



COPPE/UFRJ

**SIMULAÇÃO DINÂMICA DE DOIS CORPOS FLUTUANTES ACOPLADOS SUJEITOS
À AÇÃO DE ONDAS REGULARES**

Roberto Edward Cruz

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

Orientador: Paulo de Tarso Themistocles
Esperança

Rio de Janeiro
Janeiro de 2010

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

SIMULAÇÃO DINÂMICA DE DOIS CORPOS FLUTUANTES ACOPLADOS SUJEITOS
À AÇÃO DE ONDAS REGULARES

Roberto Edward Cruz

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

Examinada por:

Prof. Paulo de Tarso Themistocles Esperança, D.Sc.

Prof. Sergio Hamilton Sphaier, Dr.-Ing.

Prof. Marcelo de Almeida Santos Neves, Ph.D.

Dr. Mauro Costa de Oliveira, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL
JANEIRO DE 2010

Cruz, Roberto Edward

Simulação Dinâmica de dois Corpos Flutuantes Acoplados sujeitos à ação de ondas regulares / Roberto Edward Cruz. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2010.

XII, 163 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Paulo de Tarso Themistocles Esperança
Dissertação (mestrado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Oceânica, 2009.

Referencias Bibliográficas: p. 121-122.

1. Dinâmica de Sistemas Flutuantes. 2. Multicorpos. 3. Simulação Numérica. I. Esperança, Paulo de Tarso Themistocles. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Oceânica. III. Título.

Aos meus pais Agnese e Roberto,

À Minha Esposa Mariana e

Às Minhas Filhas

Maria Isabel e Maria Carolina

Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer à PETROBRAS pela oportunidade de poder executar este trabalho. Tenho muito orgulho de trabalhar nesta empresa que tradicionalmente investe na capacitação e formação de seus profissionais.

Gostaria de agradecer enormemente ao meu orientador, Dr. Paulo de Tarso, pela paciência que teve durante a execução deste trabalho. Aprendi muito e continuo aprendendo com os seus ensinamentos.

Agradeço também aos meus colegas da USP, Fabiano Rampazzo, Edgard Borges Malta e Fabio Tadao Matsumoto e ao Prof. Dr. Kazuo Nishimoto, que me ajudaram no desenvolvimento deste trabalho uma vez que trabalhamos juntos em um projeto de pesquisa sobre o tema desta dissertação.

E por último, porém não menos importante, eu agradeço ao suporte da minha esposa, Mariana, e dos meus sogros, Marta e Jose, que me permitiram dedicar o tempo livre necessário para a execução deste trabalho.

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

SIMULAÇÃO DINÂMICA DE DOIS CORPOS FLUTUANTES ACOPLADOS SUJEITOS À
AÇÃO DE ONDAS REGULARES

Roberto Edward Cruz

Janeiro/2010

Orientadores: Paulo de Tarso Themistocles Esperança

Programa: Engenharia Oceânica

Este trabalho apresenta um modelo para simulação dinâmica de dois corpos flutuantes acoplados por linhas de amarração sujeitos à ação de ondas regulares. Os resultados numéricos do modelo proposto são comparados com os resultados de ensaios realizados em escala reduzida. O modelo proposto conseguiu reproduzir os resultados obtidos experimentais com algumas ressalvas.

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

DYNAMIC SIMULATION OF TWO COUPLED FLOATING BODIES SUBJECTED TO
REGULAR WAVES

Roberto Edward Cruz

January/2010

Advisors: Paulo de Tarso Themistocles Esperança

Department: Ocean Engineering

This work presents a model to simulate the dynamics of two coupled floating bodies subjected to regular waves. The numerical results are compared to results obtained in model test. The model was able to predict the experimental results with some constrains.

SUMÁRIO

1 OBJETIVO	1
2 INTRODUÇÃO	1
3 MODELO	6
3.1 CONFIGURAÇÃO DO SISTEMA	6
3.2 CONSIDERAÇÕES INICIAIS.....	6
3.3 SISTEMA DE COORDENADAS	7
3.4 EQUAÇÃO DO MOVIMENTO.....	9
3.4.1 SIMPLIFICAÇÃO DAS EQUAÇÕES DO MOVIMENTO	10
3.4.2 MÉTODO DE INTEGRAÇÃO NUMÉRICA.....	12
3.4.3 FORÇAS DE RESTAURAÇÃO HIDROSTÁTICA	13
3.4.4 FORÇAS DE RESTAURAÇÃO DO SISTEMA DE AMARRAÇÃO	14
3.4.5 FORÇAS HIDRODINÂMICAS.....	15
3.4.6 FORÇAS DO SISTEMA DE CONEXÃO	23
4 CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA.....	27
4.1 CARACTERÍSTICAS DO FPSO	27
4.2 CARACTERÍSTICAS DA TLWP	28
4.3 CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA DE AMARRAÇÃO.....	29
4.4 PERÍODOS NATURAIS	31
5 COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS	34
5.1 AQUISIÇÃO DE DADOS	34
5.2 METODOLOGIA	35
5.3 MATRIZ DE ENSAIO	37
5.4 RESULTADOS	38
5.4.1 ESPECTRO DE RESPOSTA	42
6 INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS.....	83
6.1 MOVIMENTO DE CABECEIO (X12 - YAW).....	83
6.1.1 RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	83
6.1.2 PERÍODO NATURAL	88
6.2 ACOPLAMENTO DAS LINHAS DE CONEXÃO	100
6.2.1 ANGULAR X LINEAR.....	102
6.2.2 LINEAR X LINEAR	110
6.2.3 RESUMO	115
6.3 MOVIMENTO DE JOGO DO FPSO (X4 – ROLL)	117
7 CONCLUSÕES.....	119
REFERÊNCIAS.....	121
APÊNDICE A – COEFICIENTES HIDRODINÂMICOS.....	123
APÊNDICE B – RIGIDEZ DAS LINHAS DE AMARRAÇÃO HORIZONTAL.....	129
APÊNDICE C – RIGIDEZ DOS TENDÕES	136
APÊNDICE D – AMORTECIMENTO ADICIONAL.....	139

APÊNDICE E – DADOS DE ENTRADA	151
APÊNDICE F – RIGIDEZ DO MODELO LINEAR	156
APÊNDICE G – TABELA DE RESULTADOS.....	158
APÊNDICE H – MEMÓRIA DE CÁLCULO (RIGIDEZ)	160

NOMENCLATURA

Segue abaixo a nomenclatura utilizada no texto.

- Movimentos

Avanço	<i>Surge</i>
Deriva	<i>Sway</i>
Afundamento	<i>Heave</i>
Jogo	<i>Roll</i>
Arfagem	<i>Pitch</i>
Cabeceio	<i>Yaw</i>

- Sub-índices das variáveis da equação do movimento

i ou j = 01 a 06

FPSO (avanço, deriva, afundamento, jogo, arfagem e cabeceio)

i ou j = 07 a 12

TLWP (avanço, deriva, afundamento, jogo, arfagem e cabeceio)

- Variáveis

Equação do Movimento

A_{ij}	Massa adicional
B_{ij}	Amortecimento potencial
BQ_{ij}	Amortecimento quadrático
F_i	Força de excitação devido à onda
FC_i	Força de conexão entre as unidades
K_{ij}	Rigidez
M_{ij}	Massa - Inércia
X_i	Deslocamento

\dot{X}_i Velocidade

\ddot{X}_i Aceleração

Geral

A_w	Área da linha de água
C_d	Coeficiente de arrasto
do	Distância entre os pontos das linhas de conexão entre as unidades na posição de equilíbrio
dt	Intervalo de tempo
dx	Distância relativa entre as unidades na direção de avanço
dy	Distância relativa entre as unidades na direção de deriva
dz	Distância relativa entre as unidades na direção de afundamento
EA	Rigidez axial da linha de amarração
F1	Pré-tração inicial da linha de amarração
g	Aceleração da gravidade
\overline{GM}	Altura metacêntrica
$K_{\text{individual}}$	Rigidez individual proporcionada por uma linha de amarração
$K_{\text{tendão}}$	Rigidez proporcionada por um tendão da TLWP
Lf	Comprimento final da linha de conexão entre as unidades
Lo	Comprimento inicial da linha de amarração
Lp	Comprimento do pontoon
Lt	Comprimento do tendão
P	Pressão
Pt	Pré-tração
R	Distância do elemento para a origem do sistema da TLWP
Rf	Distância do ponto de conexão e o centro do FPSO
Rt	Distância do ponto de conexão e o centro da TLWP
Rtd	Distância do tendão para o centro da TLWP
S	Área projetada
t	Tempo
T_{rampa}	Tempo de duração da rampa
\vec{V}	Vetor velocidade
β	Ângulo local do elemento em relação ao sistema da TLWP
Φ	Potencial de Velocidades
Φ_D	Potencial de Velocidades de Difração

Φ_{Esp}	Potencial de Velocidades de Espalhamento
Φ_{Onda}	Potencial de Velocidades da Onda
Φ_R	Potencial de Velocidades de Radiação
λ	Comprimento de onda
μ	Viscosidade da água
θ	Ângulo instantâneo do elemento em relação ao centro da TLWP
θ_1	Ângulo da linha de amarração relativo à direção de interesse
ρ	Massa específica da água
∇	Deslocamento (volume)

1 Objetivo

O objetivo deste trabalho é apresentar um modelo para a simulação numérica da dinâmica de dois corpos flutuantes acoplados através de cabos de amarração sujeitos à ação de ondas regulares. Os resultados numéricos são comparados com os resultados obtidos experimentalmente através de ensaio em escala reduzida.

2 Introdução

Um dos grandes desafios atuais em termos de projeto de plataforma flutuantes de produção de petróleo é conseguir viabilizar técnica e economicamente uma plataforma de produção do tipo completação seca com sonda de intervenção nos poços que seja capaz de armazenar o petróleo produzido.

A completação compreende todas as atividades necessárias realizadas após a perfuração de um poço de modo a permitir que o poço possa operar de forma segura e econômica para produzir o petróleo [1]. Existem dois tipos de completação no que se refere ao posicionamento da cabeça de poço e ao tipo de árvore de natal empregada, a completação seca ou molhada (árvore de natal é um equipamento constituído por válvulas que é acoplado à cabeça do poço com o objetivo de controlar e permitir a produção de fluidos).

A completação seca se caracteriza pelo posicionamento da cabeça de poço na plataforma, já a completação molhada se caracteriza pelo posicionamento da cabeça de poço no fundo do mar.

Geralmente plataformas de completação seca possuem uma sonda de intervenção nos poços, pois o acesso ao poço encontra-se na própria plataforma. No caso de completação molhada, pelo fato da cabeça de poço ficar no fundo do mar, geralmente afastado da plataforma, não existe a possibilidade de se acessar o poço da própria plataforma e, neste caso, para operações de intervenção nos poços é necessário o uso de sondas específicas. A única exceção para esta condição no caso de completação molhada é o uso de plataformas do tipo semi-submersíveis com sondas de intervenção que são capazes de acessar os poços que devem se localizar muito próximos à plataforma.

A escolha do tipo de completação varia em função de vários parâmetros que vão desde as características do reservatório até as facilidades existentes na proximidade do campo. Um aspecto importante da completação seca no que diz respeito ao projeto de plataformas flutuantes é a severa restrição aos movimentos verticais da plataforma que este tipo de completação impõe.

Atualmente, as plataformas flutuantes existentes que são capazes de suportar completação seca são as plataformas de pernas atirantadas (*TLP – tension leg platforms*) e as plataformas do tipo *Spar*.

As plataformas de pernas atirantadas (TLPs) caracterizam-se pelo fato de serem conectadas ao fundo do mar através de tendões verticais e possuir flutuação maior do que o peso. Os tendões são basicamente constituídos por tubos de aço e suportam a diferença entre o empuxo e o peso da plataforma. O sistema funciona de maneira semelhante a um pêndulo invertido. Os movimentos verticais (afundamento, arfagem e jogo) são restritos pelos tendões e a restauração no plano horizontal é devida basicamente à diferença de empuxo e peso da plataforma. Deste modo o uso da completação seca é viabilizado.

As plataformas do tipo *Spar* caracterizam-se pelo elevado calado, o que diminui muito a ação das ondas, reduzindo os movimentos verticais da plataforma permitindo o uso de completação seca. Estas plataformas possuem linhas de ancoragem para restringir os movimentos no plano horizontal.

Existem outros conceitos que estão sendo desenvolvidos tais como o uso de semi-submersíveis de grande calado, cujo princípio de funcionamento é semelhante ao da *Spar* [2].

Para lâminas d'água nas quais o uso de plataformas fixas não são viáveis (acima de 400 metros) e em casos que a completação seca é desejável e não existam facilidades para escoamento do petróleo produzido, torna-se necessário o uso de duas unidades para o desenvolvimento da produção, uma unidade capaz de suportar a completação seca e a outra para o armazenamento do petróleo produzido.

Várias configurações deste tipo foram empregadas no mundo. Dentre as mais conhecidas destacam-se as configurações utilizadas no campo de Kizomba e West Seno [3, 4], que basicamente utilizavam uma unidade de completação seca do tipo

TLP cabeça de poço e uma plataforma do tipo FPSO (*Floating Production Storage and Offloading*) capaz de produzir e armazenar o petróleo. Nestes campos a plataforma de completção seca é utilizada somente para a chegada do petróleo e como local para a intervenção nos poços. Todo o petróleo é enviado para a plataforma do tipo FPSO onde é processado, armazenado e transferido para navios tanque. O termo cabeça de poço designa que a plataforma não possui as facilidades para o processamento do petróleo.

Para este cenário, no qual o uso das duas unidades é favorecido, poderia ser estudado o uso de uma configuração que permitisse o acoplamento entre a unidade de completção seca do tipo cabeça de poço e a unidade que processa, armazena e transfere o petróleo de modo a otimizar os custos de desenvolvimento do campo. Caso as duas unidades trabalhassem acopladas e fosse possível o compartilhamento das facilidades entre ambas espera-se que os custos envolvidos possam ser reduzidos.

Neste sentido optou-se por estudar o acoplamento entre uma plataforma de completção seca do tipo TLP cabeça de poço ou TLWP (*Tension Leg Wellhead Platform*) acoplada a uma plataforma de produção, armazenamento e transferência do tipo FPSO. O grande desafio é manter a distância entre as unidades limitada de modo a permitir a integração das facilidades e o transbordo de pessoal.

O acoplamento estudado é baseado no uso de cabos de nylon que conectam as duas unidades. Deste modo as distâncias entre as unidades ficam restritas, seja no sentido de aproximar as unidades, seja no sentido de afastar as unidades conforme o arranjo do sistema e a ilustração esquemática do comportamento do sistema apresentado nas figuras a seguir.

De modo a permitir o pré-tracionamento das linhas de conexão entre as unidades, a TLWP além de possuir os tendões verticais, que vinculam a unidade ao fundo do mar, também possui linhas de amarração laterais.

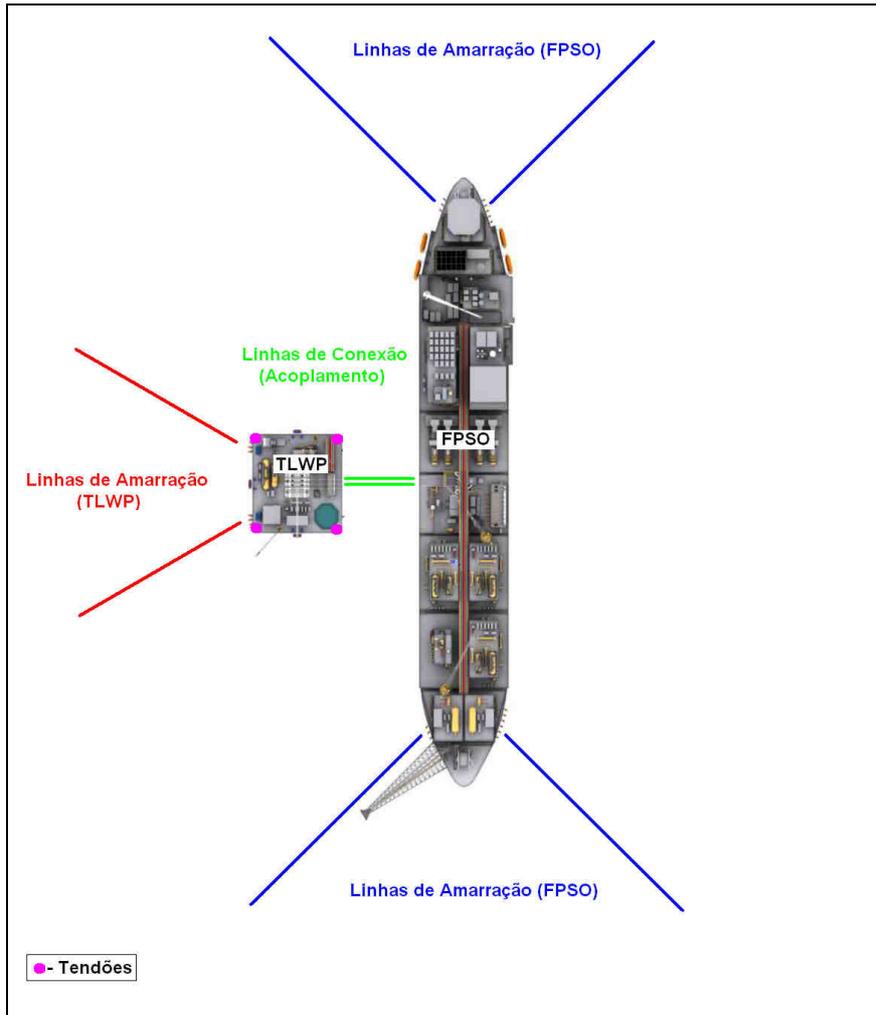


Figura 1 – Arranjo, Vista Superior.

