FERNANDO GOMES DA SILVA TORRES

**ESTUDO DO MOONPOOL COMO SISTEMA DE MINIMIZAÇÃO DE
MOVIMENTO EM UMA PLATAFORMA DO TIPO MONOCOLUNA**

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

São Paulo

2007

FERNANDO GOMES DA SILVA TORRES

**ESTUDO DO MOONPOOL COMO SISTEMA DE MINIMIZAÇÃO DE
MOVIMENTO EM UMA PLATAFORMA DO TIPO MONOCOLUNA**

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

**Área de Concentração:
Engenharia Naval e Oceânica**

**Orientador:
Prof. Dr. Kazuo Nishimoto**

São Paulo

2007

Contato:

fernando.torres@poli.usp.br

ftorres@petrobras.com.br

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, de abril de 2007.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Torres, Fernando Gomes da Silva

Estudo do moonpool como sistema de minimização de movimento em uma plataforma do tipo monocoluna / F.G. da S.

Torres. -- São Paulo, 2007.

241 p.

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

1.Moonpool 2.Mono-coluna 3.Sistema dinâmico de dois corpos I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica II.t.

Aos meus pais, Pedro e Sylvia,
minha irmã Patrícia e minha
esposa Mariana que
compartilharam as dificuldades,
sempre me incentivando e
apoiando.

AGRADECIMENTOS

À PETROBRAS - Petróleo Brasileiro S/A, que viabilizou a execução dos ensaios realizados no Tanque de Reboque do IPT e no Tanque Oceânico do Rio de Janeiro, e deu todo o suporte necessário a pesquisa.

À FAPESP - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, que patrocinou parcialmente o desenvolvimento deste projeto (processo no 03/10324-6).

A todos os técnicos e engenheiros que trabalham no Tanque Acadêmico do Departamento de Engenharia Naval e Oceânica da USP (DENO), Tanque de Reboque do Instituto de Pesquisa e Tecnologia de São Paulo (IPT) e Tanque Oceânico do Rio de Janeiro (LABOCEANO) pelo espaço físico, material e humano, imprescindível na superação dos desafios e obstáculos inerentes aos resultados aqui atingidos.

A toda equipe que participou do projeto MonoBR: Marcos Cueva, Daniel Cueva, Felipe Campos, Kelly Takano, Fabio Okamoto, Edgard Malta, Mizuno e Bruno Madela, pela união e força de vontade para superar as dificuldades encontradas, e também pelas alegrias proporcionadas durante o projeto.

Aos amigos da pós-graduação Gustavo Assi, Sérgio Rossi e Leonídio Buk, e companheiro de pesquisa da Petrobras, Vinícius Matos.

Ao Eng. Dr. Isaias Quaresma Masetti, Eng. PhD. Marcos Donato Ferreira e Eng. Msc. Luis Augusto Petrus Levy que contribuíram de uma maneira excepcional para a realização deste trabalho, ajudando a superar inúmeras dificuldades técnicas e dando conselhos inestimáveis.

Ao Prof. Dr. Celso Pupo Pesce, Prof. Dr. Alexandre Nicolaos Simos, Prof. Dr. José Augusto Penteado Aranha, e a todos os amigos que direta ou indiretamente, colaboraram para a execução deste trabalho.

Em especial ao Prof. Dr. Sérgio Hamilton Sphaier, que orientou esta pesquisa já em sua fase final com valiosas sugestões, sempre compartilhando seus conhecimentos com muito entusiasmo.

Em especial, ao Prof. Dr. Kazuo Nishimoto, pela sua amizade, orientação e confiança no meu trabalho, desde a época de iniciação científica, através de uma fantástica postura profissional e ética, sempre com muita dedicação à pesquisa e à sua equipe.

"Minha religião consiste numa admiração humilde ao Espírito Superior e Iluminado que se revela a si mesmo nos mínimos pormenores, que estamos aptos a captar com nossas fracas e irrelevantes mentes. A profunda certeza de um Poder Superior que se revela no Universo, difícil de ser compreendido, forma a minha idéia de Deus".

(Albert Einstein)

RESUMO

A maioria dos estudos realizados sobre moonpools existentes em embarcações sempre objetivou a redução das amplitudes de oscilação da água interna a estes, pois sua usual utilização é a passagem de linhas de produção, equipamentos e mergulhadores. Estes estudos mostram que com a mudança da geometria interna do moonpool é possível alterar o comportamento de oscilação da água interna ao mesmo.

O presente trabalho tem como objetivo estudar o acoplamento entre o movimento vertical da água interna ao moonpool e a dinâmica em *heave* do corpo flutuante. Os adimensionais que regem o problema são apontados. Através das observações e conclusões em relação aos estudos numéricos e ensaios experimentais realizados, é proposto um modelo massa-mola-amortecedor representando o acoplamento entre o movimento vertical da água interna ao moonpool e a dinâmica em *heave* do corpo flutuante.

Palavras chave: Moonpool, Mono-coluna, Sistema Dinâmico de Dois Corpos.

ABSTRACT

Most published studies related to moonpool existent in vessels always had as its main objective the reduction of vertical oscillation of the water inside the moonpool, as its usual function is the passage of production lines, equipments and divers. These studies show that, through the change of the moonpool's internal geometry, it is possible to modify the behavior of vertical oscillation of the water inside the moonpool.

The present work has the objective of studying coupling between the vertical movement of the water inside the moonpool and the heave dynamics of the floating-body. The nondimensional numbers that guide the problem are indicated. Through the observations and conclusions in relation to the numerical studies and experimental analysis made, it is proposed a mass-spring-dumper model representing the coupling between the vertical movement of the water inside the moonpool and the heave dynamics of the floating-body

Key-Words: Moonpool, Mono-column, Two-Body Dynamic System.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Exemplos de plataformas do tipo mono-coluna.....	2
Figura 3.1: Tanque de Tasaka.	5
Figura 3.2: Efeito da Relação A_m/A_r	8
Figura 3.3: Efeito de h_0	8
Figura 3.4: Tanque em cunha com duto.	9
Figura 3.5: Modelos utilizados por Fukuda.....	10
Figura 3.6: Representação gráfica da matriz de ensaio realizada por Fukuda.	10
Figura 3.7: Curva de massa virtual obtida para o moonpool.....	12
Figura 3.8: Dispositivo de oscilação forçada de FUNG, D.P.K. (1996).	20
Figura 3.9: Série temporal da pressão e deslocamento vertical obtidos por FUNG, D.P.K. (1996).	23
Figura 3.10: Pressão versus frequência de oscilação, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).....	24
Figura 3.11: Massa virtual versus frequência de oscilação, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).	24
Figura 3.12: Exemplo de gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus frequência (obtido por FUNG, D.P.K., 1996).....	25
Figura 3.13: Gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus frequência para o movimento de saída da água (obtido por FUNG, D.P.K., 1996).....	26
Figura 3.14: Gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus frequência para o movimento de entrada da água (obtido por FUNG, D.P.K., 1996).	26
Figura 3.15: Massa virtual versus frequência de oscilação para moonpool com placa, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).	27
Figura 3.16: Gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus frequência para moonpool com placa, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).....	28
Figura 3.17: Gráfico do trabalho reativo versus frequência para moonpool com placa, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).	28
Figura 3.18: Desenho esquemático da caixa utilizada por KAZUO et al. (2001), extraído do <i>paper</i> e posteriormente editado para melhor entendimento.	29
Figura 3.19: Curvas de eficiência do moonpool extraída do <i>paper</i> de NISHIMOTO et al. (2001).	30
Figura 4.1: Variáveis do problema.	35
Figura 5.1: Elementos característicos do casco.	40
Figura 5.2: Variáveis do problema para a mono-coluna com praia e saia.....	41
Figura 5.3: Malhas utilizadas na comparação entre a mono-coluna sem moonpool e a com moonpool.	43
Figura 5.4: Curvas comparativas de RAO de <i>Heave</i> p/ mono-coluna com moonpool aberto e fechado em sua extremidade inferior.	43
Figura 5.5: Curva adimensionalizada do termo de massa adicional a_{33}	45

Figura 5.6: Curva adimensionalizada do amortecimento potencial da mono-coluna b_{33}	46
Figura 5.7: Curva adimensionalizada da força de excitação de <i>heave</i> F_{33}	46
Figura 6.1: Configurações analisadas.....	52
Figura 6.2: Malhas utilizadas para o Caso 1.....	54
Figura 6.3: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna Caso 1.....	55
Figura 6.4: Curvas comparativas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool do Caso 1.	55
Figura 6.5: Malhas utilizadas para o Caso 2.....	57
Figura 6.6: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna Caso 2.....	58
Figura 6.7: Curvas comparativas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool do Caso 2.	58
Figura 6.8: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 1 s/ restrição - RAO da MC.....	62
Figura 6.9: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 1 s/ restrição - RAO do MP.	62
Figura 6.10: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 1 s/ restrição - RAO da MC.....	63
Figura 6.11: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 1 s/ restrição - RAO do MP.	63
Figura 6.12: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 1 c/ restrição duto - RAO da MC.....	65
Figura 6.13: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 1 c/ restrição duto - RAO do MP.....	65
Figura 6.14: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 1 c/ restrição duto - RAO da MC.....	66
Figura 6.15: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 1 c/ restrição duto - RAO do MP.....	66
Figura 6.16: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 2 s/ restrição - RAO da MC.....	68
Figura 6.17: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 2 s/ restrição - RAO do MP.	68
Figura 6.18: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 2 s/ restrição - RAO da MC.....	69
Figura 6.19: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 2 s/ restrição - RAO da MC.....	69
Figura 6.20: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 2 c/ restrição duto - RAO da MC.....	71
Figura 6.21: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 2 c/ restrição duto - RAO do MP.....	71
Figura 6.22: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 2 c/ restrição duto - RAO da MC.....	72

Figura 6.23: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 2 c/ restrição duto - RAO do MP.	72
Figura 6.24: Imagens do modelo experimental do Caso 1.	74
Figura 6.25: Desenho esquemático da montagem do ensaio experimental do Caso 1.	74
Figura 6.26 Primeira curva decaimento em <i>heave</i> do modelo do Caso 1.	75
Figura 6.27: Segunda curva decaimento em <i>heave</i> do modelo do Caso 1.	76
Figura 6.28 Terceira curva decaimento em <i>heave</i> do modelo do Caso 1.	76
Figura 6.29: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 1 – RAO da Mono-coluna.	78
Figura 6.30: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 1 – RAO do Moonpool.	78
Figura 6.31: Imagens do modelo experimental do Caso 2.	79
Figura 6.32: Primeira curva decaimento em <i>heave</i> do modelo do Caso 2.	80
Figura 6.33: Segunda curva decaimento em <i>heave</i> do modelo do Caso 2.	81
Figura 6.34: Terceira curva decaimento em <i>heave</i> do modelo do Caso 2.	81
Figura 6.35: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – RAO da Mono-coluna.	84
Figura 6.36: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – RAO do Moonpool.	85
Figura 6.37: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – RAO da Mono-coluna.	86
Figura 6.38: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – RAO do Moonpool.	86
Figura 7.1: Malhas utilizadas para o Caso 3.	89
Figura 7.2: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna Caso 3.	90
Figura 7.3: Curvas comparativas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool do Caso 3.	90
Figura 7.4: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 3 s/ restrição - RAO da MC.	93
Figura 7.5: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 3 s/ restrição - RAO do MP.	93
Figura 7.6: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 3 s/ restrição - RAO da MC.	94
Figura 7.7: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 3 s/ restrição - RAO do MP.	94
Figura 7.8: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 3 c/ restrição duto - RAO da MC.	96
Figura 7.9: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 3 c/ restrição duto - RAO do MP.	96
Figura 7.10: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 3 c/ restrição duto - RAO da MC.	97
Figura 7.11: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 3 c/ restrição duto - RAO do MP.	97
Figura 7.12: Imagens do modelo experimental do Caso 3.	99
Figura 7.13: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – Variação do coeficiente c_{33} - RAO da Mono-coluna.	101

Figura 7.14: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – Variação do coeficiente c_{33} – RAO do Moonpool.....	102
Figura 7.15: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – Variação do coeficiente c_{77} - RAO da Mono-coluna.....	103
Figura 7.16: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – Variação do coeficiente c_{77} – RAO do Moonpool.....	104
Figura 7.17: Mono-coluna com restrição tipo chapa posicionada na extremidade inferior do moonpool.....	106
Figura 7.18: Ilustração das linhas de corrente para um painel dipolo.....	108
Figura 7.19: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna - Caso 4.....	109
Figura 7.20: Curvas comparativas de RAO do moonpool - Caso 4.....	109
Figura 7.21: Curvas comparativas de RAO do moonpool para configuração em que a mono-coluna está fixa - Caso 4.....	110
Figura 7.22: Comparação entre as aberturas das restrições tipo chapa.....	110
Figura 7.23: $a_{\zeta}/(A_m * \rho * h)$ versus A_m/A_r - Caso 4.....	111
Figura 7.24: Comparação numérico x experimental para a restrição tipo chapa escolhida. ..	113
Figura 7.25: Curva numérica de RAO do moonpool para a restrição tipo chapa escolhida. .	114
Figura 8.1: Malhas utilizadas para o Caso 3.....	117
Figura 8.2: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna.....	118
Figura 8.3: Curvas comparativas de RAO do moonpool.....	118
Figura 8.4: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 5 e Caso 6 - RAO da Mono-coluna.....	121
Figura 8.5: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 5 - RAO do Moonpool.	121
Figura 8.6: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 5 e Caso 6 - RAO da Mono-coluna.....	123
Figura 8.7: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 5 e Caso 6 - RAO do Moonpool.....	123
Figura 8.8: Modelo em escala reduzida da MonoBR ensaiado no LabOceano.....	126
Figura 8.9: Comparação entre as aberturas das restrições tipo chapa.....	126
Figura 8.10: Da esquerda para direita: em vermelho destaque-se tampa representando a superfície do moonpool; as duas outras imagens são a malha que representa o corpo. .	127
Figura 8.11: $a_{\zeta}/(A_m * \rho * h)$ versus A_m/A_r .	129
Figura 8.12: c_{77}/c_{ref} versus A_m/A_r	130
Figura 10.1: Absorvedor dinâmico de Frahm.....	141
Figura 10.2: Resposta de um absorvedor dinâmico de vibração amortecido.....	143
Figura 10.3: Representação do sistema dinâmico composto pela mono-coluna e o moonpool através de um sistema massa-mola-amortecedor.....	145
Figura 11.1: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta} - A_m/A_r = 1.0$ - RAO da MC.....	152
Figura 11.2: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta} - A_m/A_r = 1.0$ - RAO do MP.....	152

Figura 11.3: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_z - A_m/A_r = 1.0$ - RAO da MC.	153
Figura 11.4: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_z - A_m/A_r = 1.0$ - RAO do MP.	154
Figura 11.5: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_\zeta - A_m/A_r = 2.2$ - RAO da MC.	156
Figura 11.6: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_\zeta - A_m/A_r = 2.2$ - RAO do MP.	156
Figura 11.7: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_z - A_m/A_r = 2.2$ - RAO da MC.	157
Figura 11.8: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_z - A_m/A_r = 2.2$ - RAO do MP.	157
Figura 12.1: Diagrama das configurações utilizadas na primeira fase de ensaio.	159
Figura 12.2: Diagrama da programação completa de ensaio.....	160
Figura 12.3: Sistema de fixação do modelo e o posicionamento das câmeras.	161
Figura 12.4: Configuração da montagem do ensaio.	163

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1: Modelos Utilizados por Fukuda.	10
Tabela 3.2: Representação em tabela da matriz de ensaio realizada por Fukuda.....	11
Tabela 3.3: Configurações ensaiadas por Aalbers.....	16
Tabela 3.4: Combinações de restrições analisadas por KAZUO et al. (2001).	29
Tabela 5.1: Características do caso estudado.	42
Tabela 6.1: Dimensões do Caso 1 e Caso 2.....	53
Tabela 6.2: Cálculo do Coeficiente de Amortecimento para as Curvas de Decaimento do Caso 1.	77
Tabela 6.3: Cálculo do Coeficiente de Amortecimento para as Curvas de Decaimento do Caso 2.	82
Tabela 7.1: Dimensão do Caso 3	88
Tabela 7.2: Restrições tipo chapa analisadas.....	107
Tabela 7.3: Período natural de oscilação vertical da água interna do moonpool para diferentes aberturas de restrição do tipo chapa.	111
Tabela 8.1	116
Tabela 8.2: Dimensões das restrições ensaiadas.	125
Tabela 8.3: Número total de painéis para representação de cada caso ensaiado para apenas um quarto de geometria.	127

LISTA DE SÍMBOLOS

Esta lista relaciona apenas os símbolos utilizados ao longo de toda a dissertação. Símbolos presentes apenas em algumas passagens, não são apresentados nesta seção, mas definidos à medida que forem citados.

ALFABETO ROMANO

a_{33}	Massa adicional para o movimento de <i>heave</i> da mono-coluna obtido pela teoria potencial (kg)
a_{77}, a_{99}	Massa adicional para o movimento vertical da água interna ao moonpool obtido pela teoria potencial (kg)
A_m	Área seccional de linha d'água interna ao moonpool (m^2)
A_r	Área seccional da abertura da restrição do moonpool (m^2)
A_{wl}	Área de linha d'água de um corpo flutuante
b_{33}	Coefficiente de amortecimento potencial da mono-coluna ($N \cdot s/m$)
b_{77}, b_{99}	Coefficiente de amortecimento potencial do moonpool ($N \cdot s/m$)
c_{ij}	Coefficiente de amortecimento representando as forças viscosas linearizadas atuantes no modo i , resultado de um movimento no modo j , utilizado na matriz de amortecimento externa do software WAMIT ($N \cdot s/m$)
B	Boca de um navio (m)
C	Coefficiente de amortecimento genérico
D_m	Diâmetro do moonpool
F^{ext}	Força externa aplicada a um corpo
F_i^H	Componentes de força hidrostática de um corpo
g	Aceleração da gravidade ($m \cdot s^{-2}$)
h	Calado do moonpool e da mono-coluna (m)
h_r	Altura da restrição (espessura) (m)
k	Coefficiente de Restauração
p	Pressão em geral

p_{atm}	Pressão atmosférica
T_{ζ}	Período natural do moonpool (s)
v	Velocidade
V	Volume
$z, \dot{z}, \ddot{z}$	Amplitude, velocidade e aceleração para o movimento vertical da unidade flutuante (<i>heave</i>) (m)

ALFABETO GREGO

α, β, γ	Ângulos em geral
$\varsigma, \dot{\varsigma}, \ddot{\varsigma}$	Amplitude, velocidade e aceleração para o movimento vertical absoluto da água interna ao tanque (m)
$\varsigma_r, \dot{\varsigma}_r, \ddot{\varsigma}_r$	Amplitude, velocidade e aceleração para o movimento vertical relativo da água interna ao moonpool (m)
ρ	Densidade específica da água do mar ($kg \cdot m^{-3}$)
ϕ	Potencial de velocidades
ω	Frequência em geral (rad / s)
ω_{ζ}	Frequência natural própria para o movimento vertical da água interna ao moonpool (rad / s)

OPERADORES

∇	Gradiente
$\nabla \cdot$	Divergente
$\nabla \times$	Rotacional
$\frac{D}{Dt}$	Derivada material
$\frac{\partial}{\partial t}$	Derivada parcial
$\frac{d}{dt}$	Derivada ordinária
dS	Elemento de área

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	1
2. OBJETIVO E MOTIVAÇÃO	4
3. REVISÃO DA LITERATURA.....	5
3.1. REVISÃO.....	5
3.2. CONCLUSÕES.....	30
4. HIDRODINÂMICA EM <i>HEAVE</i> PARA UM CASCO DO TIPO MONO-COLUNA.....	32
4.1. INTRODUÇÃO.....	32
4.2. ANÁLISE DIMENSIONAL DO PROBLEMA	34
5. ESTUDOS PRELIMINARES – UTILIZAÇÃO DO SOFTWARE NUMÉRICO WAMIT	37
5.1. INTRODUÇÃO.....	37
5.2. COMPARAÇÃO ENTRE A MONO-COLUNA COM MOONPOOL ABERTO E A MONO-COLUNA COM MOONPOOL FECHADO EM SUA EXTREMIDADE INFERIOR	40
6. APLICAÇÃO DOS ESTUDOS PRELIMINARES NO PROJETO MONOBR - UTILIZAÇÃO DA ROTINA DEFMOD	48
6.1. INTRODUÇÃO.....	48
6.2. UTILIZAÇÃO DA SUBROTINA DEFMOD.....	49
6.3. DEFINIÇÃO DO TERMO MASSA ADICIONAL DO MOONPOOL.....	50
6.4. APLICAÇÃO DOS ESTUDOS PRELIMINARES.....	51
6.4.1. <i>Análise Numérica – Caso 1 e Caso 2</i>	51
Obtenção das Curvas RAO	51
Análise de Sensibilidade dos Coeficientes de Amortecimento C_{77} e C_{33}	60
Introdução	60
Caso 1, sem restrição no moonpool	61
Caso 1, com restrição tipo duto no moonpool.....	64
Caso 2, sem restrição no moonpool	67
Caso 2, com restrição tipo duto no moonpool.....	70
6.4.2. <i>Análise Experimental – Caso 1 e Caso 2</i>	73
Caso 1- Introdução	73
Caso 1- Resultados.....	75
Caso 2- Introdução	79
Caso 2 - Resultados.....	80
7. MUDANÇA NA GEOMETRIA DA MONO-COLUNA – PRIMEIROS ESTUDOS COM A RESTRICÇÃO TIPO CHAPA	87
7.1. PRIMEIRAS ANÁLISES	87
7.1.1. <i>Introdução</i>	87
7.1.2. <i>Análises Numéricas</i>	87
Comparação entre o Caso 1, Caso 2 e Caso 3 - Influência dos adimensionais A_m/A_r , h_r/D_m e V_m/V_c	91
Introdução	92
Caso 3, sem restrição no moonpool	92
Caso 3, com restrição tipo duto no moonpool.....	95
7.1.3. <i>Análises Experimentais - Caso 3</i>	98
Introdução	98
Resultados.....	99
7.2. PRIMEIROS ESTUDOS DA RESTRICÇÃO TIPO CHAPA	105
7.2.1. <i>Análises Numéricas</i>	105
Introdução	105
Utilização de Painéis Dipolo.....	107
Resultados.....	108

7.2.2.	<i>Análise Experimental</i>	112
	Introdução.....	112
	Resultados.....	113
8.	ESTUDO DE UMA NOVA GEOMETRIA - COMPROVAÇÃO EXPERIMENTAL	115
8.1.	INTRODUÇÃO.....	115
8.2.	ANÁLISE NUMÉRICA	117
8.3.	ANÁLISE EXPERIMENTAL	119
8.3.1.	<i>Introdução</i>	119
8.3.2.	<i>Resultados – Comparação das Curvas do Caso 5 e Caso 6</i>	120
8.3.3.	<i>Resultados – Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 5</i>	122
8.4.	ESTUDO EXPERIMENTAL DA RESTRIÇÃO TIPO CHAPA.....	125
8.4.1.	<i>Introdução</i>	125
8.4.2.	<i>Resultados – Mono-coluna Fixa</i>	128
8.4.3.	<i>Resultados – Mono-coluna Oscilando Livrementemente</i>	130
	Introdução.....	130
	Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77}	131
	Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33}	132
9.	APLICAÇÃO DA EQUAÇÃO DE LAGRANGE PARA DESCREVER A DINÂMICA DO MOONPOOL.....	133
9.1.	INTRODUÇÃO.....	133
9.2.	APLICAÇÃO	134
10.	OBTENÇÃO DE UM MODELO MECÂNICO MASSA-MOLA-AMORTECEDOR PARA O SISTEMA ACOPLADO MONO-COLUNA & MOONPOOL.....	140
10.1.	INTRODUÇÃO.....	140
10.2.	ABSORVEDOR DINÂMICO DE VIBRAÇÃO NÃO AMORTECIDO	141
10.3.	ABSORVEDOR DINÂMICO DE VIBRAÇÃO AMORTECIDO	143
10.4.	REPRESENTAÇÃO DO MOONPOOL ACOPLADO À MONO-COLUNA ATRAVÉS DE UM SISTEMA DE DOIS CORPOS MASSA-MOLA-AMORTECEDOR.....	144
11.	UTILIZAÇÃO DA ANÁLISE DO WAMIT, CONSIDERANDO A INTERAÇÃO DE DOIS CORPOS	148
11.1.	INTRODUÇÃO.....	148
11.2.	APLICAÇÃO DO MÉTODO	150
11.2.1.	<i>Relação de Área $A_m/A_r = 1.0$</i>	151
	Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\infty}$	151
	Análise de sensibilidade do coeficiente c_z	153
11.2.2.	<i>Relação de Área $A_m/A_r = 2.2$</i>	155
	Introdução.....	155
	Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\infty}$	155
	Análise de sensibilidade do coeficiente c_z	157
12.	ENSAIO EXPERIMENTAL COM UMA MONO-COLUNA SEM APÊNDICES	158
12.1.	INTRODUÇÃO.....	158
12.2.	DESCRIÇÃO DOS ENSAIOS	158
12.3.	ENSAIOS EXPERIMENTAIS COM CORPO FIXO - DECAIMENTO.....	164
12.3.1.	<i>Formulação Analítica Utilizada e Resultados</i>	164
12.3.2.	<i>Resultados obtidos</i>	167
13.	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....	169
13.1.	CONCLUSÕES.....	169
13.2.	CONSIDERAÇÕES FINAIS	174
13.3.	TRABALHOS FUTUROS	174

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	175
APÊNDICE A: TEORIA LINEAR DE ONDAS	178
APÊNDICE B: DESENVOLVIMENTO TEÓRICO PARA UM CORPO FLUTUANTE.....	187
APÊNDICE C: ANÁLISE DE SENSIBILIDADE UTILIZANDO A ROTINA DEFMOD.....	199
APÊNDICE D: MODELO EM ESCALA REDUZIDA DE UMA MONO-COLUNA SEM APÊNDICES DOTADO DE UM MOONPOOL CENTRAL.....	212
APÊNDICE E: CURVAS CORRESPONDENTES À ANÁLISE DO DECAIMENTO DO MOONPOOL PARA O CORPO FIXO	215

1. INTRODUÇÃO

Com as atuais necessidades de exploração e produção, novas alternativas para produção de petróleo *offshore* vêm sendo discutidas. Hoje, são utilizados navios convertidos do tipo FPSO (*Floating, Production, Storage and Offloading*), Semi-submersíveis (sistema flutuante compostos por colunas e *pontoons* submersos), TLPs (*Tension Leg Platforms*) e *Spars* (unidades com grande calado).

O limite em torno dos 1800 metros para a utilização dos *risers* flexíveis inviabiliza a utilização destes *risers* para lâminas d'água de maior profundidade. Uma solução é a utilização de *risers* rígidos, mais conhecidos com SCRs (*Steel Catenary Risers*). Estes necessitam estar conectados a sistemas flutuantes que possuam pequenas oscilações em resposta às condições ambientais incidentes.

O presente trabalho tem como objetivo estudar o acoplamento dinâmico entre um sistema flutuante do tipo mono-coluna e a água interna a um *moonpool*¹ central circular. Trabalhos iniciais realizados por AALBERS, A. B. (1984), MATSUURA, M. et al. (1995), NISHIMOTO, K. et al. (2001), e TORRES, F. et al. (2004) demonstram que com a variação da geometria interna ao moonpool é possível alterar o comportamento dinâmico da unidade flutuante em *heave*.

Plataforma do tipo mono-coluna é a definição para um corpo flutuante formado por apenas uma coluna, semelhante a uma plataforma do tipo *Spar*, mas com pequeno calado, na ordem de 30 a 50 metros. A dimensão de sua seção no plano horizontal pode variar ao longo de sua altura. Esta seção pode assumir qualquer geometria. Nesta dissertação, a plataforma do tipo mono-coluna será apresentada com seção de geometria redonda e também quadrada.

O moonpool é usualmente conhecido como um furo existente em embarcações de perfuração de poços ou embarcações de mergulho, aberto em sua extremidade superior, e com sua extremidade inferior aberta para o meio fluido. Por este furo, é possível passar ferramentas de perfuração, mergulhadores ou qualquer outro tipo de objeto presente neste tipo de embarcações. O interior do moonpool é preenchido pela água do meio em que se encontra a embarcação.

¹ Na falta de um termo consolidado na língua portuguesa para substituir a palavra moonpool, esta palavra será utilizada ao longo da dissertação e escrita não em itálico, mas na forma regular.

Neste trabalho, a água interna ao moonpool, posicionado no eixo de simetria vertical de uma plataforma do tipo mono-coluna, é vista como um segundo corpo. A forma com que seu movimento vertical de oscilação interfere na dinâmica em *heave* da mono-coluna é estudado.

Um exemplo de plataforma do tipo mono-coluna com moonpool interno central é ilustrado na Figura 1.1 (ilustração cedida pela Petrobras).

Mono-coluna de seção circular

Mono-coluna de seção quadrada

Figura 1.1: Exemplos de plataformas do tipo mono-coluna.

O foco deste trabalho está na comparação dos resultados numéricos, obtidos com o software WAMIT, com resultados experimentais, demonstrando similaridades entre o sistema formado pelo corpo flutuante e a água interna ao moonpool e um sistema dinâmico de dois corpos. Verificou-se primeiramente uma grande discrepância entre os resultados numéricos e os resultados experimentais. Verificou-se também a significativa dependência do comportamento do sistema em relação aos efeitos viscosos presentes no escoamento, tanto de entrada, como de saída da água interna ao moonpool. Para representação destes efeitos, utilizou-se de dois artifícios do software numérico. O primeiro sendo a introdução de um conjunto de painéis representando a superfície livre do moonpool. O segundo sendo a introdução de coeficientes de amortecimento associados a este conjunto de painéis, representando de forma linearizada os efeitos viscosos presentes no escoamento da água interna ao moonpool, e um outro coeficiente representando de forma linearizada os efeitos viscosos originados pela interação entre o domínio fluido e o corpo. Através das análises de sensibilidade desses coeficientes, foram obtidas curvas de respostas numéricas muito próximas das obtidas experimentalmente. A partir das primeiras observações e comparações,

foi possível identificar pontos importantes do problema e compreender melhor a dinâmica do sistema, verificando-se a importância de desenvolver um modelo matemático para dar maior compreensão ao problema. Este modelo mecânico tem como fidelidade representar o problema de maneira similar ao sistema de equações do WAMIT, de forma que possa ser identificada qual a forma correta de utilização da matriz de coeficiente de amortecimento introduzida nos arquivos de entrada desse software.

Através da analogia do problema observado e um sistema de dois corpos, e o desenvolvimento de um sistema de equações linearizado obtido pela aplicação da Equação de Lagrange para um sistema mecânico com massa dependente da posição, é apresentado um modelo mecânico massa-mola-amortecedor. Com este modelo foi possível reduzir o problema de obtenção dos coeficientes da matriz de amortecimento do software WAMIT à identificação de apenas dois coeficientes de amortecimento, tornando possível a calibração do software numérico a partir dos resultados experimentais.

Como fechamento do trabalho é proposta uma matriz de ensaio onde se procura obter o comportamento do sistema em função dos adimensionais identificados para o problema.

Os primeiros capítulos desta dissertação relatam o desenvolvimento de pesquisa realizado no período do projeto MonoBR. O objetivo da linha de apresentação deste trabalho é procurar apresentar a real seqüência de estudos realizados, ou seja, a compreensão do tema abordado, conclusões obtidas ao longo da pesquisa, e aplicação destas nas etapas que se seguiram. Utilizou-se do software numérico WAMIT como ferramenta principal para obtenção das curvas de comportamento dinâmico do sistema. Este foi desenvolvido com o objetivo de avaliar a interação entre ondas de superfícies e estruturas *offshore*, utilizando-se a Teoria Potencial (NEWMAN, 1977) e análise no domínio da frequência. Este software não considera os efeitos viscosos presente no escoamento. Efeitos estes que se mostraram de extrema importância ao longo do estudo, e que foram representados da forma descrita anteriormente.

2. OBJETIVO E MOTIVAÇÃO

O objetivo deste trabalho é estudar o acoplamento dinâmico em *heave* entre um sistema flutuante do tipo mono-coluna e a água interna ao um moonpool circular posicionado no eixo de simetria vertical da mono-coluna.

Estudos anteriores apontam que, com a variação da geometria interna do moonpool, o movimento vertical da água em seu interior é afetado, obtendo-se menores amplitudes de movimento. Com a variação do movimento vertical da água, é possível alterar o comportamento dinâmico da unidade flutuante em *heave*.

O foco deste trabalho está na comparação dos resultados numéricos com resultados experimentais, demonstrando similaridades entre o sistema formado pelo corpo flutuante e a água interna ao moonpool e um sistema dinâmico de dois corpos. A partir das primeiras observações e comparações, foi possível identificar pontos importantes do problema e compreender melhor a dinâmica do sistema. Através da analogia do problema observado e um sistema de dois corpos, e o desenvolvimento de um sistema de equações linearizado obtido pela aplicação da Equação de Lagrange para um sistema mecânico com massa dependente da posição, é apresentado um modelo mecânico massa-mola-amortecedor.

Por fim, é proposta uma grande matriz de ensaio, dividida em duas fases, onde se procura obter o comportamento do sistema em função dos adimensionais identificados. A primeira fase é realizada, e os primeiros resultados já analisados são expostos.

3. REVISÃO DA LITERATURA

3.1. REVISÃO

TASAKA et al. (1965)

Tasaka estuda a eficiência de tanques anti-*pitching*. Seu propósito é defasar o movimento vertical da água interna aos tanques em 90 graus em relação ao movimento de *pitch* da embarcação, esperando obter aumento do amortecimento para o movimento de *pitch* do sistema. As saídas dos tanques são posicionadas lateralmente. Embora seu estudo tenha sido feito para redução do movimento de *pitch*, o mesmo pode ser aplicado para o movimento de *heave* de uma plataforma. Tasaka conclui que, quanto maior a área de linha d'água do tanque e mais próximo à linha d'água é o posicionamento de suas saídas, mais efetivo é o tanque. A Figura 3.1 extraída do *paper* de Tasaka ilustra seu tanque anti-*pitching*.

Figura 3.1: Tanque de Tasaka.

Os termos ξ e z são obtidos em relação ao referencial suposto inercial, a terra. Os valores são medidos em relação à posição inicial da superfície livre externa ao tanque. O termo ξ representa o movimento vertical absoluto da superfície livre da água interna ao tanque, e o termo z representa o movimento vertical absoluto do tanque. Na ilustração apresentada, Tasaka muda a posição da linha d'água externa ao tanque de forma a simplificar

o trabalho ilustrativo, mas isso pode prejudicar o entendimento do leitor. É comum na engenharia naval redesenhar a superfície livre em outra posição, ao invés de mudar a posição do corpo.

A seguir, segue a dedução da formulação analítica de acoplamento entre o movimento da água interna ao moonpool e o corpo principal. As pressões externas e internas ao tanque são dadas respectivamente pelas equações (3.1) e (3.2).

$$P_{ext} = \rho \cdot g \cdot (h_0 - z) = \rho \cdot g \cdot h_0 - \rho \cdot g \cdot z \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} P_{int} &= \rho \cdot (h_0 + \xi) \cdot (g + \ddot{z} + \ddot{\xi}) \\ &= \rho \cdot g \cdot h_0 + \rho \cdot g \cdot \xi + \rho \cdot h_0 \cdot \ddot{z} + \rho \cdot h_0 \cdot \ddot{\xi} + \rho \cdot \xi \cdot (\ddot{z} + \ddot{\xi}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Onde: h_0 é a distância vertical em relação à linha da água das saídas laterais do tanque na condição estática inicial.

