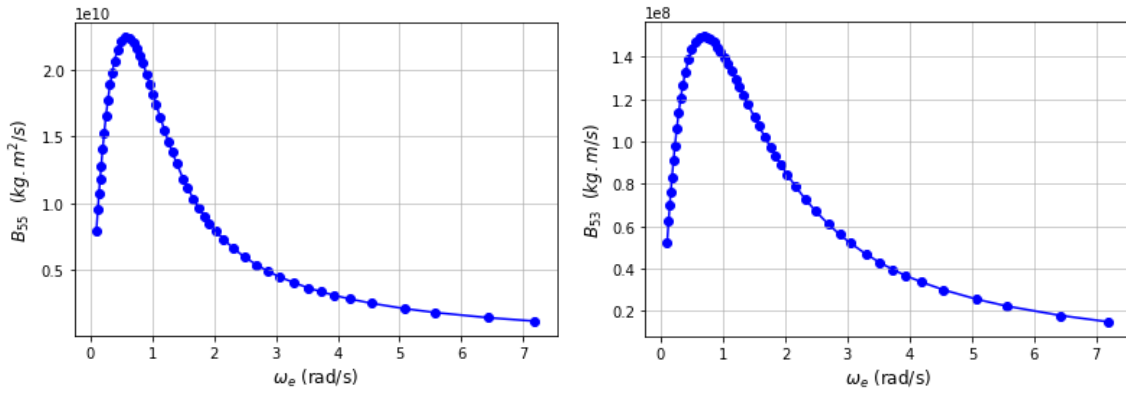


Figura D.24: Amortecimentos B_{55} e B_{53} .

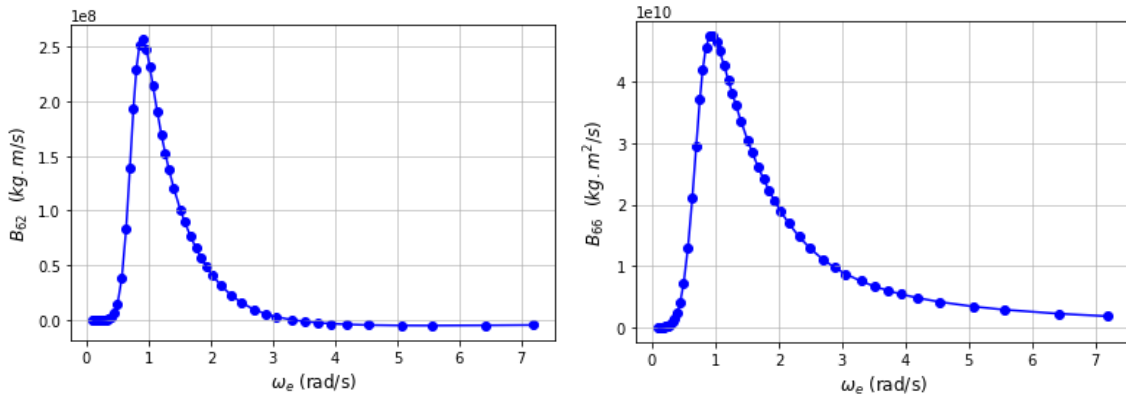


Figura D.25: Amortecimentos B_{62} e B_{66} .

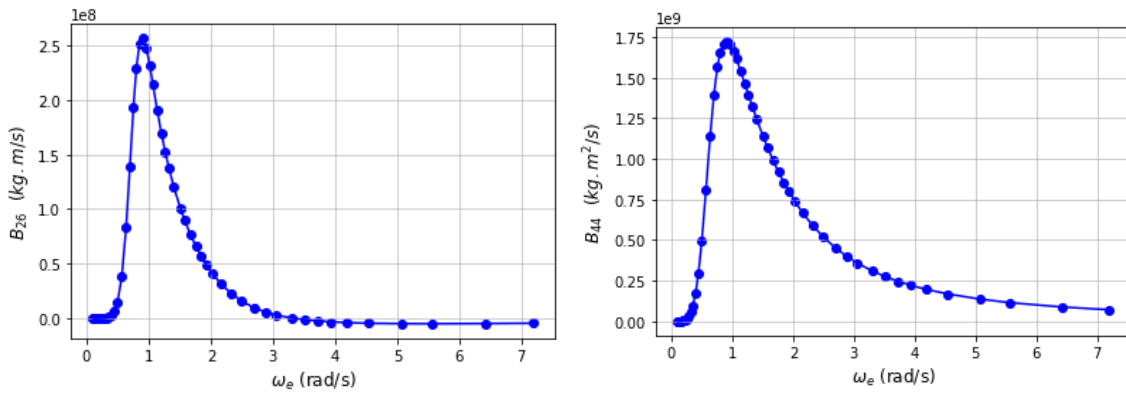


Figura D.26: Amortecimentos B_{26} e B_{44} .

D.4 Resultados de RAO

D.4.1 Resultados de heave

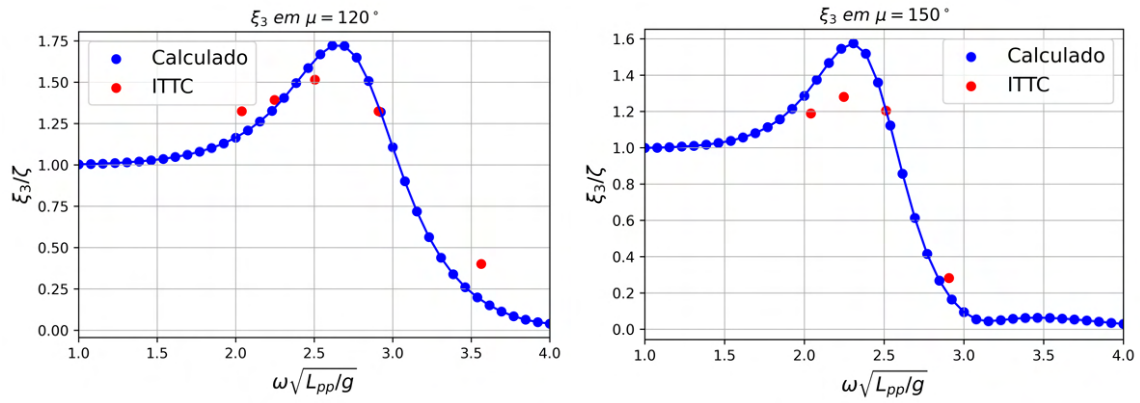


Figura D.27: Resultados de *heave* com ângulos de incidência de $\mu = 120^\circ$ e $\mu = 150^\circ$

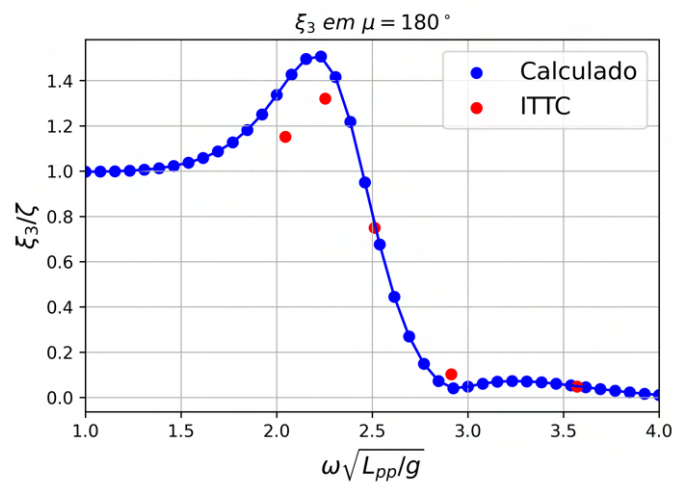


Figura D.28: Resultados de *heave* com ângulos de incidência de $\mu = 180^\circ$

Resultados de pitch

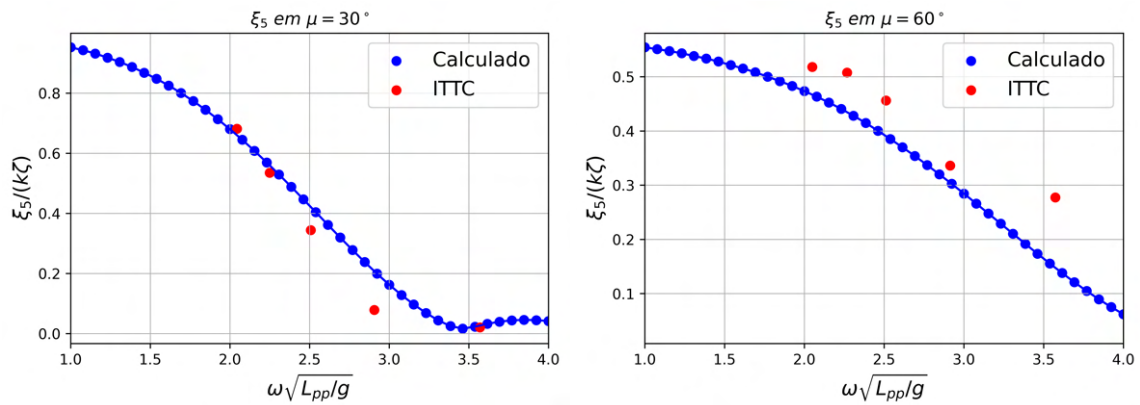


Figura D.29: Resultados de *pitch* com ângulos de incidência de $\mu = 30^\circ$ e $\mu = 60^\circ$

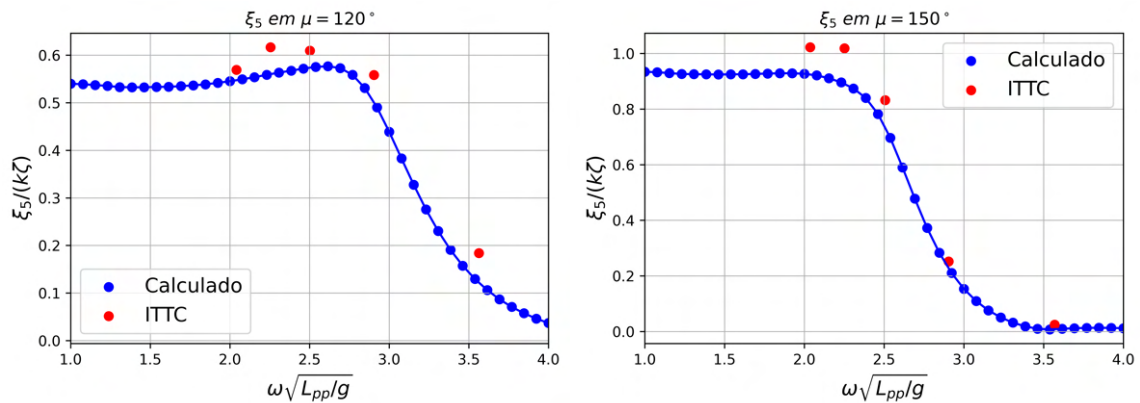


Figura D.30: Resultados de *pitch* com ângulos de incidência de $\mu = 120^\circ$ e $\mu = 150^\circ$.

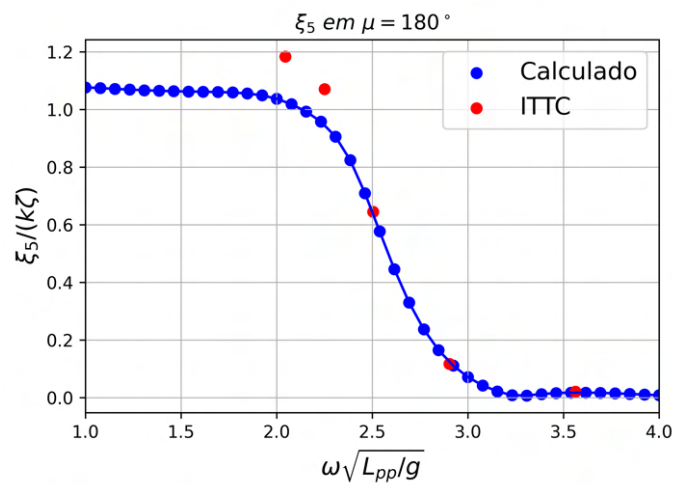


Figura D.31: Resultados de *pitch* com ângulos de incidência de $\mu = 180^\circ$

D.4.2 Resultados de roll

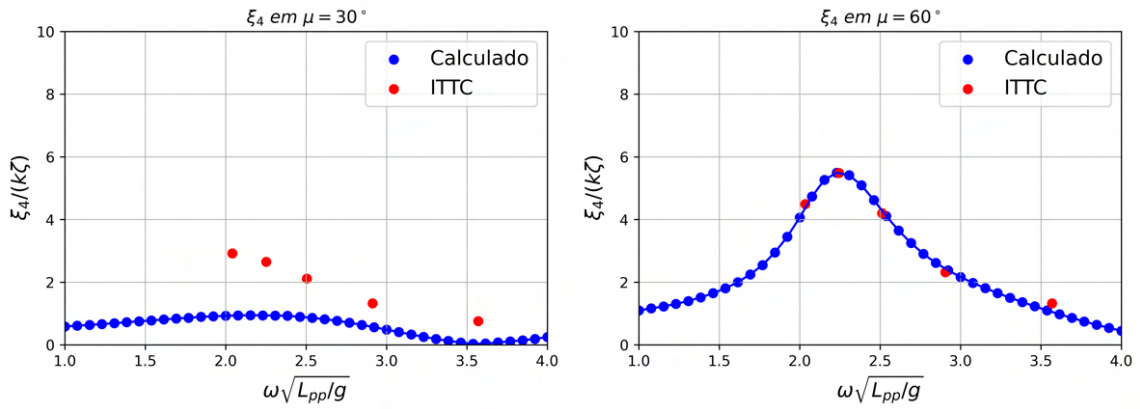


Figura D.32: Resultados de *roll* com ângulos de incidência de $\mu = 30^\circ$ e $\mu = 60^\circ$.

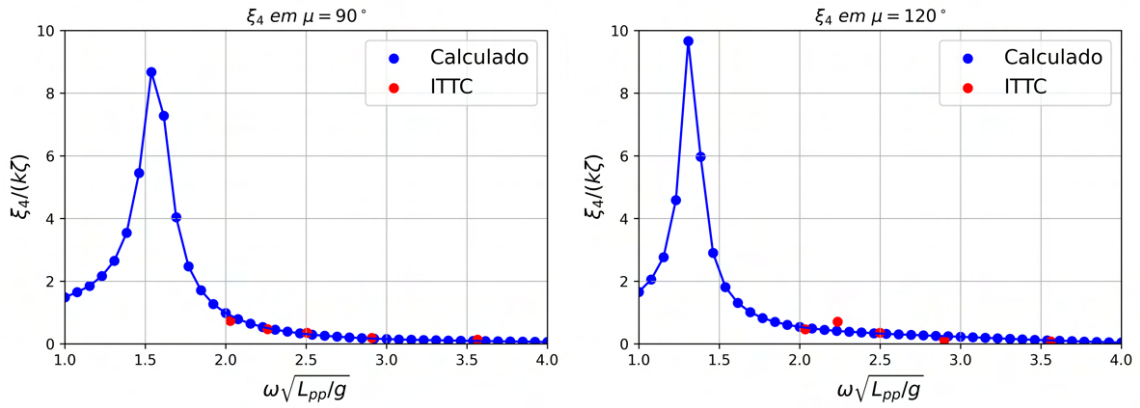


Figura D.33: Resultados de *roll* com ângulos de incidência de $\mu = 90^\circ$ e $\mu = 120^\circ$.

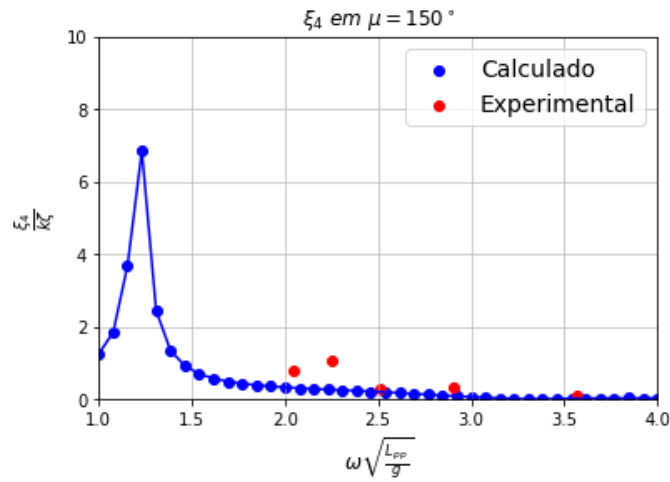


Figura D.34: Resultados de *roll* com ângulos de incidência de $\mu = 150^\circ$

D.4.3 Resultados de yaw

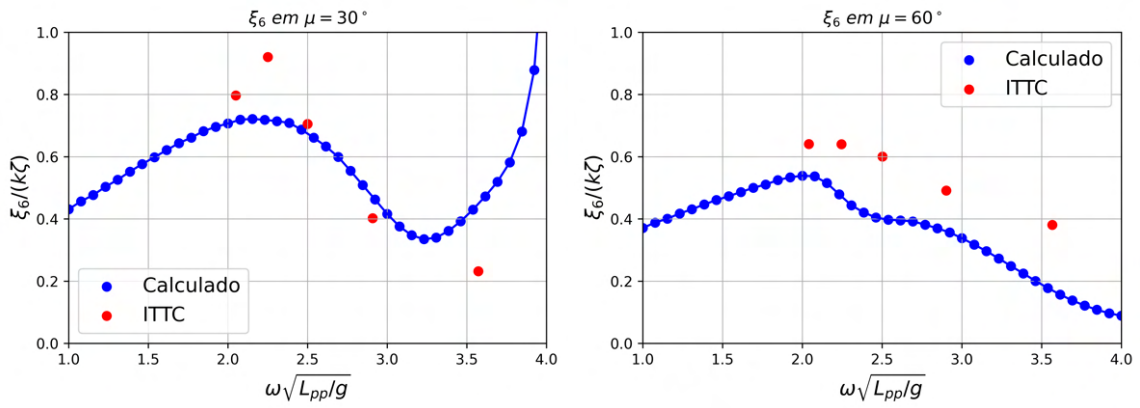


Figura D.35: Resultados de *yaw* com ângulos de incidência de $\mu = 30^\circ$ e $\mu = 60^\circ$.

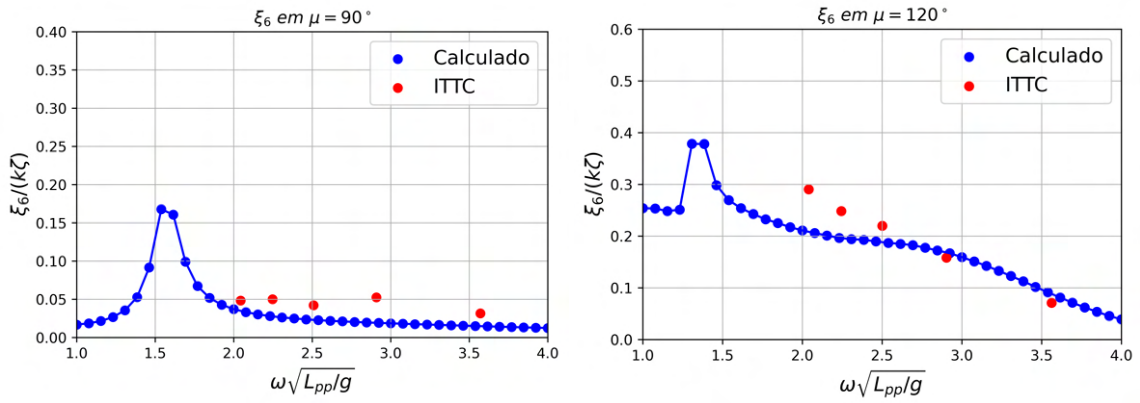


Figura D.36: Resultados de *yaw* com ângulos de incidência de $\mu = 90^\circ$ e $\mu = 120^\circ$.

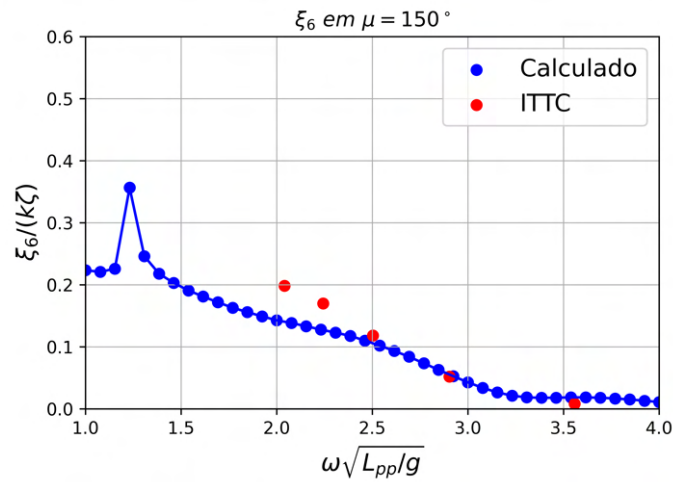


Figura D.37: Resultados de *yaw* com ângulos de incidência de $\mu = 150^\circ$

D.5 Convergência das forças médias de segunda ordem

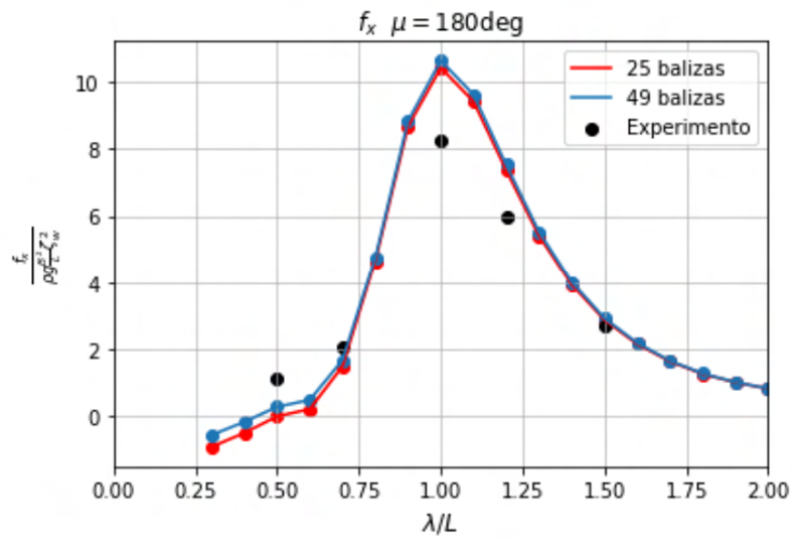


Figura D.38: Resistência adicional com ondas à 180°.

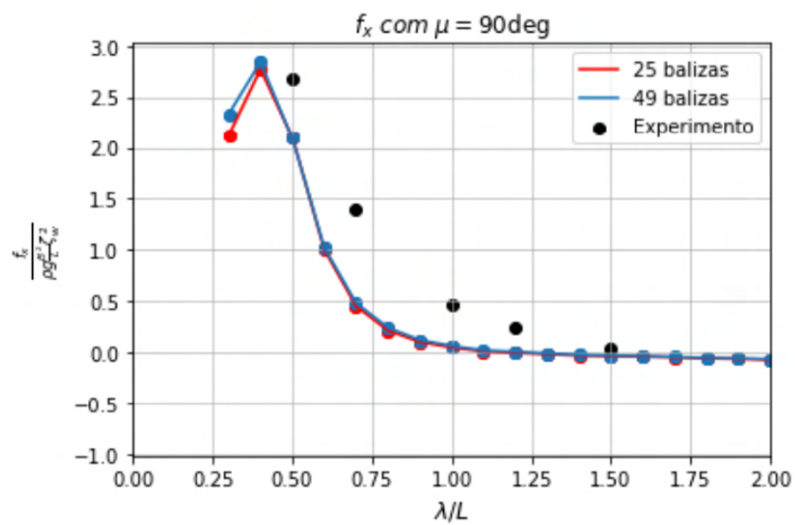


Figura D.39: Resistência adicional com ondas à 90°.