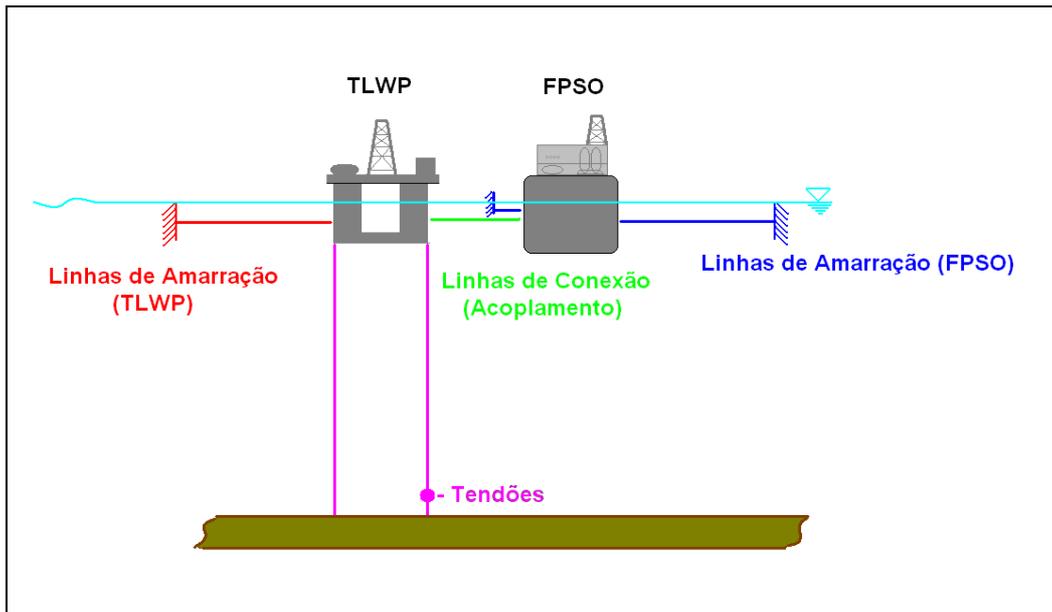


Figura 2 – Arranjo, Vista Lateral

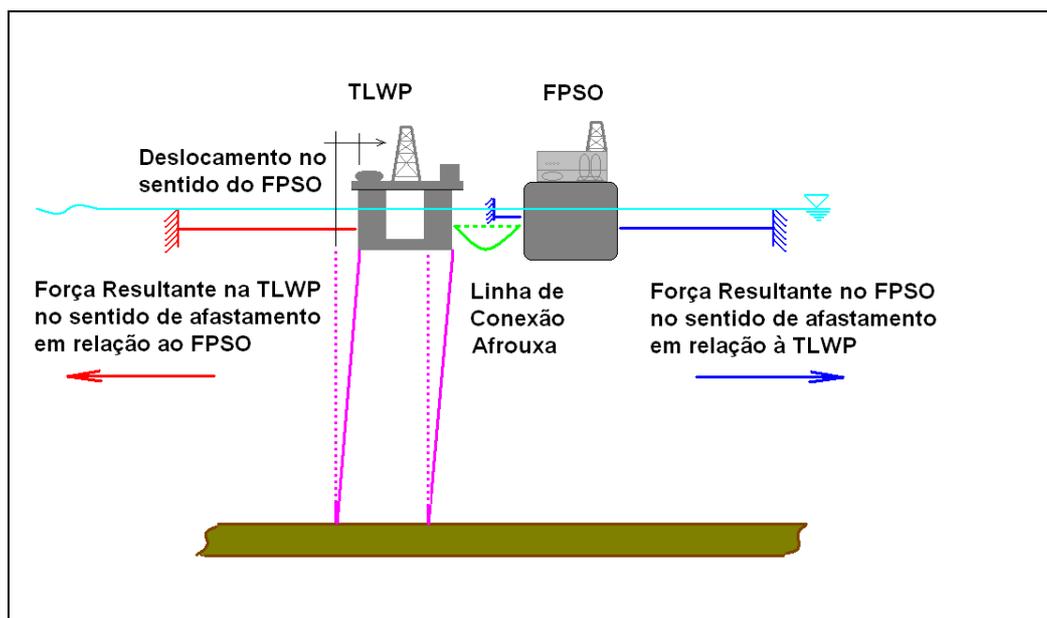


Figura 3 – Ilustração Esquemática do Comportamento do Sistema

De modo a verificar o comportamento dinâmico do sistema acoplado desenvolveu-se um modelo numérico que pudesse reproduzir os resultados experimentais obtidos durante os testes em modelo reduzido do sistema sujeito à ação de ondas regulares.

Os testes em modelos reduzidos foram realizados no NMRI (*National Maritime Research Institute* - Japão) em dezembro de 2007 [5].

3 Modelo

Nesta seção será apresentado o modelo físico-matemático proposto para a avaliação da dinâmica do sistema acoplado e suas respectivas hipóteses.

O modelo baseia-se em um conjunto de equações diferenciais que representam o movimento dos dois corpos. Conforme será evidenciado, alguns dos termos destas equações não são lineares. Para a simulação numérica utilizou-se um processo de integração no domínio do tempo. Adicionalmente as equações apresentam termos cruzados que representam o acoplamento entre os movimentos dos dois corpos.

3.1 Configuração do sistema

O sistema é composto por dois corpos, uma plataforma do tipo FPSO e uma plataforma do tipo TLWP. A TLWP posiciona-se ao lado do FPSO na direção transversal à linha de centro longitudinal do FPSO.

O FPSO possui um sistema de ancoragem representado por linhas de amarração no plano horizontal. A TLWP, além de estar ancorada ao fundo do mar através de tendões, possui também linhas de ancoragem horizontais para viabilizar o tracionamento das linhas de conexão entre as unidades. Por fim entre as unidades existem linhas de conexão de nylon que acoplam as unidades. A Figura 4 apresenta a vista superior do sistema.

3.2 Considerações Iniciais

Conforme mencionado, o modelo tem o objetivo de representar o comportamento dinâmico do sistema acoplado. Durante os testes experimentais evidenciou-se que a incidência de ondas de través é o caso que dimensiona o sistema de conexão pelo fato das forças na conexão serem maiores para esta condição. Outra verificação obtida a partir dos testes experimentais é o fato de, para esta mesma direção, as unidades ficarem em condições de maior proximidade uma da outra. Por estes motivos e também para propor um modelo simplificado orientado para o caso crítico da dinâmica do sistema é que se considerou apenas a incidência de través para as ondas regulares.

Para a condição acima estabelecida, resolver as equações do movimento para todos os graus de liberdade torna-se bastante complexo e a redução do número de graus de

liberdade do sistema simplifica o modelo. Neste sentido os seguintes graus de liberdade não foram considerados no modelo numérico:

- 1) Movimentos de afundamento, jogo e arfagem da TLWP.
- 2) Movimentos de arfagem e cabeceio do FPSO.

Os movimentos no plano vertical da TLWP foram simplificados pois são muito pequenos devido à grande rigidez imposta pelos tendões. Repare que, apesar dos movimentos serem pequenos, as forças associadas aos tendões são elevadas uma vez que restringem o movimento no plano vertical. Como o objeto deste trabalho é estudar a dinâmica dos corpos e não os esforços ou o dimensionamento dos tendões optou-se por não considerar estes graus de liberdade no modelo.

No caso do FPSO, pelo fato da conexão entre as unidades se localizar muito próxima à posição longitudinal do centro de gravidade e flutuação de área de linha da água e pelo fato dos movimentos de arfagem e cabeceio serem pequenos para a incidência de través, optou-se por não considerar estes graus de liberdade no modelo.

Neste sentido os movimentos que foram considerados na elaboração deste modelo são:

- 1) Movimento de avanço e deriva das duas unidades
- 2) Movimento de afundamento e jogo do FPSO
- 3) Movimento de cabeceio da TLWP

Poder-se-ia perguntar o motivo pelo qual o movimento de cabeceio da TLWP foi considerado, uma vez que, intuitivamente, para este movimento as mesmas hipóteses feitas para o movimento de cabeceio do FPSO poderiam ser utilizadas. A resposta é que através dos testes experimentais se evidenciou grandes deslocamentos no movimento de cabeceio da TLWP para períodos específicos e por isso este grau de liberdade foi considerado no modelo proposto. Os movimentos de cabeceio da TLWP obtidos experimentalmente estão apresentados no capítulo de resultados.

3.3 Sistema de Coordenadas

O sistema de coordenadas é na verdade composto por dois sistemas de coordenadas, um para cada corpo. Ambos os sistemas de coordenadas são fixados nos respectivos

centros de gravidade de cada corpo na posição de equilíbrio estático inicial do sistema. Ambos os sistemas são inerciais e fixos no espaço.

Para cada corpo o vetor deslocamento para os graus de liberdade de interesse se referencia sempre em relação ao respectivo sistema de coordenadas.

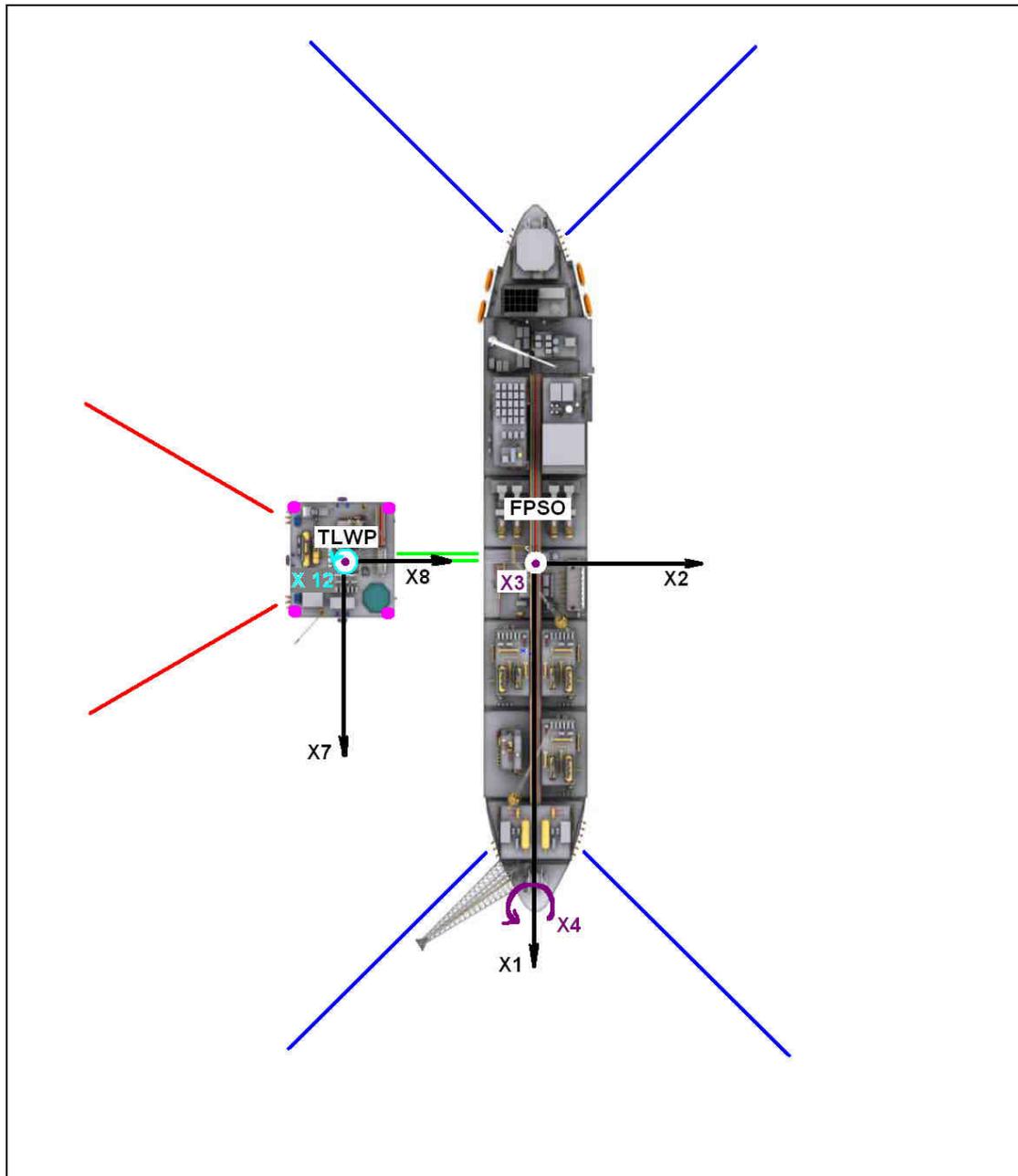


Figura 4 – Configuração do sistema, Vista superior

Os sistemas de coordenadas de cada corpo são paralelos e estão orientados da seguinte maneira:

- Eixo do movimento de avanço orientado no sentido positivo para a proa
- Eixo do movimento de deriva orientado no sentido positivo para bombordo
- Eixo do movimento de afundamento orientado no sentido positivo para cima

A TLWP posiciona-se à distância de 50 metros (distância entre costados) a boreste do FPSO. Os eixos dos movimentos de deriva das duas unidades se sobrepõem quando projetados no plano horizontal.

3.4 Equação do Movimento

A equação do movimento está fundamentada em equações diferenciais com base nas equações de Newton-Euler na qual a soma das forças e momentos externos resultantes em um corpo rígido é igual a sua aceleração no centro de massa.

As forças e momentos atuantes em um corpo flutuante próximo a outro corpo flutuante, ambos com sistema de amarração próprio, com sistema de conexão entre os corpos e sujeitos à ação de ondas regulares podem ser divididas em:

- 1) Forças de restauração hidrostática
- 2) Forças de restauração do sistema de amarração
- 3) Forças hidrodinâmicas
- 4) Forças do sistema de conexão entre as unidades

As forças de restauração do sistema de amarração consideradas são as forças de restauração proporcionadas pelas linhas de amarração horizontais e tendões. Já as forças do sistema de conexão entre as unidades consideradas são as forças de acoplamento que as linhas de conexão exercem em cada unidade.

A equação do movimento para dois corpos flutuantes ancorados sujeitos à ação de ondas regulares pode ser expressa da seguinte maneira [6]:

$$\sum_{j=1}^{12} [(M_{ij} + A_{ij}) \ddot{X}_j + B_{ij} \dot{X}_j + K_{ij} X_j] = F_i$$

Sendo $i = 1, \dots, 12$.

A equação acima é linear assumindo que os termos de restauração podem ser linearizados e também que os movimentos resultantes são harmônicos e a teoria potencial pode ser aplicada. Os coeficientes hidrodinâmicos utilizados, em geral, são dependentes da frequência e derivam da teoria potencial [6] e [7]. Para este conjunto de equações lineares é possível obter soluções algébricas.

No entanto, a fórmula acima não considera tanto o amortecimento não linear, devido à viscosidade, quanto a força de conexão entre as unidades. Estes termos não são lineares sendo que o primeiro depende do vetor de velocidades (ao quadrado) e o segundo do vetor de posição (estes termos estão apresentados mais adiante o texto). Deste modo as equações do movimento deixam de ser lineares e uma solução algébrica torna-se difícil de ser obtida. A equação acima pode ser adaptada de modo a incluir os parâmetros mencionados conforme segue.

$$\sum_{j=1}^{12} [(M_{ij} + A_{ij}) \ddot{X}_j + B_{ij} \dot{X}_j + K_{ij} X_j] + BQ_{i(x,\dot{x})} + FC_{i(x)} = F_i$$

Sendo $i = 1, \dots, 12$.

Agora as equações do movimento não são lineares e os movimentos resultantes, não necessariamente são harmônicos e, portanto, o uso de coeficientes hidrodinâmicos dependentes da frequência fundamentados em movimentos harmônicos deve ser avaliado com cautela.

3.4.1 Simplificação das Equações do Movimento

As equações do movimento podem ser ainda mais simplificadas em função do melhor entendimento do problema proveniente dos resultados obtidos experimentalmente.

Neste sentido algumas simplificações adicionais foram feitas de modo a se obter um modelo mais enxuto no qual os principais parâmetros que influenciam a dinâmica dos dois corpos acoplados pudessem ser evidenciados. Cabe ressaltar que quanto mais simplificações são feitas para as particularidades do caso estudado, mais restrita também é a sua aplicação fora do seu contexto.

A primeira grande simplificação é considerar os movimentos de afundamento e jogo do FPSO independentes dos demais movimentos e também independentes das forças de conexão entre as unidades. A adoção de tal hipótese está lastreada concordância

entre os resultados numéricos e experimentais obtidos utilizando-se esta hipótese. A referida concordância pode ser evidenciada no capítulo referente aos resultados.

A segunda grande simplificação é identificar para os demais graus de liberdade quais são os termos cruzados de maior influência que devem ser considerados. A partir dos resultados experimentais e dos coeficientes hidrodinâmicos teóricos de massa adicional e amortecimento potencial é possível verificar quais os termos são representativos para cada grau de liberdade em função de sua magnitude. A metodologia utilizada e os resultados desta avaliação são apresentados no Apêndice A.

A terceira simplificação está na matriz de rigidez na qual somente os termos principais foram considerados. O sistema de amarração é simétrico (geometria e rigidez) em relação ao eixo transversal e possui simetria geométrica em relação ao eixo longitudinal.

Dadas as simplificações acima e considerando que os sistemas de referência estão posicionados no centro de gravidade das unidades nos eixos principais de inércia, as equações do movimento podem ser expressas por:

FPSO

$$(M_1 + A_{11}) \ddot{X}_1 + B_{11} \dot{X}_1 + BQ_1 + K_{11} X_1 + FC_1 = F_1 - A_{13} \ddot{X}_3 - B_{13} \dot{X}_3$$

$$(M_2 + A_{22}) \ddot{X}_2 + B_{22} \dot{X}_2 + BQ_2 + K_{22} X_2 + FC_2 = F_2 - A_{24} \ddot{X}_4$$

$$(M_3 + A_{33}) \ddot{X}_3 + B_{33} \dot{X}_3 + K_{33} X_3 = F_3$$

$$(M_4 + A_{44}) \ddot{X}_4 + B_{44} \dot{X}_4 + K_{44} X_4 = F_4$$

TLWP

$$(M_7 + A_{77}) \ddot{X}_7 + B_{77} \dot{X}_7 + BQ_7 + K_{77} X_7 + FC_7 = F_7 - A_{71} \ddot{X}_1 - B_{71} \dot{X}_1 - A_{73} \ddot{X}_3 - B_{73} \dot{X}_3$$

$$(M_8 + A_{88}) \ddot{X}_8 + B_{88} \dot{X}_8 + BQ_8 + K_{88} X_8 + FC_8 = F_8 - A_{82} \ddot{X}_2 - B_{82} \dot{X}_2 - A_{83} \ddot{X}_3 - B_{83} \dot{X}_3$$

$$(M_{12} + A_{1212}) \ddot{X}_{12} + B_{1212} \dot{X}_{12} + BQ_{12} + K_{1212} X_{12} + FC_{12} = F_{12} - A_{122} \ddot{X}_2 - B_{122} \dot{X}_2 - A_{123} \ddot{X}_3 - B_{123} \dot{X}_3 - A_{128} \ddot{X}_8 - B_{128} \dot{X}_8$$

3.4.2 Método de Integração Numérica

O método de integração numérica para resolver o problema de valor de contorno apresentado nas equações do movimento baseou-se no método das diferenças finitas [8].

Para cada grau de liberdade e a partir das variáveis iniciais ou do passo anterior é calculada a resultante. A partir da resultante são obtidas a aceleração, velocidade e posição no passo posterior.

FPSO

$$\ddot{X}_{1Posterior} = \frac{-B_{11} \dot{X}_1 - BQ_1 - K_1 X_1 - FC_1 + F_1 - A_{13} \ddot{X}_3 - B_{13} \dot{X}_3}{(M_1 + A_{11})} \quad \text{Anterior}$$

$$\ddot{X}_{2Posterior} = \frac{-B_{22} \dot{X}_2 - BQ_2 - K_2 X_2 - FC_2 + F_2 - A_{24} \ddot{X}_4}{(M_2 + A_{22})} \quad \text{Anterior}$$

$$\ddot{X}_{3Posterior} = \frac{-B_{33} \dot{X}_3 - K_3 X_3 + F_3}{(M_3 + A_{33})} \quad \text{Anterior}$$

$$\ddot{X}_{4Posterior} = \frac{-B_{44} \dot{X}_4 - K_4 X_4 + F_4}{(M_4 + A_{44})} \quad \text{Anterior}$$

TLWP

$$\ddot{X}_{7Posterior} = \frac{-B_{77} \dot{X}_7 - BQ_7 - K_7 X_7 - FC_7 + F_7 - A_{71} \ddot{X}_1 - B_{71} \dot{X}_1 - A_{73} \ddot{X}_3 - B_{73} \dot{X}_3}{(M_7 + A_{77})} \quad \text{Anterior}$$

$$\ddot{X}_{8Posterior} = \frac{-B_{88} \dot{X}_8 - BQ_8 - K_8 X_8 - FC_8 + F_8 - A_{82} \ddot{X}_2 - B_{82} \dot{X}_2 - A_{83} \ddot{X}_3 - B_{83} \dot{X}_3}{(M_8 + A_{88})} \quad \text{Anterior}$$

$$\ddot{X}_{12Posterior} = \frac{-B_{1212} \dot{X}_{12} - BQ_{12} - K_{12} X_{12} - FC_{12} + F_{12} - A_{122} \ddot{X}_2 - B_{122} \dot{X}_2 - A_{123} \ddot{X}_3 - B_{123} \dot{X}_3 - A_{128} \ddot{X}_8 - B_{128} \dot{X}_8}{(M_{12} + A_{1212})} \quad \text{Anterior}$$

A partir da aceleração calcula-se então a velocidade e a posição.

$$\dot{X}_{iPosterior} = \dot{X}_{iAnterior} + \ddot{X}_{iPosterior} dt$$

$$X_{iPosterior} = X_{iAnterior} + \dot{X}_{iAnterior} dt + 0,5 \ddot{X}_{iPosterior} dt^2$$

Calculadas a velocidade e posição posterior o procedimento é repetido considerando agora estes valores como valores anteriores.

