MARIO LUIS CARNEIRO

DESENVOLVIMENTO DE SISTEMA DE CONTROLE PARA GERAÇÃO
E ABSORÇÃO ATIVA DE ONDAS EM TANQUES DE ENSAIOS DE
ESTRUTURAS OCEÂNICAS

São Paulo

2012

MARIO LUIS CARNEIRO

DESENVOLVIMENTO DE SISTEMA DE CONTROLE PARA GERAÇÃO
E ABSORÇÃO ATIVA DE ONDAS EM TANQUES DE ENSAIOS DE
ESTRUTURAS OCEÂNICAS

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção
do Título de Doutor em Engenharia.

Área de concentração:
Engenharia de Controle e Automação
Mecânica

Orientador:
Prof. Dr. Eduardo Aoun Tannuri

São Paulo
2012

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

São Paulo, dede 20

Assinatura do autor

Assinatura do orientador

FICHA CATALOGRÁFICA

Carneiro, Mario Luis

Desenvolvimento de sistema de controle para geração e absorção ativa de ondas em tanques de ensaios de estruturas oceânicas / M.L. Carneiro. -- São Paulo, 2012.

171 p.

Tese (Doutorado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecatrônica e de Sistemas Mecânicos.

1. Tanque de provas 2. Ondas (Geração; Análise) 3. Controladores digitais I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecatrônica e de Sistemas Mecânicos II. t.

Dedico este trabalho à minha esposa e
aos meus pais.

Agradecimentos

Ao meu orientador Prof. Dr. Eduardo Aoun Tannuri, por todo o apoio, encorajamento, paciência e orientação durante a elaboração deste trabalho.

Ao professor Dr. Kazuo Nishimoto, idealizador deste projeto e aos professores do TPN pela oportunidade de atuar neste laboratório, experiência que agregou muito a meus conhecimentos, em especial aos professores Dr. Alexandre Nicolaos Simos e Dr. André Luís Condino Fajarra. Agradeço também aos alunos de graduação e pós-graduação do TPN.

Ao Prof. Dr. Julio Cezar Adamowski pela experiência e conhecimentos compartilhados e na ajuda no desenvolvimento dos sensores de nível por ultrassom. Agradeço também aos amigos do Laboratório de Ultrassom da Poli, Alan, Marco Aurélio, Timóteo, Marcelo e Rafael pelas discussões acadêmicas e não acadêmicas.

Aos professores Dr. Fuad Kassab Junior e Dr. Ricardo P. Marques do LAC e aos alunos Thiago Contim e Daniel Uehara pelas sugestões na concepção do sistema de automação e controle e apoio na integração dos sistemas eletrônicos.

Ao Dr. Katsuya Maeda pelas sugestões em um dos métodos de absorção de ondas estudado.

Ao professor Dr. Phillip Mark Seymour Burt pela ajuda inicial na síntese dos filtros não recursivos.

Aos amigos do Laboratório de Engenharia Naval e Oceânica da Poli, Carlos, João e Marlei, pela ajuda nos ensaios preliminares realizados no canal de ensaios didático.

Agradeço também aos companheiros do CH-TPN, Pedro Cardozo de Mello, Oygres Siqueira e Izabela Frazão Alberto pela ajuda na implementação e manutenção do CH-TPN e nas extensas montagens experimentais utilizadas neste trabalho. Sem essa ajuda e suporte esse trabalho não seria possível.

À CNPq e à FAPESP (processo nº 2008/06428-4) pela concessão da bolsa de doutorado.

E por fim, à todos os que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

Resumo

Este trabalho apresenta o desenvolvimento de um sistema de controle de absorção ativa de ondas como parte integrante da implementação de um novo tanque de ensaios de estruturas oceânicas na Universidade de São Paulo. O tanque é equipado com 148 geradores de onda dispostos em todo o seu perímetro para propiciar a geração de ondas em quaisquer direções.

O método de absorção de ondas implementado é baseado em filtros digitais utilizando como realimentação hidrodinâmica a leitura de sensores de nível solidários ao gerador de ondas. Foram estudados filtro recursivos e não recursivos, unidimensionais e bidimensionais. Também é apresentado um método para a análise da estabilidade do sistema de controle em malha fechada.

Para avaliar o desempenho do sistema de controle de absorção foi executada uma série de experimentos com ondas regulares com direção de propagação normal ao gerador de ondas e algumas direções oblíquas. Também foram executados ensaios com ondas irregulares na direção de propagação normal ao gerador de ondas. O coeficiente de reflexão experimental obtido apresentou boa aderência aos valores teóricos, apresentado um máximo de 5,61% para um ângulo de incidência entre 0° a 45° na faixa de frequência de operação do tanque.

Nos ensaios com ondas oblíquas foi observado o aparecimento de uma ressonância lateral de ondas com frequência mais alta que a da onda gerada, o que impossibilitou a execução de ensaios de longa duração de ondas com ângulo de incidência diferente de 0° . No final são apresentadas sugestões para a correção deste problema.

Abstract

This work presents the development of a control system for active absorption of waves as part of the implementation of a new test tank of ocean structures at the University of São Paulo. The tank is equipped with 148 wave generators disposed around its perimeter to allow the generation of waves in all directions.

The implemented method of wave absorption is based on digital filters with hydrodynamic feedback given by level sensors solidary to the wave generator. Were studied recursive and non-recursive, one-dimensional and two-dimensional filters. A method for stability analysis of the closed loop control system it is also presented.

To evaluate the performance of the absorption control system, a series of experiments was performed considering regular waves with propagation direction normal to the wave generator and some oblique directions. Were also performed tests with irregular waves with propagation direction normal to the wave generator. The experimental reflection coefficient obtained showed good adherence to the theoretical values, presenting a maximum of 5.61% for an angle of incidence between 0° to 45° in the frequency range of operation of the tank.

In tests with oblique waves was observed the appearance of a lateral wave resonance with highest frequency of the generated wave, prohibiting the accomplishment of long term experiments of waves with different incidence angle of 0° . At the end it is made suggestions to correct this problem.

Sumário

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Lista de Abreviaturas

Lista de Símbolos

1	Introdução	1
1.1	Motivação	2
1.2	Objetivos	3
1.3	Organização do texto	4
2	Contextualização e revisão bibliográfica	5
3	Introdução teórica	13
3.1	Teoria linear de geração de ondas	13
3.1.1	Condições de contorno	16
3.1.2	Onda progressiva	18
3.1.3	Modos evanescentes	19
3.1.4	Solução completa	20
3.1.5	Solução na notação complexa	22
3.2	Limite de geração de ondas oblíquas	27
3.3	Ondas irregulares	28
3.4	Reflexão de ondas	31
3.5	Absorção de ondas	33

4	Aparato experimental	40
4.1	Calibrador Hidrodinâmico do TPN	40
4.1.1	Arquitetura de controle	43
4.1.2	Resposta dinâmica dos motores	46
4.2	Sensores de altura de onda	48
5	Resultados	57
5.1	Função de transferência experimental de geração de ondas	57
5.2	Absorção de ondas com incidência normal ao gerador de ondas	61
5.2.1	Compensação do tempo de comunicação na malha de controle	65
5.2.2	Análise de estabilidade	72
5.2.3	Melhoria do algoritmo de otimização do filtro de absorção . . .	80
5.2.4	Geração e absorção simultâneas	84
5.2.5	Ondas irregulares	93
5.2.6	Filtro não recursivo	97
5.3	Absorção de ondas oblíquas	104
5.3.1	Filtro recursivo bidimensional	108
5.3.2	Filtro não recursivo bidimensional	114
5.3.3	Experimentos com <i>flaps</i> de largura dupla	123
6	Conclusões	133
6.1	Contribuições	138
6.2	Trabalhos futuros	139
	Referências	141
	Apêndice A – Ensaios preliminares	145
A.1	Canal de ensaios do Laboratório de Engenharia Naval e Oceânica . .	145
A.1.1	Arquitetura de controle	147
A.1.2	Malha de controle de posição	149

A.2	Algoritmo A	151
A.3	Função de transferência experimental de geração de ondas	153
A.3.1	Experimentos com o algoritmo de absorção A	153
A.3.2	Experimentos com o algoritmo de absorção B	158
A.3.3	Comentários sobre os experimentos preliminares	159
Apêndice B – Sensor de nível por ultrassom		160
Apêndice C – Mapeamento de sensores		170

Lista de Figuras

1.1	Calibrador Hidrodinâmico do TPN da Universidade de São Paulo. . .	2
2.1	Tanque AMOEBA da Universidade de Osaka. Reproduzido de NAOE (2000)	11
2.2	Tanque <i>Deep Sea Basin</i> do NMRI. Reproduzido de Tamura (2006). .	12
2.3	Tanque <i>Actual Sea Basin</i> do NMRI.	12
3.1	Sistema de coordenadas e nomenclatura da onda.	14
3.2	Desenho esquemático de geração de ondas.	15
3.3	Condições de contorno para o caso de gerador de ondas.	16
3.4	Representação gráfica do cálculo de $k_0 h$ para $\omega^2 h/g = 1$	19
3.5	Representação gráfica do cálculo de $k_s h$ para $\omega^2 h/g = 1$	20
3.6	Função de transferência de geração progressiva c_0 (–) e evanescente $i \sum_{j=1}^n c_j$ (–) em função da quantidade de termos na somatória. . . .	25
3.7	Função de transferência de geração progressiva c_0 (–) e total $i \sum_{j=0}^n c_j$ (–).	25
3.8	Funções de transferência de geração em função do ângulo de geração. Progressiva e_0 (–) e evanescente $i \sum e_j$ (–).	26
3.9	Funções de transferência de geração total em função do ângulo de geração.	26
3.10	Limite de Biesel para o Calibrador Hidrodinâmico do TPN (CH-TPN). .	28
3.11	Ilustração do processos superposição na formação das ondas no oceano. Reproduzido de Martins (2003).	29
3.12	Desenho esquemático de absorção de ondas.	33
3.13	Diagrama de blocos do controle de absorção de ondas.	36
3.14	Diagrama de blocos modificado do controle de absorção de ondas. . .	38
4.1	Calibrador Hidrodinâmico do TPN.	40

4.2	Sistema de coordenadas no CH-TPN.	41
4.3	Limites de geração de onda do CH-TPN.	41
4.4	Mecanismos de acionamento no CH-TPN.	42
4.5	Esquema do gerador de ondas do CH-TPN.	42
4.6	Absorvedor poroso atrás dos <i>flaps</i>	43
4.7	Arquitetura de controle do CH-TPN.	44
4.8	Exemplo da interface de controle no Simulink.	45
4.9	Painéis de controle do CH-TPN.	45
4.10	Diagrama do caminho dos sinais de controle no CH-TPN.	46
4.11	Sinal de comando em varredura de frequência.	47
4.12	Resposta em frequência experimental dos motores do CH-TPN.	47
4.13	Resposta em frequência do motor do CH-TPN.	48
4.14	Ilustração do sensor de altura de onda capacitivo.	49
4.15	Ilustração do eco do sensor de nível por ultrassom com e sem guia de ondas.	50
4.16	Velocidade de propagação do ultrassom em relação à temperatura da água.	51
4.17	Foto da guia de ondas.	52
4.18	Condicionador de sinais dos sensores de nível por ultrassom.	52
4.19	Correção da leitura do sensor de nível em função da posição do <i>flap</i>	53
4.20	Sistema de fixação do transdutor de ultrassom na parte traseira do <i>flap</i>	54
4.21	Exemplo do eco de dois sensores de nível por ultrassom.	54
4.22	Exemplo da leitura de dois sensores de nível por ultrassom.	54
5.1	Função de transferência progressiva de geração do CH-TPN.	59
5.2	Função de transferência total de geração do CH-TPN.	59
5.3	Distribuição das alturas das ondas em função do ângulo de geração. Reproduzido de Mello (2012).	60
5.4	Ilustração da configuração dos ensaios com ondas com incidência normal ao gerador de ondas	61

5.5	Ilustração da resposta ideal do filtro de absorção.	62
5.6	Diagrama de blocos modificado com redução de ganho.	64
5.7	Exemplo da detecção de reflexão de ondas com o método de Mansard e Funke.	64
5.8	Filtros otimizados para a determinação do atraso de comunicação. . .	66
5.9	Exemplo das séries temporais no ensaio para determinação do atraso de comunicação.	67
5.10	Coeficiente de reflexão esperado com o filtro $\tilde{F}_M2$ em função do tempo de atraso D ($K_P = 0,67$).	67
5.11	Coeficiente de reflexão obtido nos ensaios para a determinação do atraso de comunicação.	68
5.12	Resposta em frequência dos componentes do filtro modificado. . . .	69
5.13	Filtros otimizados após a determinação do atraso de comunicação. .	69
5.14	Coeficiente de reflexão teórico dos novos filtros.	70
5.15	Séries temporais dos sensores de nível solidários aos <i>flaps</i> , onda regular com frequência de 0,75 Hz.	71
5.16	Séries temporais dos sensores de nível solidários aos <i>flaps</i> , onda regular com frequência de 1,75 Hz.	72
5.17	Coeficiente de reflexão experimental obtido com o filtro $\tilde{F}_M5$	72
5.18	Análise de estabilidade do filtro $\tilde{F}_M4$	74
5.19	Análise de estabilidade do filtro $\tilde{F}_M5$	74
5.20	Configuração do ensaio para verificação da rigidez do mecanismo. . .	75
5.21	Séries temporais do ensaio para verificação da rigidez do mecanismo.	76
5.22	Amplificação do movimento dos alvos comparados com a leitura do <i>encoder</i>	77
5.23	Amplificação do movimento devido a deformação no braço mecânico de acionamento.	78
5.24	Resposta em frequência entre o <i>encoder</i> e a posição do <i>flap</i>	78
5.25	Diagrama de Nyquist considerando a rigidez do mecanismo de acionamento (até 4,5 Hz).	79

5.26	Reforço da fixação da base dos mecanismos.	80
5.27	Medição do movimento das bases dos mecanismos com um relógio comparador.	80
5.28	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M6$	82
5.29	Máximo coeficiente de reflexão obtido variando o ponto inicial da otimização. Onde M_1 e N_1 são respectivamente os tamanhos do numerador e do denominador do filtro (equação 5.1).	83
5.30	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M6A$	84
5.31	Movimento em alta frequência quando a absorção atua com todos os <i>flaps</i> independentes.	85
5.32	Leitura dos <i>encoders</i> dos <i>flaps</i> 89 a 94 durante a absorção com todos os <i>flaps</i> independentes.	85
5.33	Módulo da FFT dos <i>encoders</i> na absorção com todos os <i>flaps</i> independentes.	86
5.34	Ressonância lateral entre dois <i>flaps</i>	86
5.35	Coeficiente de reflexão experimental nos ensaios com 1 lado com absorção ativa.	87
5.36	Coeficiente de reflexão experimental nos ensaios com 2 lados com absorção ativa.	88
5.37	Comparação das amplitudes de onda incidente A_I e refletida A_R com 1 e 2 lados com a absorção de ondas ativa (casos RE1 e RE2). . . .	89
5.38	Comparação das amplitudes de onda incidente A_I e refletida A_R com 1 e 2 lados com a absorção de ondas ativa (casos RE3 a RE9). . . .	90
5.39	Comparação da leitura do <i>encoder</i> durante o ensaio de absorção do caso RE2 com 1 e 2 lados com a absorção ativa.	91
5.40	Diagrama de Bode do filtro notch.	92
5.41	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M7$	93
5.42	Comparação dos espectros de energia teóricos e experimentais nos ensaios de absorção de ondas irregulares.	95
5.43	Comparação dos espectros de grupo teóricos e experimentais nos ensaios de absorção de ondas irregulares.	96

5.44	Coeficiente de reflexão nos ensaios de absorção de ondas irregulares. .	96
5.45	Máximo coeficiente de reflexão em função do tamanho do filtro. . . .	100
5.46	Coeficientes a_k do filtro $\tilde{F}_M8$	100
5.47	Comparação do coeficiente de reflexão teórico dos filtros $\tilde{F}_M7$ e $\tilde{F}_M8$. .	101
5.48	Coeficiente de reflexão experimental nos ensaios com o filtro $\tilde{F}_M8$. .	102
5.49	Comparação de ensaio com e sem absorção de ondas (frequência 1Hz e amplitude 26 mm.	103
5.50	Ilustração da configuração dos ensaios com ondas oblíquas.	104
5.51	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M7$ em função do ângulo de incidência da onda.	105
5.52	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M7$ com ganho $K = \cos(\theta)$. .	106
5.53	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M7$ com ganho $\cos(\theta)$ em função do ângulo de incidência da onda.	106
5.54	Coeficiente de reflexão experimental dos ensaio com ganho $\cos(\theta)$. .	107
5.55	Resultado da ressonância lateral entre dois <i>flaps</i> na leitura do sensor de nível solidário ao <i>flap</i>	108
5.56	Limites de Nyquist e de Biesel.	109
5.57	Resposta em frequência dos filtros de média móvel.	110
5.58	Ilustração das regiões do filtro bidimensional de absorção de ondas. .	111
5.59	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M9$. (-) antes do limite de Biesel, (- -) após o limite de Biesel.	113
5.60	Diagrama de Nyquist bidimensional do filtro $\tilde{F}_M9$	114
5.61	Máximo coeficiente de reflexão em função do tamanho do filtro. . . .	116
5.62	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M10$. (-) antes do limite de Biesel, (- -) após o limite de Biesel.	117
5.63	Coeficientes $a_{k,l}$ do filtro $\tilde{F}_M10$	117
5.64	Diagrama de Nyquist do sistema de controle com o filtro $\tilde{F}_M10$	118
5.65	Coeficiente de reflexão experimental do filtro $\tilde{F}_M10$	119
5.66	Leitura do sensor de nível solidário ao <i>flap</i> número 95 durante o ensaio da onda de frequência 0,7 Hz e ângulo de incidência 30°.	120

5.67	Módulo da FFT da série temporal do sensor de nível solidário ao <i>flap</i> no ensaio de absorção da onda de 0,7 Hz e $\theta = 30^\circ$	121
5.68	Espelhamento da frequência k_y de uma onda com direção de propagação $\theta = 90^\circ$ pelo processo de <i>aliasing</i>	122
5.69	Módulo da FFT bidimensional da elevação da onda no ensaio de absorção da onda de 0,7 Hz e $\theta = 30^\circ$. (--) $k_y = k$ espelhado pelo processo de <i>aliasing</i>	123
5.70	Comparação do limite de Biesel para um <i>flap</i> com largura simples e dupla.	124
5.71	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M11$	124
5.72	Série temporal do sensor de nível solidário ao <i>flap</i> no ensaio de absorção da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$	125
5.73	Módulo da FFT da série temporal do sensor de nível solidário ao <i>flap</i> no ensaio de absorção com o filtro $\tilde{F}_M11$ da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$.126	
5.74	Módulo da FFT bidimensional da elevação da onda no ensaio de absorção com o filtro $\tilde{F}_M11$ da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$. (--) $k_y = k$ espelhado pelo processo de <i>aliasing</i>	126
5.75	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M11$ para $\theta = 45^\circ$ e respectiva resposta em frequência do filtro MM4.	127
5.76	Comparação da amplitude da resposta em frequência dos filtros de média móvel MM4 e MM6.	128
5.77	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M12$	128
5.78	Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M12$ para $\theta = 45^\circ$ e respectiva resposta em frequência do filtro MM6.	129
5.79	Série temporal do sensor de nível solidário ao <i>flap</i> no ensaio de absorção da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$ com o filtro $\tilde{F}_M12$	130
5.80	Módulo da FFT da série temporal do sensor de nível solidário ao <i>flap</i> no ensaio de absorção com o filtro $\tilde{F}_M12$ da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$.130	
5.81	Módulo da FFT bidimensional da elevação da onda no ensaio de absorção com o filtro $\tilde{F}_M12$ da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$. (--) $k_y = k$ espelhado pelo processo de <i>aliasing</i>	131
5.82	Coeficiente de reflexão experimental do filtro $\tilde{F}_M12$	132

6.1	Espectro de energia normalizado de um mar centenário da Baía de Campos em função da escala do modelo.	138
A.1	Protótipo de gerador de ondas instalado no LENO.	146
A.2	Limites de geração de onda do protótipo.	146
A.3	Detalhe do sistema de acionamento do protótipo.	147
A.4	Arquitetura de controle do protótipo.	148
A.5	Painel de controle do protótipo de gerador de ondas.	148
A.6	Diagrama do caminho dos sinais de controle no protótipo.	149
A.7	Sinal de comando em varredura de frequência.	150
A.8	Resposta em frequência do motor do protótipo.	150
A.9	Resposta em frequência do motor do protótipo com controlador <i>feed-forward</i>	150
A.10	Função de transferência progressiva de geração do protótipo (CARNEIRO, 2007).	153
A.11	Função de transferência total de geração do protótipo (CARNEIRO, 2007).	154
A.12	Esquema do ensaio de absorção de ondas.	154
A.13	Exemplo de série temporal do sensor por ultrassom.	155
A.14	Simulação numérica do estimador de frequência. Senoide com 10 mm de amplitude e frequência 1,0 Hz.	157
A.15	Simulação numérica do estimador de frequência. Senoide com 10 mm de amplitude.	157
A.16	Leitura do sensor de nível usada no exemplo de estimativa da frequência da onda.	158
A.17	Exemplo de estimativa da frequência da onda.	158
B.1	Montagem do transdutor na guia de ondas.	160
B.2	Esquema dos movimentos testados.	161
B.3	Guia de onda montada no manipulador com 5 graus de liberdade. . .	161
B.4	Sistema de posicionamento manual para substituir a rotação B. . . .	162
B.5	Tensão pico a pico no teste da guia de ondas sem furação.	162

B.6	Exemplo do eco obtido no movimento vertical.	163
B.7	Ilustração do menisco dentro da guia de ondas.	164
B.8	Comparação dos ecos com movimento ascendente e descendente da guia de ondas.	164
B.9	Simulação da leitura de nível com a guia de 10mm de inox.	165
B.10	Simulação da leitura de nível com a guia de 10mm de plástico. . . .	165
B.11	Foto das guias com a furação que permite a passagem da água. . . .	166
B.12	Esquema da referência adotada para o ângulo de rotação em torno do eixo da guia.	166
B.13	Tensão pico a pico no teste da guia de ondas com furação (movimento vertical).	167
B.14	Tensão pico a pico no teste da guia de ondas com furação (movimento angular).	167
B.15	Simulação da leitura de nível com a guia de 10mm de inox furada. . .	168
B.16	Simulação da leitura de nível com a guia de 10mm de plástico furada.	168
B.17	Teste do sensor de nível com a nova guia de ondas.	169
B.18	Teste do sensor de nível com a nova guia de ondas.	169

Lista de Tabelas

4.1	Parâmetros utilizados para especificar os componentes mecânicos do gerador de ondas do CH-TPN.	43
4.2	Teste de resposta em frequência dos motores do CH-TPN.	46
4.3	Coeficientes da equação 4.3.	51
5.1	Dados das ondas regulares do ensaio para verificação das funções de transferência de geração.	58
5.2	Resumo dos resultados experimentais iniciais no CH-TPN.	65
5.3	Ondas regulares dos ensaios com o filtro $\tilde{F}_M5$	70
5.4	Dados dos ensaios de ondas regulares.	84
5.5	Coeficiente de reflexão experimental estimado pelo método proposto por Schäffer (método 1) e por Mansard e Funke (método 2).	88
5.6	Comparação das alturas de onda médias antes (A_{I1}) e depois (A_{I2}) da segunda reflexão com 1 e 2 lados com a absorção ativa.	90
5.7	Comparação das alturas de onda médias antes (A_{I1}) e depois (A_{I2}) da segunda reflexão com 1 e 2 lados com a absorção ativa.	91
5.8	Dados dos ensaios de ondas irregulares.	94
5.9	Período de pico T_p e altura significativa H_s obtidos nos ensaios de absorção de ondas irregulares.	94
5.10	Coeficiente de reflexão experimental nos ensaios com o filtro $\tilde{F}_M8$	102
5.11	Coeficientes do filtro $\tilde{F}_M9$	112
5.12	Coeficiente de reflexão experimental do filtro $\tilde{F}_M10$ em %.	119
A.1	Parâmetros utilizados para especificar os componentes mecânicos do protótipo - reproduzido de Carneiro (2007).	147
A.2	Resumo dos resultados experimentais no LENO - Algoritmo A.	156
A.3	Resumo dos resultados experimentais no LENO - Algoritmo B.	159
C.1	Mapeamento dos sensores de nível.	170

Lista de Abreviaturas

2D Bidimensional

3D Tridimensional

AMOEBA *Advanced Multiple Organized Experimental Basin*

CCCSL condição de contorno cinemática na superfície livre

CCDSL condição de contorno dinâmica da superfície livre

CCF condição de contorno do fundo

CCL condição de contorno lateral

CH-TPN Calibrador Hidrodinâmico do TPN

CLP Controlador lógico programável

CR condição de radiação

DHI *Danish Hydraulic Institute*

FFT *Fast Fourier Transform*

ITTC *International Towing Tank Conference*

LENO Laboratório de Engenharia Naval e Oceânica da Escola Politécnica da USP

NAR nível da água em repouso

NMRI *National Maritime Research Institute*

TPN Tanque de Provas Numérico

USP Universidade de São Paulo

Lista de Símbolos

Alfabeto Romano

A	amplitude da onda
A_I	amplitude complexa da onda incidente
A_R	amplitude complexa da onda refletida
A_{RR}	amplitude complexa da onda re-refletida
A_0	amplitude complexa da onda diretamente na frente do gerador de ondas
$c(\Theta)$	velocidade de propagação do ultrassom na água
c_0	função de transferência de geração progressiva
c_j	função de transferência de geração dos modos evanescentes
C_R	coeficiente de reflexão
d	declividade da onda
$D(\mu)$	espalhamento direcional de ondas
e_0	função de transferência de geração progressiva de ondas oblíquas
e_j	função de transferência de geração dos modos evanescentes de ondas oblíquas
f	frequência
$f(z)$	função representativa do movimento do <i>flap</i>
f_P	frequência de pico do espectro de densidade de energia do mar
g	aceleração da gravidade
$G(\mu)$	espectro de segunda ordem de onda
h	profundidade do tanque
h_1	distância entre o ponto de pivotamento do <i>flap</i> e o fundo do tanque
h_2	distância entre o ponto de pivotamento e o ponto de acionamento do <i>flap</i>
H_S	altura significativa de ondas do mar
k	número de onda
k_s	número de onda evanescente
k_x	número de onda na direção x
k_y	número de onda na direção y

k_0	número de onda progressiva
$k_{\Delta y}$	número de onda da largura do <i>flap</i>
l	largura do <i>flap</i>
L	comprimento da onda
p	pressão no fluido
p_0	pressão atmosférica
S	espectro de densidade de energia de ondas
T	período da onda
T_P	período de pico do espectro de densidade de energia do mar
x	coordenada horizontal normal ao gerador de ondas
$X(x, y, t)$	deslocamento horizontal do <i>flap</i> em função da profundidade
X_a	amplitude complexa do deslocamento horizontal do <i>flap</i> na linha de água
$X_0(y, t)$	deslocamento horizontal do <i>flap</i> no ponto de acionamento
$X_0^c(y, t)$	deslocamento horizontal do <i>flap</i> na linha de água
X_{0a}	amplitude do deslocamento horizontal do <i>flap</i> na linha de água
v	velocidade horizontal do <i>flap</i> na linha de água
y	coordenada horizontal paralela ao gerador de ondas
z	coordenada vertical

Alfabeto Grego

ζ	coeficiente de amortecimento de um sistema dinâmico de segunda ordem
η	elevação da superfície livre de água
η_I	elevação da onda incidente
η_R	elevação da onda refletida
η_{RR}	elevação da onda re-refletida
η_0	elevação da onda diretamente na frente do gerador de ondas
θ	ângulo que define a direção de propagação da onda
Θ	temperatura da água
ρ	massa específica da água
ϕ	potencial de velocidades
ω	frequência angular
ω_n	frequência natural não amortecida de um sistema dinâmico de segunda ordem

1 Introdução

Uma importante etapa no desenvolvimento de estruturas oceânicas, como por exemplo plataformas de exploração de petróleo, é a realização de ensaios com modelos em escala reduzida em tanques que reproduzem as condições ambientais de operação, como ventos, ondas e correntezas. Esses testes são essenciais para se verificar aspectos da segurança, confiabilidade e de desempenho na realização das tarefas para as quais foram projetadas, uma vez que a previsão do seu comportamento em condições naturais combinadas é difícil de se realizar com base apenas em modelos teóricos.

Nos experimentos em tanques oceânicos, as ondas refletidas nas paredes do mesmo devem ser levadas em consideração, pois perturbam o campo de ondas que se deseja estudar, degradando-o a um ponto em que o campo de ondas não seja mais bem representado. Para minimizar a reflexão das ondas nas paredes do tanque, estes são tradicionalmente equipados com absorvedores passivos, como por exemplo uma praia impermeável. Porém, um absorvedor passivo eficiente ocupa uma parte significativa do tanque de ensaios.

Desenvolvimentos em controle e automação viabilizaram uma alternativa aos absorvedores passivos, ou seja, o gerador de ondas ativo que pode gerar e absorver ondas simultaneamente em todo o contorno do tanque, reduzindo as reflexões que causam interferências no campo de ondas especificado.

Seguindo esta abordagem, iniciou-se em 2006 o desenvolvimento na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo de um novo tanque de provas para estudos de estruturas *offshore* (figura 1.1). A principal aplicação do novo tanque é a validação e calibração dos modelos numéricos de simulação de comportamento dinâmico de estruturas oceânicas desenvolvidos no Tanque de Provas Numérico (TPN). Por este motivo o novo tanque foi denominado de Calibrador Hidrodinâmico do TPN (CH-TPN).

O CH-TPN foi concebido na forma de um tanque pequeno para propiciar agilidade na montagem e na execução dos ensaios visando a evolução da tecnologia necessária para o crescimento da indústria naval. Com este intuito, foi selecionado o uso da absorção ativa de ondas. Assim, foi possível projetar um tanque de dimensões reduzidas para diminuir o tempo dos ensaios. Como resultado indireto, os custos

Figura 1.1: Calibrador Hidrodinâmico do TPN da Universidade de São Paulo.

envolvidos nos teste com modelos em escala reduzida também é reduzido.

Inserido neste contexto, o foco principal deste trabalho é o estudo de absorção de ondas e implementá-lo no novo tanque de ensaios de estruturas oceânicas da Universidade de São Paulo, para assim permitir seu pleno funcionamento.

1.1 Motivação

A indústria naval e de petróleo brasileira está em constante crescimento e desenvolvimento e vem ultrapassando barreiras a cada nova descoberta de reservas de óleo e gás em águas cada vez mais profundas. O Brasil tem se destacado por sua contribuição no avanço da tecnologia de produção em água profundas. Para sustentar o desenvolvimento de tecnologia de ponta se faz necessário o contínuo aprimoramento de modelos para a previsão do comportamento em ondas de sistemas flutuantes. Em conjunto com o simulador numérico do TPN, o novo tanque de provas vem contribuir com a infraestrutura nacional necessária para a manutenção da pesquisa.

O estudo e a utilização de tanques oceânicos vêm de longa data e nas últimas duas décadas o sistema de absorção de ondas ativo vem sendo empregado em canais de ensaios em diversos laboratórios. Por outro lado, segundo Schäffer e Klopman (2000) o estudo de absorção de ondas oblíquas e multidirecionais com múltiplos atuadores se encontrava em desenvolvimento não existindo uma solução comum estabelecida, mesmo 12 anos depois se verifica que o problema ainda está em aberto. No contexto nacional não foram encontrados relatos da implementação de absorção ativa de ondas oblíquas, portanto o desenvolvimento de um sistema de controle com tais características por si só já é de grande relevância no contexto brasileiro.

Uma vez que um absorvedor passivo ocupa um o espaço considerável do tanque

de ensaios, com a sua substituição por um absorvedor ativo é possível diminuir o tamanho do tanque. Além disso, evita-se que a reflexão no gerador altere o campo de ondas desejado. Pelo fato do tanque ser menor e da absorção ser realizada em todos os lados, o tempo para “acalmar” a água entre ensaios é reduzido.

Nos absorvedores passivos, a energia da onda é dissipada através da criação de turbulência. Essa dissipação depende da amplitude e do comprimento da onda. Segundo a literatura, o sistema ativo é menos sensível à variação da amplitude da onda.

Também é possível prevenir oscilações ressonantes nas frequências naturais do tanque que acabam formando ondas estacionárias, reduzindo assim o tempo máximo possível para a duração do ensaio. Essa ressonância ocorre principalmente com ondas de baixa frequência, na qual o desempenho do absorvedor passivo é tipicamente pior que o ativo.

Outra vantagem do CH-TPN comparado com tanques tradicionais é a capacidade de gerar ondas em qualquer direção, pois possui todo o perímetro composto por geradores de ondas. Isso permite estudar mares bimodais com direções distintas e até fenômenos de mudança de direção. A geometria do CH-TPN também permite ensaiar modelos cativos ou mantidos por linhas de amarração mudando a direção de incidência da onda sem alterar a configuração do modelo, diminuindo assim o tempo de preparação dos ensaios.

1.2 Objetivos

O objetivo deste projeto de pesquisa é o desenvolvimento do sistema de controle de absorção ativa de ondas para o novo tanque de ensaios da Universidade de São Paulo. Este desenvolvimento compreende o estudo dos métodos existentes, a seleção dos que se enquadram melhor para as características do CH-TPN, a implementação das adaptações necessárias para atender o caso de gerador de ondas com múltiplos atuadores distribuídos em todo o perímetro do tanque com geometria quadrada e a avaliação experimental do desempenho do sistema de controle.

Como premissa, o método de absorção deve ser capaz de absorver ondas regulares unidirecionais, assim como ondas irregulares com ou sem espalhamento direcional. Para a avaliação do desempenho do sistema de controle de absorção é utilizado o coeficiente de reflexão, ou seja, a relação entre as amplitudes das ondas incidente e refletida.

1.3 Organização do texto

No capítulo 2 são indicados os principais trabalhos que serviram de base no desenvolvimento deste estudo, enquanto no capítulo 3 é apresentada a teoria aplicada de geração e o método de absorção de ondas implementados, incluindo-se as modificações propostas neste trabalho.

No capítulo 4 é feita uma descrição do aparato experimental, detalhando-se o tanque de ensaios e seus principais equipamentos.

A seguir, uma série de experimentos de absorção de ondas foram executados. Os resultados e uma breve discussão são apresentados no capítulo 5. Inicialmente foi testado o caso simplificado de absorção de ondas regulares e irregulares com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas, seguido por ensaios de absorção de ondas regulares oblíquas. Neste também são apresentados os problemas encontrados no aparato experimental e sua consequência na eficiência de absorção de ondas, incluindo-se um estudo da estabilidade do sistema de controle através do diagrama de Nyquist.

Por fim, no capítulo 6 é feita uma discussão sobre os resultados obtidos e são apresentadas as sugestões para os trabalhos futuros.

2 Contextualização e revisão bibliográfica

Trabalhos experimentais de Engenharia Naval e Oceânica têm usado tanques de ensaios desde longa data. Inicialmente foram executados testes hidrostáticos e ensaios de reboque para o estudo da resistência ao avanço, realizados em tanques sem ondas.

Com o aumento da demanda do conhecimento do desempenho de embarcações, gradualmente os tanques foram equipados com um gerador de ondas de um dos lados e no lado oposto era instalado um absorvedor passivo (praia). Com o passar do tempo, o gerador de ondas foi segmentado com acionamento independente de cada elemento, tornando possível gerar ondas com direções variadas.

Com a evolução dos tanques de ensaios ocorreram mudanças na sua geometria dependendo da aplicação. Os tipos principais são os tanques de reboque, costeiro e oceânico. Atualmente existem diversos tanques em operação no mundo, uma comparação das características principais de diversos tanques pode ser encontrada em Martins (2003) e em Chakrabarti (1994).

Os tanques de reboque geralmente possuem o comprimento muito maior que a largura, equipados com um gerador de ondas em um dos extremos e um absorvedor passivo no outro. Estes podem ser equipados com um carro dinamométrico que reboca o modelo para a avaliação de coeficientes de arrasto, também pode ser avaliado o comportamento em ondas. Através do reboque do modelo também podem ser avaliados efeitos relativos à correnteza, ao invés de se mover o fluido através do tanque. Outro dispositivo que pode ser encontrado nesses tanques é o PMM (*Planar Motion Mechanism*) que possibilita por exemplo o estudo de manobrabilidade de uma embarcação.