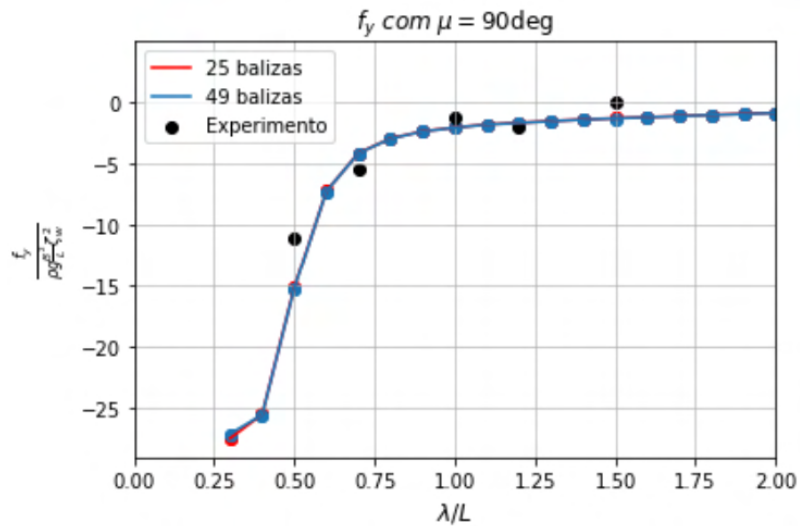


Figura D.40: Força lateral de segunda ordem com ondas à 90°.

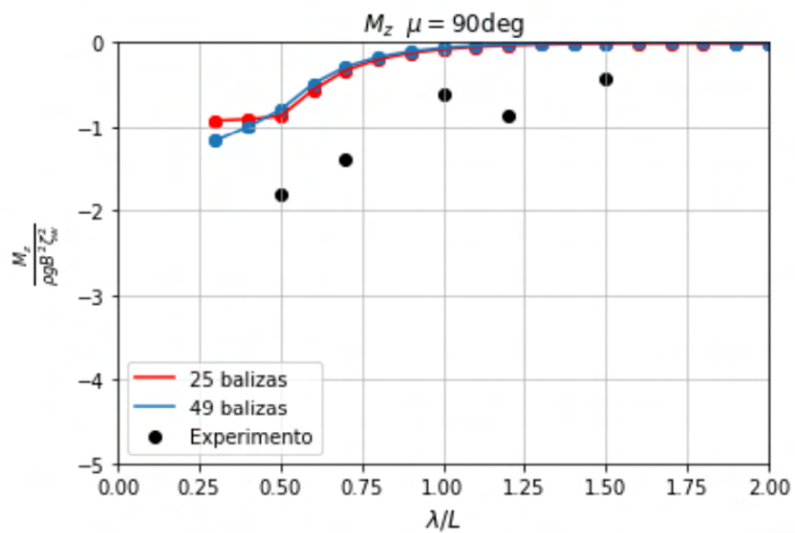


Figura D.41: Momento de yaw de segunda ordem com ondas à 90°.

D.6 Resultados adicionais de curva de giro em ondas

D.6.1 Comprimento de onda $\lambda/L = 1,0$.

Direção de onda $\eta = 180^\circ$ com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$)

Pode-se observar a seguir a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando o tempo de manobra plotado de 200s.

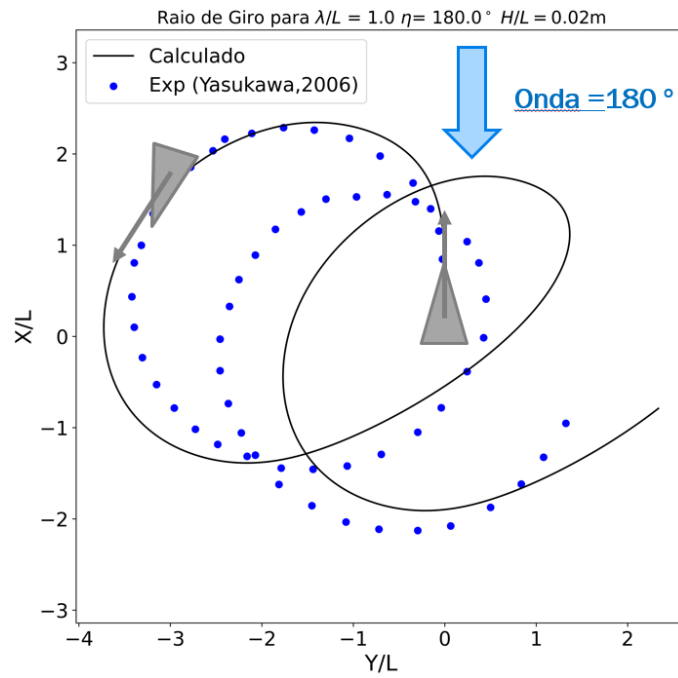


Figura D.42: Curva de giro para $\lambda/L = 1,0$, $\eta = 180^\circ$ com guinada para BB

Segue as forças atuantes no modelo.

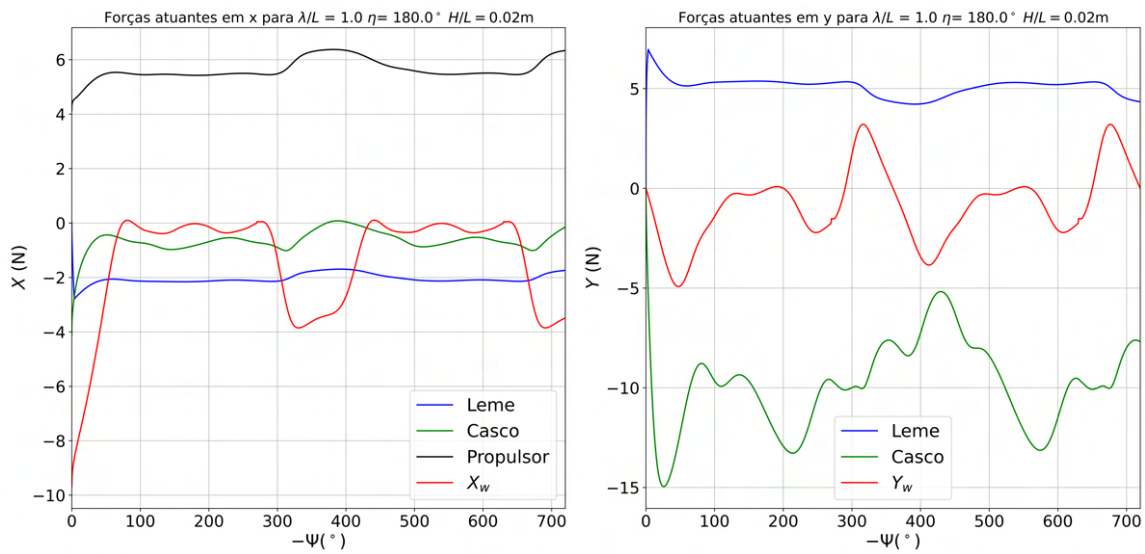


Figura D.43: Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y

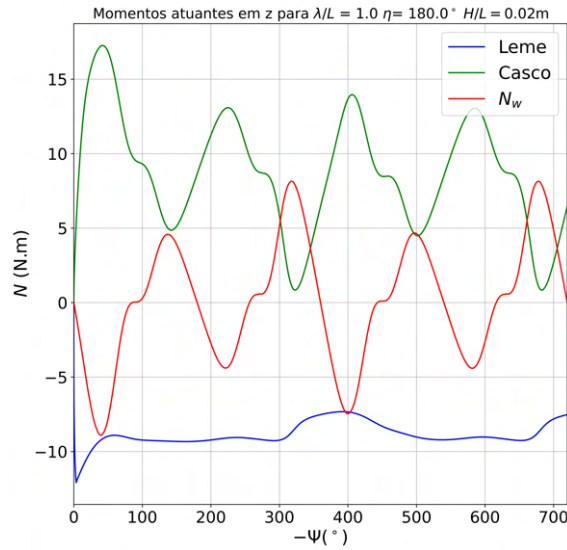


Figura D.44: Momentos atuantes na direção vertical z

Segue evolução das velocidades absoluta e angular, e o ângulo de deriva.

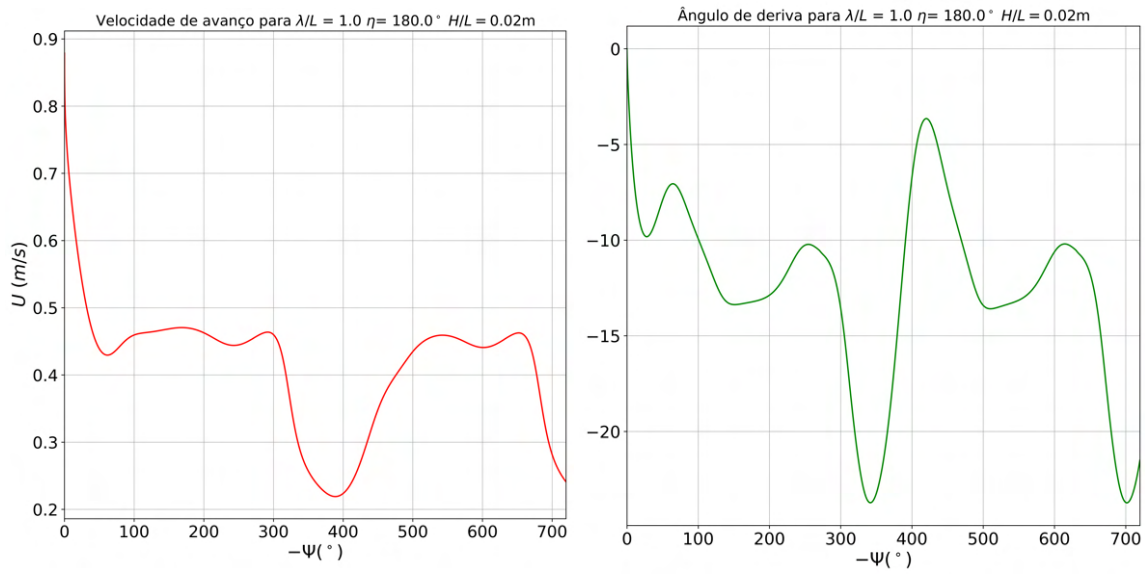


Figura D.45: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do aprofundamento Ψ

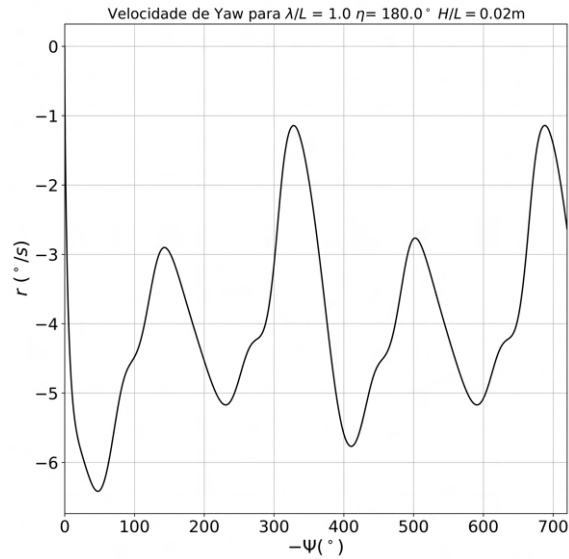


Figura D.46: Velocidade yaw r em função do aprofamento Ψ

Direção de onda $\eta = 270^\circ$ com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$)

O tempo de manobra plotado de 270s.

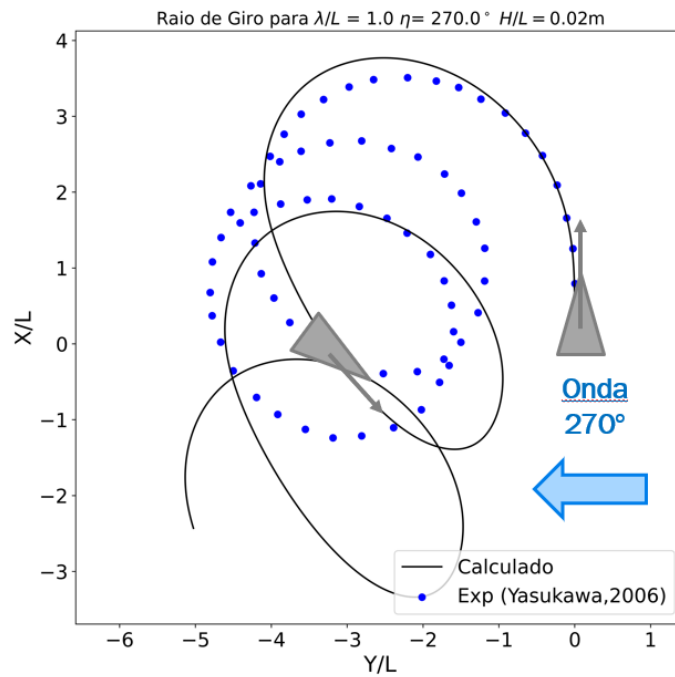


Figura D.47: Curva de giro para $\lambda/L = 1,0$, $\eta = 270^\circ$ com guinada para BB

Segue as forças atuantes no modelo.

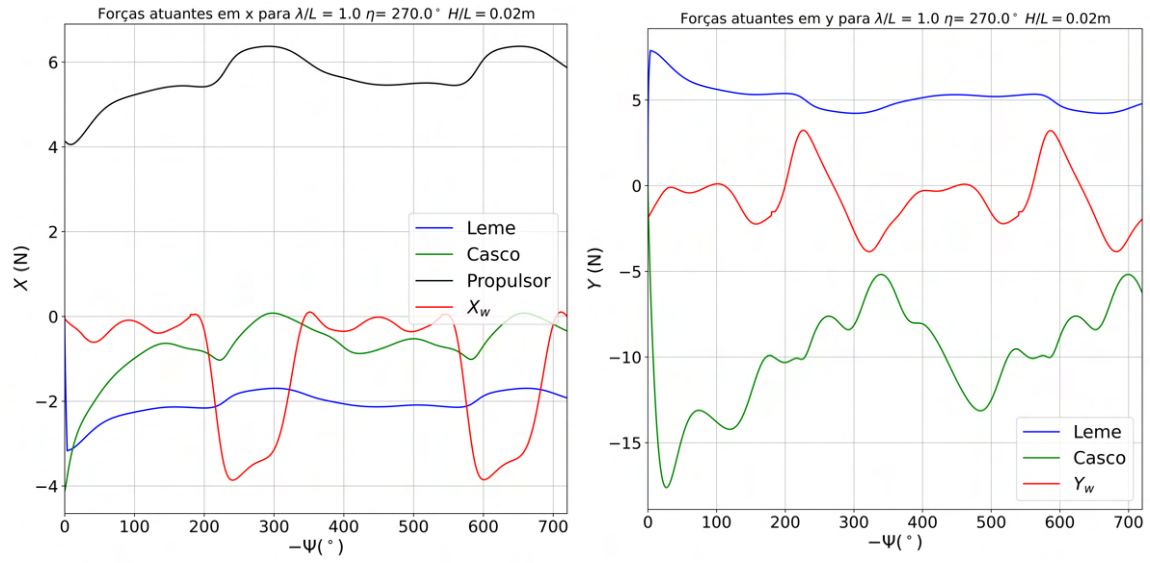


Figura D.48: Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y.

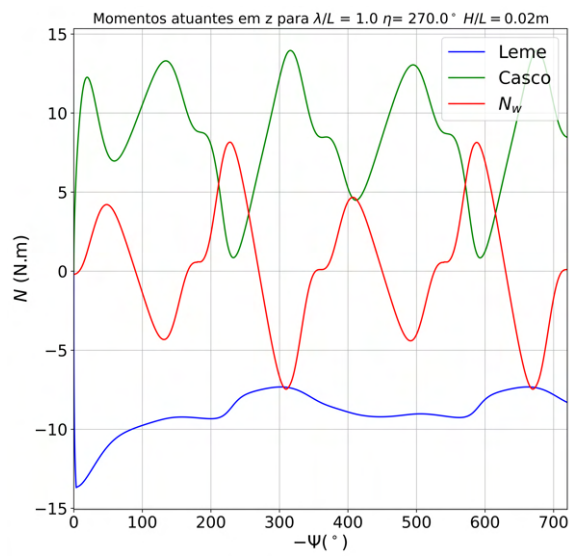


Figura D.49: Momentos atuantes na direção vertical z.

Seguem os resultados de módulo da velocidade e ângulo de deriva.

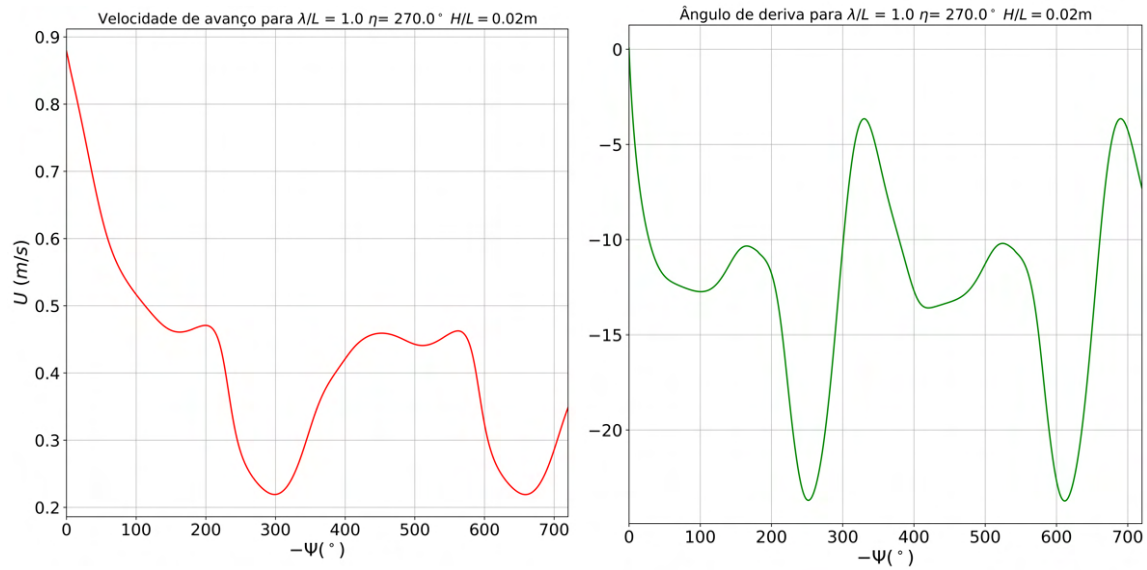


Figura D.50: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do aproamento Ψ

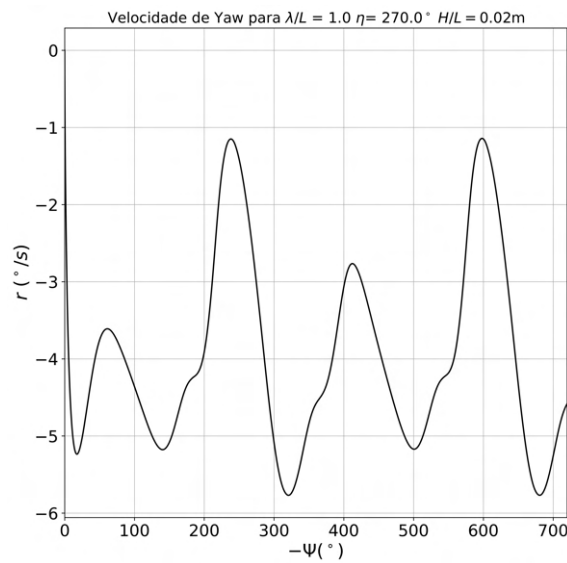


Figura D.51: Velocidade yaw r em função do aproamento Ψ

D.6.2 Comprimento de onda $\lambda/L = 0,7$.

Direção de onda $\eta = 270^\circ$ com guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$)

Pode-se observar a seguir a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando uma simulação de 100s.

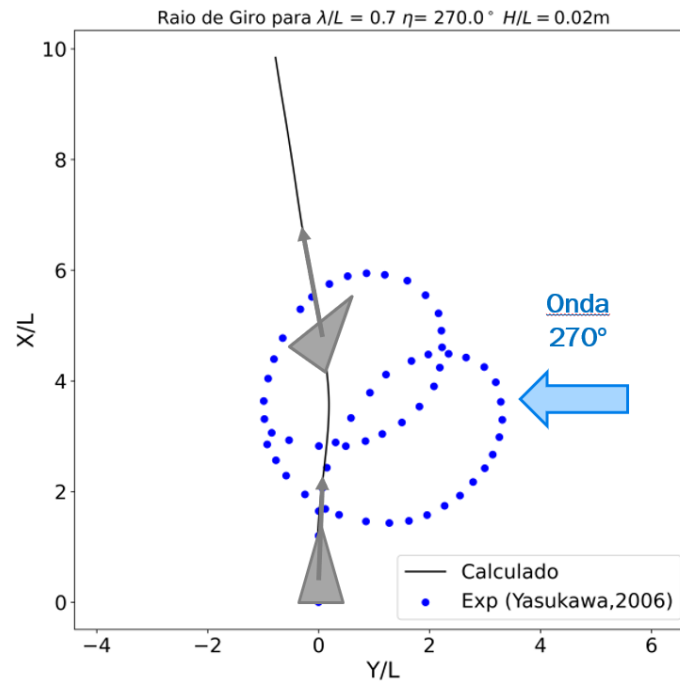


Figura D.52: Curva de giro para $\lambda/L = 0,7$, $\eta = 270^\circ$ com guinada para BE

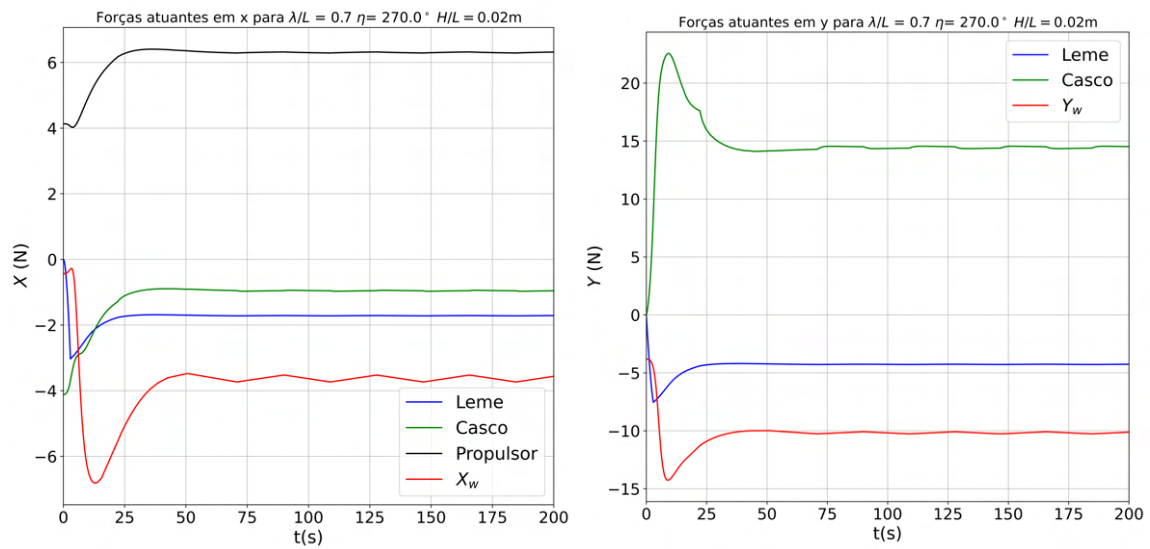


Figura D.53: Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y

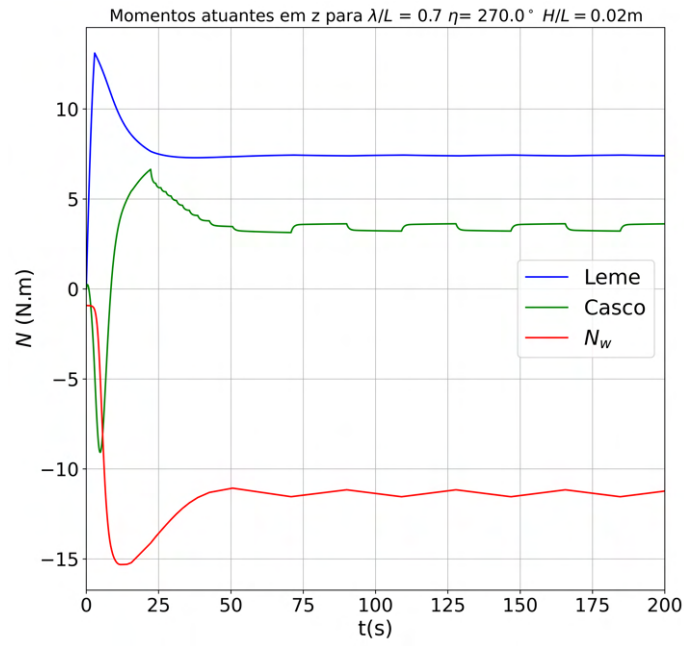


Figura D.54: Momentos atuantes na direção vertical z

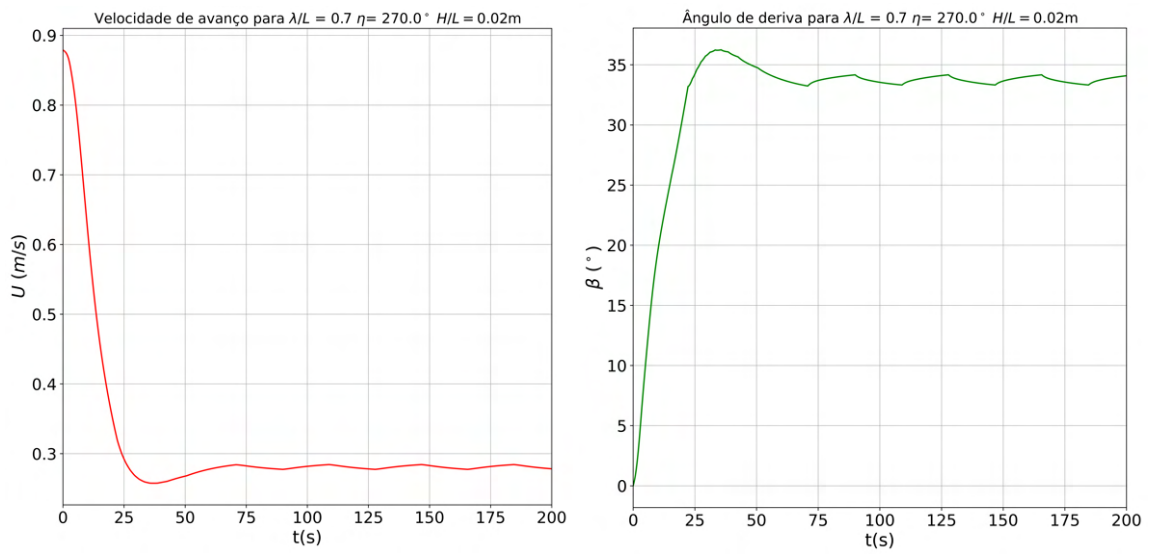


Figura D.55: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do tempo.