Desprezando-se os termos de ordem superior, obtém-se o valor de ΔP :

$$\Delta P = -\{\rho \cdot g \cdot (z + \xi) + \rho \cdot h_0 \cdot \ddot{z} + \rho \cdot h_0 \cdot \ddot{\xi}\} \quad (3.3)$$

Pela Equação de Torricelli, obtém-se a velocidade do fluido ao atravessar o furo.

$$v^2 = \frac{2 \cdot |\Delta P|}{\rho} = 2 \cdot |g \cdot (Z + \xi) + h_0 \cdot \ddot{z} + h_0 \cdot \ddot{\xi}| \quad (3.4)$$

Pela Equação da Continuidade, obtém-se que $v = \frac{A_m}{A_r} \cdot \dot{\xi}$ (3.5), logo:

$$h_0 \cdot \ddot{\xi} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{A_m}{A_r} \right)^2 \cdot |\dot{\xi}| \cdot \dot{\xi} + g \cdot \xi = -(g \cdot z + h_0 \cdot \ddot{z}) \quad (3.6)$$

Para $z = \bar{z} \cdot e^{i\omega t}$, sendo ω a frequência de oscilação do corpo, a equação (3.6) fica:

$$h_0 \cdot \ddot{\xi} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{A_m}{A_r} \right)^2 \cdot |\dot{\xi}| \cdot \dot{\xi} + g \cdot \xi = (h_0 \cdot \omega^2 - g) \cdot \bar{z} \cdot e^{i\omega t} \quad (3.7)$$

Pela equação (3.7), Tasaka conclui que, quando $\omega_0 = \sqrt{g/h_0}$ (3.8), a força de excitação imposta à água interna ao tanque é zero, para qualquer que seja a amplitude de movimento $\bar{z}$ [isto só é verdade depois que o comportamento dado pela solução homogênea da equação (3.7), ou seja, o transiente inicial, já foi absorvido pelo amortecimento do sistema]. Nesta frequência, a água do interior do tanque não se movimenta. Esta frequência foi denominada por Tasaka como *Zero Response Frequency*. Logo, se a frequência natural de *pitching* for igual à ω_0 , o tanque não funciona. Assim, ele conclui que é necessário estabelecer ω_0 distante da frequência própria de *pitching*. Uma das soluções para isto é reduzir o quanto for possível h_0 .

Tasaka também observa que, para este tipo de saída lateral do tanque, a frequência natural de oscilação em *heave* da água interna ao tanque é igual à ω_0 [desde que z seja igual à zero]. Como, neste caso, a defasagem entre os movimentos é de 90° , obtém-se condições mais favoráveis à atenuação do movimento de *pitching*, sendo extremamente inconveniente que a frequência própria de oscilação vertical da água do tanque coincida com a de *Zero Response Frequency*.

Tasaka também observa que a atenuação relativa ao movimento da água se define pela relação entre a área da superfície livre do tanque A_m e a área do furo a^2 . Quanto maior for esta relação, maior será a atenuação, e o movimento de oscilação vertical da água diminuirá. Assumindo $\xi = \bar{\xi} \cdot e^{i(\omega \cdot t + \varepsilon)}$ e $\pm (A/a)^2 \cdot \dot{\xi}^2 = (A/a)^2 \cdot \bar{\xi}_o \cdot \dot{\xi} \cdot \omega$, sendo ξ_o chamado por

² Tasaka utiliza o termo a para representar a área seccional do furo. Nesta dissertação, o termo utilizado é A_r .

Tasaka de amplitude prevista, a equação (3.7) é linearizada e seus resultados são apresentados na Figura 3.2 e a Figura 3.3.

Figura 3.2: Efeito da Relação A_m/A_r .

Figura 3.3: Efeito de h_0 .

Como solução para que a frequência própria de oscilação vertical da água do tanque não coincida com a *Zero Response Frequency*, Tasaka propõe a forma de cunha para o tanque e ainda a colocação de um duto (ver Figura 3.4), obtendo-se a seguinte expressão:

$$\int_0^l \left(\frac{A_m}{A_l} \right) dl \cdot \ddot{\zeta} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{A_m}{A_r} \right)^2 \cdot |\dot{\zeta}| \cdot \dot{\zeta} + g \cdot \zeta = (h_0 \cdot \omega^2 - g) \cdot \bar{Z} \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (3.9)$$

Onde o termo $h_0' = \int_0^l \left(\frac{A_m}{A_l} \right) dl$ (3.10) é denominado comprimento hidráulico, e seu tamanho aumenta à medida que diminuir o corte hidráulico A_l ³ e aumentar o comprimento l do fluxo de água. Logo, a frequência própria do movimento vertical $\left(\omega_\zeta = \sqrt{\frac{g}{h_0'}} \right)$ (3.11) da água do tanque diminui em relação ao ω_0 , que é invariante. Pode-se então igualar a frequência própria do tanque à de *pitching* da embarcação, melhorando o efeito do tanque.

³ Área da seção interna do duto ao longo de seu comprimento.

Figura 3.4: Tanque em cunha com duto.

FUKUDA, K. (1977)

Fukuda estuda experimentalmente o efeito de tanques verticais (moonpools), que atravessam embarcações de perfuração ou de mergulho desde seu fundo até o convés, com o propósito de levantar e baixar equipamentos. Seu estudo é focado na influência do moonpool na resistência e movimento do casco. Os experimentos foram realizados considerando duas situações:

(i) Medição da variação da superfície de água observada no interior da perfuração, mantendo-se o casco fixo numa corrente homogênea.

(ii) Medição da variação da superfície de água observada no interior da abertura, movimento do casco e resistência do casco (mantendo-se, entretanto, preso à guinada (yawing)), mantendo-se o casco em estado livre rebocando-o por um ponto numa corrente homogênea.

A medição de (i) foi feita com o objetivo de pesquisar o comportamento do fluido no interior da abertura quando existe o fluxo externo e, em (ii), para estudar a formação acoplada (ligação) entre o casco e o fluido do interior da abertura e a influência sobre o movimento do casco. Os modelos utilizados para os ensaios são apresentados na Figura 3.5. Os formatos de abertura estudados foram circular e retangular. Como mostram a Figura 3.6 e a Tabela 3.2, as medições foram feitas variando: no caso da abertura retangular, o comprimento l , a largura b e o calado d ; e, no caso da abertura circular, o raio R e o calado d . O calado máximo

ensaiado foi de 0.15m. A relação máxima entre a área do moonpool e a área de linha d'água do corpo ensaiada foi de 6.6%. Não é citada no *paper* a escala utilizada nos ensaios experimentais realizados. L_{pp} é o comprimento entre as perpendiculares de vante e popa do casco.

Figura 3.5: Modelos utilizados por Fukuda.

Tabela 3.1: Modelos Utilizados por Fukuda.

	L_{pp}	X	B	L_{pp}/X	L_{pp}/B
A	2.00	1.000	0.327	2.00	6.12
B	2.50	0.665	0.400	3.76	6.25
C	1.50	0.771	0.267	1.95	5.62
D	4.00	2.057	0.712	1.94	5.62

Figura 3.6: Representação gráfica da matriz de ensaio realizada por Fukuda.

Tabela 3.2: Representação em tabela da matriz de ensaio realizada por Fukuda.

Moonpools Retangulares				
d	l/d	b/d	l	b
0.10	0.6	2.4	0.06	0.24
	1.2	2.4	0.12	0.24
	1.8	2.4	0.18	0.24
0.12	1.00	2.00	0.12	0.24
	1.00	1.33	0.12	0.16
	1.00	1.00	0.12	0.12
	1.00	0.50	0.12	0.06
	0.63	2.00	0.08	0.24
0.15	0.4	1.6	0.06	0.24
	0.8	1.6	0.12	0.24
	1.2	1.6	0.18	0.24

Moonpools Circulares		
d	2*R	R/d
0.0650	0.093	0.715
0.0930	0.093	0.500
0.1200	0.113	0.471

Para esta dissertação, o resultado que é de real interesse é a curva de massa virtual, como é chamada por Fukuda, relativa ao movimento vertical do fluido contido no moonpool, obtida na ressonância, através do ensaio de decaimento da água interna ao moonpool. Para esta medição, foi instalada uma tampa móvel no fundo da embarcação, retirando o fluido do interior da perfuração com a bomba de vácuo e, posteriormente, removendo rapidamente a tampa instalada.

No eixo horizontal da Figura 3.7, foi considerada a raiz quadrada da superfície S (área de linha d'água interna ao moonpool) tornada adimensional pelo calado d e, no eixo vertical, o comprimento d'' correspondente à massa virtual indicada pela fórmula a seguir, tornado adimensional pelo calado d .

$$d' = \frac{m'}{\rho \cdot S} = \frac{g}{\omega_n^2} \quad (3.12)$$

Figura 3.7: Curva de massa virtual obtida para o moonpool.

Apesar dos outros resultados de Fukuda não interessarem para o presente trabalho, em resumo, Fukuda conclui, através de experimentos nas situações (i) e (ii), que o movimento da água interna ao tanque depende da velocidade do fluxo da água no exterior e do formato da abertura do tanque. O movimento da água amplifica o arrasto do modelo utilizado nos experimentos. Ele conclui que, para diminuir a amplitude de movimento da água interna ao tanque, basta adicionar algumas placas presas à parede vertical deste, logo abaixo da superfície livre da água.

AALBERS, A. B. (1984)

Aalbers desenvolve um dos mais completos trabalhos já publicados sobre moonpools em embarcações. Seu estudo tem o mesmo escopo apresentado por FUKUDA, K. (1977): investigar o comportamento de água interna aos tanques verticais em navios, e buscar métodos para redução dos movimentos de oscilação da água.

Aalbers acredita que existe uma semelhança entre o movimento de água interna ao moonpool acoplado ao movimento de um navio e um sistema massa-mola. Logo, para uma determinada frequência, ocorrem grandes amplificações no movimento da água. Estas grandes amplificações existem devido à falta de amortecimento atuante no fluxo de água, já que geralmente as paredes dos moonpools são lisas. Nestas amplificações estão as causas dos problemas existentes durante as operações executadas nestes furos. Como exemplo, pode-se citar a ocorrência de *slamming* nos sinos de mergulho.

Em seus estudos, Aalbers desenvolve um modelo matemático e realiza inúmeros experimentos. Para obtenção da equação do movimento relativo da água interna ao moonpool, ele utiliza a teoria do potencial de ondas e a segunda Lei de Newton, descartando os efeitos não lineares. Para que seu modelo represente satisfatoriamente a física do problema, ele incorpora uma parcela de amortecimento não linear, e uma componente de massa variável, dependente da posição do nível da superfície livre da água interna ao tanque. Aalbers assume que o centro de coordenadas do sistema coincide com o centro de gravidade do sistema, posicionado no eixo vertical de simetria do corpo, e o termo de acoplamento de *pitch* e *roll* nos movimentos verticais.

Aalbers utiliza a lei de conservação do momento linear médio de um sistema. Esta enuncia que a taxa de variação da quantidade de movimento média de um sistema em um volume de controle deve ser igual à resultante de forças externas atuantes no sistema. Para o caso do moonpool fixo, aplicando o teorema de Gauss, ele obtém:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \rho \cdot v_i \cdot dV + \iint_{d\Omega} \rho \cdot v_i \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS = \iiint_{d\Omega} \rho \cdot f_i \cdot dV + \iint_{d\Omega} \tau_{ij} \cdot n_j \cdot dS \quad (3.13)$$

Onde: $\vec{v} \cdot \vec{n}$ é o produto escalar entre o vetor velocidade $\vec{v}$ e o vetor normal à superfície $\vec{n}$.

τ_{ij} é o tensor de tensões (ver NEWMAN, J. N., 1977).

Como f_i é a força da gravidade atuando em cada elemento de volume i , a equação (3.13) resulta em:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \cdot A_m \cdot (h + \zeta) \cdot \frac{d\zeta}{dt} \right] + \rho \cdot A_m \cdot \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 = -\rho \cdot A_m \cdot g \cdot (h + \zeta) + \iint_{d\Omega} \tau_{ij} \cdot n_j \cdot dS \quad (3.14)$$

Nas paredes paralelas do moonpool, a resultante de força é zero. Na superfície superior, obtém-se:

$$\iint_{\text{sup. sup.}} \tau_{ij} \cdot n_j \cdot dS = A_m \cdot p_{atm} \quad (3.15)$$

Aplicando-se a lei de Bernoulli na superfície inferior do tanque, obtém-se:

$$p + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot (\nabla \phi)^2 + \rho \cdot g \cdot z_3 + \rho \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t} + p_{atm} = 0$$

$$\iint_{\text{sup. sup.}} p_{ij} \cdot n_j \cdot dS = -\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A_m \cdot \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 + \rho \cdot A_m \cdot g \cdot h - p_{atm} \cdot A_m - \iint_{\text{sup. inf.}} \rho \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t} \cdot n \cdot dS \quad (3.16)$$

Substituindo (3.15) e (3.16) em (3.14), obtém-se:

$$\rho \cdot A_m \cdot (h + \zeta) \cdot \frac{d^2 \zeta}{dt^2} + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A_m \cdot \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 + \rho \cdot A_m \cdot g \cdot \zeta = -\rho \iint_{\text{sup. inf.}} \frac{\partial \phi}{\partial t} \cdot n \cdot dS \quad (3.17)$$

Para Aalbers, utilizando-se da teoria linear potencial, o termo do lado direito da expressão (3.17), resultado das forças hidrodinâmicas, pode ser escrito como:

$$-\rho \iint_{\text{sup. inf.}} \frac{\partial \phi}{\partial t} \cdot n \cdot dS = -a_\zeta \cdot \frac{d^2 \zeta}{dt^2} - b_\zeta \cdot \frac{d\zeta}{dt} \quad (3.18)$$

Considerando o efeito da viscosidade, Aalbers introduz um termo não linear na equação devido ao amortecimento originado pelo atrito entre as paredes do corpo e o fluido, e principalmente pelos vórtices gerados na entrada e saída do fluido na região inferior do moonpool. Este termo é representado por $b_{2\zeta} \cdot \dot{\zeta} \cdot |\dot{\zeta}|$ (3.19). Aalbers utilizando o modelo de matemático apresentado por VAN OORTMERSEN (1979) que descreve o acoplamento de dois corpos flutuantes em ondas, obtém as equações finais de acoplamento entre o moonpool e o corpo:

$$\begin{aligned} & \left\{ \rho \cdot A_m \cdot (h + \zeta_r) + a_\zeta \right\} \cdot \ddot{\zeta}_r + b_\zeta \cdot \dot{\zeta}_r + b_{2\zeta} \cdot \dot{\zeta}_r \cdot |\dot{\zeta}_r| + \rho \cdot g \cdot A_m \cdot \zeta_r + \\ & + \left\{ a_{\zeta\zeta} + \rho \cdot A_m \cdot (h + \zeta_r) + a_\zeta \right\} \cdot \ddot{z} + (b_{\zeta\zeta} + b_\zeta) \cdot \dot{z} + \rho \cdot g \cdot A_m \cdot z = F_{w\zeta} \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$(M + a_z) \cdot \ddot{z} + b_z \cdot \dot{z} + k_z \cdot z + a_{z\zeta} \cdot (\ddot{z} + \ddot{\zeta}) + b_{z\zeta} \cdot (\dot{z} + \dot{\zeta}) = F_{wz} \quad (3.21)$$

Na equação (3.20), a primeira linha representa os aspectos hidrodinâmicos do moonpool, relacionados ao movimento relativo ζ_r . A segunda linha descreve a interação do movimento da água interna ao moonpool com o movimento do navio.

Aalbers simula em seus experimentos uma seção de um navio, utilizando-se de modelos em forma de cubo, com dimensões 1.0m x 1.0m e 0.5m x 0.5m, e com calado de 0.2m, 0.3m e 0.4m. No centro desses cubos, localiza-se uma abertura circular com diâmetro de 0.2m ou 0.3m, e 0.1m respectivamente. Para os maiores modelos, a escala considera é de 1:10 em relação aos moonpools utilizados em embarcações. Na Tabela 3.3, são apresentadas as configurações ensaiadas. No centro dessas aberturas, colocou-se um *wave-probe* para a medição do movimento relativo da água interna ao moonpool. Com esses modelos, Aalbers realiza quatro tipos de ensaio: decaimento da água interna ao moonpool com modelo fixo; oscilação forçada do modelo; ensaio em ondas regulares e irregulares.

Tabela 3.3: Configurações ensaiadas por Aalbers.

Corpo		Moonpool		A_m/A_c
L_c (m)	A_c (m ²)	D_m (m)	A_m (m ²)	
1.0	1.0	0.2	0.031	0.031
		0.3	0.071	0.071
0.5	0.25	0.1	0.008	0.031

Para o ensaio de decaimento da água interna ao moonpool, com o corpo fixo, segue a expressão analítica utilizada obtida de (3.20):

$$\{\rho \cdot A_m \cdot (h + \zeta_r) + a_\zeta\} \cdot \ddot{\zeta}_r + b_\zeta \cdot \dot{\zeta}_r + b_{2\zeta} \cdot \dot{\zeta}_r \cdot |\dot{\zeta}_r| + \rho \cdot g \cdot A_m \cdot \zeta_r = 0 \quad (3.22)$$

Ajustando as curvas de decaimento de seu modelo analítico com os resultados extraídos dos ensaios de decaimento, Aalbers obteve os valores para a_ζ , b_ζ e $b_{2\zeta}$. Ele conclui que as primeiras oscilações da curva de decaimento dependem basicamente do valor de $b_{2\zeta}$, e as oscilações seguintes do valor de b_ζ , o qual é obtido com menos acurácia. Através da frequência de decaimento é obtido o parâmetro a_ζ . Por estes ensaios, ele verifica a influência do diâmetro do moonpool nos valores destes coeficientes. Para os valores de a_ζ , $b_\zeta \cdot R_m^{1/2}$ e $b_{2\zeta} \cdot R_m$, a dependência é linear em relação à R_m^3 . Logo, Aalbers conclui que é correto extrapolar estes resultados de acordo com a escala de Froude, que corresponde à R_m^3 .

Ele chama atenção para o possível efeito de escala presente nos valores de $b_{2\zeta}$ para o tanque com diâmetro de 0,1m. Segundo observado por KNOTT e FLOWER (1980), a magnitude do diâmetro dos núcleos dos vórtices formados na abertura do tubo, no momento de entrada e saída de água, é da mesma ordem do diâmetro desta abertura. Assim, é esperado por Aalbers que exista interferência entre os vórtices gerados nos lados opostos da abertura do moonpool com diâmetros de 0.1m e 0.2m impedindo o pleno desenvolvimento desses vórtices. Neste caso, para esses diâmetros menores, o amortecimento resultante é baixo.

No caso do moonpool com diâmetro de 0.3m, onde supostamente não ocorre essa interferência entre os núcleos, os vórtices serão capazes de se formar até chegar a uma intensidade máxima, obtendo-se assim o maior amortecimento possível.

Nos ensaios de oscilação forçada, o termo $F_{w\zeta}$ deve ser considerado zero na equação (3.20). Aalbers verifica o efeito da não linearidade em períodos próximos à ressonância do moonpool. Na medida em que a amplitude de oscilação em *heave* aumenta, o amortecimento devido ao termo quadrático (originado pelo descolamento de vórtices na região de entrada no moonpool) amplifica-se, obtendo-se uma redução no movimento relativo da água interna ao tanque. Aalbers também observa o efeito do aumento do diâmetro do moonpool, obtendo uma curva de resposta na região da ressonância reduzida para o maior diâmetro, isto é, de 0,3m. Assim, conclui que o diâmetro núcleos dos vórtices formado na entrada inferior do moonpool é proporcional ao diâmetro desta entrada. Quanto maior for o diâmetro do moonpool, maior será o coeficiente de amortecimento quadrático.

Aalbers avalia também em seus experimentos qual seria a eficiência de placas finas para a geração de amortecimento no movimento vertical de água interna ao tanque. Estas placas possuem a forma de arruela (espessura igual a 5% do diâmetro do moonpool), paralelas ao plano de linha d'água, presas à parede do furo em duas posições em relação à quilha do modelo: distâncias equivalentes à 10% e 50% do diâmetro do tanque. Pelos seus experimentos com moonpool de diâmetro 0.2m e 0.3m ele conclui que a placa colocada próxima à entrada (10%) não altera significativamente o valor de $b_{2\zeta}$, pois este já é um ponto de formação de turbilhões. O mesmo não ocorre para o moonpool com diâmetro de 0.1m, onde se obtém um aumento de 130% no termo quadrático. Já para a placa posicionada a 50%, ocorre um aumento de até 30% no valor de b_2 para o moonpool com diâmetro de 0,3m.

DAY, A. H. (1990)

Day com o mesmo objetivo de AALBERS, A. B. (1984), ou seja, para facilitar a operação em embarcações de mergulho, publica um trabalho sobre variação geométrica do moonpool para minimizar a amplitude de movimento da água interna a este. Day cita outros autores para descrever o comportamento do moonpool como um sistema mecânico dotado de uma frequência de ressonância. Ele sugere duas estratégias possíveis de serem adotadas: mudança na geometria do moonpool para aumento do amortecimento e, conseqüentemente, redução das oscilações da água interna a este; mudança na geometria buscando deslocar o

pico de ressonância do movimento vertical da água interna ao moonpool para regiões de frequências fora da predominância de existência de ondas.

Através de uma modelagem numérica potencial bidimensional, Day estuda três tipos de modificação na geometria do moonpool: (a) introdução de uma placa fina (restrição tipo chapa) a uma altura “ h_{rq} ” em relação à linha da quilha; (b) introdução de uma expansão no diâmetro do moonpool em sua abertura inferior, com uma altura “ h_e ”; (c) introdução na abertura inferior do moonpool de uma restrição com espessura (altura da restrição) “ h_r ”, também chamada de restrição tipo duto.

Day mede a eficiência dos dispositivos através do parâmetro *PRWN Shift* (*Peak Response Wave Number Shift*), que mostra o quanto o período natural do moonpool se deslocou em relação ao caso sem nenhum apêndice.

A análise do moonpool com placa mostra que o aumento de h_{rq} (distância em relação à quilha) provoca uma ligeira queda de sua eficiência, reduzindo o deslocamento do período natural do moonpool. Já a redução do diâmetro interno da placa acarreta um acréscimo significativo em sua eficiência, obtendo-se um aumento do período natural.

A análise do moonpool com expansão do diâmetro em sua abertura inferior mostra que o aumento de h_e (altura da expansão) acarreta na redução do período do moonpool. O aumento do diâmetro da expansão produz o mesmo efeito, isto é, tem como consequência uma redução linear do período natural do moonpool.

A análise do moonpool com restrição tipo duto demonstra que o aumento de h_r (altura da restrição) acarreta o crescimento de sua eficiência, aumentando significativamente o deslocamento do período natural do moonpool [este fenômeno é explicado por MATSUURA, M. et al. (1995)]. A redução do diâmetro interno da restrição apresenta o mesmo comportamento, só que linear, mas sendo também muito significativo.

MATSUURA, M.; ISOZAKI, Y.; ISHIBASHI, Y. (1995)

Matsuura apresenta o estudo de otimização de um casco do tipo mono-coluna. Dentre os dispositivos adotados, ele estuda o moonpool como sistema de geração de amortecimento. Um moonpool central para funcionar como gerador de amortecimento para o movimento de *heave*, e moonpools externos para a geração de amortecimento para o movimento de *pitch*.

Para o moonpool central, ele estuda a utilização de uma restrição com duto. Matsuura conclui que quanto menor for o diâmetro interno desta restrição, maior será o amortecimento em *heave* para uma região mais abrangente de frequências de ondas.

Com a análise dos moonpools laterais, Matsuura obtém uma formulação para o período natural de oscilação vertical da água interna ao tanque com restrições com comprimento de duto (a mesma equação já apresentada por TASAKA et al., 1965), dada por:

$$T_{\zeta} = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{h_0'}{g}} \quad (3.23)$$

$$h_0' = \int_L \frac{A_m}{A_l} \cdot dl \quad (3.24)$$

Logo, quanto maior a altura do duto, maior será o período natural do moonpool.

FUNG, D.P.K. (1996)

Fung desenvolve seus experimentos com o mesmo objetivo de AALBER, A. B. (1984) e DAY, A. H. (1990), sugerindo dois métodos, assim como Day, para reduzir os movimentos da água interna ao moonpool: instalação de dispositivos para aumento do amortecimento; configuração apropriada destes dispositivos para remover o período natural da água interna ao moonpool fora da região de alta energia do espectro de ondas.

Fung realizou uma série de testes de oscilação forçada da água interna a um moonpool circular com paredes lisas, e com uma placa plana fina de furo central presa em sua parede. Três situações foram ensaiadas: moonpool sem placa; moonpool com a placa presa na metade do calado; moonpool com a placa presa na abertura inferior do moonpool. Com os ensaios,

foram obtidos os valores de massa virtual, coeficiente de amortecimento potencial e de amortecimento quadrático para uma grande faixa de frequências, não se restringindo apenas ao período natural de oscilação. Os valores foram obtidos separadamente para os diferentes períodos de movimento da água, isto é, saída e entrada da água interna ao moonpool.

Para introduzir um movimento de oscilação forçada à água interna ao moonpool, Fung utiliza um aparato composto por um disco rotativo de raio r variável, acoplado a um pistão que executa um movimento vertical de amplitude igual ao raio r do disco, e frequência angular ω igual à frequência de rotação do disco (ver Figura 3.8 retirada do próprio *paper*). O moonpool utilizado tem diâmetro interno de 104mm, diâmetro externo de 110mm e calado de 200mm. Existe um pequeno espaço entre a superfície do pistão e a superfície livre da água interna ao moonpool. Este é totalmente selado. A pressão interna a este espaço é medida por um sensor de pressão fixado à superfície do pistão. Como a pressão é pequena, Fung assume que a variação do volume interno é pequena, concluindo que o pistão e superfície livre se movem juntas. Logo, para medir o movimento da água interna ao moonpool, é colocado um potenciômetro na haste do pistão.

Figura 3.8: Dispositivo de oscilação forçada de FUNG, D.P.K. (1996).

A equação analítica do moonpool apresentada por Fung apresenta o termo não linear, diferentemente da equação apresentada por Aalbers.

$$\left[\rho \cdot A_m \cdot (h + \varsigma) + a_\varsigma \right] \cdot \ddot{\varsigma} + b_\varsigma \cdot \dot{\varsigma} + \frac{1}{2} \cdot b_{2\varsigma} \cdot \dot{\varsigma} \cdot |\dot{\varsigma}| + \rho \cdot g \cdot A_m \cdot \varsigma + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A \cdot \dot{\varsigma}^2 = p \cdot A_m \quad (3.25)$$

Ele aplica sua equação para a obtenção dos valores de massa virtual e coeficientes citados anteriormente. Os valores de massa virtual são obtidos para pontos extremos da série temporal, onde a velocidade é zero. Expressando o movimento vertical ς como $r \cdot \sin(\omega \cdot t)$, tem-se que:

- Quando $\omega \cdot t = \frac{\pi}{2}$, $\varsigma = r$, $\dot{\varsigma} = 0$, $\ddot{\varsigma} = -r \cdot \omega^2$ (ponto superior)

$$a_\varsigma = -\frac{p_1 \cdot A_m}{r \cdot \omega^2} + \frac{\rho \cdot g \cdot A_m}{\omega^2} - \rho \cdot A_m \cdot (h + r) \quad (3.26)$$

- Quando $\omega \cdot t = \frac{3\pi}{2}$, $\varsigma = -r$, $\dot{\varsigma} = 0$, $\ddot{\varsigma} = r \cdot \omega^2$ (ponto inferior)

$$a_\varsigma = \frac{p_2 \cdot A_m}{r \cdot \omega^2} + \frac{\rho \cdot g \cdot A_m}{\omega^2} - \rho \cdot A_m \cdot (h - r) \quad (3.27)$$

Fung obtém os coeficientes de amortecimento expressando-os através da energia média dissipada por área seccional do moonpool:

$$\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{b_\varsigma}{A_m} \cdot U^2 + 0,2111 \cdot \frac{b_{2\varsigma}}{A_m} \cdot \rho \cdot U^3 \right) = \bar{P} \quad (3.28)$$

Em sua forma normalizada:

$$\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{b_{\zeta}}{A_m} \cdot + 0,2111 \cdot \frac{b_{2\zeta}}{A_m} \cdot \rho \cdot U \right) = \frac{\bar{P}}{U^2} \quad (3.29)$$

$$\text{Onde: } \bar{P} = \frac{1}{T} \int_T \left\{ p - \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \dot{\zeta}^2 - \rho \cdot [(h + \zeta + h_a) \cdot \ddot{\zeta} + g \cdot z] \right\} \cdot dt \quad (3.30)$$

$$h_a = \frac{a_{\zeta}}{\rho \cdot A_m} \text{ é a massa virtual em termos do comprimento de uma coluna de}$$

água.

$$T = \frac{2 \cdot \pi}{\omega} \text{ é o período de integração, que pode ser um ciclo completo de}$$

oscilação vertical da coluna de água ou apenas metade deste ciclo (movimento de descida ou subida).

O lado esquerdo da equação é o valor teórico em termos da velocidade de pico $U = r \cdot \omega$, enquanto que o lado direito é derivado da força oscilatória obtida nos experimentos.

A seguir, são apresentados os resultados para o moonpool sem placa presa à sua parede, isto é, liso.

Através da série temporal da pressão e deslocamento vertical plotados para várias frequências, pode-se observar que para altos períodos o deslocamento e a pressão estão em fase, e para baixos períodos eles estão defasados em 180 graus (ver Figura 3.9). A pressão reduz drasticamente perto do período natural do moonpool definido por:

$$T_{\zeta} = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{(h + h_a)}{g}} \quad (3.31)$$

Este também pode ser determinado pelo gráfico de força reativa versus frequência. No período natural do moonpool a força reativa é zero. Este mesmo método é utilizado por FLOWER (1980).

Figura 3.9: Série temporal da pressão e deslocamento vertical obtidos por FUNG, D.P.K. (1996).

Através do gráfico de pressão (para $\omega \cdot t = \pi/2$ e $\omega \cdot t = 3 \cdot \pi/2$) versus frequência plotado para três valores de amplitude r , pode-se observar que a pressão não é igual para o movimento de descida e de subida da água (ver Figura 3.10). Com estes resultados, Fung obteve os valores de massa virtual (ver Figura 3.11).

Figura 3.10: Pressão versus frequência de oscilação, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).

Figura 3.11: Massa virtual versus frequência de oscilação, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).

Observa-se no gráfico de massa virtual (para ambos os movimentos da água) versus frequência que a massa virtual difere para altos e baixos períodos de onda em relação ao período de ressonância do moonpool. Os valores em módulo também apresentam uma significativa diferença em relação à aceleração da água, mostrando que a massa virtual depende da direção da aceleração. Ela é maior quando a aceleração é negativa, indicando que um esforço é maior para acelerar a água no sentido de escape do interior do moonpool, isto é, para baixo. Fung conclui que devido a este fenômeno, o valor médio de ζ tende a ser positivo. No período natural do moonpool os valores são próximos, e se aproximam do valor obtido pela equação $0.41 \cdot \sqrt{A_m}$ proposta por Fukuda. Fung conclui que a formulação de Fukuda é válida apenas no período natural do moonpool.

Fung estima o lado direito da equação (3.26) através dos experimentos. Pelos gráficos de $\bar{P}/U^2$ versus frequência pode concluir que (ver a Figura 3.12 como exemplo; para o movimento de saída da água, ver Figura 3.13; e para o movimento de entrada da água, ver Figura 3.14):

- $\bar{P}/U^2$ é muito maior no movimento de saída da água do moonpool, em relação ao movimento de entrada;
- Quanto menor o período de oscilação, maior é $\bar{P}/U^2$ para o movimento de saída da água, e menor para o movimento de entrada da água;
- Com o aumento da amplitude de oscilação r , $\bar{P}/U^2$ aumenta significativamente para o movimento de saída da água, mas para o movimento de entrada da água ela aumenta ligeiramente;
- Pelo gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus U , observa-se que para o movimento de saída da água o valor de $\bar{P}/U^2$ não se altera. Fung conclui que isto é uma indicação de amortecimento linear. Para o movimento de entrada da água o valor de $\bar{P}/U^2$ aumenta brutalmente, indicando um amortecimento não linear devido à formação de turbilhões.

Figura 3.12: Exemplo de gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus frequência (obtido por FUNG, D.P.K., 1996).

Figura 3.13: Gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus frequência para o movimento de saída da água (obtido por FUNG, D.P.K., 1996).

Figura 3.14: Gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus frequência para o movimento de entrada da água (obtido por FUNG, D.P.K., 1996).

A seguir, são apresentados os resultados para o moonpool com placa presa à sua parede.

- O moonpool com a placa plana sempre apresenta períodos naturais maiores. O caso com a placa posicionada na região de entrada é o que apresenta maior período natural;
- A placa plana apresenta maior formação de massa virtual tanto no movimento de entrada da água, como no movimento de saída da água, em relação ao moonpool liso (Figura 3.15);

- O moonpool com placa apresenta maior amortecimento que o moonpool liso. A dissipação de energia apresenta um comportamento diferente do moonpool liso com relação à variação do período de oscilação. Tanto no movimento de entrada, como no de saída da água, a dissipação de energia aumenta com a redução do período de oscilação. Com a placa, a diferença entre a dissipação de energia para o movimento de entrada e saída de água diminui. Fung conclui que estes fatores somados indicam que ocorre o aumento da formação de turbilhões para o movimento de entrada da água (Figura 3.16);

- Fung conclui que a placa posicionada na saída do moonpool aparentemente apresenta maior dissipação de energia em relação à mesma placa posicionada na metade do calado. Esta conclusão difere dos resultados apresentados por Aalbers (Figura 3.17).

Figura 3.15: Massa virtual versus frequência de oscilação para moonpool com placa, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).

Figura 3.16: Gráfico de $\bar{P}/U^2$ versus frequência para moonpool com placa, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).

Figura 3.17: Gráfico do trabalho reativo versus frequência para moonpool com placa, obtido por FUNG, D.P.K. (1996).

NISHIMOTO et al. (2001)

NISHIMOTO et al. (2001), baseando-se no trabalho de TASAKA E. et al. (1965), estudou experimentalmente a eficiência da restrição do tipo duto, colocada na abertura inferior de um moonpool. Foi utilizada uma caixa de seção 0.3m x 0.3m, e com 0.4m de altura, apresentada na figura esquemática Figura 3.18. Foram testadas algumas combinações de restrições em diferentes calados (0.15m, 0.20m e 0.25m), apresentadas na Tabela 3.4. A caixa foi fixada a um gerador de onda de oscilação vertical. Para este sistema, foi imposto o

movimento de oscilação vertical forçado, com amplitude de 25mm para as freqüência de 0.1Hz a 1.1Hz.

Tabela 3.4: Combinações de restrições analisadas por KAZUO et al. (2001).

A_m/A_r	Altura de Duto (mm)
5.0	4
	45
10.0	4
	20

Figura 3.18: Desenho esquemático da caixa utilizada por KAZUO et al. (2001), extraído do *paper* e posteriormente editado para melhor entendimento.

Nishimoto definiu o parâmetro de eficiência para o moonpool pela equação:

$$\eta = \left(\frac{\zeta}{z} \right) \cdot \sin \varphi \quad (3.32)$$

Onde: ζ é o movimento vertical da água interna ao moonpool medido em relação à superfície livre na condição de equilíbrio.

z é o movimento vertical da caixa, presa ao gerador de ondas.

φ é a fase entre o movimento vertical de oscilação do tanque e da água interna ao moonpool.

Foi obtida máxima eficiência para as restrições com maiores alturas de duto. A mudança da relação A_m/A_r provocou o deslocamento em frequência do pico de eficiência (Figura 3.19).

Figura 3.19: Curvas de eficiência do moonpool extraída do *paper* de NISHIMOTO et al. (2001).

3.2. CONCLUSÕES

A maioria dos autores citados buscaram em suas pesquisas reduzir a amplificação de movimento vertical da água interna ao moonpool. Suas pesquisas tinham como objetivo facilitar a operação de embarcações, como navios de perfuração e de mergulho.

Apesar de o foco de estudo ser diferenciado, pode-se utilizar muitas das conclusões obtidas pelos autores citados neste trabalho.

A restrição do tipo placa estudada por FUKUDA, K. (1977), AALBERS, A. B. (1984), DAY, A. H. (1990) e FUNG, D. P. K. (1996), como do tipo duto estudada por DAY, A. H. (1990) e MATSUURA, M.; ISOZAKI, Y.; ISHIBASHI, Y. (1995), afeta a massa virtual do

moonpool, como o amortecimento, alterando seu período natural e a amplitude de oscilação da água.

Tanto a restrição tipo placa, como a restrição com duto, aumentam o período natural do moonpool. Já a expansão do diâmetro estudada por DAY, A. H. (1990) provoca redução do período natural do moonpool.