Os tanques costeiros são usados nos estudos de engenharia hidráulica e costeira. Geralmente possuem comprimento e largura com dimensões similares. São caracterizados por estudos com ondas na região de águas rasas, ou seja, comprimento da onda grande comparado com a altura da lâmina de água. O gerador de ondas usual nesses tanques é do tipo pistão translacional, uma vez que apresenta melhor desempenho em lâminas de água menores, pois seu movimento se assemelha ao movimento horizontal do orbital das partículas fluidas em águas rasas, cuja velocidade horizontal decai pouco com a profundidade. O Tanque pode ter uma ou duas laterais formadas por

geradores de ondas segmentados, as outras laterais possuem absorvedores de ondas ou representam em escala uma região costeira. Diversos temas podem ser estudados nesses tanques, como por exemplo a análise da dinâmica de embarcações em águas rasas, a simulação de desbarrancamento em encostas e tsunami incidindo sobre uma região costeira.

Nos tanques oceânicos, categoria na qual o CH-TPN se enquadra, são estudados principalmente fenômenos relativos ao comportamento dinâmico de estruturas no mar. Assim como nos tanques mais rasos, estes tanques podem ser compostos por uma ou duas laterais com geradores de ondas e as demais com absorvedores e possuem geometria mais próxima do quadrado ao invés do retângulo longo dos tanques de reboque. Esses tanques possuem grande profundidade e em alguns casos a capacidade da variação desta através de um fundo móvel. O movimento orbital da velocidade do fluido nas ondas decai exponencialmente com a profundidade, para uma profundidade suficientemente grande as ondas geradas não são afetadas pelo fundo do tanque. Assim, a velocidade do fluido é mais próxima do movimento de um gerador de ondas do tipo placa basculante do que do pistão, que é utilizado em águas rasas. O ponto de pivotamento pode ser no fundo do tanque ou em uma altura intermediária. Outro modelo de gerador de ondas que pode ser utilizado é o chamado gerador tipo cunha que apresenta um movimento vertical em torno da linha de água.

A teoria de geração de ondas foi inicialmente apresentada por Havelock (1929). Desde então, diversos outros trabalhos contribuíram com o assunto. Dentre eles, Ursell, Dean e Yu (1960) apresentaram resultados de experimentos com ondas regulares com um gerador tipo pistão com boa concordância com as previsões teóricas da amplitude das ondas. Biésel (1954) discute o gerador segmentado, introduzindo as limitações de geração de ondas oblíquas em função da largura dos elementos do gerador de ondas, como resultado é definido um limite da máxima frequência de onda em função de sua direção de propagação. Este limite conhecido como Limite de Biesel foi adotado no presente trabalho.

Diversos autores contribuíram com teorias de ondas que consideram efeitos não lineares, como por exemplo a teoria de segunda ordem que apresenta uma resposta mais adequada na geração de ondas com grandes declividades, assunto tratado em Schäffer (1996) e Schäffer e Steenberg (2003). Porém este tema não é tratado neste trabalho, as teorias de onda não lineares e as condições nas quais cada uma delas podem ser aplicadas podem ser consultadas em Dean e Dalrymple (1984) e LeMéhauté (1976).

Diversas recomendações referentes a simulação de mares em tanques para ensaios

com modelos em escala reduzida são apresentadas em Chakrabarti (1994), ITTC (1999) e ITTC (2002). Porém, não foi encontrada nenhuma recomendação acerca da tolerância da máxima reflexão das ondas nas paredes do tanque. Segundo Chakrabarti (1994), a tolerância recomendada para a média das amplitudes das ondas nos ensaios com ondas regulares é de $\pm 5\%$. De forma análoga, a variação máxima da amplitude de uma onda regular causada pela sua reflexão parcial será de $\pm 5\%$ quando o coeficiente de reflexão for igual a 5% (ver capítulo 3.4). Portanto, um coeficiente de reflexão máximo de 5% foi adotado como meta neste trabalho.

Os tanques de ensaios são tradicionalmente equipados com um absorvedor passivo para minimizar o efeito das ondas refletidas em suas paredes. Hughes (1993) e Mello (2006) apresentam uma revisão sobre diversos tipos de absorvedores passivos. Os tipos de absorvedores passivos mais utilizados são as praias e os absorvedores porosos. As praias podem ser lisas ou com sua superfície rugosa ou porosa para melhorar seu desempenho. O perfil da praia pode ser plano ou parabólico com o objetivo de diminuir o espaço necessário. Os absorvedores porosos são constituídos por uma série de telas ou painéis perfurados com porosidade fixa ou progressivamente menor no sentido da propagação da onda. Segundo a literatura consultada, o absorvedor poroso requer um espaço menor comparado com uma praia, mas muitas vezes é necessário alterar a sua configuração dependendo do comprimento da onda. Mais de um tipo de absorvedor passivo também pode ser usado em conjunto, como por exemplo no caso apresentado por Martins (2003), no qual são utilizadas telas no espaço abaixo de uma praia com dupla inclinação. No CH-TPN foi instalado um absorvedor poroso composto por telas plásticas para absorver as ondas atrás do gerador devido ao espaço limitado, conforme foi descrito por Mello (2012).

Mello (2006) também faz uma revisão sobre os métodos experimentais para o estudo da reflexão das ondas, incluindo o método de Masard e Funke (ISAACSON, 1991) que foi utilizado neste trabalho para a avaliação do desempenho do sistema de absorção de ondas.

Além de ocupar um espaço considerável do tanque, os absorvedores passivos não conseguem evitar a reflexão das ondas no gerador. Como alternativa podem ser utilizados os chamados absorvedores ativos, que são dispositivos mecânicos que se movem em resposta à onda de modo que sua energia é extraída (HUGHES, 1993).

Schäffer e Klopman (2000) apresentam uma extensa revisão sobre os métodos de absorção ativa de ondas classificando os em três tipos, conforme descrito a seguir. Os sistemas 2D são usados para absorver ondas com direção de propagação normal ao gerador de ondas e são normalmente utilizados em canais de ensaios. O sistema

de absorção *quasi*-3D é obtido ao se aplicar o sistema 2D em cada segmento de um gerador de ondas multidirecional. Por outro lado, os sistemas 3D conseguem identificar ondas de diferentes direções, melhorando assim o desempenho na absorção de ondas oblíquas.

Milgram (1970) fez a primeira implementação de absorção ativa de ondas em um canal de ensaios, utilizando um sensor de nível próximo ao gerador de ondas do tipo *flap* e um filtro analógico recursivo. O coeficiente de reflexão obtido foi menor que 11% na faixa de frequências de 0,5 a 2 Hz.

Bullock e Murton (1989) descrevem um sistema de absorção ativa em um canal, também utilizando um sensor de nível como realimentação hidrodinâmica. Porém o gerador de ondas utilizado é do tipo cunha com movimento oblíquo com relação à vertical e o sensor se move horizontalmente junto com o gerador. O sistema descrito é capaz absorver as ondas refletidas ao mesmo tempo que a onda incidente é gerada.

Kawaguchi (1986) sugeriu o sistema de absorção com realimentação pela leitura do nível da água por um sensor solidário ao gerador de ondas do tipo pistão e comando por velocidade. O comando de velocidade foi escolhido pois possui mesma fase que a onda progressiva gerada, as ondas evanescentes são consideradas através de um termo proporcional à aceleração do gerador de ondas.

Seguindo o mesmo procedimento de comando por velocidade, porém descon siderando os modos evanescentes, Ikeya (1991) apresenta um meio de obter uma correção do sinal de comando para ondas oblíquas em torno de uma direção principal através da leitura do sensor de nível do gerador atuado e mais um sensor de cada lado dos geradores adjacentes. No seu trabalho não são apresentados resultados experimentais nem o coeficiente de reflexão esperado.

Segundo Ito et al. (1996), no método proposto por Ikeya (1991) a absorção é prejudicada pois as ondas evanescentes foram negligenciadas. Assim, é apresentado um modo de incluir o efeito das ondas evanescentes para a correção do sinal de comando. São consideradas ondas oblíquas através da expansão por série de Taylor da função de transferência de absorção que relaciona a velocidade de comando com a elevação da onda refletida ($H(\omega, \theta)$) em torno de uma direção ($\bar{\theta}$) e frequência ($\bar{\omega}$) principais e tomando apenas os termos de primeira ordem. Porém, segundo Schäffer e Klopman (2000), a função de transferência $H(\omega, \theta)$ apresentada por Ito et al. (1996) aparenta ser o módulo de um termo complexo e tanto o módulo e a fase são necessários para se obter um bom desempenho na absorção.

A seguir, Maeda et al. (2004) apresentam uma extensiva avaliação experimental

do campo de ondas em um tanque circular com método de absorção de ondas baseado no trabalho de Ito et al. (1996). O ângulo e frequência principais são estimados e atualizados a cada passo de tempo e os modos evanescentes são desconsiderados.

Schäffer e Skourup (1996) e Schäffer (2001) desenvolveram um sistema de controle de absorção de ondas multidirecionais que considera o efeito das ondas evanescentes. O controlador é baseado em uma função de transferência que relaciona o sinal de comando de posição do gerador e a leitura dos sensores de nível, realizada no tempo através de um filtro digital recursivo bidimensional. O método foi testado em um tanque numérico e foi reportado uma significativa melhora no desempenho de absorção de ondas oblíquas comparado com um sistema *quasi*-3D.

Em Schäffer (1998) são descritos alguns aspectos que devem ser considerados no projeto do controle de absorção, como a limitação angular da geração de ondas em função da largura finita dos elementos do gerador e o problema de *aliasing* espacial na identificação de ondas oblíquas através da leitura dos sensores de nível com um determinado espaço entre eles. Schäffer et al. (2000) descrevem em detalhes a construção de um tanque para aplicações costeiras no *Danish Hydraulic Institute* (DHI) no qual foi utilizado o sistema de absorção de ondas desenvolvido por eles, também são apresentados alguns resultados experimentais de ensaios de absorção realizados em um canal de ensaios.

Posteriormente, Schäffer e Jakobsen (2003) e Zhang (2005) apresentaram a versão dual do método proposto por Schäffer (2001), na qual a absorção é separada da geração. Com o modo dual é reportada a geração de ondas com grandes declividades em águas rasas utilizando a teoria de ondas Cnoidais, enquanto a absorção continua baseada na teoria linear.

Castro (2009) descreve um sistema de absorção *quasi*-3D baseado na teoria apresentada por Schäffer e Skourup (1996). A síntese do filtro digital recursivo bidimensional é uma tarefa difícil, assim é proposto utilizar um caso simplificado 2D com um filtro unidimensional, mais uma correção da amplitude do sinal de comando em função da direção da onda. A direção da onda refletida é detectada em tempo real através da aplicação de um filtro espacial na leitura dos sensores de nível.

Christensen e Frigaard (1994) desenvolveram um sistema que difere dos trabalhos citados anteriormente por utilizar dois sensores de nível a uma certa distância do gerador de ondas em um canal. O sinal de comando de posição é obtido através de uma análise em tempo real da reflexão. Uma mudança de fase é realizada na leitura de um dos sensores e somada à leitura do outro sensor de forma a cancelar as ondas provenientes do gerador de ondas. O sinal de comando de posição é obtido a partir do

sinal resultante, que contém somente as ondas que devem ser absorvidas, através de um filtro digital não recursivo. Segundo Schäffer e Klopman (2000), utilizar sensores de nível longe do gerador de ondas apresenta como vantagem um maior tempo para o sistema reagir, com isso um sistema estável é mais facilmente projetado. Dependendo da distância que os sensores se encontram do gerador de ondas, as ondas evanescentes podem ser desconsideradas. Porém, o sistema fica mais suscetível a erros na fase do sinal de comando devido à necessidade de se estimar o tempo de viagem da onda dos sensores até o gerador. Posteriormente, Christensen (1995) estendeu o trabalho anterior para o caso 3D, utilizando 6 sensores de nível, com 2 sensores montados na frente de 3 geradores de onda adjacentes.

Outra abordagem é a utilização da força aplicada no gerador de ondas como realimentação hidrodinâmica na absorção. Seguindo esta linha Salter (1981) apresentou o primeiro sistema de absorção ativa em um tanque multidirecional, mas a teoria aplicada ainda é unidirecional. A velocidade de acionamento é obtida através de um filtro analógico. A realimentação por força é descrita como vantajosa pois esta é uma quantidade integral sobre toda a largura do gerador, tornando assim o sistema mais imune à distúrbios locais e ondas transversais. Além disso, o sensor de força é imune às variações químicas e biológicas do comportamento da água enquanto um sensor de nível necessita constante limpeza e calibração. Por outro lado, deve garantir que as ondas atrás do gerador não contribuam na leitura da força, para isso é necessário um gerador de ondas selado sem água em sua parte traseira, o que dificulta significativamente o projeto mecânico do gerador. Por este motivo, a opção de utilização de força como sinal de realimentação foi desconsiderada no CH-TPN.

Outros autores também estudaram a absorção de ondas com realimentação por força. Chatry, Clement e Gouraud (1998) propõem um sistema de controle adaptativo em função da frequência da onda que é estimada utilizando um filtro de Kalman. Spinneken e Swan (2009A) apresentam a teoria de segunda ordem para geração e absorção de ondas regulares, utilizando um gerador do tipo *flap* através de um controlador por casamento de impedância. A seguir também apresentam a validação experimental com ondas regulares (SPINNEKEN; SWAN, 2009B).

O'Dea e Newman (2007) e Newman (2010) apresentam estudos numéricos sobre a geração e absorção de ondas oblíquas utilizando o método dos elementos de contorno. Uma comparação da qualidade do campo de ondas é realizada considerando diversos parâmetros, como por exemplo a geometria do tanque no formato quadrado e circular, a realimentação por força ou amplitude da onda e quantidade e largura dos geradores.

Posteriormente, Quadrante (2011) apresentou um simulador numérico de geração

de ondas simplificado, utilizando fontes de onda pontuais para representar cada gerador. Como resultados desse simulador são apresentadas sugestões para a minimizar a flutuação do campo de ondas gerado no CH-TPN.

A bibliografia consultada e informações recentes mostram que atualmente existem no mundo, além do CH-TPN, apenas três tanques com todo o seu contorno constituído por geradores ativos de onda, todos localizados no Japão.

Naito et al. (1996) e Naito (2006) apresentam o primeiro tanque completamente cercado por geradores de onda com absorção ativa. Denominado *Advanced Multiple Organized Experimental Basin* (AMOEBA), o tanque foi construído na Universidade de Osaka e é formado por geradores do tipo cunha. A realimentação do controle é feita pela leitura da força e posição vertical da cunha (figura 2.1). Seu controle é feito através do equilíbrio entre as equações da dinâmica de um corpo flutuante pela influência das ondas e a equação de geração de ondas quando uma força é aplicada. Outra característica que se destaca é a flexibilidade do posicionamento dos módulos geradores de onda, permitindo a mudança da configuração do tanque em formato circular, elíptico ou outra geometria formada por um polígono convexo.

Figura 2.1: Tanque AMOEBA da Universidade de Osaka. Reproduzido de NAOE (2000)

Outros dois tanques pertencem ao *National Maritime Research Institute* (NMRI), centro de pesquisas localizado próximo à Tóquio. O primeiro deles, denominado *Deep Sea Basin* foi inaugurado em 2002, possui configuração circular e é cercado por 128 geradores de onda do tipo *flap* (figura 2.2). O tanque, foi desenvolvido para simular o comportamento do mar em águas profundas, tem 5 m de profundidade mais um poço central com 35 m. Possui ainda um sistema de geração de correnteza em seu poço central (TAMURA, 2006). O sistema de controle de absorção foi apresentado

por Maeda et al. (2004).

Figura 2.2: Tanque *Deep Sea Basin* do NMRI. Reproduzido de Tamura (2006).

O segundo tanque é o *Actual Sea Basin*, inaugurado em 2010 é retangular com cantos arredondados, medindo 40 por 80 m e 4,5 m de profundidade, possui 382 *flaps* de 0,5 m de largura. O novo tanque do NMRI conta também com um sistema de geração de ventos e é utilizado para ensaios de manobra de embarcações (figura 2.3).

Figura 2.3: Tanque *Actual Sea Basin* do NMRI.

Mello (2012) descreve o desenvolvimento do sistema de automação do CH-TPN, incluindo sua implementação e validação. Também é apresentada a caracterização do campo de ondas gerado, através de ensaios com ondas regulares e irregulares´.

3 Introdução teórica

Neste capítulo são apresentados os conceitos teóricos fundamentais para o entendimento da hidrodinâmica aplicada ao problema de geração e absorção de ondas em um tanque de ensaios. A seguir é feita uma descrição do método de absorção de ondas estudado.

3.1 Teoria linear de geração de ondas

As ondas estudadas neste trabalho são as chamadas ondas de gravidade, que são responsáveis pela maior parte da energia da agitação marítima. Essas ondas são formadas principalmente pela transferência de energia dos ventos para o oceano e a força restauradora é a gravidade.

Um grande número de teorias foram desenvolvidas para descrever as ondas, as quais podem ser aplicadas para diferentes casos dependendo das condições ambientais. A teoria de ondas mais simples é a teoria linear de ondas, também conhecida como teoria de Airy. Esta teoria é desenvolvida supondo que a onda tem altura pequena comparada com seu comprimento ou com a profundidade da água. Esta hipótese permite linearizar as condições de contorno da superfície livre (CHAKRABARTI, 1987). Apesar de grandemente simplificada a teoria linear é útil para a compreensão de muitos fenômenos e na solução de um grande número de problemas reais. O desenvolvimento da teoria linear pode ser encontrado em diversos livros de hidrodinâmica, como por exemplo em Dean e Dalrymple (1984) e Newman (1977).

Com base na teoria linear de ondas, o modelamento matemático de geração de ondas em tanque de ensaios pode ser obtido através da modificação das condições de contorno, de maneira a incluir o gerador de ondas no problema. A seguir são apresentados de forma resumida as hipóteses e principais resultados da teoria linear de geração de ondas. Esta apresentação é baseada principalmente nos trabalhos de Dean e Dalrymple (1984) e Zhang (2005).

Uma onda plana pode ser caracterizada pela sua amplitude A , seu comprimento L e seu período T ou frequência $f = 1/T$. A partir desses parâmetros outras relações importantes podem ser definidas, como por exemplo, a frequência angular da onda

$\omega = 2\pi/T$, o número de onda $k = 2\pi/L$ e a declividade da onda $d = 2A/L$.

A figura 3.1 representa esquematicamente uma onda plana propagando no sentido de x positivo. O sistema de coordenadas adotado O_{xyz} tem origem no nível da água em repouso (NAR) e o eixo z aponta para cima. O fundo da coluna de água está localizado em $z = -h$. A elevação da superfície livre é representada por $\eta(x, y, t)$.

Figura 3.1: Sistema de coordenadas e nomenclatura da onda.

O gerador de ondas estudado é do tipo placa basculante que é uma placa parcialmente imersa que realiza um movimento oscilatório em torno de um ponto de pivotamento localizado a uma determinada distância do fundo do tanque. Este tipo de gerador de ondas é comumente conhecido na literatura como gerador tipo *flap* (figura 3.2(a)).

O gerador de ondas é segmentado com acionamento independente de cada um dos segmentos para permitir produzir ondas com direção de propagação diferente da direção perpendicular em relação à frente do gerador (figura 3.2(b)).

Por simplificação considera-se uma parede geradora de ondas contínua e infinitamente longa e seu movimento pode ser descrito pela equação 3.1.

$$X(y, z, t) = f(z)X_0(y, t) \quad (3.1)$$

onde $f(z)$ depende do tipo de gerador de ondas. No caso do gerador do tipo *flap* com distância do ponto de pivotamento ao fundo do tanque igual a h_1 , $f(z)$ é descrito por:

$$f(z) = \begin{cases} 1 + \frac{z}{h - h_1} & \text{para } -(h - h_1) \leq z < 0 \\ 0 & \text{para } -h \leq z < -(h - h_1) \end{cases} \quad (3.2)$$

O movimento do gerador de ondas na altura da água em repouso ($z = 0$) é dado por:

onde u, v e w são as velocidades do fluido nas direções x, y e z .

A imposição da conservação de massa para escoamentos potenciais resulta na equação de Laplace:

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.5)$$

3.1.1 Condições de contorno

A partir da equação de Laplace podem existir inúmeras soluções, portanto as condições de contorno do problema estudado devem ser aplicadas para a determinação do potencial de velocidades. Na figura 3.3 são indicadas as condições de contorno para o caso estudado.

Figura 3.3: Condições de contorno para o caso de gerador de ondas.

No fundo, considerado plano e impermeável, aplica-se a condição de contorno do fundo (CCF), na qual a velocidade vertical é nula:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{em } z = -h \quad (3.6)$$

Na superfície livre duas condições devem ser satisfeitas. A condição de contorno cinemática na superfície livre (CCCCSL) garante a compatibilidade entre a velocidade do fluido e a velocidade da superfície, ou seja, a componente normal da velocidade das partículas fluidas é igual a velocidade da componente normal do contorno do fluido:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad \text{em } z = \eta(x, y, t) \quad (3.7)$$

A segunda condição a ser satisfeita na superfície livre é a condição de contorno

dinâmica da superfície livre (CCDSL), que determina que a pressão p na superfície do fluido seja igual à pressão atmosférica p_0 . A partir da equação de Bernoulli para escoamentos não permanentes implica em:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] + g\eta = -\frac{p - p_0}{\rho} = 0 \quad \text{em } z = \eta(x, y, t) \quad (3.8)$$

onde g é a aceleração da gravidade e ρ é a massa específica da água.

Uma vez que a onda é considerada de pequenas amplitudes, as condições de contorno da superfície livre podem ser linearizadas em torno de $z = 0$:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{em } z = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad \text{em } z = 0 \quad (3.10)$$

Essas duas condições linearizadas podem ser combinadas em uma única expressão, conhecida como condição de Cauchy-Poisson:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{em } z = 0 \quad (3.11)$$

Como condição de contorno lateral (CCL) em um gerador de ondas posicionado em $x = 0$ a condição de impermeabilidade deve ser atendida. Seja a posição do gerador de ondas $X = X(y, z, t)$, então a condição de contorno pode ser definida como:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{\partial X}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial X}{\partial t} \quad \text{em } x = X(y, z, t) \quad (3.12)$$

Linearizando a expressão anterior em torno de $X = 0$ resulta em:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial X}{\partial t} \quad \text{para } x = 0 \quad (3.13)$$

Substituindo a equação 3.3 na equação 3.13 a CCL fica no formato a seguir:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = X_{0a} f(z) \omega \cos(\omega t - k_y y) \quad \text{para } x = 0 \quad (3.14)$$

A última condição que falta para garantir a unicidade da solução é que quando x tende a infinito a onda represente uma onda progressiva propagando no sentido a se

distanciar do gerador de ondas, ou seja, não podem existir ondas no sentido contrário e não pode existir uma onda estacionária que se estenda até o infinito. Então é aplicada a condição de radiação (CR) (URSELL; DEAN; YU, 1960).

Utilizando o método de separação de variáveis para a resolução de equações diferenciais, o potencial de velocidades pode ser escrito como:

$$\phi(x, y, z, t) = \text{Re}\{U(x)V(y)W(z)e^{i\omega t}\} \quad (3.15)$$

Substituindo a equação 3.15 na equação 3.5 resulta em:

$$\frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{1}{V} \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{1}{W} \frac{d^2 W}{dz^2} = 0 \quad (3.16)$$

Considerando os termos x e y constantes e z variando na equação 3.16, o terceiro termo da equação poderá variar enquanto o primeiro e segundo termos não poderão, o que poderia resultar em uma soma não nula. Portanto, para satisfazer a equação a soma dos dois primeiros termos e terceiro termo devem ser iguais a uma mesma constante mas de sinal oposto. Como será mostrado a seguir, dois casos devem ser analisados dependendo do sinal de cada parcela.

3.1.2 Onda progressiva

Atribuindo o sinal positivo para a parcela dependente de z resulta em:

$$\frac{1}{W} \frac{d^2 W}{dz^2} = k^2, \quad \frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{1}{V} \frac{d^2 V}{dy^2} = -k^2 \quad (3.17)$$

Aplicando a CCF (equação 3.6) e impondo como restrição que $k \geq k_y$ implica no potencial de velocidades na forma:

$$\phi(x, y, z, t) = C_p \cosh[k_0(h + z)] \sin(\sqrt{k_0^2 - k_y^2} x + k_y y - \omega t) \quad (3.18)$$

onde k_0 é o número de onda da onda progressiva na direção de propagação e C_p é um coeficiente relacionado com o tipo do gerador de ondas. O valor de C_p é encontrado com a imposição da CCL, assunto tratado no capítulo 3.1.4.

Substituindo a equação 3.18 na condição de Cauchy-Poisson (equação 3.11) resulta na relação de dispersão (equação 3.19). A partir desta pode-se verificar a relação entre a frequência e o comprimento da onda.

$$\omega^2 = g k_0 \tanh(k_0 h) \quad (3.19)$$

Para facilitar a determinação do número de onda k_0 a partir da frequência angular da onda ω , a equação 3.19 pode ser reescrita na forma apresentada na equação 3.20. A partir desta, resolve-se a equação em função de $k_0 h$ para um determinado valor de $\omega^2 h/g$, conforme ilustrado na figura 3.4. A seguir, basta dividir a solução encontrada por h .

$$\frac{\omega^2 h}{g k_0 h} = \tanh(k_0 h) \quad (3.20)$$

Figura 3.4: Representação gráfica do cálculo de $k_0 h$ para $\omega^2 h/g = 1$.

3.1.3 Modos evanescentes

Os modos evanescentes são ondas estacionárias com amplitudes que decaem exponencialmente com o aumento da distância do gerador de ondas, que aparecem devido à diferença entre o perfil de movimento das partículas fluidas na onda progressiva e do gerador de ondas e são obtidos atribuindo o sinal negativo para a parcela dependente de z :

$$\frac{1}{W} \frac{d^2 W}{dz^2} = -k^2, \quad \frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{1}{V} \frac{d^2 V}{dy^2} = k^2 \quad (3.21)$$

Aplicando a CCF (equação 3.6) implica no potencial de velocidades na forma:

$$\phi(x, y, z, t) = C_s e^{-\sqrt{k_s^2 + k_y^2} x} \cos[k_s(h + z)] \cos(k_y y - \omega t) \quad (3.22)$$

onde k_s é o número de onda dos modos evanescentes e C_s é um coeficiente relacionado

com o tipo do gerador de ondas. O valor de C_s é encontrado com a imposição da CCL, assunto tratado no capítulo 3.1.4.

Substituindo a equação 3.22 na equação 3.11 resulta em:

$$\omega^2 = -gk_s \tan(k_s h) \quad (3.23)$$

que é o equivalente da relação de dispersão para os modos evanescentes.

De forma análoga à relação de dispersão para a onda progressiva, resolve-se a equação 3.23 em função de $k_s h$ (equação 3.24). Existem infinitas soluções, a figura 3.5 ilustra graficamente o cálculo das primeiras 4 soluções. Cada solução é denominada aqui como k_{sj} , com $j = 1, 2, \dots, \infty$.

$$\frac{\omega^2 h}{g k_s h} = -\tan k_s h \quad (3.24)$$

Figura 3.5: Representação gráfica do cálculo de $k_s h$ para $\omega^2 h / g = 1$.

3.1.4 Solução completa

Para $k = 0$ também existe uma solução para o potencial de velocidades que atende a equação de Laplace, porém não é aplicável neste caso uma vez que a CCL não permite um fluxo uniforme através do gerador de ondas. Sendo assim, a solução completa para o potencial de velocidades é a soma dos potenciais da onda progressiva e dos modos evanescentes:

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) = & C_p \cosh[k_0(h + z)] \sin(\sqrt{k_0^2 - k_y^2}x + k_y y - \omega t) \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} C_{sj} e^{-\sqrt{k_{sj}^2 + k_y^2}x} \cos[k_{sj}(h + z)] \cos(k_y y - \omega t) \end{aligned} \quad (3.25)$$

Para encontrar os coeficientes C_p e C_{sj} a equação 3.25 é substituída na CCL (equação 3.14):

$$X_{0a} f(z) \omega = C_p \cosh[k_0(h + z)] \sqrt{k_0^2 - k_y^2} - \sum_{j=1}^{\infty} C_{sj} \cos[k_{sj}(h + z)] \sqrt{k_{sj}^2 + k_y^2} \quad (3.26)$$

Utilizando a propriedade de ortogonalidade do conjunto de funções $\{\cosh[k_0(h + z)], \cos[k_{sj}(h + z)], j = 1, \infty\}$ (DEAN; DALRYMPLE, 1984), o coeficiente C_p é encontrado multiplicando a equação 3.26 por $\cosh[k_0(h + z)]$ e integrando em z de $-h$ a 0:

$$C_p = \frac{\int_{-h}^0 \frac{X_{0a} f(z)}{\sqrt{k_0^2 - k_y^2}} \omega \cosh[k_0(h + z)] dz}{\int_{-h}^0 \cosh^2[k_0(h + z)] dz} = \frac{X_{0a} \omega c_0}{\sqrt{k_0^2 - k_y^2} \sinh(k_0 h)} \quad (3.27)$$

onde c_0 é dado por:

$$c_0 = \left(\frac{4 \sinh(k_0 h)}{k_0(h - h_1)} \right) \left(\frac{k_0(h - h_1) \sinh(k_0 h) - \cosh(k_0 h) + \cosh(k_0 h_1)}{\sinh(2k_0 h) + 2k_0 h} \right) \quad (3.28)$$

Analogamente, o coeficiente C_{sj} é encontrado multiplicando a equação 3.26 por $\cos[k_{sj}(h + z)]$ e integrando em z de $-h$ a 0:

$$C_{sj} = - \frac{\int_{-h}^0 \frac{X_{0a} f(z)}{\sqrt{k_{sj}^2 + k_y^2}} \omega \cos[k_{sj}(h + z)] dz}{\int_{-h}^0 \cos^2[k_{sj}(h + z)] dz} = \frac{-X_{0a} \omega c_{sj}}{\sqrt{k_0^2 + k_y^2} \sin(k_{sj} h)} \quad (3.29)$$

onde c_{sj} é dado por:

$$c_{sj} = \left(\frac{4 \sin(k_{sj} h)}{k_{sj}(h - h_1)} \right) \left(\frac{k_{sj}(h - h_1) \sin(k_{sj} h) + \cos(k_{sj} h) - \cos(k_{sj} h_1)}{\sin(2k_0 h) + 2k_0 h} \right) \quad (3.30)$$

A elevação da superfície livre $\eta(x, y, t)$ é obtida substituindo o potencial de velocidade (equação 3.25) na CCDSL (equação 3.10) e utilizando as relações de dispersão (equações 3.19 e 3.23):

$$\eta(x, y, t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=0} = X_{0a} c_0 \frac{k_0}{\sqrt{k_0^2 - k_y^2}} \cos(\omega t - \sqrt{k_0^2 - k_y^2} x - k_y y) \quad (3.31)$$

$$+ \sum_{j=1}^{\infty} X_{0a} c_{sj} \frac{k_{sj}}{\sqrt{k_{sj}^2 + k_y^2}} e^{-\sqrt{k_{sj}^2 + k_y^2} x} \sin(\omega t - k_y y)$$

Observando-se a equação 3.31 é possível definir funções de transferência e_0 e e_j que relacionam respectivamente a amplitude da progressiva gerada A_I e dos modos evanescentes A_{sj} (em $x = 0$) com a amplitude do gerador de ondas X_{0a} :

$$e_0 = \frac{A_I}{X_{0a}} = \frac{k_0}{\sqrt{k_0^2 - k_y^2}} c_0 = \frac{1}{\cos \theta} c_0 \quad (3.32)$$

$$e_{sj} = \frac{A_{sj}}{X_{0a}} = \frac{k_{sj}}{\sqrt{k_{sj}^2 + k_y^2}} c_{sj} \quad (3.33)$$

onde θ define a direção de propagação da onda progressiva (figura 3.2(a)), c_0 e c_{sj} são as funções de transferência de geração de ondas para ondas emitidas perpendicularmente ao gerador de ondas ($\theta = 0^\circ$) dados pelas equações 3.28 e 3.30.

3.1.5 Solução na notação complexa

As equações podem ser reescritas em uma notação compacta utilizando a notação complexa conforme apresentado por Schäffer e Steenberg (2003). Esta notação será utilizada mais adiante como base do desenvolvimento do algoritmo de absorção de ondas (capítulo 3.5). Na notação complexa as equações 3.3, 3.25 e 3.31 ficam na forma:

$$X(y, t) = \frac{1}{2} \left\{ X_a e^{i(\omega t - k_y y)} + c.c. \right\} \quad (3.34)$$

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{-g X_a}{\omega} \sum_{j=0}^{\infty} e_j \frac{\cosh[k_j(h+z)]}{\cosh(k_j h)} e^{i(\omega t - \vec{k}_j \cdot \vec{x})} + c.c. \right\} \quad (3.35)$$

$$\eta(x, y, t) = \frac{1}{2} \left\{ i X_a \sum_{j=0}^{\infty} e_j e^{i(\omega t - \vec{k}_j \cdot \vec{x})} + c.c. \right\} \quad (3.36)$$

onde *c.c.* simboliza o complexo conjugado do termo anterior, $X_a = -iX_{0a}$ é a amplitude complexa do movimento do gerador de ondas, $\vec{x} = (x, y)$ o vetor horizontal de posição e $\vec{k}_j = (k_{xj}, k_y)$ é o vetor complexo de número de onda, com $k_j = |\vec{k}_j|$ denotando o módulo do vetor de número de onda, dado que:

$$k_{xj}^2 = k_j^2 - k_y^2 \quad (3.37)$$

As equações 3.35 a 3.38 descrevem tanto a onda progressiva ($j = 0$) quanto os modos evanescentes ($j = 1, 2, \dots$). A equação de dispersão generalizada na forma complexa (equação 3.38) possui uma solução real k_0 que é o número de onda da onda progressiva e infinitas soluções puramente imaginárias para os modos evanescentes, onde $ik_j = k_{sj} > 0$ ($j = 1, 2, \dots$).

$$\omega^2 = gk_j \tanh k_j h \quad (3.38)$$

As funções de transferência (equações 3.32 e 3.33) são definidas por uma única expressão:

$$e_j = \frac{k_j}{k_{xj}} c_j = \frac{1}{\cos \theta_j} c_j \quad (3.39)$$

com:

$$c_j = \left(\frac{4 \sinh(k_j h)}{k_j (h - h_1)} \right) \left(\frac{k_j (h - h_1) \sinh(k_j h) - \cosh(k_j h) + \cosh(k_j h_1)}{\sinh(2k_j h) + 2k_j h} \right) \quad (3.40)$$

Para $j = 0$, a equação 3.40 resulta em um valor real e para $j = 1, 2, \dots$, c_j é um valor puramente imaginário com $c_j = -ic_{sj}$. Para satisfazer a equação 3.39, define-se:

$$\cos \theta_j = \begin{cases} \cos \theta \leq 1 & \text{para } j = 0 \\ \sqrt{1 + \frac{k^2 \sin^2 \theta}{|k_j|^2}} \geq 1 & \text{para } j \geq 1 \end{cases} \quad (3.41)$$

Aqui o subscrito "0" foi omitido em θ para $j = 0$. A partir deste ponto θ será usado para definir a direção de propagação da onda progressiva (figura 3.2(a)).

Segundo (DEAN; DALRYMPLE, 1984) a altura das ondas evanescentes diminui exponencialmente conforme aumenta a distância com o gerador e podem ser desprezadas a uma distância de duas a três vezes a profundidade h , restando assim somente a onda progressiva:

$$\eta_I(x, y, t) = \frac{1}{2} \left\{ A_I e^{i(\omega t - \vec{k}_0 \cdot \vec{x})} + c.c. \right\} \quad (3.42)$$

onde A_I é a amplitude complexa da onda progressiva dada por:

$$A_I = i e_0 X_a \quad (3.43)$$

A elevação da superfície da água diretamente na frente do gerador de ondas ($x = 0$) é descrita por:

$$\eta_0(y, t) = \frac{1}{2} \left\{ A_0 e^{i(\omega t - k_y y)} + c.c. \right\} \quad (3.44)$$

com:

$$A_0 = i X_a \left(e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j \right) \quad (3.45)$$

Na figura 3.6 são apresentados os valores das funções de transferência progressiva e evanescente para $\theta = 0^\circ$ em função da frequência da onda, já considerando as dimensões do gerador de ondas do CH-TPN ($h = 4,1\text{m}$ e $h_1 = 2,89\text{m}$). O módulo do valor da soma dos modos evanescentes $i \sum_{j=1}^n c_j$ aumenta em função da quantidade de termos somados. O valor da somatória com $n = 100$ já apresenta valores muito próximos a somatória com $n = 200$. A função de transferência da onda progressiva c_0 atinge assintoticamente o valor de 2, enquanto que a soma das funções de transferência dos modos evanescentes aumentam continuamente a partir de uma determinada frequência (no exemplo da figura 3.6 a partir de aproximadamente 0,4 Hz).