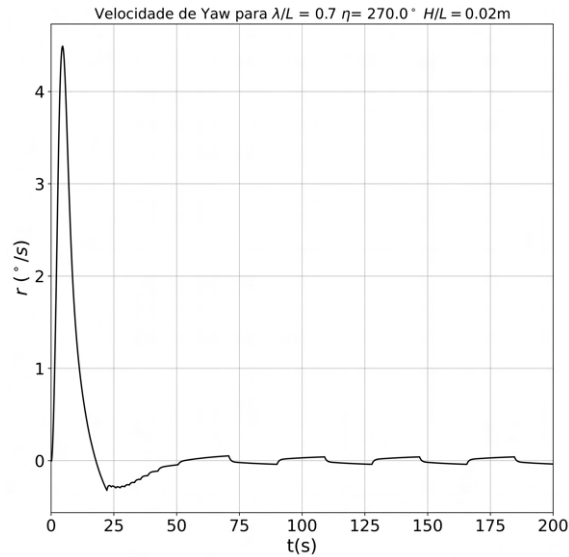


Figura D.56: Velocidade yaw r em função do tempo.

Direção de onda $\eta = 270^\circ$ com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$)

Na figura D.57, pode-se observar a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando o tempo de simulação de 140s.

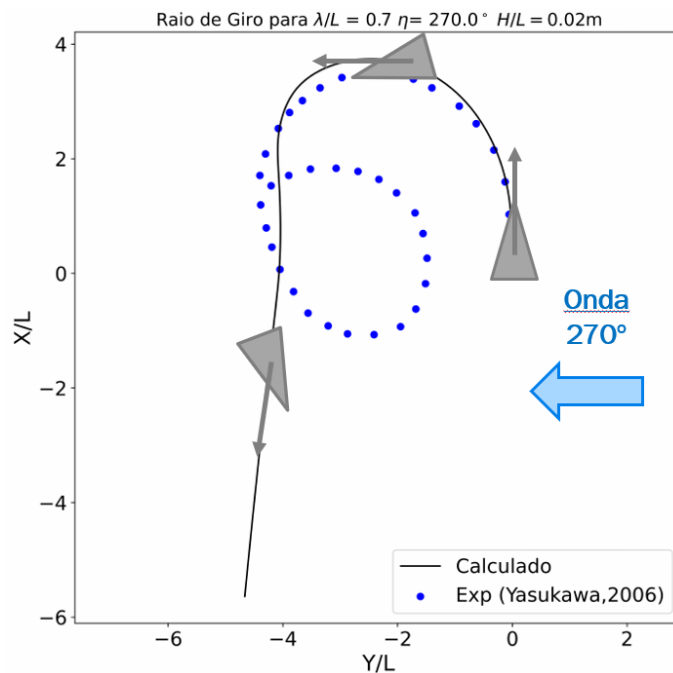


Figura D.57: Curva de giro para $\lambda/L = 0,7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$.

Neste caso o experimental também conclui a curva de giro, o que não ocorreu no modelo matemático. Pode ser constatada uma aderência adequada à trajetória até o momento em que recebe ondas entre os ângulos de 100° a 150° , que são correspondentes às forças de pico.

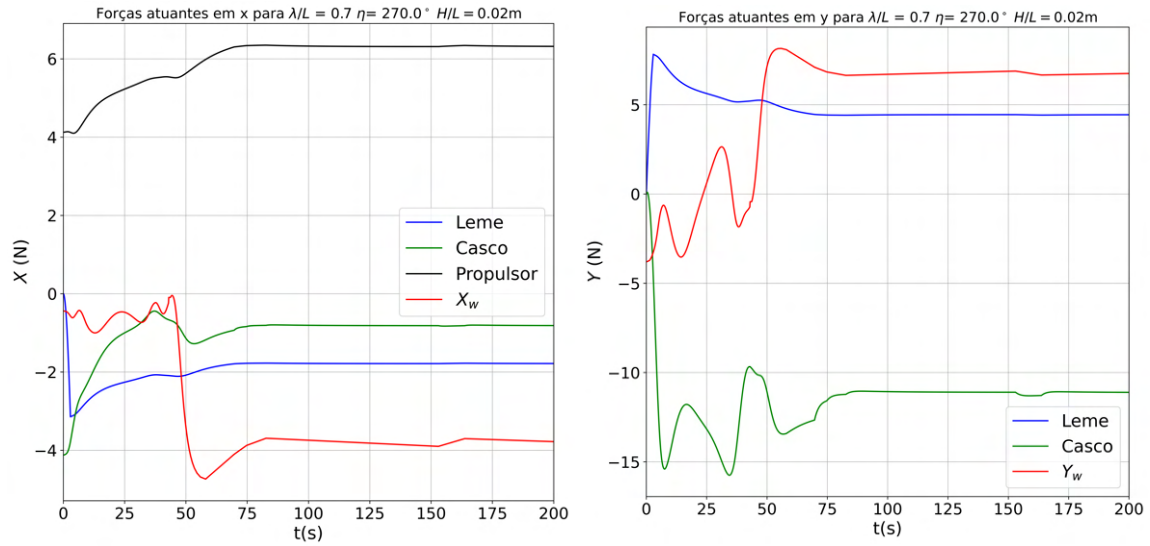


Figura D.58: Forças atuantes para $\lambda/L = 0,7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$.

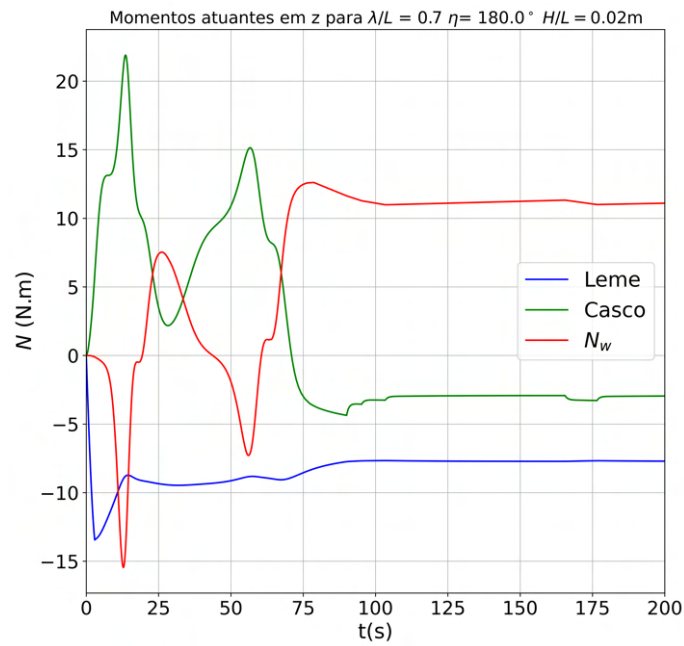


Figura D.59: Momentos atuantes para $\lambda/L = 0,7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$.

Em seguida, são plotados os resultados do módulo da velocidade e ângulo de deriva.

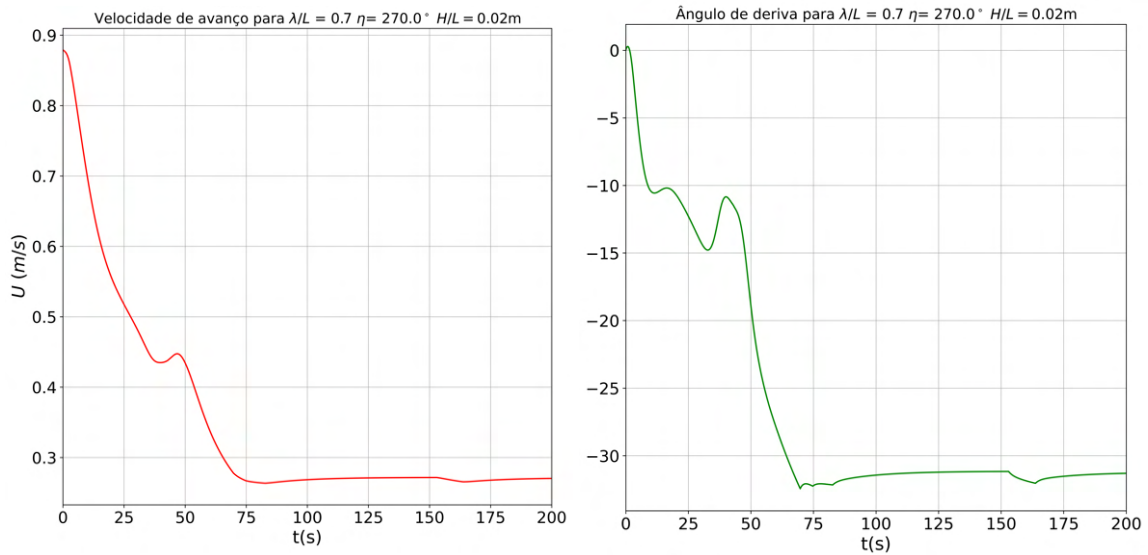


Figura D.60: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β para $\lambda/L = 0,7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$.

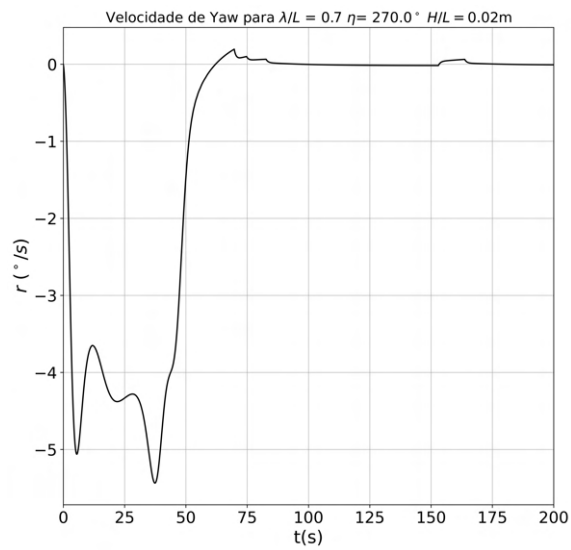


Figura D.61: Velocidade yaw r para $\lambda/L = 0,7$, $\eta = 270^\circ$ com $\delta = -35^\circ$.

D.6.3 Comprimento de onda $\lambda/L = 0,5$.

Direção de onda $\eta = 180^\circ$ com guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$)

Pode-se observar a seguir a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando o tempo de simulação de 140s.

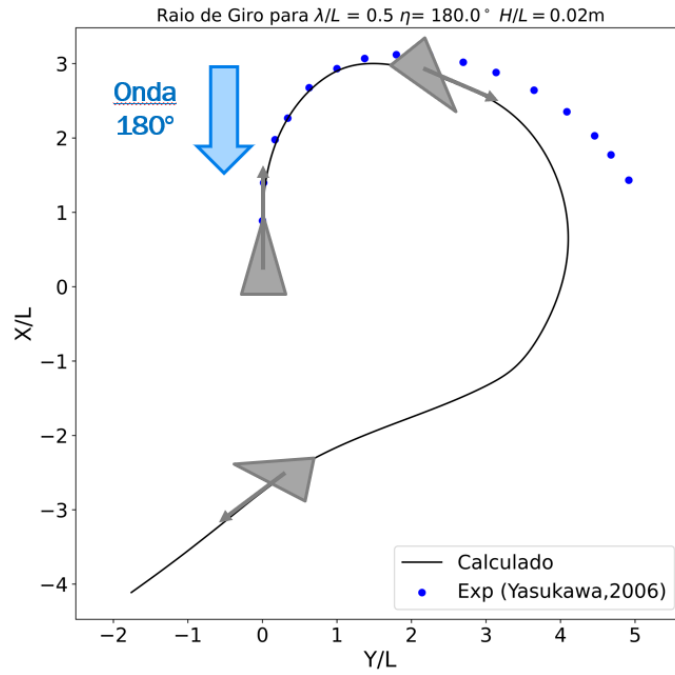


Figura D.62: Curva de giro para $\lambda/L = 0,5$, $\eta = 180^\circ$ com guinada para BE

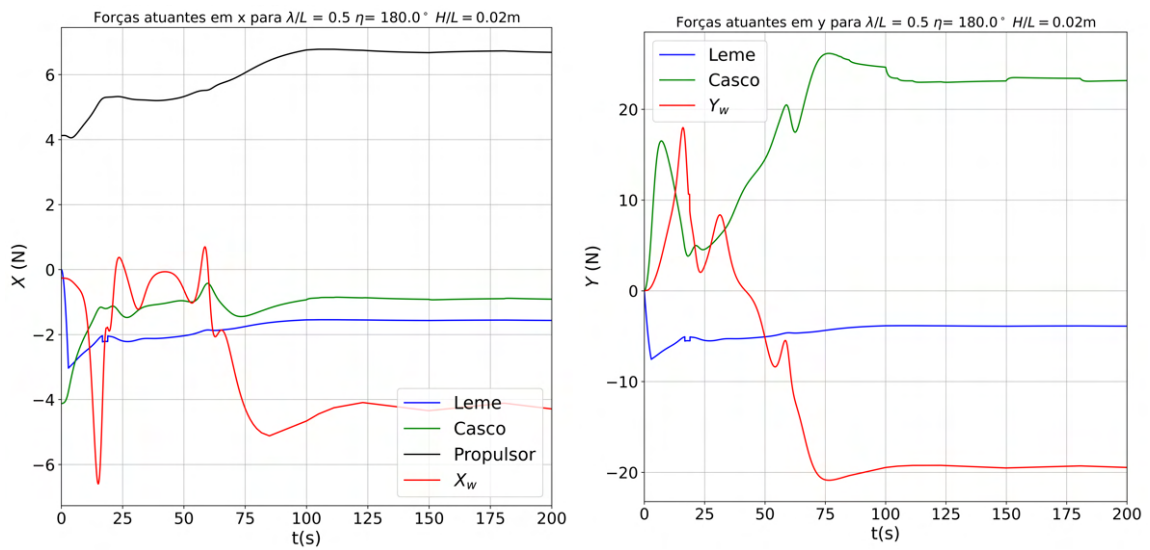


Figura D.63: Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y

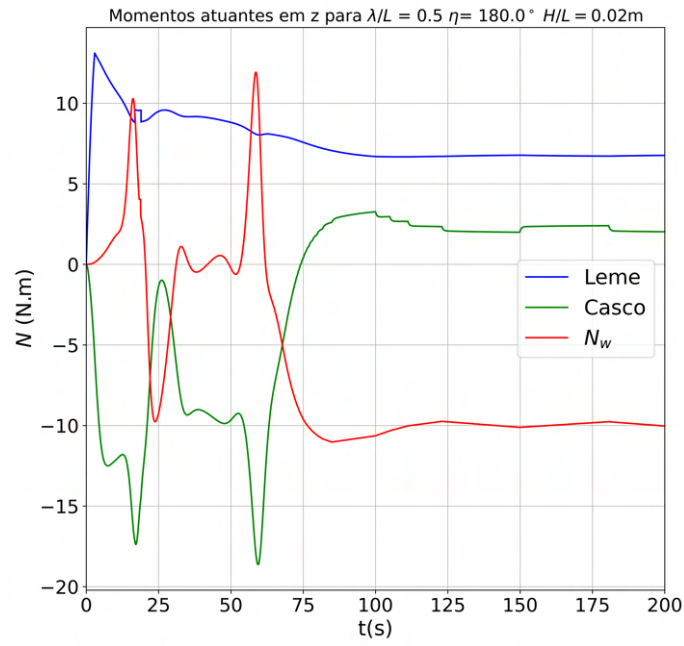


Figura D.64: Momentos atuantes na direção vertical z

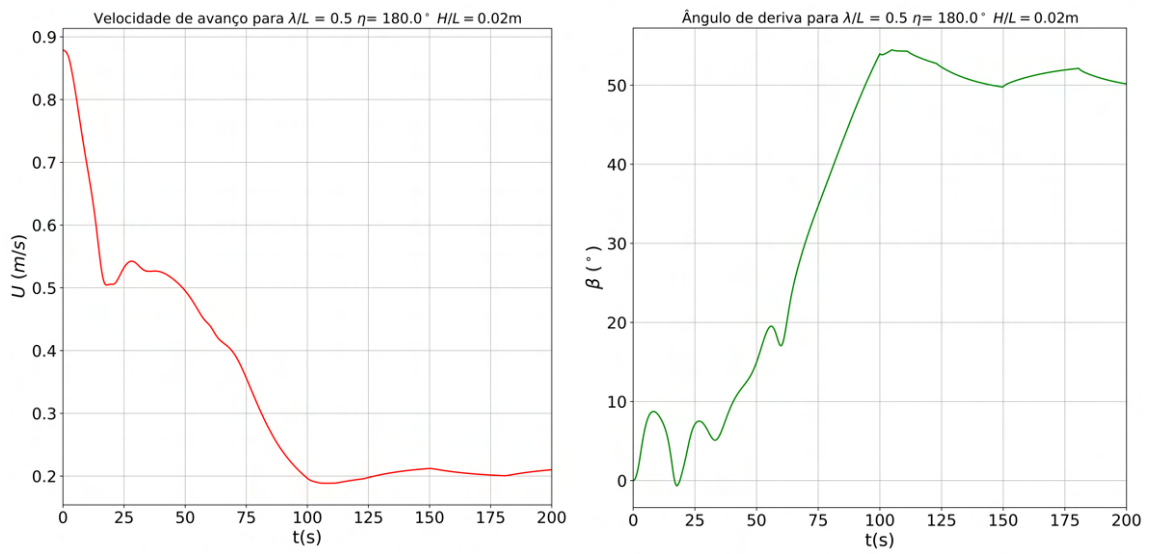


Figura D.65: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do tempo.

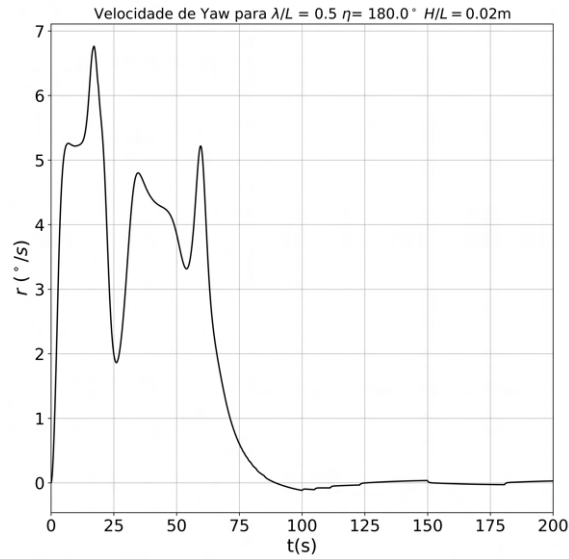


Figura D.66: Velocidade yaw r em função do tempo.

Direção de onda $\eta = 270^\circ$ com guinada para boreste ($\delta = 35^\circ$)

Pode-se observar a seguir a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando o tempo de simulação de 140s.

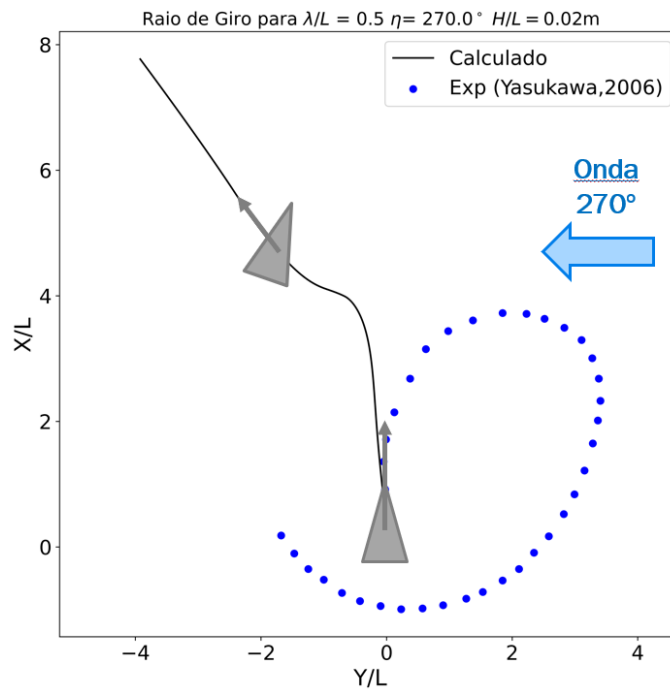


Figura D.67: Curva de giro para $\lambda/L = 0,5$, $\eta = 270^\circ$ com guinada para BE

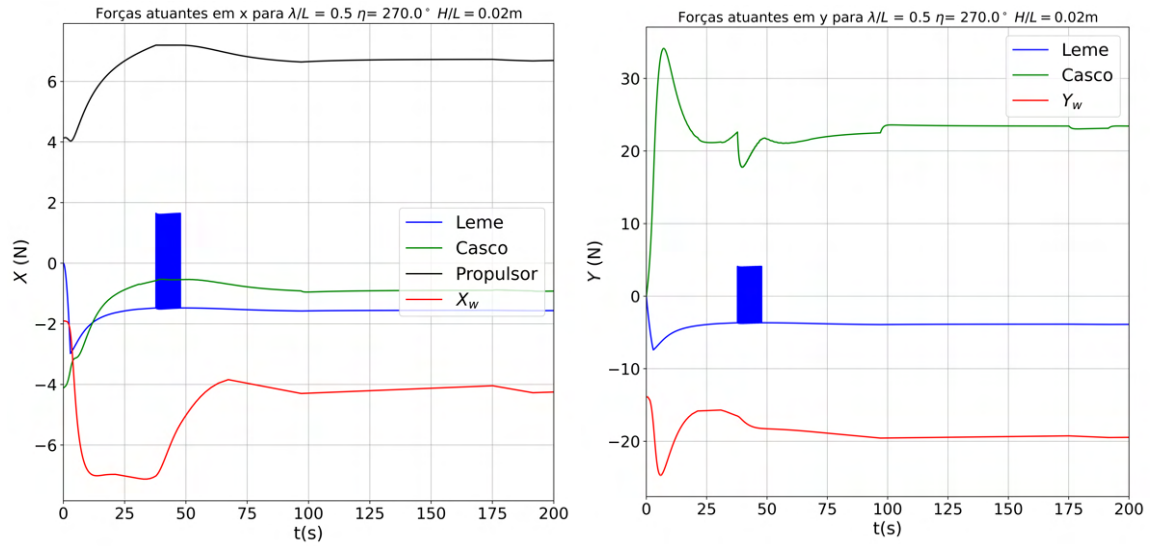


Figura D.68: Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y

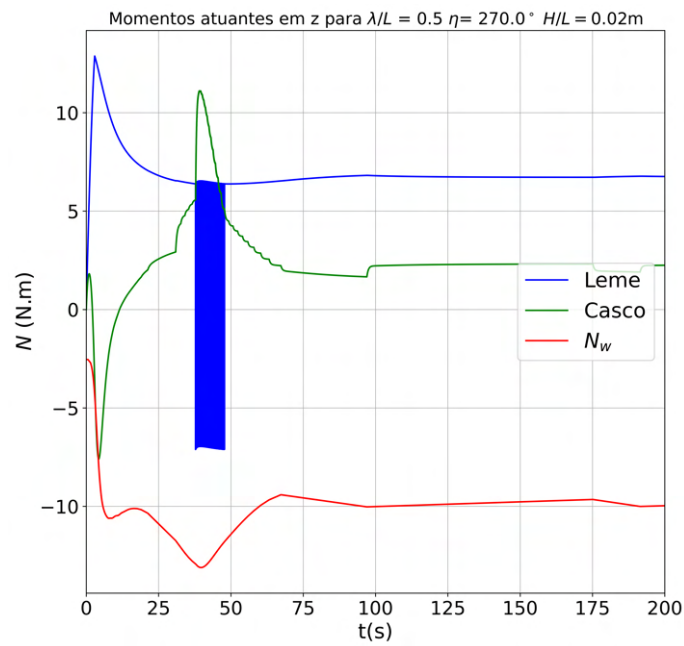


Figura D.69: Momentos atuantes na direção vertical z

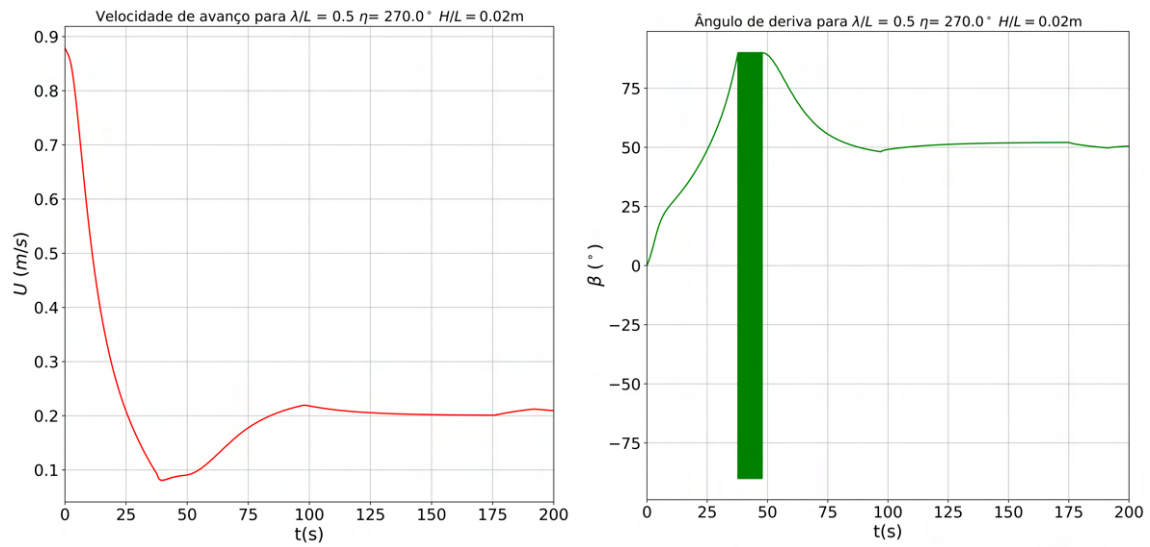


Figura D.70: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do tempo.