Para o uso deste método é necessário saber as posições e velocidades iniciais das unidades.

Outra consideração é com relação à força de excitação que é imposta ao modelo de maneira gradativa em determinado intervalo de tempo. Este intervalo é denominado rampa, e, na integração proposta, utilizou-se variação linear da força de excitação em relação à rampa. A força de excitação durante este intervalo fica:

$$F_i = F_i \left(\frac{t}{T_{rampa}} \right)$$

3.4.3 Forças de Restauração Hidrostática

As forças de restauração hidrostática atuam somente no plano vertical. Portanto, para o modelo proposto, este termo aplica-se somente aos movimentos de afundamento e jogo do FPSO.

A restauração hidrostática está fundamentada na variação das forças ou momentos de restauração devidos a um deslocamento do corpo a partir de sua posição de equilíbrio na direção de interesse [9].

Seguem abaixo as fórmulas para o cálculo dos termos de restauração hidrostática do modelo.

$$K_{33} = A_{wl} \rho g$$

$$K_{44} = \overline{GM} \nabla \rho g$$

3.4.4 Forças de Restauração do Sistema de Amarração

O cálculo simplificado da força de restauração do sistema de amarração das unidades da TLWP e do FPSO no plano horizontal (K_{11} , K_{22} , K_{77} , K_{88} e K_{1212}) pode ser realizado através da soma da restauração individual de cada uma das linhas de ancoragem na direção de interesse.

Para o cálculo da restauração do FPSO foram consideradas as contribuições das linhas de amarração horizontais. Já para a TLWP, além das linhas de amarração horizontais, foi considerada também a contribuição da pré-tração dos tendões para a restauração.

O método de cálculo foi dividido em duas partes, uma para o cálculo da restauração das linhas de amarração horizontal e o outro para o cálculo da restauração devida aos tendões.

Linhas de Amarração Horizontal

A restauração devida à translação da linha de amarração na direção de interesse pode ser expressa (Apêndice B):

$$K_{individual} = -\left(\frac{F1 \sin^2 \theta1}{Lo} + EA \cos^2 \theta1\right)$$

O primeiro termo está relacionado à pré-tração e o segundo relacionado à elasticidade da linha de amarração.

No limite para ângulos pequenos de $\theta1$ a equação pode ser reduzida à equação da mola linear e para ângulos próximos de 90° a equação pode ser reduzida à equação utilizada para avaliar a rigidez dos tendões da TLWP.

A restauração das linhas de amarração devida ao movimento angular (Apêndice B) pode ser expressa por:

$$K_{individual} = -\left(\frac{F1 \sin^2 \theta1}{Lo} + EA \cos^2 \theta1\right) R^2$$

Sendo R a distância entre o ponto de conexão da linha de amarração e o centro da plataforma.

Tendões

A restauração individual devida à translação de cada tendão pode ser expressa por (Apêndice C):

$$K_{tend\tilde{a}o} \cong -\frac{Pt}{Lt}$$

Já a restauração individual dos tendões devida à rotação pode ser expressa por:

$$K_{tend\tilde{a}o} = -\frac{Pt R_{td}^2}{Lt}$$

3.4.5 Forças Hidrodinâmicas

Um corpo flutuante sujeito à ação de ondas está sujeito à ação da gravidade e também às forças decorrentes da interação entre o corpo e o meio fluido. A equação da dinâmica geral para os fluidos reais incompressíveis é a equação de Navier-Stokes. Ainda não existe solução analítica geral conhecida para este tipo de problema. Para resolver o problema proposto seria necessário resolver a equação considerando as condições de contorno do problema. Dentre as condições de contorno destacam-se a condição de continuidade, impenetrabilidade e superfície livre.

A equação de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis sujeito à ação da gravidade segue abaixo [10].

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} + \nabla(\rho g z) + \nabla P - \mu \nabla^2 \vec{V} = 0$$

Sendo

$\frac{D\vec{V}}{Dt}$ Acelerações (local e convectiva)

$(\rho g z)\nabla$ Forças devidas ao campo potencial gravitacional

∇P Forças devidas à pressão

$-\mu \nabla^2 \vec{V}$ Forças devidas à viscosidade

Desenvolvendo

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V}$$

Sendo

$$\vec{V} \cdot \nabla = V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z}$$

Para simplificar as equações utiliza-se a igualdade abaixo.

$$\frac{1}{2} \nabla \|\vec{V}\|^2 = (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} + \vec{V} \times (\nabla \times \vec{V})$$

Então se obtém

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho \frac{1}{2} \nabla \|\vec{V}\|^2 - \vec{V} \times (\nabla \times \vec{V}) + (\rho g z)\nabla + \nabla P - \mu \nabla^2 \vec{V} = 0$$

Em determinados problemas é possível assumir que o fluido é ideal (não viscoso) e que o escoamento é irrotacional, simplificando assim bastante a solução do problema. Nestas simplificações é que está fundamentada a teoria potencial.

Através da aplicação da teoria potencial podem ser obtidas as forças de excitação (F_i) devidas à onda e os coeficientes hidrodinâmicos massa adicional (A_{ij}) e amortecimento potencial (B_{ij}) devido ao movimento relativo do corpo no meio fluido.

A teoria potencial não considera os efeitos da viscosidade e, de modo a considerar os efeitos decorrentes da viscosidade, no modelo foi adicionado um termo de força dissipativa denominada de amortecimento quadrático (B_{Qij}). Sabe-se que, devido à

viscosidade, além das forças de atrito atuantes no corpo, o campo de pressões no contorno do corpo é alterado e forças dissipativas são geradas. Estas forças foram incluídas adicionalmente ao modelo hidrodinâmico que é fundamentado na teoria potencial como tentativa de incorporar os efeitos da viscosidade no modelo [6].

Teoria Potencial

As simplificações de fluido ideal e escoamento irrotacional resultam em:

$\mu = 0$ Fluido ideal (efeitos viscosos desprezíveis)

$\nabla \times \vec{V} = 0$ Escoamento Irrotacional

A condição de continuidade para fluidos incompressíveis é:

$\nabla \cdot \vec{V} = 0$ Equação da continuidade para fluidos incompressíveis

A teoria potencial baseia-se no fato de, ao se combinar a equação da continuidade para fluidos incompressíveis com a hipótese de fluido ideal e escoamento irrotacional, as velocidades podem ser descritas através de um campo de potencial de velocidades Φ .

O vetor de velocidades pode então ser expresso por $\vec{V} = \nabla \Phi$. Ao substituir a equação que relaciona o potencial de velocidades na equação de continuidade encontramos a tradicional equação de Laplace $\nabla^2 \Phi = 0$.

A equação de Navier-Stokes pode ser simplificada utilizando-se as hipóteses de escoamento irrotacional e não viscoso conforme abaixo.

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho \frac{1}{2} \nabla \|\vec{V}\|^2 + (\rho g z) \nabla + \nabla P = 0$$

$$\nabla \left[\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + P + \rho g z + \rho \frac{1}{2} \|\nabla \Phi\|^2 \right] = 0$$

$$\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + P + \rho g z + \rho \frac{1}{2} \|\nabla \Phi\|^2 = C_{(t)}$$

Equação acima é a integral da equação de Euler [11].

As bases para toda a teoria potencial estão nas equações acima (Laplace e Integral da equação de Euler). A partir de tais equações é possível obter, por exemplo, o campo potencial de velocidades de uma onda ao se aplicar as condições de contorno dinâmica e cinemática na superfície livre, cinemática no fundo e continuidade na fronteira [11]. Outra aplicação é o estudo do escoamento ao redor de corpos.

Fato é que, de posse do campo potencial de velocidades no contorno de um corpo, é possível calcular a pressão atuante no contorno do corpo da seguinte maneira.

$$P = -\rho g z - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \rho \frac{1}{2} \|\nabla \Phi\|^2$$

A pressão então pode ser dividida nas parcelas hidrostática e hidrodinâmica conforme abaixo.

$$P_{hidrostática} = -\rho g z$$

$$P_{hidrodinâmica} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \rho \frac{1}{2} \|\nabla \Phi\|^2$$

A pressão hidrostática está relacionada com a posição de equilíbrio do corpo no meio fluido e também com as restaurações hidrostáticas no plano vertical do corpo. A parcela de restauração hidrostática foi abordada na seção 3.4.3.

Pressão Hidrodinâmica

A pressão hidrodinâmica pode ser expandida em função de um parâmetro de perturbação. No modelo matemático utilizou-se somente as forças de primeira ordem obtidas através da integração da pressão dinâmica de primeira ordem na posição média do corpo. O programa WAMIT utiliza a teoria potencial e através dele foi efetuado o cálculo das forças hidrodinâmicas de primeira ordem [12].

A pressão hidrodinâmica de primeira ordem no domínio fluido após a linearização proposta fica:

$$P = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

O potencial de velocidades também pode ser linearizado e dividido como a soma dos potenciais de difração e irradiação.

$$\Phi = \Phi_D + \Phi_R$$

O potencial de difração corresponde à soma do potencial da onda incidente, que não considera a presença do corpo, e do potencial de espalhamento da onda incidente, que considera a modificação do potencial da onda incidente devido à presença do corpo.

$$\Phi_D = \Phi_{Onda} + \Phi_{Esp}$$

O potencial de radiação corresponde à perturbação imposta ao meio fluido devido ao movimento do corpo.

As forças obtidas através da integração da pressão dinâmica de primeira ordem que atuam sobre o corpo em sua posição média estão relacionadas com a ação da onda sobre o corpo e o movimento do corpo no meio fluido.

Destas parcelas são obtidas as forças devidas à onda (F_i) e as forças de radiação que estão relacionadas com os coeficientes hidrodinâmicos de massa adicional (A_{ij}) e amortecimento potencial (B_{ij}).

Força Devida à Onda (F_i)

As forças devido à onda são obtidas através da integração das pressões dinâmicas de primeira ordem do potencial de difração na posição média do corpo.

$$F_i = -i \omega \rho \iint_{S_0} n_i \Phi_D dS$$

As forças de excitação devida à onda foram obtidas através do programa WAMIT.

Massa Adicional (Aij) e Amortecimento Potencial (Bij)

As forças de radiação estão relacionadas ao movimento do corpo no meio fluido. Para cada grau de liberdade ou direção de movimento do corpo é associado um potencial de radiação. Da integração da pressão do potencial de radiação devido ao movimento do corpo em determinada direção no contorno do corpo de interesse são obtidas as forças e os momentos no corpo de interesse.

As forças e momentos de radiação são divididos em duas componentes denominadas de massa adicional e amortecimento potencial. A massa adicional é o termo que multiplica a aceleração do corpo e o amortecimento potencial é a parcela que multiplica a velocidade do corpo. Estas hipóteses são possíveis devido à linearização do problema.

Com a hipótese de que o movimento do corpo é harmônico de frequência angular ω temos:

$$A_{i,j} - \frac{i}{\omega} B_{i,j} = \rho \iint_{S_0} n_i \Phi_{R,j} dS$$

Os coeficientes Aij e Bij foram obtidos através do programa WAMIT.

Amortecimento Quadrático

A parcela de amortecimento quadrático adicional foi incluída para os seguintes movimentos:

- 1) Movimentos no plano horizontal da TLWP
- 2) Movimentos no plano horizontal do FPSO
- 3) Movimento de jogo do FPSO

TLWP

Para a TLWP a parcela de amortecimento quadrático utilizou como base o termo de arrasto quadrático da fórmula de Morison, conforme Apêndice D.

O modelo de cálculo das forças e dos momentos dos termos de amortecimento adicional da TLWP considera a soma das forças e momentos resultantes das forças em cada elemento da unidade (colunas, pontoons e tendões) devido ao movimento da própria unidade no meio líquido. As forças são calculadas levando em consideração a posição instantânea do corpo.

Em determinados períodos de onda, a TLWP apresentou grandes deslocamentos de cabeceio. Por este motivo optou-se por considerar um modelo de cálculo que considerasse a influência destes deslocamentos no cálculo do amortecimento adicional.

TLWP – Colunas

Assumindo um deslocamento X_{12} de cabeceio associado à velocidade angular X'_{12} e às velocidades X'_7 e X'_8 temos para uma das colunas da TLWP o seguinte.

$$BQ_7 = -\frac{1}{2} \rho S C_d [\dot{X}_7 - \dot{X}_{12} R \sin(X_{12} + \beta)] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2\dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$BQ_8 = -\frac{1}{2} \rho S C_d [\dot{X}_8 + \dot{X}_{12} R \cos(X_{12} + \beta)] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2\dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Considerando que

$$\theta = X_{12} + \beta$$

Temos

$$BQ_{12} = -\frac{1}{2} \rho S C_d [\dot{X}_{12} R^2 + \dot{X}_8 R \cos(\theta) - \dot{X}_7 R \sin(\theta)] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2\dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(\theta) - \dot{X}_7 \sin(\theta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Para obter o momento resultante basta multiplicar as fórmulas acima pelo número de elementos.

TLWP – Tendões

Para os tendões as mesmas considerações feitas para as colunas se aplicam. No entanto é necessário adicionar a integração das forças ao longo do comprimento do

mesmo. Como resultado desta integração tem-se a terça parte da força que seria devida caso a velocidade fosse constante ao longo do comprimento do tendão.

$$BQ_7 = -\frac{1}{6} \rho S \left[\dot{X}_7 - \dot{X}_{12} R \sin(X_{12} + \beta) \right] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R \left[\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$BQ_8 = -\frac{1}{6} \rho S \left[\dot{X}_8 + \dot{X}_{12} R \cos(X_{12} + \beta) \right] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R \left[\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$BQ_{12} = -\frac{1}{6} \rho S \left[\dot{X}_{12} R^2 + \dot{X}_8 R \cos(\theta) - \dot{X}_7 R \sin(\theta) \right] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R \left[\dot{X}_8 \cos(\theta) - \dot{X}_7 \sin(\theta) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Para obter o momento resultante basta multiplicar pelo número de elementos.

TLWP – Pontoons

De modo a simplificar o cálculo desta parcela propõe-se o cálculo não considerando o termo acoplado entre a velocidade angular e a velocidade linear. Deste modo as forças e os momentos resultantes podem ser simplificados conforme abaixo.

$$F_d = -\frac{1}{2} \rho S C_d v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8) |v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8)|$$

$$M_d = -\frac{1}{2} \rho S L_p^3 C_d \dot{X}_{12} |\dot{X}_{12}|$$

O cálculo acima assume as velocidades de translação no sistema de referência local do corpo (solidário ao corpo). Portanto, para encontrar as forças nas direções de avanço e deriva no sistema de referência global é necessário:

- 1) Transformar a velocidade do sistema de referência global para o sistema de referência local em função do ângulo de cabeceio da unidade
- 2) Calcular as forças no sistema de referência local
- 3) Retornar as forças do sistema local para o sistema de referência global

As velocidades no sistema local podem ser obtidas por.

$$\begin{bmatrix} \dot{X}_{7,local} \\ \dot{X}_{8,local} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos X_{12} & \sin X_{12} \\ -\sin X_{12} & \cos X_{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{X}_{7,global} \\ \dot{X}_{8,global} \end{bmatrix}$$

De posse das velocidades no sistema local, as forças BQ7 local e BQ8 local dos pontoons, já considerado a sua soma, são:

$$BQ_{7,local} = -\rho h L Cd \dot{X}_{7,local} |\dot{X}_{7,local}|$$

$$BQ_{8,local} = -\rho h L Cd \dot{X}_{8,local} |\dot{X}_{8,local}|$$

As forças do sistema local são transformadas utilizando a matriz de rotação abaixo obtendo assim as forças no sistema global.

$$\begin{bmatrix} BQ_{7,global} \\ BQ_{8,global} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos X_{12} & -\sin X_{12} \\ \sin X_{12} & \cos X_{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} BQ_{7,local} \\ BQ_{8,local} \end{bmatrix}$$

FPSO – Plano Horizontal

Para o cálculo do amortecimento adicional do FPSO no plano horizontal foram utilizados os coeficientes de arrasto (Cd) obtidos experimentalmente através de ensaio do sistema cativo (fixo) sujeito à ação de corrente.

A formulação utilizada segue abaixo:

$$BQ_1 = -0.5 \rho S Cd \dot{X}_1 |\dot{X}_1|$$

$$BQ_2 = -0.5 \rho S Cd \dot{X}_2 |\dot{X}_2|$$

FPSO – Jogo

Para o movimento de jogo do FPSO, ao invés de se utilizar um amortecimento quadrático, considerou-se um amortecimento linear adicional extra de 1,5% do amortecimento crítico de modo a incluir os efeitos viscosos. Este amortecimento foi ajustado de modo a compatibilizar a curva teórica de resposta do movimento de jogo do FPSO com a curva experimental de resposta do movimento de jogo quando sujeito à ação de ondas regulares na direção de través.

3.4.6 Forças do Sistema de Conexão

O cálculo das forças e dos momentos devido à linha de conexão entre as unidades introduz no sistema uma não linearidade pelo fato das linhas solecarem ao longo do tempo (Solecar: V.t.d. arrear (um cabo)). A linha ao solecar não pode mais ser considerada como uma mola ideal que neste caso estaria atuando de modo

semelhante a uma mola comprimida. Outro aspecto importante é o fato das forças e momentos do sistema de conexão serem fortemente dependentes da posição relativa entre as duas unidades. Nesta seção será apresentado o modelo utilizado para o cômputo das forças e momentos para este sistema.

Modelo Proposto

A força da linha de conexão apresenta as seguintes características principais:

- Para deslocamentos que aumentam o comprimento da linha a mesma trabalha somente no seu regime elástico
- Para excursões que diminuem o comprimento da linha, a linha trabalha no seu regime elástico somente até o ponto no qual a pré-tração da linha zera. A partir deste ponto a linha passa a não exercer nenhuma força devido ao seu estado teórico de compressão (a mola equivalente nunca responde em estado comprimido, somente por tração)

Segue abaixo uma figura do modelo proposto.

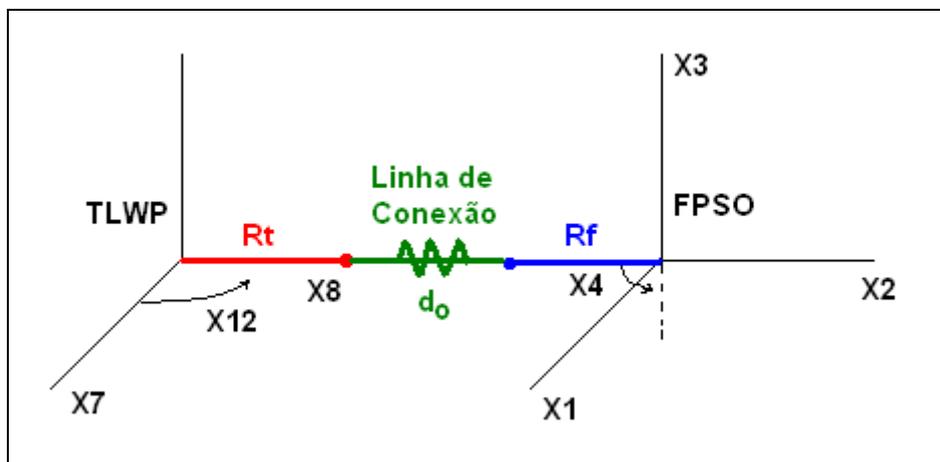


Figura 5 – Esquema do Cálculo das Forças da Conexão

Temos:

$$dx = X_1 - X_7 + Rt \sin X_{12}$$

$$dy = d_0 + (X_2 - X_8) + Rt (1 - \cos X_{12})$$

$$dz = X_3 - Rf \sin X_4$$

$$lf = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$$

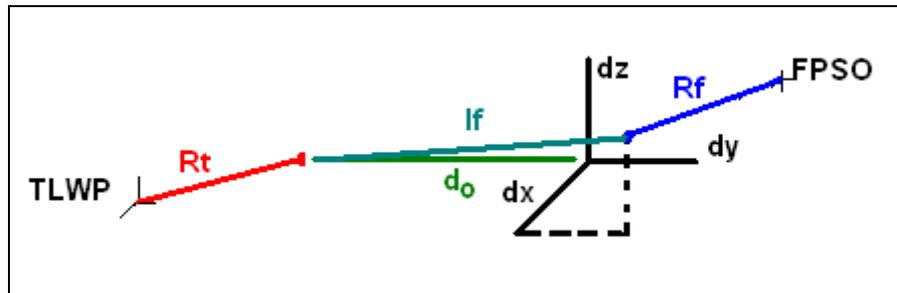


Figura 6 – Diagrama do Esquema do Cálculo das Forças da Conexão.