Para avaliar a elevação da superfície livre diretamente na frente do gerador de ondas é necessário somar as funções de transferência da onda progressiva e dos modos evanescentes, sendo que em $x = 0$ a elevação da onda progressiva tem fase adiantada de 90° com relação a posição do gerador de ondas, enquanto que os modos evanescentes têm fase igual a posição do gerador. A fase resultante da soma dos modos progressivo e evanescentes aparece naturalmente empregando a notação em amplitudes complexas, motivando assim o uso desta notação.

A figura 3.7 apresenta uma comparação da função de transferência total e da onda progressiva (aqui e a seguir no texto, foi escolhido $n = 100$ elementos na somatória dos modos evanescentes). A partir desta comparação se pode notar que as

Figura 3.6: Função de transferência de geração progressiva c_0 (—) e evanescente $i \sum_{j=1}^n c_j$ (--) em função da quantidade de termos na somatória.

ondas evanescentes têm uma grande influência na leitura de um sensor posicionado diretamente na frente do gerador de ondas e a desconsideração dessas ondas pode acarretar em um grande erro no caso desse sensor ser utilizado como realimentação da malha de controle de absorção de ondas.

Figura 3.7: Função de transferência de geração progressiva c_0 (—) e total $i \sum_{j=0}^n c_j$ (--).

As funções de transferência progressiva e evanescente para algumas direções de propagação da onda são mostradas na figura 3.8. O valor de e_0 aumenta quanto maior for o ângulo de geração, o que significa que para uma determinada amplitude de onda progressiva, quanto maior θ , menor será a amplitude do movimento do gerador de ondas necessário para gerá-la.

Figura 3.8: Funções de transferência de geração em função do ângulo de geração. Progressiva e_0 (—) e evanescente $i \sum e_j$ (---).

Somando as duas funções de transferência obtém-se a função de transferência total (figura 3.9). A partir da qual pode-se prever a elevação da onda nos *flaps* (A_0).

Figura 3.9: Funções de transferência de geração total em função do ângulo de geração.

As funções de transferência de geração de ondas estão referenciadas no nível da água em repouso ($z = 0$). Porém, o ponto de conexão do gerador de ondas com o braço mecânico de acionamento está localizado em um ponto acima da linha de água. Desta forma, o sinal de comando deve ser corrigido, sendo que o movimento do *flap* na altura de conexão com o braço mecânico de acionamento do gerador de ondas é

relacionado com o movimento na altura de água estática pela função de transferência mecânica:

$$\frac{X_a^c}{X_a} = \frac{h_2}{h - h_1} \quad (3.46)$$

onde, h_2 é a altura total do *flap* (figura 3.2(a)).

3.2 Limite de geração de ondas oblíquas

Na teoria linear de geração de ondas apresentada no capítulo 3.1 o gerador de ondas é considerado como uma superfície continua movendo-se senoidalmente (equação 3.3), não levando em conta as descontinuidades provenientes da largura finita dos elementos geradores de onda.

Devido a segmentação do gerador de ondas aparecem perturbações não desejadas no campo de ondas denominadas como ondas espúrias (SCHÄFFER, 1998). Segundo Biéssel (1954), a condição para que as ondas espúrias permaneçam na proximidade do gerador de ondas é dada pela equação 3.47, caso contrário ondas espúrias progressivas serão geradas contaminando o campo de ondas.

$$l < \frac{L}{1 + \sin\theta} \quad (3.47)$$

onde l é a largura *flap*.

Porém, Biéssel (1954) argumenta que trabalhar muito próximo desse limite pode não ser razoável em alguns casos, uma vez que a defasagem muito grande entre *flaps* adjacentes resultará em descontinuidades muito grandes o que pode acarretar em outras perturbações não previstas pela teoria. Seguindo este argumento Biesel sugere um limite prático derivado não somente a partir de considerações teóricas mas também da observação experimental. Neste caso é considerado que o número de onda do primeiro modo espúrio seja pelo menos de mesma dimensão do número de onda da onda progressiva k_0 , assim a perturbação praticamente desaparece com uma distância do gerador de ondas equivalente a uma fração do comprimento da onda progressiva. Este limite é conhecido como Limite de Biesel e é definido pela equação 3.48:

$$l < \frac{L}{\sqrt{2} + \sin\theta} \quad (3.48)$$

O máximo ângulo de geração definido pelo Limite de Biesel considerando a largura

do *flap* do CH-TPN ($l = 0,36 \text{ m}$) é apresentado na figura 3.10. Aqui é importante lembrar que o Limite de Biesel foi obtido a partir de suposições semi-empíricas, devendo ser tratado mais como um ponto de partida para se definir melhor os limites de operação do tanque de provas. Ondas de frequência abaixo de 1,34 Hz podem ser geradas em qualquer direção. Com $\theta = 0^\circ$ analiticamente a onda fica limitada a 1,75 Hz, embora na prática esse limite não existe, pois o gerador de ondas deixa de apresentar as discontinuidades que são a fonte das ondas espúrias.

Figura 3.10: Limite de Biesel para o CH-TPN.

3.3 Ondas irregulares

A agitação oceânica tem caráter aleatório, sendo composta pela superposição de uma grande variedade de ondas movendo em diferentes direções e com diferentes frequências, amplitudes e fases, como ilustra a figura 3.11.

Quando se observa um mar a distâncias bastante grandes da região de geração (tempestade), o mar é chamado de *swell* ou de cristas longas. Neste tipo de mar, considera-se que as ondas permanecem paralelas embora a amplitude e o espaçamento das cristas varie com o tempo. Desta forma, a estatística do mar pode ser descrita apenas com base em sua variação temporal.

Por outro lado, quando as ondas do mar se propagam não em uma direção única,

Figura 3.11: Ilustração do processos superposição na formação das ondas no oceano. Reproduzido de Martins (2003).

mas com uma certa dispersão angular, o mar é chamado de mar local ou de cristas curtas. Isso ocorre quando se observa o mar próximo a ou no próprio local de sua geração, tipicamente ocasionado por uma tempestade. Nesse caso, a caracterização do mar deve considerar não somente a frequência das ondas, mas também a sua direção de propagação.

Um mar real pode ainda ser formado pela composição de diferentes mares, por exemplo, pela soma de um mar de cristas longas e um mar local se propagando em direções distintas.

Diversos parâmetros estatísticos são utilizados para descrever as ondas de um mar real, como pode ser visto em Chakrabarti (1987). Um importante aspecto é a distribuição de energia em função da frequência das ondas, conhecido como espectro de energia.

Existem diversos modelos de espectros de energia definidos de forma paramétrica. Estes foram obtidos a partir a observação de mares reais. Dentre eles, o espectro JONSWAP (*Joint North Sea Wave Project*) muitas vezes é utilizado para caracterizar os mares em desenvolvimento. Sua formulação ajustada para a costa brasileira é dada pela equação a seguir (PETROBRAS, 2008):

$$S(f) = \frac{5}{16} H_S^2 T_P \left(\frac{f_P}{f} \right)^5 (1 - 0,287 \ln \gamma) \exp \left(-1,25 \left(\frac{f}{f_P} \right)^{-4} \right) \gamma^\alpha \quad (3.49)$$

onde, T_P é o período de pico de energia, $f_P = 1/T_P$ é a frequência de pico de energia,

H_S é a altura significativa de ondas e α dado por:

$$\alpha = \exp \left[-\frac{(f - f_P)^2}{2\sigma^2 f_P^2} \right] \quad (3.50)$$

Sendo que a constante σ assume diferentes valores dependendo da frequência:

$$\begin{aligned} \sigma &= 0.07 & \text{se} & \quad f \leq f_P \\ \sigma &= 0.09 & \text{se} & \quad f > f_P \end{aligned} \quad (3.51)$$

A constante γ define o formato do pico e pode variar de 1 a 7. Segundo Petrobras (2008) é ajustado pela expressão:

$$\gamma = 6,4 T_P^{-0,491} \quad (3.52)$$

O espectro no formato apresentado é definido em termos da frequência das ondas em Hz. Porém também pode ser encontrado em função da frequência em rad/s, nesse caso é necessário se fazer uma correção para garantir a equivalência da energia por raia de frequência:

$$S(\omega) = \frac{S(f)}{2\pi} \quad (3.53)$$

No caso dos mares de cristas curtas é necessário incluir no modelo a informação sobre o espalhamento direcional. Isto normalmente é feito multiplicando-se o espectro por uma função de espalhamento:

$$S(\omega, \mu) = S(\omega)D(\mu) \quad (3.54)$$

onde μ é a direção de propagação, considerando:

$$\int_0^{2\pi} D(\mu) d\mu = 1 \quad (3.55)$$

A equação 3.56 apresenta um modelo simplificado da função de espalhamento, na qual a faixa de espalhamento é fixa em 180° e a variação de energia ocorre de forma independente da frequência.

$$D(\mu) = \frac{2}{\pi} \cos^2(\mu - \bar{\mu}) \quad \text{para} \quad -\frac{\pi}{2} < (\mu - \bar{\mu}) < \frac{\pi}{2} \quad (3.56)$$

onde, $\bar{\mu}$ é a direção principal da onda.

Ondas irregulares multidirecionais (mar de cristas curtas) podem ser geradas no tanque aplicando o método da dupla somatória com fases aleatórias, descrito por Nohara, Yamamoto e Matsuura (1996):

$$X_i(t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{a_{nm}}{c_n} \cos(2\pi f_n t - i k_n l \sin \theta_m + \varepsilon_{nm}) \cos \theta_m \quad (3.57)$$

onde:

a_{nm} : amplitude da componente da onda de frequência n e direção m , dado por:

$$a_{nm} = (2S(\omega_m)D(\theta_n)\Delta\omega\Delta\theta)^{1/2} \quad (3.58)$$

- X_i : posição do i -ésimo *flap*
- N : número de componentes em frequência
- M : número de componentes angulares
- i : número do *flap*
- f_n : n -ésima frequência de onda
- c_n : função de transferência de geração na n -ésima frequência $c_0(f_n)$
- l : largura do *flap*
- θ_m : m -ésima direção de onda
- k_n : n -ésimo número de onda
- ε_{nm} : fase aleatória no intervalo $[0 \dots 2\pi]$
- $S(\omega_n)$: Espectro de energia
- $D(\theta_m)$: Função de espalhamento de energia com $\int_0^{2\pi} D(\theta)d\theta = 1$

Para gerar um mar de cristas longas, basta considerar o caso particular com a somatória somente em função da frequência, ou seja, definindo $M = 1$.

3.4 Reflexão de ondas

Quando uma onda atinge um obstáculo, uma parte de sua energia é refletida, uma outra parte é absorvida pelo obstáculo e outra é transmitida através do obstáculo. O caso mais simples é o de uma onda regular de amplitude A e frequência angular ω incidindo sobre uma parede rígida vertical perpendicular a direção de propagação da onda, de forma que toda a energia da onda incidente seja refletida. A onda refletida resultante se propaga na direção oposta com mesmo período e amplitude da onda incidente. Considerando que a onda tem amplitude pequena, a superfície livre

resultante pode ser descrita como a superposição das duas ondas:

$$\eta(x, t) = A \cos(kx - \omega t) + A \cos(kx + \omega t) = 2A \cos(kx) \cos(\omega t) \quad (3.59)$$

O resultado é uma onda estacionária com amplitude máxima igual ao dobro da amplitude da onda incidente. Nas posições $kx = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \dots$ aparecem nós nos quais a amplitude da onda é sempre nula no decorrer do tempo.

Agora considerando que parte da energia seja absorvida pela parede, a amplitude da onda refletida será menor do que a da incidente:

$$\eta(x, t) = A_I \cos(kx - \omega t) + A_R \cos(kx + \omega t) \quad (3.60)$$

onde A_I e A_R são respectivamente as amplitudes da onda incidente e refletida.

Reescrevendo η usando propriedades trigonométricas:

$$\eta(x, t) = (A_I + A_R) \cos(kx) \cos(\omega t) + (A_I - A_R) \sin(kx) \sin(\omega t) \quad (3.61)$$

Ocorrem máximos na amplitude da envoltória da superfície livre quando $kx = 0, \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$, de amplitude $A_{max} = A_I + A_R$. Assim como ocorrem mínimos quando $kx = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \dots$, de amplitude $A_{min} = A_I - A_R$. Reescrevendo as amplitudes de onda incidente e refletida, em função da máxima e mínima amplitude da envoltória, resulta em:

$$A_I = \frac{A_{max} + A_{min}}{2} \quad (3.62)$$

$$A_R = \frac{A_{max} - A_{min}}{2} \quad (3.63)$$

O coeficiente de reflexão C_R é definido como a relação entre as amplitudes de onda incidente e refletida. Este pode variar entre zero (absorção total) e um (reflexão total):

$$C_R = \frac{A_R}{A_I} = \frac{A_{max} - A_{min}}{A_{max} + A_{min}} \quad (3.64)$$

Por exemplo, para uma variação máxima de $\pm 5\%$ na amplitude de uma onda com amplitude A , conforme o sugerido por Chakrabarti (1994) como tolerância nos ensaios com ondas regulares, temos $A_{max} = 1,05A$ e $A_{min} = 0,95A$. Pela equação 3.64

obtem-se o C_R máximo desejado igual a 5%.

Além disso, o coeficiente de reflexão é uma medida importante, para se realizar a comparação entre diversos aparatos de absorção de ondas utilizados em tanques de ensaios.

3.5 Absorção de ondas

O processo de absorção de ondas pode ser entendido de diversas formas (SCHÄFFER; KLOPMAN, 2000), dentre elas:

- A absorção pode ser interpretada como a geração de ondas invertida no tempo, desta forma, invertendo a relação de causalidade. Na geração, o movimento do *flap* é a causa das ondas; na absorção, as ondas são a causa do movimento do *flap*. Porém, devido a inércia do gerador e as interações locais do campo de ondas perto do mesmo, faz-se necessário a obtenção de um procedimento que ajuste o movimento do *flap* através do sensoriamento da onda.
- Uma segunda concepção está relacionada com o princípio da superposição. Se o *flap* permanecer parado, uma onda incidente sobre ele produzirá uma onda refletida na direção oposta e esta pode ser cancelada ao se gerar uma onda de igual amplitude e fase invertida.

Na absorção de ondas foi utilizada a seguinte nomenclatura (figura 3.12): η_I é a onda progressiva incidente gerada; η_R é a onda progressiva refletida, oriunda da reflexão no modelo ou que foi gerada no outro lado do tanque; e η_{RR} é a onda progressiva re-refletida, que é a parcela da onda refletida, que o gerador de ondas não conseguiu absorver.

Figura 3.12: Desenho esquemático de absorção de ondas.

O método de absorção de ondas que foi implementado no CH-TPN é baseado no algoritmo proposto por Schäffer (2001) e é descrito a seguir. As equações que

governam a absorção de ondas são escritas no domínio da frequência:

$$X(t, y) \xLeftrightarrow{\text{Transformada de Fourier 2D}} X_a(w, k_y) \quad (3.65)$$

$$\eta(t, y) \xLeftrightarrow{\text{Transformada de Fourier 2D}} A(w, k_y) \quad (3.66)$$

onde, $\eta(t, y)$ e $X(t, y)$ são, respectivamente, as séries temporais da elevação da superfície livre e da posição do gerador de ondas, enquanto $A(w, k_y)$ e $X_a(w, k_y)$ são as equivalentes amplitudes complexas no domínio da frequência.

As quantidades A e η carregam os seguintes subscritos: “ I ” para a onda progressiva incidente desejada, “ 0 ” para a onda medida no *flap*, “ R ” para a onda progressiva refletida e “ RR ” para a onda progressiva re-refletida, conforme foi apresentado na figura 3.12. Considerando a teoria linear de geração de ondas e assumindo reflexão total no *flap* quando o gerador de ondas está parado, podemos escrever as seguintes equações:

$$A_I = ie_0 X_a + A_{RR} \quad (3.67)$$

$$A_0 = iX_a \left(e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j \right) + A_R + A_{RR} \quad (3.68)$$

$$A_R = A_{RR} \quad (3.69)$$

Aqui, X_a é a posição do gerador de ondas para gerar a onda progressiva desejada e absorver as ondas re-refletidas simultaneamente. A equação 3.67 descreve a onda incidente no campo distante do gerador que é dada pela soma da onda obtida pelo movimento do gerador e da onda re-refletida. Na equação 3.68 a elevação da onda no gerador ($x = 0$) correspondente a soma da onda gerada pelo movimento dos *flaps* incluindo os modos evanescentes e das ondas refletida e re-refletida.

Se não ocorrer reflexão $A_R = A_{RR} = 0$, as equações 3.67 e 3.68 se igualam as equações de geração de ondas da teoria linear (equações 3.43 e 3.45). Por outro lado, se $X_a = 0$, a onda incidente será devido somente à onda re-refletida e a leitura do sensor de nível será a soma das ondas refletidas e re-refletidas.

Resolvendo as equações 3.67 a 3.69, temos:

$$X_a = (2A_I - A_0)F \quad (3.70)$$

onde F é definido como:

$$F = \frac{-i}{e_0 - \sum_{j=1}^{\infty} e_j} \quad (3.71)$$

As equações 3.70 e 3.71 representam o modo simples do controle de absorção. No qual existe a necessidade de se fornecer apenas a série temporal da onda progressiva desejada (A_I).

Como alternativa, pode ser utilizado o modo dual de absorção (ZHANG, 2005), onde a posição do *flap* é dividida em duas partes, uma referente a absorção de ondas e a outra referente a geração:

$$X_a = X_a^{ger} + X_a^{abs} \quad (3.72)$$

onde, X_a^{ger} é a parcela referente a geração da onda desejada considerando que não existe onda re-refletida e X_a^{abs} é a parte responsável pela absorção da onda refletida.

A posição X_a^{ger} é calculada utilizando a equação 3.43:

$$X_a^{ger} = \frac{A_I}{ie_0} \quad (3.73)$$

Substituindo as equações 3.70 e 3.73 na equação 3.72, temos:

$$X_a^{abs} = (A_{I,0} - A_0)F \quad (3.74)$$

$$A_{I,0} = A_I \left(\frac{e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j}{e_0} \right) \quad (3.75)$$

onde, $A_{I,0}$ é a elevação da onda desejada no gerador, incluindo os modos evanescentes.

Portanto, no modo de absorção dual, existe a necessidade de se fornecer duas séries temporais (X_a^{ger} e $A_{I,0}$). A vantagem desta abordagem com relação ao modo simples reside no fato que eventuais imperfeições no filtro de absorção não afetam a

onda gerada A_I .

A figura 3.13 apresenta uma comparação do diagrama de blocos da malha de controle dos dois modos de absorção apresentados, onde o bloco “*Flaps*” representa a dinâmica da planta expressa pela equação 3.45:

Figura 3.13: Diagrama de blocos do controle de absorção de ondas.

A lei de controle de absorção se encontra no domínio da frequência, sendo necessária sua transformação para o domínio do tempo para permitir a aplicação prática. Isto é feito através de um filtro digital recursivo na forma:

$$\tilde{F}(\omega, k_y) = \frac{\sum_{l=-M_2}^{M_2} \sum_{k=0}^{M_1} a_{k,l} z_1^{-k} z_2^{-l}}{1 - \sum_{l=-N_2}^{N_2} \sum_{k=1}^{N_1} b_{k,l} z_1^{-k} z_2^{-l}}; \quad \begin{aligned} z_1 &= e^{i\omega\Delta t} \\ z_2 &= e^{ik_y\Delta y} \end{aligned} \quad (3.76)$$

Os coeficientes do filtro $(a_{k,l}, b_{k,l})$ podem ser obtidos através de otimização, buscando o casamento entre F e $\tilde{F}$. Lembra-se que os pólos do filtro digital devem ficar dentro do círculo unitário no plano z para garantir as condições de estabilidade.

No caso de ondas unidirecionais com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas, o filtro pode ser simplificado para uma única dimensão ($M_2 = N_2 = 0$).

3.5.0.1 Coeficiente de reflexão esperado

Através da otimização não se consegue o perfeito casamento do filtro digital com o filtro teórico de absorção, portanto a absorção também não será perfeita. Para prever o desempenho do sistema podemos substituir nas equações 3.67 a 3.70 o filtro

teórico F pelo otimizado $\tilde{F}$, assim como as amplitudes de onda e do movimento do *flap* teóricas pelos valores esperados:

$$\tilde{A}_I = ie_0\tilde{X}_a + \tilde{A}_{RR} \quad (3.77)$$

$$\tilde{A}_0 = i\tilde{X}_a \left(e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j \right) + \tilde{A}_R + \tilde{A}_{RR} \quad (3.78)$$

$$\tilde{A}_R = \tilde{A}_{RR} \quad (3.79)$$

$$\tilde{X}_a = (2A_I - \tilde{A}_0)\tilde{F} \quad (3.80)$$

O coeficiente de reflexão pode ser definido como:

$$C_R = 1 - \lambda = \frac{\tilde{A}_I - A_I}{\tilde{A}_R - A_I} \quad (3.81)$$

No caso de geração e absorção simultâneas, a onda desejada A_I é descontada no cálculo do coeficiente de reflexão. Por outro lado, para $A_I = 0$ têm-se o caso de absorção pura e a equação 3.81 iguala-se a equação 3.64. Através das equações 3.77 a 3.81 obtemos:

$$\lambda = \frac{2e_0}{\frac{-i}{\tilde{F}} + e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j} \quad (3.82)$$

Pode-se observar que o valor esperado de λ , e por consequência do C_R são independentes das amplitudes das ondas e do movimento dos *flaps*, dependendo apenas dos parâmetros da função de transferência de geração teórica e do filtro otimizado.

A equação 3.82 também pode ser escrita de outra forma, multiplicando-se o numerador e o denominador por $\tilde{X}_a$ e substituindo $\tilde{F}$ através da equação 3.80, temos:

$$\tilde{\lambda} = \frac{2e_0\tilde{X}_a}{-i(2A_I - \tilde{A}_0) + \tilde{X}_a \left(e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j \right)} \quad (3.83)$$

A partir desta, o coeficiente de absorção pode ser obtido a partir de dados

experimentais.

3.5.0.2 Modificações propostas

Os atrasos devido à dinâmica do motor e o tempo de comunicação na malha de controle não foram levados em consideração no algoritmo proposto por Schäffer (2001). Mas, estes devem ser compensados para se obter bons resultados de absorção com ondas de frequência mais alta.

A figura 3.14 apresenta o diagrama de blocos atualizado da malha de controle, onde M é a função de transferência do motor, D é o atraso devido ao tempo de comunicação. Também foi acrescentado um filtro passa baixa do tipo *butterworth* de segunda ordem para ajudar a diminuir a resposta nas altas frequências, fora da região de interesse das ondas.

Figura 3.14: Diagrama de blocos modificado do controle de absorção de ondas.

Esses novos elementos na malha de controle devem ser compensados. Observando os diagramas de blocos original e modificado (figuras 3.13(b) e 3.14) e considerando o caso de absorção pura ($A_{I,0} = 0$), a equivalência dos dois sistemas ocorre quando:

$$F = BW.D.F_M.M \quad (3.84)$$

Sendo assim, a compensação dos novos blocos pode ser feita otimizando F_M no lugar do filtro original, com F_M dado por:

$$F_M = \frac{F}{M.D.BW} \quad (3.85)$$

Para o cálculo do C_R teórico, a equação 3.82 foi atualizada com a malha de controle modificada, ficando na forma apresentada na equação 3.86:

$$\lambda = \frac{2e_0}{\frac{-i}{\tilde{F}_M.M.D.BW} + e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j} \quad (3.86)$$

Por outro lado, para a obtenção do C_R experimental não é necessário atualizar a expressão, pois entre A_0 e X_a não houve modificação na malha de controle. Porém, para facilitar o cálculo dividiu-se tanto o denominador quanto o numerador da equação 3.83 por $\tilde{X}_a$ e lembrando que $A_I = 0$ para o caso de absorção pura, temos:

$$\tilde{\lambda} = \frac{2e_0}{\frac{i\tilde{A}_0}{\tilde{X}_a} + e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j} \quad (3.87)$$

Utilizando esta forma é possível obter a relação $\tilde{A}_0/\tilde{X}_a$ através do espectro de potência cruzado entre as leituras dos sensores de altura de ondas solidários aos *flaps* e os encoders, simplificando assim a análise dos ensaios.

4 Aparato experimental

A seguir é feita uma descrição do CH-TPN e de seus principais equipamentos, incluindo os sensores de onda capacitivos utilizados no interior do tanque e os sensores de onda por ultrassom solidários ao gerador de ondas. Também são apresentados os ensaios realizados para a caracterização da resposta dinâmica mecânica dos geradores de ondas.

4.1 Calibrador Hidrodinâmico do TPN

O CH-TPN tem área interna de $14 \times 14\text{m}$, profundidade $h = 4,1\text{m}$ e está equipado com 148 *flaps* distribuídos em todo seu perímetro (figura 4.1). Os *flaps* têm altura total $1,625\text{m}$, altura imersa de $1,21\text{m}$ e largura de $0,36\text{m}$. Cada *flap* está equipado com um sensor de nível por ultrassom, responsável pela realimentação da malha de controle de absorção de ondas.

Figura 4.1: Calibrador Hidrodinâmico do TPN.

A figura 4.2 apresenta o sistema de coordenadas adotado no CH-TPN e a disposição do gerador de ondas. As laterais 1 e 3 do tanque possuem 39 *flaps* ativos cada e as laterais 2 e 4 possuem 35 *flaps* ativos e mais 4 *flaps* fixos (2 no início e 2 no final da parede), para evitar a colisão dos geradores nos cantos do tanque. Cada *flap* ativo está equipado com um sensor de nível e 4 dos *flaps* fixos também possuem esses sensores.

Figura 4.2: Sistema de coordenadas no CH-TPN.

O gerador de ondas do CH-TPN foi projetado para trabalhar com ondas na faixa de frequência de 0,4 a 2,0 Hz com altura máxima de onda de 0,4m, considerando os limites do sistema mecânico e o limite teórico de quebra de onda em águas profundas de 14% de declividade. A figura 4.3 apresenta os limites de geração de onda, sendo a área útil considerada como a área abaixo de todas as curvas.

Figura 4.3: Limites de geração de onda do CH-TPN.

O sistema de acionamento é composto por um servomotor de 750 W acoplado a um fuso de esferas recirculantes que por sua vez é conectado através de um braço

mecânico ao *flap*, sendo o curso máximo de acionamento de projeto igual a 0,8m. Conjuntos de 5 eixos estão fixados a um quadro de perfil metálico e este está montado sobre uma laje de alvenaria (figuras 4.4 e 4.5).

Figura 4.4: Mecanismos de acionamento no CH-TPN.

Figura 4.5: Esquema do gerador de ondas do CH-TPN.

A tabela 4.1 apresenta os parâmetros obtidos para o dimensionamento dos componentes mecânicos. Mais informações sobre o procedimento de projeto podem ser encontrados em Carneiro (2007) e Carneiro et al. (2011).

O CH-TPN conta ainda com absorvedores porosos compostos por painéis de placas perfuradas recheados com tela plástica e uma pequena praia para amortecer as ondas geradas atrás dos *flaps*, evitando assim ressonâncias que poderiam prejudicar os ensaios ou os equipamentos (figura 4.6).

Tabela 4.1: Parâmetros utilizados para especificar os componentes mecânicos do gerador de ondas do CH-TPN.

Grandeza	Valor
Velocidade linear na castanha do fuso	1,068 m/s
Aceleração linear na castanha do fuso	4,418 m/s ²
Rotação do motor	3204 rpm
Aceleração do motor	1388 rad/s ²
Força de acionamento na castanha do fuso	620 N
Torque do motor	2,215 Nm
Potência do motor	742 W
Limite de rotação do fuso	3262 rpm

Figura 4.6: Absorvedor poroso atrás dos *flaps*.

4.1.1 Arquitetura de controle

A arquitetura de controle implementada no CH-TPN é baseada em equipamento de automação industrial padrão. Atualmente esses equipamentos possuem grande capacidade de processamento, escalabilidade, modularidade e flexibilidade. O que permite controlar o gerador de ondas sem a necessidade de se projetar um novo equipamento específico para a aplicação, como seria necessário no passado devido a grande quantidade de informação que deve ser gerenciada a cada ciclo de amostragem.

O sistema de controle é responsável por enviar os comandos de controle de posição e velocidade aos 148 *servo-drivers*, ler os 148 *encoders* (a posição real do servo-motor), ler o sinal dos 152 sensores de nível solidários aos *flaps* e a comunicação com o computador de comando e supervisão. Para suprir essas tarefas, o sistema possui os subníveis descritos a seguir.

Os 148 *servo-drivers* são responsáveis por realizar o controle de posição do motor. O controlador de posição conta com três malhas em cascata, uma de

torque, uma de velocidade e uma de posição. Os parâmetros do controlador foram ajustados automaticamente através da função de *auto-tuning*. Os *servo-drivers* se comunicam via rede óptica do tipo SSCNET com 5 CPUs *Motion Controller*, que executam programas em SFC (*Sequential Function Chart*), chamados de programas de movimentação.

As CPUs *Motion Controller*, por sua vez se comunicam com 2 CLPs programados em linguagem *Ladder*, que são responsáveis por gerenciar o envio via rede tipo Melsecnet/G, das referências de posição e velocidade dos 148 *flaps*, oriundos do computador de comando e retornar de volta a posição real, obtida através dos *encoders* dos servo-motores. Sinais de controle, estado (*status*) e alarmes também passam por ela. Uma outra CPU é responsável por gerenciar a comunicação entre os cartões de conversores A/D dos sensores de nível por ultrassom e o computador de comando e gerenciar outros sinais digitais de controle, como por exemplo os botões de emergência.

Um programa em C foi escrito como uma S-function do Simulink no Matlab no computador de comando. Esse programa funciona como um *driver* de interface entre a rede Melsecnet/G e o Simulink. A interface de operação atual portanto é o Simulink, provendo uma interface de usuário que facilite a manipulação dos dados, para que testes e ajustes possam ser feitos rapidamente em alto nível em uma estação de trabalho, minimizando o tempo de desenvolvimento. A figura 4.7 apresenta o diagrama da arquitetura de controle do CH-TPN e na figura 4.8 pode ser observado um exemplo da interface do Simulink, onde o bloco Calibrador Hidrodinâmico representa o tanque.

Figura 4.7: Arquitetura de controle do CH-TPN.

complexo, devido a maior quantidade de camadas lógicas. A figura 4.10 apresenta o caminho percorrido dos sinais de controle. No CH-TPN o período de amostragem foi fixado em 12 ms devido às limitações do equipamento (MELLO, 2012).

Figura 4.10: Diagrama do caminho dos sinais de controle no CH-TPN.

4.1.2 Resposta dinâmica dos motores

Uma série de testes foram realizadas com o intuito de caracterizar a resposta dinâmica mecânica do gerador de ondas, comparando a posição comandada com a posição medida através dos *encoders* instalados nos servo-motores. Foram executados três testes de varredura em frequência com amplitude de posição constante e dois com amplitude de velocidade constante, conforme descrito na tabela 4.2.

Tabela 4.2: Teste de resposta em frequência dos motores do CH-TPN.

Teste	Tipo do teste	Amplitude
M1	amplitude de velocidade constante	109 mm/s
M2	amplitude de velocidade constante	218 mm/s
M3	amplitude de posição constante	5 mm
M4	amplitude de posição constante	10 mm
M5	amplitude de posição constante	15 mm

Na figura 4.11 podem ser observados os sinais de comando dos testes M2 e M5. A frequência inicial é de 0,05 Hz e aumenta gradativamente até 3,6 Hz em todos os testes.

O teste foi feito com apenas 2 *flaps* por lado do tanque, caso contrário a onda gerada seria muito grande e poderia gerar cargas hidrodinâmicas nos *flaps* ao lado que influenciariam a resposta. Após a execução dos ensaios, a resposta em frequência entre o sinal de comando e o *encoder* foi obtido através da densidade espectral de potência alisada pelo método de Welch. As respostas em frequência obtidas nos 5

Figura 4.11: Sinal de comando em varredura de frequência.

testes são apresentadas na figura 4.12. Pode-se notar que os todos os testes tiveram resultados muito semelhantes, desta forma o sistema pôde ser considerado como linear. Também pode ser observado que o módulo tem pouca atenuação na faixa de frequência de trabalho do tanque, ou seja, máximo de aproximadamente de 1,2% em 2 Hz.

Figura 4.12: Resposta em frequência experimental dos motores do CH-TPN.

A seguir, a resposta do motor foi modelada por um sistema dinâmico de segunda ordem:

$$M(s) = \frac{\tilde{X}}{X} = \frac{1}{1 + 2\zeta \frac{s}{\omega_n} + \left(\frac{s}{\omega_n}\right)^2} \quad (4.1)$$

onde M é a função de transferência do motor, X é a posição comandada, $\tilde{X}$ a leitura do *encoder* e ζ e ω_n são respectivamente o amortecimento e a frequência natural não amortecida.

Os parâmetros ζ e ω_n foram obtidos através de otimização, minimizando o erro quadrático entre a média das respostas em frequência experimentais e respostas em frequência do modelo, resultando em $\zeta = 0,9733$ e $\omega_n = 108,5177$ rad/s. Uma comparação da resposta em frequência do modelo ajustado e do resultado experimental é apresentada na figura 4.13.

Figura 4.13: Resposta em frequência do motor do CH-TPN.

4.2 Sensores de altura de onda

Para se verificar e aferir o campo de ondas gerado no tanque de ensaios são utilizados sensores de nível que medem a elevação da água, por exemplo onde o modelo em escala reduzida a ser testado será instalado. Além disso, para a realimentação do controle de absorção de ondas são utilizados sensores de nível solidários ao gerador de ondas.

Existem diversos tipos de sensores tradicionalmente usados para a aquisição da elevação das ondas em tanques de ensaios, como por exemplo os sensores capacitivos, resistivos, acústicos e servo-acionados (ITTC, 1999). Um estudo comparativo foi apresentado por Martins et al. (2007) para os 3 primeiros tipos.

O TPN possui sensores de nível capacitivos disponíveis para serem instalados no interior do tanque. Esses sensores são formados por eletrodos parcialmente imersos na água e tem saída em tensão proporcional ao comprimento submerso. A leitura deste tipo de sensor sofre influência da condutividade da água. Esta por sua vez, depende de diversos fatores, como a temperatura e presença de contaminantes na água, de forma que existe a necessidade de calibração antes da realização de um ensaio, aumentando bastante o tempo dispendido em cada ensaio. Para facilitar sua calibração, um suporte de alumínio perfurado a cada 10 mm é fixado ao sensor. A figura 4.14 apresenta uma ilustração deste tipo de sensor. Mais informações sobre os sensores capacitivos do CH-TPN podem ser encontradas em Mello (2012), incluindo a caracterização de sua resposta dinâmica e o procedimento de calibração estática.

Figura 4.14: Ilustração do sensor de altura de onda capacitivo.

No sensor acústico, é medido o tempo de voo do pulso ultrassônico do transdutor até a superfície da água e seu correspondente eco de volta ao transdutor. Então a distância é calculada usando a velocidade do som. No caso de transdutores imersos, o meio de propagação é a água e a velocidade de propagação varia principalmente devido a sua temperatura. A temperatura no tanque de ensaios varia muito lentamente comparada com o tempo de ensaio, então se faz necessário medir a temperatura no início do ensaio para calibrar todos os sensores acústicos usados, minimizando assim o tempo de preparação dos ensaios. Sendo assim, o sensor ultrassônico foi selecionado para atuar na realimentação na malha de controle de absorção, como ilustra a figura 4.15.