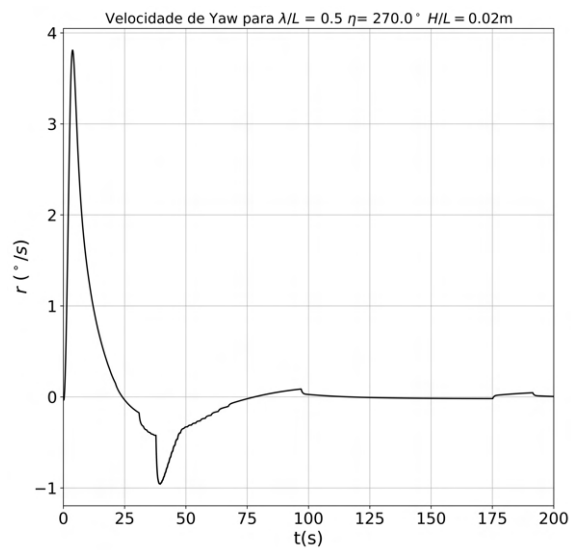


Figura D.71: Velocidade yaw r em função do tempo.

Direção de onda $\eta = 270^\circ$ com guinada para bombordo ($\delta = -35^\circ$)

Pode-se verificar a seguir a trajetória obtida no experimento comparada ao modelo, considerando o tempo de simulação de 140s.

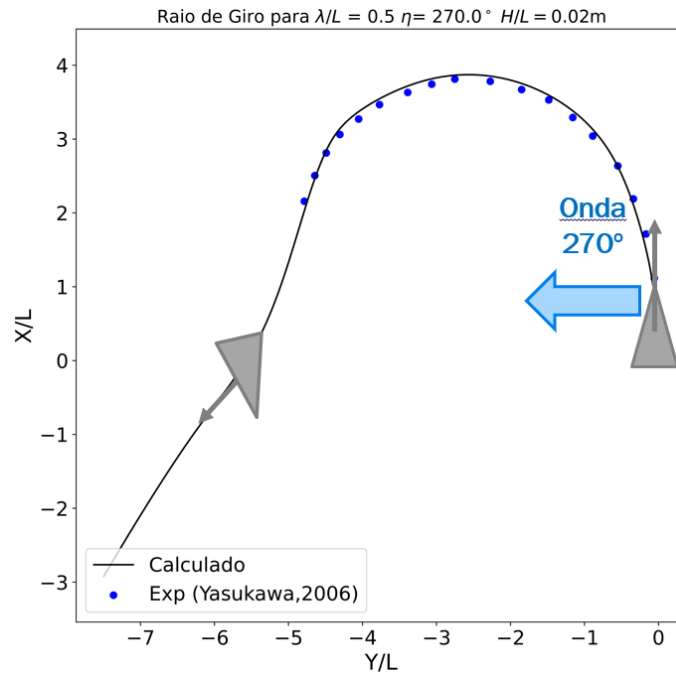


Figura D.72: Curva de giro para $\lambda/L = 0,5$, $\eta = 270^\circ$ com guinada para BB

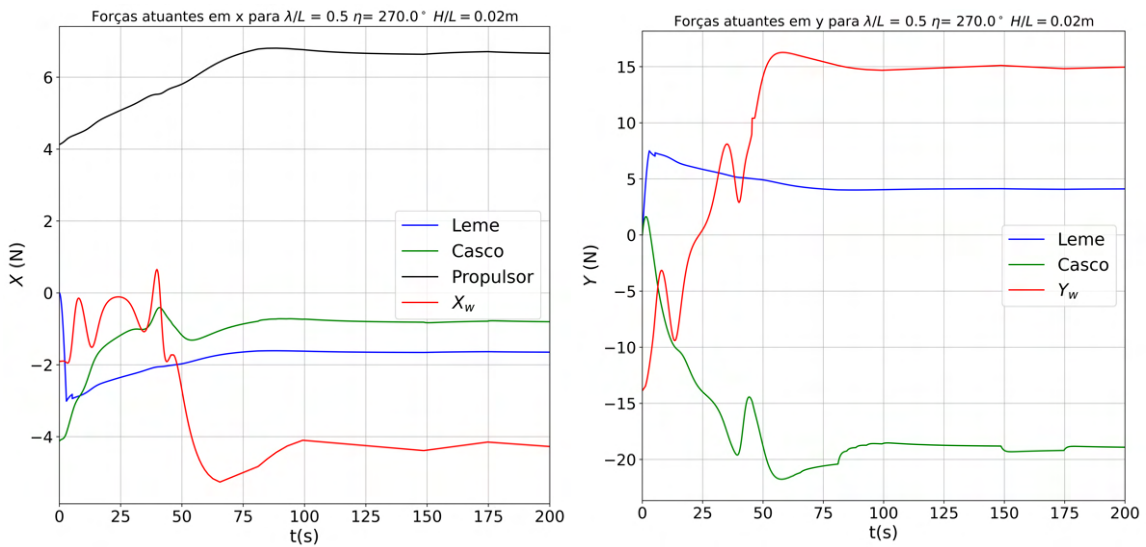


Figura D.73: Forças atuantes na direção longitudinal x e na direção transversal y

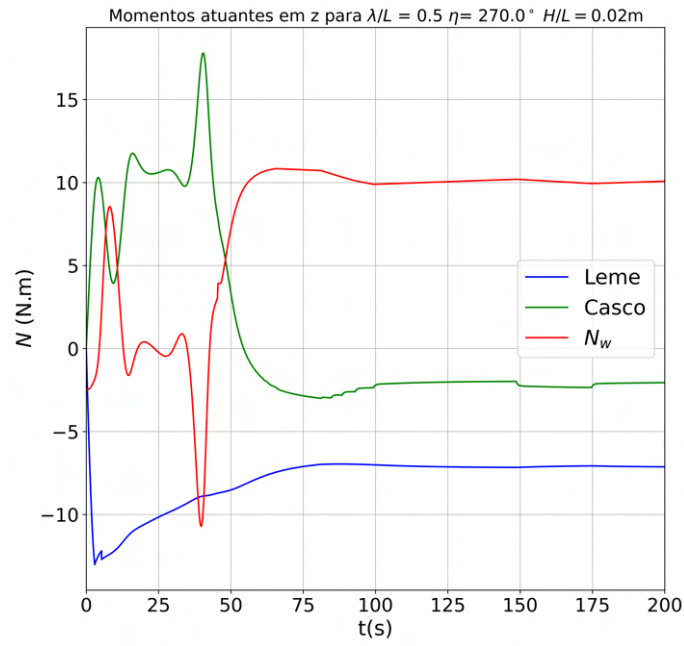


Figura D.74: Momentos atuantes na direção vertical z

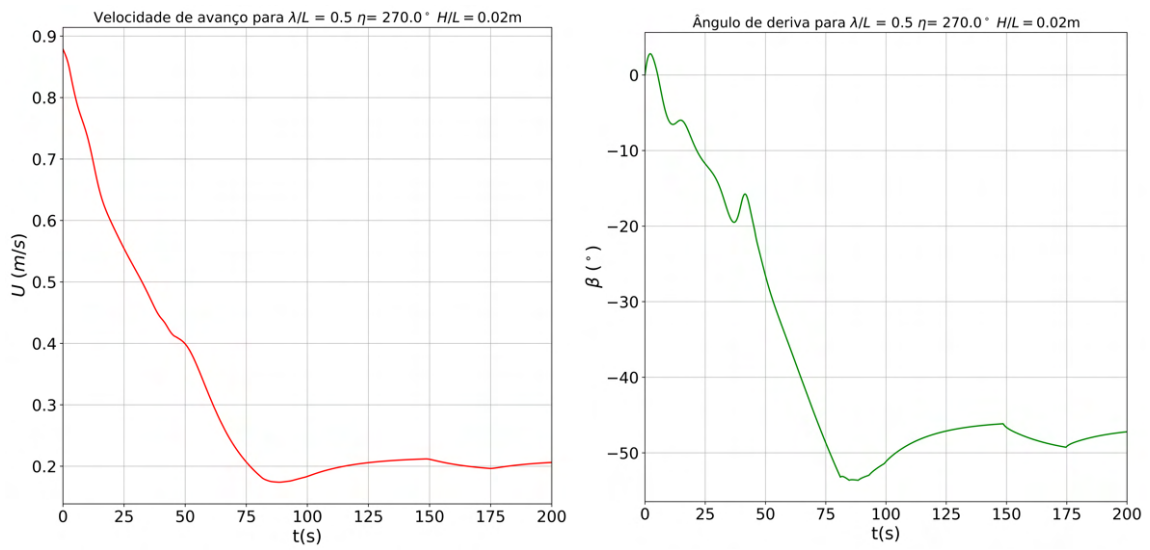


Figura D.75: Módulo da velocidade U e ângulo de deriva β em função do tempo.

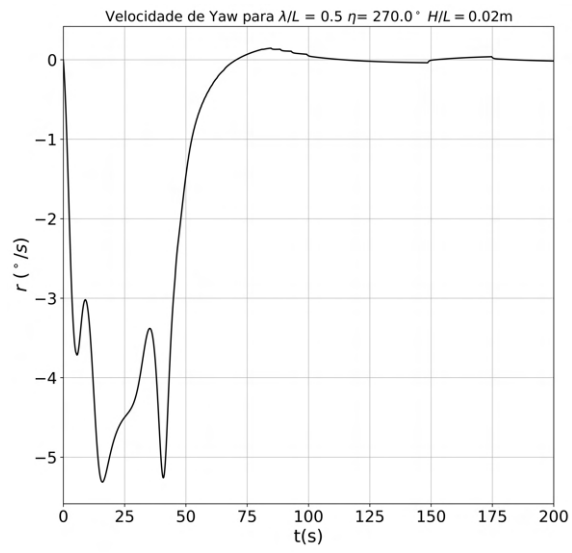


Figura D.76: Velocidade yaw r em função do tempo.

Apêndice E

Programas Desenvolvidos

E.1 Programa do modelo de manobra em ondas

```
# -*- coding: utf-8 -*-
"""
Programa: S175-MMG-seakeeping

Calcula a trajetória de raio de giro em ondas.

Deve-se definir:
- Características das onda: Amplitude/comprimento/direção
- Graus de leme
- Tipo de manobra: raio de giro / zigzag (somente águas calmas)
- Caso de águas calmas: Definir amplitude 0.

#Created on Thu Jul 29 17:00:50 2021

#@author: Rodrigo
"""

import numpy as np
import pandas as pd
import scipy as py
from scipy import interpolate
import matplotlib.pyplot as plt
import warnings
import timeit

start = timeit.default_timer()

stop = timeit.default_timer()

print('Time:_', stop - start)
warnings.filterwarnings("ignore")
```



```

#=====
#=====
#
#   NAVIO: Porta-Container S175 (SR108)
#   Modelo: MMG
#   Referência: Yasukawa, 2006
#
#=====

#Criando as variáveis globais com as características do navio

#-----
#           Características principais (Escala 1/50)
#-----

L= 3.500           # Lpp (m)
Lwl = 3.564       # Comprimento na linha d'água (m)
B= 0.508          # Boca (m)
d= 0.190          # Calado (m)
m= 193.57         # Deslocamento (kgf)
Cb = 0.572        # Coeficiente de bloco

kzz_ = 0.269      #Raio de giração em z adimensionalizado
Izz = m*(kzz_*L)**2 #Momento de inércia em z

kxx_ = 0.338      #Raio de giração em x adimensionalizado
Ixx = m*(kxx_*B)**2 #Momento de inércia em x

#-----
#           Coordenadas do CG
#
#   Referencial fixo no corpo
#   Origem: localizada a meio-navio, na linha de centro e na altura do centro
#   de gravidade.
#   Direção (+): x - avante / y - boreste / z - quilha
#
#-----
xg = -0.051      #n
zg = 0.0         #n

#-----
#           Características Hidrodinâmicas
#

```

#

#Derivada relativa à resistência ao avanço

Xuu = 0.01563

#

#Massa adicionais em x, y e inércia fluida em z

mx_= 0.0044

my_= 0.1299

Jzz_= 0.0077

#

Derivadas em x

Xbb= -0.0711

Xbr= 0.0573

Xrr= 0.0037

#

Derivadas em y

Yb= 0.2137

Yr= 0.0446

Ybbb= 2.008

Ybbr= 0.3942

Ybr= 0.7461

Yrrr= 0.0326

#

Derivadas de momento em z

Nb= 0.0710

Nr= -0.0409

Nbbb= -0.0275

Nbbr= -0.7811

Nbr= -0.0287

Nrrr= -0.0422

#

Movimento de roll

#

#Obs.: o ensaio obtém o coeficiente N10 para expansão

navio-modelo

#

N10 = 0.0082 *#Coeficiente de amortecimento em roll*

GM = 0.0201 *#Altura metacêntrica (m)*

zh_=0.5 *#Altura do centro hidrodinâmico de atuação*

da força lateral.

zh =zh_*d *#Dimensionalização de zh (m)*

Tphi = 2.84 *#Período natural do modelo (s)*

```

#-----
#                               Dados do Leme
#-----

#Coeficientes e adimensionais

#-----
tr= 0.29      #fator de redução de resistência relativa ao leme
ah= 0.237     #fator de incremento de força
xh= -0.48     #pos. long. da força lateral adicional (adimensional)
#-----

eps=0.921     # Razão do Fator de Esteira entre o Propulsor e o Leme.
# eps = (1-w_r)/(1-w_p)
# w_p: fator de esteira do propulsor
# w_r: fator de esteira do leme
#-----

k= 0.631      # Cte experimental para representar u_r

Cl= -8.0      # Constante experimental para esteira

#-----
# Coeficiente de alinhamento do escoamento
# Obs.: Varia se direcionado a boreste ou a bombordo.

gamma_rbb = 0.193 #sentido de v negativo(-)
gamma_rbe = 0.088 #sentido de v negativo(+)
#-----

# Direção efetiva do fluxo do escoamento
x_r = -0.5     # Posição do leme
l_r = -1.0     # Posição efetiva (via experimental)
z_r = 0.7
#-----

# Leme do modelo
Hr = 0.154     # Altura (m)
Br = 0.0843    # Largura/corda (m)
Ar = 0.0130    # Área (m2)
#-----
# =====
# # Leme do navio
# H_r= 7.70 #m
# B_r= 4.215 #m
# A_r= 32.46 #m2
# =====

```

```

#-----
#                               Dados do Propulsor
#-----
Dp = 0.1301           # Diâmetro do propulsor (m)
p= 0.7348            # razão de passo
n_p= 10.05           # rps
w_p0= 0.1684         # fator de esteira em linha reta

lp = -0.45           #Foi estipulado um valor próximo ao do leme.

#Coefficientes do polinomio Kt
J_0= 0.2932
J_1= -0.1971
J_2= -0.0481
t = 0.175            #fator Redução da força propulsora

#-----
#Funções
#-----

#-----
#Sistema de controle do leme
#-----

def controle_leme(delta_meta , delta):

Ddelta_max = 12 #Maxima velocidade de variação do leme (deg/s)

delta_pt = delta_meta - delta

if np.absolute(delta)>= np.absolute(delta_meta):
delta_pt = 0.0
else:
delta_pt = np.sign(delta_pt)*Ddelta_max*np.pi/180.0
return delta_pt

def zig_zag(overshot , psi , delta_meta):
if psi>=overshot*np.pi/180:
delta_zigzag = -overshot*np.pi/180
elif psi<=-overshot*np.pi/180:
delta_zigzag = +overshot*np.pi/180
else:
delta_zigzag = delta_meta

```

```

return delta_zigzag

#-----
#Função de carregamento do banco de dados gerado pelo PDStrip
#-----
def Import_F2ordem(filename):

    #Dimensões utilizadas como INPUT no PDSTRIP
    L = 175.0
    B = 25.4
    d = 9.5
    rho = 1.028
    g = 9.81
    adm = g*B**2/L

    with open(filename, 'r') as g:
        # setting flag and index to 0
        content_list = g.readlines()

        flag = 0
        index = 0
        string1 = 'wave_length'
        string2 = 'Longitudinal_and_transverse_drift_force'
        string3 = 'Yaw_drift_moment'
        string4 = 'speed'
        indexes = []
        indexes2 = []
        indexes3 = []
        data_F2rd = {'lambd':[], 'ang':[], 'veloc':[], 'omg_e': [],
                    'Fxi':[], 'Feta':[], 'Mzeta':[]}
        # Loop no documento linha por linha
        for line in content_list:

            # Checando se o string estabelecido está na linha...
            if string1 in line:
                flag = 1
                indexes.append(index)
                wave = content_list[index]

                wave_list = wave.split('length')
                wv_list2 = wave_list[1].split()
                wv_length = wv_list2[0]
                wv_length = np.float(wv_length)

```

```

#wv_length = 2.0*np.pi*9.81/(wv_freq**2)
wv_angle = wv_list2[len(wv_list2)-1]
wv_angle = np.float(wv_angle)

wave_list3 = wave.split('frequ.')
wave_enc = wave_list3[1].split()
omg_e = wave_enc[0]

data_F2rd['lambd'].append(wv_length)
data_F2rd['ang'].append(wv_angle)
data_F2rd['omg_e'].append(omg_e)

if string2 in line:

indexes2.append(index)
forces = content_list[index]

Fxi_Feta = forces.split('squared')
Fxi_Feta = Fxi_Feta[1].split()

Fxi = Fxi_Feta[0]
Fxi = np.float(Fxi)/adm

Feta = Fxi_Feta[1]
Feta = np.float(Feta)/adm

data_F2rd['Fxi'].append(Fxi)
data_F2rd['Feta'].append(Feta)

if string3 in line:

indexes2.append(index)
moment = content_list[index]

Mtext = moment.split('squared')
Mzeta = Mtext[1]
Mzeta = Mzeta.rstrip('\n')
Mzeta = Mzeta.rstrip()
Mzeta = Mzeta.lstrip()
Mzeta = np.float(Mzeta)/(adm*L)
data_F2rd['Mzeta'].append(Mzeta)

if string4 in line:
indexes3.append(index)
veloc_data = content_list[index]

```

```

vel_text = veloc_data.split()
veloc = vel_text[1]
veloc = np.float(veloc)
data_F2rd['veloc'].append(veloc)

#O termo index identifica a linha dentro do arquivo a qual corres-
#ponde a variável de interesse
index += 1

df_F2rd = pd.DataFrame.from_dict(data_F2rd)

df_F2rd = df_F2rd.sort_values(by=['veloc', 'ang'])

#Utilizado em caso de erro de inputs - mais do que os limites.
#df_F2rd[df_F2rd.ang == '90.0'].drop_duplicates()

return df_F2rd

#-----
# RODADA ADICIONAL
#Obs.: Caso haja necessidade de rodadas adicionais, com mais ângulos e veloci-
#dades, esta função adiciona e organiza no banco de dados já formado.
#-----

def Add2ordem(filename, database):
#Dimensões utilizadas como INPUT no PDSTRIP
L = 175.0
B = 25.4
d = 9.5
rho = 1.028
g = 9.81
adm = g*B**2/L
with open(filename, 'r') as g:
# setting flag and index to 0
content_list = g.readlines()

flag = 0
index = 0
string1 = 'wave_length'
string2 = 'Longitudinal_and_transverse_drift_force'
string3 = 'Yaw_drift_moment'
string4 = 'speed'
indexes = []
indexes2 = []

```

```

indexes3 = []
data_F2rd = {'lambd':[], 'ang':[], 'veloc':[], 'omg_e': [],
'Fxi':[], 'Feta':[], 'Mzeta':[]}

for line in content_list:

# Checando se o string está presente na linha ou não.
if string1 in line:
    flag = 1
    indexes.append(index)
    wave = content_list[index]

    wave_list = wave.split('length')
    wv_list2 = wave_list[1].split()
    wv_length = wv_list2[0]
    wv_length = np.float(wv_length)
    wv_angle = wv_list2[len(wv_list2)-1]
    wv_angle = np.float(wv_angle)

    wave_list3 = wave.split('frequ.')
    wave_enc = wave_list3[1].split()
    omg_e = wave_enc[0]

    data_F2rd['lambd'].append(wv_length)
    data_F2rd['ang'].append(wv_angle)
    data_F2rd['omg_e'].append(omg_e)

if string2 in line:

    indexes2.append(index)
    forces = content_list[index]

    Fxi_Feta = forces.split('squared')
    Fxi_Feta = Fxi_Feta[1].split()

    Fxi = Fxi_Feta[0]
    Fxi = np.float(Fxi)/adm

    Feta = Fxi_Feta[1]
    Feta = np.float(Feta)/adm

    data_F2rd['Fxi'].append(Fxi)
    data_F2rd['Feta'].append(Feta)

if string3 in line:

```



```

indexes2.append(index)
moment = content_list[index]

Mtext = moment.split('squared')
Mzeta = Mtext[1]
Mzeta = Mzeta.rstrip('\n')
Mzeta = Mzeta.rstrip()
Mzeta = Mzeta.lstrip()
Mzeta = np.float(Mzeta)/(adm*L)
data_F2rd['Mzeta'].append(Mzeta)

if string4 in line:
indexes3.append(index)
veloc_data = content_list[index]

vel_text = veloc_data.split()
veloc = vel_text[1]
veloc = np.float(veloc)
data_F2rd['veloc'].append(veloc)

#O termo index identifica a linha dentro do arquivo a qual corres-
#ponde a variável de interesse
index += 1

#break
df_F2rd = pd.DataFrame.from_dict(data_F2rd)
df_F2rd = database.append(df_F2rd, ignore_index=True, sort=False)
df_F2rd = df_F2rd.sort_values(by=['veloc', 'ang'])

return df_F2rd

#-----
# Funções de interpolacao
#-----

#Descrição: Optar pelo tipo de interpolação (cúbica ou linear)

def FuncoesInterpoladoras(df_F2rd, Comprimento_onda):

#Formação de um database na forma vetorial
veloc_database = df_F2rd[df_F2rd['lambd']]
==Comprimento_onda['veloc'].to_numpy()
ang_database = df_F2rd[df_F2rd['lambd']]

```

```
==Comprimento_onda][ 'ang' ].to_numpy()
```

```
#Outputs do polinomio interpolador
```

```
Fxi_database = df_F2rd[df_F2rd['lambd']  
==Comprimento_onda][ 'Fxi' ].to_numpy()  
Feta_database = df_F2rd[df_F2rd['lambd']  
==Comprimento_onda][ 'Feta' ].to_numpy()  
Mzeta_database = df_F2rd[df_F2rd['lambd']  
==Comprimento_onda][ 'Mzeta' ].to_numpy()
```

```
#Formacao dos polinomios interpolados – metodo por grid
```

```
veloc_database = np.reshape(veloc_database , (27,120))  
ang_database = np.reshape(ang_database , (27,120))
```

```
veloc_vetor = veloc_database[0:27,0]  
ang_vetor = ang_database[0,0:120]
```

```
Fxi_database = np.reshape(Fxi_database , (27,120))  
Feta_database = np.reshape(Feta_database , (27,120))  
Mzeta_database = np.reshape(Mzeta_database , (27,120))
```

```
f_Fxi = py.interpolate.interp2d(veloc_vetor , ang_vetor ,  
np.transpose(Fxi_database),  
kind='cubic')  
f_Feta = py.interpolate.interp2d(veloc_vetor , ang_vetor ,  
np.transpose(Feta_database),  
kind='cubic')  
f_Mzeta = py.interpolate.interp2d(veloc_vetor , ang_vetor ,  
np.transpose(Mzeta_database),  
kind='cubic')
```

```
return f_Fxi , f_Feta , f_Mzeta
```

```
#
```

```
#
```

Função: Valor mais próximo

```
#
```

```
# Essa é uma outra função de atualização das forças de segunda ordem, buscando  
# os valores mais próximos do valores de aproamento e velocidade no banco
```

```

# de dados.

def ValorProximo(given_value , a_list):
    absolute_difference_function = lambda list_value : abs(list_value -
given_value)
    closest_value = min(a_list , key=absolute_difference_function)

#Nessa condicional é necessário verificar os limites da interpolação,
#compatibilizando o último valor com o primeiro. No PDStrip os ângulos
#variam de -90.0 a 269.0. Logo,

if closest_value ==270.0:
    closest_value = -90.0

return closest_value

#-----
#                               Função: Lista de ângulos e velocidades
#-----
def ListSpeedAngle(database):
    #Forma listas de velocidades e ângulos utilizados no PDStrip.
    # Podem ser usados para interpolação ou busca do valor mais próximo.
    # Os objetos de saída são 2 listas (velocidade e ângulo).

    angle_list = database['ang'].drop_duplicates()
    angle_list.sort_values()
    angle_list = angle_list.values.tolist()
    angle_list.append(270.0)

    speed_list = database['veloc'].drop_duplicates()
    speed_list.sort_values()
    speed_list = speed_list.values.tolist()

    return speed_list , angle_list

#-----
#NORMALIZACAO DE ANGULOS
#-----
#Fonte: https://gist.github.com/phn/1111712
#                               /35e8883de01916f64f7f97da9434622000ac0390

#Comentários:
# Função para normalizar o rumo do navio entre 0 e 360.

```

```
def normalize(num, lower=0.0, upper=360.0, b=False):
    """Normalize number to range [lower, upper) or [lower, upper].
```

Parameters

num : float

The number to be normalized.

lower : float

Lower limit of range. Default is 0.0.

upper : float

Upper limit of range. Default is 360.0.

b : bool

Type of normalization. See notes.

Returns

n : float

A number in the range [lower, upper) or [lower, upper].

Raises

ValueError

If *lower* >= *upper*.

Notes

If the keyword 'b == False', the default, then the normalization is done in the following way. Consider the numbers to be arranged in a circle, with the lower and upper marks sitting on top of each other. Moving past one limit, takes the number into the beginning of the other end. For example, if range is [0 - 360), then 361 becomes 1. Negative numbers move from higher to lower numbers. So, -1 normalized to [0 - 360) becomes 359.

If the keyword 'b == True' then the given number is considered to "bounce" between the two limits. So, -91 normalized to [-90, 90], becomes -89, instead of 89. In this case the range is [lower, upper]. This code is based on the function 'fmt_delta' of 'TPM'. Range must be symmetric about 0 or lower == 0.

Examples

```
>>> normalize(-270, -180, 180)
90
>>> import math
>>> math.degrees(normalize(-2*math.pi, -math.pi, math.pi))
0.0
>>> normalize(181, -180, 180)
-179
>>> normalize(-180, 0, 360)
180
```

```

>>> normalize(36,0,24)
12
>>> normalize(368.5,-180,180)
8.5
>>> normalize(-100, -90, 90, b=True)
-80.0
>>> normalize(100, -90, 90, b=True)
80.0
>>> normalize(181, -90, 90, b=True)
-1.0
>>> normalize(270, -90, 90, b=True)
-90.0
"""
from math import floor, ceil
# abs(num + upper) and abs(num - lower) are needed, instead of
# abs(num), since the lower and upper limits need not be 0. We need
# to add half size of the range, so that the final result is lower +
# <value> or upper - <value>, respectively.
res = num
if not b:
if lower >= upper:
raise ValueError("Invalid lower and upper limits: (%s, %s)" %
(lower, upper))

res = num
if num > upper or num == lower:
num = lower + abs(num + upper) % (abs(lower) + abs(upper))
if num < lower or num == upper:
num = upper - abs(num - lower) % (abs(lower) + abs(upper))

res = lower if res == upper else num
else:
total_length = abs(lower) + abs(upper)
if num < -total_length:
num += ceil(num / (-2 * total_length)) * 2 * total_length
if num > total_length:
num -= floor(num / (2 * total_length)) * 2 * total_length
if num > upper:
num = total_length - num
if num < lower:
num = -total_length - num

res = num * 1.0

return res

#=====

```

```

#=====
#                               Avanço no tempo
#=====
#=====

q_GL = 3 #Definido 3 grau de liberdade
tipo_de_manobra = input('raio_de_giro(0)_ou_zigzag(1)?')

#-----
#Constantes
#-----
pho = 1028.0 #massa específica da água doce (kg/m3)
g = 9.8065 #gravidade (m/s2)

#-----
#Condições iniciais
#-----
phi = 0.0 #Ângulo de roll
phi_pt = 0.0 #Velocidade angular de roll
v = 0.0 #Velocidade no eixo y solidário ao corpo
r = 0.0 #Velocidade angular em z
psi = 0.0 #Aproamento
Fn = 0.15 #Froude de aproximação
u = Fn*np.sqrt(g*L) #Velocidade de aproximação (x solidário ao corpo)
delta = 0.0 #angulo de leme na condição inicial

#-----
#Ângulo do leme
#-----
if tipo_de_manobra=="0":
delta_meta = np.float(input('Angulo_de_leme?'))
delta_meta = np.pi*float(delta_meta)/180.0
elif tipo_de_manobra == "1":
overshot = input('Ângulo_de_overshot?')
overshot = np.float(overshot)
delta_meta = overshoot*np.pi/180
else:
print("Digite 0 ou 1 no tipo de manobra!")
exit()

#-----
#Declaração do Vetor de atualização no passo de tempo
#-----
x = np.asarray([u,v,r, phi_pt, 0.0, 0.0, psi, phi, delta],dtype=float)

```

```

#-----
# Declaração de listas de armazenamentos de resultados
#-----

rumo_navio_saida = []

#-----
#Lista para armazenar as forças atuantes

#Casco
Xh_saida = []
Yh_saida = []
Nh_saida = []

#Propulsao
Xp_saida = []

#Leme
XR_saida = []
YR_saida = []
NR_saida = []

#-----
#Declaração do database das alterações de forças de 2 ordem
df_saidas_F2 = { 'tempo':[], 'psi':[], 'velocidade':[], 'ang':[],
'Fxi':[], 'Feta':[], 'Mzeta':[] }

#Declaração das forças de segunda ordem

Fxi = 0.0
Feta = 0.0
Mzeta = 0.0

#-----
# Dados relacionados à onda
#-----
#Input:
Escala = 50.0

Altura_onda = input( 'Amplitude_da_onda? ')
Comprimento_onda = input( 'Comprimento_de_onda?_210.0/175.0/122.5/87.5? ')
Comprimento_onda = float( Comprimento_onda)
Direcao_onda = input( 'Direção_da_onda?_180.0_ou_270.0? ')
Direcao_onda = float( Direcao_onda)

#Escalando

```

Altura_onda = Altura_onda/Escala

```
#-----  
#Formação do Database e das funções interpoladoras  
#-----  
  
#Obs.: O arquivo de texto utilizado na importação corresponde ao  
#      pdstrip.out, devendo ser modificado para .dat  
  
df_F2rd = Import_F2ordem( """C:/Users/Rodrigo/Documents/Biblioteca engenharia  
/Bibliografia Dissertação/Dissertação/programa  
/PDStrip_processamento/PDstrip_processing  
/pdstripout_49.dat """)  
  
#Obs.: Ativar essa função abaixo caso sejam feitas rodadas adicionais  
#      no PDStrip.  
  
#Banco de dados adicional  
df_F2rd = Add2ordem( """C:/Users/Rodrigo/Documents/Biblioteca engenharia/  
Bibliografia Dissertação/Dissertação/programa/  
PDStrip_processamento/PDstrip_processing  
/pdstripout_ad.dat """, df_F2rd)  
  
#Geração das funções interpoladoras  
  
f_Fxi , f_Feta , f_Mzeta = FuncoesInterpoladoras(df_F2rd , Comprimento_onda)  
  
#-----  
#Lista de velocidades e ângulos de incidência  
#-----  
speed_list , angle_list = ListSpeedAngle(df_F2rd)  
  
#-----  
#  
#  
#-----  
#  
#-----  
#  
#-----  
#Definição das iterações  
#-----  
  
h = 0.001 #Passo de tempo  
t_f = 300.0 #Tempo de encerramento(s)  
N_iteracoes = np.round(t_f/h)
```



```

#Número de passos de tempo
x_saida = np.zeros([int(N_iteracoes),len(x)+2])
#Declaração das saídas
xptsaida= np.zeros([int(N_iteracoes),5])

#Variáveis lógicas para calcular avanço e transferência
check_1=1
check_2=2

#Variáveis lógicas para atualizar o psi a cada 0.5 graus
check_3 = 1
rumo_ultima_iteracao = 0.0 #Corresponde ao rumo inicial na primeira iteração
# sendo atualizado a cada atualização das forças
# de segunda ordem.

#-----
#Início do loop de avanço no tempo
#-----

for i in range(int(N_iteracoes)):
tempo = (i)*h

#Atribuição das saídas a cada variável
u = x[0]
v = x[1]
r = x[2]
phi_pt = x[3] if q_GL == '4' else 0.0
psi = x[6]
phi = x[7] if q_GL == '4' else 0.0
delta = x[8]

#Velocidade de avanço instantânea
U = np.sqrt(u**2+v**2)

# Avanco e transferencia a 90 graus

if np.round(abs(psi)*180/np.pi) >= 90 and check_1 == 1:
transf = np.absolute(x[5])/L
transf = np.round(transf, 2)
avanco = np.absolute(x[4])/L
avanco= np.round(avanco, 2)
check_1 = 0

if np.round(abs(psi)*180/np.pi) >= 180 and check_2 == 2:
tatico = np.absolute(x[5])/L
tatico = np.round(tatico, 2)

```

```

check_2 = 0

rumo_navio = psi*180/np.pi
rumo_navio = normalize(rumo_navio, lower=0.0, upper=360.0, b=False)
rumo_navio_saida.append(rumo_navio)
#=====
#MODULO CASCO
#=====

#Forças dimensionalizadas
r_ = r*L/U
beta = np.arctan2(-v,u) #ângulo de deriva

Xh_ = Xbb*beta**2+Xbr*beta*r_+Xrr*r_**2

Yh_ = (Yb*beta + Yr*r_ + Ybb*beta**3+Ybbr*beta**2*r_+
Ybrr*beta*r_**2+Yrrr*r_**3 )

Nh_ = (Nb*beta + Nr*r_ + Nbb*beta**3+ Nbbr*beta**2*r_ +
Nbr*beta*r_**2+Nrrr*r_**3)
#-----
#Resistência ao avanço
R_u = 0.5*pho*L*d*u**2*Xuu
#-----
#Dimensionalizando as massas adicionais
#Obs.: Prime II atualiza com a velocidade instantânea
mx = mx_*0.5*pho*L**2*d
my = my_*0.5*pho*L**2*d
Jzz = Jzz_*0.5*pho*L**4*d

Jxx = (Tphi**2*GM*m*g-4*np.pi**2*Ixx)/(4*np.pi**2)
B44 = 2/np.pi*N10*(Tphi/np.pi)**2*m*GM*g
#-----
#Dimensionalizando as forças

Xh = 0.5*pho*L*d*U**2*Xh_-R_u
Yh = 0.5*pho*L*d*U**2*Yh_
Nh = 0.5*pho*L**2*d*U**2*Nh_
Kh = -m*g*GM*np.sin(phi)-B44*phi_pt*np.absolute(phi_pt)-zh*Yh
#-----

#=====
#MODULO PROPULSOR
#=====

```

```

#Forças do propulsor

beta_p = beta - l_p*r_    #ângulo de incidência no propulsor
w_p = w_p0*np.exp(C1*beta_p**2)    #Fator de esteira efetivo

Jp = u*(1-w_p)/(n_p*Dp)
Kt = J_2*Jp**2+J_1*Jp+J_0

T = pho*n_p**2*Dp**4*Kt
Xp = (1-t)*T

#=====
#MODULO LEME
#=====

#-----
#Coeficiente de endireitamento e ângulo hidrodinâmico de incidência

#Obs.: A direção de rotação do propulsor, provoca uma assimetria no
#escoamento incidente no leme de acordo com o bordo de guinada.

if v<=0:
gamma_r = gamma_rbb
elif v>0:
gamma_r = gamma_rbe

beta_r=beta-l_r*r_ #Ângulo de incidência no leme
#-----
#Velocidade do escoamento incidente no leme
eta = Dp/Hr
u_r = eps*u*(1-w_p)*np.sqrt(eta*(1+k*(np.sqrt(1+
(8*Kt)/(np.pi*Jp**2))-1))**2+(1-eta))
v_r = -U*gamma_r*beta_r
U_r = np.sqrt(u_r**2+v_r**2)

#-----
alpha_r = delta-np.arctan2(-v_r, u_r)    #ângulo de ataque efetivo
A = Hr**2/Ar    #razão de aspecto

#Força de Sustentação
F_n = 0.5*pho*Ar*U_r**2*(6.13*A/(A+2.25))*np.sin(alpha_r)

#-----
#Força geradas pelo leme
XR = -(1-tr)*F_n*np.sin(delta)
YR = -(1+ah)*F_n*np.cos(delta)

```

```

NR = -(x_r+ah*xh)*F_n*np.cos(delta)*L
KR = -z_r*d*Yr #substituído zg por z_r

#-----
#Controle do leme para Raio de giro ou zigzag
if tipo_de_manobra == '1':
delta_meta = zig_zag(overshot, psi, delta_meta)
delta_pt = controle_leme(delta_meta, delta)
else:
delta_pt = controle_leme(delta_meta, delta)

#-----
#Armazenagem das forças geradas pelo modelo de águas calmas
#-----
#Casco
Xh_saida.append(Xh)
Yh_saida.append(Yh)
Nh_saida.append(Nh)

#Propulsao
Xp_saida.append(Xp)

#Leme
XR_saida.append(XR)
YR_saida.append(YR)
NR_saida.append(NR)

#-----
# Forças e momentos de segunda ordem
#-----
'''
Observações:
Atualiza-se o ângulo de yaw a cada 0.5 graus.
Condicional check_3 serve permitir a primeira iteração.
Após a mesma, assume o valor check_3=0, e a condição passa
a ser a variações dos ângulos de incidência
'''

if np.abs(rumo_navio - rumo_ultima_iteracao)>=0.5 or check_3 == 1:

#-----
#
# ÂNGULO INCIDENTE E VELOCIDADE DE ENTRADA
# Obs1.: Armazena uma velocidade em escala real para entrada nas funções de
# interpolação.
# Obs2.: Armazena o ângulo incidente normalizado para entrada nas funções de
# interpolação.

```

```

#-----

U_escala_real = U*np.sqrt(Escala)

angulo_incidente = rumo_navio - Direcao_onda
angulo_incidente = normalize(angulo_incidente, -90, 270)

#-----
# Considerando assimetria pelo PDStrip
#-----

# INPUT nas funções de interpolação

Feta_ = f_Feta(U_escala_real, angulo_incidente)
Mzeta_ = f_Mzeta(U_escala_real, angulo_incidente)
Fxi_ = f_Fxi(U_escala_real, angulo_incidente)

#-----
#PARCELA CONSIDERANDO O VALOR MAIS PROXIMO
#-----
# next_angle = ValorProximo(angulo_incidente, angle_list)
# next_speed = ValorProximo(U_escala_real, speed_list)

# Feta_ = df_F2rd[df_F2rd['veloc']==next_speed][df_F2rd['ang']]
#                                     ==next_angle][ 'Feta' ].squeeze()
# Mzeta_ = df_F2rd[df_F2rd['veloc']==next_speed][df_F2rd['ang']]
#                                     ==next_angle][ 'Mzeta' ].squeeze()
# Fxi_ = df_F2rd[df_F2rd['veloc']==next_speed][df_F2rd['ang']]
#                                     ==next_angle][ 'Fxi' ].squeeze()

#-----

#Dimensionalização:
Fxi = Fxi_*Altura_onda**2*(pho*g*B**2/L)
Feta = Feta_*Altura_onda**2*(pho*g*B**2/L)
Mzeta = Mzeta_*Altura_onda**2*(pho*g*B**2)

rumo_ultima_iteracao = rumo_navio

#Termos dimensionalizados no modelo
df_saidas_F2['tempo'].append(tempo)
df_saidas_F2['psi'].append(np.asscalar(psi))
df_saidas_F2['velocidade'].append(U_escala_real)
df_saidas_F2['ang'].append(np.asscalar(angulo_incidente))
df_saidas_F2['Fxi'].append(np.asscalar(Fxi))

```

```

df_saidas_F2 [ 'Feta ' ]. append ( np. asccalar ( Feta ))
df_saidas_F2 [ 'Mzeta ' ]. append ( np. asccalar ( Mzeta ))

check_3 = 0

#=====
#Forças e momentos
#=====

X = Xh + XR + (m+my)*v*r + Xp + Fxi
Y = Yh + YR - (m+mx)*u*r + Feta
N = Nh + NR + Mzeta + Feta*xg
K = Kh + KR

#=====
#Derivada temporal
#=====

#Matriz de inércia e massa adicional
m11 = mx+m
m22 = my+m
m33 = Izz+Jzz
m44 = Ixx+ Jxx #(Tphi/np.pi)**2*m*GM*g

#Vetor de derivadas temporais
#Obs.: Condicional caso seja considerado 4DOF
xpt = np.array([ X/m11, Y/m22, N/m33, (K/m44 if q-GL == '4' else 0.0),
(np.cos(psi)*u- np.sin(psi)*np.cos(phi)*v), (np.sin(psi)*u+
np.cos(psi)*np.cos(phi)*v), r, phi_pt, delta_pt])

#Alocando as derivadas temporais para plotagem
xptsaida[i,0] = xpt[0]
xptsaida[i,1] = xpt[1]
xptsaida[i,2] = xpt[2]
xptsaida[i,3] = xpt[3]
xptsaida[i,4] = xpt[8]

#Esquema de Runge-kutta (Euler explícito)
x = x + h*xpt

#Alocando os valores em x para plotagem
x_saida[i,0] = tempo
x_saida[i,1:10] = x
x_saida[i,10] = U

#Término do loop de avanço no tempo

```

```

#-----
#Plotagem
#-----
#Organização das tabelas de saída de cada variável ao longo dos passos
# de tempo.
tempo_saida = x_saida[:,0]
u_saida = x_saida[:,1]
v_saida = x_saida[:,2]
r_saida = x_saida[:,3]*180/np.pi
phi_pt_saida = x_saida[:,4]*180/np.pi
X_saida = x_saida[:,5]/L
Y_saida = x_saida[:,6]/L
psi_saida = x_saida[:,7]*180/np.pi
phi_saida = x_saida[:,8]*180/np.pi
delta_saida = x_saida[:,9]*180/np.pi
U_saida = x_saida[:,10]
beta_saida = 180*np.arctan(-v_saida/u_saida)/np.pi

upt = xptsaida[:,0]
vpt = xptsaida[:,1]
rpt = xptsaida[:,2]
phi_2pt = xptsaida[:,3]
delta_pt = xptsaida[:,4]

#-----
# Redução dos vetores de plotagem
#-----

#Rumo do navio
rumo_navio_saida = np.array(rumo_navio_saida)

#DATAFRAME DE FORCAS DE 2 ORDEM

df_F2 = pd.DataFrame(df_saidas_F2)
psi_2ordem = np.asarray(df_saidas_F2['psi'])
tempo_2ordem = np.asarray(df_saidas_F2['tempo'])

#Frequencia de encontro
lambd_escala = Comprimento_onda/Escala
chi = (psi_saida - Direcao_onda*np.pi/180.0)
omg_e = (np.sqrt(2.0*np.pi*9.81/lambd_escala)
-2.0*np.pi*u_saida/lambd_escala*np.cos(chi))

```

```
dict_omg_e = {'$\lambda_e$':lambd_escalada, '$\chi$':(chi*180.0/np.pi),
' velocidade ':u_saida, '$\omega_e$':omg_e}
df_omg_e = pd.DataFrame(dict_omg_e)
```

```
#DATABASE DE SAIDAS
```

```
dict_raio_giro = {'tempo':tempo_saida, 'U':U_saida,
'u':u_saida, 'v':v_saida,
'r':r_saida, 'X':X_saida, 'Y':Y_saida, 'beta':beta_saida,
'psi':psi_saida, 'phi':phi_saida}
```

```
df_raiogiro = pd.DataFrame(dict_raio_giro)
```

```
df_raiogiro.to_csv(r'C:\Users\Rodrigo\Documents\Biblioteca_engenharia\
Bibliografia_Dissertação\Dissertação\programa\
PDStrip_processamento\PDstrip_processing\
resultados_raio_giro\raiogiro_90_05_165be.csv')
```

```
df_F2.to_csv(r'C:\Users\Rodrigo\Documents\Biblioteca_engenharia\
Bibliografia_Dissertação\Dissertação\programa\
PDStrip_processamento\PDstrip_processing\
F_2ordem_raiogiro\raiogiro_90_05_165be.csv')
```

```
# =====
#Captura de dados experimentais (arquivo .txt gerado pelo Software ENGAUGE)
# =====
```

```
#Caso com incidencia pela proa e lambda/L=1
```

```
dados_yasukawa1 = pd.read_csv(r'onda\be\lambda_05_90.txt',
sep=",", header=0)
```

```
dados_yasukawa2 = pd.read_csv('zigzag_Exp.txt',
sep=",", header=0)
```

```
#Obs.: Verificar plotagem direto do PANDAS
```

```
raiog_yasukawa1 = dados_yasukawa1.to_numpy()
zigzag_yasukawa2 = dados_yasukawa2.to_numpy()
```

```
# _____
```

```
# =====
```

```
#MANOBRA DE Raio de giro
```

```
if tipo_de_manobra == '0':
```

```
fig1 = plt.figure(1, figsize=(10, 10), dpi=600)
```



```

plt.axis('equal')
ax1 = plt.gca()
ax1.set_title('Raio_de_Giro_para_\lambda/L$=_'+
str(Comprimento_onda/175.0) + '\eta$=_'+str(Direcao_onda)
+'^\circ$'+'\$H/L$=$'+str(round(2*Altura_onda/L,3))+ 'm',
fontsize=16)

#CASO DE ÁGUAS CALMAS EM QUE PLOTA OS DADOS DE TRANSFERÊNCIA E DIÂMETRO
#TÁTICO
# ax1.text(-1.0, 3.5, 'Transferência = '+str(transf)+' m\nAvanço =
#'+str(avanco)+' m\nDiâmetro tático = '+str(tatico)+'m',
#bbox=dict(boxstyle="round", ec=(1., 0.5, 0.5), fc=(1., 0.8, 0.8),
# ), fontsize=10 )

plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.xlabel('Y/L', fontsize=20)
plt.ylabel('X/L', fontsize=20)
#plt.xlim(-4.0,8.0)
#plt.ylim(-3.0,4.0)
plt.plot(Y_saida[:140000], X_saida[:140000], color='black',
label='Calculado')
plt.scatter(raiog_yasukawa1[:,0], raiog_yasukawa1[:,1], color='blue',
label='Exp_(Yasukawa,2006)')
plt.legend(loc='lower_left', fontsize = 18)
plt.show()

#-----
#Velocidade de yaw
fig3 = plt.figure(3, figsize=(10, 10), dpi=600)
ax3 = plt.gca()
ax3.set_title('Velocidade_de_Yaw_para_\lambda/L$=_'+
str(Comprimento_onda/175.0) + '\eta$=_'+str(Direcao_onda)
+'^\circ$'+'\$H/L$=$'+str(round(2*Altura_onda/L,3))+ 'm',
fontsize=16)
#plt.xlim(0,720)
plt.xlim(0,200)
#plt.xlabel('$\Psi$ (^circ)$', fontsize=20)
plt.xlabel('t(s)', fontsize=20)
plt.ylabel('$r_\omega$ (^circ/s)$', fontsize=20)
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.plot(tempo_saida, r_saida, color='black')
#plt.plot(psi_saida, r_saida, color='black')