A variação do comprimento da linha de conexão é:

$$\Delta l = lf - do$$

Se a linha de conexão fosse uma mola ideal, a força resultante na linha poderia ser expressa por:

$$\Delta F = EA \Delta l$$

Sendo $K_{linha} = EA$

No entanto, conforme mencionado anteriormente, a linha de conexão não sofre compressão e, portanto a força da conexão em função do deslocamento fica limitada conforme segue.

$$F = K_{linha} \Delta l + Pt, \text{ sendo que } F \geq 0.$$

De posse do valor da força na linha calcula-se a variação da força para as direções de interesse conforme segue.

$$FC_1 = -F \frac{dx}{lf}$$

$$FC_2 = -F \frac{dy}{lf} + Pt$$

$$FC_7 = F \frac{dx}{lf}$$

$$FC_8 = F \frac{dy}{lf} - Pt$$

$$FC_{12} = -Rt F \left[\frac{dx}{lf} \cos(X_{12}) + \frac{dy}{lf} \sin(X_{12}) \right]$$

No modelo proposto não foram considerados a força de afundamento e momento de jogo do FPSO devido às linhas de conexão entre as unidades. Os movimentos de jogo e afundamento do FPSO foram considerados independentes dos demais movimentos e também não influenciados de maneira significativa pela conexão entre as unidades, conforme será demonstrado posteriormente através dos resultados dos ensaios.

4 Características do Sistema

Nesta seção serão apresentadas as características gerais das unidades e do sistema de amarração que foram utilizadas no ensaio experimental. A escala do ensaio foi de 1:100 em relação à escala real proposta para o sistema.

4.1 Características do FPSO

O FPSO possui formato de casco do tipo navio com as características de acordo com a tabela abaixo.

Tabela 1 – Características do FPSO

Escala (1:100)	Modelo	Real
Comprimento Total – L (m)	3.034	303.4
Comprimento entre perpendiculares. – Lpp (m)	2.970	297.0
Boca – B (m)	0.538	53.8
Pontal – H (m)	0.275	27.5
Calado – D (m)	0.193	19.3
Deslocamento (ton)	0.232	232000
Deslocamento (m ³)	0.232	232000
Posição longitudinal do centro de gravidade – LCG (m)*	0.075	7.5
Posição transversal do centro de gravidade – TCG (m)*	0.000	0.0
Posição vertical do centro de gravidade – VCG (m)*	0.147	14.7
Altura metacêntrica transversal – GMt (m)	0.118	11.8
Altura metacêntrica longitudinal – GMI (m)	3.654	365.4
Raio de giração longitudinal – Rxx (m)**	0.153	15.3
Raio de giração transversal – Ryy (m)**	0.680	68.0
Raio de giração vertical – Rzz (m)**	0.652	65.2
Período natural de afundamento (heave) – Tn33 (s)	0.117	11.70
Período natural de jogo (roll) – Tn44 (s)	1.020	10.20
Período natural de arfagem (pitch) – Tn55 (s)	1.070	10.70

* Referência – quilha à meia nau X positivo na proa e Z para cima

** Referência – CG da unidade

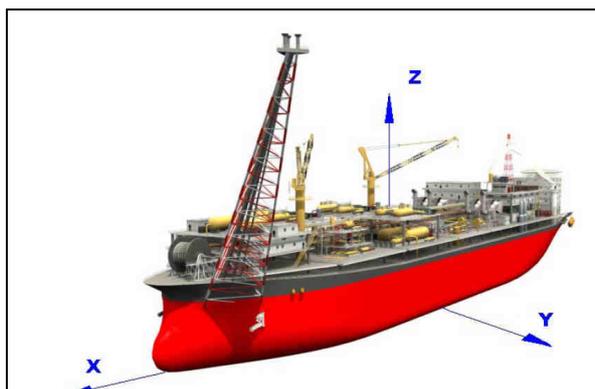


Figura 7 – Ilustração do FPSO

4.2 Características da TLWP

A TLWP possui quatro colunas circulares e pontoons quadrados em anel. As principais características são apresentadas na tabela a seguir.

Tabela 2 – Características da TLWP

Escala (1:100)	Modelo	Real
Comprimento – L (m)	0.550	55.0
Boca – B (m)	0.550	55.0
Pontal – H (m)	0.393	39.3
Calado – D (m)	0.250	25.0
Diâmetro das colunas – Dc [m]	0.170	17.0
Altura do Pontoon – Hp [m]	0.100	10.0
Largura do Pontoon – Lp [m]	0.100	10.0
Deslocamento (ton)	0.020	20000
Pré-tração (kN)	0.127	127000
Deslocamento (m ³)	0.032	32000
Posição longitudinal do centro de gravidade – LCG (m)*	0.000	0.0
Posição transversal do centro de gravidade – TCG (m)*	-0.009	-0.9
Posição vertical do centro de gravidade – VCG (m)*	0.314	31.4
Raio de giração longitudinal – Rxx (m)**	0.227	22.7
Raio de giração transversal – Ryy (m)**	0.224	22.4
Raio de giração vertical – Rzz (m)**	0.200	20.0

* Referência – quilha à meia nau positivo na proa e para cima

** Referência – CG da unidade

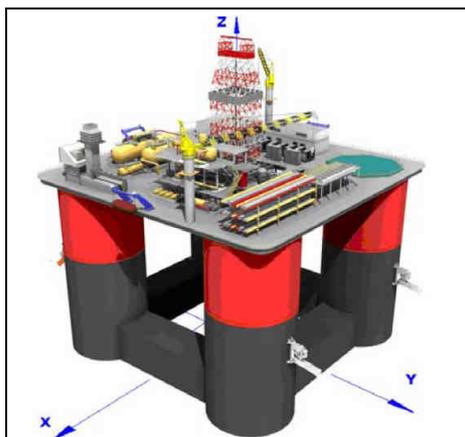


Figura 8 – Ilustração da TLWP

4.3 Características do sistema de amarração

O sistema de amarração é constituído por 4 linhas de amarração horizontal pertencentes ao FPSO (M1 a M4), 4 tendões pertencentes a TLWP (T1 a T4), 2 linhas de amarração pertencentes a TLWP (M5 e M6) e duas linhas de conexão entre as unidades (M7 e M8), conforme a ilustração abaixo.

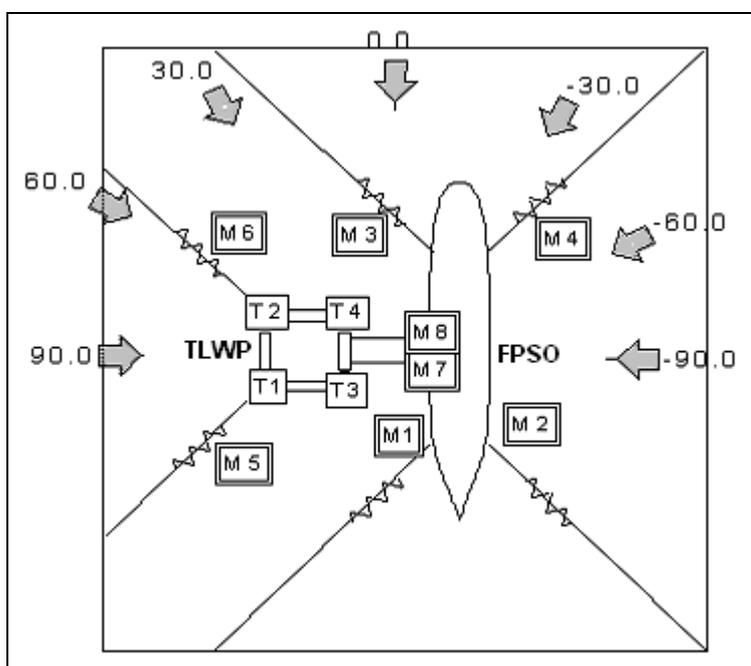


Figura 9 – Esquema de Amarração

As características das linhas de amarração e sua orientação estão nas tabelas a seguir.

Tabela 3 – Características das linhas de amarração das unidades

Linha	Unidade	Ângulo	Modelo		Escala real	
		Local*	Pré-Tração	Rigidez Axial	Pré-Tração	Rigidez Axial
		[°]	[N]	[N/m]	[kN]	[kN/m]
M1	FPSO	314	10.0	11.15	10000	111.5
M2	FPSO	51	17.0	22.30	17000	223.0
M3	FPSO	226	10.0	11.15	10000	111.5
M4	FPSO	129	17.0	22.30	17000	223.0
M5	TLWP	292	6.5	13.00	6500	130.0
M6	TLWP	248	6.5	13.00	6500	130.0

*Ângulo Local a partir da proa (x+) com orientação vertical positiva (z+)

Tabela 4 – Características das linhas de amarração das unidades

Linha	Unidade	Ângulo	Modelo		Escala real	
		Local	Pré-Tração	Rigidez Axial	Pré-Tração	Rigidez Axial
		[°]	[N]	[N/m]	[kN]	[kN/m]
M7	CONEXÃO	Través	6.0	1581	6000	15813
M8	CONEXÃO	Través	6.0	1581	6000	15813

Tabela 5 – Características dos tendões da TLWP

Linha	Unidade	Ângulo	Modelo		Escala real	
		Local	Pré-Tração	Rigidez Axial	Pré-Tração	Rigidez Axial
		[°]	[N]	[N/m]	[kN]	[kN/m]
T1	TLWP	-	31.8	3337	31750	33370
T2	TLWP	-	31.8	3337	31750	33370
T3	TLWP	-	31.8	3337	31750	33370
T4	TLWP	-	31.8	3337	31750	33370

Tabela 6 – Posição da conexão das linhas de ancoragem

Linha Ancoragem	FPSO Modelo			TLWP Modelo		
	X [m]	Y [m]	Z [m]	X [m]	Y [m]	Z [m]
	M1	1.446	-0.142	0.186	-	-
M2	1.446	0.142	0.186	-	-	-
M3	-1.446	-0.142	0.186	-	-	-
M4	-1.446	0.142	0.186	-	-	-
M5	-	-	-	0.201	-0.273	0.182
M6	-	-	-	-0.201	-0.273	0.182

M7	0.020	-0.280	0.175	0.020	0.310	0.260
M8	-0.020	-0.280	0.175	-0.020	0.310	0.260
T1	-	-	-	-0.233	-0.233	0.000
T2	-	-	-	0.233	-0.233	0.000
T3	-	-	-	0.233	0.233	0.000
T4	-	-	-	-0.233	0.233	0.000

Tabela 7 – Posição da conexão das linhas de ancoragem

Linha Ancoragem	FPSO Real			TLWP Real		
	X [m]	Y [m]	Z [m]	X [m]	Y [m]	Z [m]
M1	144.6	-14.2	18.6	-	-	-
M2	144.6	14.2	18.6	-	-	-
M3	-144.6	-14.2	18.6	-	-	-
M4	-144.6	14.2	18.6	-	-	-
M5	-	-	-	20.1	-27.3	18.2
M6	-	-	-	-20.1	-27.3	18.2
M7	2.0	-28.0	17.5	2.0	31.0	26.0
M8	-2.0	-28.0	17.5	-2.0	31.0	26.0
T1	-	-	-	-23.3	-23.3	0.0
T2	-	-	-	23.3	-23.3	0.0
T3	-	-	-	23.3	23.3	0.0
T4	-	-	-	-23.3	23.3	0.0

Tabela 8 – Características dos Tendões da TLWP

Parâmetro	Modelo	Real
Comprimento [m]	9.75	975
Diâmetro [m]	0.011	1.1

4.4 Períodos Naturais

Os períodos naturais do movimento de afundamento (*heave*) e jogo (*roll*) já foram apresentados no item 4.1.

Para o cálculo dos períodos naturais dos movimentos horizontais de interesse foram utilizados os valores da rigidez linear do termo principal apresentada no Apêndice I e os termos de massa adicional principais.

Os períodos naturais foram calculados da seguinte maneira:

$$Tn_i = 2\pi \sqrt{\frac{(M_{ii} + A_{ii})}{K_{ii}}}$$

Sendo que o valor de massa adicional a ser utilizado deve ser compatível com o período obtido uma vez que este termo é dependente do período do movimento.

Os valores obtidos foram:

Tabela 9 – Períodos Naturais [s]

Tn_1	127.0
Tn_2	23.4
Tn_7	64.5
Tn_8	7.1
Tn_{12}	33.6

Os períodos naturais, ainda no caso do modelo linear, ao se considerar os termos cruzados de rigidez e massa adicional, são alterados. Neste caso os movimentos passam a possuir acoplamento e apresentam tantos de modos de vibrar (ou períodos naturais) quanto o número de termos cruzados de rigidez [13].

Neste caso os modos de vibrar podem ser calculados ao se resolver o sistema de equações abaixo tendo como variável a frequência ω do sistema.

$$\det(-\omega^2[M_{ij} + A_{ij}] + [K_{ij}]) = 0$$

Sendo matrizes os termos entre colchetes.

Considerando os movimentos X2 e X8 e os respectivos termos cruzados temos os seguintes modos de vibrar (ou períodos naturais).

Tabela 10 – X2 e X8 acoplados, Períodos Naturais [s]

$Tn_{28\ 1}$	6.6
$Tn_{28\ 2}$	150.7

Tabela 11 – X1, X7 e X12 acoplados, Períodos Naturais [s]

$Tn_{1712\ 1}$	32.6
----------------	------

$Tn_{1712.2}$	70.6
$Tn_{1712.3}$	151.1

De fato os períodos naturais calculados perdem o sentido uma vez que o sistema apresenta forte não linearidade (imposta principalmente pelas linhas de conexão) e para os sistemas não lineares o período natural passa a depender da amplitude do movimento [14] e [15]. No entanto a avaliação feita vale como exercício e ponto de partida para tentar interpretar a dinâmica do sistema, pois, no limite para pequenos movimentos, os resultados possuem significado.

5 Comparação dos resultados

Nesta seção será apresentada a comparação entre os resultados numéricos com os resultados experimentais.

Os resultados experimentais serão apresentados já convertidos na escala real. As transformações entre a escala real e a escala do modelo baseiam-se no número de Froude.

5.1 Aquisição de Dados

A série temporal para cada grau de liberdade de cada caso experimental compreende 1200 segundos na escala real (120s de aquisição) sendo que a onda foi gerada aproximadamente no instante $t = 300$ s e o intervalo utilizado para a análise dos dados são os 256 segundos finais da série temporal. Os dados foram adquiridos em intervalos de 0.05 segundos (0.5s na escala real). Isto faz com que os dados analisados compreendam 512 pontos o que facilita a utilização da transformada rápida de Fourier para a obtenção do espectro de resposta do movimento.

A figura a seguir exemplifica como foi realizado o ensaio e o intervalo utilizado para a análise da série temporal.

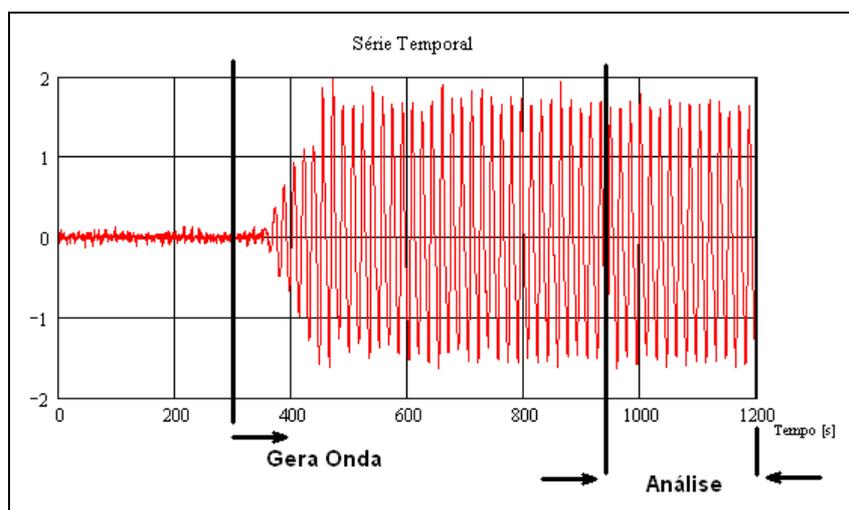


Figura 10 – Exemplo da Série Temporal Experimental

A simulação numérica compreende 2000 segundos, com passo de integração de 0.001 segundos e rampa de 300 segundos. O passo de integração foi escolhido de modo a garantir a convergência da simulação. Isto foi feito comparando a diferença

entre o passo de integração proposto e um passo de integração menor. O intervalo de impressão dos resultados escolhido foi de 0,5 segundos de modo a ser equivalente ao intervalo de aquisição do experimento já convertido para a escala real.

A figura a seguir exemplifica como foi realizado o ensaio e o intervalo utilizado para a análise da série temporal.

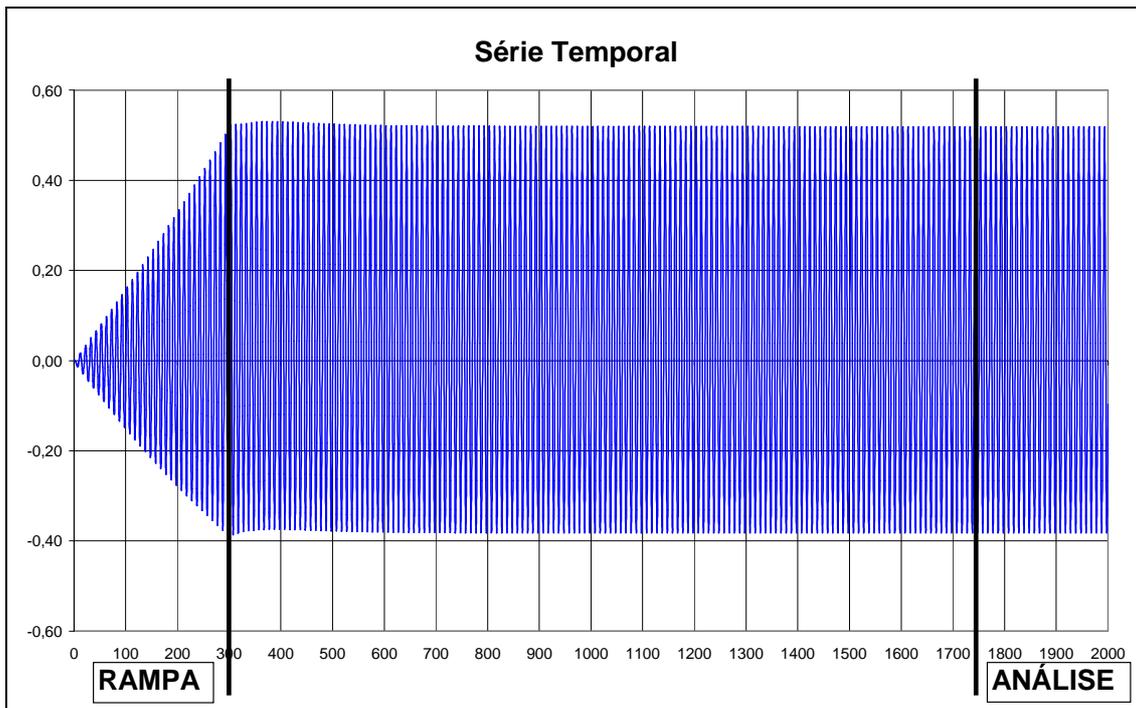


Figura 11 – Exemplo da Série Temporal da Simulação Numérica

Os valores utilizados para a simulação numérica encontram-se no Apêndice E.