Por outro lado, o sensor ultrassônico precisa que o eco refletido na superfície da água volte ao transdutor para ser possível a medição do tempo de voo. Se a superfície da água está inclinada devido à onda ou mesmo devido à inclinação do *flap*, o ângulo da reflexão pode fazer com que o eco saia da área do transdutor, causando a perda

do eco e por consequência não haverá leitura para este ponto.

Para solucionar este problema é utilizada uma guia de ondas, que deve direcionar a onda de ultrassom de forma a promover a menor perda de energia do pulso e ao mesmo tempo a guia não pode interferir na altura de onda medida.

Figura 4.15: Ilustração do eco do sensor de nível por ultrassom com e sem guia de ondas.

Segundo a teoria apresentada por (REDWOOD, 1963), as ondas de ultrassom podem se propagar em diferentes modos dentro de uma guia de ondas. Além da onda plana longitudinal, os outros modos podem ser interpretados como uma onda plana se propagando num caminho de ziguezague ao longo da guia de ondas por sucessivas reflexões nos contornos. Diferentemente de uma onda em um meio sem contornos, em uma guia de onda a velocidade de fase e de grupo variam com a frequência. Já a onda plana longitudinal se propaga com velocidade igual a uma onda sem guia de ondas.

No caso de uma onda ultrassom pulsada, o que se observa é um aumento da atenuação e do espalhamento do pulso com o aumento da distância do transdutor, devido a dispersão causada pelas diferentes velocidades de cada uma das componentes em frequência do pulso. A componente que viaja mais rápido é o modo de propagação longitudinal, retornando primeiro ao transdutor. Portanto, considera-se que o tempo de voo do início do eco corresponde ao modo longitudinal e nesse caso o cálculo da distância d entre o transdutor e o nível da água é obtido através da equação 4.2:

$$d = \frac{\Delta t \cdot c(\Theta)}{2} \quad (4.2)$$

onde Δt é o tempo de voo do pulso ultrassônico e c é a velocidade de propagação do

som na água em função da temperatura Θ .

A velocidade de propagação da onda ultrassônica longitudinal na água é obtida através da equação 4.3 proposta por Grosso e Mader (1972), que relaciona a velocidade da onda em m/s com a temperatura da água em graus Celsius, obtida a partir de medições em laboratório:

$$c(\Theta) = \sum_{i=0}^5 q_i \Theta^i \quad (4.3)$$

onde q_i é dado pela tabela 4.3 e Θ é a temperatura em graus Celsius.

Tabela 4.3: Coeficientes da equação 4.3.

i	q_i
0	$0,140238754 \cdot 10^4$
1	$0,503711129 \cdot 10^1$
3	$-0,580852166 \cdot 10^{-1}$
3	$0,334198834 \cdot 10^{-3}$
4	$-0,147800417 \cdot 10^{-5}$
5	$0,314643091 \cdot 10^{-8}$

Mesmo se considerar a temperatura da água do tanque fixa em 20°C, a velocidade de propagação do ultrassom para uma variação de $\pm 5^\circ\text{C}$ teria erro máximo de 1,1%. Na figura 4.16 é apresentada a curva da velocidade de propagação em relação à temperatura da água na faixa de 15°C a 25°C.

Figura 4.16: Velocidade de propagação do ultrassom em relação à temperatura da água.

A guia de ondas inicialmente utilizada no CH-TPN era formada por um canal

retangular de 14 x 16 mm confeccionado de chapa de aço inox dobrada embutida no *flap*, sendo uma de suas paredes perfurada para permitir a entrada e saída da água, porém ainda assim provendo que uma boa parte da energia do eco volte ao transdutor (figura 4.17). Esses sensores foram desenvolvidos e confeccionados no Laboratório de Ultrassom da Escola Politécnica da USP, mais detalhes podem ser encontrados em Martins et al. (2007) e Carneiro (2007). Posteriormente as guias de onda foram substituídas por uma guia fabricada a partir de um tubo de plástico ABS com diâmetro interno de 10 mm, conforme descrito no apêndice B.

Figura 4.17: Foto da guia de ondas.

Para detecção do tempo de voo, o sinal do eco é amplificado em uma placa de condicionamento de sinais (figura 4.18). Essa placa possui ganho ajustável, podendo atingir até 38 dB de amplificação. A seguir, a saída do amplificador é comparada com um valor de tensão pré-fixado, de forma que quando a tensão do sinal ultrapassa o valor de tensão de referência, considera-se que o eco voltou ao transdutor. Neste momento um microcontrolador interrompe a contagem do tempo do voo do pulso ultrassônico. Então esse tempo é convertido em um sinal padrão 4 a 20 mA que é transmitido ao CLP, que por sua vez envia a informação ao computador de controle, onde é feito o cálculo da distância.

Figura 4.18: Condicionador de sinais dos sensores de nível por ultrassom.

A base de tempo do contador interno do microcontrolador é de 100 ns, substituindo esse valor na equação 4.2 é possível obter a resolução do sensor. Para

a temperatura de 20°C a resolução é de aproximadamente 0,074 mm. Mais detalhes do projeto do condicionador de sinais e da integração dos sensores ultrassônicos com o sistema de controle do CH-TPN podem ser consultados em Mello (2012).

Como o sensor está fixado no gerador de ondas, existe a necessidade de se fazer uma correção de sua leitura em função da posição do *flap*. Pois, quando este inclina, a distância do transdutor até a superfície da água em repouso se altera. A correção foi feita subtraindo-se da leitura de nível um valor obtido através de um polinômio em função da leitura da posição do *flap* pelo *encoder* do motor.

Para fazer o levantamento do polinômio de correção, foi imposto um movimento ao *flap* de batente a batente, bastante lento, para evitar a geração de ondas que alteraria o nível da água. A figura 4.19 apresenta uma comparação da leitura do sensor com e sem correção em função do *encoder* do motor.

Figura 4.19: Correção da leitura do sensor de nível em função da posição do *flap*.

Durante os primeiros testes no CH-TPN foi detectado que vários sensores de nível por ultrassom tiveram problema de instalação. As guias se encontravam bastante deformadas e amassadas prejudicando o funcionamento do sensor. Além disso, o sistema de fixação do transdutor não garantia o perfeito alinhamento do transdutor com a guia de ondas, piorando ainda mais a leitura do sensor (figura 4.20).

A figura 4.21 mostra o sinal de eco de ultrassom de dois sensores. No sensor bom, pode-se observar que o eco é curto e tem tensão elevada, saturando o amplificador da placa de condicionamento de sinais. Por outro lado, no sensor ruim, o eco está espalhado e com baixa tensão de pico a pico, sendo de difícil detecção. A figura 4.22 apresenta uma comparação da leitura dos dois sensores analisados. O sensor exemplificado como ruim era um caso mediano, existiam sensores piores que era praticamente impossível se identificar a onda.

Mesmo um sensor considerado bom apresentou perda de leitura para ondas com

Figura 4.20: Sistema de fixação do transdutor de ultrassom na parte traseira do *flap*.

Figura 4.21: Exemplo do eco de dois sensores de nível por ultrassom.

Figura 4.22: Exemplo da leitura de dois sensores de nível por ultrassom.

maior amplitude. Sendo assim, além da necessidade de se solucionar o problema na instalação dos sensores, as guias de onda podiam ser otimizadas para melhorar o sinal dos sensores de nível. Desta forma, foi conduzido um estudo detalhado com alguns perfis novos para a guia de ondas, em ambiente controlado com aquisição do eco do

ultrassom, descrito mais adiante no apêndice B.

Os ensaios iniciais apresentados neste trabalho foram realizados com os sensores deficientes. Para se realizar os ensaios de absorção no CH-TPN foi feito um agrupamento de *flaps* usando o mesmo sensor de nível, de forma a utilizar somente os sensores melhores. Isso foi possível no caso de ondas com incidência normal ao gerador, pois a elevação da água é praticamente igual para toda parede de *flaps*.

O mapeamento dos sensores que foi utilizado é apresentado no apêndice C. Além do mapeamento, outros artifícios para possibilitar o ensaio com ondas regulares também foram testados:

- média móvel entre os sensores de *flaps* adjacentes, onde o sinal de realimentação de cada *flap* era obtido como a média de seu sensor de nível e de mais dois sensores adjacentes de cada lado. Apresentou comportamento um pouco melhor que o mapeamento, possibilitando absorção de ondas com amplitude um pouco maior com menor vibração no movimento dos *flaps* devido à perda de leitura dos sensores. Porém após cerca de três minutos de ensaio induziu o aparecimento de uma onda transversal que impossibilitava a continuação do ensaio por muito mais tempo;
- blocos de 5 *flaps*, onde a elevação era obtida pela média dos sensores de cinco *flaps* adjacentes e o sinal de comando igual para todos os cinco, como se fosse um *flap* com largura cinco vezes maior. Como a média móvel, apresentou desempenho um pouco melhor que o mapeamento, sem induzir a onda transversal. Este foi o método usado até a troca das guias de ondas.
- média de todos os sensores na parede de absorção, de forma que uma lateral do tanque atuasse com um único *flap*. Foi a única forma de conduzir experimentos nos ensaios iniciais com ondas de amplitude mais elevada, acima de 50 mm, ou com declividade acima de 5%. Teve um bom desempenho para as ondas de baixa frequência que possuem comprimento de onda longo. Nas ondas de frequência mais altas, acima de 1 Hz, um pequeno desvio na direção de propagação da onda fazia com que a fase da onda entre um lado e o outro da parede que estava atuando na absorção de ondas, ficassem muito diferentes. Assim, a média dos sensores não representou bem a onda real, diminuindo muito a eficiência de absorção.

Porém, para ser possível absorver ondas oblíquas foi necessário revisar todas as guias de onda de ultrassom com problema, conforme estudo apresentado no

apêndice B. Após esse estudo, o problema foi solucionado através da substituição de todas as guias de onda e dos dispositivos de fixação dos transdutores. Todos os resultados apresentados a partir do capítulo 5.2.4 foram realizados com a nova versão da guia de ondas, possibilitando assim eliminar o mapeamento dos sensores e atuar cada um dos *flaps* de forma independente.

5 Resultados

Neste capítulo são apresentados os procedimentos adotados durante a implementação do sistema de controle de absorção de ondas no CH-TPN. Primeiramente foi realizada uma validação experimental das funções de transferência de geração de ondas. A seguir é descrito o estudo de absorção de ondas que foi dividido em duas partes. Primeiramente foi implementado um caso simplificado considerando somente ondas com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas utilizando um filtro digital unidimensional. Em uma segunda etapa foi desenvolvido o sistema mais geral capaz de absorver ondas oblíquas e multidirecionais.

O sistema de absorção de ondas evoluiu aos poucos conforme foram solucionados problemas que foram identificados durante a implementação. Em cada etapa deste processo foram realizados experimentos visando a validação das hipóteses adotadas e verificação do desempenho do sistema de controle. Os resultados apresentados seguem ordem cronológica com exceção da descrição do filtro recursivo bidimensional (capítulo 5.3.1) que foi implementado anteriormente ao estudo do filtro unidimensional não recursivo (capítulo 5.2.6).

Além dos resultados apresentados neste capítulo, no apêndice A são descritos os experimentos preliminares que foram realizados no canal didático de ensaios do Laboratório de Engenharia Naval e Oceânica da Escola Politécnica da USP (LENO). Neste foram implementados e testados dois algoritmos de absorção considerando o caso simplificado com ondas regulares unidirecionais com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas.

5.1 Função de transferência experimental de geração de ondas

Antes do ensaio de absorção de ondas propriamente dito, foi realizado o levantamento experimental e comparação teórica das funções de transferência de geração de ondas, para verificar a teoria apresentada no capítulo 3.1. Para isso, foram geradas diversas ondas regulares com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas ($\theta = 0^\circ$), conforme a tabela 5.1.

Tabela 5.1: Dados das ondas regulares do ensaio para verificação das funções de transferência de geração.

Frequência (Hz)	Declividade $2A_I/L$ (%)	Comprimento L (m)	Amplitude A_I (mm)
1,67	2, 3, 4, 6	0,56	5,6 / 8,4 / 11,2 / 16,8
1,25	2, 3, 4, 6	1,00	10,0 / 15,0 / 20,0 / 30,0
1,00	2, 3, 4, 6	1,56	15,6 / 23,4 / 31,2 / 46,8
0,83	2, 3, 4, 6	2,25	22,5 / 33,7 / 45,0 / 67,5
0,71	2, 3, 4, 6	3,06	30,6 / 45,9 / 61,2 / 91,8
0,63	2, 3, 4, 6	4,00	40,0 / 60,0 / 80,0 / 120,0
0,56	2, 3	5,06	50,6 / 75,9
0,50	2	6,25	62,5
0,45	2	7,54	75,4

A função de transferência de onda progressiva (c_0) foi obtida através da comparação das séries temporais do *encoder* e de um sensor de nível capacitivo posicionado no centro do tanque, para evitar a influência das ondas evanescentes. Enquanto para a função de transferência total ($i \sum_{j=0}^{\infty} c_j$) são comparados o *encoder* e o sensor de nível por ultrassom solidário ao *flap*.

Os sinais correspondentes à elevação da água possuem um transitório no início e a partir de um determinado instante sofrem a influência da onda refletida no outro lado do tanque. Assim, a janela temporal foi determinada através de análise visual para selecionar a região que corresponde ao fenômeno físico de interesse.

Após a determinação da janela temporal, os dados foram analisados através da densidade espectral de potência cruzada entre as séries temporais. Nas figuras 5.1 e 5.2 podem ser observados que os dados experimentais das funções de transferência possuem uma boa aderência com a função teórica.

Mello (2012) realizou uma série de experimentos com ondas regulares oblíquas com o intuito de verificar a qualidade do campo de ondas, utilizando uma matriz de 16 sensores de nível capacitivos posicionados em uma área de 3 por 3 metros no centro do tanque. Foi verificado que existe uma variação excessiva da amplitude da onda dentro da área de medição mesmo antes das ondas refletidas atingirem os sensores, causado principalmente pela influência dos 4 *flaps* inoperantes nos cantos dos lados 2 e 4 do tanque.

De uma forma geral, verificou-se que a variação da amplitude da onda aumenta com o aumento de sua frequência e do ângulo de incidência com referência à onda gerada pela lateral 1, chegando a um valor extremo de variação da amplitude de 50,05% para uma onda frequência de 1,3 Hz, declividade de 5% e $\theta = 90^\circ$, ou seja, com direção de propagação perpendicular ao lado 4 do tanque. Um exemplo da

Figura 5.1: Função de transferência progressiva de geração do CH-TPN.

Figura 5.2: Função de transferência total de geração do CH-TPN.

variação da amplitude em função do ângulo de geração para a onda regular de 1,0 Hz e 3,3% de declividade é apresentado na figura 5.3.

A caracterização experimental das funções de transferência de geração de ondas oblíquas (e_0 e $i \sum_{j=1}^{\infty} e_j$) não foi realizada, pois devido à esta grande variação da amplitude da onda no centro do tanque para ondas oblíquas, os valores experimentais dependeriam muito da posição do sensor de nível. Por este mesmo motivo, foram considerados apenas os sensores de nível solidários aos *flaps* nos ensaios de absorção de ondas oblíquas apresentados no capítulo 5.3.

Para minimizar este problema foi proposto ativar os *flaps* inoperantes e de acordo

com as características de cada ensaio decidir quais deles serão ativados (MELLO, 2012). Atualmente esta proposta está sendo implementada e os *flaps* inoperantes serão ativados em um futuro próximo.

Figura 5.3: Distribuição das alturas das ondas em função do ângulo de geração. Reproduzido de Mello (2012).

5.2 Absorção de ondas com incidência normal ao gerador de ondas

Para facilitar o entendimento do problema, inicialmente foi estudado um caso simplificado considerando apenas ondas com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas. As ondas foram geradas pelo lado 1 do tanque e absorvidas pelo lado 3 (figura 5.4). Os *flaps* dos lados 2 e 4 foram mantidos com posição fixa com $X_a = 0$, pois como a onda propaga com direção paralela às laterais não é possível gerá-la nem absorvê-la. Se um modelo estivesse sendo ensaiado, os lados 2 e 4 seriam responsáveis por absorver as ondas irradiadas pelo modelo.

Figura 5.4: Ilustração da configuração dos ensaios com ondas com incidência normal ao gerador de ondas .

Neste caso, o filtro digital de absorção (equação 3.76) pode ser simplificado para apenas uma dimensão (equação 5.1) e a atuação dos *flaps* é realizada de forma independente, diferentemente do caso completo onde o controle de cada *flap* depende da leitura dos sensores dos *flaps* adjacentes.

$$\tilde{F}(\omega) = \frac{\sum_{k=0}^{M_1} a_k z_1^{-k}}{1 - \sum_{k=1}^{N_1} b_k z_1^{-k}}; \quad z_1 = e^{i\omega\Delta t} \quad (5.1)$$

O filtro é caracterizado por uma banda passante na região de interesse de absorção de ondas entre 0,4 e 2,0 Hz, com especificação de módulo e fase. Fora dessa região

o filtro deve rejeitar sinais e ruídos, idealmente com módulo nulo. Entre as bandas passante e de rejeição existe uma região de transição com resposta do filtro não especificada (figura 5.5).

Figura 5.5: Ilustração da resposta ideal do filtro de absorção.

Os parâmetros a_k e b_k do filtro $\tilde{F}$ foram obtidos por otimização, utilizando o método de mínimos quadrados não linear através da função LSQNONLIN do Matlab®. Minimiza-se a soma dos erros quadráticos do módulo e da fase da resposta em frequência do filtro na região de interesse de absorção. Para certificar os critérios de estabilidade, foi adicionada uma penalização para forçar que os pólos do filtro ficassem no interior do círculo unitário no plano z . Outra penalidade foi usada para forçar o módulo da resposta em frequência para zero fora da região de interesse de absorção de ondas. A função objetivo a ser minimizada para otimizar o filtro de absorção é apresentada na equação 5.2:

$$\begin{aligned}
 F_{obj}(a_k, b_k) = & \sum_{n=1}^N Q_1(|F_M(f_n)| - |\tilde{F}_M(a_k, b_k, f_n)|)^2 + \\
 & \sum_{n=1}^N Q_2(\angle F_M(f_n) - \angle \tilde{F}_M(a_k, b_k, f_n))^2 + \\
 & \sum_{n=N+1}^M Q_3(|\tilde{F}_M(a_k, b_k, f_n)|)^2 + \\
 & \sum Q_4(1 - \epsilon - |P_i|)^2
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

A primeira e segunda parcelas da função objetivo representam os erros quadráticos

do módulo e da fase do filtro, onde f_n é um vetor de frequências na região de interesse de absorção de ondas, compreendida entre 0,4 e 2,0 Hz. O terceiro termo é uma penalidade responsável por diminuir o módulo da resposta do filtro para altas frequências, com f_n variando logo acima de 2,0 Hz até metade da frequência de amostragem, ou seja $f_{n=M} = 41,66$ Hz.

O último termo é a penalidade responsável por forçar os pólos do filtro otimizado a ficarem no interior do círculo unitário no plano z , onde P_i são os pólos com módulo maior que $1 - \epsilon$, sendo ϵ uma margem que define o início da região de atuação desta penalidade ($0 < \epsilon < 1$). Foi utilizado $\epsilon = 0,1$, assim o otimizador irá forçar o módulo de todos os pólos a um valor máximo de 0,9, porém após a otimização deve ser verificado se o otimizador conseguiu garantir o módulo dos pólos menor que 1. As constantes Q_1 a Q_4 são os pesos para cada uma das parcelas da função objetivo.

Neste momento, os termos D e BW do filtro de absorção modificado (equação 3.85) ainda não foram utilizados, sendo aplicada apenas a compensação da resposta dinâmica do motor M . A banda de rejeição de frequência abaixo da banda passante (figura 5.5) não foi implementada deixando a resposta do filtro livre nesta região, sendo verificado apenas a restrição de resposta limitada no limite de frequência igual a zero para evitar a deriva lenta da posição central do movimento do *flap* (SCHÄFFER, 2001).

A convergência do método de otimização apresentado se mostrou muito sensível ao ponto inicial e aos pesos de cada uma das parcelas da função objetivo. Gerou-se um procedimento iterativo, no qual era estipulado um ponto inicial e realizada uma otimização com um peso pequeno nas penalizações. O resultado obtido era aplicado novamente como ponto inicial e otimizando com um peso um pouco maior e assim gradativamente até atingir um filtro com as características desejadas. Desta forma, o resultado dependia muito dos valores escolhidos nesse processo, existindo ainda a possibilidade dos resultados obtidos serem mínimos locais, sendo possível existir uma melhor solução. O filtro otimizado obtido é mostrado na equação 5.3. Posteriormente o método de otimização foi modificado na tentativa de diminuir o problema de convergência, descrito mais adiante no capítulo 5.2.3.

$$\tilde{F}_M = \frac{0,003519 + 0,01657z^{-1} + 0,03961z^{-2} + 0,04212z^{-3}}{1 - 0,8861z^{-1} + 0,5053z^{-2} - 0,5953z^{-3}} \quad (5.3)$$

Após a síntese do filtro de absorção foram geradas ondas regulares no lado 1 do tanque e absorvidas no lado 3. O sistema de absorção de ondas se mostrou instável, apresentando oscilações em alta frequência. Para estabilizar o sistema foi necessário introduzir uma redução de ganho K_p na malha de controle ($0 < K_p \leq 1$), conforme

diagrama de blocos na figura 5.6. Porém, esta redução de ganho deixa o controle mais lento, diminuindo assim a eficiência de absorção.

Figura 5.6: Diagrama de blocos modificado com redução de ganho.

Para verificar o desempenho da absorção de ondas o coeficiente de reflexão experimental foi estimado através do método proposto por Mansard e Funke (ISAACSON, 1991), utilizando o sinal de três sensores de onda capacitivos instalados no centro do tanque, como mostra a figura 5.4.

A figura 5.7 apresenta um exemplo da leitura dos três sensores capacitivos, as amplitudes de onda incidente A_I e refletida A_R calculadas pelo algoritmo de Mansard e Funke e o coeficiente de reflexão, para uma onda de frequência 1,0 Hz e amplitude 20 mm.

Figura 5.7: Exemplo da detecção de reflexão de ondas com o método de Mansard e Funke.

Pode-se observar a chegada da onda gerada pelo lado 1 nos sensores capacitivos no tempo de 12 s e da onda refletida no lado 3 em 35 s. A amplitude da onda incidente permanece aproximadamente constante até depois da reflexão, conforme é esperado. Porém, no tempo de 48 s a amplitude da onda incidente sofre uma alteração devido à onda re-refletida no lado 1. O coeficiente de reflexão adotado é calculado como o valor médio referente a primeira reflexão, no exemplo entre 36 e 48 s. Na tabela 5.2 é apresentado um resumo dos resultados obtidos.

Tabela 5.2: Resumo dos resultados experimentais iniciais no CH-TPN.

Frequência da onda (Hz)	Amplitude da onda (mm)	K_p	C_R (%)
0,75	17,5	0,74	9,8
1,00	20,0	0,74	14,9
1,25	13,0	0,60	30,5
1,50	9,0	0,60	21,4

5.2.1 Compensação do tempo de comunicação na malha de controle

Na etapa anterior do trabalho, o algoritmo de absorção de ondas proposto por Schäffer (2001) foi implementado no canal didático do Laboratório de Engenharia Naval e Oceânica da Escola Politécnica da USP (LENO), descrito no apêndice A. Pode-se observar pelos resultados das tabelas 5.2 e A.3 que a eficiência da absorção no CH-TPN foi bem inferior, principalmente para as ondas testadas de frequências mais altas.

A principal diferença entre os dois laboratórios que poderia explicar essa menor eficiência é a arquitetura de controle. O protótipo de gerador de ondas utilizado no LENO possui apenas 4 *flaps* o que permitiu uma arquitetura bastante simplificada. Por outro lado, no CH-TPN fez-se necessária a opção por uma arquitetura bem mais complexa para se conseguir integrar os 148 *flaps*, e 152 sensores de altura de onda. Isto motivou um estudo mais detalhado do modelo da malha de controle, incluindo-se os tempos de atraso de comunicação entre os equipamentos. Nas figuras 4.10 e A.6 podem ser observados os caminhos percorridos pelos sinais na malha de controle dos dois sistemas.

O atraso de comunicação foi levantado experimentalmente, comparando-se o coeficiente de reflexão esperado teoricamente e o experimental pelo método proposto por Schäffer (2001), descrito no capítulo 3.5.0.2. Para tanto, foram otimizados três novos filtros considerando-se três atrasos diferentes (equações 5.4 a 5.6), como pode

ser observado na figura 5.8.

Figura 5.8: Filtros otimizados para a determinação do atraso de comunicação.

$$\tilde{F}_{M1} = \frac{0,0170 - 0,0087z^{-1} - 0,0061z^{-2} + 0,0145z^{-3}}{1 - 0,9018z^{-1} - 0,8751z^{-2} + 0,7822z^{-3}} \quad (5.4)$$

$$\tilde{F}_{M2} = \frac{0,0085 + 0,0031z^{-1} + 0,0072z^{-2} + 0,0003z^{-3}}{1 - 0,8533z^{-1} - 0,9211z^{-2} + 0,7805z^{-3}} \quad (5.5)$$

$$\tilde{F}_{M3} = \frac{0,0056 + 0,0113z^{-1} + 0,0074z^{-2} + 0,0013z^{-3}}{1 - 0,8346z^{-1} - 0,8213z^{-2} + 0,6640z^{-3}} \quad (5.6)$$

Foram geradas ondas regulares nas frequências 1,0, 1,25 e 1,5 Hz com todos os *flaps* no lado 1 do tanque e absorvidas no lado oposto. Cada onda foi repetida para os três filtros otimizados. O ganho K_P foi fixado em 0,67 em todos os ensaios, pois o sistema apresentou instabilidade acima deste valor para algumas ondas.

A figura 5.9 apresenta um exemplo das séries temporais dos sensores durante a absorção das ondas, referente a onda de 1,0 Hz e ao filtro $\tilde{F}_{M2}$. Pode-se observar que existe um transitório inicial e após algum tempo a influência da segunda reflexão. Portanto, foi feita uma análise visual para se determinar a janela temporal referente

a primeira reflexão. No exemplo, a janela utilizada foi entre 25 e 50s.

Figura 5.9: Exemplo das séries temporais no ensaio para determinação do atraso de comunicação.

Após a finalização dos ensaios, o tempo de atraso D foi ajustado até se obter o melhor ajuste entre a curva teórica do coeficiente de reflexão e seus valores experimentais. Na figura 5.10 pode ser observada a influência do atraso no coeficiente de absorção teórico. Quanto maior o atraso pior é a eficiência de absorção, uma vez que o modelo se torna cada vez menos representativo do sistema real. Conforme esperado, a degradação da absorção é pior para as ondas de frequência mais altas, pois a relação entre o período da onda e o tempo de atraso ficam maiores.

Figura 5.10: Coeficiente de reflexão esperado com o filtro $\tilde{F}_M2$ em função do tempo de atraso D ($K_P = 0,67$).

A figura 5.11 apresenta os resultados experimentais e da curvas teóricas após o ajuste do valor do atraso. O tempo de atraso obtido foi de 44,4 ms, o que corresponde à 3,7 vezes a taxa de amostragem utilizada no controlador. Pode-se observar que foi possível obter um bom ajuste independentemente da frequência da onda e do filtro utilizado para um único valor de D .

Figura 5.11: Coeficiente de reflexão obtido nos ensaios para a determinação do atraso de comunicação.

O novo filtro teórico pode então ser calculado através da equação 3.85. A figura 5.12 apresenta uma comparação da resposta em frequência do filtro original F e do filtro modificado F_M , assim como as suas componentes. Como a resposta em frequência do tempo de atraso D , do filtro passa baixa BW e do motor M possuem módulo igual ou aproximadamente unitários, não existe quase diferença no módulo de F e F_M . Porém, a fase apresentou uma diferença significativa, chegando a 65° em 2 Hz.

Com o sistema melhor modelado, foram otimizados dois novos filtros, apresentados na figura 5.13 (equações 5.7 e 5.8). Como pode ser observado na figura 5.14, o filtro $\tilde{F}_{M4}$ tem uma melhor resposta nas frequências mais altas, enquanto o filtro $\tilde{F}_{M5}$, apresentou um menor C_R teórico nas frequências mais baixas. Para obter os dois filtros, foram modificados a condição inicial das otimizações e alguns dos pesos das restrições.

$$\tilde{F}_{M4} = \frac{0,2587 - 0,4638z^{-1} + 0,2077z^{-2}}{1 - 1,9520z^{-1} + 0,9527z^{-2}} \quad (5.7)$$

Figura 5.12: Resposta em frequência dos componentes do filtro modificado.

Figura 5.13: Filtros otimizados após a determinação do atraso de comunicação.

$$\tilde{F}_{M5} = \frac{0,0934 + 0,0597z^{-1} - 0,1110z^{-2} - 0,1121z^{-3} + 0,0265z^{-4} + 0,0499z^{-5}}{1 - 0,5324z^{-1} - 0,6963z^{-2} - 0,5023z^{-3} + 0,4096z^{-4} + 0,3251z^{-5}} \quad (5.8)$$

Durante os ensaios com filtro $\tilde{F}_{M4}$ não foi possível aumentar o ganho K_P acima de 0,67 sem deixar o sistema instável, portanto este foi descartado. Porém, com o

Figura 5.14: Coeficiente de reflexão teórico dos novos filtros.

filtro $\tilde{F}_M5$ foi possível utilizar o ganho em 0,97, ou seja, quase foi possível eliminar a redução de ganho.

Utilizando o novo filtro, foram geradas ondas regulares com frequência de 0,5 a 2,0 Hz com passo de 0,25 Hz, conforme apresentado na tabela 5.3. Neste ensaio, aproveitou-se também para comparar o coeficiente de reflexão pelo método proposto por Schäffer (2001), que utiliza os sensores de altura de onda solidários aos *flaps* e o método proposto por Mansard & Funke (ISAACSON, 1991).

Tabela 5.3: Ondas regulares dos ensaios com o filtro $\tilde{F}_M5$.

Frequência (Hz)	A_I (mm)	L (mm)	Decividade $2A_I/L$ (%)
0,50	31,2	6235,7	1,0
0,75	13,9	2772,8	1,0
1,00	15,6	1559,7	2,0
1,25	10,0	998,2	2,0
1,50	6,9	693,2	2,0
1,75	5,1	509,3	2,0
2,00	3,9	389,9	2,0

A figura 5.15 apresenta as séries temporais dos sensores de nível solidários aos *flaps* nas paredes 1 e 3 para o ensaio com onda regular de frequência de 0,75 Hz. Igualmente aos ensaios anteriores, a geração das ondas foi realizada no lado 1 do tanque, enquanto o lado 3 estava atuando em modo de absorção pura. A onda gerada no lado 1 se propaga atingindo o lado 3 em cerca de 10 s. A parcela não absorvida no lado 3 volta para o lado 1, atingindo-o no tempo de 22 s onde pode ser observada uma pequena modulação na amplitude da leitura dos sensores do lado 1. A

soma das ondas gerada e refletida no lado 1 atingem o lado 3 novamente após algum tempo, mas não é possível se distinguir com clareza quanto esta segunda reflexão ocorre. A geração é encerrada no tempo de 40 s, a partir do qual toda a elevação no lado 1 é devido somente à onda que não foi absorvida no outro lado do tanque.

Figura 5.15: Séries temporais dos sensores de nível solidários aos *flaps*, onda regular com frequência de 0,75 Hz.

Já no ensaio com a onda de frequência de 1,75 Hz (figura 5.16) a reflexão ficou mais evidente. A onda gerada atinge o lado 3 no tempo de 30 s, reflete nesta e volta para o lado 1, alcançando-o no tempo de 60 s. A variação da amplitude pode ser facilmente observada, assim como na segunda reflexão no lado 3 que ocorre em 90 s. A geração é interrompida no tempo de 90 s, após este tempo a elevação no lado 1 continua alta, mostrando que a eficiência da absorção para esta frequência não está satisfatória. Para a análise do coeficiente de reflexão foi considerado apenas o tempo de absorção da primeira reflexão eliminando o transitório inicial e final, ou seja, no período de 40 a 85 s.

A figura 5.17 apresenta um resumo dos resultados obtidos, onde se pode observar a boa aderência do C_R teórico e do experimental obtido pelo método de Schäffer. Porém, o C_R obtido pelo método de Mansard e Funke se obteve um resultado pior, existindo uma flutuação em torno do valor teórico, mas ainda assim apresentando a tendência geral da curva teórica. Acredita-se que esta variação maior obtida com o método de Mansard e Funke está relacionada com a sensibilidade do método com as distâncias entre os sensores.

Após o estudo mais aprofundado do modelo do sistema de controle, introduzindo-se o tempo de atraso de comunicação, obteve-se uma significativa melhoria na eficiência da absorção de ondas regulares. O coeficiente de reflexão na faixa de frequência de 0,5 a 1,1 Hz ficou abaixo de 10%. Porém, acima dessa frequência

Figura 5.16: Séries temporais dos sensores de nível solidários aos *flaps*, onda regular com frequência de 1,75 Hz.

Figura 5.17: Coeficiente de reflexão experimental obtido com o filtro $\tilde{F}_{M5}$.

a reflexão ainda está muito alta. Para melhorar a resposta nas frequências mais altas, faz-se necessário um estudo mais detalhado do método de otimização, uma vez que agora o coeficiente de reflexão pode ser previsto teoricamente a partir do filtro otimizado e das funções de transferência teóricas.

Mas ainda existe o problema de instabilidade apresentado pelo filtro $\tilde{F}_{M4}$. O motivo pelo qual este se torna instável quando o ganho K_P é aumentado foi investigado e é apresentado a seguir.

5.2.2 Análise de estabilidade

Conforme foi mencionado anteriormente, alguns dos filtros otimizados apresentaram instabilidade, sendo necessário incluir uma redução de ganho para estabilizar

a malha de controle. Por consequência diminui-se a eficiência de absorção, como foi mostrado na figura 5.10.

Segundo Schäffer (2001), se os pólos do filtro otimizado estiverem dentro do círculo unitário no plano z_1 caracteriza-se condição suficiente para que o sistema seja estável. Porém uma análise mais aprofundada com relação a malha fechada se faz necessária. Uma vez que a planta (função de transferência de geração de ondas) é difícil de ser representada por transformada z para análise de pólos e zeros, optou-se por fazer a análise de estabilidade pelo critério de Nyquist, no qual são necessárias apenas as respostas em frequência dos elementos da malha de controle.

O critério de estabilidade de Nyquist define que se a função de transferência em malha aberta $G(z)$ de um sistema possui k pólos instáveis, para ser estável o lugar geométrico percorrido pelo sistema em malha aberta no Diagrama de Nyquist, a medida que a frequência varia de $-\infty$ a $+\infty$, deve envolver o ponto $-1 + j0$ no sentido anti-horário k vezes (OGATA, 1998). Esse critério pode ser expressado por:

$$Z = N + P \quad (5.9)$$

onde, Z é o número de zeros de $1 + G(z)$ localizados fora do círculo unitário no plano z , N é o número de envoltimentos do ponto $-1 + j0$ no sentido horário e P é o número de pólos de $G(z)$ localizados fora do círculo unitário no plano z .

Para um sistema de controle estável, deve-se ter $Z = 0$. Portanto $N = -P$, significando que se deve ter P envoltimentos do ponto $-1 + j0$ no sentido anti-horário.

Os pólos da função de transferência de geração não são conhecidos. Porém, pode-se afirmar que este é estável uma vez que para uma entrada de posição contida a saída em elevação da água também será contida e além disso, eventualmente voltará ao estado de equilíbrio com a dissipação da energia da onda. Portanto também não caracterizando estabilidade relativa, na qual ocorre ciclo limite com a oscilação por tempo indeterminado. Cada um dos outros elementos da malha de controle (F_M , M , BW e D) também foram projetados para serem estáveis, assim também não possuem pólos instáveis.

Desta forma, no caso estudado o lugar geométrico percorrido pelo sistema em malha aberta no Diagrama de Nyquist não poderá envolver o ponto $-1 + j0$ no sentido anti-horário nenhuma vez para que o sistema seja estável em malha fechada.