A restrição tipo placa é mais eficiente quando posicionada na região de abertura inferior do moonpool, produzindo mais massa virtual. A restrição tipo duto é muito sensível à altura de duto. Quanto maior sua altura, maior é a massa virtual criada. Em situações onde se faz necessário um grande deslocamento do período natural do moonpool para regiões de maior período, a restrição tipo duto é a mais aconselhável.

Logo, conclui-se que:

$$T_{\zeta}^e < T_{\zeta}^l < T_{\zeta}^c \& T_{\zeta}^d \quad (3.33)$$

Onde: T_{ζ}^e é o período natural do moonpool com expansão do diâmetro em sua entrada inferior

T_{ζ}^l é o período natural do moonpool com paredes lisas

$T_{\zeta}^c \& T_{\zeta}^d$ são os períodos naturais do moonpool com restrição tipo chapa e altura de duto, respectivamente.

Pelo estudo de AALBERS, A. B. (1984) com moonpools de diferentes diâmetros, conclui-se que o termo não linear de amortecimento, originado pela formação de turbilhões, depende do tamanho do diâmetro interno do moonpool. Através de seus resultados experimentais, AALBERS, A. B. (1984) conclui que o diâmetro do núcleo dos vórtices é proporcional à dimensão da abertura inferior ao moonpool.

As conclusões apresentadas serão balizadoras para os estudos realizados nesta dissertação. As restrições do tipo chapa e seus efeitos na dinâmica do movimento da água interna ao moonpool e o movimento do corpo serão estudos com maior ênfase.

4. HIDRODINÂMICA EM *HEAVE* PARA UM CASCO DO TIPO MONO-COLUNA

4.1. INTRODUÇÃO

Para um corpo flutuante com simetria em relação ao bombordo e boreste, e simetria em relação à proa e popa, o movimento de *heave* no centro de gravidade do corpo não sofre acoplamento dos movimentos de *roll* e *pitch*. O corpo em questão, a mono-coluna, é um exemplo. Logo, posicionando o sistema de coordenada local no centro de gravidade do corpo, e pela simetria do problema, utilizando-se as equações (B.17) e (B.23), pode-se escrever:

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_C & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_C & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_C & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & I_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & I_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \\ \ddot{x}_3 \\ \dot{w}_x \\ \dot{w}_y \\ \dot{w}_z \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

$$\begin{bmatrix} F_1^H \\ F_2^H \\ F_3^H \\ M_4^H \\ M_5^H \\ M_6^H \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho \cdot g \cdot A_{wl} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho \cdot g \cdot V \cdot (z_L^b - z_L^g) + \rho \cdot g \cdot A_{yy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \rho \cdot g \cdot V \cdot (z_L^b - z_L^g) + \rho \cdot g \cdot A_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

A equação em *heave* para um corpo do tipo mono-coluna pode ser escrita então como:

$$m_C \cdot \ddot{x}_3 + \rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot x_3 = F_3^{ext} \quad (4.3)$$

Adotando-se a simbologia z , $\dot{z}$ e $\ddot{z}$ para o deslocamento, velocidade e aceleração em *heave* da mono-coluna, a equação (4.3) pode ser reescrita na forma:

$$m_C \cdot \ddot{z} + \rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot z = F_z^{ext} \quad (4.4)$$

As forças externas atuantes na plataforma consistem nas forças hidrodinâmicas, originadas pelo movimento do corpo no fluido, ondas incidentes no corpo e ondas difratadas devido à presença do corpo (FALTISEN, O. M., 1990). As forças hidrodinâmicas proporcionais ao movimento do corpo no fluido são divididas em duas parcelas: o termo de massa adicional que multiplica a aceleração do corpo, e o termo de amortecimento potencial que multiplica a velocidade do corpo. Todas estas parcelas são apresentadas no Apêndice A. Se também for considerado ainda um termo de amortecimento devido aos fenômenos viscosos presente no escoamento do fluido ao redor do corpo, a equação (4.4) pode ser escrita na forma:

$$(m_C + a_z) \cdot \ddot{z} + (b_z + b_z^l) \cdot \dot{z} + \rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot z = F_z^{hid} \quad (4.5)$$

Onde: F_z^{hid} representa a parcela de força hidrodinâmica correspondente às ondas incidentes no corpo e às ondas difratadas devido à presença do corpo.

Na equação (4.5) o termo de amortecimento já é apresentado em sua forma linearizada, representando a mesma quantidade de energia dissipada em um ciclo de oscilação pela equação já conhecida (4.6).

$$b_z^l = b_{1z} + \frac{8}{3\pi} \cdot \omega \cdot z \cdot b_{2z} \quad (4.6)$$

A equação (4.4) será aplicada tanto na resolução do problema através da ferramenta numérica, como na aplicação da Equação de Lagrange e modelo mecânico massa-mola-amortecedor apresentados nos próximos capítulos desta dissertação.

4.2. ANÁLISE DIMENSIONAL DO PROBLEMA

Aplicou-se o método de análise dimensional para decisão dos fatores ou variáveis que mais contribuem significativamente para o problema em questão.

O método de análise dimensional permite reduzir o problema de variáveis a grupos de adimensionais, obtendo-se assim resultados independentes do sistema de unidades utilizado na realização dos experimentos. A base para aplicação desta abordagem é o Teorema II de Buckingham (FRANK, M. WHITE., 2001).

O método de Buckingham permite realizar uma descrição qualitativa das quantidades físicas em função das dimensões básicas como a massa M , o comprimento L e o tempo T . Aplicando o método de Buckingham, determinou-se quais as variáveis envolvidas no problema, de acordo com a figura ilustrativa Figura 4.1.

- Variáveis Geométricas: D_c , D_m , D_r e h ;
- Propriedades do Material: ρ e μ ;
- Efeitos Externos: g ;
- Variáveis de Movimento: A , z , ζ e ω .

Onde: D_c é o diâmetro do corpo, igual ao diâmetro de linha d'água do corpo.

D_m é o diâmetro do moonpool.

D_r é o diâmetro da restrição.

h é o calado do corpo e do moonpool na condição de equilíbrio do corpo, com superfície livre sem ondas.

A é a amplitude da onda incidente e ω é a frequência da onda incidente.

As variáveis z e ζ , movimento vertical do corpo e movimento vertical absoluto da água interna ao moonpool, não são parâmetros controláveis, e sim resultado.

Figura 4.1: Variáveis do problema.

Escolhendo-se as variáveis A , ρ e ω como sendo as variáveis repetidas, obtém-se os adimensionais:

$$\left[\frac{z}{A}, \frac{\zeta}{A} \right] = f \left(\frac{D_c}{A}, \frac{D_m}{A}, \frac{D_r}{A}, \frac{h}{A}, R_e, F_r \right) \quad (4.7)$$

Manipulando os três primeiros adimensionais do lado direito da expressão, obtém-se:

$$\frac{D_c}{A} \cdot \frac{A}{D_m} = \frac{D_c}{D_m}$$

$$\frac{D_m}{A} \cdot \frac{A}{D_r} = \frac{D_m}{D_r}, \text{ e elevando os dois termos ao quadrado } \therefore \left(\frac{D_m}{D_r} \right)^2 = \frac{A_m}{A_r}$$

$$\frac{h}{A} \cdot \frac{A}{D_m} = \frac{h}{D_m}$$

$$\left[\frac{z}{A}, \frac{\varsigma}{A} \right] = f \left(\frac{D_c}{D_m}, \frac{A_m}{A_r}, \frac{h}{D_m}, \frac{h}{A}, R_e, F_r \right) \quad (4.8)$$

Onde: A_m é a área seccional de linha d'água interna ao moonpool.

A_r é a área seccional da abertura da restrição do moonpool.

Acrescentando ao problema duas outras variáveis, h_r e h_{rq} , altura da restrição e altura entre o fundo da restrição à quilha da mono-coluna respectivamente, obtém-se:

$$\left[\frac{z}{A}, \frac{\varsigma}{A} \right] = f \left(\frac{D_c}{D_m}, \frac{A_m}{A_r}, \frac{h}{D_m}, \frac{h}{A}, \frac{h_r}{D_m}, \frac{h_{rq}}{D_m}, R_e, F_r \right) \quad (4.9)$$

O movimento da água interna ao moonpool pode ser escrito em relação ao movimento do corpo, de acordo com a equação (4.59.a), obtendo-se então:

$$\left[\frac{z}{A}, \frac{\varsigma}{A}, \frac{\varsigma_r}{A} \right] = f \left(\frac{D_c}{D_m}, \frac{A_m}{A_r}, \frac{h}{D_m}, \frac{h}{A}, \frac{h_r}{D_m}, \frac{h_{rq}}{D_m}, R_e, F_r \right) \quad (4.10)$$

Outro adimensional do problema que será explorado ao longo desta dissertação é a relação entre o volume de água interna ao moonpool e o volume de água deslocado pelo corpo, representado por V_m/V_c (4.11).

5. ESTUDOS PRELIMINARES – UTILIZAÇÃO DO SOFTWARE NUMÉRICO WAMIT

5.1. INTRODUÇÃO

Os primeiros estudos do comportamento hidrodinâmico da plataforma mono-coluna, desacoplada e acoplada ao moonpool, foram realizados através do software numérico WAMIT⁴ (WAMIT® USER MANUAL). Este foi desenvolvido com o objetivo de avaliar a interação entre ondas de superfícies e estruturas *offshore*, utilizando-se a Teoria Potencial⁵ (NEWMAN, 1977) e análise no domínio da frequência.

As equações integrais dos potenciais de velocidade de radiação e difração ao redor da superfície molhada do corpo flutuante são determinadas pela solução do problema do valor de contorno através do uso do Teorema de Green, com o potencial de superfície livre representado pela Função de Green (LEE, C.-H., 1995).

O WAMIT possui dois métodos possíveis de serem utilizados para representar o volume submerso do corpo: *Low-Order* e *High-Order*. Nos primeiros estudos, utilizou-se o método *Low-Order*. Neste, as superfícies molhadas do corpo são representadas por um conjunto de pequenos painéis quadriláteros distribuídos ao longo de sua geometria. Elementos de fontes/sumidouros são distribuídos entre os painéis, posicionados no centro de cada um. O potencial é calculado diretamente em cada ponto, resultando em um sistema linear de equações de potenciais desconhecidos. Através desta representação, é possível calcular o campo potencial de velocidades, obtendo-se assim a pressão hidrodinâmica em cada painel. Através da integração dessas pressões, calculam-se as forças e momentos aplicados no corpo. A profundidade utilizada na análise pode ser finita ou infinita.

A equação integral utilizada para obter o potencial de irradiação ϕ_j é estabelecida por:

⁴ Wave Analysis MIT.

⁵ Também apresentada no Anexo A.

$$2\pi\phi_j(\vec{x}) + \iint_{S_b} \phi_j(\vec{\xi}; \vec{x}) \frac{\partial G(\vec{\xi}; \vec{x})}{\partial \eta_\xi} d\xi = \iint_{S_b} \eta_j G(\vec{\xi}; \vec{x}) d\xi \quad j = 1, \dots, 6 \quad (5.1)$$

Onde: S_b representa a superfície molhada do casco em águas calmas.

As parcelas do potencial de difração e do potencial de onda são agrupadas no chamado potencial total de difração:

$$\phi_D = \phi_d + \phi_w \quad (5.2)$$

A equação correspondente ao potencial total de difração ϕ_D pode ser representada em função do potencial de onda incidente através da seguinte relação:

$$2\pi\phi_D(\vec{x}) + \iint_{S_b} \phi_D(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{\xi}; \vec{x})}{\partial \eta_\xi} d\xi = 4\pi\phi_w(\vec{x}) \quad (5.3)$$

A função de Green $G(\vec{\xi}; \vec{x})$ corresponde ao potencial de onda de uma fonte, isto é, a velocidade potencial no ponto $\vec{x}$ devido a uma fonte de intensidade $-4 \cdot \pi$ no ponto $\vec{\xi}$ ($\vec{x}$ e $\vec{\xi}$ são vetores posição). Conforme definida a seguir (para águas profundas), esta função satisfaz as condições de contorno de superfície livre e radiação.

$$G(\vec{x}; \vec{\xi}) = \frac{1}{r} + \frac{1}{r'} + \frac{2K}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{k(z+\zeta)}}{k-K} J_0(kR) dk \quad (5.4)$$

$$r^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2 \quad (5.5)$$

$$r'^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z + \zeta)^2 \quad (5.6)$$

Em águas rasas, a função de Green é dada por:

$$G(\vec{x}; \vec{\xi}) = \frac{1}{r} + \frac{1}{r''} + 2 \int_0^{\infty} \frac{(k+K) \cosh(z+H) \cosh k(\zeta+H)}{k \sinh(kH) - K \cosh(kH)} e^{-kH} J_0(kR) \quad (5.7)$$

$$r''^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z + \zeta + 2H)^2 \quad (5.8)$$

Onde: H é o valor da profundidade.

$$K = \frac{\omega^2}{g} \text{ é definido como número de onda.} \quad (5.9)$$

Assim, a força de excitação, a massa adicional do corpo e o amortecimento potencial podem ser descritos de acordo com as equações (A.25) e (A.26).

Nesta primeira fase de análises, apenas a superfície molhada do casco foi modelada, isto é, a superfície livre de água interna ao moonpool não foi representada por painéis (método que será apresentado no capítulo seguinte). O campo de velocidade da água interna ao moonpool é obtido pela resolução do potencial de velocidades, e a elevação da superfície livre interna ao moonpool é calculada pela mesma equação da superfície livre externa dada pela equação (A.12).

Para o auxílio na geração das geometrias e das malhas como dados de entrada para o WAMIT, utilizou-se um programa pré-processador denominado MG⁶. Este é um gerador de malhas para modelos tridimensionais de elementos finitos de cascas ou de sólidos.

Este programa foi desenvolvido através de um convênio CENPES/PUC e foi especificado para fazer apenas a modelagem da geometria, ou seja, gerar as coordenadas dos vértices e a conectividade dos elementos da malha (Coelho, L. C. G., 2002). Para as análises apresentadas ao longo da dissertação, foi explorada a simetria do corpo nos planos xz e yz, utilizando-se a representação de um quarto do corpo é representado, economizando tempo computacional.

⁶ Mesh Generator

O software WAMIT trabalha com dois sistemas de coordenadas: global e local (como definido no Apêndice B). Os resultados obtidos pelo WAMIT são calculados em relação à origem do sistema de coordenadas local. De acordo com o posicionamento desta origem, é possível trabalhar com a matriz de massa e restauração como definido no capítulo anterior. Logo, para as análises realizadas, a origem do sistema de coordenadas local foi posicionada no centro de gravidade do corpo.

5.2. COMPARAÇÃO ENTRE A MONO-COLUNA COM MOONPOOL ABERTO E A MONO-COLUNA COM MOONPOOL FECHADO EM SUA EXTREMIDADE INFERIOR

Os estudos do moonpool acoplado a uma plataforma mono-coluna foram realizados com o objetivo de obter uma nova concepção de unidade flutuante, denominada MonoBR, de acordo com a premissas do projeto desenvolvido em conjunto com a PETROBRAS/CENPES, e possuía como características principais (apresentadas na Figura 5.1):

- Um único casco, sendo ele cilíndrico ou quadrado com adoçamento dos cantos;
- Bolina estrutura na região de quilha ao redor de todo o casco, denominada Saia;
- Costado lateral próximo à superfície livre com geometria inclinada, denominada Praia;
- Moonpool central com restrição em sua abertura inferior.

Figura 5.1: Elementos característicos do casco.

Os estudos relativos à Saia e à Praia não serão apresentados, pois fogem do escopo desta dissertação. Estes podem ser encontrados em TORRES, F. (2003).

A mono-coluna com praia e saia difere da mono-coluna apresentada na Figura 4.1, na seção 4.2 Esta última não possui apêndices. Logo, para aplicar os adimensionais obtidos na seção 4.2 à mono-coluna com saia e praia, é necessário fazer algumas observações de acordo com a Figura 5.2:

- O calado h do corpo é a soma da altura da saia, do corpo principal e da praia;
- O diâmetro do corpo D_c é o diâmetro do corpo principal, e não o diâmetro de linha d'água.

Figura 5.2: Variáveis do problema para a mono-coluna com praia e saia.

Como primeira análise, buscou-se investigar qual seria a diferença de comportamento entre o movimento da mono-coluna sem o moonpool e o da mono-coluna com moonpool (moonpool fechado e aberto em sua extremidade inferior respectivamente). Alguns casos foram analisados com dimensões diferenciadas. Todos os casos de mono-coluna avaliados possuíam deslocamento próximo a 40.000 toneladas, e volume de água interna ao moonpool em torno de 40.000 toneladas. Logo, a relação entre o volume de água no moonpool e

deslocamento da plataforma (V_m/V_c) para estes primeiros casos possuía valores próximos a 1 (um). Considerando-se o moonpool fechado em sua abertura inferior, ao deslocamento da mono-coluna deve-se somar o volume de água interna ao moonpool, obtendo-se valores próximos a 80.000 toneladas.

Como exemplo desta fase inicial de estudo, é apresentado um dos casos estudados, considerando duas situações: o moonpool aberto e fechado em sua extremidade inferior, isto é, com e sem moonpool. Suas características encontram-se na Tabela 5.1.

Tabela 5.1: Características do caso estudado.

Mono-coluna	
Diâmetro da Saia	70.0 m
Altura da Saia	5.0 m
Diâmetro do Corpo Principal	60.0 m
Altura do Corpo Principal	19.5 m
Ângulo da Praia	30.0 m
Diâmetro de Linha D'Água do Corpo Principal	54.0 m
Altura da Praia	1.73 m
Calado	26.2 m
Deslocamento Total	78814.8 m³
Deslocamento Total	80785.2 ton
Moonpool	
Diâmetro do moonpool	45.0 m
Calado	26.2 m
Diâmetro da Restrição	45.0 m
Altura da Restrição	0.0 m
Volume de Água Interna ao Moonpool	41717.0 m³
Volume de Água Interna ao Moonpool	42759.9 ton
Adimensionais	
Relação: h/D_m	0.58
Relação: D_c/D_m	1.33
Relação: A_m/A_r	1.00
Relação: h_r/D_m	0.00
Relação: V_m/V_c	1.12
Período Natural Estimado do Moonpool*	10.3
Deslocamento da mono-coluna com moonpool aberto em sua extremidade inferior	37097.8 m³
	38025.3 ton
Deslocamento da mono-coluna com moonpool fechado em sua extremidade inferior	78814.8 m³
	80785.2 ton

As curvas adimensionais de resposta do corpo em *heave*, usualmente conhecida na engenharia naval como curva de RAO⁷ (*Response Amplitude Operator*), é apresentada na Figura 5.4. As malhas utilizadas nestas análises são apresentadas na Figura 5.3.

* Valor obtido pela equação (3.8) de TASAKA. Et al. (1965).

⁷ Relação entre a amplitude do movimento do casco pela amplitude da onda incidente para cada período de onda.

Para as análises realizadas, não foi incluído nenhum valor de amortecimento (o que representaria a parcela de amortecimento viscoso do sistema) na matriz de amortecimento externa presente no arquivo de entrada .frc do WAMIT.

Figura 5.3: Malhas utilizadas na comparação entre a mono-coluna sem moonpool e a com moonpool.

Figura 5.4: Curvas comparativas de RAO de *Heave* p/ mono-coluna com moonpool aberto e fechado em sua extremidade inferior.

No caso em que o moonpool está fechado em sua extremidade inferior, a água interna a este se torna lastro, ou seja, é simplesmente carregada pela mono-coluna em seu movimento. A respectiva curva de RAO apresenta um comportamento semelhante a um sistema flutuante comum (LEWIS, E. V., 1989). Pode-se observar pela curva de RAO que o período de

ressonância do corpo encontra-se próximo a 17 segundos, valor que pode ser obtido pela formulação de período natural em *heave* de um corpo flutuante (LEWIS, E. V., 1989) apresentada a seguir:

$$T_z = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{m_c}{k_z}} = 16.6 \text{ segundos} \quad (5.1)$$

Onde: m_c é a massa total do corpo $(\Delta + a_z)$.

Δ é o deslocamento da mono-coluna.

a_z é a massa adicional para o movimento de *heave* da mono-coluna, considerada igual ao deslocamento da mono-coluna⁸.

No caso em que o moonpool está aberto em sua extremidade inferior, a água interna a este possui como característica principal o movimento de oscilação vertical. Pela curva apresentada na Figura 5.4, é possível observar que o comportamento em *heave* da mono-coluna não é mais o mesmo. A primeira constatação é que existem 2 (dois) períodos de ressonância. Um deles (o de maior valor em segundos) próximo ao período de ressonância da mono-coluna com moonpool fechado. Se resgataremos a equação (3.8) apresentada por Tasaka et al.(1965), podemos concluir que o período de ressonância de menor valor em segundos está muito próximo ao período de oscilação vertical da água interna ao moonpool (quando não há movimento do corpo), ou seja, 10.3 segundos.

O comportamento apresentado é uma característica do acoplamento entre o movimento vertical da mono-coluna e o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool. Verifica-se que cada período do sistema acoplado tem como origem o período de ressonância de cada um dos corpos quando estes se encontram desacoplados.

Será observado nos próximos capítulos que esta característica depende da relação entre as dimensões da plataforma mono-coluna e as do moonpool, de forma que em alguns casos este comportamento não fica claramente visível ou não é observado.

⁸ Para a plataforma do tipo mono-coluna sem moonpool, constatou-se ao longo das análises que a massa adicional para o movimento de *heave* é muito próxima ou igual ao deslocamento do corpo.

É importante ressaltar que até este momento, ainda não era utilizado um recurso numérico do WAMIT o qual permite a obtenção da curva de RAO do movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool. Logo, não era conhecido o real período de ressonância para este movimento. O recurso mencionado será apresentado no capítulo seguinte.

A seguir são apresentadas as curvas comparativas para o movimento de *heave* de massa adicional, amortecimento potencial e força de excitação adimensionalizados⁹ pelos parâmetros característicos do moonpool (D_m , diâmetro do moonpool, e h , calado do moonpool e da mono-coluna), densidade do fluido e aceleração da gravidade.

Figura 5.5: Curva adimensionalizada do termo de massa adicional a_{33} .

⁹ Adimensional da massa adimensional: $a_{33} / (1/4 \cdot \rho \cdot \pi \cdot D_m^2 \cdot h)$; Adimensional do amortecimento potencial: $b_{33} / (1/4 \cdot \rho \cdot \pi \cdot D_m^2 \cdot h \cdot \omega_\zeta)$; Adimensional da força de excitação: $F_{33} / (1/4 \cdot \rho \cdot \pi \cdot D_m^2 \cdot h \cdot g)$.

Figura 5.6: Curva adimensionalizada do amortecimento potencial da mono-coluna b_{33} .

Figura 5.7: Curva adimensionalizada da força de excitação de *heave* F_{33} .

As curvas adimensionalizadas de massa adicional e amortecimento potencial mostram uma perturbação devido à presença do moonpool. Existe uma descontinuidade no valor da massa adicional da mono-coluna no período de ressonância próximo ao período natural do moonpool definido anteriormente nesta seção. O valor da massa adicional aumenta abruptamente nesta região. Para valores de período logo abaixo deste período de ressonância, a massa adicional sofre uma grande queda, para depois se estabilizar novamente. Isso já havia sido apresentado para corpos em forma de toróide, com moonpool central com raio de seção variável (NEWMAN, J. P., 1999), e moonpool com raio de seção constante (NEWMAN, J. P., 2003).

O amortecimento potencial também sofre variação. Ele também aumenta abruptamente, para depois sofrer uma queda.

Observa-se também uma alteração no comportamento da força de excitação em *heave* da mono-coluna. Na região de ressonância com menor valor em período, existe um grande aumento na força, como pode ser observado na Figura 5.7.

Logo, como resultado desta primeira fase de análise constatou-se que existem diferenças no comportamento de *heave* da mono-coluna com moonpool e no da mono-coluna sem moonpool:

- Presença de mais uma região de ressonância na curva de RAO;
- Presença de um ponto de inflexão na curva de massa adicional da mono-coluna na região de ressonância próxima ao valor de período natural do moonpool (de acordo com a equação obtida por TASAKA et al., 1965) quando este está desacoplado da mono-coluna;
- Aumento do amortecimento potencial na mesma região de inflexão da curva de massa adicional;
- Aumento da força de excitação na mesma região de inflexão da curva de massa adicional;

6. APLICAÇÃO DOS ESTUDOS PRELIMINARES NO PROJETO MONOBR - UTILIZAÇÃO DA ROTINA DEFMOD

6.1. INTRODUÇÃO

As análises preliminares do moonpool acoplado à mono-coluna foram realizadas com o objetivo de obter uma nova concepção de unidade flutuante, de acordo com as premissas do projeto desenvolvido em conjunto com a PETROBRAS/CENPES. Constatou-se que é possível alterar o movimento vertical da mono-coluna através do acoplamento desta com o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool. Esta conclusão demonstrou uma nova aplicação para o moonpool.

Utilizado usualmente como meio para passagem de tubulações, *risers* e subida e descida de equipamentos em navios, os estudos relacionados ao moonpool visavam obter geometrias que permitissem pequenos movimentos da água aprisionada dentro do moonpool. Desta forma, o risco associado a estas operações torna-se menor. Seguindo esta linha de pesquisa, estudos e experimentos já realizados visavam compreender a dinâmica da água interna ao moonpool de modo a reduzir as perturbações que esta dinâmica poderia causar durante as operações apontadas e aumentar o amortecimento do corpo flutuante. Algumas formas de apêndices foram estudadas e testadas por TASAKA et al. (1965), FUKUDA, K. (1977), AALBERS, A. B. (1984), DAY, A. H. (1990) e FUNG, D. P. K. (1996). Sempre procurando obter a geometria que reduzisse o movimento da água interna ao moonpool, ou amplificasse o amortecimento do corpo flutuante, as conclusões apontam para dimensões onde a curva de resposta dinâmica da água interna ao moonpool, ou curva de resposta dinâmica do corpo é reduzida frente à incidência de ondas.

O trabalho em questão, baseado nos estudos preliminares apresentados no capítulo anterior, procura avaliar a água interna ao moonpool como um corpo dinamicamente acoplado ao movimento de uma mono-coluna flutuante, isto é, como o movimento vertical de oscilação da água interna ao moonpool afeta na dinâmica do movimento vertical da mono-coluna flutuante.

6.2. UTILIZAÇÃO DA SUBROTINA DEFMOD

Buscando compreender a dinâmica do movimento da mono-coluna acoplada à oscilação vertical da água interna ao moonpool, utilizou-se uma das subrotinas do software WAMIT, denominada DEFMOD, a qual permitiu obter os primeiros resultados do movimento vertical da superfície da água interna ao moonpool e determinar seu respectivo período de ressonância.

Através da subrotina DEFMOD, é possível analisar sistemas com mais graus de liberdade que os seis graus usuais de um corpo rígido, como, por exemplo, deformações na superfície livre de água interna ao moonpool. Para este fim, é necessária a discretização de toda essa superfície através de painéis, formando uma tampa. Essa superfície é considerada com uma extensão da superfície do corpo. Os modos de deformação desta são calculados em relação aos modos de vibração do corpo principal, a mono-coluna. Logo, são obtidos movimentos relativos para a superfície livre, e não absolutos. Para mais detalhes de como implementar a rotina, recomenda-se consultar a referência (WAMIT®, *User Manual*).

Através do posicionamento dos painéis na superfície livre do moonpool, outra condição de contorno pode ser aplicada, um coeficiente de amortecimento para o movimento vertical do conjunto de painéis (tampa). Este coeficiente é aplicado através da inclusão de um termo na matriz de amortecimento externo, que se encontra no arquivo de entrada .frc do WAMIT. A seguir, é apresentado o sistema de equações em *heave* resolvido pelo software numérico com a subrotina DEFMOD.

$$\begin{aligned} (m_{33} + a_{33}) \cdot \ddot{x}_3 + (b_{33} + c_{33}) \cdot \dot{x}_3 + k_{33} \cdot x_3 + a_{37} \cdot \ddot{x}_7^r + (b_{37} + c_{37}) \cdot \dot{x}_7^r + k_{37} \cdot x_7^r &= F_3 \\ a_{73} \cdot \ddot{x}_3 + (b_{73} + c_{73}) \cdot \dot{x}_3 + k_{73} \cdot x_3 + (m_{77} + a_{77}) \cdot \ddot{x}_7^r + (b_{77} + c_{77}) \cdot \dot{x}_7^r + k_{77} \cdot x_7^r &= F_7 \quad (6.1) \end{aligned}$$

Onde: m_{33} é o deslocamento da mono-coluna.

m_{77} é a massa do moonpool¹⁰.

¹⁰ Como o moonpool é representado por um conjunto de painéis na superfície livre, o valor do coeficiente m_{77} deveria ser zero, mas é necessário que utilize o valor unitário 1 para não ocorrer em erros durante o cálculo, como divisões por zero. Este valor é insignificante perante os valores de massa adicional a_{77} (definida na próxima seção), que serão obtidos durante as análises.

a_{ij} é a massa adicional no modo i devido a um movimento no modo j .

b_{ij} é o coeficiente de amortecimento potencial no modo i devido a um movimento no modo j .

c_{ij} é o coeficiente de amortecimento viscoso linearizado no modo i devido ao movimento no modo j .

k_{ij} é o coeficiente de restauração no modo i devido ao movimento no modo j .

Pela existência do conjunto de painéis na superfície livre, os valores de k_{33}, k_{37}, k_{73} e k_{77} são:

$$k_{33} = \rho \cdot g \cdot A_{wl} + \rho \cdot g \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D_m^2 \quad (6.2)$$

$$k_{77} = k_{37} = k_{73} = \rho \cdot g \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D_m^2 \quad (6.3)$$

Onde: A_{wl} é a área de linha d'água da mono-coluna.

6.3. DEFINIÇÃO DO TERMO MASSA ADICIONAL DO MOONPOOL

Ao longo da dissertação, o leitor vai encontrar por muitas vezes o termo “Massa Adicional do Moonpool”. Como se pode definir massa adicional da água interna ao moonpool, dado que o corpo em questão é a própria água?

Ao conjunto de painéis quadriláteros (tampa) posicionado na superfície livre do moonpool, é aplicada uma força resultante da integral de pressões hidrodinâmicas do meio fluido existente no interior do moonpool. Esta força hidrodinâmica pode ser dividida em dois termos: um coeficiente que multiplica a parcela de aceleração da tampa ($\ddot{x}_7^r$), e um coeficiente

que multiplica a parcela de velocidade da tampa. A este coeficiente que multiplica a parcela de aceleração da tampa foi dado o nome de “massa adicional do moonpool” (a_{77}).

6.4. APLICAÇÃO DOS ESTUDOS PRELIMINARES

6.4.1. Análise Numérica – Caso 1 e Caso 2

Obtenção das Curvas RAO

Seguindo premissas do projeto MonoBR, um novo dimensionamento da mono-coluna se fez necessário. O novo casco deveria atender aos critérios de estabilidade exigidos, com um peso total de equipamentos no convés de 22.000 toneladas. Utilizando-se da geometria inicial obtida nas análises preliminares, foram obtidos dois novos cascos, com pequenas diferenças entre suas dimensões. O volume deslocado pelos corpos chegou a valores próximos de 95.000 toneladas, e o valor da relação V_m/V_c foi de 0.24 para o Caso 1 e 0.43 para o Caso 2. As dimensões de cada caso são apresentadas na Tabela 6.1.

A introdução de restrições do tipo duto foi realizada baseando-se nos resultados apresentados por NISHIMOTO et al. (2001), onde foram obtidas as curvas de eficiência para diferentes restrições do tipo duto. Foram utilizados dois valores de relação de A_m/A_r próximos aos valores obtidos nos ensaios de NISHIMOTO et al. (2001), 5.5 e 10.

É interessante observar a diferença entre os valores de período natural para o movimento vertical de *heave* obtidos pelas equações (3.8) e (3.11), onde a última considera a altura da restrição para o cálculo da “massa adicional” do moonpool associada ao movimento de entrada e saída de água do moonpool. Lembramos que estas duas equações para o período natural de oscilação vertical da água interna ao moonpool foram obtidas por TASAKA, et al. (1965) para diferentes configurações de moonpool, na posição de equilíbrio do corpo. A equação (3.8), foi obtida para configuração em que o moonpool não possui comprimento de duto em seu orifício de entrada da água. Já a equação (3.11), foi obtida para configuração em que o moonpool possui comprimento de duto em seu orifício de entrada da água.

Seguindo a mesma linha de raciocínio do capítulo anterior, é apresentada a comparação do Caso 1 com algumas variações em sua geometria: 1) sem moonpool; 2) com moonpool sem restrição; 3) com moonpool com restrição tipo duto. As variações geométricas 2 e 3 foram analisadas utilizando o procedimento numérico apresentado no capítulo anterior e também com a subrotina DEFMOD. As malhas utilizadas nestas análises são apresentadas na Figura 6.2.

Na Figura 6.1, são apresentados alguns desenhos esquemáticos com objetivo de deixar claro para o leitor a diferença entre as configurações utilizadas nas análises.

Figura 6.1: Configurações analisadas.

Tabela 6.1: Dimensões do Caso 1 e Caso 2.

Mono-coluna	Caso 1	Caso 2
Diâmetro da Saia	76.4	83.5 m
Altura da Saia	6.5	5.0 m
Diâmetro do Corpo Principal	56.0	63.5 m
Altura do Corpo Principal	38.4	32.0 m
Ângulo da Praia	44.4	20.1 m
Diâmetro de Linha D'Água do Corpo Principal	50.0	55.5 m
Altura da Praia	2.9	1.5 m
Calado	41.3	38.4 m
Deslocamento com moonpool fechado	116370.2	132615.0 m ³
Deslocamento com moonpool fechado	119279.4	135930.4 ton
Moonpool	Caso 1	Caso 2
Diâmetro do Moonpool	30.0	41.3 m
Calado	41.3	38.4 m
Diâmetro da Restrição	12.7	13.0 m
Altura da Restrição	12.0	10.0 m
Volume da Água Interna ao Moonpool sem restrição	29193.2	51381.1 m ³
Volume da Água Interna ao Moonpool sem restrição	29923.1	52665.6 ton
Volume da Água Interna ao Moonpool com restrição	22231.1	39331.4 m ³
Volume da Água Interna ao Moonpool com restrição	22786.8	40314.7 ton
	Caso 1	Caso 2
Deslocamento da Plataforma (moonpool sem restrição)	87176.9	81233.9 m ³
Deslocamento da Plataforma (moonpool sem restrição)	89356.3	83264.8 ton
Deslocamento da Plataforma (moonpool com restrição)	94139.1	93283.6 m ³
Deslocamento da Plataforma (moonpool com restrição)	96492.6	95615.7 ton
Adimensionais	Caso 1	Caso 2
Relação: h/D_m	1.38	0.93
Relação: D_c/D_m	1.87	1.54
Relação: A_m/A_r	5.58	10.08
Relação: h_r/D_m	0.40	0.24
Relação: V_m/V_c (moonpool sem restrição)	0.33	0.63
Relação: V_m/V_c (moonpool com restrição)	0.24	0.42
Período Natural Estimado do Moonpool (s)*	12.9	12.4
Período Natural Estimado do Moonpool (s)**	19.7	22.8

* Valor obtido pela equação (3.8) de TASAKA. et al. (1965).

** Valor obtido pela equação (3.11) de TASAKA et al. (1965), onde se considera o comprimento de duto (no caso, altura da restrição).

Figura 6.2: Malhas utilizadas para o Caso 1.

Para as variações geométricas do Caso 1, na Figura 6.3 e Figura 6.4, são apresentadas as curvas de RAO de *heave* da mono-coluna, e as curvas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool (apenas para a análise com a subrotina DEFMOD).

Na Figura 6.4, são também apresentadas as curvas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool na situação em que a mono-coluna tem seus graus de liberdade restringidos, ou seja, ela não pode se movimentar.

Nas legendas dos gráficos, são utilizadas as siglas:

- MP: abreviação de moonpool;
- MC: abreviação de mono-coluna.

Figura 6.3: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna Caso 1.

Figura 6.4: Curvas comparativas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool do Caso 1.