5.2 Metodologia

A metodologia que foi utilizada para a comparação entre os resultados experimentais e numéricos com relação à dinâmica do sistema é a seguinte:

- 1- A série temporal utilizada para as comparações corresponde aos últimos 255,5 segundos (intervalo de interesse) sendo que a aquisição dos dados em ambos os casos é em intervalos de 0,05 segundos. Isto corresponde a 512 medições para o intervalo de interesse.
- 2- A série temporal no período de interesse foi subtraída da sua média.

- 3- Após o procedimento 2 foi realizada a análise espectral da série temporal obtendo-se o espectro de resposta do movimento.
- 4- O desvio padrão do sistema foi obtido através da integração do espectro de resposta no domínio da frequência. Para os resultados experimentais foram considerados somente as frequências entre os períodos de 3 a 64 segundos de modo a eliminar o ruído do sinal e o possível movimento de segunda ordem devido ao transiente da chegada das ondas.

$$\sigma = \sqrt{\int S(\omega) d\omega}$$

- 5- De modo a melhorar o entendimento dos resultados calculou-se a amplitude equivalente do movimento. A amplitude equivalente considera que o desvio padrão da resposta do sistema pode ser aproximada por um harmônico de amplitude constante.

Desvio padrão de um sinal harmônico $\sigma = \frac{A}{\sqrt{2}}$

Amplitude equivalente $A_e = \sigma \sqrt{2}$

O termo de amplitude equivalente foi utilizado pois alguns movimentos apresentam resposta em mais de uma frequência.

No caso em que o sinal da resposta é exatamente um harmônico, a amplitude equivalente iguala-se ao valor da amplitude do movimento.

O uso da amplitude equivalente tem o propósito de quantificar o movimento em termos de amplitude e facilitar assim o seu entendimento, ao invés de se comparar somente o desvio padrão do sinal.

Adicionalmente, com o objetivo de evidenciar as vantagens do modelo proposto em relação ao modelo linear, a apresentação da comparação dos resultados também inclui os resultados do modelo linear que pode ser obtido diretamente do programa WAMIT.

Para o modelo linear que foi utilizado, a amplitude complexa do movimento dos corpos devido a uma onda regular incidente de frequência ω pode ser obtida através da solução do sistema linear abaixo [12].

$$\sum_{j=1}^{12} \{ [-\omega^2(M_{ij} + A_{ij}) + i\omega B_{ij} + K_{ij}] X_j \} = F_i$$

Sendo $i = 1, \dots, 12$.

No Apêndice F são apresentados os valores de rigidez considerados no modelo linear (WAMIT).

5.3 Matriz de Ensaio

Os testes de ondas regulares foram feitos para os períodos abaixo.

Tabela 12 – Ensaio de Onda Regular – Período e Altura

ID	T [s]	H [m]	H / λ
T07H15	7.00	1.50	0,020
T09H20	9.00	2.00	0,016
T10H20	10.00	2.00	0,013
T11H22	11.00	2.20	0,012
T12H24	12.00	2.40	0,011
T13H26	13.00	2.60	0,010
T14H28	14.00	2.80	0,009
T15H30	15.00	3.00	0,009
T17H34	17.00	3.40	0,008
T20H40	20.00	4.00	0,006
T25H50	25.00	5.00	0,005

A direção de incidência da onda é perpendicular ao eixo longitudinal do FPSO no sentido da TLWP em direção ao FPSO conforme figura a seguir.

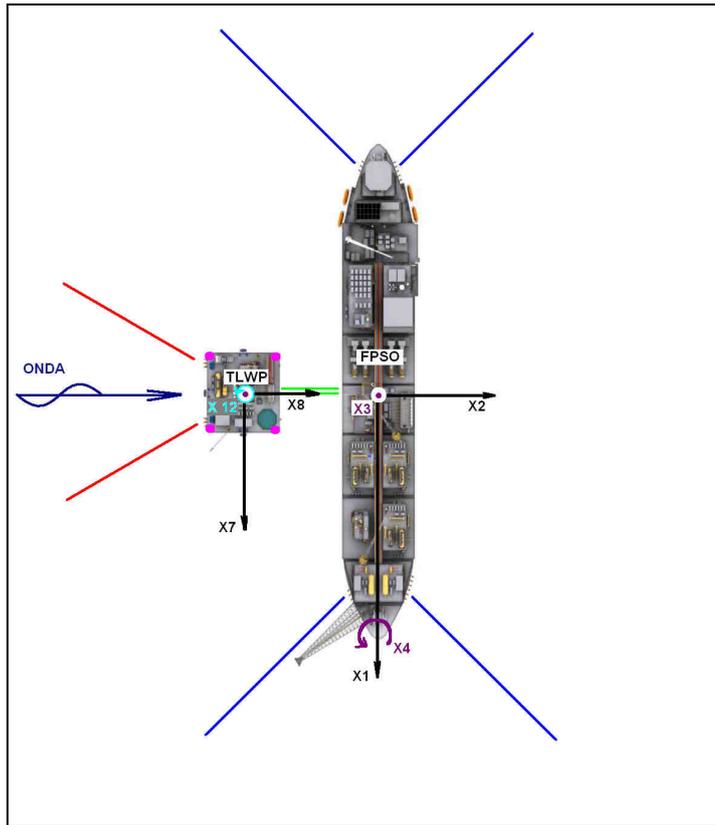


Figura 12 – Direção de Incidência da Onda

5.4 Resultados

Os resultados, de acordo com a metodologia descrita anteriormente, seguem abaixo.

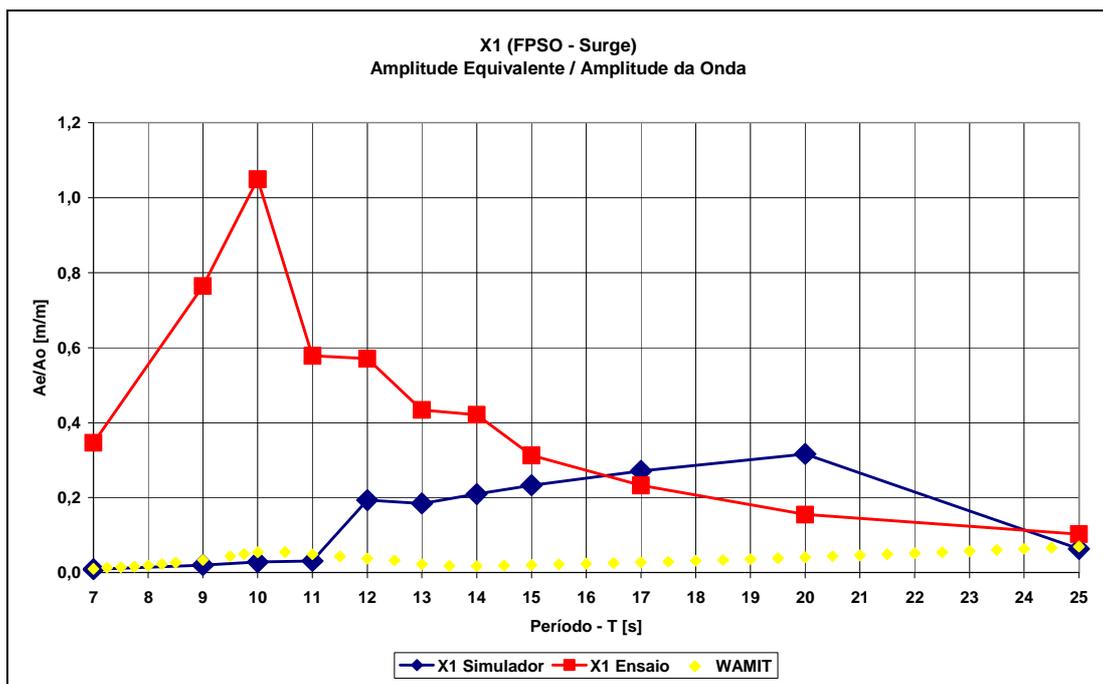


Figura 13 – Comparação X1 (FPSO – Surge)

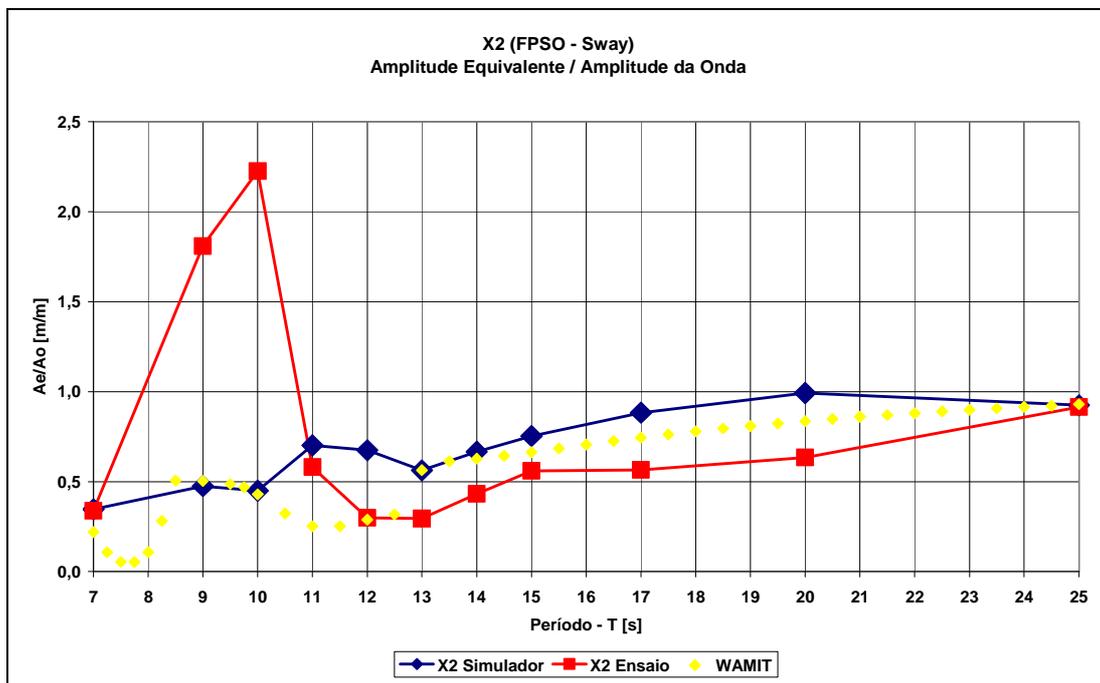


Figura 14 – Comparação X2 (FPSO – Sway)

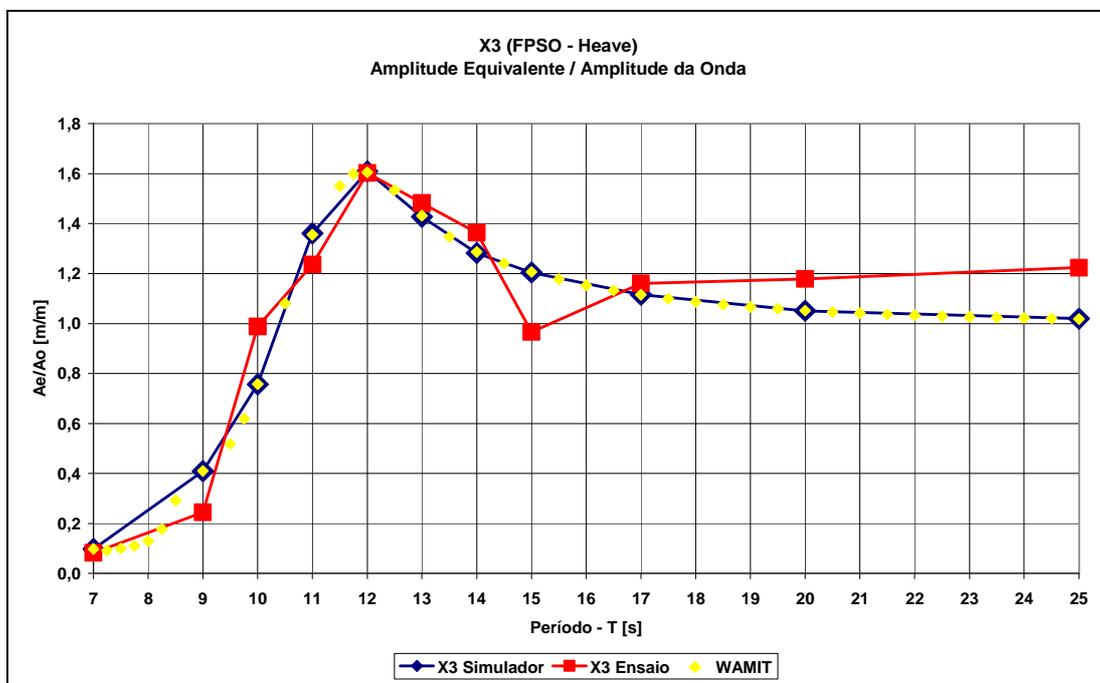


Figura 15 – Comparação X3 (FPSO – Heave)

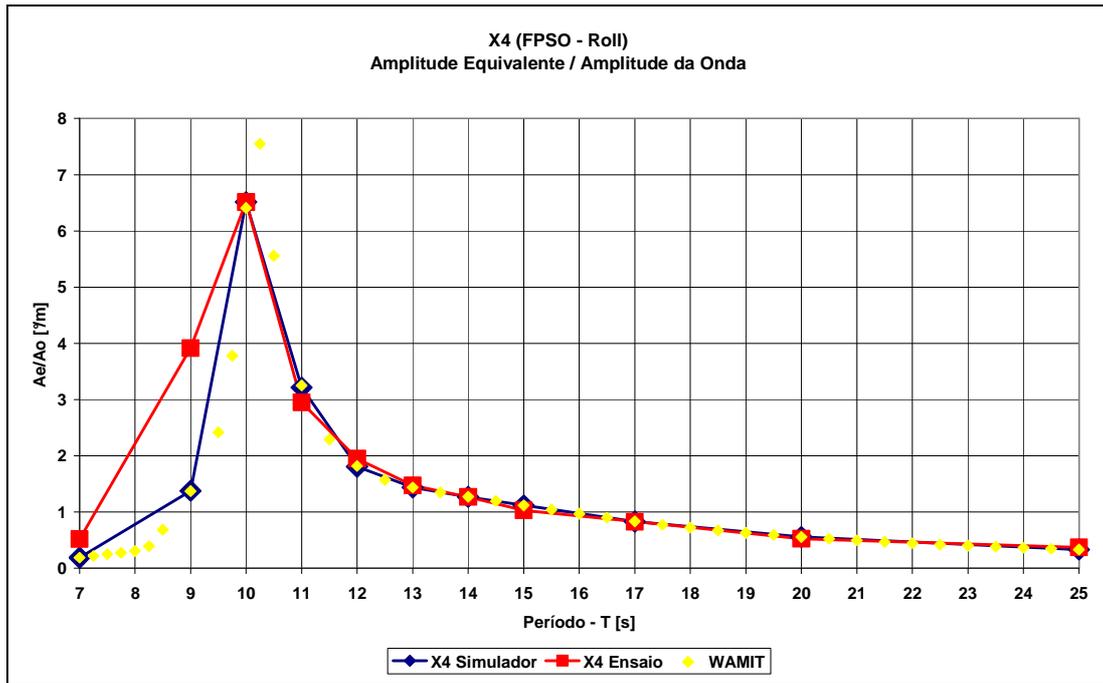


Figura 16 – Comparação X4 (FPSO – Roll)

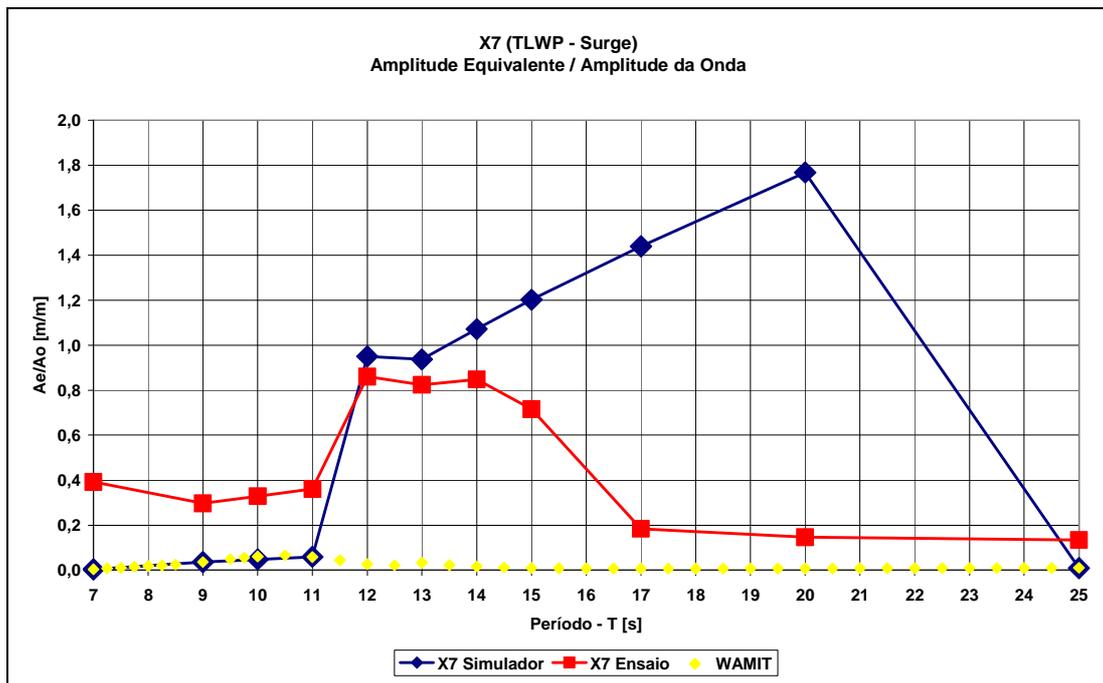


Figura 17 – Comparação X7 (TLWP – Surge)