As figuras 5.18 e 5.19 apresentam a resposta em frequência em malha aberta e o respectivo Diagrama de Nyquist para os filtros otimizados $\tilde{F}_M4$ e $\tilde{F}_M5$ sem redução

de ganho, ou seja, $K_P = 1$. Pode-se observar que nenhum dos dois filtros envolveu o ponto $-1 + j0$, portando ambos deveriam ser estáveis. O que não foi observado na prática com o filtro $\tilde{F}_M4$.

Figura 5.18: Análise de estabilidade do filtro $\tilde{F}_M4$.

Figura 5.19: Análise de estabilidade do filtro $\tilde{F}_M5$.

As possíveis causas para instabilizar o sistema são: falta de rigidez do mecanismo de acionamento, leitura incorreta ou ruidosa dos sensores de nível solidários aos *flaps* e não linearidade para ondas com grandes amplitudes. A qualidade dos sensores de nível estava sendo verificada no momento (apêndice B) e o sistema apresentou instabilidade mesmo com ondas de pequena amplitude. Desta forma, foi realizado um estudo para verificação da rigidez do mecanismo de acionamento, apresentado a seguir.

Para verificar a rigidez do mecanismo foi realizado um ensaio comparando seu movimento com a leitura do *encoder* do motor. Para tanto foi utilizado o sistema de medição 3D por visão computacional da Qualisys, utilizando três câmeras. Em um

dos conjuntos de fixação de cinco *flaps*, dois *flaps* foram ensaiados, sendo que um deles posicionado no centro do conjunto e o outro em uma das extremidades da base. Alvos reflexivos foram posicionados no mecanismo central, sendo dois alvos na base do mecanismo, denominados de *Fixo1A* e *Fixo1B*; um alvo no patim da guia linear (*Patim1*); um no braço mecânico (*Braço1*), próximo à sua dobra e um alvo sobre o *flap* (*Flap1*). De maneira semelhante, a mesma quantidade de alvos foi fixada no mecanismo lateral, denominados *Fixo2A*, *Fixo2B*, *Patim2*, *Braço2* e *Flap2*, conforme mostra a figura 5.20.

Figura 5.20: Configuração do ensaio para verificação da rigidez do mecanismo.

A seguir foi imposto no conjunto de 5 *flaps* um comando de posição de varredura em frequência com início em 0,1 Hz até 4,5 Hz e amplitude de movimento de 2 mm. As séries temporais de comando X , da leitura do *encoder* e dos alvos para o *flap* central são apresentadas na figura 5.21. Os resultados para o *flap* lateral foram semelhantes aos do *flap* central.

Pode ser observado que a amplitude do movimento obtido pelo *encoder* do motor possui uma ligeira atenuação, conforme já era esperado devido à resposta dinâmica do motor (capítulo 4.1.2). Porém os alvos *Fixo1A* e *Fixo1B* que deveriam ser imóveis apresentaram amplitude de movimento crescente em função da frequência, chegando a ter amplitude maior que a imposta nos motores, mostrando que a fixação da base não está rígida o suficiente. Por consequência, o movimento de todos os outros

Figura 5.21: Séries temporais do ensaio para verificação da rigidez do mecanismo.

alvos também apresentou um aumento da amplitude de movimento com o aumento da frequência, principalmente a partir de 3 Hz, região um pouco acima da faixa de trabalho de geração de ondas. Por este motivo esta amplificação não foi observada nos ensaios anteriores.

Na figura 5.22 são apresentados os módulos das respostas em frequência dos movimentos dos alvos com relação a leitura dos *encoders*, obtido através do espectro de potência cruzado entre as séries temporais.

Os alvos fixos tiveram deslocamentos desprezíveis até cerca de 2,5 Hz, a partir desta frequência a base do mecanismo se movimentou com amplitude cada vez maior. Os alvos *Fixo1A* e *Fixo1B*, assim como os alvos *Fixo2A* e *Fixo2B* apresentaram o mesmo movimento, portanto não houve deformação significativa da base em relação ao eixo x . Porém, entre os alvos fixos de um *flap* para o outro houve diferença de movimento, o que pode significar dois efeitos: que a base está deformando, ou que além de um movimento de translação também possui um movimento de rotação. Para se determinar qual dos dois efeitos está ocorrendo se faz necessário um ensaio mais minucioso que não será abordado neste trabalho.

O módulo da resposta em frequência entre o movimento do alvo no *flap* e o

Figura 5.22: Amplificação do movimento dos alvos comparados com a leitura do *encoder*.

encoder apresentou um valor diferente do unitário para baixas frequências, pois o alvo não está posicionado na mesma altura do ponto de conexão entre o braço mecânico e o *flap*, mas sobre o último. Para simplificar a análise, o deslocamento vertical do alvo é desconsiderado, uma vez que o ângulo do movimento do *flap* neste ensaio é pequeno, assim aproximando o movimento do alvo por um movimento retilíneo. Desta forma, para compensar a diferença de altura das medidas basta dividir o deslocamento do alvo no *flap* pela proporção das alturas entre o alvo e o ponto de conexão com o braço com relação ao ponto de pivotamento do *flap*.

O movimento dos alvos posicionados no patim da guia linear e no braço de acionamento apresentaram movimento semelhante, indicando que não houve deformação do braço mecânico de acionamento até o ponto onde estava localizado o alvo, ou seja, até antes de sua dobra. Por outro lado, deste ponto até o *flap*, houve deformação do braço. Na figura 5.23 pode ser observado o módulo da resposta em frequência entre os alvos posicionados nos braços e nos *flaps*, já considerando a correção para diferença de altura desses alvos de forma que a relação entre eles para baixas frequências seja unitária.

A soma dos efeitos da movimentação da base mais a deformação do braço é obtida pela resposta em frequência entre a leitura do *encoder* e o movimento dos alvos nos *flaps*, aqui definida como resposta em frequência da rigidez do mecanismo, apresentada na figura 5.24. A média das curvas para os dois *flaps* ensaiados foi aproximada por um polinômio que a seguir será utilizado na análise de estabilidade.

Os diagramas de Nyquist para os filtros $\tilde{F}_{M4}$ e $\tilde{F}_{M5}$ foram refeitos após a inclusão da rigidez do mecanismo de acionamento no modelo da malha de controle (figura 5.25). A análise foi realizada até 4,5 Hz, pois foi a frequência mais alta que

Figura 5.23: Amplificação do movimento devido a deformação no braço mecânico de acionamento.

Figura 5.24: Resposta em frequência entre o *encoder* e a posição do *flap*.

foi possível ensaiar os mecanismos sem causar dano permanente. Mesmo aplicando apenas uma faixa reduzida de frequências já foi possível obter um bom indicativo da estabilidade do controlador.

Como pode ser observado, o gráfico com o filtro $\tilde{F}_M4$ apresenta a tendência de circular o ponto $-1 + j0$ provando a instabilidade que foi observada durante os

ensaios. Com o filtro $\tilde{F}_{M5}$, as curvas mostram a tendência de cruzar um pouco antes do ponto $-1 + j0$, o que significa que o sistema é estável, porém com uma margem muito pequena, fato que também foi observado na prática.

Figura 5.25: Diagrama de Nyquist considerando a rigidez do mecanismo de acionamento (até 4,5 Hz).

Portanto, conclui-se que a rigidez deficiente do mecanismo de acionamento tem um papel muito importante na estabilidade do sistema, limitando os possíveis filtros estáveis e por consequência diminuindo significativamente a eficiência de absorção de ondas.

Para corrigir este problema foi instalado um reforço na fixação dos mecanismos. Foram adicionados 2 braços horizontais nas bases para fixá-las rigidamente na parede da laje traseira (figura 5.26(a)). Assim, a força resultante nas bases é transferida para as barras de forma axial e para a parede, evitando o cisalhamento nos parafusos de fixação da base. Adicional às barras foram instaladas duas cantoneiras contrapostas fixando o centro da base à laje para evitar o movimento relativo entre a lateral e o centro da base (figura 5.26(b)). Isso foi feito pois a base não tem a forma de treliça permitindo a deformação do centro às laterais no sentido horizontal.

Após a finalização da instalação dos reforços, o movimento máximo da base foi medido com o auxílio de um relógio comparador conforme mostrado na figura 5.27. O movimento com comando de posição em varredura de frequência apresentado na figura 5.21 foi repetido. Foi verificado que o maior movimento da base foi de 0,20 mm na frequência de oscilação de 4Hz.

A seguir foi realizado um ensaio de absorção de ondas regulares utilizando o filtro $\tilde{F}_{M4}$, que agora não apresentou mais instabilidade mesmo com ganho $K_p = 1$. Demonstra-se assim que a instabilidade da malha de controle era causada pela rigidez

(a) Barra de fixação.

(b) Cantoneiras centrais.

Figura 5.26: Reforço da fixação da base dos mecanismos. **Figura 5.27:** Medição do movimento das bases dos mecanismos com um relógio comparador.

deficiente da fixação da base dos mecanismos.

Ressalta-se aqui que ainda existe a necessidade de se fazer uma verificação da rigidez do braço de acionamento, pois foi observado durante o ensaio de varredura em frequência uma ressonância do movimento do *flap* na frequência de oscilação em torno de 4Hz. Esse efeito não instabilizou o sistema, porém poderá causar um desgaste prematuro do mecanismo.

5.2.3 Melhoria do algoritmo de otimização do filtro de absorção

Conforme foi descrito anteriormente, o método de otimização utilizado apresentou problemas de convergência, sendo necessário aplicar um procedimento manual e iterativo do ajuste dos pesos da função objetivo e ponto inicial de otimização. A seguir são apresentadas as modificações implementadas para resolver essa questão.

Para diminuir a quantidade de parâmetros a serem definidos para o algoritmo de otimização e desta maneira diminuir a influência dos valores escolhidos no resultado, assim como na tentativa de eliminar o processo iterativo, a função LSQNONLIN do Matlab® foi substituída pela função FMINCON que permite trabalhar com restrições não lineares, sendo possível eliminar a penalização no módulo dos pólos e a substituindo por uma restrição.

Uma segunda modificação foi realizada na função objetivo, em vez de tentar fazer o ajuste do módulo e da fase da resposta em frequência do filtro $\tilde{F}_M$ (equação 5.1) com o valor teórico F_M (equação 3.85), minimiza-se diretamente o valor esperado do coeficiente de reflexão (equação 5.10). Assim, o resultado se torna independente da relação entre os pesos adotados para o erro quadrático de módulo e fase, portanto eliminando mais uma variável.

$$C_R = 1 - \frac{2e_0}{\frac{-i}{\tilde{F}_M.M.D.BW} + e_0 + \sum_{j=1}^{\infty} e_j} \quad (5.10)$$

Sendo assim, a função objetivo a ser minimizada apresentada na equação 5.2 foi substituída por:

$$F_{obj}(a_k, b_k) = \frac{Q_1}{N} \sum_{n=1}^N C_R(a_k, b_k, f_n) + \frac{Q_2}{M-N} \sum_{n=N+1}^M |\tilde{F}_M(a_k, b_k, f_n)| \quad (5.11)$$

tal que:

$$|P_i| - (1 - \epsilon) < 0 \quad (5.12)$$

A primeira parcela da nova função objetivo representa a somatória dos coeficientes de reflexão para cada componente em frequência, onde f_n é um vetor de frequências na região de interesse de absorção de ondas, compreendida entre 0,4 e 2,0 Hz. O segundo termo é uma penalidade responsável por diminuir o módulo da resposta do filtro para altas frequências, com f_n variando logo acima de 2,0 Hz até metade da frequência de amostragem, ou seja $f_M = 41,66$ Hz. As constantes Q_1 e Q_2 são os pesos para cada uma das parcelas da função objetivo ponderadas pela quantidade de componentes em cada somatória, com o intuito de deixar a otimização mais imune à quantidade de pontos escolhidos no vetor de frequências. A otimização fica sujeita à restrição de estabilidade, no qual os pólos do filtro otimizado devem ficar no interior do círculo unitário no plano z , onde ϵ define uma margem de segurança para a estabilidade do filtro.

Foram feitos diversos testes de otimização com o novo algoritmo considerando filtros de ordem 1 a 3 e variando-se os pesos Q_1 e Q_2 . A convergência do método ainda se mostrou muito dependente do ponto inicial, porém se conseguiu eliminar o processo iterativo comentado anteriormente. Bons resultados foram obtidos para valores de $Q_1 = 1$ e de Q_2 entre 0,01 e 0,04. Um exemplo dos melhores resultados obtidos é apresentado na figura 5.28, denominado de filtro $\tilde{F}_M6$ (equação 5.13). Como pode ser observado, o C_R máximo entre 0,4 e 1,7 Hz foi de 7,4%, acima dessa frequência o C_R aumenta gradativamente chegando em 15,5% em 2,0 Hz.

$$\tilde{F}_M6 = \frac{0,09258 + 0,1040z^{-1} + 0,03389z^{-2} - 0,06824z^{-3}}{1 + 0,3710z^{-1} - 0,4757z^{-2} - 0,8441z^{-3}} \quad (5.13)$$

Figura 5.28: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M6$.

Na tentativa de diminuir o C_R nas frequências mais altas foi feita mais uma modificação na função objetivo. Em vez de se minimizar a soma dos valores esperados do coeficiente de reflexão para cada frequência dentro da região de interesse, minimiza-se o seu valor máximo. Assim, o erro fica melhor distribuído dentro da faixa de interesse. A função objetivo é apresentada na equação 5.14:

$$F_{obj}(a_k, b_k) = Q_1 \max_{1 \leq n \leq N} C_R(a_k, b_k, f_n) + Q_2 \max_{N+1 \leq n \leq M} |\tilde{F}_M(a_k, b_k, f_n)| \quad (5.14)$$

tal que:

$$|P_i| - (1 - \epsilon) < 0 \quad (5.15)$$

Assim como na versão anterior, a convergência do método se mostrou muito dependente do ponto inicial, mas sem necessitar do processo iterativo. Os pesos Q_1 e Q_2 ficaram na mesma faixa de valores da versão anterior. Foram feitas diversas tentativas de otimização considerando filtros de ordem 1 a 3 variando o ponto inicial. A figura 5.29 apresenta o valor máximo do coeficiente de reflexão na faixa de interesse para alguns dos casos otimizados. Cerca de 10% dos casos convergiram para um mínimo local com máximo C_R acima de 15%, os demais convergiram com um valor máximo de C_R em torno de 9%. Algumas tentativas de otimização de filtros com ordem maior que 3 foram realizadas, porém a taxa de convergência piorou significativamente e as otimizações que convergiram não apresentaram resultados melhores que os filtros de ordem 3 ou inferior.

Figura 5.29: Máximo coeficiente de reflexão obtido variando o ponto inicial da otimização. Onde M_1 e N_1 são respectivamente os tamanhos do numerador e do denominador do filtro (equação 5.1).

O filtro $\tilde{F}_{M6A}$ (equação 5.16) foi o melhor resultado obtido com esta última versão do algoritmo de otimização, considerando-se como parâmetro de comparação o C_R teórico máximo. Seu C_R teórico, apresentado na figura 5.30 ficou abaixo de 8,5% para toda a faixa frequência de interesse, ou seja, um pouco pior que o filtro $\tilde{F}_{M6}$ para as frequências mais baixas, mas melhor para as mais altas.

$$\tilde{F}_{M6A} = \frac{0,1294 + 0,09342z^{-1} + 0,02063z^{-2} - 0,1162z^{-3}}{1 - 0,05832z^{-1} - 0,3101z^{-2} - 0,6036z^{-3}} \quad (5.16)$$

Figura 5.30: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M6A$.

5.2.4 Geração e absorção simultâneas

Um novo conjunto de ensaios foi realizado com o filtro $\tilde{F}_M6A$ com a intenção de fazer uma comparação com apenas um dos lados do tanque com a absorção ativa e dois lados ativos. Ou seja, um dos lados executa a geração e absorção simultâneas através do modo de absorção dual (figura 3.14). Também foi verificada a influência da amplitude das ondas no desempenho do sistema de absorção de ondas. Para isso foram consideradas 3 frequências e 3 declividades, conforme descrito na tabela 5.4.

Tabela 5.4: Dados dos ensaios de ondas regulares.

Caso	Frequência (Hz)	Declividade $2A/L$ (%)	Comprimento L (m)	Amplitude A (mm)
RE1	0,70	2,5	3,185	39,8
RE2	0,70	3,3	3,185	53,1
RE3	0,70	5,0	3,185	79,6
RE4	1,00	2,5	1,561	19,5
RE5	1,00	3,3	1,561	26,0
RE6	1,00	5,0	1,561	39,0
RE7	1,30	2,5	0,924	11,5
RE8	1,30	3,3	0,924	15,4
RE9	1,30	5,0	0,924	23,1

Nos testes apresentados a seguir as guias de onda dos sensores de nível solidários aos *flaps* haviam sido trocadas melhorando a qualidade desses sensores, conforme estudo descrito no apêndice B. Isto possibilitou a eliminação do mapeamento ou

média de sensores adjacentes utilizado durante os ensaios anteriores, de maneira que agora todos os *flaps* podem atuar independentemente.

Porém fazendo a absorção com todos os *flaps* independentes apareceu mais um fenômeno indesejado. Após cerca de 90 segundos com a absorção ligada, observou-se um movimento com uma frequência mais alta sobre o movimento esperado. A figura 5.31 mostra esse efeito durante a absorção de uma onda regular com frequência de 1,0 Hz.

Figura 5.31: Movimento em alta frequência quando a absorção atua com todos os *flaps* independentes.

A figura 5.32 apresenta a leitura dos *encoders* dos *flaps* 89 a 94 no começo do ensaio e após 120 s. Pode-se observar que no começo do ensaio todos os *flaps* tem o mesmo movimento, mas após 120 s surgiu uma frequência mais alta de forma que os *flaps* pares apresentaram um movimento diferente dos ímpares.

Figura 5.32: Leitura dos *encoders* dos *flaps* 89 a 94 durante a absorção com todos os *flaps* independentes.

No módulo da FFT da série temporal do *encoder* pode ser observado um pico

na frequência da onda gerada de 1,0 Hz e outro da frequência mais alta em 2,56 Hz (figura 5.33).

Figura 5.33: Módulo da FFT dos *encoders* na absorção com todos os *flaps* independentes.

Calculando-se o comprimento de onda relativo à frequência de 2,56 Hz pela equação de dispersão (equação 3.19), chega-se a $L = 238$ mm, o que equivale 1,5 comprimentos de ondas entre dois sensores de *flaps* adjacentes, configurando uma frequência de ressonância lateral entre dois *flaps*. Conforme ilustrado na figura 5.34, enquanto o sensor de um *flap* registra a crista da onda, o sensor do *flap* seguinte registra o cavado. Essa diferença de 180° na fase da leitura do nível das ondas faz com que *flaps* adjacentes executem movimentos contrários para tentar absorver essa onda.

Figura 5.34: Ressonância lateral entre dois *flaps*.

Para possibilitar a execução dos ensaios foi implementada a média da leitura dos sensores a cada dois *flaps* adjacentes, com esta alteração a ressonância não apareceu. Porém, para absorver ondas oblíquas a média dos sensores não deve ser usada, pois se perde resolução lateral, uma vez que com a média dois *flaps* atuam como se fossem um único elemento, assunto que é tratado mais adiante no capítulo 5.3.

Foram executadas dois conjuntos de ensaios, no primeiro as ondas foram geradas com o lado 1 do tanque e absorvidas com o lado 3. No segundo conjunto, o lado 1 também estava ativo de modo a absorver e gerar as ondas simultaneamente e o lado 3 continuou ativo. Para cada um dos ensaios o coeficiente de reflexão foi estimado pelo método proposto por Schäffer (2001) através dos sensores de nível solidários aos *flaps* no lado 3 e também pelo método de Mansard e Funke usando 3 sensores capacitivos no centro do tanque. Para o cálculo do C_R nas duas baterias de ensaios foi selecionada a janela temporal correspondente à primeira reflexão no lado 3. Os resultados obtidos são apresentados nas figuras 5.35 e 5.36.

Figura 5.35: Coeficiente de reflexão experimental nos ensaios com 1 lado com absorção ativa.

Como pode ser observado na tabela 5.5 o maior C_R experimental obtido foi de 11,38% calculado pelo método do Schäffer e de 10,72% calculado pelo método do Mansard & Funke. Não foi observada uma alteração significativa na absorção para as diferentes amplitudes de onda de mesma frequência quando estimado pelo método do Schäffer. Porém pelo segundo método, obteve-se um pequeno aumento do C_R com o aumento da amplitude da onda.

Uma comparação das amplitudes das ondas incidente e refletida ao longo do

Figura 5.36: Coeficiente de reflexão experimental nos ensaios com 2 lados com absorção ativa.

Tabela 5.5: Coeficiente de reflexão experimental estimado pelo método proposto por Schäffer (método 1) e por Mansard e Funke (método 2).

Caso	C_R teórico (%) (equação 3.86)	C_R experimental (%)			
		1 lado ativo		2 lados ativos	
		Método1	Método2	Método1	Método2
RE1	8,0	10,21	7,98	11,38	7,82
RE2	8,0	10,19	9,16	10,18	8,89
RE3	8,0	10,15	10,40	10,14	9,59
RE4	8,3	6,77	6,50	6,66	7,18
RE5	8,3	6,77	7,42	6,67	8,10
RE6	8,3	6,77	10,14	6,66	9,23
RE7	7,4	6,83	6,01	6,52	6,79
RE8	7,4	6,81	7,48	6,57	7,32
RE9	7,4	6,79	7,88	8,30	10,72

tempo, estimadas pelo método de Mansard e Funke, é apresentada nas figuras 5.37 e 5.38. Nos ensaios com 1 lado do tanque com a absorção ativa, a amplitude da onda incidente tem uma alteração evidente de valor após a segunda reflexão, correspondendo à soma da onda gerada no lado 1 com a parcela não absorvida no lado 3 após refletir novamente no lado 1. Já nos ensaios com 2 lados ativos esse efeito não ficou evidente, pois apenas uma pequena parte da segunda reflexão se soma à onda gerada no lado 1. Alguns gráficos apresentam uma queda brusca da amplitude pois o tempo do ensaio foi finalizado prematuramente.

(a) RE1

(b) RE2

(c) RE3

(d) RE4

(e) RE5

(f) RE6

(g) RE7

(h) RE8

Figura 5.37: Comparação das amplitudes de onda incidente A_I e refletida A_R com 1 e 2 lados com a absorção de ondas ativa (casos RE1 e RE2).

(a) RE9

Figura 5.38: Comparação das amplitudes de onda incidente A_I e refletida A_R com 1 e 2 lados com a absorção de ondas ativa (casos RE3 a RE9).

Comparado-se a diferença percentual da amplitude das ondas antes e depois da segunda reflexão ΔA_I , obtido pela equação 5.17, fica evidenciada a melhoria do campo de ondas quando se utiliza a absorção dos dois lados do tanque. No pior caso a diferença foi de 7,91% com 1 lado com a absorção ativa e 3,10% com os 2 lados ativos (tabela 5.6). Lembrando ainda que o uso da absorção e geração simultâneas será essencial nos ensaios com modelos, pois a reflexão no modelo pode chegar até 100% no caso de ensaios com modelo cativo, enquanto que a reflexão nas paredes do tanque com absorção ativa é da ordem de 10%.

$$\Delta A_I = \frac{|A_{I1} - A_{I2}|}{A_I} \quad (5.17)$$

onde A_{I1} e A_{I2} são respectivamente as amplitudes de onda médias antes e depois da segunda reflexão e A_I é a amplitude desejada da onda, informada na tabela 5.4.

Tabela 5.6: Comparação das alturas de onda médias antes (A_{I1}) e depois (A_{I2}) da segunda reflexão com 1 e 2 lados com a absorção ativa.

Caso	1 lado ativo			2 lados ativos		
	A_{I1}	A_{I2}	ΔA_I (%)	A_{I1}	A_{I2}	ΔA_I (%)
RE1	39,75	37,44	5,78	40,89	40,81	0,20
RE2	53,68	50,76	5,51	55,02	55,57	1,03
RE3	79,60	73,58	7,56	81,27	80,98	0,36
RE4	19,22	17,88	6,84	19,46	19,44	0,08
RE5	25,82	24,03	6,91	26,12	26,13	0,02
RE6	38,99	38,24	1,91	39,74	39,55	0,48
RE7	11,13	11,82	5,99	11,65	12,00	3,10
RE8	15,32	16,54	7,91	15,43	15,76	2,16
RE9	22,64	23,21	2,45	22,86	23,02	0,69

Durante os ensaios com a absorção ativa nos dois lados do tanque foi observada uma oscilação dos *flaps* em uma frequência mais baixa da frequência da onda como pode ser observado na figura 5.39. Através da FFT da série temporal do *encoder* se obteve a frequência de 0,142 Hz, correspondendo a um comprimento de onda de 42,18 m que equivale a aproximadamente 3 vezes a largura interna do tanque.

Figura 5.39: Comparação da leitura do *encoder* durante o ensaio de absorção do caso RE2 com 1 e 2 lados com a absorção ativa.

As frequências naturais de um tanque com paredes fixas são calculadas considerando uma onda estacionária com velocidade horizontal nula das partículas fluidas nas paredes do tanque, resultando em um comprimento de onda dado pela equação 5.18 (DEAN; DALRYMPLE, 1984). A tabela 5.7 apresenta os 5 primeiros modos naturais do CH-TPN.

$$L = \frac{2B}{n} \quad (5.18)$$

onde B é a largura do tanque e $n = 1, 2, 3, \dots$

Tabela 5.7: Comparação das alturas de onda médias antes (A_{I1}) e depois (A_{I2}) da segunda reflexão com 1 e 2 lados com a absorção ativa.

Modo	L (m)	frequência (Hz)
1º	28,0	0,20
2º	14,0	0,33
3º	9,3	0,41
4º	7,0	0,47
5º	5,6	0,53

Sendo assim o primeiro modo natural teria $L = 28$ m e frequência de 0,20 Hz, mas na prática foi observada uma frequência mais baixa que o primeiro modo esperado.

Acredita-se que ao usar absorção ativa em ambos os lados do tanque invalide a suposição de velocidade horizontal nula nas paredes do tanque, fazendo aparecer outros modos naturais não esperados.

O aparecimento dessa ressonância foi mais crítico nos ensaios com ondas irregulares devido ao tempo mais longo de duração do ensaio. Para prevenir o aparecimento desse modo natural foi introduzido no sistema de controle um filtro rejeita banda (*notch*) do tipo *Butterworth* de primeira ordem sintonizado na frequência de 0,142 Hz (equação 5.19). Seu Diagrama de Bode é apresentado na figura 5.40.

$$N = \frac{0,9982 - 1,9960z^{-1} + 0,9982z^{-2}}{1 - 1,9960z^{-1} + 0,9964z^{-2}} \quad (5.19)$$

Figura 5.40: Diagrama de Bode do filtro notch.

Uma estudo mais aprofundado deverá ser realizado para se verificar o efeito desse filtro em ensaios que requerem a análise da deriva lenta de uma embarcação, uma vez que esta pode se encontrar em frequência próxima à frequência do filtro rejeita banda.

Para compensar a resposta em frequência do filtro rejeita banda dentro da região de frequências desejada de absorção de ondas, a equação 3.85 foi substituída pela equação 5.20:

$$F_M = \frac{F}{M.D.BW.N} \quad (5.20)$$

A seguir o filtro de absorção foi otimizado novamente resultando no filtro $\tilde{F}_M$ (equação 5.21). O coeficiente de reflexão teórico é apresentado na figura 5.41, com máximo C_R de 8%.

$$\tilde{F}_M7 = \frac{0,05511 + 0,01401z^{-1} - 0,006561z^{-2} - 0,03906z^{-3}}{1 - 0,8287z^{-1} - 0,8082z^{-2} - 0,6420z^{-3}} \quad (5.21)$$

Figura 5.41: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M7$.

Com o filtro $\tilde{F}_M7$ foi possível eliminar a frequência de ressonância de 0,142 Hz, assim os ensaios com ondas irregulares foram executados com este filtro.

5.2.5 Ondas irregulares

Os ensaios com ondas irregulares foram conduzidos de forma semelhante ao realizado com as ondas regulares apresentado anteriormente, ou seja, as ondas foram geradas pelo lado 1 operando no modo dual de absorção de ondas, enquanto o lado 3 atuou somente absorvendo as ondas. Os ensaios foram realizados com o filtro $\tilde{F}_M7$. Foram geradas ondas irregulares unidirecionais utilizando o método de dupla somatória, apresentado no capítulo 3.3.

As ondas ensaiadas contemplam mares decenários e centenários selecionados da Bacia de Campos (PETROBRAS, 2005) e da Bacia de Santos (PETROBRAS, 2008). Foi adotado o fator de escala de 1:100 para os mares da Bacia de Campos e de 1:120 para a Bacia de Santos uma vez que as amplitudes das ondas são maiores.

Segundo recomendações da ITTC (1984), deve-se usar um registro com tempo igual a pelo menos 100 ciclos da onda de maior período esperado para garantir a convergência da estatística do mar. Na prática muitas vezes é adotado um tempo de registro equivalente a 3 horas na escala real, pois este é o tempo característico

de uma tempestade, sendo este procedimento adotado nos ensaios apresentados a seguir. Os dados das ondas ensaiadas são mostrados na tabela 5.8.

Tabela 5.8: Dados dos ensaios de ondas irregulares.

Caso	Escala real				Escala do modelo			
	T_p (s)	H_s (m)	γ	Duração (s)	Escala	T_p (s)	H_s (mm)	Duração (s)
Campos10	11,00	6,26	1,972	10800	1:100	1,100	62,60	1080,0
Campos100	15,55	7,84	1,664	10800	1:100	1,555	78,40	1080,0
Santos10	10,00	8,01	2,066	10800	1:120	0,913	66,75	985,9
Santos100	15,50	11,11	1,666	10800	1:120	1,415	92,58	985,9

Os espectros de energia e parâmetros experimentais dos mares foram obtidos a partir da leitura de um sensor de nível capacitivo posicionado no centro do tanque com frequência de amostragem de 50 Hz. Os espectros de energia foram obtidos pelo método de Welch com janela temporal do tipo Hanning com 1024 pontos e sobreposição de 512 pontos.

Pode ser observado na figura 5.42 que os espectros obtidos experimentalmente foram bastante próximos aos teóricos, havendo apenas uma pequena deformação nas frequências mais altas, principalmente no caso do mar decenário da Baía de Santos. Porém em todos os casos os parâmetros de altura significativa e período de pico obtidos foram muito próximos aos desejados (tabela 5.9).

Tabela 5.9: Período de pico T_p e altura significativa H_s obtidos nos ensaios de absorção de ondas irregulares.

Caso	Teórico		Experimental	
	T_p (s)	H_s (mm)	T_p (s)	H_s (mm)
Campos10	1,100	62,60	1,107	61,66
Campos100	1,555	78,40	1,560	78,05
Santos10	0,913	66,75	0,915	65,89
Santos100	1,415	92,58	1,418	94,80

Os espectros de segunda ordem, também conhecido como espectros de grupo de ondas foram calculados a partir dos espectros de energia através da equação 5.22, porém considerando uma janela temporal do tipo Hanning com 8192 e sobreposição de 4096 para melhorar a resolução da integral no cálculo de $G(\mu)$. O espectro de grupo é importante para se analisar efeitos de segunda ordem, como por exemplo o comportamento de deriva lenta de uma embarcação.

$$G(\mu) = 8 \int S(\omega)S(\omega + \mu)d\omega \quad (5.22)$$

Figura 5.42: Comparação dos espectros de energia teóricos e experimentais nos ensaios de absorção de ondas irregulares.

Os espectros de segunda ordem dos ensaios de absorção de ondas irregulares são apresentados na figura 5.43. Nos casos Campos10, Santos10 e Santos100 a energia dos espectros ficou um pouco mais alta do que a requerida na região de frequências mais baixas devido à reflexão das ondas. No caso Campos10 e principalmente no caso Santos10 que possuem frequências de pico mais altas, a energia na região das frequências mais altas ficou inferior ao valor teórico, isso ocorreu uma vez que a geração das ondas foi limitada na frequência máxima de 2,0 Hz.

O coeficiente de reflexão estimado pelo método proposto por Schäffer (2001) apresentou uma boa aderência com o esperado teoricamente (figura 5.44), com C_R experimental obtido inferior a 10% dentro da faixa de 0,4 a 2,0 Hz.

Figura 5.43: Comparação dos espectros de grupo teóricos e experimentais nos ensaios de absorção de ondas irregulares.

Figura 5.44: Coeficiente de reflexão nos ensaios de absorção de ondas irregulares.

5.2.6 Filtro não recursivo

O método de absorção de ondas proposto por Schäffer (2001) requer a síntese de um filtro digital recursivo com especificação de módulo e fase. Este é um problema complicado devido à dependência não linear dos coeficientes do filtro com sua resposta em frequência, adicionado à restrição de estabilidade que aumenta a complexidade do problema (LANG, 1999).

Como alternativa pode ser utilizado um filtro não recursivo que além de ter a vantagem de ser sempre estável, pode ser sintetizado através de programação linear (PARKS; BURRUS, 1987). Filtros não recursivos já foram aplicados anteriormente para absorção de ondas por Christensen e Frigaard (1994), porém utilizando dois sensores de nível a uma certa distância do gerador de ondas.

Os filtros não recursivos costumam apresentar um grande atraso de fase. Quando os sensores são posicionados a uma certa distância do gerador de ondas esse atraso não é significativo, pois o tempo da propagação da onda até o gerador possibilita ao filtro o tempo necessário para calcular o sinal de comando. No caso dos sensores solidários ao gerador de ondas esse atraso se torna mais crítico, mesmo assim foi possível obter neste trabalho uma resposta em frequência adequada através de otimização, conforme é descrito a seguir.

A resposta em frequência do filtro digital de absorção de ondas na forma não recursiva é dada pela equação 5.23:

$$\tilde{F}(\omega) = \sum_{k=0}^{M_1} a_k z_1^{-k}; \quad z_1 = e^{i\omega\Delta t} \quad (5.23)$$

Nesta etapa do trabalho foi utilizado o programa de otimização convexa disciplinada CVX (GRANT; BOYD, 2011a) baseado no Matlab® para a síntese do filtro não recursivo. Dentro do contexto de otimização convexa, o CVX pode resolver diversos problemas, como por exemplo problemas de programação linear, programação quadrática, programação semi-definida, entre outros, com uma interface simplificada para a especificação do problema. A vantagem de se trabalhar com um problema de otimização convexo é a garantia da convergência para o mínimo global, mas para isso uma série de regras devem ser satisfeitas para assegurar a convexidade do problema, conforme apontado por Grant e Boyd (2011b).

Na síntese do filtro recursivo descrita anteriormente, a função objetivo a ser minimizada foi formulada em função do erro do módulo e da fase entre as respostas em frequência teórica de absorção de ondas e do filtro otimizado ou ainda diretamente

em função do coeficiente de reflexão. Nessas formulações a dependência da função objetivo com os coeficientes do filtro é não linear, caracterizando em um problema não convexo.

A função objetivo pode ser reformulada como um problema convexo, por exemplo ao separar a resposta em frequência do filtro em suas parcelas real e imaginária em vez de módulo e fase. Para isso, a resposta em frequência do filtro não recursivo é escrita na forma apresentada na equação 5.24 (MURALI, 2004), em função da frequência normalizada $\omega_i = 2\pi f_i/f_a$, sendo f_a a frequência de amostragem:

$$\tilde{F}(\omega_i) = \sum_{k=0}^{M_1} a_k e^{-i\omega_i k} = \sum_{k=0}^{M_1} a_k \cos(\omega_i k) - i \sum_{k=0}^{M_1} a_k \sin(\omega_i k) \quad (5.24)$$

O erro complexo da resposta em frequência do filtro pode ser expresso por:

$$E(\omega_i) = F_M(\omega_i) - \tilde{F}(\omega_i) = E_R(\omega_i) + iE_I(\omega_i) \quad (5.25)$$

onde, E_R e E_I são respectivamente as partes real e imaginária do erro E .