```

```

plt.show()
# #-----

#-----
#Velocidade de Avanço
#-----

fig6 = plt.figure(6, figsize=(10, 10), dpi=600)
ax6 = plt.gca()
ax6.set_title('Velocidade de avanço para  $\lambda/L_{\text{cm}}$  +
str(Comprimento_onda/175.0) + ' $\eta_{\text{cm}}$ ' + str(Direcao_onda)
+ ' $\hat{\text{circ}}$ ' + ' $H/L_{\text{cm}}$ ' + str(round(2*Altura_onda/L,3)) + 'm',
fontsize=16)
#plt.xlim(0,720)
plt.xlim(0,200)
#plt.xlabel('$\Psi (\hat{\text{circ}})$ ', fontsize=20)
plt.xlabel('t(s)', fontsize=20)
plt.ylabel('$U_{\text{cm}}(m/s)$ ', fontsize=20)
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
#plt.plot(psi_saida, U_saida, color='red')
plt.plot(tempo_saida, U_saida, color='red')
plt.show()

```

```

#
#-----
# Ângulo de deriva
#-----

fig7 = plt.figure(7, figsize=(10, 10), dpi=600)
ax7 = plt.gca()
ax7.set_title('Ângulo de deriva para  $\lambda/L_{\text{cm}}$  +
str(Comprimento_onda/175.0) + ' $\eta_{\text{cm}}$ ' + str(Direcao_onda)
+ ' $\hat{\text{circ}}$ ' + ' $H/L_{\text{cm}}$ ' + str(round(2*Altura_onda/L,3)) + 'm',
fontsize=16)
#plt.xlim(0,720)
plt.xlim(0,200)
#plt.xlabel('$\Psi (\hat{\text{circ}})$ ', fontsize=20)
plt.xlabel('t(s)', fontsize=20)
plt.ylabel(r'$\beta_{\text{cm}}(\hat{\text{circ}})$ ', fontsize=20)
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.plot(tempo_saida, beta_saida, color='green')
#plt.plot(psi_saida, beta_saida, color='green')
# plt.scatter(tempo_saida, beta_saida, color='green')
plt.show()

```

```

#
#   Velocidade longitudinal
#
fig11 = plt.figure(11, figsize=(10, 10), dpi=600)
ax11 = plt.gca()
ax11.set_title('Velocidade longitudinal para  $\lambda/L = \_\_ +$ 
str(Comprimento_onda/175.0) + ' $\_\_ \eta = \_\_ +$ str(Direcao_onda)
+ ' $\hat{\circ}$ ' + ' $H/L = \_\_ +$ str(round(2*Altura_onda/L,3)) + 'm',
    fontsize=16)
#plt.xlim(0,720)
plt.xlim(0,200)
plt.xlabel('$\Psi(\hat{\circ})$', fontsize=20)
plt.ylabel('$u_\_\_ (m/s)$', fontsize=20)
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
#plt.plot(psi_saida, u_saida, color='blue')
plt.plot(tempo_saida, u_saida, color='blue')
plt.show()

```

```

#
# Velocidade transversal
#
fig12 = plt.figure(12, figsize=(10, 10), dpi=600)
ax12 = plt.gca()
ax12.set_title('Velocidade transversal para  $\lambda/L = \_\_ +$ 
str(Comprimento_onda/175.0) + ' $\_\_ \eta = \_\_ +$ str(Direcao_onda)
+ ' $\hat{\circ}$ ' + ' $H/L = \_\_ +$ str(round(2*Altura_onda/L,3)) + 'm',
    fontsize=16)
#plt.xlim(0,720)
plt.xlim(0,200)
plt.xlabel('$\Psi(\hat{\circ})$', fontsize=20)
plt.ylabel('$v_\_\_ (m/s)$', fontsize=20)
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
#plt.plot(psi_saida, v_saida, color='blue')
plt.plot(tempo_saida, v_saida, color='blue')
plt.show()

```

```

#
# Forças atuantes em Y
#
fig14 = plt.figure(14, figsize=(10, 10), dpi=600)
ax14 = plt.gca()

```

```

ax14.set_title('Forças atuantes em y para  $\lambda/L_{\text{=}}$  '+
str(Comprimento_onda/175.0) + ' $\eta_{\text{=}}$ ' + str(Direcao_onda)
+' $\circ$ ' + ' $H/L_{\text{=}}$ ' + str(round(2*Altura_onda/L,3)) + 'm',
fontsize=16)
#plt.xlim(0,720)
plt.xlim(0,200)
#plt.xlabel('$\Psi (\circ)$', fontsize=20)
plt.xlabel('t(s)', fontsize=20)
plt.ylabel(r'$Y_{\text{=}}(N)$', fontsize=20)
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
#plt.plot(psi_saida, beta_saida, color='green')
plt.plot(tempo_saida, YR_saida, color='blue', label = 'Leme')
plt.plot(tempo_saida, Yh_saida, color='green', label = 'Casco')
plt.plot(tempo_2ordem, df_saidas_F2['Feta'], color='red',
label = '$Y_w$')

#plt.plot(psi_saida, YR_saida, color='blue', label = 'Leme')
#plt.plot(psi_saida, Yh_saida, color='green', label = 'Casco')
#plt.plot(180.0/np.pi*psi_2ordem, df_saidas_F2['Feta'], color='red',
#label = '$Y_w$')

plt.legend(fontsize=20)
plt.show()

#-----
# Forças atuantes em N
#-----

fig15 = plt.figure(15, figsize=(10, 10), dpi=600)
ax15 = plt.gca()
ax15.set_title('Momentos atuantes em z para  $\lambda/L_{\text{=}}$  '+
str(Comprimento_onda/175.0) + ' $\eta_{\text{=}}$ ' + str(Direcao_onda)
+' $\circ$ ' + ' $H/L_{\text{=}}$ ' + str(round(2*Altura_onda/L,3)) + 'm',
fontsize=16)
#plt.xlim(0,720)
plt.xlim(0,200)
#plt.xlabel('$\Psi (\circ)$', fontsize=20)
plt.xlabel('t(s)', fontsize=20)
plt.ylabel(r'$N_{\text{=}}(N.m)$', fontsize=20)
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
#plt.plot(psi_saida, beta_saida, color='green')
plt.plot(tempo_saida, NR_saida, color='blue', label = 'Leme')
plt.plot(tempo_saida, Nh_saida, color='green', label = 'Casco')

```

```

plt.plot(tempo_2ordem, df_saidas_F2['Mzeta'], color='red',
label = '$N_w$')

#plt.plot(psi_saida, NR_saida, color='blue', label = 'Leme')
#plt.plot(psi_saida, Nh_saida, color='green', label = 'Casco')
#plt.plot(180.0/np.pi*psi_2ordem, df_saidas_F2['Mzeta'], color='red',
#label = '$N_w$')

plt.legend(loc='center_right', fontsize=20)
plt.show()

#-----
# Forças atuantes em X
#-----

fig16 = plt.figure(16, figsize=(10, 10), dpi=600)
ax16 = plt.gca()
ax16.set_title('Forças atuantes em x para  $\lambda/L_{\square}$  +
str(Comprimento_onda/175.0) + ' $\eta_{\square}$ ' + str(Direcao_onda)
+ ' $\circ_{\square}$ ' + ' $H/L_{\square}$ ' + str(round(2*Altura_onda/L,3)) + 'm',
fontsize=16)
#plt.xlim(0,720)
plt.xlim(0,200)
#plt.xlabel('$Psi (\circ)_{\square}$ ', fontsize=20)
plt.xlabel('t(s)', fontsize=20)
plt.ylabel(r'$X_{\square}(N)$', fontsize=20)
plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
#plt.plot(psi_saida, beta_saida, color='green')
plt.plot(tempo_saida, XR_saida, color='blue', label = 'Leme')
plt.plot(tempo_saida, Xh_saida, color='green', label = 'Casco')
plt.plot(tempo_saida, Xp_saida, color='black', label = 'Propulsor')
plt.plot(tempo_2ordem, df_saidas_F2['Fxi'], color='red',
label = '$X_w$')

#plt.plot(psi_saida, XR_saida, color='blue', label = 'Leme')
#plt.plot(psi_saida, Xh_saida, color='green', label = 'Casco')
#plt.plot(psi_saida, Xp_saida, color='black', label = 'Propulsor')
#plt.plot(180.0/np.pi*psi_2ordem, df_saidas_F2['Fxi'], color='red',
#label = '$X_w$')

plt.legend(loc='center_right', fontsize=20)
plt.show()

```

```

# =====
#
#MANOBRA DE ZIG ZAG
elif tipo_de_manobra == '1':
fig8 = plt.figure(8, figsize=(20, 10), dpi=600)
ax8 = plt.gca()
ax8.set_title('Manobra_de_zig-zag_10/10', fontsize=16)
plt.plot(tempo_saida, psi_saida, color='black', label='Heading_($\psi$)')
plt.plot(tempo_saida, delta_saida, color='blue', label='Leme_($\delta$)')
plt.plot(zigzag_yasukawa2[:,0], zigzag_yasukawa2[:,1], color='blue',
linestyle="—", label='Exp_(Yasukawa,2008)')
plt.legend(fontsize=16, loc='lower_right')
plt.xticks(fontsize=14)
plt.yticks(fontsize=14)
plt.xlabel('t_(s)', fontsize=20)
plt.ylabel('$_\delta$, _\psi_(\deg)$', fontsize=20)
plt.xlim(0,100)

stop = timeit.default_timer()

print('Time:_', stop - start)

```

E.2 Programa para comparar influência da altura de onda na manobra

"""

Created on Thu Jan 20 22:30:36 2022

@author: Rodrigo

Descrição:

Compara as manobras de raio de giro para cada altura de onda.

Procedimento:

Colocar os arquivos de saída do programa S175-MMG-seakeeping.py na mesma pasta deste arquivo.

"""

```

import numpy as np
import pandas as pd
import scipy as py
from scipy import interpolate
import matplotlib.pyplot as plt
import warnings

#Importação dos dados gerados pelo programa principal

df_raiogiro1 = pd.read_csv(r'resultados_raio_giro\raiogiro_180_05_175bb.csv')
df_raiogiro2 = pd.read_csv(r'resultados_raio_giro\raiogiro_180_05_150bb.csv')
df_raiogiro3 = pd.read_csv(r'resultados_raio_giro\raiogiro_180_05_125bb.csv')
df_raiogiro4 = pd.read_csv(r'resultados_raio_giro\raiogiro_bb.csv')

#Definição das amplitudes de onda comparadas
amplitude_onda1 = 1.75
amplitude_onda2 = 1.50
amplitude_onda3 = 1.25
amplitude_onda4 = 0.0

#-----
#Seleção dos dados importados em cada caso por amplitude de onda
#-----

#Caso1
tempo_saida1 = df_raiogiro1['tempo'].to_numpy()
u_saida1 = df_raiogiro1['u'].to_numpy()
v_saida1 = df_raiogiro1['v'].to_numpy()
r_saida1 = df_raiogiro1['r'].to_numpy()
X_saida1 = df_raiogiro1['X'].to_numpy()
Y_saida1 = df_raiogiro1['Y'].to_numpy()
psi_saida1 = df_raiogiro1['psi'].to_numpy()
phi_saida1 = df_raiogiro1['phi'].to_numpy()
U_saida1 = df_raiogiro1['U'].to_numpy()
beta_saida1 = df_raiogiro1['beta'].to_numpy()

#Caso2
tempo_saida2 = df_raiogiro2['tempo'].to_numpy()
u_saida2 = df_raiogiro2['u'].to_numpy()
v_saida2 = df_raiogiro2['v'].to_numpy()
r_saida2 = df_raiogiro2['r'].to_numpy()
X_saida2 = df_raiogiro2['X'].to_numpy()
Y_saida2 = df_raiogiro2['Y'].to_numpy()
psi_saida2 = df_raiogiro2['psi'].to_numpy()
phi_saida2 = df_raiogiro2['phi'].to_numpy()
U_saida2 = df_raiogiro2['U'].to_numpy()
beta_saida2 = df_raiogiro2['beta'].to_numpy()

```

```

#Caso3
tempo_saida3 = df_raiogiro3['tempo'].to_numpy()
u_saida3 = df_raiogiro3['u'].to_numpy()
v_saida3 = df_raiogiro3['v'].to_numpy()
r_saida3 = df_raiogiro3['r'].to_numpy()
X_saida3 = df_raiogiro3['X'].to_numpy()
Y_saida3 = df_raiogiro3['Y'].to_numpy()
psi_saida3 = df_raiogiro3['psi'].to_numpy()
phi_saida3 = df_raiogiro3['phi'].to_numpy()
U_saida3 = df_raiogiro3['U'].to_numpy()
beta_saida3 = df_raiogiro3['beta'].to_numpy()

#Caso4
tempo_saida4 = df_raiogiro4['tempo'].to_numpy()
u_saida4 = df_raiogiro4['u'].to_numpy()
v_saida4 = df_raiogiro4['v'].to_numpy()
r_saida4 = df_raiogiro4['r'].to_numpy()
X_saida4 = df_raiogiro4['X'].to_numpy()
Y_saida4 = df_raiogiro4['Y'].to_numpy()
psi_saida4 = df_raiogiro4['psi'].to_numpy()
phi_saida4 = df_raiogiro4['phi'].to_numpy()
U_saida4 = df_raiogiro4['U'].to_numpy()
beta_saida4 = df_raiogiro4['beta'].to_numpy()

#=====
#                               PLOTAGEM
#=====

fig1 = plt.figure(1, figsize=(10, 10), dpi=600)
plt.axis('equal')
ax1 = plt.gca()
ax1.set_title('Raio_de_Giro_para_\lambda/L=0.5_e_\eta=180^\circ',
fontsize=16)

plt.xticks(fontsize=18)
plt.yticks(fontsize=18)
plt.xlabel('Y/L', fontsize=20)
plt.ylabel('X/L', fontsize=20)
plt.xlim(-6.0,4.0)
plt.ylim(-4.0,3.0)
plt.plot(Y_saida1[0:200000:1000], X_saida1[0:200000:1000], color='black',
linestyle = '-', linewidth=2,
label= str(2.0*amplitude_onda1)+ '_m')
plt.plot(Y_saida2[0:200000:1000], X_saida2[0:200000:1000], color='green',
linestyle = 'dashdot', linewidth=2,

```



```

label=str(2.0*amplitude_onda2)+'_m')
plt.plot(Y_saida3[0:200000:1000], X_saida3[0:200000:1000], color='red',
linestyle = 'dashed', linewidth=2,
label=str(2.0*amplitude_onda3)+'_m')
plt.plot(Y_saida4[0:50000:100], X_saida4[0:50000:100], color='blue',
linestyle = 'dashed', label=str(2.0*amplitude_onda4)+'_m')
plt.legend(title='Altura', title_fontsize = 20, loc='upper_right',
fontsize=20)
plt.show()

```

E.3 Programa para formação do banco de dados e plotagem das forças de segunda ordem

E.3.1 Validação das forças de segunda ordem

```

"""
Programa Forcas_2ordem.py

@author: Eng. Naval Rodrigo Ferraz Nunes
-Importa os dados de forças de segunda ordem advindos do arquivo
'pdstrip.out'.
-Copiar os dados desse arquivo de saída do PDStrip e colá-lo com nome
pdstrip_validacao.dat nessa pasta.
-Os dados comparados estão adimensionalizados.

"""

import numpy as np
import pandas as pd
from scipy import integrate
import matplotlib.pyplot as plt
import matplotlib.cm as cm

#=====
#Exemplo de importação dos dados experimentais para validação
#=====

#Descrição: Colocar arquivo .dat no formato abaixo com os dados experimentais
# que estiverem disponíveis para validação:

#Obs.: Espaçado por TAB.

#x      Xw180  Xw90  Yw90  Mw90
#0.5  1.16083  2.68129  -11.0516  -1.8138

```

```

#0.7 2.04618    1.40288 -5.44423        -1.40577
#1     8.26314  0.461933    -1.17662    -0.620629
#1.2   5.99059  0.247841    -2.09989    -0.862946
#1.5   2.71051  0.0321377    -0.0439515  -0.434429

```

```
exp = pd.read_table("Yasuk_results.dat",header=0) #Importação Yasukawa,2006
```

```
#
```

```

#Características principais
U = 6.21 #Velocidade de avanço
L = 175.0 # Comprimento
B = 25.4 #Boca
d = 9.5 #Calado
rho = 1.028 #Densidade da água
g = 9.81 #gravidade
adm = g*B**2/L #Adimensionalização

```

```
#
```

```
# Forças e Momentos de Segunda Ordem
```

```
#
```

```

#Acessa o arquivo pdstrip.out, separando e organizando as forças
#e momentos de 2a ordem por comprimento de onda e pelo ângulo de incidência,
#na velocidade de Fn =0,15.

```

```

#Inicialmente, com o objetivo de validação, foram utilizados
#os ângulos 180 e 90.

```

```
#
```

```

#Definida a função de importação e tratamento dos dados
#O arquivo importado é o pdstrip.out, que é o arquivo principal de saída
#Ele foi renomeado e colocado no formato .dat (pdstrip_validacao.dat).

```

```

def Import_F2ordem(filename):
with open(filename, 'r') as g:
content_list = g.readlines()

```

```

flag = 0
index = 0
string1 = 'wave_length'
string2 = 'Longitudinal_and_transverse_drift_force'
string3 = 'Yaw_drift_moment'
indexes = []
indexes2 = []
data_F2rd = {'lambd':[], 'ang':[], 'Fxi':[], 'Feta':[], 'Mzeta':[]}

```

```

# Loop through the file line by line
for line in content_list:

# checking string is present in line or not
if string1 in line:
flag = 1
indexes.append(index)
wave = content_list[index]

wave_list = wave.split('length')
wv_list2 = wave_list[1].split()
wv_length = wv_list2[0]
wv_length = np.float(wv_length)
#wv_length = 2.0*np.pi*9.81/(wv_freq**2)
wv_angle = wv_list2[len(wv_list2)-1]

data_F2rd['lambd'].append(wv_length)
data_F2rd['ang'].append(wv_angle)

if string2 in line:

indexes2.append(index)
forces = content_list[index]

Fxi_Feta = forces.split('squared')
Fxi_Feta = Fxi_Feta[1].split()

Fxi = Fxi_Feta[0]
Fxi = np.float(Fxi)

Feta = Fxi_Feta[1]
Feta = np.float(Feta)

data_F2rd['Fxi'].append(Fxi)
data_F2rd['Feta'].append(Feta)

if string3 in line:

indexes2.append(index)
moment = content_list[index]

Mtext = moment.split('squared')
Mzeta = Mtext[1]

```

```

Mzeta = Mzeta.rstrip('\n')
Mzeta = Mzeta.rstrip()
Mzeta = Mzeta.lstrip()
Mzeta = np.float(Mzeta)
data_F2rd['Mzeta'].append(Mzeta)

index += 1
#break
df_F2rd = pd.DataFrame.from_dict(data_F2rd)

df_F2rd = df_F2rd.sort_values(by=['ang', 'lambd'])
df_F2rd[df_F2rd.ang == '90.0'].drop_duplicates()

return df_F2rd

df_F2rd_49 = Import_F2ordem('pdstrip_validacao.dat')

#Plotagem dos resultados
# =====

fig1 = plt.figure(1, dpi=600)
plt.plot(df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['lambd']/L,
-df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['Fxi']/adm,
label='Calculado' )
plt.scatter(df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['lambd']/L,
-df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['Fxi']/adm)
plt.scatter(exp['x'], exp['Xw90'], color='black', label='Experimento')
plt.xlabel('$\lambda/L$', fontsize=12)
plt.ylabel(r '$\frac{F_x}{\rho_g} \frac{B^2}{L} \zeta_w^2$', fontsize=12)
plt.xlim(0.0, 2.0)
plt.title(r '$X_w \com \mu = 90^\circ$ ')
plt.legend()
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

fig2 = plt.figure(2, dpi=600)
plt.plot(df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['lambd']/L,
df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['Feta']/adm,
label='Calculado' )
plt.scatter(df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['lambd']/L,
df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['Feta']/adm)
plt.scatter(exp['x'], exp['Yw90'], color='black', label='Experimento')
plt.xlabel('$\lambda/L$', fontsize=12)
plt.ylabel(r '$\frac{Y_w}{\rho_g} \frac{B^2}{L} \zeta_w^2$', fontsize=12)

```

```

plt.xlim(0.0,2.0)
plt.title(r'$Y_{w_{\mu=90}}$')
plt.legend()
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

fig3 = plt.figure(3, dpi=600)
plt.plot(df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '180.0']['lambda']/L,
-df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '180.0']['Fxi']/adm,
label='Calculado' )
plt.scatter(df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '180.0']['lambda']/L,
-df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '180.0']['Fxi']/adm)
plt.scatter(exp['x'],exp['Xw180'], color='black', label='Experimento')
plt.xlabel('$\lambda/L$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{F_x}{\rho_g B^2 L} \zeta_w^2$', fontsize=12)
plt.xlim(0.0,2.0)
plt.title(r'$X_{w_{\mu=180}}$')
plt.legend()
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

fig4 = plt.figure(4, dpi=600)
plt.plot(df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['lambda']/L,
df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['Mzeta']/(adm*L),
label='Calculado' )
plt.scatter(df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['lambda']/L,
df_F2rd_49[df_F2rd_49.ang == '90.0']['Mzeta']/(adm*L))
plt.scatter(exp['x'],exp['Mw90'], color='black', label='Experimento')
plt.xlabel('$\lambda/L$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{N_w}{\rho_g B^2 L} \zeta_w^2$', fontsize=12)
plt.xlim(0.0,2.0)
plt.ylim(-5.0, 0.0)
plt.title(r'$N_{w_{\mu=90}}$')
plt.legend()
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

E.3.2 Geração do banco de dados de segunda ordem

```

# -*- coding: utf-8 -*-
"""

```

Programa F2ordem_database.py

@author: Eng. Naval Rodrigo Ferraz Nunes

-Importa os dados de forças de segunda ordem advindos do arquivo 'pdstrip.out'.

–Copiar os dados desse arquivo de saída do PDStrip e colá-lo com os seguintes nomes relacionados aos comprimentos de onda ensaiados:

pdstripout_12.dat – numeral 12 corresponde a $\lambda/L=1,2$

pdstripout_1.dat – numeral 1 corresponde a $\lambda/L=1,0$

pdstripout_07.dat – numeral 07 corresponde a $\lambda/L=0,7$

pdstripout_05.dat – numeral 05 corresponde a $\lambda/L=0,5$

–Os dados comparados estão adimensionalizados.

"""

```
import numpy as np
import pandas as pd
import scipy as py
import matplotlib.pyplot as plt
import matplotlib.cm as cm
from sklearn import linear_model
```

#Características principais

U = 6.21

L = 175.0

B = 25.4

d = 9.5

rho = 1.028

g = 9.81

adm = g*B**2/L

#

#Angulo de incidência