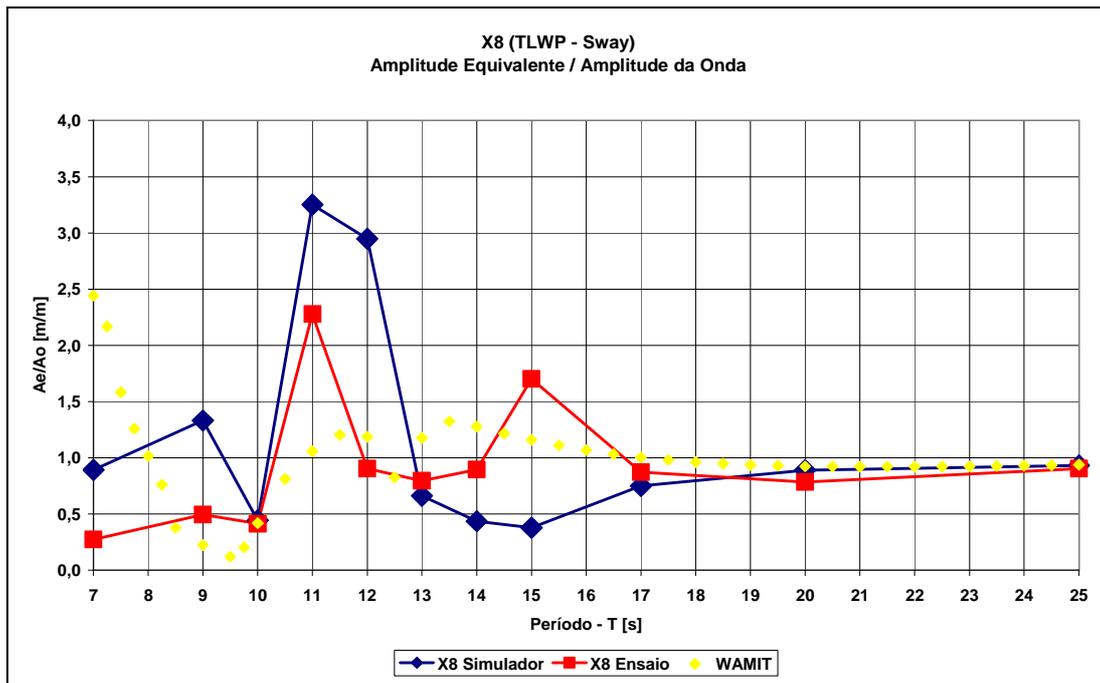


Figura 18 – Comparação X8 (TLWP – Sway)

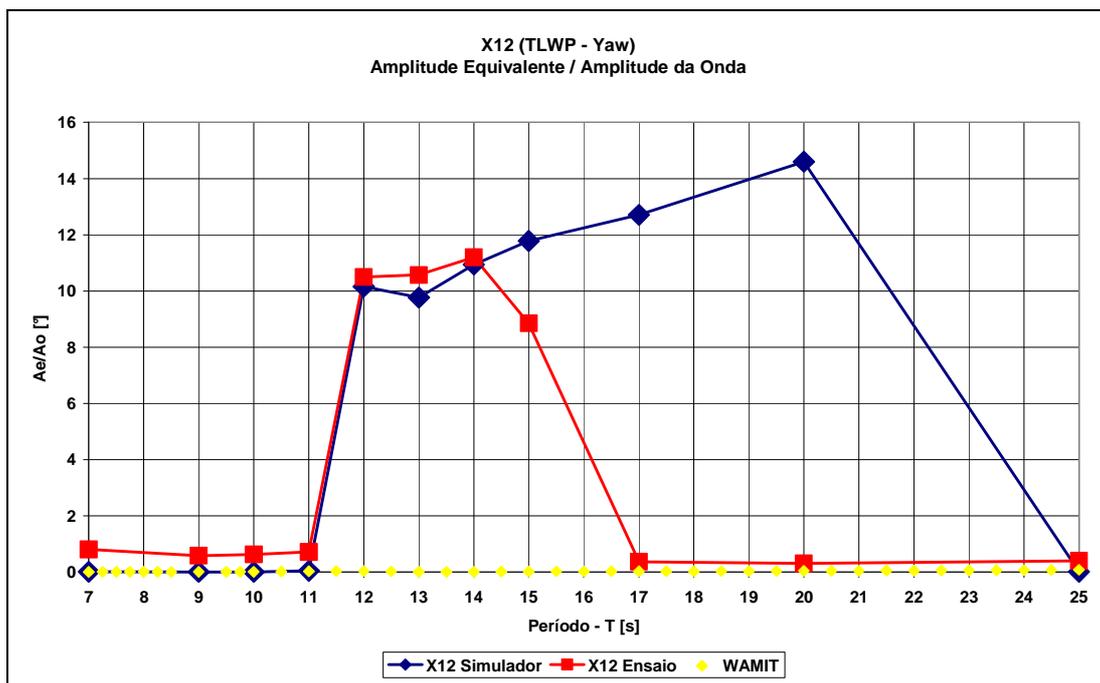


Figura 19 – Comparação X12 (TLWP – Yaw)

No Apêndice G são apresentadas as tabelas com os dados dos gráficos utilizados nesta seção.

Um aspecto interessante sobre os resultados experimentais está no movimento de cabeceio da TLWP. Através dos resultados percebe-se que em determinados períodos o movimento de cabeceio da TLWP apresenta valores elevados. Uma tentativa de análise um pouco mais aprofundada sobre esta questão é feita na seção 6.1.

5.4.1 Espectro de Resposta

Nesta seção serão apresentadas as comparações entre espectros de resposta dos resultados numéricos e experimentais para o movimento no plano horizontal.

Os resultados serão apresentados para cada grau de liberdade e por período. Ao final serão apresentados alguns comentários em cima dos resultados.

Período 07s

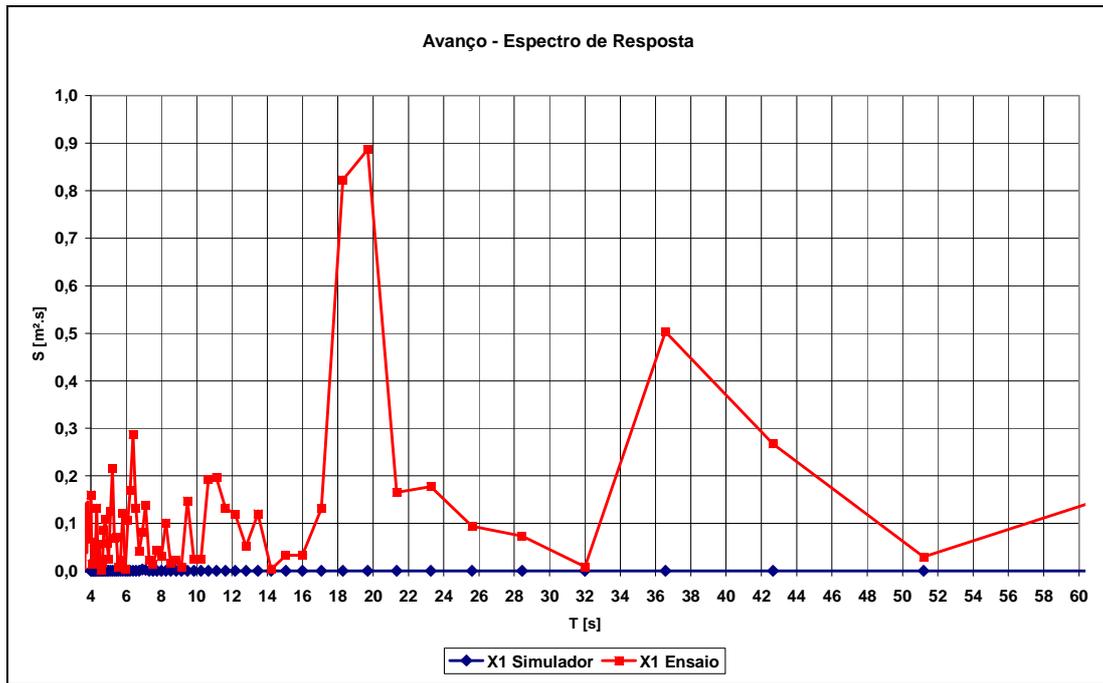


Figura 20 – Espectros de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=07s

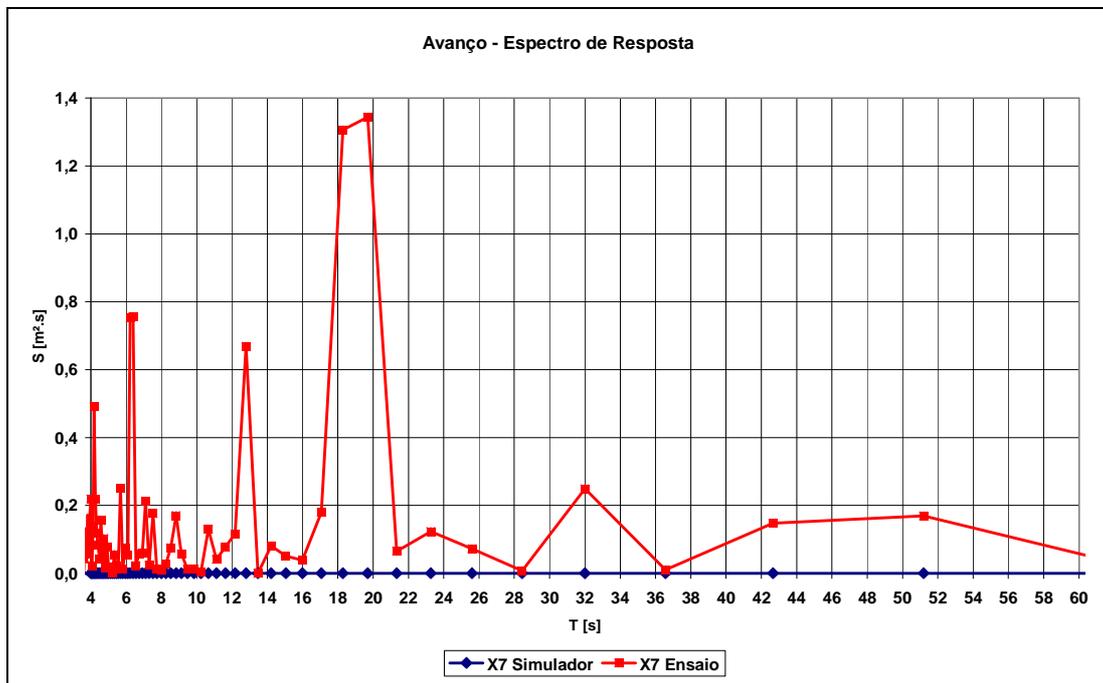


Figura 21 – Espectros de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=07s

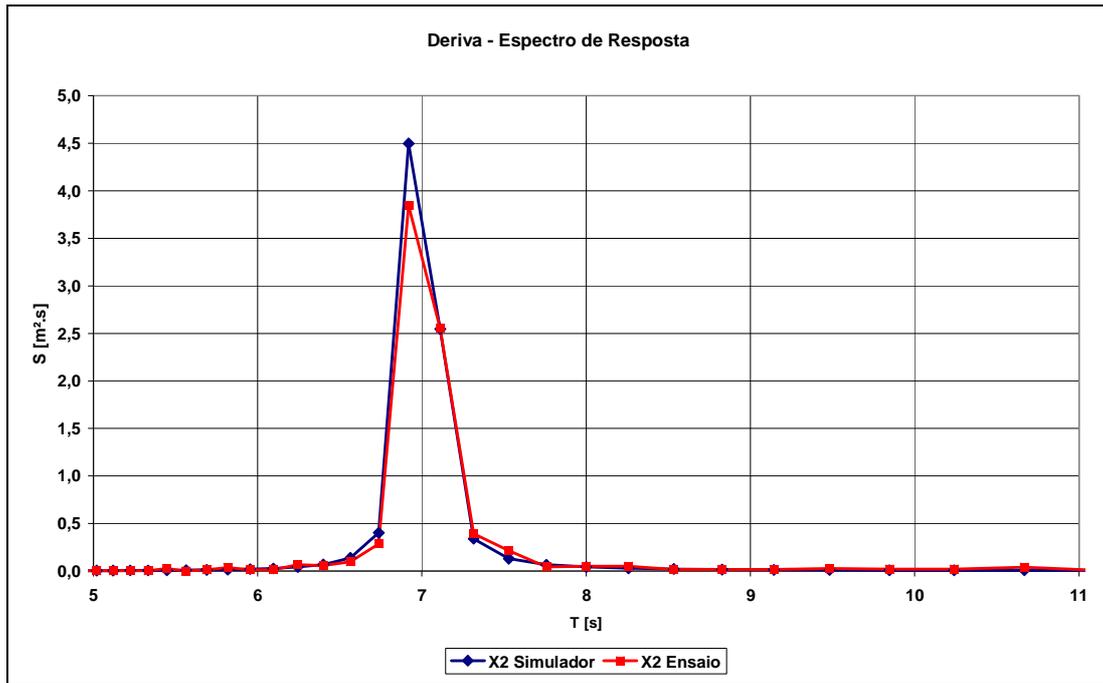


Figura 22 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=07s

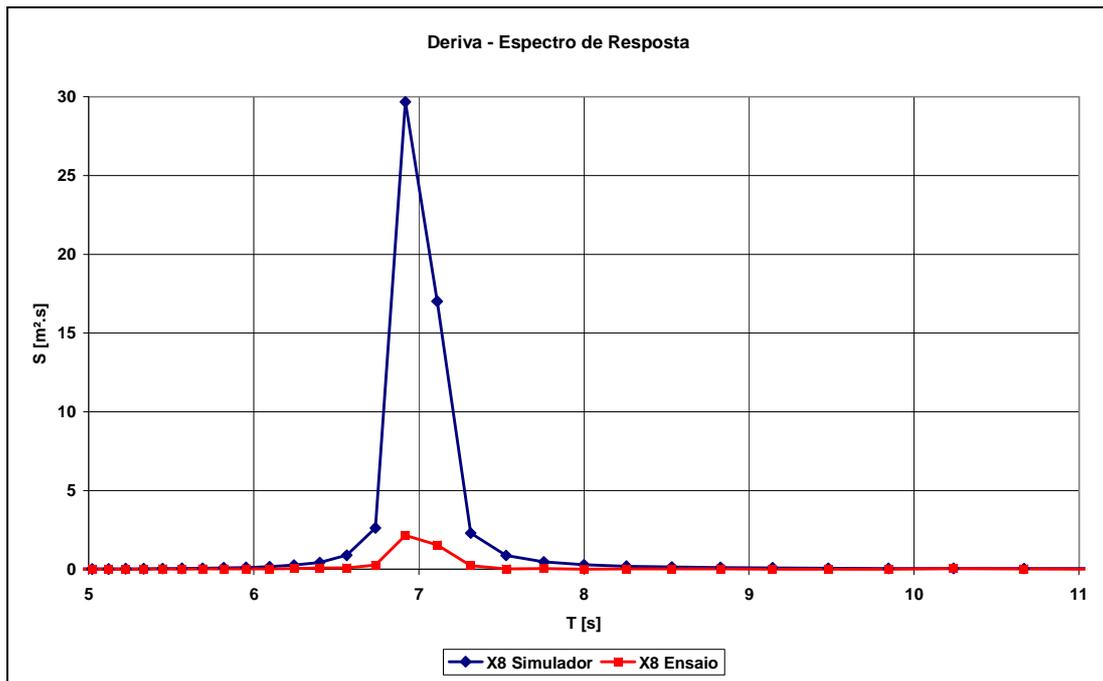


Figura 23 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=07s

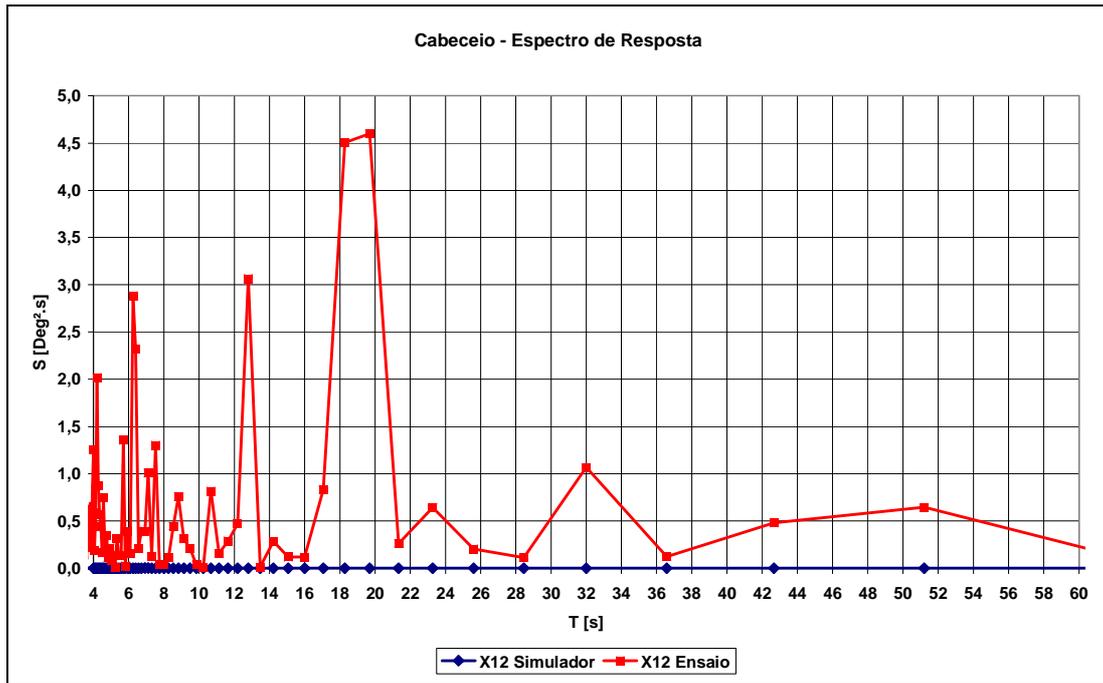


Figura 24 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=07s

De acordo como os resultados experimentais os movimentos X1, X7, X12 não apresentam um período característico. Considera-se que estes movimentos têm amplitude pequena e consistem basicamente de ruído do sinal.

O movimento X2 foi bem representado pela simulação numérica em comparação aos resultados experimentais.

O movimento X8 foi sobre estimado pela simulação numérica em comparação aos resultados experimentais.