A soma dos quadrados dos erros da resposta em frequência do filtro é dada por:

$$\sum_{i=0}^{N-1} |E(\omega_i)|^2 = \sum_{i=0}^{N-1} [E_R^2(\omega_i) + E_I^2(\omega_i)] = \|E\|_2^2 \quad (5.26)$$

onde, $\|E\|_2$ é a norma euclidiana do vetor de erro E que pode ser facilmente definida no programa CVX. O vetor de erro pode ser obtido através da forma matricial a seguir:

$$E = \begin{bmatrix} E_R \\ E_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Re}(F_d) \\ \text{Im}(F_d) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} C_1 \\ S_1 \end{bmatrix} a \quad (5.27)$$

onde, E_R e E_I são respectivamente as partes real e imaginária do erro E , $\text{Re}(F_d)$ e $\text{Im}(F_d)$ são respectivamente as partes real e imaginária do vetor de resposta em frequência desejada F_d na na região de interesse de absorção de ondas:

$$F_d = [F_M(\omega_0) \quad F_M(\omega_1) \quad \dots \quad F_M(\omega_{N-1})]^T \quad (5.28)$$

a é o vetor com os coeficientes do filtro:

$$a = [a_0 \quad a_1 \quad \dots \quad a_{M_1}]^T \quad (5.29)$$

e C_1 e S_1 são matrizes N por $M_1 + 1$ com o (i, j) -ésimo elemento dados por:

$$C_1(i, j) = \cos(m\omega_i) \quad \text{com} \quad m = 0, 1, 2, \dots, M_1 \quad (5.30)$$

$$S_1(i, j) = -\sin(m\omega_i) \quad \text{com} \quad m = 0, 1, 2, \dots, M_1 \quad (5.31)$$

Porém, seguindo procedimento semelhante ao adotado na otimização do filtro $\tilde{F}_M$ de minimizar máximo C_R em vez de seu valor médio, aqui foi escolhido minimizar o erro máximo da resposta em frequência na região de interesse de absorção de ondas, que é equivalente à norma infinita do vetor de erro E :

$$\max_{1 \leq i \leq N} |E(\omega_i)| = \|E\|_\infty \quad (5.32)$$

Na banda de rejeição, a imposição de máximo módulo da resposta em frequência do filtro ou mesmo o máximo valor da soma dos quadrados das partes real e imaginária da resposta em frequência do filtro se mostrou muito restritiva. Com essas imposições não foi possível sintetizar um filtro com uma boa relação entre C_R e rejeição de ruído. Dependendo do valor da restrição ou o coeficiente de reflexão obtido é muito alto ($C_R \gg 10\%$) ou o módulo do filtro na banda de rejeição obtido é muito alto, deixando o sistema de controle instável. Por outro lado, verificou-se que com uma restrição considerando o máximo valor da soma dos quadrados apenas da parte real da resposta em frequência do filtro na banda de rejeição era possível obter um filtro com as características desejadas e assegurar a estabilidade do sistema de controle, verificado através do Diagrama de Nyquist.

Assim, o filtro não recursivo foi obtido minimizando a função objetivo descrita na equação 5.33 com a restrição dada pela equação 5.34:

$$F_{obj}(a_k) = \|E\|_\infty \quad (5.33)$$

$$\|F_R\|_2 < \sqrt{\epsilon} \quad (5.34)$$

onde, ϵ é o limite da soma dos quadrados dos erros e F_R é a parcela real da resposta em frequência do filtro na banda de rejeição, dado por:

$$F_R = C_2 a \quad (5.35)$$

onde C_2 é uma matriz semelhante à matriz C_1 porém considerando as frequências ω_i na banda de rejeição.

O valor de $\sqrt{\epsilon}$ adotado nas otimizações foi de 0,01. As otimizações com valores menores do que o adotado não apresentaram uma melhora significativa na redução do módulo da resposta na banda de rejeição, mas pioravam muito o C_R obtido.

Diversos filtros foram otimizados variando seu tamanho (M_1), foi observada a tendência de um menor C_R quanto maior o filtro até um valor a partir do qual a variação é muito pequena. Conforme pode ser observado na figura 5.45, a partir do filtro de $M_1 = 150$ o máximo C_R é aproximadamente constante.

Figura 5.45: Máximo coeficiente de reflexão em função do tamanho do filtro.

O filtro com menor C_R foi obtido com $M_1 = 178$. A figura 5.46 apresenta os coeficientes a_k desse filtro, denominado como $\tilde{F}_{M8}$. Pode-se observar a tendência da diminuição do valor de a_k quanto maior o k , o que significa que as leituras anteriores do sensor de nível influenciam cada vez menos na resposta do filtro com o passar do tempo.

Figura 5.46: Coeficientes a_k do filtro $\tilde{F}_{M8}$.

A figura 5.47 apresenta uma comparação do coeficiente de reflexão teórico do filtro recursivo $\tilde{F}_M7$ com o filtro não recursivo $\tilde{F}_M8$. O filtro não recursivo tem um resultado melhor em quase toda a faixa de frequências de interesse, apresentando C_R máximo de 6,34% e entre as frequências de 0,4 a 1,0 Hz o máximo C_R é de 3,63%.

Figura 5.47: Comparação do coeficiente de reflexão teórico dos filtros $\tilde{F}_M7$ e $\tilde{F}_M8$.

A seguir os experimentos de absorção de ondas regulares da tabela 5.4 foram repetidos com o filtro $\tilde{F}_M8$. O lado 1 do tanque foi configurado com absorção e geração simultâneas e o lado 3 apenas com absorção de ondas. O C_R experimental estimado com o método proposto por Schäffer (2001) é apresentado na figura 5.48. Todos os resultados obtidos com o filtro $\tilde{F}_M8$ foram melhores que os obtidos com o filtro recursivo (tabela 5.5). Os resultados experimentais apresentaram uma boa aderência ao valor teórico com diferença máxima de 2,5% para a onda de 0,7 Hz (tabela 5.10). Novamente não ocorreu variação significativa do C_R em função da amplitude da onda, com diferenças menores que 0,15%.

Figura 5.48: Coeficiente de reflexão experimental nos ensaios com o filtro $\tilde{F}_M8$.

Tabela 5.10: Coeficiente de reflexão experimental nos ensaios com o filtro $\tilde{F}_M8$.

Caso	C_R teórico (%)	C_R experimental (%)
RE1	3,02	5,54
RE2	3,02	5,56
RE3	3,02	5,44
RE4	2,80	2,86
RE5	2,80	2,84
RE6	2,80	2,86
RE7	5,74	5,82
RE8	5,74	5,88
RE9	5,74	5,95

A figura 5.49 apresenta fotos durante o ensaio de absorção da onda de frequência 1Hz e amplitude 26 mm comparado com a mesma onda com o sistema de absorção de ondas desligado. No instante de 10 s, a onda gerada pelo lado 1 atingiu o centro do tanque. No tempo de 27 s, a onda se propagou até o lado 3 e a onda refletida retornou até o centro do tanque. Com o sistema de absorção desligado, forma-se uma onda estacionária decorrente da soma das ondas incidente e refletida, com aproximadamente o dobro da amplitude da onda gerada. Esse efeito pode ser observado nas fotos (d) e (f). Já com a absorção ligada, a onda continua se propagando no sentido do lado 3 do tanque (fotos (c) e (e)). A geração de ondas foi finalizada no tempo de 40 s. No instante de 60 s, a foto (i) mostra que toda a onda já foi absorvida, restando apenas componentes de frequência mais alta, enquanto que na foto (j) sem a absorção de ondas, a onda estacionária continua presente.

(a) Com absorção, $t = 10$ s (b) Sem absorção, $t = 10$ s (c) Com absorção, $t = 27$ s (d) Sem absorção, $t = 27$ s (e) Com absorção, $t = 27,25$ s (f) Sem absorção, $t = 27,25$ s (g) Com absorção, $t = 40$ s (h) Sem absorção, $t = 40$ s (i) Com absorção, $t = 60$ s (j) Sem absorção, $t = 60$ s

Figura 5.49: Comparação de ensaio com e sem absorção de ondas (frequência 1Hz e amplitude 26 mm).

5.3 Absorção de ondas oblíquas

Nos ensaios com ondas oblíquas, dois lados consecutivos do tanque são responsáveis por gerar as ondas e os outros dois lados por absorvê-las, como pode ser observado na figura 5.50. Adicionalmente, os lados responsáveis por gerar a onda também podem ser configurados no modo de geração e absorção simultâneas. Nos ensaios apresentados neste trabalho, os lados 1 e 4 foram selecionados para executar a geração das ondas, mas quaisquer dois lados adjacentes poderiam ser usados dependendo do ângulo de incidência requerido da onda sobre o modelo ensaiado.

Figura 5.50: Ilustração da configuração dos ensaios com ondas oblíquas.

A abordagem mais simples para absorver ondas oblíquas seria utilizar diretamente o filtro unidimensional de forma independente para cada um dos *flaps*, desconsiderando os efeitos de direcionalidade. Neste modo de operação chamado de *quasi-3D*, a degradação da absorção é pequena para ângulos de incidência da onda pequenos e comprimentos de onda grandes (SCHÄFFER; KLOPMAN, 2000). Por exemplo, a figura 5.51 apresenta o C_R teórico do filtro $\tilde{F}_M7$ em função do ângulo de incidência da onda. Pode-se observar que para ângulos até 30° e frequência até aproximadamente 1,6 Hz o C_R é menor que 15%, mas para ondas fora dessa faixa a reflexão aumenta significativamente.

Uma melhoria do sistema *quasi-3D* pode ser obtida incorporando uma correção em função de um ângulo pré-determinado, sem a detecção em tempo real da direcionalidade da onda. A partir deste ângulo pré-determinado é feita uma correção no sistema de absorção com o filtro unidimensional. Por exemplo, pode-se incluir uma redução de ganho de $\cos(\theta)$, uma vez que esta é a relação entre as funções

Figura 5.51: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M7$ em função do ângulo de incidência da onda.

de transferência de geração de ondas com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas c_0 e com direção oblíqua e_0 . A partir da equação 3.43, tem-se:

$$X_a = \frac{A_I}{ie_0} = \frac{\cos(\theta)A_I}{ic_0} \quad (5.36)$$

Esta correção não incorpora o efeito dos modos evanescentes na realimentação hidrodinâmica que varia com a frequência da onda. Mas para as ondas de menor frequência observa-se uma melhora considerável comparado com o uso direto do filtro unidimensional. A figura 5.52 mostra por exemplo o ganho $\cos(\theta)$ aplicado no filtro $\tilde{F}_M7$, pode-se observar que para uma certa faixa de frequências existe uma melhora da absorção para o ângulo θ enquanto a absorção piora para os demais ângulos.

Na figura 5.53 é apresentado o conjunto dos coeficientes de reflexão de cada ângulo considerando o respectivo ganho $\cos(\theta)$. Para a faixa de frequência entre 0,5 e 1,1 Hz, o C_R é menor que 10%, mesmo para onda com grandes ângulos de incidência. Porém, aqui é importante lembrar que este método considera apenas o ângulo pré-determinado, ou seja, não levando em consideração as ondas irradiadas e difratadas pelo modelo ensaiado com direção diferente do ângulo pré-determinado, ou ainda o caso de um mar com espalhamento direcional.

Por outro lado, caso se consiga estimar o ângulo de incidência da onda em tempo real, como é o caso apresentado por Castro (2009), atualiza-se o ganho de forma adaptativa a cada passo de tempo obtendo a melhor absorção para cada ângulo, resultando no gráfico da figura 5.53.

Figura 5.52: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M 7$ com ganho $K = \cos(\theta)$.

Figura 5.53: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M 7$ com ganho $\cos(\theta)$ em função do ângulo de incidência da onda.

Alguns ensaios foram realizados pré-ajustando o ganho antes de cada ensaio. Nos lados 1 e 3 do tanque o ganho foi configurado igual a $\cos(\theta)$ e nos lados 2 e 4

igual $\cos(90^\circ - \theta)$, seguindo o ângulo de incidência da onda em cada um dos lados conforme ilustrado na figura 5.50. Foram geradas as ondas regulares da tabela 5.4 com declividade de 3,3% (casos RE2, RE5 e RE8), com ângulos de incidência de 30° , 45° e 60° .

O coeficiente de reflexão experimental foi estimado pelo método proposto por Schäffer (2001), no qual o termo $\tilde{A}_0/\tilde{X}_a$ da equação 3.87 foi obtido através da FFT bidimensional das matrizes formadas pelas séries temporais dos sensores de nível e dos *encoders* dos *flaps* do lado 3 do tanque (equação 5.37). Para melhorar a resolução gráfica em k_y as matrizes foram preenchidas com zeros até atingir o tamanho de 1024 pontos em y .

$$\frac{\tilde{A}_0}{\tilde{X}_a} = \frac{\text{FFT}(X)^* \cdot \text{FFT}(\eta_0)}{|\text{FFT}(X)|^2} \quad (5.37)$$

onde, X é a matriz com as séries temporais dos *encoders*, η_0 a matriz com séries temporais dos sensores de nível e $*$ indica o valor complexo conjugado.

O coeficiente de reflexão experimental calculado através da FFT bidimensional apresentou uma boa aderência ao valor esperado teoricamente, como pode ser observado na figura 5.54.

Figura 5.54: Coeficiente de reflexão experimental dos ensaio com ganho $\cos(\theta)$.

Durante os ensaios foi observado novamente a ocorrência da ressonância lateral entre dois *flaps* de frequência igual a 2,56 Hz, semelhante ao observado durante os

ensaios das ondas com direção de propagação normal ao gerador de ondas, com todos *flaps* operando de forma independente (figura 5.31). A figura 5.55 apresenta a leitura do sensor de nível do *flap* número 100 durante o ensaio da onda de frequência 1,0 Hz e ângulo de incidência 30° . No tempo de aproximadamente 105 s a onda gerada pelo outro lado do tanque já havia sido absorvida, a partir desse tempo se pode observar a ressonância de 2,56 Hz. A amplitude da onda de 2,56 Hz aumenta gradativamente até instabilizar o sistema de controle, o que impossibilita a execução de ensaios de longa duração.

Figura 5.55: Resultado da ressonância lateral entre dois *flaps* na leitura do sensor de nível solidário ao *flap*.

5.3.1 Filtro recursivo bidimensional

Conforme foi comentado anteriormente, o ganho $\cos(\theta)$ não incorpora a influência dos modos evanescentes na função de transferência de geração de ondas, que não pode ser expressa como um fator separado da frequência da onda. O uso de um filtro bidimensional permite o ajuste da resposta em frequência diretamente à função de transferência teórica, independente do fator $\cos(\theta)$.

Diferentemente da geração de ondas, na absorção deve ser analisado outro limite angular além do limite de Biesel (equação 3.48). Uma vez que a série temporal da elevação da onda é amostrada em pontos discretos definidos pela posição dos sensores nos *flaps*, uma onda com comprimento L_y menor que duas vezes a largura da distância dos sensores será interpretada erroneamente como uma onda mais longa. Este limite

é equivalente ao limite de Nyquist na dimensão espacial definida por k_y (SCHÄFFER, 1998). No CH-TPN, a distância dos sensores é igual a largura do *flap*, assim o Limite de Nyquist é definido por:

$$\frac{k_{\Delta y}}{k_y} < 2 \quad (5.38)$$

onde, k_y é projeção do número de onda k na coordenada y e $k_{\Delta y}$ é o número de onda da largura do *flap*, dado por $k_{\Delta y} = 2\pi/l$.

O número de onda k_y pode ser relacionado com o ângulo de incidência e a frequência da onda através da relação de dispersão. Assim o limite de Nyquist também pode ser identificado através desses parâmetros. Na figura 5.56 é feita uma comparação dos limites de Nyquist e de Biesel.

Figura 5.56: Limites de Nyquist e de Biesel.

Efeitos não lineares podem produzir harmônicos mais altos das ondas geradas, produzindo ondas curtas acima dos limites de Nyquist. Esses efeitos não lineares podem estar ligados diretamente com a geração de ondas ou indiretamente através da reflexão das ondas nos modelos ensaios. Caso ocorra o problema de *aliasing*, o sistema de controle irá interpretar erroneamente essa onda mais curta como uma onda mais longa e tentará absorver essa onda mais longa que não existe. Nesta tentativa, o sistema irá gerar ondas não desejadas alterando o campo de ondas especificado.

Para minimizar o problema de *aliasing* espacial, Schäffer (1998) sugere a implementação de um filtro de média móvel entre os sensores. A vantagem de se usar

um filtro de média móvel com coeficientes simétricos em relação ao sensor central é que a fase de sua resposta em frequência é nula. No caso estudado por Schäffer (1998), o gerador de ondas é do tipo pistão e possui dois sensores por pistão com todos os sensores igualmente espaçados, melhorando assim a resolução espacial do sistema de absorção. Neste caso o limite de Nyquist ocorre em $k_{\Delta y}/k_y = 1$. Então é feita uma média móvel de 4 sensores com coeficientes iguais (equação 5.39) e sua resposta em frequência é apresentada na figura 5.57(a). Pode-se observar que o filtro tem módulo unitário para $k_y = 0$ e módulo nulo em $k_y/k_{\Delta y} = 0,5$.

$$MM4 = \frac{1}{4}(z_2^{-3/4} + z_2^{-1/4} + z_2^{1/4} + z_2^{3/4}) \quad (5.39)$$

No CH-TPN existe apenas um sensor por *flap*, então um outro filtro de média móvel foi implementado utilizando 3 sensores adjacentes (equação 5.40). Este filtro de média móvel foi projetado de forma a manter as características do filtro proposto por Schäffer (1998), com módulo unitário em $k_y = 0$ e nulo em $k_y/k_{\Delta y} = 0,5$ (figura 5.57(b)). Este filtro também deve ajudar a minimizar o problema da ressonância lateral dos *flaps* (figura 5.31), uma vez que também possui módulo nulo em $k_y/k_{\Delta y} = 3/2$, o que corresponde a $L_y = 238$ mm.

$$MM3 = \frac{1}{4}z_2^{-1} + \frac{1}{2}z_2^0 + \frac{1}{4}z_2^1 \quad (5.40)$$

Figura 5.57: Resposta em frequência dos filtros de média móvel.

A resposta em frequência do filtro de média móvel deve ser compensada na região de interesse para não prejudicar a absorção de ondas. Para isso o filtro modificado F_M agora é definido por:

$$F_M = \frac{F}{M.D.BW.N.MM3} \quad (5.41)$$

A determinação da estabilidade de um filtro bidimensional é consideravelmente mais complicada do que para um filtro unidimensional. Esse processo pode ser consultado em Lu e Antoniou (1992). Caso se considere o filtro com seu denominador dependendo apenas em z_1 ($N_2 = 0$), o critério de estabilidade se iguala ao do filtro unidimensional, ou seja, os pólos do filtro devem ficar dentro do círculo unitário no plano z_1 (SCHÄFFER, 2001). Assim, o filtro digital fica na forma:

$$\tilde{F}(\omega, k_y) = \frac{\sum_{l=-M_2}^{M_2} \sum_{k=0}^{M_1} a_{k,l} z_1^{-k} z_2^{-l}}{1 - \sum_{k=1}^{N_1} b_k z_1^{-k}}; \quad \begin{aligned} z_1 &= e^{i\omega\Delta t} \\ z_2 &= e^{ik_y\Delta y} \end{aligned} \quad (5.42)$$

Devido à simetria da resposta em frequência de F_M com relação à $\theta = 0^\circ$, é natural que os coeficientes do filtro também sejam simétricos, ou seja $a_{k,l} = a_{k,-l}$. Diminui-se assim a quantidade de variáveis no problema de otimização.

Para a otimização do filtro, a banda passante foi definida seguindo os mesmos limites usados na geração de ondas, ou seja, até o limite de Biesel, com exceção das ondas com direção de propagação normal ao gerador de ondas ($\theta = 0^\circ$) que foi estendida até 2,0 Hz (figura 5.58).

Figura 5.58: Ilustração das regiões do filtro bidimensional de absorção de ondas.

A função objetivo a ser minimizada foi definida de forma semelhante ao caso unidimensional (equação 5.14). Na banda passante, foi calculado o valor máximo do C_R em função de alguns ângulos de incidência (θ_p) e a sua somatória foi minimizada. Para cada ângulo foi utilizado um ganho $Q_1(p)$ de forma a priorizar a absorção das

ondas com menor ângulo de incidência (equação 5.43). Os ângulos escolhidos nesse processo foram de 0° até 75° com passo de 15° . O ganho para $\theta = 0^\circ$ foi igualado à 1 e os ganhos para os demais ângulos foram aumentados aos poucos até o ponto no qual não se verificasse a degradação da absorção dos ângulos menores. Na banda de rejeição foi minimizado valor máximo do módulo da resposta em frequência do filtro para pontos distribuídos em função da frequência e de k_y . Para a minimização da função objetivo foi utilizada a função FMINCON do Matlab®.

$$F_{obj}(a_{k,l}, b_k) = \sum_{p=1}^P Q_1(p) \max_{1 \leq n \leq N} C_R(a_{k,l}, b_k, f_n, \theta_p) + Q_2 \max_{\substack{N+1 \leq n \leq M \\ P+1 \leq p \leq P_2}} |\tilde{F}_M(a_{k,l}, b_k, f_n, k_{yp})| \quad (5.43)$$

tal que:

$$|P_i| - (1 - \epsilon) < 0 \quad (5.44)$$

O processo de otimização se mostrou muito mais dependente do ponto inicial do que no caso unidimensional, sendo necessário executar a otimização diversas vezes para se obter um resultado com C_R abaixo de 100% na região de interesse. O melhor resultado obtido foi denominado como $\tilde{F}_M9$, seus coeficientes são apresentados na tabela 5.11. O filtro $\tilde{F}_M9$ possui ordem 3 na dimensão temporal e utiliza a leitura do sensor de nível do *flap* atuado e mais um sensor de cada lado ($M_2 = 1$).

Tabela 5.11: Coeficientes do filtro $\tilde{F}_M9$.

k	$a_{k,l}$		b_k
	$l = \pm 1$	$l = 0$	$l = 0$
0	-0,4012	0,6160	-
1	0,8272	-1,314	0,5323
2	-0,5542	1,2820	0,7058
3	0,1211	-0,5162	-0,2501

A figura 5.59 apresenta o coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M9$. O resultado obtido não apresentou uma melhoria significativa quando comparado com o filtro unidimensional sem o ganho $\cos(\theta)$ (figura 5.51).

Na figura 5.59, pode-se observar que o coeficiente de reflexão possui um mínimo antes do limite de Biesel e a partir desta frequência aumenta até atingir 100%. O ponto onde o C_R atinge 100% corresponde a frequência de Nyquist espacial, isso

ocorre uma vez que o módulo do filtro de média móvel é nulo nessa frequência.

Figura 5.59: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M9$. (-) antes do limite de Biesel, (- -) após o limite de Biesel.

Após a otimização, a estabilidade do controle em malha fechada é verificada através de um método análogo ao Diagrama de Nyquist, que foi estendido para o caso bidimensional por Cook (2000). Neste método, uma série infinita de diagramas de Nyquist são desenhados, considerando a resposta em frequência da função de transferência em malha aberta no formato $G(z^{-1}, \exp(j\alpha)z^{-1})$, com α variando de 0 à π e $|z| = 1$. O critério de estabilidade é análogo ao caso unidimensional, ou seja, o sistema é estável caso não ocorra o envolvimento do ponto $-1 + j0$.

Segundo Cook (2000), um ponto importante que deve ser considerado é que o lugar geométrico da resposta em frequência para $\text{Im}(z) < 0$ para um determinado θ nem sempre é igual ao conjugado do lugar geométrico para $\text{Im}(z) > 0$, como ocorre no caso unidimensional. Portanto o Diagrama de Nyquist deve ser calculado para toda a faixa de frequência, incluindo tanto a parte negativa como a parte positiva. Como alternativa se pode estender α para a faixa de $-\pi$ a π , desta forma somente é necessário desenhar o diagrama na faixa de frequências positivas.

A figura 5.60 apresenta o Diagrama de Nyquist bidimensional do filtro $\tilde{F}_M9$, foi escolhido usar a faixa de α de $-\pi$ a π . O Diagrama de Nyquist deveria ser desenhado para toda a região $\text{Im}(z) < 0$ para se verificar a estabilidade do sistema. Porém, o diagrama não foi calculado na região onde $k_y > k$, que corresponde a região com $\theta > 90^\circ$ (figura 5.58), uma vez que a teoria linear de ondas apresentada no capítulo 3.1

não descreve esta região.

Um estudo mais detalhado da influência dessa região na estabilidade do sistema de controle se faz necessário, mas não será abordado neste trabalho. De todos os filtros obtidos durante a realização deste trabalho apenas um apresentou instabilidade nessa região durante o estudo com *flap* duplo apresentado mais adiante no capítulo 5.3.3. Para estabilizar o sistema foi adicionada uma restrição do máximo valor da resposta em frequência do filtro nessa região. Portanto, acredita-se que mesmo incompleto o digrama de Nyquist bidimensional é uma ferramenta útil na análise de estabilidade do sistema de controle.

Figura 5.60: Diagrama de Nyquist bidimensional do filtro $\tilde{F}_{M9}$.

Diversas tentativas de otimização de filtro com dimensão maior que o filtro $\tilde{F}_{M9}$ foram realizadas, mas não foi possível encontrar entre as tentativas que convergiram nenhuma que fosse estável em malha fechada. Este resultado aliado ao problema de convergência da otimização foi o que motivou o estudo da utilização de filtros não recursivos apresentado no capítulo 5.2.6.

5.3.2 Filtro não recursivo bidimensional

O estudo do uso de filtros não recursivos apresentado no capítulo 5.2.6 foi expandido para o caso bidimensional e é apresentado a seguir.

A resposta em frequência do filtro digital de absorção de ondas não recursivo bidimensional é dada pela equação 5.45:

$$\tilde{F}(\omega, k_y) = \sum_{l=-M_2}^{M_2} \sum_{k=0}^{M_1} a_{k,l} z_1^{-k} z_2^{-l}; \quad z_1 = e^{i\omega\Delta t}; \quad z_2 = e^{ik_y\Delta y} \quad (5.45)$$

O cálculo do vetor de erro E , no caso do filtro unidimensional definido pela equação 5.27, agora deve levar em consideração não somente a frequência da onda

mas também k_y , tomando a forma:

$$E = \begin{bmatrix} E_R \\ E_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Re}(F_d) \\ \text{Im}(F_d) \end{bmatrix} - \text{diag} \left(\begin{bmatrix} C_1 \\ S_1 \end{bmatrix} a \begin{bmatrix} C_3^T \\ C_3^T \end{bmatrix} \right) \quad (5.46)$$

onde, $\text{Re}(F_d)$ e $\text{Im}(F_d)$ são respectivamente as partes real e imaginária do vetor de resposta em frequência desejada F_d na na região de interesse de absorção de ondas definido pelos pares de frequências (ω, k_y) :

$$F_d = [F_M(\omega_0, k_{y0}) \quad F_M(\omega_1, k_{y1}) \quad \dots \quad F_M(\omega_{N-1}, k_{y(N-1)})]^T \quad (5.47)$$

a é a matriz formada pelos coeficientes do filtro $a_{k,l}$, C_1 e S_1 são matrizes N por $M_1 + 1$ com o (i, j) -ésimo elemento dados por:

$$C_1(i, j) = \cos(m\omega_i) \quad \text{com} \quad m = 0, 1, 2, \dots, M_1 \quad (5.48)$$

$$S_1(i, j) = -\sin(m\omega_i) \quad \text{com} \quad m = 0, 1, 2, \dots, M_1 \quad (5.49)$$

e C_3 é uma matriz N por $2M_2 + 1$ com o (i, j) -ésimo elemento dado por:

$$C_3(i, j) = \cos(m_2 k_{yi}) \quad \text{com} \quad m_2 = -M_2, \dots, -1, 0, 1, \dots, M_2 \quad (5.50)$$

Lembrando que resposta em frequência de F_M é simétrica com relação à $\theta = 0^\circ$, segue que os coeficientes do filtro também são simétricos, ou seja, $a_{k,l} = a_{k,-l}$. Portanto, para diminuir a quantidade de variáveis no problema de otimização, a equação do erro foi reescrita na seguinte forma:

$$E = \begin{bmatrix} E_R \\ E_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Re}(F_d) \\ \text{Im}(F_d) \end{bmatrix} - \text{diag} \left(\begin{bmatrix} C_1 \\ S_1 \end{bmatrix} b \begin{bmatrix} C_4^T \\ C_4^T \end{bmatrix} \right) \quad (5.51)$$

onde b é a matriz dos coeficientes do filtro considerando apenas os termos com $l \geq 0$, com:

$$b_{k,l} = \begin{cases} a_{k,l} & \text{para } l = 0 \\ 2a_{k,l} & \text{para } l = 1, 2, \dots, M_2 \end{cases} \quad (5.52)$$

e C_4 é uma matriz N por $M_2 + 1$ com o (i, j) -ésimo elemento dado por:

$$C_4(i, j) = \cos(m_2 k_{yi}) \quad \text{com} \quad m_2 = 0, 1, 2, \dots, M_2 \quad (5.53)$$

Para a síntese do filtro não recursivo bidimensional foi minimizada a norma infinita do vetor de erro E com a restrição dada pela equação 5.55. Seguindo procedimento semelhante ao adotado na síntese do filtro não recursivo $\tilde{F}_M$, o vetor de erro foi definido em função do ângulo de incidência θ_p e para cada ângulo foi utilizado um ganho $Q_1(p)$ de forma a priorizar a absorção das ondas com menor ângulo de incidência:

$$F_{obj}(a_{k,l}) = \sum_{p=1}^P Q_1(p) \|E(\theta_p)\|_{\infty} \quad (5.54)$$

$$\|F_R\|_2 < \sqrt{\epsilon} \quad (5.55)$$

onde, ϵ é o limite da soma dos quadrados dos erros e F_R é a parcela real da resposta em frequência do filtro na banda de rejeição, dado por:

$$F_R = C_2 b C_6^T \quad (5.56)$$

onde C_2 e C_6 são matrizes semelhantes às matrizes C_1 e C_5 porém considerando as frequências ω_i , k_{yi} na banda de rejeição.

Para a otimização do filtro não recursivo bidimensional os ganhos $Q_1(\theta_p)$ foram ajustados com $Q_1(0^\circ) = Q_1(15^\circ) = Q_1(30^\circ) = 1$ e $Q_1(45^\circ) = Q_1(60^\circ) = 0,8$. Diversos filtros foram otimizados variando seu tamanho (M_1 e M_2). Assim como no caso unidimensional, foi observada a tendência de um menor C_R quanto maior o filtro até um valor a partir do qual a variação é muito pequena (figura 5.61).

Figura 5.61: Máximo coeficiente de reflexão em função do tamanho do filtro.

A figura 5.62 apresenta o coeficiente de reflexão teórico do filtro obtido com

dimensão temporal $M_1 = 300$ e dimensão espacial $M_2 = 2$, ou seja, o filtro utiliza a leitura do sensor de nível do *flap* atuado e mais dois sensores de *flaps* adjacentes de cada lado. Esse filtro foi denominado como $\tilde{F}_M10$ e seus coeficientes $a_{k,l}$ são apresentados na figura 5.63.

Figura 5.62: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M10$. (—) antes do limite de Biesel, (---) após o limite de Biesel.

Figura 5.63: Coeficientes $a_{k,l}$ do filtro $\tilde{F}_M10$.

O filtro $\tilde{F}_M10$ apresentou uma melhora significativa comparado com o filtro

recursivo $\tilde{F}_M9$. O máximo C_R teórico para θ de 0° a 45° entre 0,4 Hz e o respectivo limite de Biesel foi de 5,61%. Para $\theta = 60^\circ$, o máximo C_R é de 13,69% entre 0,4 Hz e o limite de Biesel, o que representa uma diminuição de quase 35% quando comparado com o filtro recursivo. Assim como foi observado no filtro recursivo, a partir do limite de Biesel o C_R aumenta até atingir 100% no limite de Nyquist.

O máximo C_R teórico para $\theta = 0^\circ$ entre 0,4 e 2,0 Hz foi de 7,1%, valor este apenas 0,76% maior que obtido com o filtro não recursivo unidimensional $\tilde{F}_M8$, mostrando assim que com o uso dos ganhos Q_1 em função do ângulo foi possível melhorar o C_R para as ondas oblíquas sem prejudicar o C_R para as ondas com direção de propagação normal ao gerador de ondas.

A análise de estabilidade pelo Diagrama de Nyquist (figura 5.64) não indicou instabilidade. Posteriormente o filtro se comprovou estável durante os experimentos.

Figura 5.64: Diagrama de Nyquist do sistema de controle com o filtro $\tilde{F}_M10$.

A seguir foram realizados experimentos de absorção de ondas regulares com o filtro $\tilde{F}_M10$. Foram geradas as ondas regulares da tabela 5.4 com declividade de 3,3% (casos RE2, RE5 e RE8), com ângulos de incidência de 0° , 15° , 30° e 45° . O C_R experimental dos ângulos complementares (60° , 75°) foram obtidos com os sensores do lado 2 do tanque, enquanto que os demais foram obtidos no lado 3.

Alguns *flaps* não têm disponível sensores de nível de dois *flaps* adjacentes de cada lado do *flap* atuado, uma vez que esses *flaps* se encontram no início e no fim de cada lado do tanque. Portanto não é possível usar o filtro bidimensional $\tilde{F}_M10$ nesses casos. Adicionalmente aos dois sensores de nível de cada lado necessários para

o filtro de absorção de ondas, mais um sensor adjacente é usado como entrada do filtro de média móvel, totalizando 3 sensores adjacentes de cada lado do *flap* atuado. Enquadram-se nessa situação os *flaps* de número 1 a 3, 37 a 41, 73 a 77, 111 a 115, 147 e 148 (figura 4.2). Para a realização dos ensaios, o filtro unidimensional $\tilde{F}_M7$ foi utilizados nesses *flaps*.

O coeficiente de reflexão experimental foi estimado pelo método proposto por Schäffer (2001) utilizando a FFT bidimensional, desconsiderando os *flaps* dos cantos que utilizam o filtro unidimensional. Seguindo o mesmo procedimento adotado anteriormente, as matrizes formadas pelas séries temporais dos sensores foram preenchidas com zeros até atingir o tamanho de 1024 pontos em y para se melhorar a resolução gráfica em k_y .

Novamente o C_R experimental apresentou uma boa aderência com o valor teórico, como se pode observar na figura 5.65. A maior diferença entre os valores experimentais e teóricos foi de 2,18%, para a onda de 1,3 Hz e 60° (tabela 5.12).

Figura 5.65: Coeficiente de reflexão experimental do filtro $\tilde{F}_M10$.

Tabela 5.12: Coeficiente de reflexão experimental do filtro $\tilde{F}_M10$ em %.

θ	$f = 0,7 \text{ Hz}$		$f = 1,0 \text{ Hz}$		$f = 1,3 \text{ Hz}$	
	teórico	experimental	teórico	experimental	teórico	experimental
0°	3,06	3,04	3,20	2,97	5,58	5,51
15°	2,29	1,92	2,38	2,22	2,95	3,46
30°	2,85	2,30	2,45	2,59	2,46	3,38
45°	3,70	2,68	2,83	3,44	2,11	1,66
60°	3,14	3,48	10,41	9,67	3,36	5,54
75°	27,78	28,11	35,04	34,83	16,09	17,20

Mais uma vez foi observado o aparecimento de uma onda com frequência mais alta do que a frequência da onda gerada, mesmo com o uso do filtro de média móvel (figura 5.57(a)) que deveria eliminar a ressonância lateral entre dois *flaps*. A figura 5.66 apresenta a leitura do sensor de nível do *flap* número 95 durante o ensaio da onda de frequência 0,7 Hz e ângulo de incidência 30°. Pode ser observado o aumento da amplitude dessa onda de frequência mais alta após o fim da absorção da onda de 0,7 Hz.

Figura 5.66: Leitura do sensor de nível solidário ao *flap* número 95 durante o ensaio da onda de frequência 0,7 Hz e ângulo de incidência 30°.

A figura 5.67 apresenta o módulo da FFT da série temporal da leitura do sensor de nível no ensaio da onda de frequência 0,7 Hz e ângulo de incidência 30°. Diferentemente do que foi observado nos ensaios com o filtro unidimensional e portanto antes da implementação do filtro de média móvel, aqui essa onda de frequência mais alta não tem frequência igual a 2,56 Hz, mas sua energia está espalhada entre aproximadamente 2 e 3 Hz.

O módulo da FFT também apresenta um pequeno pico em 1,4 Hz, que corresponde ao dobro da frequência da onda gerada. Este pode ser efeito de segunda ordem na geração, mas uma avaliação mais detalhada é necessária e será deixada como recomendação para os trabalhos futuros.

Figura 5.67: Módulo da FFT da série temporal do sensor de nível solidário ao *flap* no ensaio de absorção da onda de 0,7 Hz e $\theta = 30^\circ$.