Pela Figura 6.3 é possível observar a mudança de comportamento em *heave* da mono-coluna para as configurações analisadas. O comportamento apresentado na configuração da mono-coluna sem moonpool, e mono-coluna com moonpool, mas sem restrição, se assemelha aos resultados apresentados no capítulo anterior.

Verifica-se também na Figura 6.3 que a presença da restrição tipo duto altera significativamente o comportamento da mono-coluna. Para compreender essa mudança é necessário observar a Figura 6.4. Através das curvas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool quando a mono-coluna está fixa, verifica-se qual é o período natural de oscilação vertical da água interna ao moonpool. Sem restrição, o período natural é de 15 segundos. Com a restrição do tipo duto, o período natural é de aproximadamente 24 segundos. Conclui-se que houve um grande ganho de massa adicional do moonpool com a introdução da restrição tipo duto. Observa-se também que o período natural de oscilação da água interna ao moonpool, com restrição tipo duto, é maior que o período natural de *heave* da mono-coluna sem moonpool.

Observa-se também na Figura 6.4, para a configuração do moonpool sem restrição, que o período natural de oscilação vertical da água interna ao moonpool, na situação em que a mono-coluna está livre, é muito próximo do primeiro período natural de oscilação vertical da água interna ao moonpool na situação em que a mono-coluna oscila livremente. O mesmo não ocorre na configuração do moonpool com restrição tipo duto, onde os dois novos períodos naturais de oscilação do moonpool, surgidos devido ao acoplamento com o movimento de *heave* da mono-coluna, diferem do período natural de oscilação da água interna ao moonpool na situação em que a mono-coluna está fixa.

Na Figura 6.3, verifica-se o surgimento de uma inflexão na curva de RAO de *heave* da mono-coluna quando o moonpool possui uma restrição do tipo duto.

O mesmo procedimento de análise para o Caso 1 foi aplicado ao Caso 2. As malhas utilizadas nas análises do Caso 2 são apresentadas na Figura 6.5.

Figura 6.5: Malhas utilizadas para o Caso 2.

Para as variações geométricas do Caso 2, na Figura 6.6 e Figura 6.7, são apresentadas as curvas de RAO de *heave* da mono-coluna, e as curvas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool (apenas para a análise com a subrotina DEFMOD).

Na Figura 6.7, são também apresentadas as curvas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool na situação em que a mono-coluna tem seus graus de liberdade restringidos, ou seja, ela não pode se movimentar.

Figura 6.6: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna Caso 2.

Figura 6.7: Curvas comparativas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool do Caso 2.

Pela Figura 6.6 é possível observar a mudança de comportamento em *heave* da mono-coluna para as configurações analisadas. O comportamento apresentado se assemelha ao verificado para o Caso 1.

As mesmas observações apontadas para o Caso 1 são novamente observadas para o Caso 2. Com um olhar mais atento para a Figura 6.7, verifica-se que o deslocamento do período natural de oscilação vertical da água interna ao moonpool é maior que o observado para o Caso 1 quando é acrescentada a restrição tipo duto no moonpool (ver curvas para configuração em que a mono-coluna está fixa). O período natural sem restrição é de 15 segundos, enquanto que para o moonpool com restrição tipo duto ele é de 30 segundos, ou seja, o dobro.

Esse maior deslocamento do período natural é devido ao aumento da relação de áreas, A_m/A_r . Para o Caso 1, o valor dessa relação é 5.58. Já para o Caso 2, o valor dessa relação é 10.08.

Tanto para o Caso 1, como para o Caso 2, verifica-se que o primeiro período natural do sistema (o de menor valor em segundos) é muito próximo do período natural da mono-coluna quando esta não possui moonpool.

Concluí-se que a restrição tipo duto produz um grande aumento na massa adicional do moonpool (ver curvas para configuração em que a mono-coluna está fixa), deslocando seu período natural para regiões acima do período natural da mono-coluna quando esta não possui moonpool.

Após a observação dos resultados obtidos, ainda resta à seguinte questão: como o sistema responde à variação dos coeficientes de amortecimento viscoso linearizados que podem ser introduzidos na matriz de amortecimento externa do software WAMIT. A seção seguinte apresenta este estudo.

Análise de Sensibilidade dos Coeficientes de Amortecimento c_{77} e c_{33}

Introdução

Diante dos resultados apresentados, o estudo de sensibilidade dos coeficientes de amortecimento c_{ij} tornou-se importante para a compreensão de como cada grau de liberdade do sistema (oscilação da água interna ao moonpool e movimento vertical da mono-coluna) afetaria no movimento global do sistema.

Utilizando-se da definição de amortecimento crítico para um sistema dinâmico que pode ser vista em (HARTOG, J. P. DEN, 1985), definiu-se para o problema em questão um amortecimento de referência, apresentado pela equação a seguir:

$$c_{ref} = 2 \cdot m_{\zeta}^t \cdot \omega_{\zeta}^l \quad (6.4)$$

$$\omega_{\zeta}^l = \sqrt{\frac{g}{h + \frac{a_{\zeta}}{\rho \cdot A_m}}} \quad (6.5)$$

Onde: ω_{ζ}^l é a frequência natural de oscilação vertical da água interna ao moonpool, na configuração em que o moonpool não possui restrição (paredes lisas ao longo de toda sua seção) e a mono-coluna está fixa.

m_{ζ}^t é a massa total do moonpool na mesma situação definida para ω_{ζ}^l . A massa total é definida por $\rho \cdot A_m \cdot h + a_{\zeta}$ (6.6), onde a_{ζ} é a massa adicional para o movimento de oscilação vertical do moonpool.

A análise de sensibilidade foi realizada para o Caso 1 e Caso 2 tanto para a configuração sem restrição no moonpool, como para configuração com restrição tipo duto no moonpool, utilizando-se a subrotina DEFMOD.

Caso 1, sem restrição no moonpool

Para análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} , este assumiu os valores de 5% e 30% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência. Os resultados são apresentados na Figura 6.8 e Figura 6.9.

Observa-se nas curvas apresentadas na Figura 6.8 e Figura 6.9 que a variação do coeficiente de amortecimento c_{77} afeta sensivelmente a amplitude de oscilação na região do primeiro período de ressonância do sistema acoplado (de aproximadamente 15 segundos).

Pela Figura 6.8, verifica-se que para a curva de RAO de *heave* da mono-coluna, a amplitude de oscilação na região do primeiro período de ressonância torna-se muito pequena, aproximadamente 0.3. Observa-se também que a amplitude de oscilação na região do segundo período de ressonância (de aproximadamente 25 segundos) também se reduz. Pela Figura 6.9, verifica-se que para a curva de RAO do movimento vertical de oscilação da água interna ao moonpool, a amplitude de oscilação na região do primeiro período de ressonância torna-se muito próxima a zero. A amplitude de oscilação na região do segundo período também se reduz, mas se mostra menos sensível a esse coeficiente.

Para análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} , este assumiu os valores de 12% e 50% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência. Os resultados são apresentados na Figura 6.10 e Figura 6.11.

Observa-se nas curvas apresentadas na Figura 6.10 e Figura 6.11 que a variação do coeficiente de amortecimento c_{33} afeta sensivelmente a amplitude de oscilação apenas na região do segundo período de ressonância (de aproximadamente 25 segundos) do sistema acoplado.

Pela Figura 6.10 e Figura 6.11, verifica-se que o coeficiente c_{33} não altera o comportamento do sistema acoplado na região do primeiro período de ressonância (de aproximadamente 15 segundos).

Figura 6.8: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 1 s/ restrição - RAO da MC.

Figura 6.9: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 1 s/ restrição - RAO do MP.

Figura 6.10: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 1 s/ restrição - RAO da MC.

Figura 6.11: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 1 s/ restrição - RAO do MP.

Caso 1, com restrição tipo duto no moonpool

Para análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} , este assumiu os valores de 5% e 30% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência. Os resultados são apresentados na Figura 6.12 e Figura 6.13.

Observa-se nas curvas apresentadas na Figura 6.12 e Figura 6.13 que a variação do coeficiente de amortecimento c_{77} afeta sensivelmente a amplitude de oscilação na região do segundo período de ressonância (de aproximadamente 30 segundos) do sistema acoplado. Pela Figura 6.12, verifica-se que ao aumentar o coeficiente, a inflexão presente na curva de RAO de *heave* da mono-coluna tende a desaparecer. Observa-se ainda que a amplitude de oscilação na região do primeiro período de ressonância (de aproximadamente 20 segundos) também é afetada, mas em menor intensidade. Pela Figura 6.13, verifica-se que para a curva de RAO do movimento vertical de oscilação da água interna ao moonpool, a amplitude de oscilação na região do segundo período de ressonância torna-se muito próxima a zero. A amplitude de oscilação na região do primeiro período também se reduz, mas mostrando-se menos sensível a este coeficiente.

Para análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} , este assumiu os valores de 12% e 50% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência. Os resultados são apresentados na Figura 6.14 e Figura 6.15.

Observa-se nas curvas apresentadas na Figura 6.14 e Figura 6.15 que a variação do coeficiente de amortecimento c_{33} afeta sensivelmente a amplitude de oscilação na região dos dois períodos de ressonância do sistema acoplado. Observa-se também, que a amplitude de oscilação na região do primeiro período de ressonância (de aproximadamente 20 segundos) se reduz. Pela Figura 6.15, verifica-se que para a curva de RAO do movimento vertical de oscilação da água interna ao moonpool, a amplitude de oscilação se reduz nos períodos de ressonância, mas entre eles, a curva tende para um patamar.

Figura 6.12: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 1 c/ restrição duto - RAO da MC.

Figura 6.13: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 1 c/ restrição duto - RAO do MP.

Figura 6.14: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 1 c/ restrição duto - RAO da MC.

Figura 6.15: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 1 c/ restrição duto - RAO do MP.

Caso 2, sem restrição no moonpool

Para análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} , este assumiu os valores de 5% e 30% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência. Os resultados são apresentados na Figura 6.12 e Figura 6.13.

Os resultados obtidos são semelhantes aos já apresentados para o Caso 1, tanto para o comportamento da mono-coluna, como para o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, não sendo necessário acrescentar nenhuma observação.

Para análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} , este assumiu os valores de 12% e 50% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência. Os resultados são apresentados na Figura 6.14 e Figura 6.19.

Os resultados obtidos são semelhantes aos já apresentados para o Caso 1, tanto para o comportamento da mono-coluna, como para o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, não sendo necessário acrescentar nenhuma observação.

Figura 6.16: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 2 s/ restrição - RAO da MC.

Figura 6.17: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 2 s/ restrição - RAO do MP.

Figura 6.18: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 2 s/ restrição - RAO da MC.

Figura 6.19: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 2 s/ restrição - RAO da MC.

Caso 2, com restrição tipo duto no moonpool

Para análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} , este assumiu os valores de 5% e 30% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência. Os resultados são apresentados na Figura 6.20 e Figura 6.21.

Pela Figura 6.20, verifica-se que ao aumentar o coeficiente, a inflexão presente na curva de RAO de *heave* da mono-coluna tende a desaparecer rapidamente. Em âmbito geral, os resultados obtidos são semelhantes aos já apresentados para o Caso 1, tanto para o comportamento da mono-coluna, como para o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, não sendo necessário acrescentar nenhuma observação.

Para análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} , este assumiu os valores de 12% e 50% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência. Os resultados são apresentados na Figura 6.22 e Figura 6.23.

Os resultados obtidos são semelhantes aos já apresentados para o Caso 1, tanto para o comportamento da mono-coluna, como para o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool. As curvas apresentadas na Figura 6.23 aparentam ser diferentes em relação à mesma análise para o Caso 1 (ver Figura 6.19), mas o comportamento é o mesmo. Como os períodos de ressonância do sistema acoplado estão mais afastados um em relação ao outro, as curvas apresentam-se deformadas se comparadas ao Caso 1.

Figura 6.20: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 2 c/ restrição duto - RAO da MC.

Figura 6.21: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 2 c/ restrição duto - RAO do MP.

Figura 6.22: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 2 c/ restrição duto - RAO da MC.

Figura 6.23: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 2 c/ restrição duto - RAO do MP.

6.4.2. Análise Experimental – Caso 1 e Caso 2

Para a realização dos ensaios experimentais, foram fabricados modelos em escala reduzida do Caso 1 e Caso 2.

Caso 1- Introdução

O modelo experimental do Caso 1 foi confeccionado em PVC, na escala 1:124.4. As imagens do modelo são apresentadas na Figura 6.24. Os ensaios experimentais do Caso 1 foram executados no tanque acadêmico de ensaio do DENO¹¹, cujo comprimento é de 19m, largura de 4.8m e profundidade de 1.7m. O gerador de onda é do tipo flap. Foram geradas 11 ondas regulares para obtenção de pontos discretos da curva de RAO de *heave* do modelo. O maior período de onda regular gerada foi de 1.9 segundos (22 segundos na escala do protótipo), devido ao limite físico do conjunto de instrumentos que compõem o gerador. A Figura 6.25 apresenta um desenho esquemático do posicionamento do modelo no tanque. Para medição do movimento vertical do modelo, utilizou-se um acelerômetro posicionado no convés do modelo, no eixo de simetria vertical do mesmo. Para medição da amplitude da onda incidente, utilizaram-se dois *wave-probes* (sensores resistivos), com posicionamento conforme o desenho esquemático apresentado na Figura 6.25. Os ensaios foram realizados com o modelo ancorado com um sistema de amarração horizontal, com o objetivo de restringir sua deriva horizontal. Foram realizados três ensaios de decaimentos em *heave*, e através do procedimento apresentado na seção 12.3.1, obteve-se o coeficiente de amortecimento do modelo (c_{33}).

¹¹ DENO: Departamento de Engenharia Naval e Oceânica da USP.

Figura 6.24: Imagens do modelo experimental do Caso 1.

Figura 6.25: Desenho esquemático da montagem do ensaio experimental do Caso 1.

Caso 1- Resultados

As curvas de decaimento em *heave* obtidas para o modelo do Caso 1 são apresentadas na Figura 6.26, Figura 6.27 e Figura 6.28.

Figura 6.26 Primeira curva decaimento em *heave* do modelo do Caso 1.

Figura 6.27: Segunda curva decaimento em *heave* do modelo do Caso 1.

Figura 6.28 Terceira curva decaimento em *heave* do modelo do Caso 1.

Para as curvas de decaimento do modelo do Caso 1, obtiveram-se os valores apresentados na Tabela 6.2.

Tabela 6.2: Cálculo do Coeficiente de Amortecimento para as Curvas de Decaimento do Caso 1.

		Ensaio de Decaimento 1				
		n	An (cm)	A_0/A_1	$\ln(A_0/A_1)$	C_t (kg/s)
		0	7.0	1.00	-	
		1	3.8	1.84	0.61	1.60E+07
		Ensaio de Decaimento 2				
T_n	21 s	n	An (cm)	A_0/A_1	$\ln(A_0/A_1)$	C_t (kg/s)
ω_n	0.30 rad/s	0	6.8	1.00	-	
m_t	137900406 kg	1	4.0	1.70	0.53	1.39E+07
		Ensaio de Decaimento 2				
		n	An (cm)	A_0/A_1	$\ln(A_0/A_1)$	C_t (kg/s)
		0	5.3	1.00	-	
		1	3.2	1.66	0.50	1.33E+07
						C_t (kg/s)
						média 1.44E+07

O valor obtido de amortecimento viscoso suposto linear foi utilizado no coeficiente c_{33} da matriz de amortecimento externo do WAMIT. A comparação entre a curva experimental e numérica de RAO de *heave* da mono-coluna é apresentada na Figura 6.29.

Todas as curvas numéricas foram obtidas utilizando-se a subrotina DEFMOD.

A respectiva curva de RAO para oscilação da água interna ao moonpool é apresentada na Figura 6.30. Como não foi medida a amplitude de oscilação da água interna ao moonpool, não foi possível calibrar o coeficiente de amortecimento c_{77} .

O valor de amortecimento obtido, utilizado no coeficiente c_{33} , equivale a 43% do amortecimento de referência, 3.37E+07 kg/s, calculado segundo a equação (6.4) para o moonpool do Caso 1.

Figura 6.29: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 1 – RAO da Mono-coluna.

Figura 6.30: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 1 – RAO do Moonpool

Caso 2- Introdução

O modelo experimental do Caso 2 foi confeccionado em fibra de vidro na escala 1:100. As imagens do modelo são apresentadas na Figura 6.31. O ensaio experimental do Caso 2 foi executado no tanque de reboque do IPT¹², cujo comprimento é de 280m, largura de 6.0m e profundidade de 4.0m. O gerador de onda do IPT é do tipo vertical. Foram geradas 22 ondas regulares, a de maior período com 4.0 segundos (40 segundos na escala do protótipo). Também foram geradas duas ondas transientes, cobrindo a faixa de período de 0.6 segundos a 4.0 segundos (6 segundos a 40 segundos na escala do protótipo). O sistema de amarração horizontal utilizado foi distribuído em três linhas, dispostas em ângulos de 60°, 180° e 300° em relação à direção de propagação das ondas. Foram utilizados três cabinhos de aço com molas na extremidade, onde a constante elástica de cada mola era de 0,022kgf/cm. Para a medição do movimento vertical do modelo, utilizou-se um sistema ótico de medição. Para a medição da amplitude de oscilação vertical da água interna ao moonpool, utilizou-se um *wave-probe* (sensor resistivo) posicionado na linha vertical de simetria do moonpool (centro do moonpool), fixado no corpo do modelo. Foram realizados três ensaios de decaimentos em *heave*, e obteve-se o coeficiente de amortecimento do modelo (c_{33}) pelo mesmo procedimento utilizado no Caso 1.

Figura 6.31: Imagens do modelo experimental do Caso 2.

¹² IPT: Instituto de Pesquisas Tecnológicas de São Paulo.

Caso 2 - Resultados

As curvas de decaimento em *heave* obtidas para o modelo do Caso 2 são apresentadas na Figura 6.32, Figura 6.33 e Figura 6.34.

Figura 6.32: Primeira curva decaimento em *heave* do modelo do Caso 2

Figura 6.33: Segunda curva decaimento em *heave* do modelo do Caso 2.

Figura 6.34: Terceira curva decaimento em *heave* do modelo do Caso 2.

Para as curvas de decaimento do modelo do Caso 2, obtiveram-se os valores apresentados na Tabela 6.2.

Tabela 6.3: Cálculo do Coeficiente de Amortecimento para as Curvas de Decaimento do Caso 2.

		Ensaio de Decaimento 1				
		n	An (cm)	A_0/A_1	$\ln(A_0/A_1)$	C_t (kg/s)
		0	10.5	-	-	-
		1	7.8	1.35	0.30	6.87E+06
		2	4.0	1.95	0.67	1.54E+07
		3	2.7	1.51	0.41	9.51E+06
		4	2.4	1.12	0.12	2.68E+06
		Ensaio de Decaimento 2				
		n	An (cm)	A_0/A_1	$\ln(A_0/A_1)$	C_t (kg/s)
T_n	21 s	0	10.0	-	-	-
ω_n	0.30 rad/s	1	7.5	1.33	0.29	6.64E+06
m_t	121262082 kg	2	4.0	1.88	0.63	1.45E+07
		3	2.5	1.60	0.47	1.09E+07
		4	2.0	1.25	0.22	5.15E+06
		Ensaio de Decaimento 2				
		n	An (cm)	A_0/A_1	$\ln(A_0/A_1)$	C_t (kg/s)
		0	10.0	-	-	-
		1	7.5	1.33	0.29	6.64E+06
		2	4.0	1.88	0.63	1.45E+07
		3	2.5	1.60	0.47	1.09E+07
		4	2.3	1.09	0.08	1.93E+06
						C_t (kg/s)
						média 8.80E+06

O valor obtido de amortecimento viscoso suposto linear foi utilizado no coeficiente c_{33} da matriz de amortecimento externo do WAMIT. A comparação entre a curva experimental e a curva numérica de RAO para o Caso 2 são apresentadas na Figura 6.35 e Figura 6.36.

Todas as curvas numéricas foram obtidas utilizando-se a subrotina DEFMOD.

O valor de amortecimento obtido, utilizado no coeficiente c_{33} , equivale a 14% do amortecimento de referência, 6.22E+07 kg/s, calculado segundo a equação (6.4) para o moonpool do Caso 2.

À primeira vista, parece estranho o fato de o amortecimento de referência do Caso 2 ser aproximadamente duas vezes o Caso 1. O raciocínio a seguir demonstra que isto ocorre porque a área do moonpool do Caso 2 é duas vezes a área do moonpool do Caso 1.

Comparando as características do Caso 1 e Caso 2, pode-se afirmar¹³:

$$\begin{cases} A_m^{II} \cong 2 \cdot A_m^I \\ \omega_\varsigma^{II} \cong \omega_\varsigma^I = \omega_\varsigma \\ h^{II} \cong h^I = h \end{cases} \quad (6.7 \text{ a,b,c})$$

Pela equação (6.5):

$$\omega_\varsigma^I = \sqrt{\frac{g}{h + \frac{a_\varsigma}{\rho \cdot A_m}}} \quad \Rightarrow \quad a_\varsigma = \rho \cdot A_m \cdot \left(\frac{g}{\omega_\varsigma^{I2}} - h \right) \quad (6.8)$$

Verifica-se que:

$$\left. \begin{aligned} a_\varsigma^I &= \rho \cdot A_m^I \cdot \left(\frac{g}{\omega_\varsigma^{I2}} - h \right) \\ a_\varsigma^{II} &= 2 \cdot \rho \cdot A_m^I \cdot \left(\frac{g}{\omega_\varsigma^{I2}} - h \right) \end{aligned} \right\} \Rightarrow a_\varsigma^{II} = 2 \cdot a_\varsigma^I \quad (6.9)$$

¹³ O índice I e II nas variáveis apresentadas correspondem respectivamente ao Caso 1 e Caso 2.

Pela equação (6.6), utilizando-se da relação (6.9), obtém-se:

$$m_t^{II} = 2 \cdot \rho \cdot A_m^I \cdot h + a_\zeta^{II} = 2 \cdot \rho \cdot A_m^I \cdot h + 2 \cdot a_\zeta^I = 2 \cdot m_t^I \quad (6.10)$$

Finalmente, pela equação (6.4), e utilizando-se das relações (6.7 a,b,c) e (6.10), verifica-se que:

$$c_{ref}^{II} = 2 \cdot m_\zeta^{III} \cdot \omega_\zeta^I = 2 \cdot (2 \cdot m_\zeta^{II} \cdot \omega_\zeta^I) = 2 \cdot c_{ref}^I \quad (6.11)$$

Figura 6.35: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – RAO da Mono-coluna.

Figura 6.36: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – RAO do Moonpool.

Pode-se explorar o coeficiente de amortecimento c_{77} , somado ao coeficiente c_{33} . Adotando-se para c_{77} as mesmas porcentagens em relação ao amortecimento de referência utilizadas nas análises anteriores, ou seja, 5% e 30%, obtém-se as curvas apresentadas na Figura 6.37 e Figura 6.38.

Conclui-se que com o ajuste destes coeficientes é possível obter um resultado numérico muito próximo do experimental com a utilização da subrotina DEFMOD (ver curva de RAO relativa à utilização do coeficiente de amortecimento c_{77} igual a 30% do c_{ref}).

Figura 6.37: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – RAO da Mono-coluna.

Figura 6.38: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – RAO do Moonpool.

7. MUDANÇA NA GEOMETRIA DA MONO-COLUNA – PRIMEIROS ESTUDOS COM A RESTRIÇÃO TIPO CHAPA

7.1. PRIMEIRAS ANÁLISES

7.1.1. Introdução

Seguindo novamente as premissas do projeto MonoBR, um novo dimensionamento da mono-coluna se fez necessário. O novo casco deveria atender aos critérios de estabilidade exigidos, mas para um novo peso total de equipamentos no convés, de 28.000 toneladas. Para atender aos critérios de estabilidade, a mono-coluna ganhou nova geometria, tornando-se quadrada em sua seção horizontal, com adoçamentos nos cantos. Na primeira etapa de dimensionamento do moonpool, a restrição tipo duto continuou sendo explorada, mantendo-se algumas relações de adimensionais próximas às do Caso 2. Esta nova geometria será denominada Caso 3. As dimensões deste novo caso são apresentadas na Tabela 7.1

7.1.2. Análises Numéricas

Seguindo a mesma linha de análise do Caso 1 e Caso 2, é apresentada a comparação do Caso 3 com algumas variações em sua geometria: 1) sem moonpool; 2) com moonpool sem restrição; 3) com moonpool com restrição tipo duto. Com exceção da primeira variação geométrica (mono-coluna sem moonpool), para todas as outras variações geométricas utilizou-se a subrotina DEFMOD. As malhas utilizadas nestas análises são apresentadas na Figura 7.1.

Para as variações geométricas do Caso 3, na Figura 7.2 e Figura 7.3, são apresentadas as curvas de RAO de *heave* da mono-coluna, e as curvas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool (com exceção da configuração sem moonpool). Na Figura 7.3, são também apresentadas as curvas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool na situação em que a mono-coluna tem seus graus de liberdade restringidos, ou seja, ela não pode se movimentar.

Tabela 7.1: Dimensão do Caso 3

Mono-coluna	Caso 3
Adoçamento (Raio do Canto/Largura Total)	0.1
Largura da Base	60.0 m
Altura entre o fundo da saia e a linha da quilha	13.0 m
Largura da Saia	95.0 m
Altura da Saia	6.0 m
Largura do Corpo Principal	70.0 m
Altura do Corpo Principal	11.0 m
Ângulo da Praia	76.0 m
Largura de Linha D'Água do Corpo Principal	62.5 m
Altura da Praia	15.0 m
Calado	45.0 m
Deslocamento com moonpool fechado	226574.0 m ³
Deslocamento com moonpool fechado	232238.4 ton
Moonpool	
Largura do Moonpool	43.9 m
Calado	45.0 m
Largura da Restrição	19.6 m
Altura da Restrição	10.0 m
Volume da Água Interna ao Moonpool sem restrição	85972.0 m ³
Volume da Água Interna ao Moonpool sem restrição	88121.3 ton
Volume da Água Interna ao Moonpool com restrição	70622.0 m ³
Volume da Água Interna ao Moonpool com restrição	72387.6 ton
Deslocamento da Plataforma (moonpool sem restrição)	140602.0 m ³
Deslocamento da Plataforma (moonpool sem restrição)	144117.1 ton
Deslocamento da Plataforma (moonpool com restrição)	155952.0 m ³
Deslocamento da Plataforma (moonpool com restrição)	159850.8 ton
Adimensionais	
Relação: h/D_m	1.03
Relação: D_c/D_m	1.60
Relação: A_m/A_r	5.01
Relação: h_r/D_m	0.23
Relação: V_m/V_c (moonpool sem restrição)	0.61
Relação: V_m/V_c (moonpool com restrição)	0.45
Período Natural Estimado do Moonpool (s)*	13.5
Período Natural Estimado do Moonpool (s)**	18.5

* Valor obtido pela equação (3.8) de TASAKA. et al. (1965).

** Valor obtido pela equação (3.11) de TASAKA et al. (1965), onde se considera o comprimento de duto (no caso, altura da restrição).

Mono-coluna sem moonpool.

Mono-coluna com moonpool, mas sem restrição.

Mono-coluna com moonpool, com restrição tipo duto.

Figura 7.1: Malhas utilizadas para o Caso 3.

Figura 7.2: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna Caso 3.

Figura 7.3: Curvas comparativas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool do Caso 3.

Comparação entre o Caso 1, Caso 2 e Caso 3 - Influência dos adimensionais A_m/A_r , h_r/D_m e V_m/V_c

Pela Figura 7.2 é possível observar a mudança de comportamento em *heave* da monocolumna para as configurações analisadas. O comportamento apresentado se assemelha ao verificado para o Caso 1 e Caso 2.

As mesmas observações apontadas para o Caso 1 são novamente observadas para o Caso 3. Observa-se que os dois casos possuem relações de áreas, A_m/A_r , muito próximas. A relação de área do Caso 1 é 5.58, e a relação de área do Caso 3 é 5.01. Comparando as curvas de RAO do movimento relativo de oscilação da água interna ao moonpool (quando a monocolumna está fixa) do Caso 1 e Caso 3, com a curva de RAO do Caso 2, cuja relação de área A_m/A_r é 10.08 (aproximadamente o dobro da relação do Caso 1 e Caso 3), verifica-se que este adimensional exerce grande influência no período natural do moonpool para o movimento relativo de oscilação da água interna ao mesmo. Quanto maior o valor deste adimensional, maior será a massa adicional do moonpool¹⁴.

É interessante observar que a relação do volume do moonpool pelo volume do corpo do Caso 3 ($V_m/V_c = 0.61$ na configuração do moonpool sem restrição, e $V_m/V_c = 0.45$ na configuração do moonpool com restrição tipo duto), é aproximadamente o dobro da relação de volume do Caso 1 ($V_m/V_c = 0.33$ na configuração do moonpool sem restrição, e $V_m/V_c = 0.24$ na configuração do moonpool), e praticamente igual à relação de volume do Caso 2 ($V_m/V_c = 0.63$ na configuração do moonpool sem restrição, e $V_m/V_c = 0.42$ na configuração do moonpool). Ou seja, aparentemente esta relação não exerce influência no comportamento dinâmico do sistema. Logo, com os resultados obtidos, nada se pode dizer sobre a influência deste adimensional no comportamento do sistema.

¹⁴ Obs. 1: É importante observar que a altura de duto para os três casos é muito semelhante, 10m para o Caso 2 e Caso 3, e 12m para o Caso 1. Atentando apenas para esta comparação, pode-se dizer que este fator não contribui para o comportamento apontado.

Obs. 2: Observando o adimensional h_r/D_m , verifica-se que seu valor é 0.40, 0.24 e 0.23 para o Caso 1, Caso 2 e Caso 3 respectivamente. Ou seja, não é o mesmo para todos os casos.

Obs. 3: Para o leitor menos atento, a observação 2 invalidaria a observação 1, mas isto não ocorre. Com mais atenção, verifica-se que o adimensional h_r/D_m é aproximadamente igual para o Caso 2 e Caso 3. Portanto, não pode ser comprovada sua influência no aumento da massa adicional do moonpool.

Análise de Sensibilidade dos Coeficientes de Amortecimento c_{77} e c_{33}

Introdução

O procedimento de análise de sensibilidade dos coeficientes de amortecimento c_{77} e c_{33} , utilizado no Caso 1 e Caso 2, foi aplicado da mesma forma ao Caso 3, tanto para a configuração sem restrição no moonpool, como para a configuração com restrição tipo duto no moonpool, utilizando-se a subrotina DEFMOD. Utilizaram-se os mesmos valores para os coeficientes, de 5% e 30% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência para o coeficiente c_{77} , e 12% e 50% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência para o coeficiente c_{33} .

Caso 3, sem restrição no moonpool

Os resultados da análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} são apresentados na Figura 7.4 e Figura 7.5. Os resultados da análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} são apresentados na Figura 7.6 e Figura 7.7

Os resultados obtidos da análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} são semelhantes aos já apresentados para o Caso 1 e Caso 2, tanto para o comportamento da mono-coluna, como para o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, não sendo necessário acrescentar nenhuma observação.

Os resultados obtidos da análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} são semelhantes aos já apresentados para o Caso 1 e Caso 2, tanto para o comportamento da mono-coluna, como para o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, não sendo necessário acrescentar nenhuma observação.

Figura 7.4: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 3 s/ restrição - RAO da MC.

Figura 7.5: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 3 s/ restrição - RAO do MP.

Figura 7.6: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 3 s/ restrição - RAO da MC.

Figura 7.7: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 3 s/ restrição - RAO do MP.

Caso 3, com restrição tipo duto no moonpool

Os resultados da análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} são apresentados na Figura 7.8 e Figura 7.9. Os resultados da análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} são apresentados na Figura 7.10 e Figura 7.11

Os resultados obtidos da análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} são semelhantes aos já apresentados para o Caso 1 e Caso 2, tanto para o comportamento da mono-coluna, como para o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, não sendo necessário acrescentar nenhuma observação.

Os resultados obtidos da análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} são semelhantes aos já apresentados para o Caso 1 e Caso 2, tanto para o comportamento da mono-coluna, como para o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, não sendo necessário acrescentar nenhuma observação.

Figura 7.8: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 3 c/ restrição duto - RAO da MC.

Figura 7.9: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 3 c/ restrição duto - RAO do MP.

Figura 7.10: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 3 c/ restrição duto - RAO da MC.

Figura 7.11: Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} para o Caso 3 c/ restrição duto - RAO do MP.

7.1.3. Análises Experimentais - Caso 3

Introdução

O modelo experimental do Caso 3 foi confeccionado em fibra de vidro na escala 1:100. As imagens dos modelos são apresentadas na Figura 7.12. O ensaio experimental do Caso 3 foi executado tanto no tanque de reboque do IPT, como no tanque acadêmico de ensaios do DENO, cujas respectivas dimensões já foram citadas no capítulo anterior.

No experimento realizado no tanque de reboque do IPT, foram geradas 7 ondas regulares, a de maior período com 3.0 segundos (30 segundos na escala do protótipo). Também foi gerada uma onda transiente, cobrindo a faixa de período de 1.2 segundos a 5.0 segundos (12 segundos a 50 segundos na escala do protótipo). Para medição do movimento vertical do modelo, utilizou-se um sistema ótico de medição. Nestes ensaios, infelizmente, não foi medida a amplitude de oscilação vertical da água interna ao moonpool, e nem foi realizado o ensaio de decaimento de *heave* da mono-coluna.

No experimento realizado no tanque acadêmico de ensaio do DENO, foram geradas 12 ondas regulares, a de maior período com 2.17 segundos (21.7 segundos na escala do protótipo). Para medição do movimento vertical do modelo, utilizou-se um acelerômetro posicionado no convés do modelo, no eixo de simetria vertical do mesmo. Para a medição da amplitude de oscilação vertical da água interna ao moonpool, utilizou-se um *wave-probe* (sensor resistivo) posicionado na linha vertical de simetria do moonpool (centro do moonpool), fixado no corpo do modelo. Também não foi realizado o ensaio de decaimento de *heave* da mono-coluna.

O sistema de amarração horizontal utilizado nos dois tanques foi distribuído em quatro linhas, dispostas em ângulos de 45°, 135°, 225° e 315° em relação à direção de propagação das ondas, com o objetivo de restringir sua deriva horizontal.

Figura 7.12: Imagens do modelo experimental do Caso 3.

Resultados

Contando apenas com a curva de RAO em *heave* do modelo e o RAO do movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool para utilizar na comparação dos resultados experimentais com os resultados numéricos, decidiu-se aplicar alguns valores aos coeficientes de amortecimento c_{33} e c_{77} , com o objetivo de aproximar a curva de RAO obtida pelo software numérico da curva experimental.

A comparação entre a curva experimental e a curva numérica de RAO para o Caso 3, variando-se os c coeficiente de amortecimento c_{33} , é apresentada na Figura 7.13 e Figura 7.14.

A comparação entre a curva experimental e a curva numérica de RAO para o Caso 3, variando-se os c coeficiente de amortecimento c_{77} , é apresentada na Figura 7.15 e Figura 7.16.

Todas as curvas numéricas foram obtidas utilizando-se a subrotina DEFMOD.

Na comparação entre o resultado numérico e o resultado experimental, nota-se que, com a variação do coeficiente de amortecimento c_{77} , obtém-se numericamente o mesmo

comportamento da curva de RAO de *heave* da mono-coluna na região compreendida entre os períodos de 30 segundos e 40 segundos (ver Figura 7.16).

As curvas numéricas para o movimento relativo de oscilação da água interna ao moonpool, obtidas com a variação dos coeficientes de amortecimento c_{33} e c_{77} , não se aproximam dos pontos experimentais coletados no tanque do DENO, através do *wave-probe* posicionado na linha vertical de simetria do moonpool (centro do moonpool), fixado no corpo do modelo. Podem ser feitas três hipóteses:

1) O *wave-probe* capta qualquer perturbação de oscilação na superfície livre da água interna ao moonpool. Logo, se a água interna oscila apenas verticalmente, os dados coletados reproduzirão este comportamento. Se existirem modos estacionários de vibração desta superfície de água interna ao moonpool, e estes foram excitados juntamente com o modo vertical de oscilação da superfície, os dados coletados reproduzirão este comportamento em conjunto. Ou seja, a amplitude de movimento vertical da água interna ao moonpool estará somada à perturbação devido aos modos estacionários de vibração¹⁵.