Período 09s

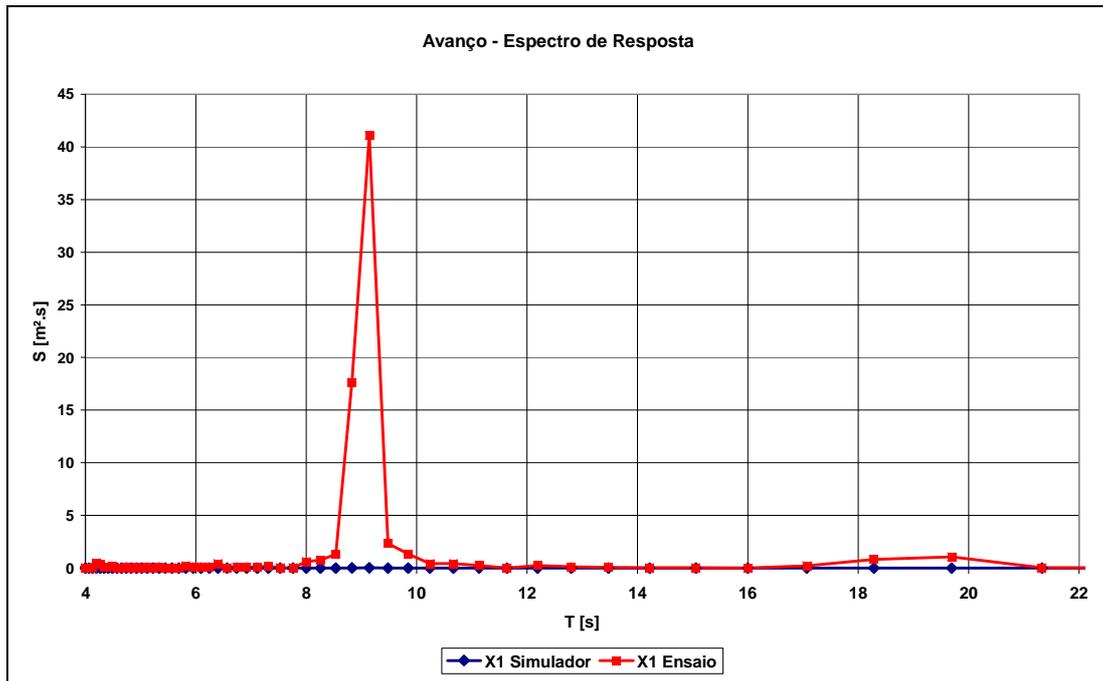


Figura 25 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=09s

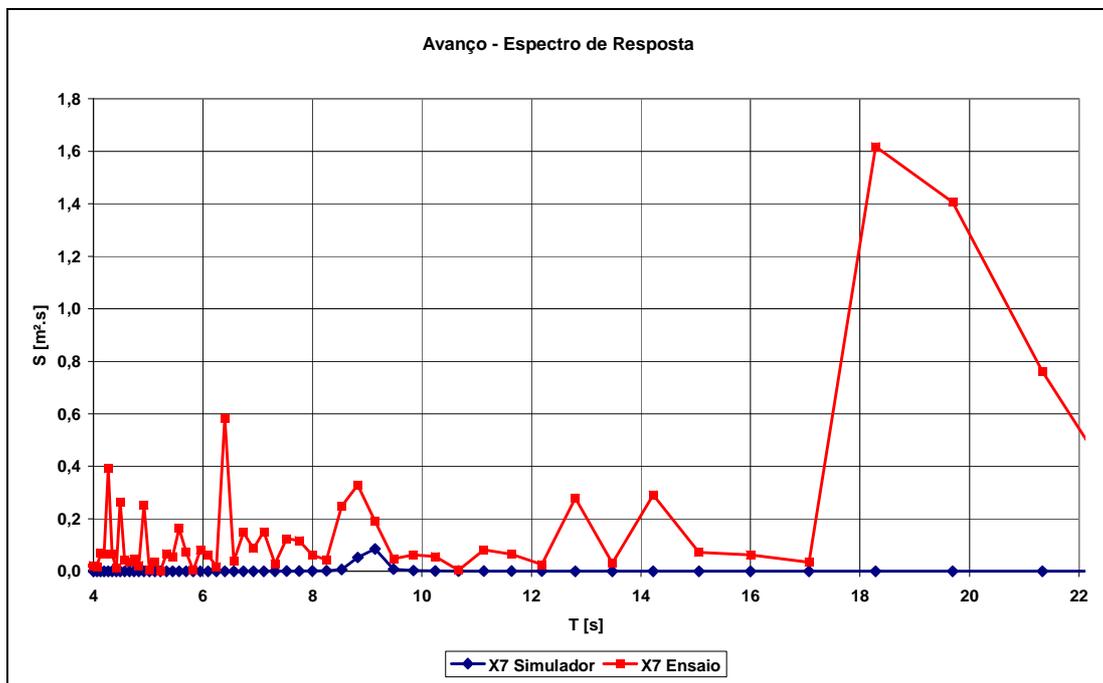


Figura 26 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=09s

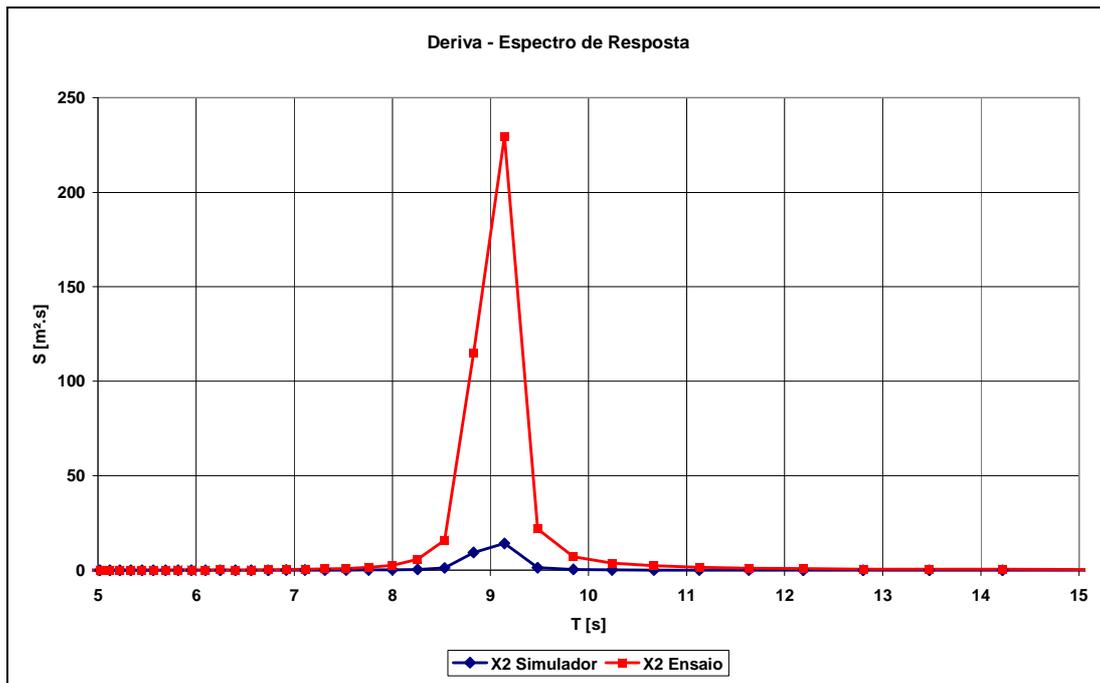


Figura 27 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=09s

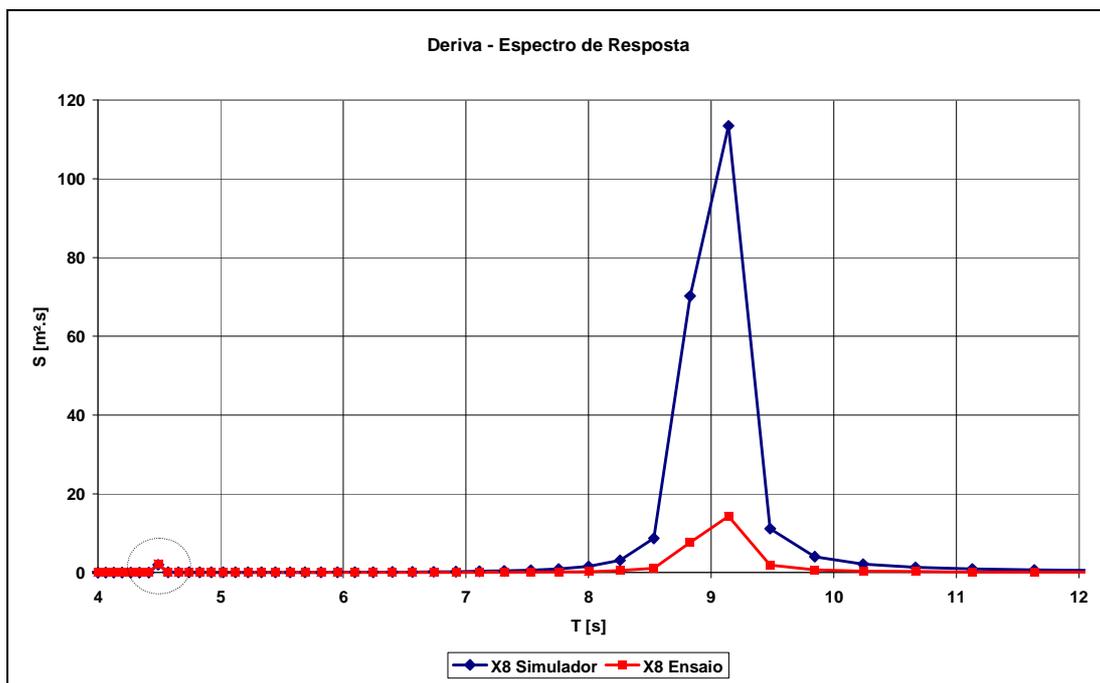


Figura 28 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=09s

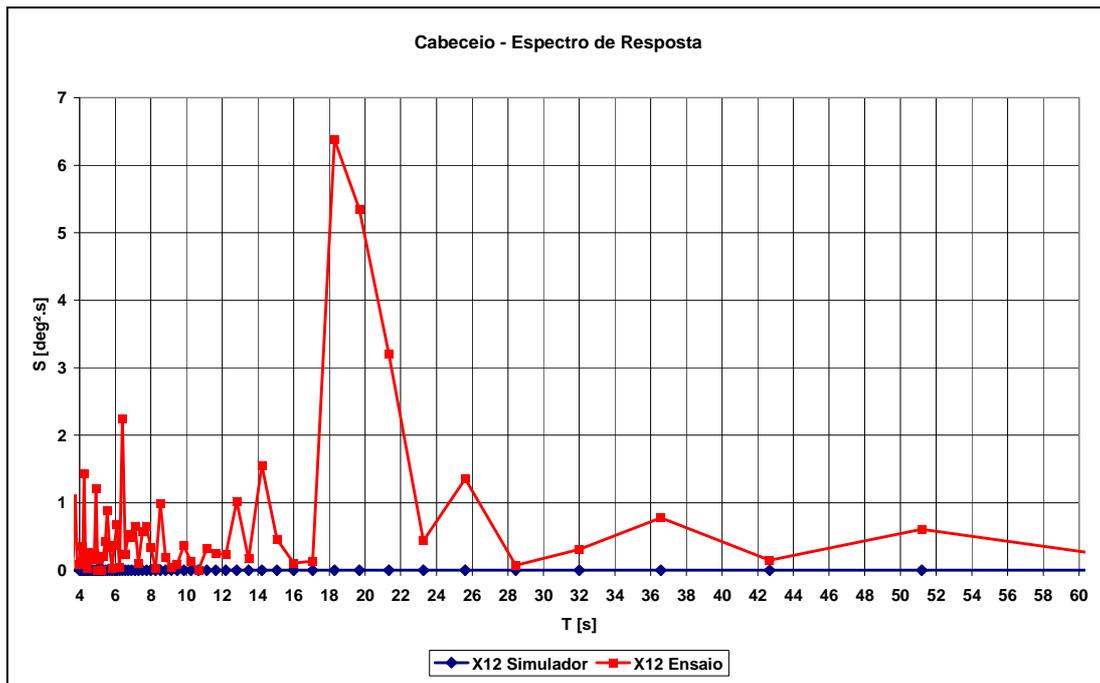


Figura 29 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=09s

Os movimentos X1 e X2 não foram bem representados pelo modelo numérico em comparação com os resultados experimentais. Os resultados numéricos apresentam movimentos inferiores ao obtidos experimentalmente.

Os movimentos X7 e X12 apresentaram boa correlação de acordo com os resultados experimentais conforme pode ser observado na figura a seguir. Adicionalmente verifica-se, pelos resultados experimentais, que o movimento se apresenta no dobro do período da onda. Para o espectro do movimento X1 obtido experimentalmente também pode se evidenciar pequena energia associada ao dobro do período da onda.

Os resultados numéricos para X7 e X12 apresentaram movimentos inferiores aos obtidos experimentalmente.

O movimento X8 foi sobre estimado pela simulação numérica em comparação aos resultados experimentais. Ambos os espectros de resposta obtidos experimentalmente e numericamente apresentaram energia na metade do período da onda.

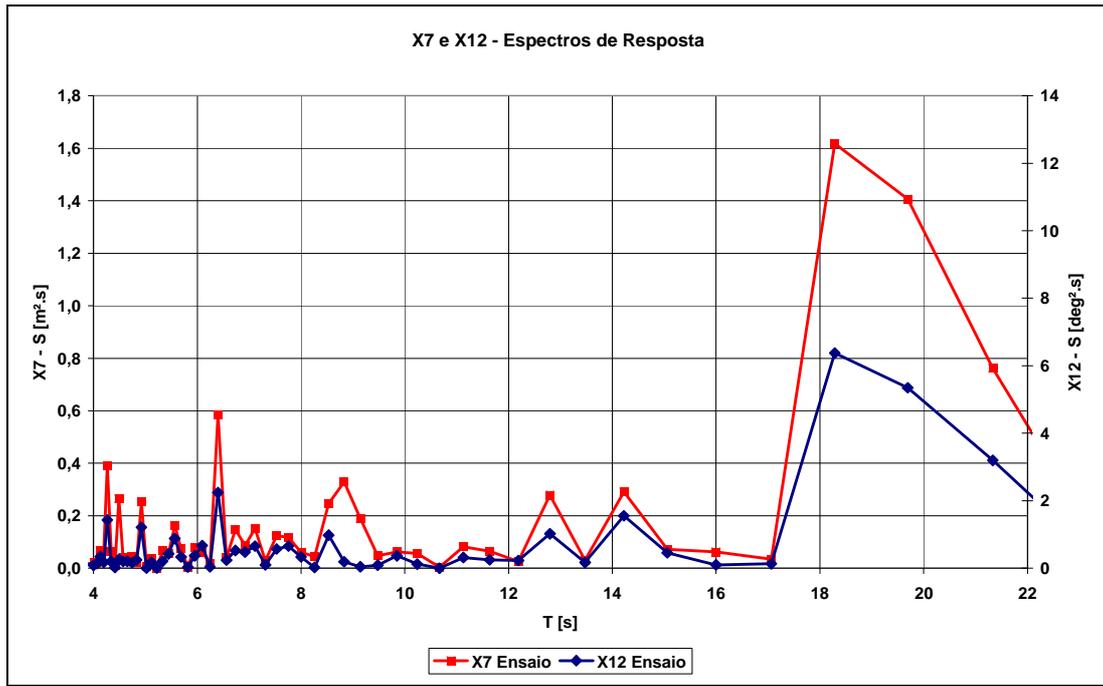


Figura 30 – Espectros de Resposta Experimental X7 e 12 (TLWP – Surge e Yaw)