Para entender a origem dessas ondas entre 2 e 3 Hz foi feito um estudo mais detalhado do processo de *aliasing* na frequência espacial k_y . A figura 5.68 apresenta o gráfico do número de onda k em função da frequência da onda. Para uma onda com $\theta = 90^\circ$, resulta em $k_y = k$. Devido à subamostragem da elevação da onda, as frequências k_y acima do limite de Nyquist são espelhadas para um k_y entre zero e $k_y = k_{\Delta y}/2$ e desta forma são erroneamente interpretadas pelo sistema de controle como uma onda com menor ângulo de incidência.

Figura 5.68: Espelhamento da frequência k_y de uma onda com direção de propagação $\theta = 90^\circ$ pelo processo de *aliasing*.

A seguir foi feita a FFT bidimensional da matriz formada pelas séries temporais dos sensores de nível dos *flaps* do lado 3 do tanque após o final da absorção da onda gerada, desconsiderando os *flaps* nos cantos controlados com o filtro unidimensional (figura 5.69). Pode ser observado que os valores de maior amplitude do espectro coincidem com as curvas de k_y de uma onda com $\theta = 90^\circ$ espelhadas pelo processo de *aliasing*, o que indica que essas ondas entre 2 e 3 Hz têm direção de propagação paralela ao gerador de ondas.

As ondas entre 2 e 3 Hz já se encontram fora da região de interesse especificada de absorção de ondas e o sistema de controle não deveria atuar nessa região independente de seu ângulo, mesmo com a ocorrência do *aliasing* espacial. Para evitar que o sistema responda nessa região o módulo do filtro de absorção deveria ser menor para frequências acima de 2 Hz. Porém não foi possível sintetizar um filtro com módulo menor acima de 2 Hz sem ocorrer a degradação da absorção das ondas na região de interesse.

Como alternativa para solucionar este problema poderia ser aplicado um filtro de média móvel com mais de um sensor por *flap*, conforme foi proposto Schäffer (1998). Mas para isso é necessário dobrar o número de sensores atualmente disponíveis no CH-TPN, o que envolve o custo não somente dos novos sensores, mas de toda a infraestrutura do sistema de controle, incluindo um novo CLP com cartões de conversores A/D e as placas de interface dos sensores por ultrassom.

Figura 5.69: Módulo da FFT bidimensional da elevação da onda no ensaio de absorção da onda de 0,7 Hz e $\theta = 30^\circ$. (--) $k_y = k$ espelhado pelo processo de *aliasing*.

5.3.3 Experimentos com *flaps* de largura dupla

Devido ao custo e ao tempo necessários para se dobrar o número de sensores de nível, primeiramente foi realizado um estudo para verificar se a aplicação de um filtro de média móvel com dois sensores por *flap* resolveria o problema do surgimento de ondas com frequência mais alta do que a frequência da onda gerada. Para isso foram considerados dois *flaps* adjacentes atuando como um único elemento de largura dupla e portanto com dois sensores de nível com configuração semelhante ao proposto por Schäffer (1998).

O resultado da média móvel com 4 sensores (equação 5.39) é interpretado como um sensor virtual com espaçamento igual ao do *flap* duplo. Este sensor virtual é utilizado como entrada do filtro de absorção.

Com um *flap* de largura dupla ($l = 0,72 \text{ m}$), o ângulo máximo permitido de geração de ondas definido pelo limite de Biesel é reduzido significativamente, como pode ser observado na figura 5.70.

Figura 5.70: Comparação do limite de Biesel para um *flap* com largura simples e dupla.

Com o novo limite de Biesel um filtro foi otimizado aplicando o mesmo procedimento utilizado na síntese do filtro $\tilde{F}_M10$. A figura 5.71 apresenta o coeficiente de reflexão teórico deste novo filtro, denominado de $\tilde{F}_M11$. O coeficiente de reflexão do filtro $\tilde{F}_M11$ apresentou comportamento semelhante ao do filtro $\tilde{F}_M10$, ou seja, apresentando um ponto de mínimo próximo ao limite de Biesel a partir do qual aumenta atingindo 100% quando $k_y = k_{\Delta y}/2$, lembrando que aqui $k_{\Delta y} = 2\pi/0,72$.

Figura 5.71: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M11$.

Durantes os experimentos de absorção de ondas com o filtro $\tilde{F}_M 11$ foi observado novamente o aparecimento de ondas com frequência mais alta que a da onda gerada. A figura 5.72 apresenta a leitura do sensor de nível do *flap* número 95 durante o ensaio da onda de frequência 0,7 Hz e ângulo de incidência 45° .

Figura 5.72: Série temporal do sensor de nível solidário ao *flap* no ensaio de absorção da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$.

No entanto, essa onda de frequência mais alta não corresponde mais às ondas entre 2 e 3 Hz observadas no caso anterior. Aqui essa onda apresenta frequências múltiplas à frequência da onda gerada (figura 5.73). Como pode ser observado na figura 5.74 o filtro de média móvel com 4 sensores conseguiu eliminar os picos do espectro coincidentes com a curva de $k_y = k$ espelhadas pelo processo de *aliasing*. Por outro lado, uma onda com o dobro da frequência da onda gerada apareceu com grande espalhamento angular, o que continua impedindo a execução de ensaios de longa duração e pode também interferir nos resultados de ensaios de curta duração.

Figura 5.73: Módulo da FFT da série temporal do sensor de nível solidário ao *flap* no ensaio de absorção com o filtro $\tilde{F}_{M11}$ da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$.

Figura 5.74: Módulo da FFT bidimensional da elevação da onda no ensaio de absorção com o filtro $\tilde{F}_{M11}$ da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$. (--) $k_y = k$ espelhado pelo processo de *aliasing*.

Analisando o coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_{M11}$ incluindo a faixa de frequências após o limite de Nyquist para uma onda com $\theta = 45^\circ$, observa-se uma

grande amplificação com $C_R > 100\%$ entre 1,24 e 1,75 Hz (figura 5.75). Essas duas frequências correspondem respectivamente à $k_y = k_{\Delta y}/2$ e $k_y = k_{\Delta y}$ para uma onda com $\theta = 45^\circ$. Na amplitude da resposta em frequência do filtro de média móvel MM4 para a onda de $\theta = 45^\circ$, observa-se uma inversão do sinal para a mesma faixa de frequência onde ocorre a amplificação do C_R .

Portanto, acredita-se que esta inversão do sinal da resposta em frequência do filtro de média móvel seja a causa para a amplificação do C_R , que por sua vez é o motivo do aparecimento da onda de 1,4 Hz observado nas figuras 5.73 e 5.74. As linhas tracejadas verticais nos gráficos estão localizadas em $k_y = nk_{\Delta y}/2$, com $n = 1, 2, 3, \dots$

Figura 5.75: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_{M11}$ para $\theta = 45^\circ$ e respectiva resposta em frequência do filtro MM4.

A seguir um novo filtro de média móvel foi definido usando 6 sensores (equação 5.57). Este filtro de média móvel foi projetado de forma a ter as características do filtro MM4 proposto por Schäffer (1998), ou seja, módulo unitário em $k_y = 0$ e nulo em $k_y/k_{\Delta y} = 0,5$ e $k_y/k_{\Delta y} = 1$, mas mantendo a amplitude da resposta em frequência com sinal positivo entre $k_y = 0$ e $k_y/k_{\Delta y} = 1$ (figura 5.76).

$$MM6 = \frac{1}{8}(z_2^{-5/4} + z_2^{-3/4} + 2z_2^{-1/4} + 2z_2^{1/4} + z_2^{3/4} + z_2^{5/4}) \quad (5.57)$$

Figura 5.76: Comparação da amplitude da resposta em frequência dos filtros de média móvel MM4 e MM6.

O filtro de absorção de ondas $\tilde{F}_M12$ foi sintetizado considerando o filtro de média móvel MM6. Seu coeficiente de reflexão teórico é apresentado na figura 5.77.

Figura 5.77: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_M12$.

Como pode ser observado na figura 5.78 o coeficiente de reflexão teórico entre

1,24 e 1,75 Hz para $\theta = 45^\circ$ é menor que 100%. Diminuindo assim significativamente a amplificação das frequências múltiplas da onda gerada. Após 1,75 Hz o coeficiente de reflexão ainda apresenta amplificação, porém bem menor que o observado com o filtro $\tilde{F}_{M11}$, pois como a frequência onde ocorre a inversão do sinal do filtro MM6 é mais alta, consegue-se obter o módulo do filtro de absorção mais baixo que no caso com o filtro de média móvel MM4.

Figura 5.78: Coeficiente de reflexão teórico do filtro $\tilde{F}_{M12}$ para $\theta = 45^\circ$ e respectiva resposta em frequência do filtro MM6.

O ensaio de absorção da onda apresentado na figura 5.72 foi repetido com o filtro $\tilde{F}_{M12}$. Na figura 5.79 se pode observar que a amplitude das ondas de frequência mais alta diminuiu significativamente com o uso do filtro de média móvel MM6. Este resultado também pode ser observado no módulo da FFT da série temporal do sensor de nível (figura 5.80). Enquanto na figura 5.81, nota-se que o filtro de média móvel com 6 sensores também conseguiu eliminar os picos do espectro coincidentes com a curva de $k_y = k$ espelhadas pelo processo de *aliasing*.

Figura 5.79: Série temporal do sensor de nível solidário ao *flap* no ensaio de absorção da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$ com o filtro $\tilde{F}_M12$.

Figura 5.80: Módulo da FFT da série temporal do sensor de nível solidário ao *flap* no ensaio de absorção com o filtro $\tilde{F}_M12$ da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$.

Figura 5.81: Módulo da FFT bidimensional da elevação da onda no ensaio de absorção com o filtro $\tilde{F}_M12$ da onda de 0,7 Hz e $\theta = 45^\circ$. (--) $k_y = k$ espelhado pelo processo de *aliasing*.

Os ensaios de absorção de ondas oblíquas realizados com o filtro $\tilde{F}_M10$ (tabela 5.12) foram repetidos com o filtro $\tilde{F}_M12$. As ondas com frequência de 1,3 Hz com $\theta > 0^\circ$ ultrapassam o limite de Biesel, estas não foram ensaiadas com o filtro $\tilde{F}_M12$. A figura 5.82 apresenta o coeficiente de reflexão obtidos nesses ensaios.

Acredita-se que a ligeira piora na aderência do coeficiente de reflexão experimental aos valores teóricos seja causado pelo menor número de *flaps* atuando com o filtro bidimensional. Um maior número de *flaps* nos cantos do tanque foram configurados com o filtro unidimensional uma vez que um maior número de sensores são necessários para se implementar a média móvel e o filtro de absorção no caso com *flap* duplo.

Figura 5.82: Coeficiente de reflexão experimental do filtro $\tilde{F}_M12$.

Baseado nos resultados obtidos com a configuração de *flap* duplo, acredita-se que com a expansão para dois sensores de nível em cada *flap* seja possível obter resultados semelhantes aos obtidos com o filtro $\tilde{F}_M10$ (tabela 5.12) sem apresentar o aparecimento das ondas de frequência mais alta que impediram a execução de ensaios de longa duração. Porém, devido ao tempo necessário para se executar essa instalação, a implementação do caso com dois sensores por *flap* não será abordado neste trabalho, sendo proposto como recomendação para os trabalhos futuros.

6 Conclusões

Este trabalho apresenta o desenvolvimento de um sistema de controle de absorção ativa de ondas como parte integrante da implementação de um novo tanque de ensaios de estruturas oceânicas na Universidade de São Paulo, denominado de Calibrador Hidrodinâmico do TPN (CH-TPN). O sistema de controle evoluiu aos poucos na medida em que os problemas foram identificados e corrigidos.

Inicialmente dois métodos de absorção de ondas foram estudados considerando um caso simplificado com ondas regulares com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas. No primeiro, proposto por Maeda et al. (2004), a realimentação hidrodinâmica da malha de controle é realizada através da leitura de nível por sensores solidários aos geradores de onda e o sinal de comando é dado em referência de velocidade. Enquanto no segundo método estudado, proposto por Schäffer (2001), o sinal de realimentação da malha de controle também é dado pela leitura de nível nos *flaps*, mas o controle é feito por referência de posição.

Os experimentos preliminares foram conduzidos no canal de ensaios didático do Laboratório de Engenharia Naval e Oceânica da Escola Politécnica (LENO).

Foram propostas modificações no método proposto por Maeda et al. (2004) de forma a incluir o efeito das ondas evanescentes, adicionando-se um termo proporcional à elevação da onda refletida e um termo proporcional à aceleração do *flap*. Também foi adicionado um termo para forçar o retorno do *flap* para sua posição central. Os novos termos do sistema de controle foram calibrados através de uma extensa campanha de ensaios pelo método de tentativa e erro. Esse procedimento se mostrou muito complicado demandando muitos ensaios e tempo consumido.

Além disso, como o algoritmo por Maeda et al. (2004) é implementado no domínio da frequência, para absorver ondas irregulares existe a necessidade de se implementar uma malha de controle adaptativa em função da estimação da frequência da onda refletida. O estimador de frequência se apresentou muito sensível a ruídos no sensor de nível, sendo necessário um filtro de média móvel muito longo atrasando assim significativamente a resposta do estimador de frequência. Esse atraso pode representar mais uma fonte de instabilidade do controlador, porém um estudo mais aprofundado se faz necessário para confirmar essa hipótese.

Por outro lado, o método proposto por Schäffer (2001) é implementado no domínio do tempo e inclui o efeito das ondas evanescentes, sem a necessidade de uma longa campanha de ensaios para se calibrar o controlador. O ponto chave deste método é a síntese de um filtro digital, que é um dos assuntos principais apresentados neste trabalho.

Foi observado durante os experimentos preliminares que os coeficientes de reflexão com ondas regulares obtidos com dois métodos de absorção apresentaram mesma ordem de grandeza. Devido às dificuldades encontradas para se calibrar o método baseado no trabalho de Maeda et al. (2004), o método proposto por Schäffer (2001) foi escolhido para ser implementado no novo tanque de provas da Universidade de São Paulo.

Durante os experimentos no CH-TPN foram detectados problemas ocorridos durante sua construção que prejudicavam a absorção de ondas. As guias de onda dos sensores de nível responsáveis pela realimentação da malha de controle estavam deformadas, de forma que os sensores perdiam a leitura de nível, principalmente para ondas mais altas. Para possibilitar os ensaios de absorção de ondas com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas, foi implementada uma média de 5 sensores de *flaps* adjacentes e o sinal de comando igual para o bloco de 5 *flaps*.

Para ser possível realizar o estudo de absorção de ondas oblíquas, era necessário todos os sensores funcionando com o sinal de comando independente para cada *flap*. Para isso, foi feito um estudo para a substituição das guias de ondas que solucionou o problema de perda de leitura dos sensores.

Outro problema encontrado foi a rigidez deficiente da fixação dos mecanismos de acionamento. Devido esta rigidez insuficiente alguns filtros apresentaram instabilidade e foi necessário introduzir uma redução de ganho para estabilizar o sistema. Porém a redução de ganho deixa o sistema mais lento piorando o desempenho de absorção de ondas. Este problema foi identificado através da análise de estabilidade em malha fechada por Diagrama de Nyquist. No trabalho de Schäffer (2001) não é mencionada a análise de estabilidade em malha fechada, porém foi observado que este é um procedimento necessário para a previsão do funcionamento do sistema de controle. Após a instalação dos reforços nas base de fixação dos mecanismos, a redução de ganho foi eliminada sem instabilizar o sistema.

Algumas correções na forma de se implementar o método de absorção de Schäffer (2001) foram realizadas para adequá-lo às características do CH-TPN. O tempo de atraso de comunicação na malha de controle e a dinâmica do motor foram compensados na resposta dinâmica teórica desejada do filtro de absorção e esta

resposta modificada foi utilizada como meta na síntese do filtro digital.

Para a determinação do atraso de comunicação, foi definido um método experimental utilizando filtros temporários sintetizados com um atraso pré-determinado. O tempo de atraso foi obtido através do ajuste entre a curva teórica do coeficiente de reflexão e os valores experimentais obtidos. Após a determinação do tempo de atraso, foi obtida uma boa aderência dos valores experimentais e teóricos independente da frequência da onda e do filtro utilizado.

Além das correções citadas, também foi adicionado um filtro passa baixa para ajudar a diminuir a resposta nas altas frequências, fora da região de interesse de absorção de ondas. Um filtro *notch* foi adicionado para eliminar uma ressonância na frequência de 0,142 Hz, essa ressonância tem frequência mais baixa que o primeiro modo natural do tanque. Acredita-se que o uso de absorção ativa invalide a hipótese de velocidade horizontal nula nas bordas do tanque, fazendo aparecer modos naturais não esperados, porém uma análise mais detalhada é necessária para comprovar esta hipótese.

A síntese de um filtro digital não recursivo, como o utilizado por Schäffer (2001) é um problema não linear e deve obedecer as restrições de estabilidade. No caso estudado, a resposta em frequência desejada é arbitrária e com especificação de módulo e fase, o que torna o problema mais complicado, assim a síntese do filtro é realizada através de otimização. No caso unidimensional, com a minimização do coeficiente de reflexão teórico se obteve um C_R máximo menor que ao minimizar os erros de módulo e fase da resposta em frequência do filtro.

Foi observado que a convergência da otimização depende muito do ponto inicial e dos valores dos ganhos de cada parcela da função objetivo. No caso bidimensional não foi possível obter um filtro com ordem maior que 3 na dimensão temporal que fosse estável e o melhor filtro obtido não apresentou um ganho significativo comparado com o filtro unidimensional para a absorção de ondas oblíquas.

Como alternativa foi utilizado um filtro não recursivo sintetizado através de programação convexa, eliminando assim o problema de convergência encontrado na síntese dos filtros recursivos. Além disso, existe a vantagem do filtro não recursivo ser sempre estável em malha aberta, simplificando o problema. Por outro lado, uma dimensão significativamente maior é necessária para atingir a mesma resposta de um determinado filtro recursivo. Por consequência mais memória e tempo de processamento são necessários.

Outra desvantagem é que a minimização direta do coeficiente de reflexão teórico

não é possível, pois resulta em uma relação não convexa. Assim, a função objetivo foi definida em função das parcelas real e imaginária da resposta em frequência desejada.

O coeficiente de reflexão teórico máximo obtido com o filtro não recursivo unidimensional ($\tilde{F}_M8$) para ondas com $\theta = 0^\circ$ foi de 6,34% entre 0,4 e 2,0 Hz, ou seja, apenas um pouco acima da meta de 5%. Na faixa de frequências de 0,4 a 1,0 Hz o máximo C_R é de 3,63%. O C_R experimental dos ensaios com ondas regulares apresentaram uma boa aderência com os valores teóricos, com diferença máxima de 2,5%. Foram ensaiadas ondas com declividade de 2,5%, 3,3% e 5,0%, nesses ensaios não foi observada diferença significativa no desempenho da absorção em função da amplitude da onda.

Nos experimentos de geração e absorção simultâneas se obteve uma variação da amplitude da onda incidente menor do que quando utilizando absorção apenas no lado oposto à geração, pois apenas uma pequena parcela da segunda reflexão se soma à onda gerada.

Na geração de ondas irregulares não oblíquas foi possível obter os parâmetros T_p e H_S dentro das tolerâncias recomendadas e os espectros de energia apresentaram boa aderência com os espectros teóricos. Por outro lado, os espectros de segunda ordem apresentaram energia um pouco mais alta na região das frequências mais baixas devido à reflexão das ondas e um pouco mais baixa na região das frequências mais altas pois a geração foi limitada na frequência máxima de 2,0 Hz. Portanto, nos ensaios que se deseja estudar efeitos de segunda ordem é recomendável se realizar uma análise de propagação de erros para se verificar a influência dessa discrepância nos resultados dos ensaios.

O coeficiente de reflexão teórico máximo obtido com o filtro não recursivo bidimensional ($\tilde{F}_M10$) foi de 5,61% para θ de 0° a 45° , entre 0,4 Hz e o respectivo limite de Biesel. Resultado também apenas um pouco acima da meta de 5%. A partir do limite de Biesel o C_R aumenta até atingir 100% no limite de Nyquist. Nos experimentos com ondas regulares oblíquas, o coeficiente de reflexão experimental apresentou uma boa aderência com os valores teóricos, com desvio máximo observado de 2,18%.

Entretanto, nesses experimentos foi observado o aparecimento de uma ressonância lateral entre *flaps* adjacentes com frequências entre 2 e 3 Hz após aproximadamente 1 minuto de ensaios, o que impossibilitou a execução de ensaios de longa duração com ondas oblíquas. Foi identificado que o aparecimento dessa ressonância está relacionado com o problema de *aliasing* espacial. Ou seja, o sistema interpreta erroneamente uma onda mais curta como se fosse uma onda mais longa e tenta

absorver essa onda mais longa que não existe.

Para solucionar o problema de *aliasing* espacial, Schäffer (1998) sugere a implementação de um filtro de média móvel entre os sensores que funciona como um filtro passa baixa para a dimensão espacial. Porém, no caso estudado por Schäffer (1998) existem dois sensores de nível por elemento gerador de ondas e no CH-TPN existe disponível apenas 1 sensor por *flap*. Foi testado o uso de uma média móvel com 3 sensores usando a configuração de sensores atual do CH-TPN, foi observado que esta média móvel não conseguiu suprimir o problema de *aliasing*.

Para verificar se o uso de uma média móvel com 2 sensores por *flap* seria capaz de resolver o problema de *aliasing* foram feitos testes considerando dois *flap* funcionando como um único elemento de largura dupla. Com a média móvel igual a proposta por Schäffer (1998) foi possível eliminar a ressonância entre 2 e 3 Hz, porém foi observado o aparecimento de uma amplificação de uma onda com o dobro da frequência da onda gerada. Essa amplificação ocorre devido à inversão do sinal da resposta em frequência do filtro de média móvel entre $k_y = k_{\Delta y}/2$ e $k_y = k_{\Delta y}$. Para evitar a amplificação foi proposto um novo filtro de média móvel com 6 sensores, sua inversão de sinal ocorre em uma frequência mais alta e nos experimentos foi verificado que este novo filtro conseguiu eliminar o problema de *aliasing* e diminuiu significativamente a amplificação das ondas de frequência múltipla à da onda gerada.

Atualmente o CH-TPN ainda não se encontra em pleno funcionamento, principalmente no que diz respeito à geração de ondas irregulares oblíquas. Ensaios com ondas regulares e irregulares com direção de propagação perpendicular ao gerador de ondas podem ser executados utilizando o filtro unidimensional e média dos sensores de 2 *flaps* adjacentes, porém deve se lembrar que o desempenho para absorção para as ondas irradiadas e difratadas pelo modelo ensaiado diminui com o aumento do ângulo de incidência no gerador de ondas.

Quando o problema de *aliasing* for resolvido será possível realizar ensaios com ondas irregulares oblíquas e/ou com espalhamento direcional. Porém, será necessário considerar que devido a restrição direcional imposta pelo limite de Biesel, não seja possível gerar uma parte significativa do espectro de energia. Como alternativa para ajustar o espectro dentro da faixa de frequência de trabalho do CH-TPN pode se ensaiar modelos com escalas maiores, o que resulta no pico de energia localizado em uma frequência menor.

A figura 6.1 apresenta o espectro de energia do mar centenário da Baía de Campos (tabela 5.8) para as escalas 1:60, 1:100 e 1:140 com sua energia normalizada para facilitar a visualização. Pode ser observado que uma parcela da energia

considerável está localizada acima do Limite de Biesel para a escala de 1:140 e que essa parcela diminui conforme a escala aumenta. Por outro lado, para a escala 1:60 existe parcela da energia significativa abaixo de 0,4 Hz, frequência esta que foi definida como limite inferior da banda de interesse de absorção de ondas. Porém, este limite inferior pode ser alterado otimizando novamente o filtro de absorção utilizando o mesmo procedimento apresentado neste trabalho.

Figura 6.1: Espectro de energia normalizado de um mar centenário da Bacia de Campos em função da escala do modelo.

6.1 Contribuições

Como contribuição deste trabalho se destacam os tópicos a seguir:

- Adaptação da forma de se implementar o método de absorção de ondas proposto por Schäffer (2001), com a compensação da dinâmica dos motores e o tempo de comunicação da malha de controle na resposta em frequência desejada do filtro de absorção de ondas. Para isso foi proposto um procedimento experimental para a determinação desse tempo de atraso.
- Análise de estabilidade do sistema em malha fechada através do Diagrama de Nyquist. Na bibliografia consultada era citado apenas a estabilidade do filtro de absorção em malha aberta.

- Utilização de um filtro não recursivo bidimensional com síntese através de otimização convexa para a absorção de ondas oblíquas. O filtro não recursivo já havia sido aplicado na absorção de ondas por Christensen e Frigaard (1994), porém considerando sensores a uma certa distância do gerador de ondas.
- Substituição do filtro de média móvel com 4 sensores proposto por (SCHÄFFER, 1998) por uma outra com 6 sensores para evitar a amplificação das ondas de frequência múltipla à da onda gerada.
- O CH-TPN é o primeiro tanque de ensaios com absorção ativa de ondas com múltiplos atuadores desenvolvido no Brasil.
- Foi executado um estudo para o aprimoramento do sensor de nível por ultrassom que teve desenvolvimento iniciado por Carneiro (2007).

6.2 Trabalhos futuros

Nos ensaios com ondas regulares oblíquas foi verificada uma grande variação da amplitude da onda no centro do tanque dependendo da posição da medição. Para diminuir essa variação, foi proposto por Mello (2012) ativar os 4 *flaps* inoperantes nos cantos dos lados 2 e 4 do tanque. Essa proposta está atualmente em fase inicial de implementação. Após sua conclusão, é interessante se repetir os ensaios com a matriz de sensores para se verifica a qualidade do campo de ondas antes e depois da onda refletida nas paredes do tanque atingir a área de ensaios.

Nos resultados apresentados neste trabalho não foi possível sintetizar um filtro recursivo bidimensional com dimensão temporal maior que 3. Outras técnicas de otimização podem ser estudadas para tentar resolver este problema, como por exemplo a técnica de decomposição por valor singular, que transforma o problema bidimensional em um série de subproblemas unidimensionais (LU; ANTONIOU, 1991).

Não foi possível realizar ensaios de longa duração de absorção de ondas oblíquas devido ao aparecimento de ondas de frequência entre 2 e 3 Hz causadas pelo problema de *aliasing* espacial. Baseado nos testes realizados com *flap* duplo, para resolver este problema é recomendada a expansão do número de sensores para 2 por *flap* e a utilização do filtro de média móvel com 6 sensores.

O filtro de absorção bidimensional requer o uso do sensor de nível do *flap* atuado e de mais sensores dos *flaps* adjacentes, adicionalmente mais alguns sensores são necessários como entrada do filtro de média móvel. Os *flaps* nos cantos do tanque não possuem esses sensores adicionais em um dos lados e foram configurados com o

filtro unidimensional, piorando assim seu desempenho de absorção de ondas oblíquas. Uma possível solução seria o uso de um filtro bidimensional não simétrico, que utiliza o sensor do *flap* atuado mais os sensores adjacentes de apenas um de seus lados para controlar os *flaps* que atualmente estão configurados com o filtro unidimensional.

A análise de estabilidade do sistema de controle em malha fechada com o filtro bidimensional foi realizada com um método análogo ao Diagrama de Nyquist proposto por Cook (2000). Porém, o diagrama não foi calculado na região onde $k_y > k$, que corresponde a região com $\theta > 90^\circ$, pois a teoria de ondas utilizada não descreve esta região. Desta forma, um estudo mais detalhado da estabilidade nessa região se faz necessário, sendo deixado como sugestão para os trabalhos futuros.

Existem trabalhos na literatura que propõem a utilização da teoria de geração de ondas de segunda ordem para evitar o aparecimento de harmônicos, sendo sugerido aqui como mais um tópico a ser estudado. Além disso, a teoria de segunda ordem é mais adequada no estudo de ondas de maior amplitude, uma vez que a teoria linear aplicada neste trabalho é simplificada para pequena amplitude de ondas e pequeno deslocamento do atuador.

Referências

- BLÉSEL, F. Wave machines. *Proc. 1st Conference on Ships and Waves*, Hoboken, USA, p. 288–308, 1954.
- BULLOCK, G. N.; MURTON, G. J. Performance of a wedge-type absorbing wavemaker. *J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng.*, n. 115, p. 1–17, 1989.
- CARNEIRO, M. L. *Desenvolvimento de dispositivo de geração e absorção ativa de ondas para tanque de ensaios de estruturas oceânicas*. Dissertação (Mestrado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007. Disponível em: <<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/3/3152/tde-14012008-100028/>>.
- CARNEIRO, M. L.; MELLO, P. C. de; ADAMOWSKI, J. C.; NISHIMOTO, K.; TANNURI, E. A. New usp wave basin - mechatronic and hydrodynamic design aspects. *14th International Symposium on Dynamic Problems of Mechanics DINAME*, São Paulo, Brazil, 2011.
- CASTRO, O. C. *Active Reflection Absorption for a Three Dimensional Multidirectional Wave Generator*. Tese (Doutorado) — Texas A M University, Texas, 2009.
- CHAKRABARTI, S. K. *Hydrodynamics of offshore structures*. Berlin: Springer-Verlag, 1987. ISBN 0-905451-66-X.
- CHAKRABARTI, S. K. *Offshore Structure Modelling*. Singapore: World Scientific, 1994.
- CHATRY, G.; CLEMENT, A. H.; GOURAUD, T. Self-adaptative control of a piston wave absorber. *Proc. 8th Int. Offshore and Polar Eng. Conf.*, p. 24–29, 1998.
- CHRISTENSEN, M. *Generation and active absorption of two and three-dimensional linear water waves in physical models*. Tese (Doutorado) — Aalborg University, Aalborg, Denmark, 1995.
- CHRISTENSEN, M.; FRIGAARD, P. Design of absorbing wavemaker based on digital filters. *Proc. Waves - Phys. and Numer. Modelling*, Vancouver, p. 100–109, 1994.
- COOK, P. A. Stability of two-dimensional feedback systems. *International Journal of Control*, v. 73, n. 4, p. 343–348, 2000.
- DEAN, R. G.; DALRYMPLE, R. A. *Water wave mechanics for engineers and scientists*. New Jersey: Prentice-Hall, Inc., 1984.
- GRANT, M.; BOYD, S. *CVX: Matlab Software for Disciplined Convex Programming, version 1.21*. abr. 2011. Disponível em: <<http://http://cvxr.com/>>.
- GRANT, M.; BOYD, S. *cvx users guide for cvx version 1.1*. 2011. Disponível em: <<http://http://cvxr.com/>>.

- GROSSO, V. A. del; MADER, C. W. Speed of sound in pure water. *Journal of the Acoustical Society of America*, v. 52, n. 5, p. 1442–1446, 1972.
- HAVELOCK, T. H. Forced surface wave on water. *Phil. Magazine*, 1929.
- HUGHES, S. A. *Physical models and laboratory techniques in coastal engineering*. Hong Kong: World Scientific, 1993.
- IKEYA, T. Active directional wave absorption theory. *Report TM9I-02, Kajama Technical Research Institute*, Tokyo, 1991.
- ISAACSON, M. Measurement of regular wave reflection. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, v. 117, n. 6, p. 553–569, 1991.
- ITO, K.; KATSUI, H.; MOCHIZUKI, M.; ISOBE, M. Non-reflected multidirectional wavemaker theory and experiments of verification. *Proc. 25th Int. Conf. Coastal Eng.*, New York, p. 443–455, 1996.
- ITTC. Report of seakeeping committee. *17th ITTC - International Towing Tank Conference*, Gothenburg, 1984.
- ITTC. The loads and responses committee final report and recommendations to the 22nd ittc. *ITTC - International Towing Tank Conference*, Seoul & Shanghai., 1999.
- ITTC. 23rd international towing tank conference. *Proceedings of the 23rd ITTC*, Veneza., 2002.
- KAWAGUCHI, T. Absorbing wave making system with wave sensor and velocity control. *Mitsui Zosen Technical Review*, v. 126, p. 20–24, 1986.
- LANG, M. *Algorithms for the constrained design of digital filters with arbitrary magnitude and phase responses*. Tese (Doutorado) — Vienna Univ. of Technology, Vienna, 1999.
- LEMÉHAUTÉ, B. *An introduction to hydrodynamics & water waves*. New York: Springer-Verlag, 1976. ISBN 0-387-07232-2.
- LU, W.; ANTONIOU, A. Design of 2-d digital filters with arbitrary amplitude and phase responses by using the singular value decomposition. *IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, Singapore, v. 1, p. 618–621, 1991.
- LU, W. S.; ANTONIOU, A. *Two-dimensional digital filters*. New York: Marcel Dekker, 1992.
- MAEDA, K.; HOSOTANI, N.; TAMURA, K.; ANDO, H. Wave making properties of circular basin. *International Symposium on Underwater Technology*, p. 349– 354, 2004.
- MARTINS, J. A. de A. *Análise de ondas em tanque de dimensões reduzidas com vistas à engenharia oceânica*. 188 p. Tese (Doutorado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
- MARTINS, J. A. de A.; MELLO, P. C. de; CARNEIRO, M. L.; SOUZA, S. C. A. G. F.; ADAMOWSKI, J. C. Laboratory wave probes dynamic performance evaluation. *XX COPINAVAL - Congresso PanAmericano de Engenharia Naval e Transportes Marítimos*, São Paulo, 2007.

MELLO, P. C. de. *Um aparato para redução da reflexão de ondas em praia parabólica*. 117 p. Dissertação (Mestrado) — COPPE, Departamento de Engenharia Naval e Oceânica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2006.

MELLO, P. C. de. *Sistema de automação e controle para tanques oceânicos com múltiplos atuadores*. Tese (Doutorado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012.

MILGRAM, J. H. Active water wave absorbers. *J. Fluid Mech.*, v. 43, n. 4, p. 845–859, 1970.

MURALI, N. V. Design of fir filters with arbitrary responses. *M.Tech. credit seminar report, Electronic Systems Group*, 2004.

NAITO, S. Wave generation and absorption. theory and application. *Proceedings of the 16th International Offshore and Polar Engineering Conference*, California, USA, p. 1–9, 2006.

NAITO, S.; NAKAMURA, T.; SAKASHITA, H.; TOMITA, K. A new configuration of wave basin and a control of wave generation and absorption-the case when an advancing ship comes across the given waves. *Proceedings of the 4th Pacific/Asia Offshore Mechanics Symposium*, v. 226, p. 207–212, 1996.

NAOE. *Advanced Multiple Organized Experimental BASin (AMOEBA)*. [s.n.], 2000. Disponível em: <<http://www.naoe.eng.osaka-u.ac.jp/naoe/naoe1/equipments/amoeba/eamoeba.html>>. Acesso em: 29 apr. 2005.

NEWMAN, J. *Marine Hydrodynamics*. Cambridge: MIT Press, 1977.

NEWMAN, J. N. Analysis of wave generators and absorbers in basins. *Applied Ocean Research*, v. 32, n. 1, p. 71–82, 2010.

NOHARA, B. T.; YAMAMOTO, I.; MATSUURA, M. The organized motion control of multi-directional wave maker. *Proceedings of the 4th International Workshop on Advanced Motion Control*, v. 2, p. 470–475, 1996.

O'DEA, J. F.; NEWMAN, J. N. Numerical studies of directional wavemaker performance. *28th American Towing Tank Conference*, Ann Arbor, Michigan, 2007.

OGATA, K. *Engenharia de Controle Moderno*. Terceira. Rio de Janeiro: Prentice-Hall do Brasil, 1998.

PARKS, T. W.; BURRUS, C. S. *Digital Filter Design*. New York: John Wiley & Sons, 1987.

PETROBRAS. Metocean data - campos basin. *Petrobras*, Rio de Janeiro, 2005. (I-ET-3000.00-1000-941-PPC-001).

PETROBRAS. Metocean data - santos basin bm-s cluster region. *Petrobras*, Rio de Janeiro, 2008. (I-ET-3A26.00-1000-941-PPC-001).

QUADRANTE, L. A. R. *Desenvolvimento de um simulador simplificado para estudo de geração de ondas em tanques dotados de geradores segmentados*. Dissertação (Mestrado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2011.

REDWOOD, M. Ultrasonic waveguides - a physical approach. *Ultrasonics*, v. 1, n. 2, p. 993–105, 1963.

SALTER, S. H. Absorbing wavemakers and wide tanks. *Proc. of Directional Wave Spectra Applications*, Berkeley, p. 185–202, 1981.