```
def normalize(num, lower=0.0, upper=360.0, b=False):
```

"""Normalize number to range [lower, upper) or [lower, upper].

Parameters

num : float

The number to be normalized.

lower : float

Lower limit of range. Default is 0.0.

upper : float

Upper limit of range. Default is 360.0.

b : bool

Type of normalization. See notes.

Returns

n : float

A number in the range [lower, upper) or [lower, upper].

Raises

ValueError

If lower >= upper.

Notes

If the keyword 'b == False', the default, then the normalization is done in the following way. Consider the numbers to be arranged in a circle, with the lower and upper marks sitting on top of each other. Moving past one limit, takes the number into the beginning of the other end. For example, if range is [0 - 360), then 361 becomes 1. Negative numbers move from higher to lower numbers. So, -1 normalized to [0 - 360) becomes 359.

If the keyword 'b == True' then the given number is considered to "bounce" between the two limits. So, -91 normalized to [-90, 90], becomes -89, instead of 89. In this case the range is [lower, upper]. This code is based on the function 'fmt_delta' of 'TPM'. Range must be symmetric about 0 or lower == 0.

Examples

```
>>> normalize(-270,-180,180)
90
>>> import math
>>> math.degrees(normalize(-2*math.pi,-math.pi,math.pi))
0.0
>>> normalize(181,-180,180)
-179
>>> normalize(-180,0,360)
180
>>> normalize(36,0,24)
12
>>> normalize(368.5,-180,180)
8.5
>>> normalize(-100, -90, 90, b=True)
-80.0
>>> normalize(100, -90, 90, b=True)
80.0
>>> normalize(181, -90, 90, b=True)
-1.0
>>> normalize(270, -90, 90, b=True)
-90.0
"""
from math import floor, ceil
# abs(num + upper) and abs(num - lower) are needed, instead of
# abs(num), since the lower and upper limits need not be 0. We need
# to add half size of the range, so that the final result is lower +
```

```

# <value> or upper - <value>, respectively.
res = num
if not b:
if lower >= upper:
raise ValueError("Invalid_lower_and_upper_limits:_(%s,%s)" %
(lower, upper))

res = num
if num > upper or num == lower:
num = lower + abs(num + upper) % (abs(lower) + abs(upper))
if num < lower or num == upper:
num = upper - abs(num - lower) % (abs(lower) + abs(upper))

res = lower if res == upper else num
else:
total_length = abs(lower) + abs(upper)
if num < -total_length:
num += ceil(num / (-2 * total_length)) * 2 * total_length
if num > total_length:
num -= floor(num / (2 * total_length)) * 2 * total_length
if num > upper:
num = total_length - num
if num < lower:
num = -total_length - num

res = num * 1.0 # Make all numbers float, to be consistent

return res

```

```

#
#                               Forças e Momentos de Segunda Ordem
#

```

```

def Import_F2ordem(filename):
with open(filename, 'r') as g:
# setting flag and index to 0
content_list = g.readlines()

flag = 0
index = 0
string1 = 'wave_length'
string2 = 'Longitudinal_and_transverse_drift_force'
string3 = 'Yaw_drift_moment'

```



```

string4 = 'speed'
indexes = []
indexes2 = []
indexes3 = []
data_F2rd = {'lambd':[], 'ang':[], 'veloc':[], 'omg_e': [],
'Fxi':[], 'Feta':[], 'Mzeta':[]}
# Loop through the file line by line
for line in content_list:

# checking string is present in line or not
if string1 in line:
flag = 1
indexes.append(index)
wave = content_list[index]

wave_list = wave.split('length')
wv_list2 = wave_list[1].split()
wv_length = wv_list2[0]
wv_length = np.float(wv_length)
#wv_length = 2.0*np.pi*9.81/(wv_freq**2)
wv_angle = wv_list2[len(wv_list2)-1]
wv_angle = np.float(wv_angle)
wv_angle = normalize(wv_angle,0.0,360.0)

wave_list3 = wave.split('frequ.')
wave_enc = wave_list3[1].split()
omg_e = wave_enc[0]

data_F2rd['lambd'].append(wv_length)
data_F2rd['ang'].append(wv_angle)
data_F2rd['omg_e'].append(omg_e)

if string2 in line:

indexes2.append(index)
forces = content_list[index]

Fxi_Feta = forces.split('squared')
Fxi_Feta = Fxi_Feta[1].split()

Fxi = Fxi_Feta[0]
Fxi = np.float(Fxi)/adm

Feta = Fxi_Feta[1]
Feta = np.float(Feta)/adm

```

```

data_F2rd[ 'Fxi' ].append(Fxi)
data_F2rd[ 'Feta' ].append(Feta)

if string3 in line:

indexes2.append(index)
moment = content_list[index]

Mtext = moment.split('squared')
Mzeta = Mtext[1]
Mzeta = Mzeta.rstrip('\n')
Mzeta = Mzeta.rstrip()
Mzeta = Mzeta.lstrip()
Mzeta = np.float(Mzeta)/(adm*L)
data_F2rd[ 'Mzeta' ].append(Mzeta)

if string4 in line:
indexes3.append(index)
veloc_data = content_list[index]

vel_text = veloc_data.split()
veloc = vel_text[1]
veloc = np.float(veloc)
data_F2rd[ 'veloc' ].append(veloc)

index += 1

df_F2rd = pd.DataFrame.from_dict(data_F2rd)

df_F2rd = df_F2rd.sort_values(by=['ang', 'veloc'])

return df_F2rd

#-----
# RODADA ADICIONAL

#Caso haja necessidade de maior discretização, pode-s utilizar essa função
#sobre um arquivo de saída adicional do PDStrip

#Ex.: Gerar um arquivo pdstrip_ad.dat e colocar na mesma pasta

#-----

def Add2ordem(filename, database):

```

```

with open(filename, 'r') as g:
# setting flag and index to 0
content_list = g.readlines()

flag = 0
index = 0
string1 = 'wave_length'
string2 = 'Longitudinal_and_transverse_drift_force'
string3 = 'Yaw_drift_moment'
string4 = 'speed'
indexes = []
indexes2 = []
indexes3 = []
data_F2rd = {'lambda':[], 'ang':[], 'veloc':[], 'omg_e': [],
'Fxi':[], 'Feta':[], 'Mzeta':[]}
# Loop through the file line by line
for line in content_list:

# checking string is present in line or not
if string1 in line:
flag = 1
indexes.append(index)
wave = content_list[index]

wave_list = wave.split('length')
wv_list2 = wave_list[1].split()
wv_length = wv_list2[0]
wv_length = np.float(wv_length)
#wv_length = 2.0*np.pi*9.81/(wv_freq**2)
wv_angle = wv_list2[len(wv_list2)-1]
wv_angle = np.float(wv_angle)
wv_angle = normalize(wv_angle,0.0,360.0)

wave_list3 = wave.split('frequ.')
wave_enc = wave_list3[1].split()
omg_e = wave_enc[0]

data_F2rd['lambda'].append(wv_length)
data_F2rd['ang'].append(wv_angle)
data_F2rd['omg_e'].append(omg_e)

if string2 in line:

indexes2.append(index)
forces = content_list[index]

```

```

Fxi_Feta = forces.split('squared')
Fxi_Feta = Fxi_Feta[1].split()

Fxi = Fxi_Feta[0]
Fxi = np.float(Fxi)/adm

Feta = Fxi_Feta[1]
Feta = np.float(Feta)/adm

data_F2rd['Fxi'].append(Fxi)
data_F2rd['Feta'].append(Feta)

if string3 in line:

indexes2.append(index)
moment = content_list[index]

Mtext = moment.split('squared')
Mzeta = Mtext[1]
Mzeta = Mzeta.rstrip('\n')
Mzeta = Mzeta.rstrip()
Mzeta = Mzeta.lstrip()
Mzeta = np.float(Mzeta)/(adm*L)
data_F2rd['Mzeta'].append(Mzeta)

if string4 in line:
indexes3.append(index)
veloc_data = content_list[index]

vel_text = veloc_data.split()
veloc = vel_text[1]
veloc = np.float(veloc)
data_F2rd['veloc'].append(veloc)

#O termo index identifica a linha dentro do arquivo a qual corres-
#ponde a variável de interesse
index += 1

#break
df_F2rd = pd.DataFrame.from_dict(data_F2rd)
df_F2rd = database.append(df_F2rd, sort=False)
#df_F2rd = df_F2rd.sort_values(by=['lambd', 'ang'])
df_F2rd = df_F2rd.sort_values(by=['ang', 'veloc'])
# checking condition for string found or not
# if flag == 0:
# print('String', string1, 'Not Found')

```

```

# else:
#     print('String', string1, 'Found In Line', indexes)
#df_F2rd[df_F2rd.ang == '90.0'].drop_duplicates()

return df_F2rd

=====
#PROCESSAMENTO
=====

#Velocidade para plotagem
vel_plot = 6.0

#PLOTAGEM GERAL
df_F2rd_1 = Import_F2ordem('Arquivos_F2ordem\pdstripout_1.dat')
results_df_F2rd_1 = df_F2rd_1[df_F2rd_1['veloc']==vel_plot]

df_F2rd_12 = Import_F2ordem('Arquivos_F2ordem\pdstripout_12.dat')
results_df_F2rd_12 = df_F2rd_12[df_F2rd_12['veloc']==vel_plot]

df_F2rd_07 = Import_F2ordem('Arquivos_F2ordem\pdstripout_07.dat')
results_df_F2rd_07 = df_F2rd_07[df_F2rd_07['veloc']==vel_plot]

df_F2rd_05 = Import_F2ordem('Arquivos_F2ordem\pdstripout_05.dat')
results_df_F2rd_05 = df_F2rd_05[df_F2rd_05['veloc']==vel_plot]

=====
#PLOTAGEM DOS RESULTADOS
=====

#Plotagem para uma velocidade específica em diferentes ângulos de incidência

=====
#Plotagem do força em Fx
=====

plt.figure(1, dpi=600)
plt.plot(results_df_F2rd_05[results_df_F2rd_05['lambd']==87.5]['ang'],
results_df_F2rd_05[results_df_F2rd_05['lambd']==87.5]['Fxi'],
color='red', label='$\lambda/L_{\square}=0.5$')
plt.plot(results_df_F2rd_07[results_df_F2rd_07['lambd']==122.5]['ang'],
results_df_F2rd_07[results_df_F2rd_07['lambd']==122.5]['Fxi'],

```

```

color='green', label='$\lambda/L_{\square}=0.7$' )
plt.plot(results_df_F2rd_1 [results_df_F2rd_1 ['lambda']==175.0][ 'ang' ],
results_df_F2rd_1 [results_df_F2rd_1 ['lambda']==175.0][ 'Fxi' ],
color='blue', label='$\lambda/L_{\square}=1.0$' )
plt.plot(results_df_F2rd_12 [results_df_F2rd_12 ['lambda']==210.0][ 'ang' ],
results_df_F2rd_12 [results_df_F2rd_12 ['lambda']==210.0][ 'Fxi' ],
color='black', label='$\lambda/L_{\square}=1.2$' )
plt.xlabel(' $\chi_{\square}(\textcircled{\square})_{\square}$ ', fontsize=12)
plt.ylabel(r '$X_w/(\rho_g \frac{B^2}{L} \zeta_w^2)$ ', fontsize=12)
plt.xlim(0.0,360.0)
plt.title(' $X_w$ com velocidade '+str(vel_plot)+' m/s ')
plt.legend()
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

# #
# #Plotagem do força em Fy
# #

```

```

plt.figure(2, dpi=600)
plt.plot(results_df_F2rd_05 [results_df_F2rd_05 ['lambda']==87.5][ 'ang' ],
results_df_F2rd_05 [results_df_F2rd_05 ['lambda']==87.5][ 'Feta' ],
color='red', label='$\lambda/L_{\square}=0.5$' )
plt.plot(results_df_F2rd_07 [results_df_F2rd_07 ['lambda']==122.5][ 'ang' ],
results_df_F2rd_07 [results_df_F2rd_07 ['lambda']==122.5][ 'Feta' ],
color='green', label='$\lambda/L_{\square}=0.7$' )
plt.plot(results_df_F2rd_1 [results_df_F2rd_1 ['lambda']==175.0][ 'ang' ],
results_df_F2rd_1 [results_df_F2rd_1 ['lambda']==175.0][ 'Feta' ],
color='blue', label='$\lambda/L_{\square}=1.0$' )
plt.plot(results_df_F2rd_12 [results_df_F2rd_12 ['lambda']==210.0][ 'ang' ],
results_df_F2rd_12 [results_df_F2rd_12 ['lambda']==210.0][ 'Feta' ],
color='black', label='$\lambda/L_{\square}=1.2$' )
plt.xlabel(' $\chi_{\square}(\textcircled{\square})_{\square}$ ', fontsize=12)
plt.ylabel(r '$Y_w/(\rho_g \frac{B^2}{L} \zeta_w^2)$ ', fontsize=12)
plt.xlim(0.0,360.0)
plt.title(' $Y_w$ com velocidade '+str(vel_plot)+' m/s ')
plt.legend()
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

# #
# #Plotagem do momento em Mz
# #

```

```

plt.figure(3, dpi=600)

```

```

plt.plot(results_df_F2rd_05 [results_df_F2rd_05 ['lambd']==87.5] ['ang'],
results_df_F2rd_05 [results_df_F2rd_05 ['lambd']==87.5] ['Mzeta'],
color='red', label='$\lambda/L_{\square}0.5$')
plt.plot(results_df_F2rd_07 [results_df_F2rd_07 ['lambd']==122.5] ['ang'],
results_df_F2rd_07 [results_df_F2rd_07 ['lambd']==122.5] ['Mzeta'],
color='green', label='$\lambda/L_{\square}0.7$')
plt.plot(results_df_F2rd_1 [results_df_F2rd_1 ['lambd']==175.0] ['ang'],
results_df_F2rd_1 [results_df_F2rd_1 ['lambd']==175.0] ['Mzeta'],
color='blue', label='$\lambda/L_{\square}1.0$')
plt.plot(results_df_F2rd_12 [results_df_F2rd_12 ['lambd']==210.0] ['ang'],
results_df_F2rd_12 [results_df_F2rd_12 ['lambd']==210.0] ['Mzeta'],
color='black', label='$\lambda/L_{\square}1.2$')
plt.xlabel('$\chi_{\square}(\^{\circ})_{\square}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$N_w/(\rho_g B^2_{\square} zeta_w^2)$', fontsize=12)
plt.xlim(0.0,360.0)
plt.title('$N_w$ com velocidade '+str(vel_plot)+' m/s')
plt.legend()
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

E.4 Programa de transposição das cotas do casco para o formato do PDStrip

"""

Nome: *Cotas_Rhino.py*

Created on Wed Nov 17 09:22:38 2021

@author: Eng. Naval Rodrigo Ferraz Nunes

Instruções:

- Preprocessa as balizas de um casco para o formato utilizado no arquivo *geomet.inp* do PDStrip
- Utiliza como base os dados de exportação do software Rhinoceros
- Colar o *.txt* de saída do Rhino no excel.
- 2 casas decimais para o eixo *x*.
- Em torno de 4 casas para os eixos *y* e *z*.
- Formatar o arquivo na seguinte ordem:

1. Entre pontos: Primeiro o ponto verticalmente inferior, e o último estaria no cruzamento da baliza com a linha d'água (ou mais próximo dela se a baliza for completamente submersa)
2. Entre balizas: A primeira baliza de exportação é a de ré (mais negativa), nomeada baliza 0, seguindo a sequência até a última baliza de vante.

Obs.: cuidado ao classificar as balizas mais próximas da proa ou de ré, pois o eixo *y* pode não ser crescente em alguns setores da curva. Por isso,

recomenda-se ordenar pelo eixo z.

Exemplo de arquivo de entrada

Ex.: s175_pts_baliza.txt

```
-87.50  0.0000  8.9673
-87.50  0.1418  8.9740
-87.50  0.3698  8.9876
-87.50  0.6711  9.0761
-87.50  0.9864  9.2332
-87.50  1.2031  9.3884
-87.50  1.3450  9.5000
-85.31  0.0000  8.6475
-85.31  0.1400  8.6477
-85.31  0.3916  8.6562
-85.31  0.7694  8.7609
.
.
.
```

"""

```
import numpy as np
import pandas as pd
import scipy as py
import matplotlib.pyplot as plt
import matplotlib.cm as cm

L = 175.0
calado = '9.5'

with open('s175_pts_baliza.txt', 'r') as f:

    lines = f.readlines()
    y = []
    z = []
    indexes = []
    balizas = []
    casco = {}

    baliza_ant = '0.0' #Estipulando '0.0' para permitir assumir o valor da
    #primeira baliza

    data_balizas = {} #{ 'x_baliza ':[], 'y ':[], 'z ':[], 'n_pontos ':[]}

#Declaração das variáveis de loop
```



```

transicao = 0.0

baliza_ant = 0.0
pos_baliza = -1

for i in range(0, len(lines)):
q = lines[i].split()
baliza_atual = float(q[0])
transicao = baliza_atual - baliza_ant
if np.absolute(transicao) > 0.1:

pos_baliza = pos_baliza + 1
baliza_ant = float(q[0])
x_baliza = q[0]
data_balizas[pos_baliza] = [x_baliza, [], []]

data_balizas[pos_baliza][1].append(q[1]) #valores em y
data_balizas[pos_baliza][2].append(q[2]) #valores em z

baliza_ant = float(q[0])

#=====
#                               Condição de Simetria
#
# Função: Espelha os pontos em relação ao plano diametral.
#
#=====

simetria = input('Condição_de_simetria_adotada?_S_ou_N? ')

n_balizas = pos_baliza+1

if simetria == 'S':
for pos_baliza in range(n_balizas):
begin_y = data_balizas[pos_baliza][1][::-1]
begin_y = np.float_(begin_y)
begin_y = begin_y*(-1)

y_simetrico = np.concatenate((begin_y[0:(len(begin_y)-1)],
data_balizas[pos_baliza][1]))
data_balizas[pos_baliza][1] = y_simetrico

begin_z = data_balizas[pos_baliza][2][::-1]

```

```

z_simetrico = np.concatenate(((begin_z[0:(len(begin_z)-1)],
data_balizas[pos_baliza][2]))
data_balizas[pos_baliza][2] = z_simetrico

#-----
# Escrita das balizas no formato geomet.txt
#-----
#O formato geomet.txt é o formato de leitura do PDStrip

with open('geomet.txt', 'w') as g:

linha0 = '_____' + str(n_balizas) + '_T_' + calado
g.write(linha0 + '\n')

for j in range(n_balizas):
n_pontos = len(data_balizas[j][1])
inf_baliza = '_____' + str(data_balizas[j][0]) + '_' + str(n_pontos) + '_' + '0'
g.write(inf_baliza + '\n')
g.write('_____')

for i in range(n_pontos):

cota_y = data_balizas[j][1][i] + '_'
g.write(cota_y)

g.write('\n')
g.write('_____')

for k in range(n_pontos):
cota_z = data_balizas[j][2][k] + '_'
g.write(cota_z)

g.write('\n')

```

E.5 Programa para plotagem dos coeficientes hidrodinâmicos

```

# -*- coding: utf-8 -*-
"""

```

Created on Fri Nov 12 07:01:45 2021

@author: Eng. Naval Rodrigo Ferraz Nunes

Importa os dados do arquivo de saída 'sectionresults.dat' e

calcula os valores de massa adicional e amortecimento potencial, plotando os valores por frequência de encontro.
 """

```
import numpy as np
import pandas as pd
from scipy import integrate
from scipy import interpolate
import scipy as py
import matplotlib.pyplot as plt
import matplotlib.cm as cm
from mpl_toolkits import mplot3d
from mpl_toolkits.mplot3d import Axes3D
```

```
#-----
#Características principais
#-----
U = 6.22 #Velocidade de avanço
L = 175.0
B = 25.4
d = 9.5
rho = 1028.0
g = 9.81
adm = g*B**2/L
m = 24801000.0
GM = 1.005
kxx = 0.338*B
Ix = m*(kxx**2)
#-----
#Integração por simpson
#-----
# Arquivo hidrostáticas.dat com
#Posição das seções no eixo x (longitudinal)
#Instruções: Copiar tabela de dados das seções
# do arquivo pdstrip.out

#EXEMPLO: Salvar como "hidrostáticas.dat"
# Section      x      yb      zb      area      breadth
# 1      -87.5    0      9.282    0.99      2.69
# 2      -83.125  0      9.001    4.804     5.897
# 3      -78.75    0      6.787    21.908    8.691
# 4      -74.375  0      6.344    42.013    11.536
# 5      -70      0      6.156    60.042    13.916
# 6      -61.25   0      5.899    96.099    17.951
```

# 7	-52.5	0	5.678	131.774	21.106
# 8	-43.75	0	5.464	164.58	23.331
# 9	-35	0	5.28	191.653	24.624
# 10	-26.25	0	5.117	213.154	25.348
# 11	-17.5	0	4.987	225.633	25.4
# 12	-8.75	0	4.897	232.93	25.4
# 13	0	0	4.884	233.808	25.4
# 14	8.75	0	4.951	228.707	25.4
# 15	17.5	0	5.032	215.307	24.883
# 16	26.25	0	5.135	192.105	23.382
# 17	35	0	5.233	163.114	21.106
# 18	43.75	0	5.325	130.76	17.847
# 19	52.5	0	5.398	98.095	14.071
# 20	61.25	0	5.392	69.095	10.036
# 21	70	0	5.181	46.269	6.415
# 22	74.375	0	4.965	36.144	4.708
# 23	78.75	0	4.664	28.296	3.673
# 24	83.125	0	4.344	22.127	3.259
# 25	87.5	0	3.575	14.272	2.793

```
hs = pd.read_table("hidrostaticas.dat",header=0)
x = hs['x'].to_numpy()
```

```
##=====
#                               Massa adicional e amortecimento
#
#   Obs.: Importada a massa adicional e amortecimento calculados
#   nas seções e integrando ao longo do navio com os termos adicionais
#   de Salvensen (1970).
#=====
```

```
#Declaração de listas e dicionários
```

```
#Massas adicionais
```

```
data_addedm = []
dict_addedm = {}
lista_freq = []
```

```
#Forças de FK
```

```
data_fk = []
dict_fk = {}
```

```
#Forças de difração
```

```
data_diff = []
dict_diff = {}
```

```

#Importação dos dados do arquivo de saída sectionresults.dat
with open('sectionresults.dat','r') as h:

i = 0
linhas = h.readlines()
freqmax = int(linhas[1])
n_secoes = len(x)
data_exc = {'w_freq':[], 'x_baliza':[], 'ang':[], 'fk_2':[], 'fk_3':[],
'fk_4':[], 'diff_2':[], 'diff_3':[], 'diff_4':[]}

for j in range(len(x)):
data_fk.append(x[j])
data_diff.append(x[j])
for i in range(freqmax):

inputs_sections = linhas[4*(freqmax*j+i)+2].split()
omg = inputs_sections[0]
addedm = linhas[4*(freqmax*j+i)+3]
addedm = addedm.split()
data_addedm.append([omg, x[j], addedm])

n_wang = inputs_sections[1]
n_wang = int(n_wang)
wang = inputs_sections[2:]

for data in data_addedm:
if data[0] not in dict_addedm:
dict_addedm[data[0]] = []
dict_addedm[data[0]].append(data[1:])

lista_freq = [*dict_addedm]

#Declaração das variáveis em forma de lista para cada
#termo de radiação bidimensional.

#Radiação 2D
ma22 = []
ma23 = []
ma24 = []
ma32 = []
ma33 = []
ma34 = []
ma42 = []