2) Baseando-se nos resultados obtidos para o Caso 2, onde a curva numérica representou com muita similaridade os resultados experimentais do comportamento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, pode-se concluir que o equipamento utilizado poderia estar com algum problema técnico, resultando em dados de baixa confiabilidade;

3) O software numérico, para esta geometria, não consegue reproduzir o comportamento da água interna ao moonpool.

Como o movimento em *heave* da mono-coluna está acoplado ao movimento de oscilação da água interna ao moonpool, é intrigante o fato de o software numérico reproduzir corretamente apenas o comportamento de um deles, o da mono-coluna. Baseando-se neste raciocínio, exclui-se a hipótese 3.

¹⁵ Modos estacionários de vibração da água interna ao moonpool foram identificados nos ensaios experimentais da mono-coluna sem apêndices (capítulo 11).

Figura 7.13: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – Variação do coeficiente c_{33} - RAO da Mono-coluna.

Figura 7.14: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – Variação do coeficiente c_{33} – RAO do Moonpool.

Figura 7.15: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – Variação do coeficiente c_{77} - RAO da Mono-coluna.

Figura 7.16: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 2 – Variação do coeficiente c_{77} – RAO do Moonpool.

7.2. PRIMEIROS ESTUDOS DA RESTRIÇÃO TIPO CHAPA

7.2.1. Análises Numéricas

Introdução

Buscando-se melhorar o comportamento dinâmico em *heave* do casco¹⁶, foi estudado um outro tipo de restrição. O trabalho realizado por DAY, A. H. (1990), somado ao conhecimento adquirido pelas análises apresentadas nesta dissertação no capítulo 6, e primeiros estudos do capítulo 7, tornaram-se grandes balizadores para a escolha do parâmetro geométrico do moonpool o qual produziria uma mudança significativa na sintonia do período natural do mesmo.

De acordo com o trabalho de DAY, A. H. (1990), a variação da área da restrição possui grande peso na dinâmica do moonpool. As três geometrias de restrição apontadas por ele mostram diferentes tipos de comportamentos, os quais são apresentados na seção 3.1. Ele mostra que o período natural do moonpool é muito sensível à altura de duto. De acordo com os estudos apresentados nos capítulos 6 e primeiros estudos do capítulo 7, chegou-se à mesma conclusão, verificando-se que a utilização da restrição do tipo duto, associada à variação da relação de áreas, A_m/A_r , por provocar um grande aumento na massa adicional do moonpool, desloca seu período natural para valores acima do período natural da plataforma (calculado na configuração em que a plataforma não possui moonpool). Logo, com a restrição do tipo duto, o ajuste fino do período natural do moonpool não é uma tarefa fácil.

Ainda de acordo com o trabalho de DAY, A. H. (1990), a restrição tipo chapa apresenta a mesma influência que a restrição tipo duto na dinâmica do moonpool, provocando um aumento no período natural de oscilação da água interna a este. Como esta restrição não possui altura de duto, o único parâmetro a ser ajustado é o diâmetro da abertura. Com a redução deste diâmetro obtêm-se um aumento do período natural, de forma menos acentuada em relação à variação do mesmo parâmetro no caso da restrição tipo duto. Ele também aponta que com a restrição tipo chapa posicionada na extremidade inferior do moonpool, ou seja, na linha de quilha do corpo, obtêm-se sua maior eficiência.

¹⁶ Ver a Introdução desta dissertação.

Logo, através dos resultados demonstrados por DAY, A. H. (1990), pôde-se concluir que a restrição tipo chapa seria uma boa alternativa para um novo dimensionamento do moonpool.

Utilizou-se o Caso 3 para estudo da restrição tipo chapa. A essa nova configuração geométrica do Caso 3, foi dado o nome de Caso 4. Como a restrição tipo chapa não possui espessura, ela não adiciona volume de deslocamento à mono-coluna. Um desenho esquemático da mono-coluna com este dispositivo é apresentado na Figura 7.17. O adimensional adotado para esta análise foi a relação entre a área do diâmetro do moonpool e a área da restrição, A_m/A_r . As relações estudadas são apresentadas na Tabela 7.2.

Figura 7.17: Mono-coluna com restrição tipo chapa posicionada na extremidade inferior do moonpool.

Tabela 7.2: Restrições tipo chapa analisadas.

1º Rodada Numérica		2º Rodada Numérica		3º Rodada Numérica	
A_m/A_r	Abertura (m)	A_m/A_r	Abertura (m)	A_m/A_r	Abertura (m)
100.00	15.1	2.04	741.0	2.01	751.63
25.00	60.5	1.93	783.9	1.98	762.32
11.11	136.1	1.83	828.1	1.96	773.10
6.25	242.0	1.73	873.5	1.73	873.47
4.00	378.1	1.64	920.1	1.64	920.05
2.78	544.4	1.60	943.8	1.60	943.79
2.04	741.0				
1.56	967.8				

Antes de continuar a apresentação dos resultados, é interessante realizar as seguintes observações:

- Quando $A_m/A_r \rightarrow \infty$, praticamente não existe mais abertura na extremidade inferior do moonpool. Intuitivamente, a água interna ao moonpool deve apresentar um movimento reduzido se comparada a pequenos valores de A_m/A_r , dado um grande amortecimento na região de estrangulamento da passagem do fluido, ou seja, a abertura da restrição (isto será mais tarde comprovado no capítulo 8).

- Quando $A_m/A_r \rightarrow 1$, praticamente não existe empecilho no movimento de entrada e saída de água do moonpool. Intuitivamente, a água interna ao moonpool deve apresentar grandes amplitudes de movimento. Logo, o amortecimento neste caso deve ser mínimo (isto será mais tarde comprovado na seção 8.4).

Utilização de Painéis Dipolo

Para análise de elementos cuja espessura é zero, como uma restrição tipo chapa (espessura infinitamente pequena), Painéis Dipolo são utilizados. Um painel dipolo é obtido pela superposição de uma fonte e um sumidouro de mesma intensidade, colocados simetricamente num mesmo eixo, com seus núcleos no mesmo ponto. Verifica-se

geometricamente que suas linhas de corrente são circunferências que passam pela fonte e pelo sumidouro (SPHAIER, S. H., 2003). Um desenho esquemático pode ser visto na Figura 7.18.

Figura 7.18: Ilustração das linhas de corrente para um painel dipolo.

Os painéis dipolo, assim como os outros, são definidos no arquivo .gdf de entrada do software WAMIT. Os arquivos do tipo dipolo são posicionados separadamente, logo após o fim da lista de coordenadas (x, y, z) que definem os vértices dos painéis comuns.

Resultados

Na Figura 7.19 e Figura 7.20, são apresentadas algumas das curvas obtidas para o RAO de *heave* da mono-coluna e RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool, com o objetivo de mostrar como a dinâmica em *heave* da mono-coluna pode ser modificada de acordo com a variação da relação de área, A_m/A_r , quando utilizada a restrição tipo chapa. Todas as curvas são apresentadas sem a utilização de termos de amortecimento na matriz externa do WAMIT. Para ficar mais claro o significado do valor de cada relação de área A_m/A_r , é possível observar na Figura 7.22 o tamanho da abertura da restrição correspondente a cada relação de área. Todas as imagens estão na mesma escala. Foram escolhidas as relações de área que melhor demonstram a mudança de comportamento que se pretende apresentar.

São também apresentadas na Figura 7.21 as curvas de RAO para o movimento relativo de oscilação vertical da água interna ao moonpool na configuração em que a mono-coluna está fixa.

Todas as curvas numéricas foram obtidas utilizando-se a subrotina DEFMOD.

Figura 7.19: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna - Caso 4..

Figura 7.20: Curvas comparativas de RAO do moonpool - Caso 4.

Figura 7.21: Curvas comparativas de RAO do moonpool para configuração em que a mono-coluna está fixa - Caso 4.

Figura 7.22: Comparação entre as aberturas das restrições tipo chapa.

Pela Figura 7.21 observa-se a mudança no período natural de oscilação vertical da água interna ao moonpool. Na Tabela 7.2, são apresentados os valores obtidos de período natural versus relação de área A_m/A_r .

Tabela 7.3: Período natural de oscilação vertical da água interna do moonpool para diferentes aberturas de restrição do tipo chapa.

A_m/A_r	T_ζ (s)
1.00	15.5
1.56	16.5
2.01	17.0
4.00	19.5
11.11	25.0
25.00	31.0

Com o período natural do moonpool conhecido, é possível pela equação (6.5) calcular a massa adicional para o movimento de oscilação vertical do moonpool (a_ζ). Se adimensionalizarmos o termo a_ζ pela massa de água interna ao moonpool, obtemos o adimensional $a_\zeta/(\rho \cdot A_m \cdot h)$. Plotando-se a curva desse novo adimensional em função da relação de área A_m/A_r verifica-se que existe uma relação linear entre os dois adimensionais (ver Figura 7.23).

Figura 7.23: $a_\zeta / (A_m \cdot \rho \cdot h)$ versus A_m/A_r - Caso 4.

Pela Figura 7.19 é possível observar a mudança de comportamento em *heave* da mono-coluna para as seis configurações apresentadas. Entre os casos em que A_m/A_r vale 4.00 e 11.11, existe um valor para este adimensional no qual o período natural de oscilação da água interna ao moonpool será igual ao período natural do movimento de *heave* da mono-coluna sem moonpool. Esse valor será denominado de $(A_m/A_r)^*$. Na seção 8.4 será observado que esta é a região de transição de comportamento do movimento em *heave* da mono-coluna. Para qualquer valor de A_m/A_r maior que $(A_m/A_r)^*$, o primeiro período de ressonância do sistema (menor valor em segundos) será sempre igual ou muito próximo ao período natural de *heave* da mono-coluna sem moonpool. Também será observado que o segundo período de ressonância do sistema (maior valor em segundos) assumirá valores progressivamente maiores.

7.2.2. Análise Experimental

Introdução

A restrição escolhida para ensaio em tanque de provas foi a de $A_m/A_r = 2.0$, pois é a relação para a qual a mono-coluna apresentou menor amplitude de movimento dentro da faixa de 5 segundos a 25 segundos.

Para a realização do ensaio, utilizou-se o mesmo modelo experimental do Caso 3, apenas com a nova restrição tipo chapa substituindo a restrição tipo duto. Esse novo ensaio experimental foi executado no mesmo tanque de reboque do IPT e tanque acadêmico de ensaios do DENO, cujas respectivas dimensões já foram citadas no capítulo anterior.

No experimento realizado no tanque de reboque do IPT, foi gerada uma onda transiente, cobrindo a faixa de período de 0.6 segundos a 3.3 segundos (6.0 segundos a 33 segundos na escala do protótipo). Para medição do movimento vertical do modelo, utilizou-se um sistema ótico de medição. Nestes ensaios, infelizmente, não foi medida a amplitude de oscilação vertical da água interna ao moonpool, e nem foi realizado o ensaio de decaimento de *heave* da mono-coluna.

No experimento realizado no tanque acadêmico de ensaio do DENO, foram geradas 14 ondas regulares, a de maior período com 2.25 segundos (22.5 segundos na escala do

protótipo). Para medição do movimento vertical do modelo, utilizou-se um acelerômetro posicionado no convés do modelo, no eixo de simetria vertical do mesmo. Também não foi realizado o ensaio de decaimento de *heave* da mono-coluna.

O sistema de amarração horizontal utilizado nos dois tanques foi o mesmo dos ensaios experimentais do Caso 3.

Resultados

A comparação entre a curva experimental e a curva numérica de RAO para o Caso 4 com restrição, cuja relação da áreas A_m/A_r vale 2.0, é apresentada na Figura 7.24 e Figura 7.25. Baseando-se nas análises numéricas de sensibilidade dos coeficientes c_{33} e c_{77} apresentadas nos capítulos anteriores, utilizou-se 11% do amortecimento de referência para o coeficiente c_{77} , e aplicou-se mais 2% do amortecimento de referência no coeficiente c_{33} para obter-se uma melhor calibração entre a curva numérica e a experimental.

Figura 7.24: Comparação numérico x experimental para a restrição tipo chapa escolhida.

Figura 7.25: Curva numérica de RAO do moonpool para a restrição tipo chapa escolhida.

O coeficiente c_{77} ajustou o comportamento da curva, e o coeficiente c_{33} contribuiu para reduzir a amplitude do pico de ressonância localizado em 27 segundos.

Verifica-se pela Figura 7.24 que existe uma diferença entre os valores obtidos experimentalmente e numericamente para o pico de ressonância. A curva numérica apresenta apenas um pico de ressonância, em 27 segundos. A curva experimental apresenta dois, o primeiro quase imperceptível em 25 segundos, e o segundo aproximadamente em 30 segundos.

Por esta comparação, conclui-se que existe ainda algum parâmetro numérico que necessita ser calibrado, ou algum fenômeno físico que o software numérico não é capaz de reproduzir.

8. ESTUDO DE UMA NOVA GEOMETRIA - COMPROVAÇÃO EXPERIMENTAL

8.1. INTRODUÇÃO

Seguindo novamente as premissas do projeto MonoBR, um novo dimensionamento da mono-coluna se fez necessário. O novo casco deveria atender aos critérios de estabilidade exigidos, mas para um novo peso total de equipamentos no convés, de 37.000 toneladas. Nesta nova fase de análise, a mono-coluna voltou ao seu formato original circular.

No capítulo anterior, foi apresentada a restrição tipo chapa e as características do comportamento da mono-coluna acoplada ao moonpool com este tipo de restrição. Como principal característica, a restrição tipo chapa permite um ajuste mais fino do período natural do moonpool. Com este ajuste é possível obter a interferência ideal do movimento vertical de oscilação da água interna ao moonpool no movimento em *heave* da mono-coluna, a tal ponto que este movimento seja aceitável na faixa de períodos entre 5 segundos e 25 segundos.

Baseado no estudo da restrição tipo chapa (capítulo 7), e nos estudos anteriores (capítulos 6), para o novo dimensionamento da mono-coluna foram sugeridas dois tipos de restrição:

- Restrição tipo chapa, mas com uma pequena espessura (altura de duto de 2m), buscando o melhor comportamento em *heave* da mono-coluna. Ao caso associado a este tipo de restrição deu-se o nome de Caso 5;
- Restrição tipo duto, com o objetivo de aumentar a base de dados para este tipo de restrição. Ao caso associado a este tipo de restrição deu-se o nome de Caso 6.

As dimensões destes novos casos são apresentadas na Tabela 7.1 Para estes dois casos, utilizou-se uma variação geométrica da restrição. Ao invés do formato usual de anel, foi utilizada uma restrição com forma de grelha, com o mero objetivo de verificar qual a resposta do sistema para uma geometria como esta. A geometria de grelha poderia trazer algumas vantagens práticas para o projeto MonoBR. A discussão sobre estas vantagens não entra no escopo deste trabalho.

Tabela 8.1

Mono-coluna	Caso 5	Caso 6
Diâmetro da Saia	105.0	105.0 m
Altura da Saia	5.0	5.0 m
Diâmetro do Corpo Principal	95.0	95.0 m
Altura do Corpo Principal	30.0	30.0 m
Ângulo da Praia	31.0	31.0 m
Diâmetro de Linha D'Água do Corpo Principal	85.0	85.0 m
Altura da Praia	3.0	3.0 m
Calado	38.0	38.0 m
Deslocamento com moonpool fechado	274920.0	274920.0 m³
Deslocamento com moonpool fechado	281793.0	281793.0 ton
Moonpool	Caso 1	Caso 2
Diâmetro do Moonpool	69.3	69.3 m
Calado	38.0	38.0 m
Diâmetro da Restrição	54.4	54.4 m
Altura da Restrição	2.0	8.0 m
Largura da Placa Interna da Restrição	15.0	15.0 m
Volume da Água Interna ao Moonpool sem restrição	143413.7	143413.7 m³
Volume da Água Interna ao Moonpool sem restrição	146999.0	146999.0 ton
Volume da Água Interna ao Moonpool com restrição	137740.0	120709.0 m³
Volume da Água Interna ao Moonpool com restrição	141183.5	123726.7 ton
	Caso 1	Caso 2
Deslocamento da Plataforma (moonpool sem restrição)	131506.3	131506.3 m³
Deslocamento da Plataforma (moonpool sem restrição)	134794.0	134794.0 ton
Deslocamento da Plataforma (moonpool com restrição)	137180.0	154211.0 m³
Deslocamento da Plataforma (moonpool com restrição)	140609.5	158066.3 ton
Adimensionais	Caso 1	Caso 2
Relação: h/D_m	0.55	0.55
Relação: D_c/D_m	1.37	1.37
Relação: A_m/A_r	3.46	3.46
Relação: h_r/D_m	0.03	0.12
Relação: V_m/V_c (moonpool sem restrição)	1.09	1.09
Relação: V_m/V_c (moonpool com restrição)	1.00	0.78
Período Natural Estimado do Moonpool (s)*	12.4	12.4
Período Natural Estimado do Moonpool (s)**	13.1	15.2

* Valor obtido pela equação (3.8) de TASAKA. et al. (1965).

** Valor obtido pela equação (3.11) de TASAKA et al. (1965), onde se considera o comprimento de duto (no caso, altura da restrição).

8.2. ANÁLISE NUMÉRICA

As malhas utilizadas nestas análises são apresentadas na Figura 8.1.

Mono-coluna sem moonpool.

Mono-coluna com moonpool, mas sem restrição.

Mon-coluna Caso 5.

Mono-coluna Caso 6.

Figura 8.1: Malhas utilizadas para o Caso 3.

Todas as curvas numéricas foram obtidas utilizando-se a subrotina DEFMOD.

Figura 8.2: Curvas comparativas de RAO para a mono-coluna.

Figura 8.3: Curvas comparativas de RAO do moonpool.

Pela Figura 7.2 é possível observar a mudança de comportamento em *heave* da mono-coluna para as configurações analisadas. O comportamento apresentado para as mono-colunas com as configurações, sem moonpool, com moonpool sem restrição, com moonpool com restrição com pequena altura de duto (aproximadamente a restrição tipo chapa), com moonpool com restrição do tipo altura de duto, é semelhante ao dos casos já apresentados com as mesmas características. Logo, a restrição em formato de grelha não modifica o comportamento do sistema visto até o momento.

8.3. ANÁLISE EXPERIMENTAL

8.3.1. Introdução

Para análise experimental do Caso 5 e Caso 6, foi confeccionado um único modelo em fibra de vidro na escala 1:100, trocando apenas a restrição de acordo com as respectivas dimensões. As imagens do modelo são apresentadas na Figura 8.8, na seção 8.4.1. Os ensaios experimentais foram executados no tanque de reboque do IPT, cujas dimensões já foram citadas no capítulo anterior.

No ensaio experimental do Caso 6 foi gerada apenas uma onda transiente, cobrindo a faixa de período de 1.3 segundos a 4.0 segundos (13 segundos a 40 segundos na escala do protótipo).

No ensaio experimental do Caso 5 foram geradas duas ondas transientes, cobrindo a faixa de período de 0.65 segundos a 3.5 segundos (6.5 segundos a 35 segundos na escala do protótipo).

Para medição do movimento vertical dos modelos, utilizou-se um sistema ótico de medição.

Para a medição da amplitude de oscilação vertical da água interna ao moonpool do Caso 5, utilizou-se um *wave-probe* (sensor resistivo) posicionado na linha vertical de simetria do moonpool (centro do moonpool), fixado no corpo do modelo.

No ensaio do Caso 6, infelizmente, não foi medida a amplitude de oscilação vertical da água interna ao moonpool.

Nos ensaios do Caso 5 e Caso 6, infelizmente, não foi realizado o ensaio de decaimento de *heave* da mono-coluna.

O sistema de amarração horizontal, utilizado nos ensaios do Caso 5 e Caso 6, foi distribuído em quatro linhas, dispostas em ângulos de 45°, 135°, 225° e 315° em relação à direção de propagação das ondas, com o objetivo de restringir sua deriva horizontal.

8.3.2. Resultados – Comparação das Curvas do Caso 5 e Caso 6

Baseado nas análises numéricas de sensibilidade dos coeficientes c_{33} e c_{77} apresentadas nos capítulos anteriores, o ajuste destes coeficientes foi realizado de forma distinta.

Para o Caso 6, utilizou-se apenas o coeficiente c_{33} na calibração da curva numérica.

Para o Caso 5, utilizou-se apenas o coeficiente c_{77} na calibração da curva numérica. Neste processo, obteve-se um resultado muito interessante, que será apresentado na próxima seção.

Para todas as análises numéricas utilizou-se a subrotina DEFMOD.

Na Figura 8.4 e Figura 8.5, são apresentadas as comparações entre as curvas de RAO da mono-coluna e do moonpool entre o Caso 5 e Caso 6, tanto numérica, como experimental.

Figura 8.4: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 5 e Caso 6 - RAO da Mono-coluna.

Figura 8.5: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 5 - RAO do Moonpool.

Pela Figura 8.4, pode-se verificar a redução da amplitude em *heave* da mono-coluna com a restrição de 2m de altura para a faixa de período entre 17 segundos e 23 segundos.

Observa-se que para o Caso 5 e Caso 6, tanto para o movimento de *heave* da mono-coluna, como para o movimento vertical relativo de oscilação da água interna ao moonpool, o resultado obtido experimentalmente é muito bem representado pelo resultado da análise numérica, através da calibração dos coeficientes de amortecimento c_{33} e c_{77} .

8.3.3. Resultados – Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77} para o Caso 5

A análise de sensibilidade do coeficiente de amortecimento c_{77} seguiu o mesmo procedimento utilizado anteriormente nos outros casos. Foram testados alguns valores para o coeficiente c_{77} em relação ao coeficiente de referência calculado, sendo eles: 0%, 6%, 7%, 9%, 11%, 14%, 17%, 28%.

A comparação entre a curva experimental e as curvas numéricas de RAO, da mono-coluna e movimento vertical relativo de oscilação da água interna ao moonpool, são apresentadas na Figura 8.6 e Figura 8.7.

Figura 8.6: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 5 e Caso 6 - RAO da Mono-coluna.

Figura 8.7: Comparação Numérico x Experimental para o Caso 5 e Caso 6 - RAO do Moonpool.

Pelo resultado obtido, pode-se apontar três semelhanças entre o comportamento dinâmico em *heave* da mono-coluna acoplada ao moonpool e um sistema dinâmico de dois corpos¹⁷:

- Identificação de dois picos de ressonância: assim como em um sistema de dois corpos, a curva de resposta da mono-coluna acoplada ao moonpool apresenta dois picos de ressonância, devido à interação entre a dinâmica vertical da água interna ao moonpool e o movimento de *heave* da mono-coluna;
- Dois pontos distintos de cruzamento entre curvas obtidas para diferentes valores de amortecimento: assim como em um sistema de dois corpos, a curvas de resposta em *heave* da mono-coluna e do moonpool apresentam (aproximadamente) dois pontos de encontro quando vários valores de amortecimento para o termo de amortecimento c_{77} são testados;
- Mudança de comportamento do sistema quando o amortecimento entre corpos (o termo de acoplamento) assume grandes magnitudes: observa-se, para vários resultados obtidos com as análises numéricas, alteração no comportamento da mono-coluna e no moonpool. Quando o termo de amortecimento c_{77} tende para o infinito, a dinâmica do sistema deixa de apresentar comportamento similar à de dois graus de liberdade. Ao invés de dois períodos de ressonância, o sistema passa a ter um período apenas. Pode-se considerar que a água interna ao moonpool transforma-se em um peso, que é apenas carregado pelo corpo, não exercendo mais nenhuma influência em seu comportamento.

¹⁷ As características de um sistema dinâmico de dois corpos será apresentada no capítulo 9.

8.4. ESTUDO EXPERIMENTAL DA RESTRIÇÃO TIPO CHAPA

8.4.1. Introdução

Buscando-se investigar o comportamento observado na seção anterior para uma restrição tipo chapa, realizou-se uma bateria de ensaios no LABOCEANO¹⁸, com restrições em forma de anel (mesmo formato utilizado no caso 4). O LabOceano dispõe de um tanque oceânico com 40m de comprimento, 30m de largura e a profundidade de 15m. Utilizou-se o mesmo modelo ensaiado experimentalmente no IPT. Na Figura 8.8, é apresentado o modelo experimental.

Os ensaios, realizados tiveram como objetivo avaliar o comportamento da monocolumna para várias aberturas de restrição tipo chapa, ou seja, para 6 (seis) valores do adimensional A_m/A_r . Na Tabela 8.2, são apresentadas as dimensões das restrições ensaiadas. Para ficar mais claro o significado do valor de cada relação de área A_m/A_r , é possível observar na Figura 8.9 o tamanho da abertura da restrição correspondente a cada relação de área.

Utilizou-se a subrotina DEFMOD na análise numérica para comparação dos resultados obtidos experimentalmente

Tabela 8.2: Dimensões das restrições ensaiadas.

A_m/A_r	D_r (m)
9.0	23.0
4.4	33.0
2.2	47.0
1.4	58.0
1.2	64.0
1.0*	69.0

¹⁸ LABOCEANO: Laboratório de Tecnologia Oceânica - LabOceano, COPPE/UFRJ.

* Relação A_m/A_r igual a 1, significa que o diâmetro da restrição é igual ao do moonpool, logo não existe restrição no moonpool.

Figura 8.8: Modelo em escala reduzida da MonoBR ensaiado no LabOceano.

Figura 8.9: Comparação entre as aberturas das restrições tipo chapa.

A Figura 8.10 apresenta a malha utilizada nesta análise. A Tabela 8.3, por sua vez, apresenta o número total de painéis utilizados para a representação de um quarto do corpo.

Figura 8.10: Da esquerda para direita: em vermelho destaque-se tampa representando a superfície do moonpool; as duas outras imagens são a malha que representa o corpo.

Tabela 8.3: Número total de painéis para representação de cada caso ensaiado para apenas um quarto de geometria.

Mono-coluna com restrição de diâmetro	Número total de painéis
69 m	2790
64 m	2910
58 m	2910
47 m	3090
33 m	3090
23 m	3090

Foram realizados ensaios, tanto com o modelo fixo (todos os seis graus de liberdade do corpo restringidos), como com o modelo solto (sem restrição para o seis graus de liberdade do corpo).

Foi gerada uma onda transiente para a obtenção da curva de resposta do corpo e do moonpool, cobrindo a faixa de período de 0.5 segundos a 3.5 segundos (5 segundos a 35 segundos na escala do protótipo). O movimento oscilatório vertical da água interna ao moonpool foi obtido através de um medidor de onda posicionado na linha vertical de simetria do moonpool (centro do moonpool).

O modelo foi ensaiado ancorado com um sistema de ancoragem horizontal de modo a restringir sua deriva horizontal.

Esta série de ensaios, bem como os respectivos resultados experimentais podem ser vistos também em BARREIRA, R. et al. (2005).

8.4.2. Resultados – Mono-coluna Fixa

Os resultados experimentais obtidos, assim como as curvas numéricas resultante das análises de sensibilidade são apresentados no Apêndice C.

Os resultados experimentais apresentados na Figura C. 1 mostram que a amplitude de oscilação da água interna ao moonpool decresce à medida que a abertura da restrição se torna menor, ou seja, A_m/A_r torna-se maior. Também é possível observar que com o aumento de A_m/A_r , o período natural do moonpool sofre um acréscimo em seu valor. Isto fica mais evidente observando-se as curvas obtidas numericamente. Recupera-se então, através de resultados experimentais e resultados numéricos, a conclusão de DAY, A. H. (1990), isto é, a variação da relação A_m/A_r tem grande influência na massa adicional do moonpool.

É interessante verificar que à medida que aumentamos a relação A_m/A_r , as curvas obtidas experimentalmente tendem a ficar superamortecidas, dificultando a identificação do período exato de ressonância vertical da água interna ao moonpool. A análise numérica supera esta dificuldade, desde que não seja adicionado nenhum valor para o coeficiente c_{77} .

Através dos valores obtidos, pode-se plotar o gráfico de $a_\zeta/(A_m * \rho * h)$ versus A_m/A_r . Pelo gráfico obtido apresentado na Figura 8.11, verifica-se novamente a dependência linear do adimensional $a_\zeta/(A_m * \rho * h)$ em relação ao adimensional A_m/A_r . Logo, torna-se interessante pensar no dimensionamento da restrição em função da relação entre as áreas do moonpool e a restrição, ao invés de pensar nos valores dos diâmetros ou relação entre eles.

Figura 8.11: $a_z/(A_m * \rho * h)$ versus A_m/A_r .

Os valores dos coeficientes c_{33} e c_{77} foram novamente calculados em relação ao amortecimento de referência utilizado na primeira seção deste capítulo. Da Figura C. 3 até a Figura C. 8, é apresentado o ajuste do coeficiente de amortecimento c_{77} pela curvas de resposta de oscilação da água interna ao moonpool frente à incidência de ondas. Plotando-se todos os valores de c_{77} no mesmo gráfico em função da relação das áreas A_m/A_r , obtêm-se novamente uma relação de dependência linear. Esta curva é apresentada na Figura 8.12.

Figura 8.12: c_{77}/c_{ref} versus A_m/A_r .

8.4.3. Resultados – Mono-coluna Oscilando Livremente

Introdução

A Figura C. 9 mostra as curvas numéricas para o comportamento, tanto do movimento de oscilação vertical relativa do moonpool, como da mono-coluna em função da variação da relação A_m/A_r no caso em que o corpo oscila livremente. Pode-se verificar que existem dois picos de ressonância distintos. Observa-se que entre os casos em que A_m/A_r vale 2.2 e 4.4, existe uma transição de comportamento do movimento em *heave* da mono-coluna¹⁹. Para as restrições cuja relação de área A_m/A_r é maior que 2.2, ou maior que $(A_m/A_r)^*$, o primeiro período de ressonância do sistema (menor valor em segundos) é sempre igual ou muito próximo ao período natural de *heave* da mono-coluna sem moonpool. Observa-se também que

¹⁹ Este comportamento já havia sido observado na seção 7.2, Primeiros estudos da restrição tipo chapa.

o segundo período de ressonância do sistema (maior valor em segundos) assume valores progressivamente maiores.

A Figura C. 10 mostra as curvas experimentais para o comportamento, tanto do movimento de oscilação vertical relativa do moonpool, como da mono-coluna em função da variação da relação A_m/A_r no caso em que o corpo oscila livremente. Através destas curvas, é possível verificar com mais clareza a observação colocada no parágrafo anterior. Nota-se a transição de comportamento entre a curva de relação de área A_m/A_r igual a 1.4, passando por um comportamento em forma de patamar (A_m/A_r igual a 2.2), até o surgimento de apenas uma pico de ressonância entre os períodos 5 segundos e 25 segundos, correspondente à curva de A_m/A_r igual a 4.4, e a de A_m/A_r igual a 9. Observa-se também que o segundo pico de ressonância desaparece. A explicação para este fato reside no aumento do amortecimento do sistema. Assim como no sistema dinâmico de dois corpos, para um determinado valor de amortecimento entre os corpos, o sistema transforma-se num sistema dinâmico de apenas um grau de liberdade. Pelas curvas de resposta do movimento vertical relativo do moonpool apresentadas na mesma figura, verifica-se que a amplitude de movimento relativo entre o moonpool e o corpo assume valores com pequenas magnitudes, o que indica grande dissipação de energia no instante em que a água entra e sai do moonpool.

Análise de sensibilidade do coeficiente c_{77}

Da Figura C. 11 a Figura C. 17, apresenta-se a análise de sensibilidade do coeficiente de amortecimento c_{77} para as curvas de resposta do movimento vertical relativo de oscilação da água interna ao moonpool, e para as curvas de resposta do movimento de *heave* da mono-coluna. Pela observação de todas estas figuras, constata-se que é o termo de amortecimento c_{77} que rege o comportamento do sistema. É através deste que se torna possível modificar o comportamento da curva numérica, aproximando-se este resultado da curva obtida experimentalmente.

É interessante observar que pela variação do coeficiente de amortecimento c_{77} obtêm-se várias curvas de resposta para o movimento do corpo e do moonpool, e todas elas se interceptam aproximadamente em dois pontos. Observa-se também que, quando este valor vai para o infinito, o sistema comporta-se como de um grau de liberdade. Estas características

podem ser vistas em um sistema dinâmico de dois corpos, cujas características serão apresentadas no próximo capítulo.

Análise de sensibilidade do coeficiente c_{33}

A análise de sensibilidade do coeficiente c_{33} mostra que este apenas amortece a amplitude de oscilação no segundo pico de ressonância do sistema (o de maior valor em segundos), não alterando a dinâmica do sistema da mesma forma que o coeficiente c_{77} . Esta observação é válida para as restrições cuja relação de área varia de 1.0 a 2.2. Para as outras relações, é o primeiro período de ressonância (o de menor valor em segundos) que se torna amortecido. Fazendo-se uma analogia ao sistema dinâmico de dois corpos, o coeficiente de amortecimento c_{33} funcionaria como o amortecedor do corpo principal.

9. APLICAÇÃO DA EQUAÇÃO DE LAGRANGE PARA DESCREVER A DINÂMICA DO MOONPOOL

9.1. INTRODUÇÃO

O objetivo deste capítulo é apresentar a aplicação da equação de Lagrange para descrever a dinâmica do movimento vertical da água interna ao moonpool, e verificar que assumindo algumas hipóteses, recai-se em um sistema de equações linearizado o qual representa o acoplamento entre o movimento de *heave* da mono-coluna e o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool.

O moonpool é um sistema cuja massa varia com a posição da linha d'água, representada por ζ . Por esta característica, não é possível aplicar a equação de Lagrange usual, a qual considera o sistema com massa independente dos graus de liberdade do sistema e do tempo. Logo, torna-se necessária a aplicação das equações de Lagrange para um sistema com massa dependente de seus graus de liberdade.

Não será exposto aqui o desenvolvimento destas equações, o qual já foi apresentado com muita clareza por PESCE, C. P. (2003). Para aplicação da equação de Lagrange para um sistema com massa dependente de seus graus de liberdade, será utilizada a equação (22) obtida por PESCE, C. P. (2003), apresentada aqui como equação (9.1).

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} = \hat{Q}_j^{nc}; \quad j = 1, \dots, M,$$

$$\hat{Q}_j^{nc} = \sum_i \left(f_i^{nc} + \dot{m}_i \cdot v_{oi} \right) \cdot \frac{\partial P_i}{\partial q_j} - \sum_i \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial m_i}{\partial q_j} \cdot v_i^2 \quad (9.1)$$

A equação (9.1) é a equação de Lagrange usual acrescida do termo $-\sum_i \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial m_i}{\partial q_j} \cdot v_i^2$, que é obtido sempre que um sistema possui sua massa dependente das coordenadas

generalizadas, e o termo $(\dot{m}_i \cdot v_{oi})$ que representa o fluxo de massa (MERIAM, J. L., 2006) existente na abertura inferior do moonpool.

9.2. APLICAÇÃO

De acordo com o texto apresentado por PESCE, C. P. no exame de qualificação do autor desta dissertação, e PESCE, C. P. e TORRES, F. (2007), segue o desenvolvimento da aplicação da equação (9.1) para descrever a dinâmica do movimento vertical da água interna ao moonpool.

Pelas relações (10.8 a,b,c), que serão apresentadas no próximo capítulo, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} H(t) &= h_o + h(t) \\ \dot{H}(t) &= \dot{\zeta}_w - \dot{z} \end{aligned} \quad (9.2)$$

Onde: $H(t)$ é o calado total da mono-coluna no instante de tempo t e $\dot{H}(t)$ é sua derivada;

h_o é o calado do moonpool no instante inicial;

ζ_w é a amplitude da superfície livre externa (amplitude da onda) e $\dot{\zeta}_w$ sua derivada.