SCHÄFFER, H. A. Second order wavemaker theory for irregular waves. *Ocean Engineering*, v. 23, p. 47–88, 1996.

SCHÄFFER, H. A. Some design aspects of an absorbing 3d wavemaker. *Proc. 26th Int. Conf. on Coast. Eng.*, Copenhagen, p. 20–26, 1998.

SCHÄFFER, H. A. Active wave absorption in flumes and 3d basins. *Waves'01: Proc. 4th Int. Symp. on Ocean Wave Measurement and Analysis*, ASCE, San Francisco, USA, p. 1200–1208, 2001.

SCHÄFFER, H. A.; FUCHS, J. U.; HYLLESTED, P.; MATHLESEN, N.; WOLLESEN, B. An absorbing multidirectional wavemaker for coastal applications. *Proc 27th Int Conf on Coastal Eng, ICCE2000*, Sidney, Australia, p. 17–22, 2000.

SCHÄFFER, H. A.; JAKOBSEN, K. P. Non-linear wave generation and active absorption in wave flumes. *Proc. Long Waves Symposium 2003 in parallel with XXX IAHR Congress*, Thessaloniki, Greece, p. 79–77, 2003.

SCHÄFFER, H. A.; KLOPMAN, G. Review of multidirectional active wave absorption methods. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, v. 126, n. 2, p. 88–97, 2000.

SCHÄFFER, H. A.; SKOURUP, J. Active absorption of multidirectional waves. *Proc. 25th Int. Conf. on Coast. Eng.*, New York, 1996.

SCHÄFFER, H. A.; STEENBERG, C. M. Second-order wavemaker theory for multidirectional waves. *Ocean Engineering*, v. 30, p. 1203–1231, 2003.

SPINNEKEN, J.; SWAN, C. Second-order wavemaker theory using force-feedback control. parti. a new theory for regular wave generation. *Ocean Engineering*, v. 36, p. 539–548, 2009A.

SPINNEKEN, J.; SWAN, C. Second-order wavemaker theory using force-feedback control. partii. an experimental verification of regular wave generation. *Ocean Engineering*, v. 36, p. 549–555, 2009B.

TAMURA, K. *The Deep-Sea Basin in National Maritime Research Institute*. Japan: [s.n.], 2006. Disponível em: <<http://www.nmri.go.jp/ocean/DeepSeaBasen/index-e.html>>. Acesso em: 05 sep. 2006.

URSELL, R.; DEAN, R.; YU, Y. Forced small-amplitude water waves: a comparison of theory and experiment. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 7, p. 32–52, 1960.

ZHANG, H. *A Deterministic Combination of Numerical and Physical Models for Coastal Waves*. Tese (Doutorado) — Technical University of Denmark, Denmark, 2005.

Apêndice A – Ensaios preliminares

A seguir são apresentados os experimentos preliminares que foram realizados no canal didático de ensaios do Laboratório de Engenharia Naval e Oceânica da Escola Politécnica da USP (LENO) durante a fase de construção do CH-TPN. Foram implementados e testados dois métodos de absorção de ondas considerando o caso simplificado com ondas regulares com direção de propagação normal ao gerador de ondas. Inicialmente foi implementado o método de absorção proposto por Maeda et al. (2004) e depois o método proposto por Schäffer (2001), denominados aqui respectivamente por algoritmos A e B.

A.1 Canal de ensaios do Laboratório de Engenharia Naval e Oceânica

O LENO possui um canal de ensaios didático que tem 25m de comprimento, 1m de largura, nível da água em repouso de 0,8m e é equipado com um gerador de ondas do tipo cunha e um absorvedor passivo tipo praia impermeável. Neste, também foi instalado um protótipo de gerador de ondas do tipo *flap* com quatro segmentos mostrado na figura A.1 (CARNEIRO, 2007), cuja metodologia de projeto foi a base para a construção do gerador de ondas do CH-TPN.

Cada *flap* possui um sensor de nível por ultrassom, responsável pela realimentação da malha de controle de absorção. A distância entre o fundo do tanque e o ponto de pivotamento do *flap* é 0,127m e a altura total do *flap* é de 1,0m.

O sistema foi projetado para gerar ondas na faixa de frequência de 0,5 a 3,0 Hz com uma altura de onda máxima de 0,3m, considerando os limites do sistema mecânico e o limite teórico de quebra de onda em águas profundas de 14% de declividade. Os limites de geração de onda podem ser observados na figura A.2 como a intersecção das áreas abaixo dos fatores limitantes (declividade da onda, máxima altura de onda de projeto e curso de acionamento).

Figura A.1: Protótipo de gerador de ondas instalado no LENO.

Figura A.2: Limites de geração de onda do protótipo.

O acionamento do gerador de ondas é composto por um servomotor de 200 W acoplado a um fuso de esferas recirculantes que por sua vez é conectado através de um braço mecânico ao *flap*, conforme pode ser observado no desenho da figura A.3. O curso máximo de acionamento é de 0,3m.

A tabela A.1 apresenta os parâmetros obtidos durante o dimensionamento do protótipo de gerador de ondas, mais informações sobre o procedimento de projeto podem ser encontrados em Carneiro (2007) e Carneiro et al. (2011).

Figura A.3: Detalhe do sistema de acionamento do protótipo.

Tabela A.1: Parâmetros utilizados para especificar os componentes mecânicos do protótipo - reproduzido de Carneiro (2007).

Grandeza	Valor
Velocidade linear na castanha do fuso	0,811 m/s
Aceleração linear na castanha do fuso	4,38 m/s ²
Rotação do motor	3039 rpm
Aceleração do motor	1720 rad/s ²
Força de acionamento na castanha do fuso	123 N
Torque do motor	0,375 Nm
Potência do motor	119 W
Limite de rotação do fuso	4200 rpm

A.1.1 Arquitetura de controle

O sistema de controle do protótipo de gerador de ondas é composto por 4 *servo-drivers* que podem comandar os motores em modo velocidade com sinal analógico de referência ou modo posição com sinal de pulso e direção.

Quatro placas microcontroladas são responsáveis pelo interfaceamento entre um computador de comando e os *drivers*. Essas placas são responsáveis por receber do computador através de uma rede RS232 os sinais de gerenciamento de cada motor e o comando de posição e enviar os pulsos para o *servo-driver*, assim como fazer a leitura do *encoder* do motor e de gerenciar através de outra rede RS232 as placas de condicionamento dos sensores de nível.

Durante os testes preliminares, constatou-se que o microcontrolador da placa de interface estava sobrecarregado, ocasionando a perda da leitura do *encoder*. Desta forma, optou-se por utilizar o controle no modo velocidade através de uma placa PCI com 4 saídas analógicas instalada no computador de comando, enviado o sinal de referência diretamente aos *servo-drivers*. Assim, o microcontrolador de interface foi capaz de executar todas as suas outras funções com sucesso.

No computador de comando, um programa em C foi escrito como uma S-function

do Simulink no Matlab para gerenciar a comunicação através da rede RS232 e com a placa de saída analógica. A interface de operação é o Simulink, provendo uma interface de usuário que facilite a manipulação dos dados, para que testes e ajustes possam ser feitos rapidamente em alto nível, minimizando o tempo de desenvolvimento. A figura A.4 apresenta o diagrama da arquitetura de controle utilizada do protótipo de gerador de ondas.

Figura A.4: Arquitetura de controle do protótipo.

Os equipamentos de controle, incluindo os *servo-drivers*, as placas de interface e de condicionamento dos sensores, assim como o sistema de proteção foram condicionados em um painel elétrico, conforme pode ser observado na figura A.5.

Figura A.5: Painel de controle do protótipo de gerador de ondas.

O caminho percorrido pelo sinais de controle é apresentado no diagrama da

figura A.6 e taxa de amostragem do sistema de controle foi fixada em 100 Hz.

Figura A.6: Diagrama do caminho dos sinais de controle no protótipo.

A.1.2 Malha de controle de posição

Conforme comentado anteriormente, o sinal de comando dos motores do protótipo é dado em referência de velocidade. Desta forma, foi necessário implementar uma malha de controle de posição no computador de comando, para ser possível realizar os testes com o método de absorção proposto por Schäffer (2001).

Primeiramente foi feito um levantamento experimental da resposta em frequência do motor, considerando entrada de velocidade e saída de posição. A seguir, este foi modelado como um sistema dinâmico de segunda ordem, com um grau de liberdade mais um integrador:

$$M(s) = \frac{\tilde{X}}{v} = \frac{1}{s} \left(\frac{1}{1 + 2\zeta \frac{s}{\omega_n} + \left(\frac{s}{\omega_n}\right)^2} \right) \quad (\text{A.1})$$

onde, M é a função de transferência em malha aberta do motor e ζ e ω_n são respectivamente o amortecimento e a frequência natural não amortecida.

As constantes ζ e ω_n foram obtidas comparando a resposta em frequência experimental do motor com a do modelo. Para tanto, foi imposto um comando de velocidade em varredura de frequência com amplitude constante e frequência de 0,5 a 3,0 Hz (figura A.7(a)). A resposta em frequência pode ser observada na figura A.8(a).

Para verificar o modelo do motor foi realizado um outro ensaio, no qual foi implementado um controlador proporcional. O sinal de comando imposto foi o mesmo sinal do ensaio anterior, mas integrado no tempo (figura A.7(b)). Conforme pode ser observado na figura A.8(b), o modelo representa bem o motor também em malha fechada. As constantes obtidas foram: $\zeta = 0,6798$ e $\omega_n = 89,6875$.

A figura A.1.2 apresenta a resposta em frequência da versão final do controlador de posição, no qual foi introduzido um controlador *feed-forward*.

Figura A.7: Sinal de comando em varredura de frequência.

Figura A.8: Resposta em frequência do motor do protótipo.

Figura A.9: Resposta em frequência do motor do protótipo com controlador *feed-forward*.

A.2 Algoritmo A

No algoritmo de absorção proposto por Maeda et al. (2004) o efeito das ondas evanescentes é desconsiderado. Com esta simplificação, pode ser mostrado que não existe diferença de fase entre o nível de onda e a velocidade do *flap*, justificando a utilização de um sinal de referência de velocidade, pois um ganho de controle não complexo (número real puro) pode ser utilizado. A velocidade de comando pode ser dividida em duas partes:

$$v_k = v_{dk} - v_{ak} \quad (\text{A.2})$$

Na expressão acima, v_k é a velocidade imposta ao k -ésimo *flap*. A primeira parte da expressão (v_{dk}) é responsável por gerar a onda desejada, que é pré-calculada usando a função de transferência de onda progressiva, como visto na equação 3.43 e derivando no tempo. A segunda parte (v_{ak}) atua na absorção e é descrita por:

$$v_{ak} = \frac{2\pi\hat{f}}{c_0} \cos\hat{\theta} \eta_{rk} + \frac{2\pi\hat{f}}{c_0} \frac{1}{2k_0^2 \cos\hat{\theta}} \left(k_0^2 (1 - \cos^2\hat{\theta}) \eta_{rk} + \frac{\partial^2 \eta_{rk}}{\partial y^2} \right) \quad (\text{A.3})$$

onde:

k_0	número de onda da onda refletida, calculado a partir da relação de dispersão (equação 3.19)
c_0	função de transferência de onda progressiva (equação 3.40);
$\hat{\theta}$	ângulo estimado de incidência da onda refletida;
$\hat{f}$	freqüência estimada da onda refletida;
η_{rk}	elevação da onda refletida.

A elevação da onda refletida é obtida subtraindo a onda desejada η_{dk} , que foi previamente calculada, da leitura do sensor de nível de cada *flap* η_k :

$$\eta_{rk} = \eta_k - \eta_{dk} \quad (\text{A.4})$$

A freqüência e o ângulo de incidência da onda refletida são estimados a cada passo do tempo, respectivamente, por:

$$\hat{f} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\frac{\partial^2 \eta_{rk}}{\partial t^2} / \eta_{rk}} \quad (\text{A.5})$$

$$\cos \hat{\theta} = \sqrt{1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 \eta_{rk}}{\partial y^2}} / \eta_{rk} \quad (\text{A.6})$$

onde, a segunda derivada lateral do nível de onda refletida obtida através do sensor de nível de cada *flap* (k) e de mais um sensor adjacente de cada lado ($k - 1$ e $k + 1$):

$$\frac{\partial^2 \eta_{rk}}{\partial y^2} = \frac{\eta_{r(k+1)} - 2\eta_{rk} + \eta_{r(k-1)}}{(\Delta y)^2} \quad (\text{A.7})$$

sendo Δy a distância entre dois sensores de nível adjacentes, ou de forma equivalente, a largura do *flap*.

Desta forma, quando o sistema está atuando para absorver as ondas, a frequência e o ângulo de incidência da onda refletida são estimados continuamente para ajustar as variáveis da malha de controle, como por exemplo o k_0 e o c_0 .

A.2.0.1 Modificações propostas

Durante os experimentos preliminares foi constatado um problema de desvio da posição do *flap*, pois o sinal de comando utilizado é de velocidade. Assim, o movimento do gerador vai se afastando de seu ponto central até bater no fim de curso e quando isso ocorre, a absorção das ondas é comprometida. Desta forma, foi necessário incorporar na equação A.2 um termo para forçar o retorno da posição ao centro:

$$v_k = v_{dk} - v_{ak} - Kx_k \quad (\text{A.8})$$

onde, x_k é a posição do *flap*.

Também foram observadas oscilações em alta frequência durante os experimentos. Uma possível explicação para este fato é a presença de ondas evanescentes que foram desconsideradas na derivação do algoritmo de controle. Para evitar este comportamento, foi adicionado um termo de correção proporcional à aceleração do *flap* no cálculo da elevação da onda refletida, considerando que a aceleração apresenta aproximadamente a mesma fase das ondas evanescentes (KAWAGUCHI, 1986) e um ganho proporcional (K_p). Assim, a equação A.4 modificada se torna:

$$\eta_{rk} = K_p(\eta_k - \eta_{dk}) + K_{acc} \frac{\partial^2 x_k}{\partial t^2} \quad (\text{A.9})$$

Os termos K_p e K_{acc} dependem da frequência e do ângulo de incidência da onda refletida.

A.3 Função de transferência experimental de geração de ondas

Assim como no CH-TPN, antes do ensaio de absorção de ondas propriamente dito, foi realizado o levantamento experimental e comparação teórica das funções de transferência de geração de ondas. Esse procedimento já havia sido realizado por Carneiro (2007) e foi reproduzido aqui. As figuras A.10 e A.11 apresentam respectivamente, a comparação da função teórica com os dados experimentais da função de transferência de onda progressiva (c_0) e da função de transferência total ($i \sum_{j=0}^{\infty} c_j$).

Figura A.10: Função de transferência progressiva de geração do protótipo (CARNEIRO, 2007).

A.3.1 Experimentos com o algoritmo de absorção A

A seguir são descritos os ensaios realizados com o algoritmo de absorção proposto por Maeda et al. (2004), no caso simplificado para ondas regulares e com incidência normal ao gerador de ondas.

Para verificar o desempenho do algoritmo, foram feitos experimentos no canal do LENO, utilizando o gerador de ondas do tipo cunha em um lado do canal e o protótipo em seu outro extremo, de forma que as ondas regulares foram geradas pela cunha e

Figura A.11: Função de transferência total de geração do protótipo (CARNEIRO, 2007).

absorvidas pelo protótipo. Nestes ensaios, o ângulo de incidência e a frequência da onda foram pré-fixados no controlador.

O coeficiente de reflexão foi estimado através do método proposto por Mansard e Funke (ISAACSON, 1991), utilizando o sinal de três sensores de onda capacitivos instalados no meio do canal, como mostra a figura A.12.

Figura A.12: Esquema do ensaio de absorção de ondas.

No caso particular estudado nesta etapa, são considerados o ângulo de incidência da onda refletida $\theta = 0^\circ$ e a segunda derivada lateral do nível de onda refletida $\partial^2 \eta_{rk} / \partial y^2 = 0$, assim a equação A.3 se torna:

$$v_{ak} = \frac{2\pi \hat{f}}{c_0} \eta_{rk} \quad (\text{A.10})$$

Conforme foi comentado anteriormente no capítulo A.2, durante os primeiros testes foram observadas oscilações em alta frequência do protótipo. Para evitar este comportamento, foi adicionado um termo de correção proporcional à aceleração do *flap* no cálculo da elevação da onda refletida e um ganho proporcional (equação A.9).

Além disso, também foi adicionado um termo para forçar o retorno do *flap* a sua posição central (equação A.8).

Os três novos coeficientes K , K_p e K_{acc} foram calibrados experimentalmente através do método de tentativa e erro, monitorando a melhoria ou não do coeficiente de reflexão. Foi observado de uma forma geral, que quanto maior o módulo dos coeficientes K_p e K_{acc} melhor era a absorção, porém deixando o sistema mais próximo da instabilidade. O coeficiente K deve ser grande o suficiente para evitar o desvio, mas o menor possível para permitir alguma absorção das ondas de frequência mais baixas.

A figura A.13 apresenta um exemplo do sinal de elevação da onda obtido com o sensor de ultrassom acoplado ao *flap*. No primeiro gráfico, a absorção estava desligada e os *flaps* foram mantidos na vertical, enquanto no segundo gráfico a absorção foi ligada.

A onda gerada tem aproximadamente 15 mm de altura. Pode-se observar que, sem absorção, a onda gerada pela cunha na outra extremidade do canal tem sua amplitude dobrada assim que a atinge o *flap*, pois a leitura do sensor é a soma das ondas refletida e re-refletida. Após um intervalo de tempo, a onda re-refletida atinge o gerador cunha, reflete nele e retorna aos *flaps*. Essa segunda reflexão no tempo de 50 a 60s pode ser claramente notada na figura. Por outro lado, quando os *flaps* estão ativos, a absorção elimina a maior parte da re-reflexão e a amplitude da onda fica aproximadamente constante.

Figura A.13: Exemplo de série temporal do sensor por ultrassom.

A tabela A.2 apresenta o resumo dos resultados com o melhor conjunto de parâmetros obtidos do controlador. Pode ser observado que o maior coeficiente de reflexão obtido foi de 10,7%.

Tabela A.2: Resumo dos resultados experimentais no LENO - Algoritmo A.

Frequência da onda (Hz)	Altura da onda (mm)	K_p	K_{acc}	K	C_R (%)
0,50	12	0,64	-0,0074	0,14	10,7
0,75	18	0,69	-0,0077	0,14	3,40
1,00	15	0,76	-0,0085	0,14	6,70
1,00	20	0,76	-0,0085	0,14	5,30
1,50	16	0,53	-0,0047	0,14	10,6

Para absorção de ondas irregulares, no algoritmo A se faz necessário estimar a frequência da onda refletida f_P a cada passo de tempo através da equação A.5. Inicialmente foi feita uma simulação numérica do estimador de frequência considerando um sinal senoidal puro com 10 mm de amplitude e frequência 1,0 Hz. Foram observados erros de aproximação numérica, que foram minimizados usando um filtro de média móvel com comprimento de 1 segundo na série temporal de f_P (figura A.14(a)). O problema é mais evidente nos cruzamentos por zero da leitura do nível, onde também podem ocorrer divisões por zero. Caso isto ocorra, o valor atual de f_P deve ser substituído por exemplo por seu último valor válido.

Ao se limitar a resolução da senoide para simular a leitura dos sensores de onda reais, a resposta não foi adequada ficando longe a frequência esperada (figura A.14(b)). A resolução do sensor é de aproximadamente 0,15mm. Para tentar minimizar o problema, foi testado um filtro passa baixa do tipo *butterworth* (figura A.14(c)). Os parâmetros do filtro foram testados em algumas configurações para se obter menor erro de estimativa em diferentes frequências. Foi fixada a frequência de corte em 8 Hz e a ordem do filtro em dois.

Também foi introduzido um passo de derivação variável na série temporal de η_{rk} (figura A.14(d)). O passo foi fixado em três pontos para que em 2Hz não houvesse erro de estimativa maior que 5%. Quando se aumenta o passo as frequências mais altas tendem a ter erro maior de estimativa. Na figura A.15 são apresentados os resultados da simulação do estimador com senoides de amplitude 10 mm e frequência de 0,5 Hz e 2,0 Hz com a versão final utilizando todos os filtros.

A seguir, o estimador foi aplicado na leitura real do sensor de nível correspondente a uma onda gerada com 1,0 Hz (figura A.16). A figura A.17 apresenta a frequência estimada com e sem o filtro de média móvel. Pode-se observar que a estimativa obtida é muito sensível ao ruído do sensor de nível. Para se obter um resultado próximo da frequência real da onda foi necessário implementar um filtro baseado em média móvel muito longo (2,0 segundos), atrasando assim a resposta do estimador da frequência.

(a) Senoide pura.

(b) Senoide discretizada.

(c) Estimador com filtro passa baixa.

(d) Estimador com passo na derivada maior.

Figura A.14: Simulação numérica do estimador de frequência. Senoide com 10 mm de amplitude e frequência 1,0 Hz.

(a) Senoide pura.

(b) Senoide discretizada.

Figura A.15: Simulação numérica do estimador de frequência. Senoide com 10 mm de amplitude.

Figura A.16: Leitura do sensor de nível usada no exemplo de estimativa da frequência da onda.

Figura A.17: Exemplo de estimativa da frequência da onda.

A.3.2 Experimentos com o algoritmo de absorção B

A seguir são apresentados os ensaios com o algoritmo de absorção proposto por Schäffer (2001), também considerando o caso simplificado para ondas regulares e com incidência normal ao gerador de ondas.

A síntese do filtro foi realizada através do procedimento descrito no capítulo 5.2. Neste momento, os termos D e BW do filtro de absorção modificado ainda não foram

utilizados, sendo aplicada apenas a compensação da resposta dinâmica do motor M . O filtro otimizado obtido é mostrado na equação A.11:

$$\tilde{F}_M = \frac{0,0848 + 0,0094z^{-1} - 0,0171z^{-2} - 0,0155z^{-3} - 0,0246z^{-4} - 0,0073z^{-5} + 0,0569z^{-6}}{1 - 0,2224z^{-1} - 0,4571z^{-2} - 0,4172z^{-3} - 0,1737z^{-4} - 0,028z^{-5} + 0,3151z^{-6}} \quad (\text{A.11})$$

A seguir foram realizados novos experimentos com ondas regulares. O procedimento de ensaio e análise dos resultados foi o mesmo dos ensaios anteriores com o Algoritmo A. O coeficiente de reflexão obtido apresentou mesma ordem de grandeza ao obtido com o algoritmo A. A tabela A.3 apresenta um resumo dos resultados experimentais.

Tabela A.3: Resumo dos resultados experimentais no LENO - Algoritmo B.

Frequência da onda (Hz)	Altura da onda (mm)	K_p	C_R (%)
0,50	25	0,67	10,3
0,75	25	0,67	7,2
1,00	18	0,80	7,9
1,50	15	0,80	10,1

A.3.3 Comentários sobre os experimentos preliminares

Foi observado durante os experimentos, que os resultados dos dois algoritmos de absorção implementados no canal de ensaios do LENO apresentaram coeficiente de reflexão com mesma ordem de grandeza. Porém, o algoritmo A se mostrou muito mais complicado de calibrar do que o algoritmo B, demandando muitos ensaios e tempo consumido.

Além disso, para absorver ondas irregulares com o algoritmo A existe a necessidade de se implementar a malha de controle adaptativa em função da estimativa da frequência da onda refletida, que pode ser mais uma fonte de instabilidade do controlador. Por outro lado, o outro algoritmo está pronto, bastando apenas utilizar o mesmo ganho K_P para a faixa de frequências desejada.

Desta forma, optou-se por seguir com os estudos no CH-TPN somente com o algoritmo B, para deixar o novo tanque operacional em um menor tempo.

Apêndice B – Sensor de nível por ultrassom

Conforme foi mencionado anteriormente no capítulo 4.2, foi detectado que vários sensores tiveram problema de instalação que prejudicou a qualidade da leitura do nível da água junto aos geradores de onda.

As guias antigas foram feitas com chapa de aço inox dobradas e soldadas, e se encontravam bastante deformadas e amassadas prejudicando o funcionamento do sensor. Para melhorar a rigidez e minimizar eventuais deformações, novas guias foram confeccionadas a partir de um tubo de aço inox com parede de 1 mm. Três medidas foram analisadas com diâmetros internos de 6 mm, 10 mm e 14 mm. Essas medidas foram escolhidas pois a cerâmica piezoelétrica do transdutor tem 10 mm de diâmetro externo, a partir desta foi escolhida uma medida maior, com diâmetro interno do tubo igual ao diâmetro externo do transdutor e uma medida menor com a mesma diferença. Também foi confeccionada uma guia de plástico ABS com diâmetro interno de 10 mm e parede 1 mm. O comprimento das guias foi de 700 mm, de forma semelhante à guia antiga.

Com a guia de ondas circular também fica mais fácil ajustar o alinhamento entre guia e transdutor, conforme pode ser observado na figura B.1:

Figura B.1: Montagem do transdutor na guia de ondas.

No teste, dois movimentos foram executados, conforme ilustrado na figura B.2:

1. Movimento vertical, para verificar a atenuação do eco com a distância;
2. Movimento angular com centro de rotação na linha de água, para verificar a influência do ângulo entre o *flap* e a superfície da onda no eco do ultrassom.

Figura B.2: Esquema dos movimentos testados.

Os movimentos foram realizados utilizando um manipulador com 5 graus de liberdade, sendo 3 lineares (X, Y e Z) e 2 de rotação (A e C), localizado no laboratório de ultrassom da Escola Politécnica (figura B.3).

Figura B.3: Guia de onda montada no manipulador com 5 graus de liberdade.

Para simular uma onda incidente no *flap* com direção de propagação diferente do perpendicular seria necessária a rotação B (em torno do eixo Y), porém o manipulador não possui este movimento, então ele foi posicionado manualmente usando o dispositivo apresentado na figura B.4.

Inicialmente os testes foram realizados com as guias sem a furação que permite a água fluir junto com a elevação da onda. Foi feito apenas um furo pequeno próximo ao transdutor. Tomou-se o cuidado de esperar a água estabilizar após cada movimento, antes de se fazer a leitura do eco do ultrassom. Neste teste a guia ainda tem simetria

Figura B.4: Sistema de posicionamento manual para substituir a rotação B.

axial, então o movimento de rotação B foi mantido fixo.

O movimento vertical foi realizado primeiramente fazendo com que a guia entrasse na água, o que corresponde a um aumento da elevação da onda. Seguido pelo movimento contrário com a guia saindo da água. O curso aplicado foi de ± 190 mm, o máximo permitido pelo manipulador, com referência na metade da altura da guia e passo de 5 mm. O movimento angular foi iniciado na vertical, inclinando-se até 35° com passo de 1° e depois voltando para a vertical.

O ganho de amplificação do eco foi mantido em 0 dB para facilitar a comparação das guias, mas é importante lembrar que a placa de condicionamento de sinais instalada no CH-TPN pode amplificar o sinal em até 40 dB. A figura B.5 apresenta a tensão pico a pico obtida para os movimentos vertical e de rotação com centro na linha de água.

Figura B.5: Tensão pico a pico no teste da guia de ondas sem furação.

Pode ser observado que a tensão do eco para o movimento vertical foi maior para a guia de onda de plástico. No caso das guias de inox, o eco diminuiu conforme menor era o diâmetro da guia. Isso pode ser explicado pelo grande número de modos

de propagação que o ultrassom apresentou dentro da guia de aço inox, tornando o eco espalhado e portanto com sua energia espalhada no tempo. Esse efeito pode ser observado na figura B.6, que apresenta o eco das quatro guias no movimento vertical descendente no ponto de referência ($z = 0$). Por outro lado, no movimento angular a guia com diâmetro interno de 14 mm apresentou uma maior atenuação do sinal em função do aumento do ângulo.

Figura B.6: Exemplo do eco obtido no movimento vertical.

Também pode ser observado na figura B.5 que o eco da guia de plástico apresentou dois patamares distintos da tensão pico a pico. O mais alto corresponde ao movimento descendente da guia, enquanto o mais baixo é referente ao movimento ascendente. Essa diferença se deve à modificação do formato do menisco da água dentro da guia, pois com o movimento da guia a superfície da água fica aderida a parede e é arrastada conforme descrito na ilustração da figura B.7. Isto, além de mudar a elevação da água dentro da guia, tem o efeito como o de uma lente para o pulso ultrassônico, alterando o eco. Esse efeito também foi observado em menor escala nas guias de aço inox. Mesmo com essa desvantagem da guia de plástico, seu eco ainda é mais forte que o da guia de inox de 6 mm para o movimento vertical e de todas as guias de inox no movimento angular.

Figura B.7: Ilustração do menisco dentro da guia de ondas.

A figura B.8 apresenta o eco da guia de ondas de plástico no movimento descendente e ascendente em $z = 0$. Pode-se observar que a modificação da forma do menisco fez a primeira parte do eco desaparecer no movimento ascendente, o que explica a diminuição brusca da tensão do eco na inversão do movimento.

Figura B.8: Comparação dos ecos com movimento ascendente e descendente da guia de ondas.

A seguir foi feita uma simulação de como ficaria a leitura da elevação da onda, comparando-se o eco com um limiar numérico, de forma análoga ao que acontece na placa de aquisição. Nas figuras B.9 e B.10 são apresentadas as comparações de elevação encontradas e a posição imposta pelo manipulador, assim como a diferença entre as mesmas para o movimento vertical com as duas guias de 10 mm. Nos gráficos do erro, fica evidente o salto da leitura na inversão do movimento, sendo de 1,4 mm na guia de plástico e 4,1 mm na guia de aço inox. Esse efeito já foi observado nos sensores atuais, na forma de um chaveamento entre dois níveis com cerca de 5 mm de diferença, ocorrendo principalmente nos picos das ondas, esses saltos na leitura podem causar instabilidade na malha de controle pois excita uma frequência bem

mais alta que a da onda real.

Figura B.9: Simulação da leitura de nível com a guia de 10mm de inox.

Figura B.10: Simulação da leitura de nível com a guia de 10mm de plástico.

Desta forma, considera-se neste momento que as melhores candidatas para melhorar o sensoriamento da elevação das ondas são as duas guias de 10 mm. Assim, prosseguiu-se com o estudo, apenas com estas duas guias. Os furos foram feitos de forma análoga ao dos sensores antigos (figura B.11). Sendo dois canais de 2 mm de largura espaçados por um ângulo de 120° , com reforços intercalados na altura a cada 50 mm.

Figura B.11: Foto das guias com a furação que permite a passagem da água.

A seguir, foram repetidos os testes com as duas guias furadas. Porém, como agora não existe mais simetria axial, o ensaio com movimento angular foi repetido para diversos ângulos de rotação no eixo da guia, de forma a simular uma onda com diferentes ângulos de incidência. A figura B.12 apresenta a referência adotada para este ângulo. Assim, o ângulo de 0° representa uma onda com ângulo de incidência paralelo ao gerador de ondas (resultado simétrico ao ângulo de 180° , enquanto os ângulos de 90° e -90° representam uma onda com incidência perpendicular ao gerador para fases opostas da onda. Já os ângulos intermediários representam uma onda com incidência oblíqua.

Figura B.12: Esquema da referência adotada para o ângulo de rotação em torno do eixo da guia.

As figuras B.13 e B.14 apresentam a tensão pico a pico obtida para os movimentos vertical e de rotação com centro na linha de água para as duas guias perfuradas. Pode-se observar que a tensão pico a pico do eco do ultrassom diminuiu significativamente para a guia de inox perfurada comparado com a mesma guia sem furação. Por outro lado, na guia de plástico a tensão se manteve próxima antes e depois da furação. Também pode ser observado que os dois patamares distintos de tensão para os movimentos ascendente e descendente da guia estão presentes independentemente da furação.

Figura B.13: Tensão pico a pico no teste da guia de ondas com furação (movimento vertical).

No movimento angular, verificou-se que a guia de inox apresentou uma maior atenuação que a guia de plástico em função da rotação em torno da linha de água. Com relação a rotação em torno do eixo da guia, os resultados foram semelhantes para todos os ângulos testados, com uma atenuação um pouco maior para os ângulos de 30° e 60° , nos quais a furação fica posicionada para cima na rotação em torno da linha de água.

Figura B.14: Tensão pico a pico no teste da guia de ondas com furação (movimento angular).

Nas figuras B.15 e B.16 são apresentados os resultados da simulação da leitura da elevação da onda, comparando-se o eco com um limiar numérico, de forma análoga à realizada com as guias sem furação. Nos gráficos, pode-se verificar que o erro diminuiu para a guia de inox e aumentou um pouco para a guia de plástico, ficando

nos dois casos com erro máximo de cerca de 2 mm.

Figura B.15: Simulação da leitura de nível com a guia de 10mm de inox furada.

Figura B.16: Simulação da leitura de nível com a guia de 10mm de plástico furada.

A partir dos resultados obtidos, considera-se que a melhor candidata dentro das configurações testadas, para solucionar o sensoriamento da elevação das ondas é a guia de plástico ABS com diâmetro interno de 10 mm.

Assim, um protótipo do sensor com a nova guia foi instalado em um dos *flaps* para possibilitar um teste em sua aplicação real. Foram geradas ondas regulares e foi realizada uma análise visual da qualidade do sensor comparando com um sensor com a guia antiga.

Para testar os sensores foram escolhidas duas ondas com amplitude bastante elevadas, uma vez que os sensores falham mais para declividades maiores. A primeira onda testada tem frequência de 2 Hz e amplitude de 20 mm (figura B.17), pode ser observado que o sensor com a nova guia de ondas apresentou muito menos ruído que o sensor antigo.

A segunda onda tem frequência de 0,63 Hz e amplitude de 115 mm (figura B.18). Pode-se observar que a leitura do sensor antigo está muito ruidosa, além disso perdeu a leitura em vários pontos, principalmente nas cristas das ondas. Todos os outros sensores antigos também apresentaram comportamento semelhante, o que demonstra a melhora da leitura do nível com a nova guia de ondas projetada.

Após a finalização deste estudo todas as guias de onda foram substituídas, o que permitiu eliminar o mapeamento dos sensores e atuar cada um dos *flaps* de forma independente.

Figura B.17: Teste do sensor de nível com a nova guia de ondas.

Figura B.18: Teste do sensor de nível com a nova guia de ondas.

Apêndice C – Mapeamento de sensores

A seguir é apresentado o mapeamento dos sensores de nível solidários aos *flaps* que foi utilizado durante os ensaios de absorção de ondas, conforme mencionado no capítulo 4.2:

Tabela C.1: Mapeamento dos sensores de nível.

Lado1		Lado2		Lado3		Lado4	
<i>flap</i>	sensor	<i>flap</i>	sensor	<i>flap</i>	sensor	<i>flap</i>	sensor
1	1	40	40	75	76	114	115
2	1	41	40	76	76	115	115
3	5	42	43	77	78	116	115
4	5	43	43	78	78	117	118
5	5	44	45	79	79	118	118
6	6	45	45	80	79	119	118
7	7	46	46	81	79	120	120
8	8	47	48	82	84	121	122
9	9	48	48	83	84	122	122
10	9	49	49	84	84	123	122
11	11	50	49	85	86	124	126
12	11	51	52	86	86	125	126
13	13	52	52	87	87	126	126
14	13	53	53	88	89	127	127
15	15	54	53	89	89	128	127
16	15	55	56	90	90	129	130
17	15	56	56	91	90	130	130
18	20	57	59	92	94	131	130
19	20	58	59	93	94	132	132
20	20	59	59	94	94	133	132
21	22	60	60	95	96	134	132
22	22	61	60	96	96	135	132
23	24	62	62	97	96	136	139
24	24	63	62	98	98	137	139

Tabela C.1 – Continuação.

Lado1		Lado2		Lado3		Lado4	
<i>flap</i>	sensor	<i>flap</i>	sensor	<i>flap</i>	sensor	<i>flap</i>	sensor
25	25	64	62	99	98	138	139
26	26	65	66	100	101	139	139
27	27	66	66	101	101	140	140
28	27	67	66	102	101	141	140
29	31	68	68	103	103	142	140
30	31	69	71	104	104	143	144
31	31	70	71	105	106	144	144
32	32	71	71	106	106	145	144
33	34	72	72	107	107	146	146
34	34	73	72	108	108	147	146
35	36	74	72	109	110	148	146
36	36			110	110		
37	38			111	112		
38	38			112	112		
39	39			113	112		