```

```
ma43 = []
ma44 = []
```

```
#Massa adicional 2D
```

```
a22 = []
a23 = []
a24 = []
a32 = []
a33 = []
a34 = []
a42 = []
a43 = []
a44 = []
```

```
#Amortecimento pontencial 2D
```

```
b22 = []
b23 = []
b24 = []
b32 = []
b33 = []
b34 = []
b42 = []
b43 = []
b44 = []
```

```
for w_e in lista_freq:
for j in range(len(x)):
```

```
#Bloco para receber os dados do .txt distribuído por seções
```

```
ma22.append(dict_addedm[w_e][j][1][0])
ma23.append(dict_addedm[w_e][j][1][1])
ma24.append(dict_addedm[w_e][j][1][2])
ma32.append(dict_addedm[w_e][j][1][3])
ma33.append(dict_addedm[w_e][j][1][4])
ma34.append(dict_addedm[w_e][j][1][5])
ma42.append(dict_addedm[w_e][j][1][6])
ma43.append(dict_addedm[w_e][j][1][7])
ma44.append(dict_addedm[w_e][j][1][8])
```

```
#Separação dos termos de radiação em massa adicional e
#amortecimento pontencial.
```

```
for i in range(len(x)*len(lista_freq)):
```

```
#Bloco para receber os dados do .txt distribuído por seções
```

```
acte22, bcte22 = ma22[i].split(',')
acte22= acte22.replace(acte22[0], '□')
```

```
bcte22= bcte22.replace(bcte22[len(bcte22)-1], '␣')
a22.append( acte22)
b22.append(bcte22)
```

```
acte23 , bcte23 = ma23[i].split(' , ')
acte23= acte23.replace( acte23[0], '␣')
bcte23= bcte23.replace( bcte23[len(bcte23)-1], '␣')
a23.append( acte23)
b23.append(bcte23)
```

```
acte24 , bcte24 = ma24[i].split(' , ')
acte24= acte24.replace( acte24[0], '␣')
bcte24= bcte24.replace( bcte24[len(bcte24)-1], '␣')
a24.append( acte24)
b24.append(bcte24)
```

```
acte32 , bcte32 = ma32[i].split(' , ')
acte32= acte32.replace( acte32[0], '␣')
bcte32= bcte32.replace( bcte32[len(bcte32)-1], '␣')
a32.append( acte32)
b32.append(bcte32)
```

```
acte33 , bcte33 = ma33[i].split(' , ')
acte33= acte33.replace( acte33[0], '␣')
bcte33= bcte33.replace( bcte33[len(bcte33)-1], '␣')
a33.append( acte33)
b33.append(bcte33)
```

```
acte34 , bcte34 = ma34[i].split(' , ')
acte34= acte34.replace( acte34[0], '␣')
bcte34= bcte34.replace( bcte34[len(bcte34)-1], '␣')
a34.append( acte34)
b34.append(bcte34)
```

```
acte42 , bcte42 = ma42[i].split(' , ')
acte42= acte42.replace( acte42[0], '␣')
bcte42= bcte42.replace( bcte42[len(bcte42)-1], '␣')
a42.append( acte42)
b42.append(bcte42)
```

```
acte43 , bcte43 = ma43[i].split(' , ')
acte43= acte43.replace( acte43[0], '␣')
bcte43= bcte43.replace( bcte43[len(bcte43)-1], '␣')
a43.append( acte43)
b43.append(bcte43)
```

```
acte44 , bcte44 = ma44[i].split(' , ')

```

```

acte44= acte44.replace(acte44[0], '␣')
bcte44= bcte44.replace(bcte44[len(bcte44)-1], '␣')
a44.append(acte44)
b44.append(bcte44)

```

```

a22 = np.float_(a22)
a23 = np.float_(a23)
a24 = np.float_(a24)
a32 = np.float_(a32)
a33 = np.float_(a33)
a34 = np.float_(a34)
a42 = np.float_(a42)
a43 = np.float_(a43)
a44 = np.float_(a44)

```

```

b22 = np.float_(b22)
b23 = np.float_(b23)
b24 = np.float_(b24)
b32 = np.float_(b32)
b33 = np.float_(b33)
b34 = np.float_(b34)
b42 = np.float_(b42)
b43 = np.float_(b43)
b44 = np.float_(b44)

```

```

for i, w_e in enumerate(lista_freq) :

```

```

for j in range(len(x)):

```

```

omg = float(w_e)

```

```

a22[j+i*len(x)] = a22[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

a23[j+i*len(x)] = a23[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

a24[j+i*len(x)] = a24[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

a32[j+i*len(x)] = a32[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

a33[j+i*len(x)] = a33[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

a34[j+i*len(x)] = a34[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

a42[j+i*len(x)] = a42[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

a43[j+i*len(x)] = a43[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

a44[j+i*len(x)] = a44[j+i*len(x)]/(omg**2)

```

```

b22[j+i*len(x)] = -b22[j+i*len(x)]/omg

```

```

b23[j+i*len(x)] = -b23[j+i*len(x)]/omg

```

```

b24[j+i*len(x)] = -b24[j+i*len(x)]/omg

```

```

b32[j+i*len(x)] = -b32[j+i*len(x)]/omg

```

```

b33[j+i*len(x)] = -b33[j+i*len(x)]/omg

```

```

b34[j+i*len(x)] = -b34[j+i*len(x)]/omg

```

```

b42[j+i*len(x)] = -b42[j+i*len(x)]/omg

```

```

b43[j+i*len(x)] = -b43[j+i*len(x)]/omg

```

```

b44[j+i*len(x)] = -b44[j+i*len(x)]/omg

```



```

A11 = np.zeros(len(lista_freq))
A22 = np.zeros(len(lista_freq))
A24 = np.zeros(len(lista_freq))
A26 = np.zeros(len(lista_freq))
A33 = np.zeros(len(lista_freq))
A35 = np.zeros(len(lista_freq))
A42 = np.zeros(len(lista_freq))
A44 = np.zeros(len(lista_freq))
A46 = np.zeros(len(lista_freq))
A53 = np.zeros(len(lista_freq))
A55 = np.zeros(len(lista_freq))
A62 = np.zeros(len(lista_freq))
A64 = np.zeros(len(lista_freq))
A66 = np.zeros(len(lista_freq))

```

```

B11 = np.zeros(len(lista_freq))
B22 = np.zeros(len(lista_freq))
B24 = np.zeros(len(lista_freq))
B26 = np.zeros(len(lista_freq))
B33 = np.zeros(len(lista_freq))
B35 = np.zeros(len(lista_freq))
B42 = np.zeros(len(lista_freq))
B44 = np.zeros(len(lista_freq))
B46 = np.zeros(len(lista_freq))
B53 = np.zeros(len(lista_freq))
B55 = np.zeros(len(lista_freq))
B62 = np.zeros(len(lista_freq))
B64 = np.zeros(len(lista_freq))
B66 = np.zeros(len(lista_freq))

```

```

for i, w_e in enumerate(lista_freq) :
    omg = float(w_e)

```

#Calculo da massa adicional total

```

A22[i] = py.integrate.simps(a22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))], x)
-(U/omg**2)*b22[i*len(x)]
B22[i] = py.integrate.simps(b22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))], x)
+U*a22[i*len(x)]
A24[i] = py.integrate.simps(a24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))], x)
-(U/(omg**2))*b24[i*len(x)]
A42[i] = A24[i]
B24[i] = py.integrate.simps(b24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
, x)+U*a24[i*len(x)]

```

```

B42[i] = B24[i]
A26[i] = (py.integrate.simps(x*a22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
, x)+((U/(omg**2))*
py.integrate.simps(b22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))], x))-
(U/(omg**2))*(x[0]*b22[i*len(x)])+(U**2/(omg**2))*a22[i*len(x)])
B26[i] = (py.integrate.simps(x*b22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))], x)-(U*
py.integrate.simps(a22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))], x))
+U*(x[0]*a22[i*len(x)])+(U**2/(omg**2))*b22[i*len(x)])

A33[i] = py.integrate.simps(a33[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U/(omg**2))*b33[i*len(x)]
B33[i] = py.integrate.simps(b33[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)+ U*a33[i*len(x)]
A35[i] = -py.integrate.simps(x*a33[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)+ (U/(omg**2))*B33[i]
B35[i] = -py.integrate.simps(x*b33[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-U*A33[i]

A44[i] = py.integrate.simps(a44[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U/(omg**2))*b44[i*len(x)]
B44[i] = py.integrate.simps(b44[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)+U*a44[i*len(x)]

A46[i] = py.integrate.simps(x*a24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)+((U/(omg**2))*
py.integrate.simps(b24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x))-(U/(omg**2))*(x[0]*
b24[i*len(x)])+(U**2/(omg**2))*a24[i*len(x)])
B46[i] = py.integrate.simps(x*b24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U*
py.integrate.simps(a24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x))+U*(x[0]*
a24[i*len(x)])+(U**2/(omg**2))*b24[i*len(x)])
A55[i] = py.integrate.simps((x**2)*a33[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U**2/omg**2)*A33[i]
A53[i] = -py.integrate.simps(x*a33[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U**2/(omg**2))*B33[i]
B53[i] = -py.integrate.simps(x*b33[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)+U*A33[i]
B55[i] = py.integrate.simps((x**2)*b33[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U**2/(omg**2))*B33[i]

A62[i] = py.integrate.simps(x*a22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-((U/(omg**2))*
py.integrate.simps(b22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x))-(U/(omg**2))*(x[0]*b22[i*len(x)])
B62[i] = py.integrate.simps(x*b22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))], x)+(U*

```

```

py.integrate.simps(a22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x))+U*(x[0]*a22[i*len(x)])
A64[i] = py.integrate.simps(x*a24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U/(omg**2))*
py.integrate.simps(b24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U/(omg**2))*(x[0]*b24[i*len(x)])
B64[i] = py.integrate.simps(x*b24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))], x)+(U*
py.integrate.simps(a24[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x))+U*(x[0]*a24[i*len(x)])

```

```

A66[i] = py.integrate.simps(x**2*a22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)+((U**2/(omg**2))*
py.integrate.simps(a22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)-(U/(omg**2))*(x[0]**2*
b22[i*len(x)])+(U**2/(omg**2))*a22[i*len(x)])
B66[i] = py.integrate.simps(x**2*b22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x)+(U**2/(omg**2))*
py.integrate.simps(b22[(i*len(x)):(i*len(x)+len(x))],
x))+U*(x[0]**2*
a22[i*len(x)])+(U**2/(omg**2))*b24[i*len(x)]

```

```

#
#      Transformação da referência de massa adicional
#
# Descrição: Caso haja necessidade de modificar o sistema
# de coordenadas de referência para a massa adicional, devemos
# transformar seu tensor.
#
# Uso.: Modificar a distância r_wl, que corresponde a distância
# da origem do referencial calculado até o ponto de interesse.
#
#
#

```

```

#Formação dos blocos de matriz de transformação foram baseados na seção
# 7.5.4 de (Fossen,2011)

```

```

#Matriz H
def H_mtr(r):
#r corrponde à distância entre o referencial calculado e
# o desejado
S = S_mtr(r)
k1 = np.concatenate((np.eye(3), S.T), axis=1)
k2 = np.concatenate((np.zeros([3,3]), np.eye(3)), axis=1)

```

```

H = np.concatenate((k1,k2))
return H

#Matriz antissimétrica
def S_mtr(a):
#Monta a matriz antisimétrica
#Utilizada para o produto vetorial
S = np.asarray([[0.0, -a[2], a[1]], [a[2], 0.0, -a[0]],
[-a[2], a[0], 0.0]])
return S

#Matriz de massa adional completa
def A_mtr(A11, A22, A24, A26, A33, A35, A42, A44, A46, A53,
A55, A62, A64, A66):

MA = np.asarray([[A11,0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0],
[0.0, A22, 0.0, A24, 0.0, A26],
[0.0, 0.0, A33, 0.0, A35, 0.0],
[0.0, A42, 0.0, A44, 0.0, A46],
[0.0, 0.0, A53, 0.0, A55, 0.0],
[0.0, A62, 0.0, A64, 0.0, A66]])
return MA

#INPUTS
r_wl = np.asarray([0.0, 0.0, 0.0]) #dist. ref. calculado
m_0 = np.zeros(len(lista_freq))
A11 = m_0

#Processamento
H = H_mtr(r_wl)
HT = np.transpose(H)
H_inv = np.linalg.inv(H)
H_inv_T = np.linalg.inv(HT)

M_A_wl = np.zeros([len(lista_freq),6,6])

for i in range(len(lista_freq)):

MA = A_mtr(A11[i], A22[i], A24[i], A26[i], A33[i],
A35[i], A42[i], A44[i], A46[i], A53[i],
A55[i], A62[i], A64[i], A66[i])
M_A_wl[i] = np.matmul(H_inv_T, np.matmul(MA, H_inv))

#Atualização das variáveis de massa adicional

```

```

A22 [:] = M_A_wl[:,1,1]

A24 [:] = M_A_wl[:,1,3]

A42 [:] = M_A_wl[:,3,1]

A26 [:] = M_A_wl[:,1,5]

A33 [:] = M_A_wl[:,2,2]

A35 [:] = M_A_wl[:,2,4]

A44 [:] = M_A_wl[:,3,3]

A46 [:] = M_A_wl[:,3,5]

A55 [:] = M_A_wl[:,4,4]

A53 [:] = M_A_wl[:,4,2]

A62 [:] = M_A_wl[:,5,1]

A64 [:] = M_A_wl[:,5,3]

A66 [:] = M_A_wl[:,5,5]

```

```

#=====
#Plotagem dos resultados
#=====

```

```

#Massas adicionais

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A22, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A22, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{22}$(kg)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A24, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A24, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{24}$(kg.m)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A26, color='blue')

```

```

plt.scatter(np.float_(lista_freq),A26, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{26}$(kg.m)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A33, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A33, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{33}$(kg)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A35, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A35, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{35}$(kg.m)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A42, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A42, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{42}$(kg.m)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A44, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A44, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{44}$(kg.m^2)$', fontsize=12)
plt.title('$z_{g}$(str(r_wl[2]))')
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A46, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A46, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{46}$(kg.m^2)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),A53, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A53, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{53}$(kg.m)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)

```

```

plt.show()

plt.plot(np.float_(lista_freq),A55, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A55, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{55}$(kg.m2)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(np.float_(lista_freq),A62, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A62, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{62}$(kg.m)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(np.float_(lista_freq),A64, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A64, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{64}$(kg.m2)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(np.float_(lista_freq),A66, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),A66, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$A_{66}$(kg.m2)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

#Amortecimento
plt.plot(np.float_(lista_freq),B22, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B22, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{22}$(kg/s)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(np.float_(lista_freq),B24, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B24, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{24}$(kg.m/s)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(np.float_(lista_freq),B26, color='blue')

```

```

plt.scatter(np.float_(lista_freq),B26, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$ (rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{26}$ (kg.m/s)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B33, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B33, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$ (rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{33}$ (kg/s)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B35, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B35, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$ (rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{35}$ (kg.m/s)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B42, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B42, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$ (rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{42}$ (kg.m/s)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B44, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B44, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$ (rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{44}$ (kg.m^2/s)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B46, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B46, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$ (rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{46}$ (kg.m^2/s)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B53, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B53, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$ (rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{53}$ (kg.m/s)', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```



```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B55, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B55, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{55}$(kg.m2/s)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B62, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B62, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{62}$(kg.m/s)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B64, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B64, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{64}$(kg.m2/s)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(np.float_(lista_freq),B66, color='blue')
plt.scatter(np.float_(lista_freq),B66, color='blue')
plt.xlabel('$\omega_e$(rad/s)', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$B_{66}$(kg.m2/s)$', fontsize=12)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

E.6 Programa para plotagem do RAO

"""

Programa RAO.py

@author: Eng. Naval Rodrigo Ferraz Nunes

–Importa os dados de RAO advindos do arquivo 'responsefunctions'.

–Copiar os dados desse arquivo de saída do PDStrip e colá-lo no arquivo "RAO.dat" dessa pasta.

–Os dados de translação estão adimensionalizados em relação a amplitude da onda a rotação em relação a amplitude e número de onda (k).

–Caso haja dados experimentais para comparar, substituir o nome na variável 'exp'.

"""

```
import numpy as np
```

```

import pandas as pd
from scipy import integrate
import matplotlib.pyplot as plt
import matplotlib.cm as cm

L = 175.0 #Comprimento do navio
g = 9.81 #gravidade

#-----
#                               Importação do RAO
#-----

#Declaração dos movimentos
eta1 = []
eta2 = []
eta3 = []
eta4 = []
eta5 = []
eta6 = []

#Auxiliares
eta1_s = []
eta2_s = []
eta3_s = []
eta4_s = []
eta5_s = []
eta6_s = []

#Declaração de um dicionário de movimentos
eta1_d = {}
eta2_d = {}
eta3_d = {}
eta4_d = {}
eta5_d = {}
eta6_d = {}

#-----
#Input de ângulos simulados
#-----

#Incluir lista de ângulos em radianos na variável "list_angles"
#Copiar essa lista do arquivo "responsefunctions.dat".

list_angles = np.asarray([0.0, 0.5235984, 1.0471967, 1.570795, 2.0943933,
2.6179917, 3.14159])
list_angles = (list_angles*180.0/np.pi)

```

```

list_angles_graus = []

for i in range(len(list_angles)):
list_angles_graus.append(round(list_angles[i]))

#Importação e manipulação do arquivo de texto gerado pelo PDStrip
with open('responsefunctions.dat','r') as f:
i = 0
lines = f.readlines()
inputs = lines[2].split()
N_wvl = int(inputs[0])
wvl = inputs[1:(N_wvl+1)]
N_vel = int(inputs[N_wvl+1])
vel = inputs[(N_wvl+2):(N_wvl+2)+(N_vel)]
N_ang = int(inputs[(N_wvl+N_vel+2)])

#ang = inputs[(N_wvl+N_vel+3):(N_wvl+N_vel+N_ang+3)]
ang = list_angles_graus

#para validação temos um ângulo para vários comprimentos de onda
for line in lines[3:(len(lines)+1)]:
etas = line.split()
eta1.append(float(etas[0]))
eta2.append(float(etas[1]))
eta3.append(float(etas[2]))
eta4.append(float(etas[3]))
eta5.append(float(etas[4]))
eta6.append(float(etas[5]))

#Organizando por ângulo de incidência

for j in range(0,N_ang):
for i in range(0,N_wvl):
k = i*N_ang+j
eta1_s.append(np.sqrt(eta1[k]))
eta2_s.append(np.sqrt(eta2[k]))
eta3_s.append(np.sqrt(eta3[k]))
eta4_s.append(np.sqrt(eta4[k]*(float(wvl[i])/(2.0*np.pi))))
eta5_s.append(np.sqrt(eta5[k]*(float(wvl[i])/(2.0*np.pi))))
eta6_s.append(np.sqrt(eta6[k]*(float(wvl[i])/(2.0*np.pi))))
nome_ang = ang[j]
eta1_d[nome_ang] = eta1_s
eta2_d[nome_ang] = eta2_s
eta3_d[nome_ang] = eta3_s

```

```

eta4_d[nome_ang] = eta4_s
eta5_d[nome_ang] = eta5_s
eta6_d[nome_ang] = eta6_s
eta1_s = []
eta2_s = []
eta3_s = []
eta4_s = []
eta5_s = []
eta6_s = []
#Assumir como chave dos etas

```

```

#(ang, wvl, eta)

```

```

#Formação do array com as frequencias

```

```

Wvl = []
Wvl = [float(lbda) for lbda in wvl]
Wvl = np.asarray(Wvl)
w = np.sqrt(2*np.pi*g/Wvl)
w_adm = w*np.sqrt(L/g)

```

```

#=====
#Importação dos dados experimentais
#=====

```

```

Heave_120 = pd.read_table("Heave_120.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Heave_150 = pd.read_table("Heave_150.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Heave_180 = pd.read_table("Heave_180.dat", header=0, delimiter=r"\s+")

```

```

Pitch_30 = pd.read_table("Pitch_30.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Pitch_60 = pd.read_table("Pitch_60.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Pitch_90 = pd.read_table("Pitch_90.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Pitch_120 = pd.read_table("Pitch_120.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Pitch_150 = pd.read_table("Pitch_150.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Pitch_180 = pd.read_table("Pitch_180.dat", header=0, delimiter=r"\s+")

```

```

Roll_30 = pd.read_table("Roll_30.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Roll_60 = pd.read_table("Roll_60.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Roll_90 = pd.read_table("Roll_90.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Roll_120 = pd.read_table("Roll_120.dat", header=0, delimiter=r"\s+")
Roll_150 = pd.read_table("Roll_150.dat", header=0, delimiter=r"\s+")

```

```

Yaw_30 = pd.read_table("Yaw_30.dat",header=0, delimiter=r"\s+")
Yaw_60 = pd.read_table("Yaw_60.dat",header=0, delimiter=r"\s+")
Yaw_90 = pd.read_table("Yaw_90.dat",header=0, delimiter=r"\s+")
Yaw_120 = pd.read_table("Yaw_120.dat",header=0, delimiter=r"\s+")
Yaw_150 = pd.read_table("Yaw_150.dat",header=0, delimiter=r"\s+")

#-----
#Exemplo de arquivo de entrada
#-----

#Descrição: Exemplo de arquivo de texto utilizado para plotar os dados
#           experimentais de um movimento num determinado ângulo de entrada.

#Obs.: Salvar na mesma pasta do programa

#omg' RAO
#2.04929 0.518145
#2.26771 0.507675
#2.51162 0.456155
#2.91367 0.336104
#3.57309 0.27734
#4.25722 0.0339368

#-----
#Plotagem
#-----
plt.plot(w_adm, eta3_d[120], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta3_d[120], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Heave_120['x'], Heave_120['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_3_{em}\mu_{120}^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=14)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_3}{\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta3_d[150], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta3_d[150], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Heave_150['x'], Heave_150['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_3_{em}\mu_{150}^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_3}{\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.legend(fontsize=14)

```

```

plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta3_d[180], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta3_d[180], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Heave_180['x'], Heave_180['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{3\_em\_}\mu=180^\circ$')
plt.xlabel(r'$\omega\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}$ ', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_3}{\zeta}$ ', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta5_d[30], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta5_d[30], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Pitch_30['x'], Pitch_30['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{5\_em\_}\mu=30^\circ$')
plt.xlabel(r'$\omega\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}$ ', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_5}{k\zeta}$ ', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta5_d[60], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta5_d[60], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Pitch_60['x'], Pitch_60['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{5\_em\_}\mu=60^\circ$')
plt.xlabel(r'$\omega\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}$ ', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_5}{k\zeta}$ ', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta5_d[90], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta5_d[90], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Pitch_90['x'], Pitch_90['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{5\_em\_}\mu=90^\circ$')
plt.xlabel(r'$\omega\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}$ ', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_5}{k\zeta}$ ', fontsize=14)
plt.legend(fontsize=14)

```

```

plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta5_d[120], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta5_d[120], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Pitch_120['x'], Pitch_120['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{5\_em\_}\mu_{120}^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_5}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta5_d[150], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta5_d[150], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Pitch_150['x'], Pitch_150['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{5\_em\_}\mu_{150}^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_5}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta5_d[180], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta5_d[180], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Pitch_180['x'], Pitch_180['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{5\_em\_}\mu_{180}^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_5}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta4_d[30], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta4_d[30], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Roll_30['x'], Roll_30['Curve1'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{4\_em\_}\mu_{30}^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_4}{k\zeta}$', fontsize=14)

```

```

plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,10.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta4_d[60], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta4_d[60], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Roll_60['x'], Roll_60['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{4\_em\_}\mu=60^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_4}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,10.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta4_d[90], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta4_d[90], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Roll_90['x'], Roll_90['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{4\_em\_}\mu=90^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_4}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,10.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta4_d[120], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta4_d[120], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Roll_120['x'], Roll_120['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_{4\_em\_}\mu=120^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_4}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,10.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```



```

plt.plot(w_adm, eta4_d[150], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta4_d[150], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Roll_150['x'], Roll_150['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_4_{em}\mu=150^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_4}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,10.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(w_adm, eta6_d[30], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta6_d[30], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Yaw_30['x'], Yaw_30['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_6_{em}\mu=30^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_6}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,1.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(w_adm, eta6_d[60], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta6_d[60], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Yaw_60['x'], Yaw_60['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_6_{em}\mu=60^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_6}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,1.0)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```

```

plt.plot(w_adm, eta6_d[90], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta6_d[90], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Yaw_90['x'], Yaw_90['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_6_{em}\mu=90^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_6}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)

```

```

plt.ylim(0.0,0.4)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta6_d[120], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta6_d[120], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Yaw_120['x'], Yaw_120['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_6_{em}\mu=120^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_6}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,0.6)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

plt.plot(w_adm, eta6_d[150], color='blue')
plt.scatter(w_adm, eta6_d[150], color='blue', label='Calculado')
plt.scatter(Yaw_150['x'], Yaw_150['Curvel'], color='red',
label='Experimental')
plt.title(r'$\xi_6_{em}\mu=150^{\circ}$')
plt.xlabel(r'$\omega_{\sqrt{\frac{L_{pp}}{g}}}$', fontsize=12)
plt.ylabel(r'$\frac{\xi_6}{k\zeta}$', fontsize=14)
plt.xlim(1.0,4.0)
plt.ylim(0.0,0.6)
plt.legend(fontsize=14)
plt.grid(linestyle='-', linewidth=0.6)
plt.show()

```