A massa do moonpool é definida por:

$$m_\zeta(\zeta) = \rho \cdot A_m \cdot (\zeta_r + h_o) = \rho \cdot A_m \cdot (\zeta - z + h_o) \quad (9.3)$$

Logo, a energia cinética da água interna ao moonpool pode ser definida por:

$$T = \frac{1}{2} \cdot m_{\zeta}(\zeta) \cdot \dot{\zeta}^2 = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A_m \cdot (\zeta - z + h_o) \cdot \dot{\zeta}^2 \quad (9.4)$$

E suas derivadas por:

$$\frac{\partial T}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta}^2$$

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{\zeta}} = \rho \cdot A_m \cdot (\zeta - z + h_o) \cdot \dot{\zeta}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\zeta}} \right) = \rho \cdot A_m \cdot [(\zeta - z + h_o) \cdot \ddot{\zeta} - \dot{z} \cdot \dot{\zeta} + \dot{\zeta}^2] \quad (9.5 \text{ a,b,c})$$

O lado direito da equação (9.1), representa as forças atuantes no sistema, que podem ser escritas como:

$$\hat{F}_{\zeta} = f^{nc} + \dot{m} \cdot v_o - \frac{1}{2} \cdot \sum \frac{\partial m_i}{\partial q_{\zeta}} \cdot v_i^2 \quad (9.6)$$

$$f^{nc} = F_H + F_D \quad (9.7)$$

Onde F_H é a parcela da força devida à pressão hidrostática, escrita na forma:

$$\begin{aligned} F_H &= -\rho \cdot g \cdot A_m \cdot \{(\zeta_r + h_o) - H(t)\} \\ &= -\rho \cdot g \cdot A_m \cdot \{(\zeta - z + h_o) - h_o - (\zeta_w - z)\} \\ &= -\rho \cdot g \cdot A_m \cdot \{\zeta - \zeta_w\} \end{aligned} \quad (9.8)$$

Onde F_D é a parcela dinâmica de força obtida pela equação de Bernoulli, escrita na forma:

$$F_D = -\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta}^2 \quad (9.9)$$

E o último termo da equação (9.6), através da equação (9.3), é escrito como:

$$-\frac{1}{2} \cdot \sum \frac{\partial m_i}{\partial q_\zeta} \cdot v_i^2 = \dot{m}_\zeta(\zeta) \cdot \dot{v}_o = \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta}^2 - \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta} \cdot \dot{z} \quad (9.10)$$

Onde: $\dot{m}_\zeta(\zeta) = \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta}_r = \rho \cdot A_m \cdot (\dot{\zeta} - \dot{z})$ é a derivada da massa do moonpool em função do deslocamento da superfície livre do mesmo;

$\dot{v}_o = \dot{\zeta}$ é a velocidade da massa expelida ou ganha;

Logo, $\hat{F}_\zeta$ é escrito na forma:

$$\begin{aligned} \hat{F}_\zeta &= -\rho \cdot g \cdot A_m \cdot \{\zeta - \zeta_w\} + \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta}^2 - \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta} \cdot \dot{z} - \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta}^2 \\ \hat{F}_\zeta &= -\rho \cdot g \cdot A_m \cdot \{\zeta - \zeta_w\} - \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta} \cdot \dot{z} \end{aligned} \quad (9.11)$$

Então, $\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\zeta}} \right) - \frac{\partial T}{\partial \zeta} = \hat{F}_\zeta$ é escrito como:

$$\begin{aligned} \rho \cdot A_{wl} \cdot [(\zeta - z + h_o) \cdot \ddot{\zeta} - \dot{z} \cdot \dot{\zeta} + \dot{\zeta}^2] - \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta}^2 &= -\rho \cdot g \cdot A_m \cdot \{\zeta - \zeta_w\} - \rho \cdot A_m \cdot \dot{\zeta} \cdot \dot{z} \\ (\zeta - z + h_o) \cdot \ddot{\zeta} + \frac{1}{2} \cdot \dot{\zeta}^2 + g \cdot \zeta &= g \cdot \zeta_w \end{aligned} \quad (9.12)$$

Utilizando-se das relações (10.8 a,b,c), a equação (9.12) pode também ser escrita como:

$$(\varsigma_r + h_o) \cdot (\ddot{\varsigma}_r + \ddot{z}) + \frac{1}{2} \cdot \dot{\varsigma}_r^2 + \dot{z} \cdot \dot{\varsigma}_r + \frac{1}{2} \cdot \dot{z}^2 + g \cdot (\varsigma_r + z) = g \cdot \varsigma_w \quad (9.13)$$

Ou ainda:

$$(\varsigma_r + h_o) \cdot \ddot{\varsigma}_r + \frac{1}{2} \cdot \dot{\varsigma}_r^2 + \dot{z} \cdot \dot{\varsigma}_r + g \cdot \varsigma_r = g \cdot (\varsigma_w - z) - \frac{1}{2} \cdot \dot{z}^2 - (\varsigma_r + h_o) \cdot \ddot{z} \quad (9.14)$$

Dividindo todos os termos da equação (9.14) por $(\varsigma_r + h_o)$, obtém-se:

$$\ddot{\varsigma}_r + \frac{1}{2 \cdot (\varsigma_r + h_o)} \cdot \dot{\varsigma}_r^2 + \frac{\dot{z}}{(\varsigma_r + h_o)} \cdot \dot{\varsigma}_r + \frac{g}{(\varsigma_r + h_o)} \cdot \varsigma_r = g \cdot \frac{(\varsigma_w - z)}{(\varsigma_r + h_o)} - \frac{1}{2 \cdot (\varsigma_r + h_o)} \cdot \dot{z}^2 - \frac{(\varsigma_r + h_o)}{(\varsigma_r + h_o)} \cdot \ddot{z} \quad (9.15)$$

Lembrando que $\omega_o = \sqrt{g/h_o}$ é a frequência natural da coluna d'água do moonpool para pequenos deslocamentos²⁰, verifica-se que $\omega_o^2 = g/h_o$. Definindo-se os adimensionais

$\eta_r = \frac{\varsigma_r}{h_o}$, $\eta_w = \frac{\varsigma_w}{h_o}$ e $\beta = \frac{z}{h_o}$, $\hat{t} = \omega_o \cdot t$, se $\varsigma_r/h_o \ll 1$, obtém-se a equação (9.16) linearizada em η_r :

$$\ddot{\eta}_r + \frac{1}{2} \cdot \dot{\eta}_r^2 + \dot{\beta} \cdot \dot{\eta}_r + \eta_r = (\eta_w - \beta) - \frac{1}{2} \cdot \dot{\beta}^2 - \ddot{\beta} \quad (9.16)$$

²⁰ Ver capítulo 1, Revisão da Literatura, equação (3.8) na revisão de TASAKA et al., (1965)

Se $|\dot{\eta}_r| \ll \eta_r$, $|\dot{\beta}| \ll \beta$ e $|\dot{\beta}| \cdot |\dot{\eta}_r| \ll 1$:

$$\ddot{\eta}_r + \eta_r = (\eta_w - \beta) - \ddot{\beta} \quad (9.17)$$

Resgatando-se a equação (4.5), pode-se escrever:

$$\ddot{z} = \frac{d^2}{dt^2}(z(t)) = \omega_o^2 \cdot \frac{d^2 z}{d\hat{t}^2} = \omega_o^2 \cdot h_o \cdot \ddot{\beta} = g \cdot \ddot{\beta}$$

$$\dot{z} = \omega_o \cdot \frac{dz}{d\hat{t}} = \omega_o \cdot h_o \cdot \dot{\beta}$$

Definindo-se os adimensionais:

$$\mu_c = \frac{m_c}{\rho \cdot A_m \cdot h_o} = \frac{m_c}{m_o} \quad (9.18)$$

$$\mu_z = \frac{a_z}{\rho \cdot A_m \cdot h_o} = \frac{a_z}{m_o} \quad (9.19)$$

$$m_o = \rho \cdot A_m \cdot h_o \quad (9.20)$$

$$\frac{(b_z + b_z^l)}{m_o \cdot \omega_o} \cdot \frac{\dot{z}}{h_o} = \gamma \cdot \beta \quad (9.21)$$

$$\sigma^2 = \frac{\Omega^2}{\omega_o^2} = \frac{\rho \cdot g \cdot A_{wl}}{(m_c + a_z)} \cdot \frac{1}{\omega_o^2} \quad (9.22)$$

$$\Omega^2 = \frac{\rho \cdot g \cdot A_{wl}}{(m_c + a_z)} \quad (9.23)$$

De acordo com o que já foi observado nos capítulos anteriores, através das análises de sensibilidades dos coeficientes de amortecimento viscosos do WAMIT, verificou-se a forte influência destes no comportamento do sistema. Logo, além da presença do coeficiente de amortecimento viscoso adimensionalizado γ , supõem-se também a existência de um termo de amortecimento viscoso b_{12} (adimensionalizado pelo mesmo processo utilizado na equação (9.21)) devido às forças viscosas atuando no movimento relativo entre o corpo e o moonpool. Logo, as equações (4.5) e (9.17) podem ser escritas na forma:

$$\begin{aligned} (\mu_c + \mu_z) \cdot \ddot{\beta} + \gamma \cdot \dot{\beta} - b_{12} \cdot \dot{\eta}_r + \sigma^2 \cdot \beta &= \varepsilon \cdot \eta_w \cdot e^{i \cdot \nu \cdot t} \\ \ddot{\beta} + \omega_o^2 \cdot \beta + \ddot{\eta}_r + b_{12} \cdot \dot{\eta}_r + \eta_r &= \eta_w e^{i \cdot \nu \cdot t} \end{aligned} \quad (9.24)$$

Ou na forma matricial:

$$\begin{bmatrix} (\mu_c + \mu_z) & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{\beta} \\ \ddot{\eta}_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \gamma & -b_{12} \\ 0 & b_{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{\beta} \\ \dot{\eta}_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma^2 & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \beta \\ \eta_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon \\ 1 \end{bmatrix} \cdot \eta_w \cdot e^{i \cdot \nu \cdot t} \quad (9.25)$$

Reescrevendo a equação matricial (9.25) em função de ς , obtém-se:

$$\begin{bmatrix} (\mu_c + \mu_z) & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{\beta} \\ \ddot{\eta} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \gamma + b_{12} & -b_{12} \\ -b_{12} & b_{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{\beta} \\ \dot{\eta} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma^2 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \beta \\ \eta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon \\ 1 \end{bmatrix} \cdot \eta_w \cdot e^{i \cdot \nu \cdot t} \quad (9.26)$$

Pelas equações matriciais (9.25) e (9.26), verifica-se então que é necessária a calibração de apenas dois coeficientes de amortecimento viscoso no modelo que representa o acoplamento dinâmico do movimento em *heave* da mono-coluna e o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool, tornando possível a calibração do software numérico a partir dos resultados experimentais.

10. OBTENÇÃO DE UM MODELO MECÂNICO MASSA-MOLA-AMORTECEDOR PARA O SISTEMA ACOPLADO MONO-COLUNA & MOONPOOL

10.1. INTRODUÇÃO

Nos capítulos anteriores, foram identificadas características do sistema formado pelo acoplamento entre o movimento de *heave* da mono-coluna e o movimento vertical de oscilação da água interna ao moonpool. Estas características vêm sendo apontadas como semelhantes às de um sistema dinâmico de dois corpos.

O objetivo deste capítulo é apresentar as principais características de um sistema dinâmico de dois corpos em algumas possíveis configurações, e procurar conectar estas características àquelas já identificadas para o acoplamento entre a mono-coluna e o moonpool.

Se o moonpool acoplado a uma mono-coluna funciona como um sistema de dois corpos, espera-se que este possa ser representado por um sistema de equação na forma matricial:

$$[m_{ij}] \cdot \ddot{x}_{ij} + [c_{ij}] \cdot \dot{x}_{ij} + [k_{ij}] \cdot x_{ij} = 0 \quad (10.1)$$

O moonpool então pode ser interpretado com um absorvedor dinâmico de vibração amortecido. Antes de entrar no detalhe, de como se pode modelar este sistema, será apresentado um absorvedor dinâmico de vibração não amortecido, e um absorvedor dinâmico de vibração amortecido.

As próximas seções foram extraídas, e reproduzidas neste trabalho de forma resumida, da referência HARTOG, J. P. DEN, (1985) e MEIROVITCH, L. (1970).

10.2. ABSORVEDOR DINÂMICO DE VIBRAÇÃO NÃO AMORTECIDO

Figura 10.1: Absorvedor dinâmico de Frahm

O absorvedor dinâmico de vibração, inventado por Frahm em 1909, consiste no acoplamento de um sistema vibratório comparativamente pequeno de massa m_2 e restauração k_{12} , conectado a um corpo principal de massa m_1 e restauração k_1 . O objetivo deste acoplamento é sintonizar a frequência natural $\sqrt{k_{12} \cdot m_2}$ do absorvedor de forma que esta seja igual à frequência ω da força $P_0 \cdot \text{sen}(\omega \cdot t)$ de perturbação atuante no corpo principal. Como resultado, o corpo principal não vibra, e o pequeno sistema vibratório oscila de forma que a força de sua mola seja igual e oposta à força atuante no corpo principal durante todos os instantes, cancelando esta força. Este absorvedor é um caso específico do sistema geral de dois corpos. A Figura 10.1 apresenta o absorvedor de Frahm. Admitindo que as duas massas possuam movimentos harmônicos de mesma frequência ω , e respectivas amplitude a_1 e a_2 , as equações diferenciais deste sistema podem ser escritas na forma:

$$\begin{aligned} [a_1 \cdot (-m_1 \cdot \omega^2 + k_1 + k_{12}) - a_2 \cdot k_{12}] \cdot \text{sen}(\omega \cdot t) &= P_0 \cdot \text{sen}(\omega \cdot t) \\ [-a_1 \cdot k_{12} + a_2 \cdot (-m_2 \cdot \omega^2 + k_{12})] \cdot \text{sen}(\omega \cdot t) &= 0 \end{aligned} \quad (10.2)$$

Considerando os adimensionais $x_{est} = P_0/k_1$, $\omega_n^2 = k_{12}/m_2$ e $\Omega_n^2 = k_1/m_1$, e através de manipulação matemática, o sistema de equações (10.2) pode ser escrito na forma:

$$\frac{x_1}{x_{est}} = \frac{\left(-\frac{\omega^2}{\omega_n^2} + 1\right)}{\left(-\frac{\omega^2}{\omega_n^2} + 1\right) \cdot \left(-\frac{\omega^2}{\Omega_n^2} + 1 + \frac{k_{12}}{k_1}\right) - \frac{k_{12}}{k_1}} \cdot \text{sen}(\omega \cdot t)$$

$$\frac{x_2}{x_{est}} = \frac{1}{\left(-\frac{\omega^2}{\omega_n^2} + 1\right) \cdot \left(-\frac{\omega^2}{\Omega_n^2} + 1 + \frac{k_{12}}{k_1}\right) - \frac{k_{12}}{k_1}} \cdot \text{sen}(\omega \cdot t) \quad (10.3 \text{ a, b})$$

Constata-se aqui duas conclusões muito importantes:

- Pela equação (10.3 a): Quando ω_n^2 (frequência natural do absorvedor) é igual à ω (frequência de excitação da força P_0), o numerador desta equação torna-se zero. Logo, o movimento da massa principal torna-se nulo. Pela equação (4.51.b), verifica-se que o absorvedor irá se movimentar com amplitude $P_0/k_{12} \cdot \text{sen}(\omega \cdot t)$;

- Pelo sistema de equações (10.3): Em ambas as equações, o denominador é igual, e quando efetuada a multiplicação dos termos, recai-se na *equação da frequência*, com um termo proporcional a $(\omega^2/\omega_n^2)^2$, um termo proporcional a ω^2/ω_n^2 e outro termo independente. Igualando-se a zero esta equação, obtêm-se uma equação quadrática em ω^2/ω_n^2 . Logo, para dois valores de ω o denominador torna-se zero e os movimentos das duas massas (corpo principal e absorvedor) vão para o infinito, mostrando que este sistema possui duas frequências de ressonância, assim como foi apontado para o acoplamento entre a mono-coluna e o moonpool.

10.3. ABSORVEDOR DINÂMICO DE VIBRAÇÃO AMORTECIDO

Adicionando um coeficiente de amortecimento entre as massas m_1 e m_2 do sistema apresentado na seção anterior, obtém-se:

$$\frac{x_1^2}{P_0^2} = \frac{(k_{12} - m_2 \cdot \omega^2)^2 + \omega^2 \cdot c^2}{\left\{(-m_1 \cdot \omega^2 + k_1) \cdot (k_{12} - m_2 \cdot \omega^2) - m_2 \cdot \omega^2 \cdot k_{12}\right\}^2 + \omega^2 \cdot c^2 \cdot (-m_1 \cdot \omega^2 + k_1 - m_{12} \cdot \omega^2)^2}$$

10.4)

Considerando a força P_0 constante, e admitindo que $m_2/m_1 = 1/20$ e $\omega_n/\Omega_n = 1$, pode-se resolver a equação em função de ω . O resultado é o gráfico apresentado na Figura 10.2.

Figura 10.2: Resposta de um absorvedor dinâmico de vibração amortecido

O objetivo desta seção é apresentar duas importantes conclusões obtidas pela observação da Figura 10.2:

- Independentemente do valor do coeficiente de amortecimento utilizado para um amortecedor que conecta o corpo principal e o absorvedor em um sistema dinâmico de vibração amortecida, haverá dois pontos distintos nos quais todas as respectivas curvas irão se interceptar (mesma característica apontada para o acoplamento entre a mono-coluna e o moonpool);

- Quando o valor do coeficiente de amortecimento é zero, observam-se dois picos de ressonância, como já havia sido observado na seção anterior. Quando o amortecimento tende para o infinito, os dois corpos tornam-se praticamente conectados, isto é, como um sistema rígido de apenas um grau de liberdade, apresentando apenas um pico de ressonância (mesma característica apontada para o acoplamento entre a mono-coluna e o moonpool);

10.4. REPRESENTAÇÃO DO MOONPOOL ACOPLADO À MONO-COLUNA ATRAVÉS DE UM SISTEMA DE DOIS CORPOS MASSA-MOLA-AMORTECEDOR

Para representação do moonpool acoplado a uma mono-coluna é de fundamental importância ressaltar três pontos:

- O moonpool não é uma massa conectada ao corpo principal, a mono-coluna. É a água interna ao moonpool que representa o segundo corpo, o qual trabalha em conjunto com a mono-coluna. Logo, ao se considerar que o segundo corpo é formado por uma massa de valor constante, já se tem uma aproximação que pode ser necessária para a construção do modelo;

- Ao representar a interação entre a água interna ao moonpool e o corpo por um sistema massa-mola-amortecedor é necessário tentar separar algumas componentes, como: o amortecimento devido só ao movimento puro do corpo; o amortecimento devido à interação entre o movimento relativo entre a água interna ao moonpool e a mono-coluna. Estimar estas três componentes de amortecimento, isto é, separar o fenômeno físico de amortecimento nestas duas componentes, é uma tarefa não muito simples.

• Quando a mono-coluna recebe a excitação de uma onda, não é só ela que está recebendo esta força diretamente, mas a água interna ao moonpool também. Logo, o modelo apresentado na seção 10.3 não representa por completo a interação onda-mono-coluna-moonpool.

De acordo com as observações dos resultados obtidos, características apontadas, conclusões feitas ao longo deste trabalho, e o sistema de equações obtido ao final do capítulo anterior, sugere-se o sistema massa-mola-amortecedor que busca representar a dinâmica entre o movimento da água interna ao moonpool e a mono-coluna, apresentado na Figura 10.3.

Figura 10.3: Representação do sistema dinâmico composto pela mono-coluna e o moonpool através de um sistema massa-mola-amortecedor.

Logo, as equações obtidas para este sistema são:

$$\begin{aligned} m_z \cdot \ddot{z} &= -k_z \cdot z - c_z \cdot \dot{z} - c_{z\zeta} \cdot (\dot{z} - \dot{\zeta}) \\ m_\zeta \cdot \ddot{\zeta} &= -k_\zeta \cdot \zeta - c_\zeta \cdot (\dot{\zeta} - \dot{z}) \end{aligned} \quad (10.5)$$

Onde: $m_z = m_1$, $m_\zeta = m_2$, $c_z = c_1$, $k_z = k_1$, $k_\zeta = k_2$, $c_{z\zeta} = c_\zeta = c_{12}$

Expressando o resultado em relação aos movimentos absolutos dos corpos, obtêm-se:

$$\begin{aligned}
m_z \cdot \ddot{z} + (c_z + c_{z\zeta}) \cdot \dot{z} + k_z \cdot z - c_{z\zeta} \cdot \dot{\zeta} &= 0 \\
m_\zeta \cdot \ddot{\zeta} + c_{\zeta z} \cdot \dot{\zeta} + k_\zeta \cdot \zeta - c_{\zeta z} \cdot \dot{z} &= 0
\end{aligned} \tag{10.6 a,b}$$

Escrevendo na forma matricial, obtêm-se:

$$\begin{bmatrix} m_z & 0 \\ 0 & m_\zeta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{z} \\ \ddot{\zeta} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} c_z + c_{z\zeta} & -c_{z\zeta} \\ -c_{\zeta z} & c_{\zeta\zeta} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{z} \\ \dot{\zeta} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} k_z & 0 \\ 0 & k_\zeta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} z \\ \zeta \end{bmatrix} = 0 \tag{10.7}$$

Pode-se escrever também o movimento vertical da água interna ao moonpool em função do movimento vertical do corpo principal, ou seja, obtendo-se o movimento vertical da água interna ao moonpool relativo ao movimento vertical da mono-coluna. Para isso, basta definir o movimento, velocidade e aceleração relativa da água interna ao moonpool como:

$$\begin{aligned}
\zeta_r &= \zeta - z \\
\dot{\zeta}_r &= \dot{\zeta} - \dot{z} \\
\ddot{\zeta}_r &= \ddot{\zeta} - \ddot{z}
\end{aligned} \tag{10.8 a,b,c}$$

Logo, as equações (10.6 a,b) podem ser escritas como:

$$\begin{aligned}
m_z \cdot \ddot{z} + c_z \cdot \dot{z} + k_z \cdot z - c_{z\zeta} \cdot \dot{\zeta}_r &= 0 \\
m_\zeta \cdot \ddot{\zeta}_r + c_{\zeta z} \cdot \dot{\zeta}_r + k_\zeta \cdot \zeta_r + m_\zeta \cdot \ddot{z} + k_\zeta \cdot z &= 0
\end{aligned} \tag{10.9.a,b}$$

Escrevendo na forma matricial, obtém-se:

$$\begin{bmatrix} m_z & 0 \\ m_\varsigma & m_\varsigma \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{z} \\ \ddot{\varsigma}_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} c_z & -c_{z\varsigma} \\ 0 & c_{z\varsigma} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{z} \\ \dot{\varsigma}_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} k_z & 0 \\ k_\varsigma & k_\varsigma \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} z \\ \varsigma_r \end{bmatrix} = 0 \quad (10.10)$$

É interessante observar que, quando se escreve o sistema de equações em função dos termos de movimento, velocidade e aceleração relativa do moonpool, as matrizes de massa e rigidez do sistema não são mais simétricas.

O sistema de equações (10.7), obtido aqui através do modelo massa-mola-amortecedor sugerido, será utilizado para a modelagem mais precisa dos termos de amortecimentos de procedência viscosa que podem ser introduzidos na modelagem do WAMIT considerando a interação entre dois corpos.

11. UTILIZAÇÃO DA ANÁLISE DO WAMIT, CONSIDERANDO A INTERAÇÃO DE DOIS CORPOS

11.1. INTRODUÇÃO

Baseando-se no estudo apresentado e na verificação de que o moonpool acoplado à mono-coluna funciona como um sistema dinâmico de dois corpos, decidiu-se iniciar uma nova linha de análise com o software numérico WAMIT.

Diferente da subrotina DEFMOD, que aplica à superfície livre da água interna ao moonpool modos de deformação considerando esta uma extensão do corpo, a análise do WAMIT com mais de um corpo considera a superfície livre como um segundo corpo, interagindo hidrodinamicamente com o corpo principal, a mono-coluna.

Neste tipo de análise, a superfície livre da água do moonpool, também representada por uma tampa, possui 6 (seis) graus de liberdade independentes do corpo principal, a mono-coluna. Logo, o problema é tratado como um sistema acoplado de dois corpos com 12 (doze) graus de liberdade.

Nesta análise utilizou-se o método do WAMIT denominado *High Order*. A superfície molhada do casco, representada por painéis, é aproximada por um conjunto de *B-splines*, onde a curvatura do casco pode ser representada de uma maneira contínua. O campo potencial de velocidades é representado por um tensor produto de funções *B-splines* $U_i(u)V_j(v)$. Obtém-se assim maior precisão na solução.

$$\phi(u,v) = \sum_{j=1}^{M_v} \sum_{i=1}^{M_u} \phi_{ij} \cdot U_i(u) \cdot V_j(v) \quad (11.1)$$

Uma primeira tentativa de aplicação deste método de análise para uma mono-coluna foi apresentada por MALTA, E. B. et al. (2006).

A seguir, é apresentado o sistema de equações em *heave* resolvido pelo software numérico para esse tipo de análise.

$$\begin{aligned} (m_{33} + a_{33}) \cdot \ddot{x}_3 + (b_{33} + c_{33}) \cdot \dot{x}_3 + k_{33} \cdot x_3 + a_{39} \cdot \ddot{x}_9 + (b_{39} + c_{39}) \cdot \dot{x}_9 &= F_3 \\ a_{93} \cdot \ddot{x}_3 + (b_{93} + c_{93}) \cdot \dot{x}_3 + (m_{99} + a_{99}) \cdot \ddot{x}_9 + (b_{99} + c_{99}) \cdot \dot{x}_9 + k_{99} \cdot x_9 &= F_9 \end{aligned} \quad (11.2)$$

Onde: a_{ij} é a massa adicional no modo i devido a um movimento no modo j .

b_{ij} é o coeficiente de amortecimento potencial no modo i devido a um movimento no modo j .

c_{ij} é o coeficiente de amortecimento viscoso linearizado no modo i devido ao movimento no modo j .

k_{ij} é o coeficiente de restauração no modo i devido ao movimento no modo j .

Nesta análise os termos de restauração k_{33} e k_{99} são calculados como apresentado a seguir.

$$k_{33} = \rho \cdot g \cdot A_{wl} \quad (11.3)$$

$$k_{99} = \rho \cdot g \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D_m^2 \quad (11.4)$$

Onde: A_{wl} é a área de linha d'água da mono-coluna.

Comparando-se o sistema de equações (11.2) com o sistema de equações (10.7), obtido através do modelo massa-mola-amortecedor sugerido no capítulo 10, verifica-se que os sistemas de equações muita parecidos, tendo como diferença entre eles a presença do termo de massa adicional cruzada presente apenas no sistema de equações (11.2).

Logo, de acordo com o sistema de equações (9.26) e (10.7) concluí-se que para se utilizar da matriz de amortecimento externo do WAMIT para análise com dois corpos, os coeficientes de amortecimento devem obedecer às relações:

$$c_{33} = c_z + c_{z\zeta}$$

$$c_{39} = c_{93} = -c_{z\zeta} = -c_{\zeta z}$$

$$c_{99} = c_{\zeta\zeta} \quad (11.5 \text{ a,b,c})$$

Este método de análise já é a própria solução no domínio da frequência do sistema de equações (10.7) para o modelo massa-mola-amortecedor, sugerido no capítulo 10.

11.2. APLICAÇÃO DO MÉTODO

Para a aplicação deste método de análise, utilizou-se o mesmo caso estudado na seção 8.4. Duas dimensões de restrições tipo chapa foram analisadas: com relação de área $A_m/A_r = 1.0$ e relação de área $A_m/A_r = 2.2$. As malhas utilizadas nesta análise foram criadas através do software MultiSurf®.

Para cada relação de área, foram realizadas duas análises de sensibilidades:

- Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta z}$;
- Análise de sensibilidade do coeficiente c_z ;

É importante ressaltar que todas as figuras relativas ao movimento vertical da água interna ao moonpool apresentaram o seu movimento absoluto, e não mais o movimento relativo como na análise com a subrotina DEFMOD. Logo, não se pode fazer uma comparação direta entre as curvas.

11.2.1. Relação de Área $A_m/A_r = 1.0$

Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta}$

Utilizou-se os valores 0%, 1%, 5%, 10% e 30% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência para o coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta}$. Os resultados são apresentados na Figura 11.1 e Figura 11.2

A análise de sensibilidade do coeficiente de amortecimento $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta}$ (coeficiente responsável pelo acoplamento dinâmico entre os dois corpos, mono-coluna e água interna ao moonpool) mostra que ele é responsável pela dinâmica do sistema. É ele o responsável pelo comportamento que o sistema irá apresentar. É possível observar que quando este coeficiente tender ao infinito (veja curva para $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta} = 30.0 * c_{ref}$) o sistema irá se comportar como um sistema dinâmico de apenas um corpo, apresentando um só período de ressonância.

Como a Figura 11.2 retrata o movimento vertical absoluto da água interna ao moonpool, verifica-se que na situação em que o coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta}$ tender ao infinito (veja curva para $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta} = 30.0 * c_{ref}$), o período de ressonância do moonpool assume o mesmo valor do período de ressonância em *heave* do corpo, como era de se esperar, pois os dois corpos irão trabalhar como se fossem apenas um.

Figura 11.1: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta} - A_m/A_r = 1.0$ - RAO da MC.

Figura 11.2: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta} - A_m/A_r = 1.0$ - RAO do MP.

Análise de sensibilidade do coeficiente c_z

Utilizou-se os valores 0%, 1%, 5%, 10% e 30% em relação ao coeficiente de amortecimento de referência para o coeficiente c_z . Os resultados são apresentados na Figura 11.3 e Figura 11.4.

A análise de sensibilidade do coeficiente de amortecimento c_z (coeficiente que aqui representa a interação entre a mono-coluna e a água ao redor do corpo) mostra que o aumento de seu valor altera sensivelmente a região em torno do segundo período de ressonância do sistema (maior valor em segundos).

Figura 11.3: Análise de sensibilidade do coeficiente c_z - $A_m/A_r = 1.0$ - RAO da MC.

Figura 11.4: Análise de sensibilidade do coeficiente c_z - $A_m/A_r = 1.0$ - RAO do MP.

11.2.2. Relação de Área $A_m/A_r = 2.2$

Introdução

As análises de sensibilidade para este valor de relação de área ($A_m/A_r = 2.2$) demonstraram o mesmo comportamento obtido para a relação de áreas $A_m/A_r = 1.0$. Os resultados serão apresentados apenas para reforçar os resultados obtidos na análise anterior ($A_m/A_r = 1.0$), com ressalva para análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta}$ (coeficiente responsável pelo acoplamento dinâmico entre os dois corpos, mono-coluna e água interna ao moonpool). Para os outros coeficientes não será feito nenhum comentário adicional.

Para todas as análises de sensibilidade utilizou-se os mesmo valores aplicados à relação de área $A_m/A_r = 1.0$.

Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta}$

Para a análise deste coeficiente é muito importante chamar a atenção para o resultado obtido. Comparando-se as curvas de RAO de *heave* da mono-coluna para vários valores de $c_{z\zeta} = c_{\zeta}$ em função do c_{ref} apresentadas na Figura 11.5, que representa o resultado para a análise com dois corpos, com as curvas da Figura C. 14, que representa o resultado para a análise com a subrotina DEFMOD, verifica-se que nas duas análises se obtém a melhor calibração da curva numérica em relação à experimental quando se utiliza $c_{z\zeta} = c_{\zeta} = 10\% * c_{ref}$. Isto significa que não apenas os dois métodos de análise estão conseguindo representar bem o comportamento dinâmico do sistema obtido experimentalmente, mas o mais importante é que o modelo mecânico massa-mola-amortecedor sugerido no capítulo 10, do qual as relações (11.5 a,b,c) foram obtidas e utilizadas para montar a análise com dois corpos, representa corretamente este caso analisado²¹.

²¹ Sob um ponto de vista conservador, para que esta afirmação seja verdadeira para os outros casos, se faz necessária também a realização de todas as análises para esses casos.

Figura 11.5: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta} - A_m/A_r = 2.2$ - RAO da MC.

Figura 11.6: Análise de sensibilidade do coeficiente $c_{z\zeta} = c_{\zeta} - A_m/A_r = 2.2$ - RAO do MP.

Análise de sensibilidade do coeficiente c_z

Figura 11.7: Análise de sensibilidade do coeficiente c_z - $A_m/A_r = 2.2$ - RAO da MC.

Figura 11.8: Análise de sensibilidade do coeficiente c_z - $A_m/A_r = 2.2$ - RAO do MP.

12. ENSAIO EXPERIMENTAL COM UMA MONO-COLUNA SEM APÊNDICES

12.1. INTRODUÇÃO

O objetivo mais importante deste conjunto de ensaios é obter a relação entre os coeficientes de amortecimento viscoso utilizados na matriz de amortecimento externa do WAMIT e os principais em relação aos principais adimensionais que representam o acoplamento entre o movimento de *heave* da mono-coluna e o movimento vertical da água interna ao moonpool, expostos no capítulo 4 desta dissertação.

12.2. DESCRIÇÃO DOS ENSAIOS

Os ensaios foram realizados no Laboratório de Tecnologia Oceânica - LabOceano, COPPE/UFRJ. O modelo utilizado nos ensaios foi confeccionado em alumínio na escala 1:100. Os detalhes de sua confecção, geometria, distribuição de lastros, calados ensaiados e restrições tipo chapa analisadas são apresentados no Apêndice D.

Este programa de ensaios foi elaborado de modo a obter, com o menor número de ensaios, a resposta deste sistema dinâmico para variação de três adimensionais do problema: 1) h/D_m – relação entre o calado e o diâmetro interno do moonpool; 2) A_m/A_r – relação entre a área do moonpool e a área da restrição; 3) D_c/D_m – relação entre o diâmetro externo do corpo e o diâmetro do moonpool.

Para a variação da relação de áreas A_m/A_r , foram ensaiados oito diferentes valores de abertura de restrições do moonpool, combinados com quatro diferentes calados (já compondo a análise do adimensional h/D_m). Foram escolhidos apenas 2 (dois) calados, com relação $h/D_m = 0.60$ e 0.86 , para análise com todas as 8 (oito) variações de restrição. Para os outros 2 (dois) calados, com relação $h/D_m = 0.30$ e 1.00 , foi ensaiada apenas uma configuração de

restrição, escolhida após o início dos ensaios. Na Figura 12.1, é apresentado o diagrama das configurações utilizadas nos ensaios.

Estes ensaios constituem a primeira fase de um programa mais abrangente, onde também será estudado o efeito do adimensional D_c/D_m – relação entre o diâmetro do corpo e o diâmetro interno do moonpool. Na Figura 12.2, é apresentado o diagrama completo do programa de ensaios, o qual foi elaborado baseado no conhecido diagrama Cubo-Estrela (MONTGOMERY, et al., 2004).

Figura 12.1: Diagrama das configurações utilizadas na primeira fase de ensaio.

Figura 12.2: Diagrama da programação completa de ensaio

Duas configurações padrões foram utilizadas nos ensaios realizados: 1) ensaio com o modelo fixo na ponte de instrumentação; 2) ensaio com o modelo na configuração *free-floating*, ou seja, livre.

Com o corpo fixado na ponte de instrumentação, realizaram-se dois tipos de ensaio:

- 1) Ensaio de decaimento vertical da água interna ao moonpool, tendo como objetivo obter o período natural amortecido deste movimento e os respectivos coeficientes de amortecimento;
- 2) Ensaio em ondas, tendo como objetivo obter a curva de resposta vertical de oscilação da água interna ao moonpool e os respectivos coeficientes de amortecimento.

Nesta configuração, o modelo foi instrumentado com:

- 4 (quatro) câmeras, tendo como objetivo visualizar o movimento da água interna ao moonpool;

Com o corpo na configuração *free-floating*, realizaram-se três tipos de ensaio:

- 1) Ensaio de inclinação estática do modelo, tendo como objetivo a obtenção do parâmetro de estabilidade estática angular do modelo, GM;
- 2) Ensaio de decaimento em *heave* e *pitch* do modelo, tendo como objetivo obter o período natural amortecido destes movimentos e os respectivos coeficientes de amortecimento;
- 3) Ensaio em ondas, tendo como objetivo obter as curvas de resposta de RAO de *heave*, *pitch* e movimento vertical de oscilação da água interna ao moonpool, e os respectivos coeficientes de amortecimento.

Na configuração *free-floating*, o modelo foi instrumentado com:

- 4 (quatro) câmeras, tendo como objetivo visualizar o movimento da água interna ao moonpool;
- 2 (dois) *wave-probes* (medidores capacitivos de altura de onda) posicionados dentro do moonpool, fixado no corpo do modelo, tendo como objetivo medir as amplitudes de movimento vertical da água interna ao moonpool, em seu centro e em sua parede direcionada para a região de incidência das ondas (proa do modelo);
- Sistema de rastreamento visual, tendo como objetivo a medição dos movimentos do modelo em seus 2 (dois) graus de liberdade (*heave* e *pitch*).

A matriz completa com os ensaios realizados, assim como os deslocamentos e condição de lastro para cada calado são apresentados no Apêndice D.

Até o momento, os únicos dados que estão sendo tratados são os do decaimento da água interna ao moonpool com corpo fixo, motivo pelo qual só eles serão apresentados por completo.

A próxima etapa de análise dos dados já foi iniciada. Estão sendo analisadas as curvas de decaimento da água interna ao moonpool acoplado ao movimento em *heave* da mono-

coluna, com esta na configuração livre. Para esta análise, está sendo utilizado o modelo massa-mola-amortecedor apresentado no capítulo 10 desta dissertação. Um primeiro resultado comparativo é apresentado.

Um desenho esquemático da configuração da montagem do ensaio é apresentado na Figura 12.4.

Figura 12.4: Configuração da montagem do ensaio.

12.3. ENSAIOS EXPERIMENTAIS COM CORPO FIXO - DECAIMENTO

O aparato de fixação do modelo na ponte de instrumentação foi projetado e confeccionado pelos técnicos do LabOceano. O aparato foi projetado de forma a suportar os esforços previamente calculados através do software numérico WAMIT²² pelo pesquisador²².

O aparato de decaimento da água interna ao moonpool foi objeto de algumas reuniões. A idéia inicial era retirar ar de dentro do moonpool, criando uma região de baixa pressão em sua superfície superior. O problema foi solucionado com um dispositivo que era capaz de injetar ar na superfície superior do moonpool, criando uma região de alta pressão. O ar era aprisionado dentro do moonpool através de um êmbolo. O nível da água interna ao moonpool reduzia à medida que o ar era injetado. O decaimento era iniciado com a liberação do êmbolo, momento em que o ar sob pressão era expulso do moonpool pela sua região superior com o retorno da água pela superfície inferior de entrada do moonpool. O aparato funcionou perfeitamente, sem induzir ruído no sinal do ensaio.

12.3.1. Formulação Analítica Utilizada e Resultados

Nos ensaios com corpo fixo, o único movimento existente (desprezando as pequenas oscilações do corpo) é o da água interna ao moonpool. Logo, o movimento da água interna ao moonpool pode ser escrito como:

1) Vibração livre com termo de amortecimento linear.

$$m_{\zeta} \cdot \ddot{\zeta} + c_{z\zeta} \cdot \dot{\zeta} + k_{\zeta} \cdot \zeta = 0 \quad (12.1)$$

A solução geral da equação (12.1) em sua forma usual é:

²² As análises com relação à vibração da ponte ainda não são conclusivas, cabendo analisar com mais profundidade os resultados.

$$\zeta = \zeta_0 \cdot (C_1 \cdot e^{s_1 \cdot t} + C_2 \cdot e^{s_2 \cdot t}) \quad (12.2)$$

$$\text{Onde: } s_{1,2} = -\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_\zeta} \pm \sqrt{\left(\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_\zeta}\right)^2 - \frac{k_\zeta}{m_\zeta}} \quad (12.3)$$

Para valores $\left(\frac{b_\zeta}{2 \cdot m_\zeta}\right)^2 > \frac{k_\zeta}{m_\zeta}$, a expressão sob o radical é positiva e assume valores

menores que o primeiro termo $\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_\zeta}$. A equação (12.2) descreve uma solução que consiste

na soma de suas curvas exponenciais decrescentes, onde não existe uma vibração, mas sim um retorno para a posição de equilíbrio. É o caso em que o amortecimento é extremo. Para menores valores de $c_{z\zeta}$, ocorre uma mudança no comportamento. Pode-se observar uma vibração amortecida onde o sistema atinge a posição de equilíbrio inicial depois de alguns ciclos de oscilação. O valor de $c_{z\zeta}$ correspondente à mudança de comportamento é usualmente chamado de amortecimento crítico²³, e é definido como:

$$c_\zeta^c = 2 \cdot \sqrt{m_\zeta \cdot k_\zeta} = 2 \cdot m_\zeta \cdot \omega_\zeta^l \quad (12.4)$$

Onde: ω_ζ^l é o período natural de oscilação vertical da água interna ao moonpool, como já foi definido no capítulo 6 desta dissertação.

Para valores de $c_{z\zeta} < c_\zeta^c$, através de manipulações algébricas, a solução (12.2) assume a forma:

²³ Neste trabalho, o amortecimento crítico do moonpool é o amortecimento de referência do moonpool apresentado no capítulo 6 desta dissertação.

$$\varsigma = \varsigma_0 \cdot e^{-(c_{z\varsigma}/2 \cdot m_{\varsigma}^l)t} \cdot [C_1' \cdot \cos(q_{\varsigma} \cdot t) + C_2' \cdot \text{sen}(q_{\varsigma} \cdot t)] \quad (12.5)$$

$$\text{Onde: } q_{\varsigma} = \omega_{\varsigma} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{c_{z\varsigma}}{2 \cdot m_{\varsigma}^l \cdot \omega_{\varsigma}} \right)^2} \quad (12.6)$$

A equação (12.6) pode ser escrita na forma:

$$q_{\varsigma} = \sqrt{\frac{k_{\varsigma}}{m_{\varsigma}^l} - \left(\frac{c_{z\varsigma}}{2 \cdot m_{\varsigma}^l} \right)^2} \quad (12.7)$$

As amplitudes de vibração presentes na solução coincidem com a curva representada pela exponencial $e^{-(c_{z\varsigma}/2 \cdot m_{\varsigma}^l)t}$. Logo, é possível obter através dos pontos de máximos e mínimos presentes na curva de decaimento do moonpool o valor do amortecimento pela formulação:

$$\ln\left(\frac{\varsigma_0}{\varsigma_n}\right) = \frac{c_{z\varsigma}}{2 \cdot m_{\varsigma}^l} \cdot t \quad (12.8)$$

Durante o intervalo entre um máximo e um mínimo, ou um mínimo e um máximo, isto é, durante π/q segundos, a amplitude de vibração diminui de $e^{-(c_{z\varsigma}/2 \cdot m_{\varsigma}^l)t}$ para $e^{-(c_{z\varsigma}/2 \cdot m_{\varsigma}^l)\left(t + \frac{\pi}{q_{\varsigma}}\right)}$.

O fator que multiplica a primeira expressão é a constante $e^{\frac{c_{z\varsigma} \cdot \pi}{2 \cdot m_{\varsigma}^l \cdot q_{\varsigma}}}$, que é a razão entre um máximo e mínimo consecutivo, ou um mínimo e máximo consecutivo. Logo:

$$\zeta_{n+1} = \zeta_n \cdot e^{-\frac{c_{z\zeta} \cdot \pi}{2 \cdot m_{\zeta}^l \cdot q_{\zeta}}} \quad (12.9)$$

$$\ln\left(\frac{\zeta_n}{\zeta_{n+1}}\right) = \frac{c_{z\zeta} \cdot \pi}{2 \cdot m_{\zeta}^l \cdot q_{\zeta}} = \gamma \quad (12.10)$$

Chama-se aqui a constante γ de decremento logarítmico. Este valor difere do usual pela constante 1/2 (normalmente o decremento é calculado entre dois picos de máximo ou mínimo). Assim, é possível calcular o valor do decremento para o movimento de entrada e saída de água do moonpool.

12.3.2. Resultados obtidos

No Apêndice E, são apresentados os resultados da aplicação do procedimento de análise descrito na seção anterior, pela equação (6.17). Calculou-se o valor do coeficiente

$\ln\left(\frac{\zeta_0}{\zeta_n}\right)$ e $\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_{\zeta}^l}$ para cada um dos pontos de máximo e mínimo de todas as séries de

decaimento. O valor final de $\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_{\zeta}^l}$ para cada decaimento foi obtido de duas formas:

- Obtenção da curva de linha de tendência que melhor ajustava os pontos

$\ln\left(\frac{\zeta_0}{\zeta_n}\right)$ versus Δt , onde Δt representa o intervalo de tempo entre o ponto n e o ponto de início do decaimento;

- Cálculo da média dos $\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_{\zeta}^l}$ de cada ponto;

Estes valores são apresentados nos gráficos do Apêndice E nos dois quadrantes superiores, e no quadrante intermediário esquerdo. Observa-se nos gráficos apresentados no quadrante superior esquerdo que a envoltória com coeficiente $\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_{\zeta}^l}$ calculado pela média é a

melhor aproximação. O motivo pelo qual a envoltória que se utiliza do coeficiente $\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_{\zeta}^I}$, obtido pela linha de tendência, não é uma boa aproximação, se deve ao fato de a linha de tendência não passar pela origem do sistema de coordenadas. Logo, o valor do coeficiente $\frac{c_{z\zeta}}{2 \cdot m_{\zeta}^I}$, dado pelo coeficiente angular da linha de tendência, é menor do que o calculado pela média. O fato da curva de tendência não passar pelo zero indica a possibilidade de se obter um melhor ajuste da envoltória usando um termo não linear de amortecimento.

É aplicada a equação (12.10) para o cálculo do decremento logarítmico para o movimento de entrada e para o movimento de saída da água do moonpool. Estes valores são apresentados no quadrante intermediário direito de cada gráfico. Observa-se um fenômeno interessante presente em quase todos os resultados: o decremento logarítmico para o movimento de entrada da água no moonpool, após certo período de oscilação, torna-se negativo. Logo depois, volta a zero e em alguns casos assume valor positivo ou volta a ficar negativo. Isso ocorre quando a amplitude já é baixa e os erros de medida passam a ser mais importantes. Uma possível causa para isso seria a vibração da ponte, ainda em estudo.

Por fim, nos dois quadrantes inferiores são apresentados os períodos entre máximos e entre mínimos, e para o movimento de entrada e movimento de saída da água. Aparentemente, o período do movimento de entrada de água no moonpool é levemente maior que o período de saída, o que indica que o processo de esgotamento é mais rápido que o processo de enchimento de água.

13. CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

13.1. CONCLUSÕES

Estudos anteriores apontam que, com a variação da geometria interna do moonpool, o movimento vertical da água em seu interior é afetado, obtendo-se menores amplitudes de movimento. Com a variação do movimento vertical da água, é possível alterar o comportamento dinâmico da unidade flutuante em *heave*.

O trabalho em questão procurou avaliar a água interna ao moonpool como um corpo dinamicamente acoplado ao movimento de uma mono-coluna flutuante, isto é, como o movimento vertical de oscilação da água interna ao moonpool afeta na dinâmica do movimento vertical da mono-coluna flutuante.

No capítulo 5, pela análise numérica comparativa entre o comportamento da mono-coluna sem moonpool e mono-coluna com moonpool aberto em sua extremidade inferior, verificou-se uma grande mudança no comportamento em *heave* da mono-coluna. A primeira constatação é que existem 2 (dois) períodos de ressonância. Um deles próximo ao período de ressonância da mono-coluna com moonpool fechado, e o outro próximo ao período de oscilação vertical da água interna ao moonpool quando o movimento do corpo está restringido. O comportamento apresentado é uma característica do acoplamento entre o movimento vertical da mono-coluna e o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool.

Também no capítulo 5, as curvas adimensionalizadas de massa adicional e amortecimento potencial mostram uma perturbação devido à presença do moonpool. Existe uma descontinuidade no valor da massa adicional da mono-coluna no período de ressonância próximo ao período natural do moonpool definido anteriormente nesta seção. Observa-se também um aumento do amortecimento potencial na mesma região de inflexão da curva de massa adicional, e um aumento da força de excitação na mesma região de inflexão da curva de massa adicional. Isso já havia sido apresentado para corpos em forma de toróide, com moonpool central com raio de seção variável (NEWMAN, J. P., 1999), e moonpool com raio de seção constante (NEWMAN, J. P., 2003).

No capítulo 6, pela complexidade dos fenômenos hidrodinâmicos existentes no moonpool, e pela necessidade de introdução de um conjunto de painéis na superfície livre do moonpool para obtenção do comportamento desta, definiu-se os coeficientes de massa adicional e amortecimento relacionados a este conjunto de painéis.

No capítulo 6, pela análise da restrição tipo duto coloca no moonpool, concluiu-se que houve um grande ganho de massa adicional do moonpool com a introdução deste tipo de restrição. Observa-se também que o período natural de oscilação da água interna ao moonpool, com restrição tipo duto (na configuração em que a mono-coluna está fixa), é maior que o período natural de *heave* da mono-coluna sem moonpool.

Também no capítulo 6, verificou-se que devido ao aumento da relação de áreas, A_m/A_r , observa-se um maior deslocamento do período natural do moonpool (na configuração em que a mono-coluna está fixa).

Para a realização das análises de sensibilidade, definiu-se o parâmetro “amortecimento de referência do moonpool”.

No caso da restrição tipo duto, a variação do coeficiente de amortecimento c_{77} afeta sensivelmente a amplitude de oscilação na região do segundo período de ressonância (maior valor em segundos) do sistema acoplado. Ao aumentar o coeficiente de amortecimento c_{77} , a inflexão presente na curva de RAO de *heave* da mono-coluna desaparece.

Pela comparação das curvas de RAO numéricas com as curvas de RAO obtidas na análise experimental do Caso 1 e Caso 2, verificou-se uma boa aderência entre as curvas quando aplicado o coeficiente de amortecimento obtido pelas curvas de decaimento em *heave* da mono-coluna. Conclui-se que com o ajuste destes coeficientes é possível obter um resultado numérico muito próximo do experimental com a utilização da subrotina DEFMOD.

No final do capítulo 6, verificou-se a sensível dependência da massa adicional do moonpool em relação ao adimensional A_m/A_r .

No capítulo 7, pela análise da restrição tipo chapa colocada no moonpool, verificou-se que o adimensional de massa adicional do moonpool, $a_s/(\rho \cdot A_m \cdot h)$, possui uma relação linear em função do adimensional A_m/A_r .

Verificou-se também a existência de um valor $(A_m/A_r)^*$ no qual é observado uma transição de comportamento do movimento em *heave* da mono-coluna (o que foi confirmado posteriormente através dos resultados experimentais apresentados no capítulo 8). Para qualquer valor de A_m/A_r maior que $(A_m/A_r)^*$, o primeiro período de ressonância do sistema (menor valor em segundos) será sempre igual ou muito próximo ao período natural de *heave* da mono-coluna sem moonpool. Também é observado que o segundo período de ressonância do sistema (maior valor em segundos) assumirá valores progressivamente maiores.

No capítulo 8, observa-se que para o Caso 5 e Caso 6, tanto para o movimento de *heave* da mono-coluna, como para o movimento vertical relativo de oscilação da água interna ao moonpool, o resultado obtido experimentalmente é muito bem representado pelo resultado da análise numérica, através da calibração dos coeficientes de amortecimento c_{33} e c_{77} .

Pela análise de sensibilidade do coeficiente de amortecimento c_{77} , através dos resultados obtidos numericamente, confrontados com o resultado experimental, pode-se apontar três semelhanças entre o comportamento dinâmico em *heave* da mono-coluna acoplada ao moonpool e um sistema dinâmico de dois corpos:

- Identificação de dois picos de ressonância: assim como em um sistema de dois corpos, a curva de resposta da mono-coluna acoplada ao moonpool apresenta dois picos de ressonância, devido à interação entre a dinâmica vertical da água interna ao moonpool e o movimento de *heave* da mono-coluna (o que foi confirmado posteriormente através dos resultados experimentais apresentados no capítulo 8);
- Dois pontos distintos de cruzamento entre curvas obtidas para diferentes valores de amortecimento: assim como em um sistema de dois corpos, a curvas de resposta em *heave* da mono-coluna e do moonpool apresentam (aproximadamente) dois pontos de encontro quando vários valores de amortecimento para o termo de amortecimento c_{77} são testados (o que foi confirmado posteriormente através dos resultados experimentais apresentados no capítulo 8);
- Mudança de comportamento do sistema quando o amortecimento entre corpos (o termo de acoplamento) assume grandes magnitudes: observa-se, para vários resultados obtidos com as análises numéricas, alteração no comportamento da mono-coluna e no moonpool. Quando o termo de amortecimento c_{77} tende para o infinito, a dinâmica do sistema deixa de apresentar comportamento similar à de dois graus de

liberdade. Ao invés de dois períodos de ressonância, o sistema passa a ter um período apenas. Pode-se considerar que a água interna ao moonpool transforma-se em um peso, que é apenas carregado pelo corpo, não exercendo mais nenhuma influência em seu comportamento.

No final do capítulo 8, pelos ensaios realizados no LabOceano com a mono-coluna fixa, observa-se que a amplitude de oscilação da água interna ao moonpool decresce à medida que a abertura da restrição se torna menor, ou seja, A_m/A_r torna-se maior. Também é possível observar que com o aumento de A_m/A_r , o período natural do moonpool sofre um acréscimo em seu valor. Isto fica mais evidente observando-se as curvas obtidas numericamente. Recupera-se então, através de resultados experimentais e resultados numéricos, a conclusão de DAY, A. H. (1990), isto é, a variação da relação A_m/A_r tem grande influência na massa adicional do moonpool.

Verificou-se novamente a dependência linear do adimensional $a_\zeta/(A_m * \rho * h)$ em relação ao adimensional A_m/A_r .

Pela calibração do coeficiente de amortecimento c_{77} pela curvas de resposta de oscilação da água interna ao moonpool frente à incidência de ondas, com a mono-coluna fixa, verificou-se a dependência linear deste coeficiente em relação ao adimensional A_m/A_r .

Pela análise de sensibilidade do coeficiente de amortecimento c_{77} , constatou-se que é o termo de amortecimento c_{77} que rege o comportamento do sistema. É através deste que se torna possível modificar o comportamento da curva numérica, aproximando-se este resultado da curva obtida experimentalmente.

No capítulo 9, foi apresentada a aplicação da equação de Lagrange para um sistema de massa dependente de um dos graus de liberdade do sistema, e verificou-se que assumindo algumas hipóteses, recai-se em um sistema de equações linearizado o qual representa o acoplamento entre o movimento de *heave* da mono-coluna e o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool.

No capítulo 10, através da analogia dos resultados obtidos tanto numericamente, como experimentalmente, e do sistema de equações obtido ao final do capítulo 9, foi proposto um modelo massa-mola-amortecedor para representar o acoplamento entre a mono-coluna e o moonpool.

Baseado no modelo massa-mola-amortecedor apresentado no capítulo 10, decidiu-se por utilizar uma nova modelagem numérica para representar o problema exposto. Utilizou-se a análise do WAMIT com mais de um corpo, onde se considera a superfície livre do moonpool como um segundo corpo, interagindo hidrodinamicamente com o corpo principal, a mono-coluna. A superfície livre da água do moonpool, também representada por uma tampa, possui 6 (seis) graus de liberdade independentes do corpo principal, a mono-coluna.

Concluiu-se que para se utilizar da matriz de amortecimento externo do WAMIT para análise com dois corpos, os coeficientes de amortecimento devem obedecer às relações (13.1 a,b,c).

A análise de sensibilidade do coeficiente de amortecimento $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta}$ por este novo modelo mostra que ele é responsável pela dinâmica do sistema. Observou-se que quando este coeficiente tender ao infinito o sistema irá se comportar como um sistema dinâmico de apenas um corpo, apresentando um só período de ressonância. Também se observou que nesta situação, através da curva de resposta para o movimento absoluto da água interna ao moonpool, o período de ressonância deste assume o mesmo valor do período de ressonância em *heave* do corpo, como era de se esperar, pois os dois corpos irão trabalhar como se fossem apenas um.

Utilizando-se a restrição tipo chapa, com relação de área $A_m/A_r = 2.2$, e comparando-se as curvas de RAO de *heave* da mono-coluna para vários valores de $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta}$ em função do c_{ref} apresentadas na Figura 11.5, que representa o resultado para a análise com dois corpos, com as curvas da Figura C. 14, que representa o resultado para a análise com a subrotina DEFMOD, verificou-se que nas duas análises se obtém a melhor calibração da curva numérica em relação à experimental quando se utiliza $c_{z\zeta} = c_{\zeta\zeta} = 10\% * c_{ref}$. Isto significa que não apenas os dois métodos de análise estão conseguindo representar bem o comportamento dinâmico do sistema obtido experimentalmente, mas o mais importante é que o modelo mecânico massa-mola-amortecedor sugerido no capítulo 10, do qual as relações (11.5 a,b,c) foram obtidas e utilizadas para montar a análise com dois corpos, representa corretamente este caso analisado.

13.2. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Pela observação de todos os resultados obtidos neste trabalho, verificou-se que a configuração em que o movimento de oscilação vertical da água interna ao moonpool altera significativamente o comportamento da mono-coluna ocorre sempre na situação em que o período natural do moonpool (na situação em que a mono-coluna está fixa) é menor ou igual ao período natural da mono-coluna (na configuração em que esta não possui moonpool).

Logo, a fim de se obter amplitudes de movimentos reduzidas na faixa de período compreendida entre 5 a 25 segundos, o período natural do moonpool (na situação em que a mono-coluna está fixa) deve ser calibrado de forma que este seja menor ou igual ao período natural da mono-coluna (na configuração em que esta não possui moonpool).

13.3. TRABALHOS FUTUROS

No capítulo 12, foi apresentado uma matriz de ensaios cujo objetivo é obter a relação entre os coeficientes de amortecimento viscoso utilizados na matriz de amortecimento externa do WAMIT e os principais adimensionais que representam o acoplamento entre o movimento de *heave* da mono-coluna e o movimento vertical da água interna ao moonpool.

Os próximos trabalhos devem estar focados na utilização do resultado desta matriz de ensaios para obtenção dos coeficientes de amortecimento. A metodologia para se obter estes coeficientes de amortecimento é apresentada a seguir.

- Obtenção do coeficiente de amortecimento $c_{z\zeta}$: realização do ensaio de decaimento da água interna ao moonpool com a mono-coluna fixa. De acordo com a equação (12.1), pode-se obter o valor de coeficiente de acordo com o procedimento apresentado na seção 12.3.1.

- Obtenção do coeficiente de amortecimento c_z : pela implementação de uma rotina numérica baseada no método de integração de Runge Kutta de 4º ordem, é possível resolver o sistema de equações (11.2) no domínio do tempo, obtendo-se o valor de c_z .

Espera-se assim obter um grande base de dados para futuros projetos de mono-colunas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AALBERS, A.B. The Water Motions in a Moonpool. *Ocean Engineering*, 1984, vol.11, nº6, pp. 557-579.
- BARREIRA, R. et al. Behavior of a Mono-Column Structure (MONOBR) in Waves. In: 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE). Halkdiki, Greece, 2005.
- CHAKRABARTI, S.K. **Hydrodynamics of Offshore Structure**. 5. ed. Southampton, WIT Press, 1987.
- COELHOS, L. C. G.. MG, Manual do Programa MG versão 4.58 Modelador Geométrico gerador de malhas. Rio de Janeiro: TecGraf, 2003.
- DAY, A. H. The design of moonpools for subsea operations. *Marine Technology*. May 1990, vol.27, nº3, pp-167-179.
- DIPRIMA, B. Equações Diferenciais Elementares e Problemas de Valores de Contorno. 7. ed. LTC, 2002.
- FALTISEN, O.M. *Sea Loads on Ships and Offshore Structures*. Cambridge Press, 1990.
- FRANK, M. WHITE. **Fluid Mechanics**. 4. ed. McGraw-Hill, 2001
- FUKUDA, K. Behavior of Water in Vertical Well with Bottom Opening of Ship, and its Effects on Ship-Motion, 1977.
- FUNG, D. P. K. Added mass and damping of circular moonpools. In: 5th International Offshore and Polar Engineering Conference (ISOPE). Los Angeles, 1996, v.3.
- HARTOG, J. P. DEN. **Mechanical Vibration**. McGraw-Hill Book Company, 1985.
- LEE, C. -H. WAMIT Theory Manual. MIT Report 95-2, Dept. of Ocean Eng., MIT, 1995.
- LEVY, L. A. P. Análise de movimentos de corpos flutuantes no domínio do tempo. Tese de Mestrado. Rio de Janeiro: COPPE/UFRJ, 1989.
- LEWIS, E. V. Motions in Waves and Controllability. **Principles of Naval Architecture (PNA)**, SNAME, 1989, V. III, pp 41-83.
- MALTA, E. B. Numerical Moonpool Modeling. . In: 25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE). Hamburg, Germany, 2006.
- MATSUURA, M.; ISOZAKI, Y.; ISHIBASHI, Y. Development of mono-column type hull form with passive type motion damping devices for floating production system. In: 14th

- International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE), 1995, V. I-A.
- MEI, C. C. **The applied dynamics of ocean surface waves**. New York: John Wiley & Sons, 1983.
- MEIROVITCH, L. **Methods of Analytical Dynamics**. New York: McGraw-Hill, 1970.
- MERIAM, J. L. **Engineering Mechanics: Dynamics**, 6th Edition, V. 2, 2006.
- MONTGOMERY, D. C.; RUNGER, G. C.; HUBELE, N. F. **Estatística Aplicada à Engenharia**. 2th Edição, 2004.
- NEWMAN, J. N. Low-frequency resonance of moonpools. In: 19th Workshop on Water Waves and Floating Bodies. Le Croisic, France, 2003.
- NEWMAN, J. N. Radiation and diffraction analysis of McIver toroid. In: J. Engng. Math. 1999, 35, 135-147.
- NEWMAN, J. N. **Marine hydrodynamics**. Cambridge: The MIT Press, 1977.
- NISHIMOTO, K. et al. A Study of Motion Minimization Devices of FPDSOs. In: 20th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE). Brasil: Rio de Janeiro, 2001.
- NISHIMOTO, K. Fundamental Study of Semisubmersible Hull Form with Minimum Exciting Forces in Waves, 1989.
- PESCE, C. P.; TORRES, F. Reunião técnica privada sobre a aplicação da equação de Lagrange para sistema mecânicos com massa dependente da posição. Brasil: São Paulo, Departamento de Engenharia Mecânica da USP, jan. 2007.
- PESCE, C. P. The Application of Lagrange Equations to Mechanical Systems With Mass Explicitly Dependent on Position. In: Journal of Applied Mechanics, sept. 2003.
- SPHAIER, S. H. Ondas de Gravidade. Postila de curso de Pós-Graduação. Rio de Janeiro, COPPE/UFRJ, jul. 2004.
- SPHAIER, S. H. Hidrodinâmica Básica. Postila de curso de Pós-Graduação. Rio de Janeiro, COPPE/UFRJ, jul. 2003.
- TASAKA et al. An experimental study of the effectiveness of anti-pitching tanks (Anti-pitching tank), 1965.
- TORRES, F. Concepção de um FPWSO para águas ultra-profundas, casco e sistemas de minimização de movimento. Trabalho de Iniciação Científica. São Paulo: FAPESP, proc. 01/05957-4, 2003.

TORRES, F. et al. Study of numerical modeling of moonpool as minimization device of mono-columns hull. In: 23th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE). Vancouver, Canada, 2004.

TORRES, F. et al. Projeto Hidrodinâmico de uma Pataforma do Tipo Mono-Coluna – MONOBR. In: Sociedade Brasileira de Engenharia Naval (SOBENA). Rio de Janeiro, R122, 2004.

WAMIT®, User Manual, Versions 6.2, 6.2PC, 6.2S, 6.2S-PC. Wamit, Inc.

WAMIT®, 2005 Annual WAMIT Consortium Meeting. **Report.** Massachusetts, oct. 18-19. 2005.

APÊNDICE A: TEORIA LINEAR DE ONDAS

Este apêndice foi elaborado com base nas referências: NEWMAN, J. N. (1977), CHAKRABARTI, S.K. (1987), LEWIS, E. V. (1989), FALTINSEN (1990), SPHAIER, S. H. (2003) e SPHAIER, S. H. (2004).

A.1. Introdução

Como considerações iniciais, estabelece-se que:

- O fluido (água) é um meio contínuo, já que este é analisado em uma escala macroscópica, isto é, muito maior que a distância entre as moléculas;
- O fluido é incompressível, isto é, sua massa específica não varia pela ação de forças externas. Pelo conceito de divergente, como não é possível haver variação do volume de uma mesma quantidade de matéria ao longo do tempo, tem-se que $\nabla \cdot v = 0$. Obtendo-se assim a Equação da Continuidade para fluidos incompressíveis, também conhecida como equação da conservação da massa, que expressa como deve escoar um fluido incompressível satisfazendo a lei de conservação da massa, isto é, sem ter expansão volumétrica;
- O fluido é ideal, isto é, invíscido, onde não existem tensões cisalhantes atuantes entre as camadas fluidas ou estas são desprezíveis;
- O fluido é irrotacional Pelo conceito de rotacional, a velocidade angular de uma partícula é dada por $\omega = \frac{1}{2} \cdot \text{rot } v = \frac{1}{2} \cdot \nabla \times v$. Como ω é zero, tem-se que $\nabla \times v = 0$.

Considera-se então um campo de velocidades v dado pelo gradiente de uma função ϕ , isto é, $\nabla \phi$. Logo, o conceito de escoamento irrotacional é automaticamente satisfeito. Substituindo este campo de velocidades v na equação da continuidade obtém-se a Equação de Laplace:

$$\nabla \cdot \nabla \phi = \nabla^2 \phi = 0 \quad (\text{A.1})$$

Logo, todo escoamento irrotacional de um fluido incompressível é sempre descrito por uma função ϕ , potencial de velocidades solução da equação de Laplace.

A 2ª Lei de Newton pode ser escrita para os fluidos ideais e escoamentos com efeitos viscosos desprezíveis como $(g - a) \cdot \rho - \nabla p = 0$. Na forma Euliana, em coordenadas cartesianas, a equação do movimento pode ser escrita como:

$$\frac{D}{Dt} v + g\vec{k} + \frac{\nabla p}{\rho} = 0 \quad (\text{A.2})$$

Partindo da equação (A.2), e assumindo-se que o fluido é irrotacional, chega-se a forma integrada da equação de Euler para escoamentos irrotacionais válida para todo domínio fluido.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \cdot v^2 + g\vec{k} + \frac{p}{\rho} = F(t) \quad (\text{A.3})$$

Para o caso em que o regime é permanente $\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$ e $F(t)$ é uma constante, obtém-se a equação de Bernoulli.

$$\frac{1}{2} \cdot v^2 + g \cdot z + \frac{p}{\rho} = C \quad (\text{A.4})$$

A.2. Ondas de Gravidade e Problema do Valor de Contorno

O estudo da hidrodinâmica de embarcações envolve o fenômeno de ondas de gravidade, que representa o movimento oscilatório de um fluido devido aos efeitos gravitacionais ocasionados pela presença de superfície livre, isto é, qualquer perturbação que ocasione uma variação da pressão do fluido próximo à superfície livre, acarreta um movimento de massa fluida em busca do equilíbrio com a pressão atmosférica, e por consequência, uma mudança na forma desta superfície.

No problema do valor de contorno, a função ϕ citada anteriormente deve satisfazer:

- A equação de Laplace para todo domínio fluido;
- Condição cinemática: a componente normal da velocidade de um ponto qualquer do contorno (fixo ou móvel), num dado instante, deve ser igual à componente normal da partícula fluida que, neste instante, estiver em contato com o ponto do contorno $\left(\frac{\partial \phi}{\partial n} = \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{n} \right)$;

- A condição cinemática na superfície livre, representada pela equação da superfície livre:

$$F_{sl}(x, y, z, t) = z - \zeta(x, y, t) = 0 \quad (\text{A.5})$$

Derivando e desenvolvendo esta expressão, obtêm-se:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial y} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.5})$$

- Na superfície livre, a condição dinâmica imposta pela pressão atmosférica:

$$p_{atm} = p(x, y, z = \zeta, t) = -\rho \cdot \left[\frac{\partial \phi(x, y, z = \zeta, t)}{\partial t} + \frac{1}{2} \cdot |\nabla \phi(x, y, z = \zeta, t)|^2 + g \cdot z \right] \quad (\text{A.6})$$

- No fundo, em $z = -d$, onde d é a profundidade:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.7})$$

A presença dos termos não lineares nas equações (A.6) e (A.7), e o fato de que as condições devem ser satisfeitas em $z = \zeta$, traz dificuldades para a obtenção da solução

fechada do problema. Assim, admitindo-se que as ondas são de pequenas amplitudes, as velocidades das partículas fluidas também o serão. No limite em que as amplitudes forem nulas, o movimento das partículas também o será. Os termos não lineares tornam-se pequenos, podendo ser desprezados. Expandindo os termos a serem avaliados em $z = \zeta$ em série de Taylor em torno de $z = 0$, e considerando que a pressão atmosférica é nula, o problema do valor de contorno é dado por:

$$\nabla^2 \phi(x, y, z, t) = 0, \text{ em todo o domínio fluido} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0, \text{ em } z = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g \cdot \zeta = 0, \text{ em } z = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \text{ em } z = -d \quad (\text{A.11})$$

Trabalhando com estas expressões, chega-se à equação da superfície livre usual dada por:

$$\zeta = -\frac{1}{g} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t}, \text{ em } z = 0 \quad (\text{A.12})$$

E na equação:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{1}{g} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0, \text{ em } z = 0 \quad (\text{A.13})$$

Este é o problema do valor de contorno tridimensional. Para a onda se propagando na direção Ox , com características constantes ao longo de todos os planos y , o problema pode

ser resumido ao plano Oxz , com o eixo z orientado para cima. Aplicando o método de separação de variáveis, a função ϕ pode ser composta por uma série de autofunções na forma:

$$\phi(x, z, t) = F(x) \cdot G(z) \cdot H(t) \quad (\text{A.14})$$

A equação de Laplace pode ser escrita como:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = F'' \cdot G \cdot H + F \cdot G'' \cdot H = 0 \quad (\text{A.15})$$

Satisfazendo-se as condições de contorno no fundo e o comportamento para $x \rightarrow \pm\infty$, a solução geral pode ser escrita na forma:

$$\begin{aligned} \phi &= \sum_{k=0}^{\infty} H_k(t) \cdot G(z) \cdot F(x) \\ \phi &= \sum_{k=0}^{\infty} H_k(t) \cdot \cosh[m_k \cdot (z + d)] \cdot [a_k^+ \cdot \exp(i \cdot m_k \cdot x) + a_k^- \cdot \exp(-i \cdot m_k \cdot x)] \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Onde o parâmetro m_k indica a periodicidade em x , ou mais conhecido como número de onda.

Para uma única onda monocromática de comprimento L , tem-se que $m_o \cdot L = 2 \cdot \pi$. Combinando a equação (A.13) à definição de G , obtém-se:

$$\sigma^2 = g \cdot m_0 \cdot \tanh(m_0 \cdot d) \quad (\text{A.16})$$

$$H'' + \sigma^2 \cdot H = 0$$

$$H = a^+ \cdot \exp(i \cdot \sigma \cdot x) + a^- \cdot \exp(-i \cdot \sigma \cdot x)$$

$$\sigma \cdot T = 2 \cdot \pi$$

Onde: σ representa a periodicidade em t , e a equação (A.16) é conhecida como equação de dispersão, que relaciona o comprimento de onda L , o período T e a profundidade d .

Pela condição imposta pela equação (A.12), e admitindo que a onda se desloque na direção positiva do eixo x , chega-se à equação:

$$\phi = i \cdot \frac{\zeta_0 \cdot \sigma}{m_0} \cdot \frac{\cosh(m_0 \cdot (z + d))}{\sinh(m_0 \cdot d)} \cdot \exp[i \cdot (\sigma \cdot t - m_0 \cdot x)] \quad (\text{A.17})$$

$$\text{Onde: } \zeta_0 = \frac{\sigma}{g} \cdot a \cdot \cosh(m_0 \cdot d) \quad (\text{A.18})$$

$$\sigma \cdot t - m_0 \cdot x = \text{constante}$$

$$\sigma - m_0 \cdot c = 0 \longrightarrow c = \frac{\sigma}{m_0} = \frac{L}{T}$$

Para determinação das forças de onda atuantes em um corpo flutuante $\left(\vec{F}_c = - \int_S p_s \cdot \vec{n} \cdot dS \right)$, define-se uma região no domínio fluído, com os seguintes contornos: superfície do fundo do mar (S_d), a uma profundidade 'd'; superfície livre (S_{wl}); superfície do corpo (S_c); superfície do cilindro (S_R) de raio R grande o suficiente de forma que a amplitude das ondas irradiadas tendam a zero ao atingir os seus limites.

O potencial de velocidades ϕ procurado para este problema é definido por Newman (1977) como a soma de três componentes harmônicas: potencial devido à onda incidente $(\phi_w(x, y, z) \cdot e^{-i\omega t})$; potencial de difração $(\phi_d(x, y, z) \cdot e^{-i\omega t})$ devido à perturbação do corpo no escoamento; potencial de radiação $\left(\phi_{irr} = \left[\sum_{j=1}^6 \eta_j \phi_j\right] e^{-i\omega t}\right)$ devido à oscilação do corpo. Para obtenção do potencial de velocidades ϕ , as condições de contornos que devem ser satisfeitas para este problema são:

- Condição cinemática no fundo, em $z = -d$: definida pela equação (A.7);
- Condição cinemática na superfície livre, $z = 0$: definida pela equação (A.9);
- Condição dinâmica na superfície livre, $z = 0$: definida pela equação (A.10);
- Na superfície do corpo, satisfaz-se a condição de impenetrabilidade quando a derivada do potencial de difração na direção da normal é igual à velocidade das partículas devida à onda incidente na direção normal ao corpo, representada por:

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_w}{\partial n} \quad (\text{A.19})$$

- Condição de impenetrabilidade para o problema de irradiação, impondo-se a igualdade entre a derivada do potencial de irradiação (nos seis graus de liberdade) na direção normal e a velocidade das partículas adjacentes ao corpo na mesma direção.

$$-\frac{\partial}{\partial n} \left[\sum_{j=1}^6 \eta_j \phi_j \right] = -i\omega n_j \quad (\text{A.20})$$

- Para os problemas de difração e irradiação, a condição de contorno longe do corpo, na superfície do cilindro (S_R) de raio R grande o suficiente de forma que as amplitudes das ondas irradiadas tendam a zero ao atingir os seus limites, definida pela condição de Sommerfeld:

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \cdot \left[\frac{\partial \phi_d}{\partial R} - i \frac{\omega^2}{g} \phi_d \right] = 0 \quad (\text{A.21})$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \cdot \left[\frac{\partial \phi_{irr}}{\partial R} - i \frac{\omega^2}{g} \phi_{irr} \right] = 0 \quad (\text{A.22})$$

Pela obtenção do potencial de velocidades ϕ , solução das condições de contorno apresentadas, a pressão atuante no corpo flutuante é definida como:

$$P = \rho \cdot \frac{\partial \phi_t}{\partial t} = -i\omega \cdot \rho \cdot \left[\phi_w + \phi_d + \sum_{j=1}^6 \eta_j \cdot \phi_j \right] \quad (\text{A.23})$$

Logo, a força atuante no corpo devido ao potencial de onda incidente e difração é representada por:

$$F_i(\omega) = i\omega \cdot \rho \cdot e^{-i\omega t} \int_S (\phi_w + \phi_d) n_k dS \quad (\text{A.24})$$

As duas componentes acima representam a força de excitação devida à existência de ondas que atuam em uma unidade flutuante. A primeira denominada força de Froude-Krilov, e a segunda, força de difração. Para o cálculo destas componentes, o corpo é considerado fixo. Para o cálculo da força de Froude-Krilov, considera-se que o corpo não perturba a onda incidente. Entretanto, no cálculo da força de difração, considera-se a perturbação do corpo no escoamento incidente, a qual dá origem a um campo de pressões de difração.

A força de irradiação, conforme mencionado anteriormente, tem sua origem no movimento oscilatório livre em águas tranquilas criando um potencial de irradiação o qual dá origem a um campo de pressões de irradiação, como definido por FALTINSEN (1990). Logo, pela equação (A.23), a força de radiação é definida por:

$$F_{ij}(\omega) = i\omega \cdot \rho \cdot \int_S \phi_j \cdot n_i dS \quad (\text{A.25})$$

Pela integração da equação (A.25), obtém-se duas parcelas, uma proporcional à aceleração do corpo e outra à velocidade, mais conhecidas como massa adicional (modo evanescente) e amortecimento potencial (modo progressivo de ondas que vão para o infinito carregando energia), respectivamente. A equação (A.25) pode ser escrita na forma:

$$F_{ij}(\omega) = (\omega^2 \cdot a_{ij} + i\omega \cdot b_{ij}) \quad (\text{A.26})$$

$$\text{Onde: } a_{ij}(\omega) = R_e \left[i \frac{\rho}{\omega} \int_S \phi_j n_i dS \right]$$

$$b_{ij}(\omega) = I_m \left[i \frac{\rho}{\omega} \int_S \phi_j n_i dS \right]$$

APÊNDICE B: DESENVOLVIMENTO TEÓRICO PARA UM CORPO FLUTUANTE

Este apêndice foi elaborado com base nas referências: MEIROVITCH (1970), NEWMAN, J. N. (1977), MEI, C. C. (1989), LEWIS, E. V. (1989) e LEVY, L. A. P. (1989).

B.1. Dinâmica dos corpos com seis graus de liberdade

Neste item serão apresentadas as equações de movimento para um corpo flutuante com seis graus de liberdade. Será apresentada também a relação entre os sistemas de coordenadas utilizados, a matriz de massa e restauração. Esta seção mostra o problema geral para o equacionamento dos movimentos de um corpo.

Um sistema oceânico flutuando no mar possui seis graus de liberdade. Três componentes translacionais: *surge* (avanço), *sway* (deriva) e *heave* (arfagem); três componentes rotacionais: *roll* (jogo), *pitch* (caturro) e *yaw* (guinada). No decorrer desta seção, serão usados os termos em inglês, pois estes são mais comumente encontrados na bibliografia de Engenharia Naval.

O objetivo é obter um conjunto de equações na forma:

$$F_i = m_{ij} \cdot \ddot{x}_i + k_{ij} \cdot x_i \quad (\text{B.1})$$

B.2. Sistemas de coordenadas

Para desenvolver a dinâmica do movimento de um corpo em ondas, trabalharemos com 2 (dois) sistemas de referência. O primeiro sistema de referência é a Terra, supostamente inercial. O segundo sistema é móvel, não inercial, solidário ao corpo, supostamente rígido.

Em relação ao sistema inercial, define-se o sistema de coordenadas tridimensional (x_G, y_G, z_G) , denominado Sistema de Coordenadas Global (SCG), com a origem posicionada no plano (x, y) que define a posição média da superfície livre, com o eixo z orientado positivamente para cima. Em relação ao sistema não inercial, define-se o sistema de coordenadas tridimensional (x_L, y_L, z_L) , denominado Sistema de Coordenadas Local (SCL). Estes são apresentados na Figura B. 1.

Figura B. 1: Sistema de Coordenadas

De acordo com MEIROVITCH (1970), a matriz de transformação T que relaciona os movimentos do Sistema de Coordenadas Local com o Sistema de Coordenadas Global pode ser obtida através da rotação parcial do sistema de coordenadas em relação aos seus eixos e, posteriormente, pela combinação dessas rotações.

- Rotação em torno de x (α):

$$\begin{aligned}
 x_I &= x_1 \\
 y_I &= y_1 \cdot \cos \alpha - z_1 \cdot \sin \alpha \\
 z_I &= z_1 \cdot \cos \alpha + y_1 \cdot \sin \alpha
 \end{aligned}
 \quad \therefore \quad
 \begin{Bmatrix} x_I \\ y_I \\ z_I \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{Bmatrix}
 \quad (\text{B.2.a})$$

$$\{R_I\} = [T_1] \cdot \{R_1\}$$

- Analogamente, pela rotação em torno de y (β), tem-se:

$$\begin{aligned}
 y_I &= y_2 \\
 z_I &= z_2 \cdot \cos \alpha - x_2 \cdot \sin \alpha \\
 x_I &= x_2 \cdot \cos \alpha + z_2 \cdot \sin \alpha
 \end{aligned}
 \quad \therefore \quad
 \begin{Bmatrix} x_I \\ y_I \\ z_I \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \beta & 0 & \cos \alpha \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{Bmatrix}
 \quad (\text{B.2.b})$$

$$\{R_I\} = [T_2] \cdot \{R_2\}$$

- Analogamente, pela rotação em torno de z (γ), tem-se:

$$\begin{aligned}
 z_1 &= z_2 \\
 x_1 &= x_2 \cdot \cos \alpha - y_2 \cdot \operatorname{sen} \alpha \\
 y_1 &= y_2 \cdot \cos \alpha + x_2 \cdot \operatorname{sen} \alpha
 \end{aligned}
 \quad \therefore \quad
 \begin{Bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \gamma & -\operatorname{sen} \gamma & 0 \\ \operatorname{sen} \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} x_3 \\ y_3 \\ z_3 \end{Bmatrix}
 \quad (\text{B.2.c})$$

$$\{R_2\} = [T_3] \cdot \{R_3\}$$

Pela combinação das equações (B.2.a) a (B.2.c), tem-se:

$$\{R_I\} = [T_1] \cdot [T_2] \cdot [T_3] \cdot \{R_3\} = [T] \cdot \{R_3\} \quad (\text{B.3})$$

Logo:

$$T = \begin{bmatrix} \cos \gamma \cdot \cos \beta & -\operatorname{sen} \gamma \cdot \cos \beta & \operatorname{sen} \beta \\ \cos \alpha \cdot \operatorname{sen} \gamma & \cos \alpha \cdot \cos \gamma & -\operatorname{sen} \alpha \cdot \cos \beta \\ -\cos \gamma \cdot \operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \beta & -\operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \beta \cdot \operatorname{sen} \gamma & \cos \alpha \cdot \cos \beta \\ \operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \gamma & \operatorname{sen} \alpha \cdot \cos \gamma & \cos \alpha \cdot \cos \beta \\ -\cos \alpha \cdot \cos \gamma \cdot \operatorname{sen} \beta & +\cos \alpha \cdot \operatorname{sen} \beta \cdot \operatorname{sen} \gamma & \cos \alpha \cdot \cos \beta \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

Onde α , β e γ são também os ângulos de rotação em relação aos eixos x_G , y_G e z_G .

Assumindo que estes ângulos são pequenos e desprezando-se os termos de segunda ordem, obtém-se:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & -\gamma & \beta \\ \gamma & 1 & -\alpha \\ -\beta & \alpha & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

E a equação matricial:

$$\begin{bmatrix} x_G \\ y_G \\ z_G \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & -\gamma & \beta \\ \gamma & 1 & -\alpha \\ -\beta & \alpha & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_L \\ y_L \\ z_L \end{bmatrix} \quad (\text{B.6})$$

Onde os termos x_0 , y_0 e z_0 , coordenadas da origem do Sistema de Coordenadas Local em relação ao Global, representam o deslocamento de x_1 (*surge*), x_2 (*sway*) e x_3 (*heave*) respectivamente. Assim como os termos α , β e γ representam o deslocamento de x_4 (*roll*), x_5 (*pitch*) e x_6 (*yaw*) respectivamente. Logo, a equação (B.6) pode ser escrita como:

$$\begin{bmatrix} x_G \\ y_G \\ z_G \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & -x_6 & x_5 \\ x_6 & 1 & -x_4 \\ -x_5 & x_4 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_L \\ y_L \\ z_L \end{bmatrix} \quad (\text{B.7})$$

B.3. Matriz de Massa

Dada uma massa m constante, com sua posição definida pelo vetor $\vec{r}_G$ em relação à origem do SCG, pela segunda Lei de Newton, a taxa de variação da quantidade de movimento linear com o tempo é igual a uma força aplicada a esta massa m . Logo:

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = \frac{d}{dt} (m \cdot \dot{\vec{r}}_G) \quad (\text{B.8})$$

Para um corpo rígido onde não existe deslocamento de massa em relação ao sistema de coordenadas SCL, pode-se escrever o vetor velocidade $\dot{\vec{r}}_G$ de forma análoga à equação (B.7). Definindo-se $\vec{w} = (w_x, w_y, w_z)$ como o vetor velocidade angular do SCL em relação ao SCG, tem-se:

$$\dot{\vec{r}}_G = \dot{\vec{r}}_0 + \vec{w} \times \vec{r}_L \quad (\text{B.9})$$

Para um corpo rígido, integrando-se o produto da massa e velocidade de todas as partículas que compõem o corpo, a equação (B.8) pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \vec{F} = \dot{\vec{p}} &= \frac{d}{dt} \left[\iiint (\dot{\vec{r}}_0 + \vec{w} \times \vec{r}_L) dm \right] = \frac{d}{dt} \left[\dot{\vec{r}}_0 \iiint dm + \vec{w} \times \iiint \vec{r}_L dm \right] \\ \vec{F} &= \frac{d}{dt} \left[m_C \cdot (\dot{\vec{r}}_0 + \vec{w} \times \vec{r}_L^g) \right] \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Onde $\vec{r}_L^g = (x_L^g, y_L^g, z_L^g)$ é o vetor posição do centro de gravidade em relação ao SCL definido como $\frac{1}{m_C} \iiint \vec{r}_L dm$, e m_C é a massa do corpo.

Como $\vec{a} \times \vec{b} = -\vec{b} \times \vec{a}$, $\vec{F}$ pode ser escrito na forma:

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} m_C & 0 & 0 \\ 0 & m_C & 0 \\ 0 & 0 & m_C \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \\ \dot{x}_3 \end{bmatrix} + \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} 0 & m_C \cdot z_L^g & -m_C \cdot y_L^g \\ -m_C \cdot z_L^g & 0 & m_C \cdot x_L^g \\ m_C \cdot y_L^g & -M_C \cdot x_L^g & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} w_x \\ w_y \\ w_z \end{bmatrix} \quad (\text{B.11})$$

Pelo Teorema do Momento Angular, a somatória dos momentos atuantes em um corpo é igual à variação da sua quantidade de momento angular. Para uma massa m a quantidade de momento angular é dada por:

$$\vec{L} = \vec{r}_G \times \vec{p} = \vec{r}_G \times m \cdot \dot{\vec{r}}_G \quad (\text{B.12})$$

Logo, a quantidade de momento angular para um corpo em relação ao SCL é dada por:

$$\vec{L} = \iiint (\vec{r}_L \times \dot{\vec{r}}_G) dm = \iiint (\vec{r}_L \times \dot{\vec{r}}_0) dm + \iiint (\vec{r}_L \times \vec{w} \times \vec{r}_L) dm \quad (\text{B.13})$$

Como $\vec{a} \times \vec{b} \times \vec{c} = -\vec{a} \times \vec{c} \times \vec{b}$, $\vec{L}$ pode ser escrito na forma:

$$\begin{aligned} \vec{L} &= -\dot{\vec{r}}_0 \times \iiint \vec{r}_L \cdot dm + \iiint -(\vec{r}_L \times \vec{r}_L \times \vec{w}) dm \\ \vec{L} &= -\dot{\vec{r}}_0 \times m_C \cdot \vec{r}_L^g + \iiint -(\vec{r}_L \times \vec{r}_L \times \vec{w}) dm \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Então, aplicando o Teorema do Momento Angular obtém-se:

$$\dot{\vec{L}} = \vec{M} = -\frac{d}{dt} [\dot{\vec{r}}_0 \times m_C \cdot \vec{r}_L^g] + \frac{d}{dt} \left[\iiint -(\vec{r}_L \times \vec{r}_L \times \vec{w}) dm \right] \quad (\text{B.15})$$

O primeiro termo da expressão (B.15) pode ser escrito como:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} 0 & -m_C \cdot z_L^g & m_C \cdot y_L^g \\ m_C \cdot z_L^g & 0 & -m_C \cdot x_L^g \\ -m_C \cdot y_L^g & m_C \cdot x_L^g & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \\ \dot{x}_3 \end{bmatrix} \quad (\text{B.15.a})$$

Dado que o vetor $\vec{w}$ é constante para a integral volumétrica, o segundo termo da expressão (B.15) pode ser escrito como:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \iiint (z_L^2 + y_L^2) dm & \iiint (-x_L \cdot y_L) dm & \iiint (-x_L \cdot z_L) dm \\ \iiint (-x_L \cdot y_L) dm & \iiint (z_L^2 + x_L^2) dm & \iiint (-y_L \cdot z_L) dm \\ \iiint (-x_L \cdot z_L) dm & \iiint (-y_L \cdot z_L) dm & \iiint (y_L^2 + x_L^2) dm \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} w_x \\ w_y \\ w_z \end{bmatrix}$$

Mas como:

$$\begin{aligned} I_{xx} &= \iiint (z_L^2 + y_L^2) dm & I_{xy} &= I_{yx} = \iiint (x_L \cdot y_L) dm \\ I_{yy} &= \iiint (z_L^2 + x_L^2) dm & I_{xz} &= I_{zx} = \iiint (x_L \cdot z_L) dm \\ I_{zz} &= \iiint (x_L^2 + y_L^2) dm & I_{yz} &= I_{zy} = \iiint (y_L \cdot z_L) dm \end{aligned}$$

O segundo termo fica:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} w_x \\ w_y \\ w_z \end{bmatrix} \quad (\text{B.15.b})$$

Logo, a equação (B.13) pode ser escrita como:

$$\begin{bmatrix} \dot{L}_x \\ \dot{L}_y \\ \dot{L}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} 0 & -m_C \cdot z_L^g & m_C \cdot y_L^g \\ m_C \cdot z_L^g & 0 & -m_C \cdot x_L^g \\ -m_C \cdot y_L^g & m_C \cdot x_L^g & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} w_x \\ w_y \\ w_z \end{bmatrix} + \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} w_x \\ w_y \\ w_z \end{bmatrix} \quad (\text{B.16})$$

Compondo-se as equações (B.11) e (B.16) em uma única equação matricial, dado que estas não variam com o tempo, obtém-se a matriz de massa generalizada:

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_C & 0 & 0 & 0 & m_C \cdot z_L^g & -m_C \cdot y_L^g \\ 0 & m_C & 0 & -m_C \cdot z_L^g & 0 & m_C \cdot x_L^g \\ 0 & 0 & m_C & m_C \cdot y_L^g & -m_C \cdot x_L^g & 0 \\ 0 & -m_C \cdot z_L^g & m_C \cdot y_L^g & I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ m_C \cdot z_L^g & 0 & -m_C \cdot x_L^g & -I_{yx} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -m_C \cdot y_L^g & m_C \cdot x_L^g & 0 & -I_{zx} & -I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \\ \ddot{x}_3 \\ \dot{w}_x \\ \dot{w}_y \\ \dot{w}_z \end{bmatrix} \quad (\text{B.17})$$

B.4. Matriz de Restauração

Pela teoria linear, a matriz de restauração é formada pelas parcelas de força e momento hidrostático atuantes no corpo para um pequeno deslocamento do corpo. Estes termos são resultantes da integral de pressão em torno do casco submerso e podem ser expressos por:

$$F^H = -\rho \cdot g \cdot \iint_{S_b} \vec{n} \cdot \vec{z} \cdot dS \quad (\text{B.18})$$

$$M^H = -\rho \cdot g \cdot \iint_{S_b} (\vec{r}_G \times \vec{n}) \cdot \vec{z} \cdot dS \quad (\text{B.19})$$

Onde: $\vec{z} = f(x, y, t)$, é a posição do corpo;

S_b é a superfície do corpo;

$\vec{n}$ é o vetor normal ao corpo.

Escrevendo estas duas expressões em relação ao SCL preso ao corpo, assumindo que as integrais são resolvidas para $z_L = 0$, e utilizando-se da relação (B.7), obtém-se:

$$F_1^H = F_2^H = 0 \quad (\text{B.20.a})$$

$$F_3^H = -\rho \cdot g \cdot \iint_{A_{wl}} (x_3 - x_5 \cdot x_L + x_4 \cdot y_L) \cdot d_x^L d_y^L \quad (\text{B.20.b})$$

$$M_4^H = \rho \cdot g \cdot \iiint_V (x_2 + x_L \cdot x_6 + y_L - x_4 \cdot z_L - x_2) \cdot dV - \rho \cdot g \cdot \iint_{A_{wl}} (x_3 - x_5 \cdot x_L + x_4 \cdot y_L) \cdot y_L \cdot d_x^L d_y^L \quad (\text{B.21.a})$$

$$M_5^H = -\rho \cdot g \cdot \iiint_V (x_1 + y_L \cdot x_6 + x_L - x_5 \cdot z_L - x_1) \cdot dV - \rho \cdot g \cdot \iint_{A_{wl}} (x_3 - x_5 \cdot x_L + x_4 \cdot y_L) \cdot x_L \cdot d_x^L d_y^L \quad (\text{B.21.b})$$

$$M_6^H = 0 \quad (\text{B.21.c})$$

Onde A_{wl} é a área da linha d'água estática do corpo. A componente vertical do momento hidrostático, e as componentes horizontais da força hidrostática são nulas. Os detalhes do desenvolvimento destas integrais podem ser vistos em NEWMAN (1977) e MEI, C. C. (1989).

Dado que a área da linha d'água e seus os momentos de inércia podem ser escritos como:

$$\begin{aligned} A_{wl} &= \iint_{A_{wl}} d_x^L d_y^L & A_{yy} &= \iint_{A_{wl}} y_L^2 \cdot d_x^L d_y^L \\ A_{xx} &= \iint_{A_{wl}} x_L^2 \cdot d_x^L d_y^L & A_{xy} &= \iint_{A_{wl}} x_L \cdot y_L \cdot d_x^L d_y^L \end{aligned}$$

E o centro de flutuação (x_f, y_f) e de carena (x_b, y_b, z_b) são escritos como:

$$x_L^f = \frac{1}{A_{wl}} \iint_{A_{wl}} x_L \cdot d_x^L d_y^L \quad x_L^b = \frac{1}{V} \iiint_V x_L \cdot dV$$

$$y_L^f = \frac{1}{A_{wl}} \iint_{A_{wl}} y_L \cdot d_x^L d_y^L \quad y_L^b = \frac{1}{V} \iiint_V y_L \cdot dV$$

$$z_L^b = \frac{1}{V} \iiint_V z_L \cdot dV$$

Na condição de equilíbrio o centro de gravidade do corpo e o centro de carena estão alinhados na mesma vertical, isto é, $x_L^g = x_L^b$ e $y_L^g = y_L^b$. Acrescentando os termos de forças e momentos devido ao peso do corpo, as equações (B.20.b), (B.21.a) e (B.21.b) podem ser escritas na forma:

$$F_3^H = \rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot (x_3 - x_5 \cdot x_L^f + x_4 \cdot y_L^f) \quad (\text{B.22.a})$$

$$M_4^H = \rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot x_3 + \rho \cdot g \cdot (V \cdot z_L^b + A_{yy}) \cdot x_4 - m_c \cdot g \cdot z_L^g \cdot x_4 - \rho \cdot g \cdot A_{xy} \cdot x_5 + \rho \cdot g \cdot V \cdot x_L^g \cdot x_6 + \rho \cdot g \cdot V \cdot y_L^g \quad (\text{B.22.b})$$

$$M_5^H = \rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot x_3 - \rho \cdot g \cdot A_{xy} \cdot x_4 + \rho \cdot g \cdot (V \cdot z_L^b + A_{xx}) \cdot x_5 - m_c \cdot g \cdot z_L^g \cdot x_5 + \rho \cdot g \cdot V \cdot y_L^g \cdot x_6 - \rho \cdot g \cdot V \cdot x_L^g \quad (\text{B.22.c})$$

Observa-se que a última parcela de momento das equações (B.22.b) e (B.22.c) são resultado do posicionamento do centro de coordenadas local no corpo. Se este for colocado com a mesma vertical do centro de empuxo do corpo, estes termos desaparecem, assim como o acoplamento em relação à x_6 .

Logo, obtém-se a matriz de restauração generalizada do corpo.

$$\begin{bmatrix} F_1^H \\ F_2^H \\ F_3^H \\ M_4^H \\ M_5^H \\ M_6^H \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho \cdot g \cdot A_{wl} & \rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot y_L^f & -\rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot x_L^f & 0 \\ 0 & 0 & \rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot y_L^f & \rho \cdot g \cdot V \cdot (z_L^b - z_L^g) + \rho \cdot g \cdot A_{yy} & -\rho \cdot g \cdot A_{xy} & \rho \cdot g \cdot V \cdot x_L^g \\ 0 & 0 & -\rho \cdot g \cdot A_{wl} \cdot x_L^f & -\rho \cdot g \cdot A_{xy} & \rho \cdot g \cdot V \cdot (z_L^b - z_L^g) + \rho \cdot g \cdot A_{xx} & \rho \cdot g \cdot V \cdot y_L^g \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \end{bmatrix} \quad (\text{B.23})$$

APÊNDICE C: ANÁLISE DE SENSIBILIDADE UTILIZANDO A ROTINA DEFMOD

C.1. Análise de sensibilidade de c_{77} para o corpo fixo

Figura C. 1: Resultado numérico (sem amortecimento) e experimental para o corpo fixo

Figura C. 2: Gráficos comparativos para resultado numérico (sem amortecimento) x experimental p/ cada caso em separado

Figura C. 3: Ajuste c_{77} para condição de corpo fixo - $A_m/A_r = 1.0$

Figura C. 4: Ajuste c_{77} para condição de corpo fixo - $A_m/A_r = 1.2$

Figura C. 5: Ajuste para condição de corpo fixo - $A_m/A_r = 1.4$

Figura C. 6: Ajuste para condição de corpo fixo - $A_m/A_r = 2.2$

Figura C. 7: Ajuste para condição de corpo fixo - $A_m/A_r = 4.4$

Figura C. 8: Ajuste para condição de corpo fixo - $A_m/A_r = 9.0$

C.2. Análise de sensibilidade de c_{77} para o corpo solto

Figura C. 9: Comparação entre as respostas para diferentes relações de A_m/A_r sem amortecimento – Análise Numérica

Figura C. 10: Comparação entre as respostas para diferentes relações de A_m/A_r sem amortecimento – Análise Experimental

Figura C. 11: Análise de sensibilidade de c_{77} para corpo solto - $A_m/A_r = 1.0$

Figura C. 12: Análise de sensibilidade de c_{77} para corpo solto - $A_m/A_r = 1.2$

Figura C. 13: Análise de sensibilidade de c_{77} para corpo solto - $A_m/A_r = 1.4$

Figura C. 14: Análise de sensibilidade de c_{77} para corpo solto - $A_m/A_r = 2.2$

Figura C. 15: Análise de sensibilidade de c_{77} para corpo solto - $A_m/A_r = 4.4$

Figura C. 16: Análise de sensibilidade de c_{77} para corpo solto - $A_m/A_r = 9.0$

C.3. Análise de sensibilidade de c_{33} para o corpo solto

Figura C. 17: Análise de sensibilidade de c_{33} para corpo solto - $A_m/A_r = 1.0$

Figura C. 18: Análise de sensibilidade de c_{33} para corpo solto - $A_m/A_r = 1.2$

Figura C. 19: Análise de sensibilidade de c_{33} para corpo solto - $A_m/A_r = 1.4$

Figura C. 20: Análise de sensibilidade de c_{33} para corpo solto - $A_m/A_r = 2.2$

Figura C. 21: Análise de sensibilidade de c_{33} para corpo solto - $A_m/A_r = 4.4$

Figura C. 22: Análise de sensibilidade de C_{33} para corpo solto - $A_m/A_r = 9.0$

APÊNDICE D: MODELO EM ESCALA REDUZIDA DE UMA MONO-COLUNA SEM APÊNDICES DOTADO DE UM MOONPOOL CENTRAL

D.1. Introdução

O modelo foi fabricado em alumínio através de processo de caldeiraria e usinagem. O custo associado à fabricação deste modelo em alumínio é metade do valor relativo à construção de um modelo em fibra de vidro. Deve-se tomar cuidado no projeto de união das partes para a montagem final do modelo, pois o uso excessivo de solda pode vir a acarretar deformações no mesmo. O peso e resistência do modelo é comparativamente maior do que um construído em fibra de vidro, o que traz vantagens na manipulação e reduz o peso final de lastro.

D.2. Dimensões do corpo

O modelo possui as seguintes dimensões básicas:

- Diâmetro do corpo: 1,100m
- Diâmetro do moonpool: 0,500m
- Pontal: 0,700m

A seguir, são apresentados:

- Matriz completa dos ensaios realizados;
- Deslocamento do corpo para cada configuração ensaiada;
- Configuração de lastro para cada configuração ensaiada;
- Imagens do processo de fabricação do modelo e lastro, modelo pronto para ensaio.

Tabela C. 1: Matriz de ensaio

Ensaio de Decaimento em Heave do Corpo

h/Dm	0.30	0.60	0.86	1.00
Am/Ar				
Moontp.Aberto	X	X	X	X
1.2		X	X	
1.5		X	X	
1.7		X	X	
2.0		X	X	
2.5		X	X	
4.0		X	X	
Moontp.Fechado		X	X	

Ensaio de Decaimento em Heave do Moonpool

h/Dm	0.30	0.60	0.86	1.00
Am/Ar				
Moontp.Aberto	X	X	X	X
1.2		X	X	
1.5		X	X	
1.7		X	X	
2.0		X	X	
2.5		X	X	
4.0		X	X	
Moontp.Fechado				

Ensaio em ondas com Corpo Fixo

h/Dm	0.30	0.60	0.86	1.00
Am/Ar				
Moontp.Aberto	X	X	X	X
1.2		X	X	
1.5		X	X	
1.7		X	X	
2.0		X	X	
2.5		X	X	
4.0		X	X	
Moontp.Fechado		X	X	

Ensaio em ondas com Corpo Livre

h/Dm	0.30	0.60	0.86	1.00
Am/Ar				
Moontp.Aberto	X	X	X	X
1.2		X	X	
1.5		X	X	
1.7		X	X	
2.0		X	X	
2.5		X	X	
4.0		X	X	
Moontp.Fechado		X	X	

Ensaio de Inclinação Estática em Pitch do Corpo

h/Dm	0.30	0.60	0.86	1.00
Am/Ar				
Moontp.Aberto	X	X	X	X
1.2		X	X	
1.5		X	X	
1.7		X	X	
2.0		X	X	
2.5		X	X	
4.0		X	X	
Moontp.Fechado		X	X	

Tabela C. 2: Deslocamento para as diferentes configurações de ensaio (kg)

Deslocamento total p/ as diferentes config. de restrição (kg)

Calados (m)	0.150	0.300	0.430	0.500
Moontp.Aberto	111.597	223.194	319.912	371.990
1.2	111.759	223.356	320.073	372.152
1.5	111.921	223.518	320.235	372.314
1.7	111.997	223.594	320.311	372.390
2.0	112.083	223.680	320.397	372.476
2.5	112.180	223.777	320.494	372.573
4.0	112.325	223.922	320.640	372.718
Moontp.Fechado	140.726	281.451	403.413	469.085

Tabela C. 3: Lastro necessário para as diferentes configurações de ensaio (kg)

Lastro necessário p/ as diferentes config. de restrição

Calados (m)	0.150	0.300	0.430	0.500
	(kg)	(kg)	(kg)	(kg)
Moontp.Aberto	32.660	144.258	240.975	293.054
1.2	32.383	143.980	240.697	292.776
1.5	32.105	143.703	240.420	292.499
1.7	31.975	143.572	240.289	292.368
2.0	31.828	143.425	240.142	292.221
2.5	31.661	143.259	239.976	292.055
4.0	31.412	143.009	239.726	291.805
Moontp.Fechado	59.153	199.878	321.841	387.512

Figura C. 23: Imagens do modelo e restrições durante o processo de fabricação

APÊNDICE E: CURVAS CORRESPONDENTES À ANALISE DO DECAIMENTO DO MOONPOOL PARA O CORPO FIXO

E.1. Introdução

A listagem dos ensaios de decaimento da água interna ao moonpool, com as respectivas amplitudes iniciais de decaimento, é apresentada na Tabela E. 1.

Tabela E. 1: Ensaios de decaimento do moonpool com o corpo fixo

Calado1 - 0.43m - $h/D_m = 0.86$			Calado1 - 0.30m - $h/D_m = 0.60$		
	Ensaio	Amp.Inicial (cm)		Ensaio	Amp.Inicial (cm)
$A_m/A_r=1.0$	PT11_00100	5.2	$A_m/A_r=1.0$	PT21_00100	11.0
	PT11_00103	5.8		PT21_00101	9.9
	PT11_00105	6.1		PT21_00102	6.0
	PT11_00101	9.5		PT21_00103	7.2
	PT11_00102	9.9			
$A_m/A_r=1.2$	PT12_00100	5.4	$A_m/A_r=1.2$	PT22_00101	5.0
	PT12_00101	4.6		PT22_00103	5.3
	PT12_00102	9.6		PT22_00104	5.6
	PT12_00103	9.9		PT22_00105	10.0
				PT22_00106	11.0
$A_m/A_r=1.5$	PT13_00102	5.5	$A_m/A_r=1.5$	PT23_00100	5.5
	PT13_00103	5.7		PT23_00101	5.3
	PT13_00100	9.5		PT23_00102	10.6
	PT13_00101	10.1		PT23_00103	9.5
$A_m/A_r=1.7$	PT14_00101	4.8	$A_m/A_r=1.7$	PT24_00100	6.4
	PT14_00102	4.8		PT24_00101	5.4
	PT14_00103	8.9		PT24_00102	10.2
	PT14_00104	9.5		PT24_00103	10.5
$A_m/A_r=2.0$	PT15_00102	5.6	$A_m/A_r=2.0$	PT25_00100	6.1
	PT15_00103	5.1		PT25_00101	5.4
	PT15_00100	10.0		PT25_00102	10.5
	PT15_00101	8.2		PT25_00103	9.9
$A_m/A_r=2.5$	PT16_00100	4.9	$A_m/A_r=2.5$	PT26_00100	5.3
	PT16_00101	4.9		PT26_00101	5.1
	PT16_00102	9.0		PT26_00102	10.6
	PT16_00103	9.3		PT26_00103	10.1
				PT26_00104	10.0
$A_m/A_r=4.0$	PT17_00100	5.5	$A_m/A_r=4.0$	PT27_00100	10.7
	PT17_00102	4.7		PT27_00101	10.4
	PT17_00103	10.0		PT27_00102	11.2
	PT17_00104	9.5		PT27_00103	6.1
	PT17_00105	9.7		PT27_00104	5.1
				PT27_00105	6.3
				PT27_00106	4.8
				PT27_00107	5.3
				PT27_00108	5.8

E.2. $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.0$

Figura E. 1: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.0$, PT11_00100

Figura E. 2: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.0$, PT11_00101

E.3. $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.2$

Figura E. 3: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.2$, PT12_00100

Figura E. 4: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.2$,
PT12_00102

E.4. $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.5$

Figura E. 5: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.5$, PT13_00102

Figura E. 6: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.5$,
PT13_00100

E.5. $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.7$

Figura E. 7: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.7$, PT14_00101

Figura E. 8: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 1.7$,
PT14_00103

E.6. $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 2.0$

Figura E. 9: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 2.0$, PT15_00102

Figura E. 10: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 2.0$, PT15_00101

E.7. $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 2.5$

Figura E. 11: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 2.5$, PT16_00100

Figura E. 12: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.86$, $A_m/A_r = 2.5$, PT16_00102

E.8. $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.0$

Figura E. 13: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.0$, PT21_00100

Figura E. 14: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.0$,
PT21_00102

E.9. $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.2$

Figura E. 15: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.2$, PT22_00101

Figura E. 16: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.2$,
PT22_00105

E.10. $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.5$

Figura E. 17: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.5$, PT23_00100

Figura E. 18: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.5$,
PT23_00102

E.11. $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.7$

Figura E. 19: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.7$, PT24_00100

Figura E. 20: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 1.7$,
PT24_00102

E.12. $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 2.0$

Figura E. 21: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 2.0$, PT25_00100

Figura E. 22: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 2.0$, PT25_00102

E.13. $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 2.5$

Figura E. 23: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 2.5$, PT26_00100

Figura E. 24: Análise do decaimento da água interna ao moonpool - $h/D_m = 0.60$, $A_m/A_r = 2.5$,
PT26_00102