Período 10s

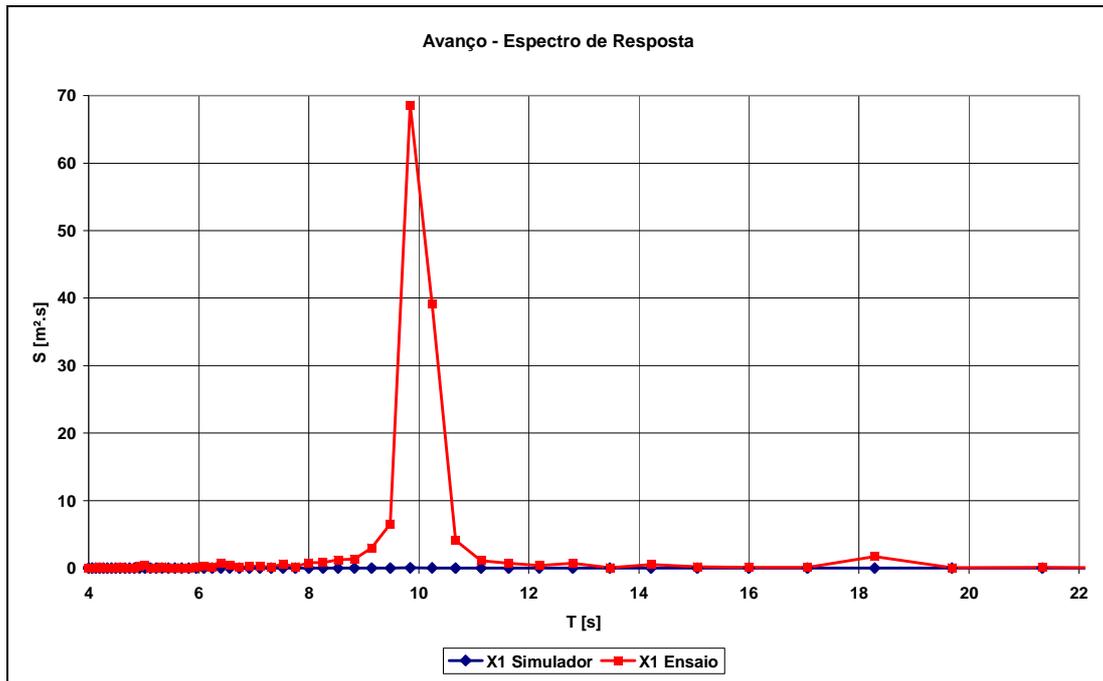


Figura 31 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=10s

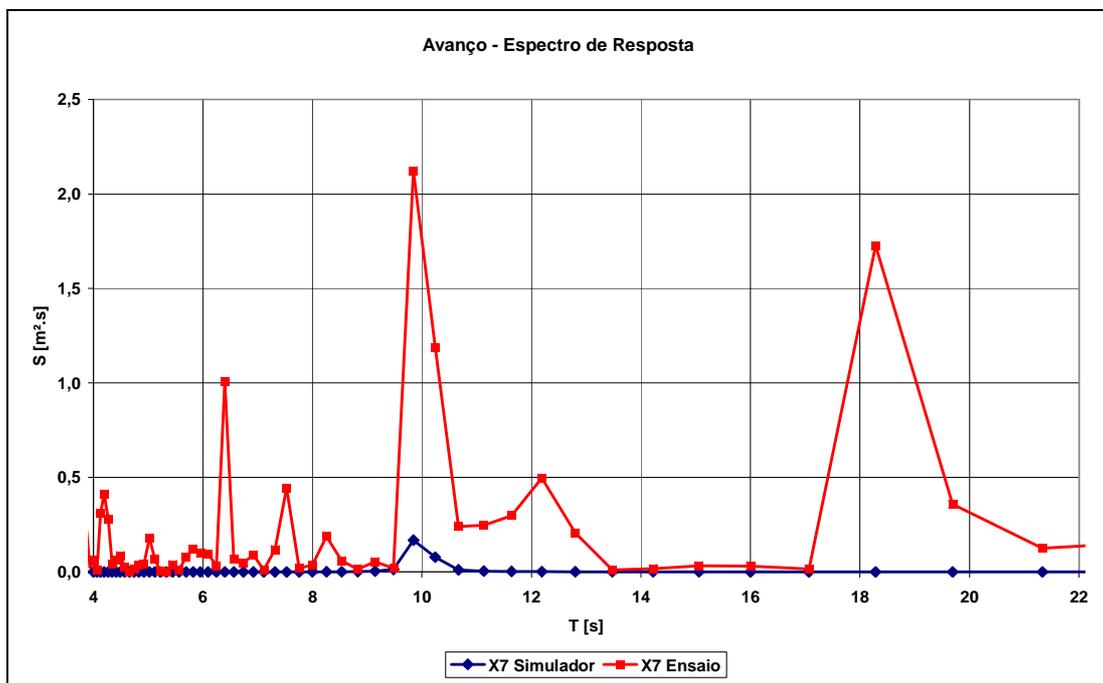


Figura 32 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=10s

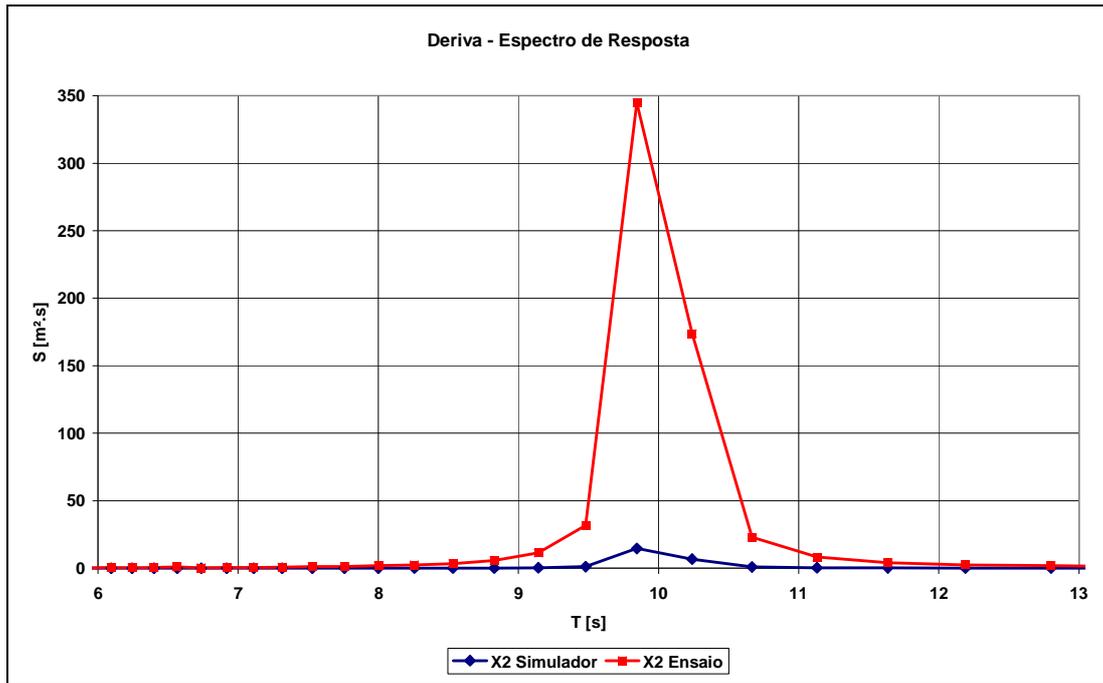


Figura 33 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=10s

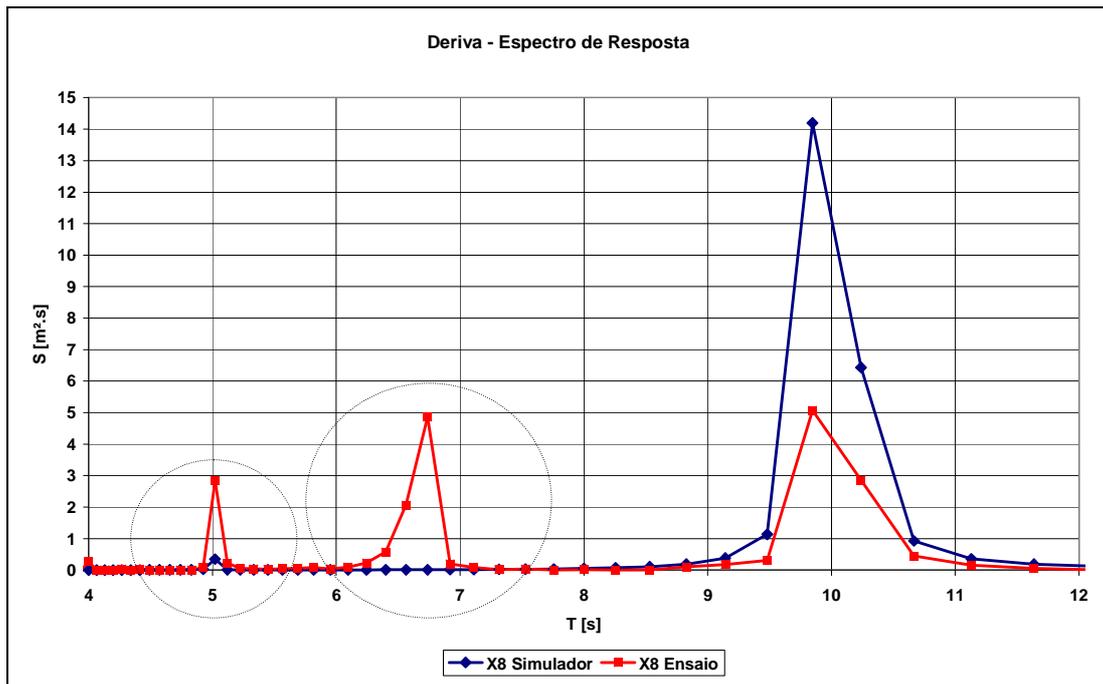


Figura 34 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=10s

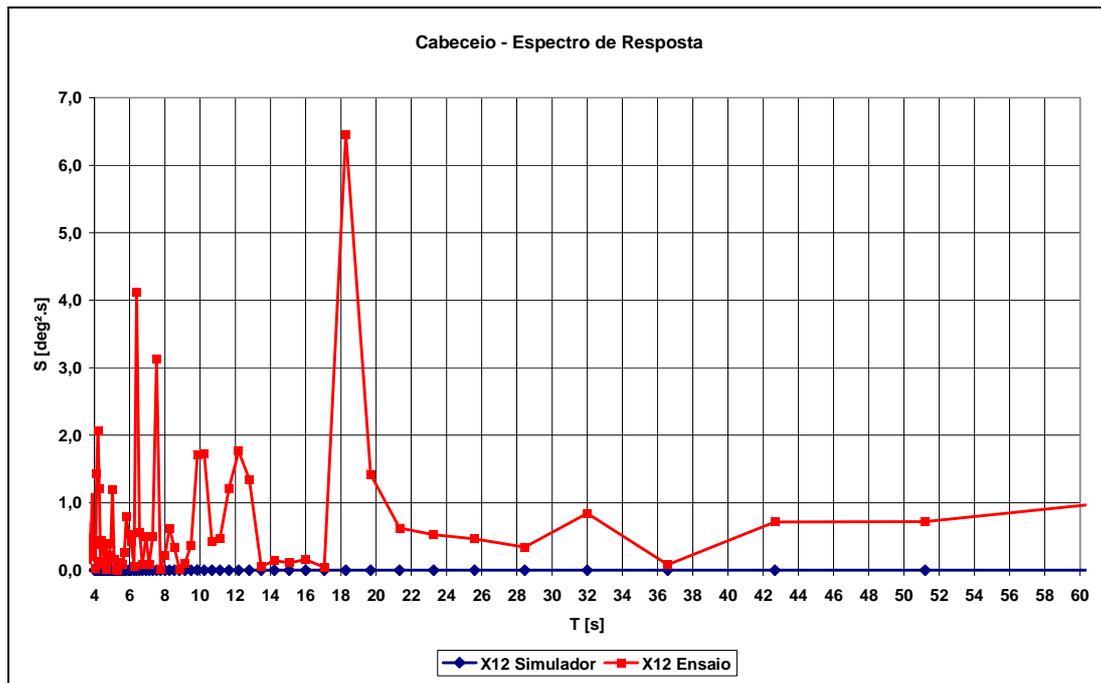


Figura 35 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=10s

O caso experimental com período 10s é o caso no qual o movimento de jogo do FPSO é máximo pois encontra-se próximo ao período natural para este movimento.

Os movimentos X1 e X2 não foram bem representados pelo modelo numérico em comparação com os resultados experimentais. Os resultados numéricos apresentam movimentos inferiores aos obtidos experimentalmente.

Os movimentos X7 e X12 apresentam boa correlação de acordo com os resultados experimentais conforme apresentado na figura a seguir. Adicionalmente verifica-se, pelos resultados experimentais, que existe energia associada ao movimento no dobro do período da onda. Para o espectro do movimento X1 obtido experimentalmente também pode se evidenciar pequena energia associada ao dobro do período da onda.

Os resultados numéricos para X7 e X12 apresentaram movimentos inferiores aos obtidos experimentalmente.

O movimento X8 foi sobre estimado pela simulação numérica em comparação aos resultados experimentais no período da onda. Ambos os espectros de resposta obtidos experimentalmente e numericamente apresentaram energia na metade do período da onda. Neste caso o movimento obtido numericamente está sub estimado com relação ao obtido experimentalmente. Adicionalmente o espectro de resposta

obtido experimentalmente apresenta energia em um período intermediário entre o período da onda e a sua metade.

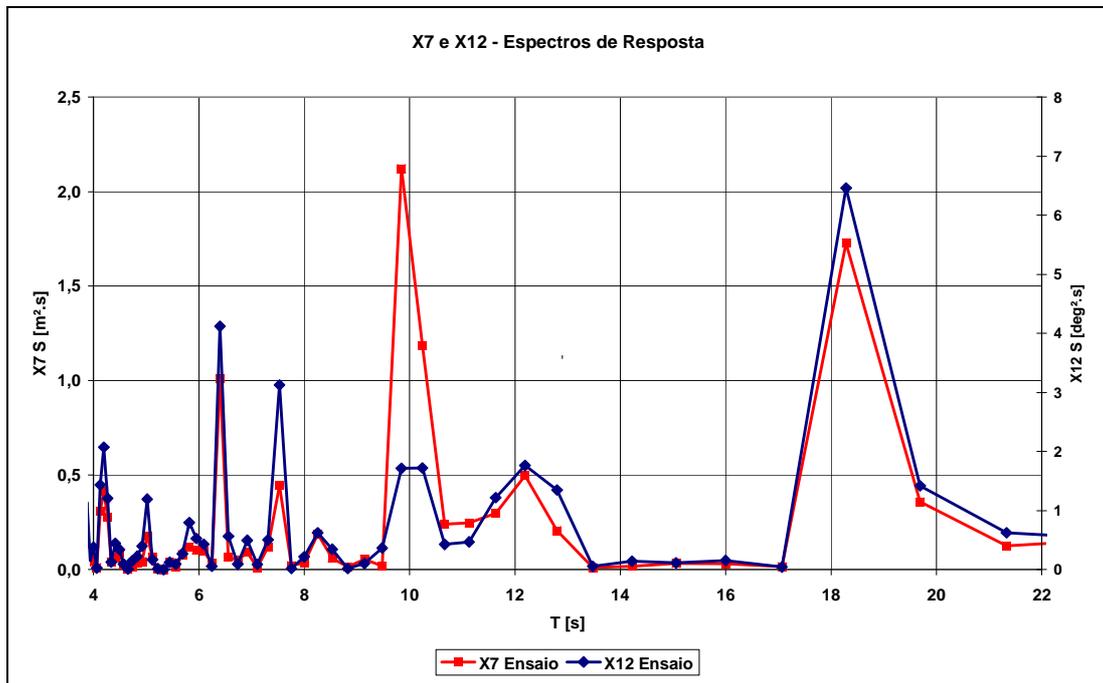


Figura 36 – Espectros de Resposta Experimental X7 e 12 (TLWP – Surge e Yaw)

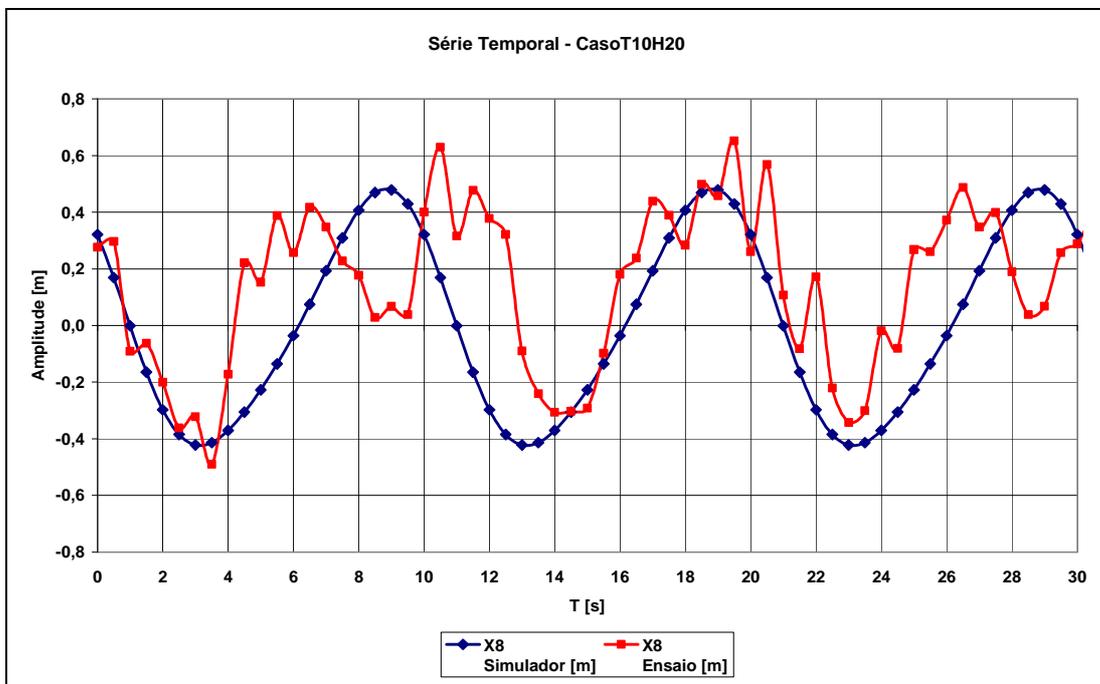


Figura 37 – Trecho da Série Temporal X8 (TLWP – Sway)

Período 11s

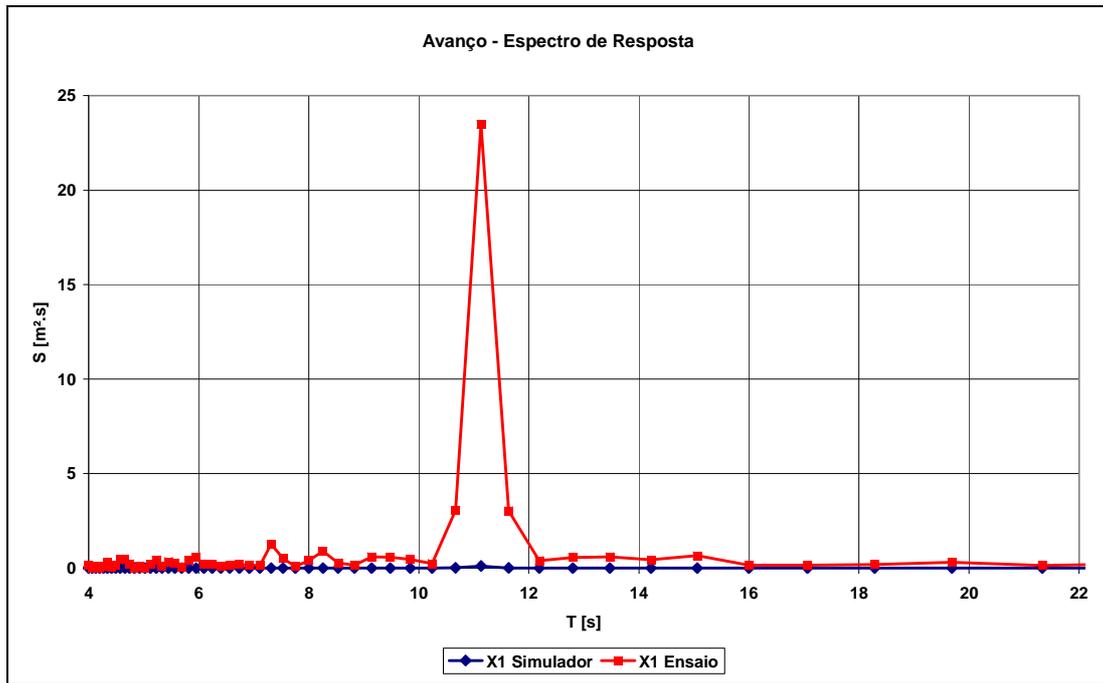


Figura 38 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=11s

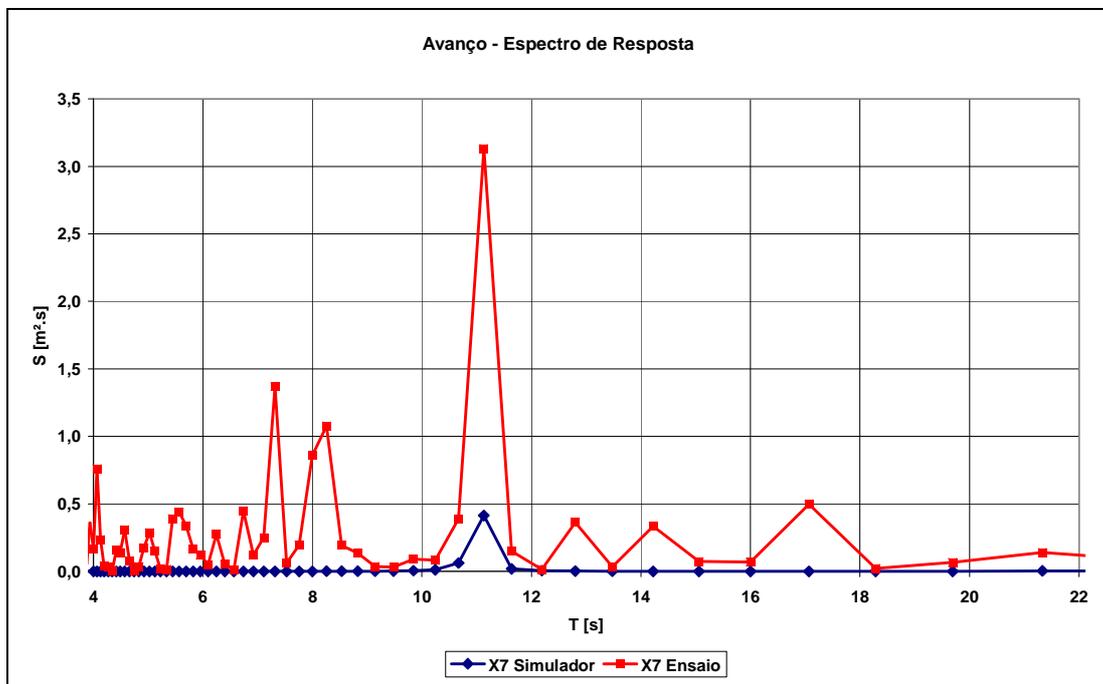


Figura 39 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=11s

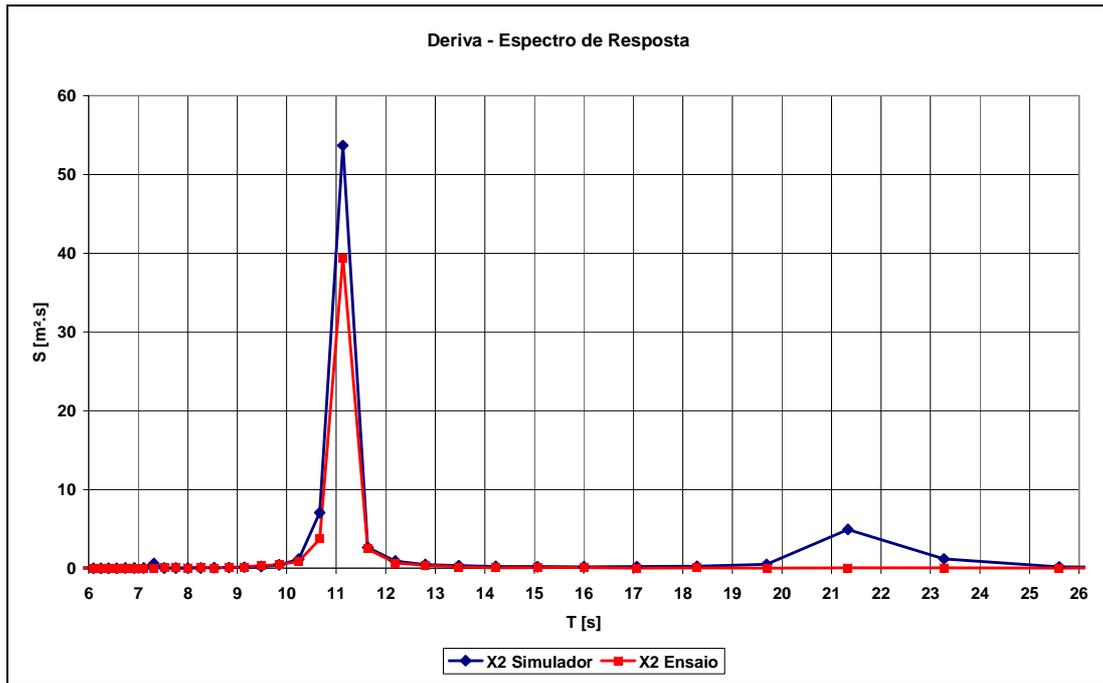


Figura 40 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=11s

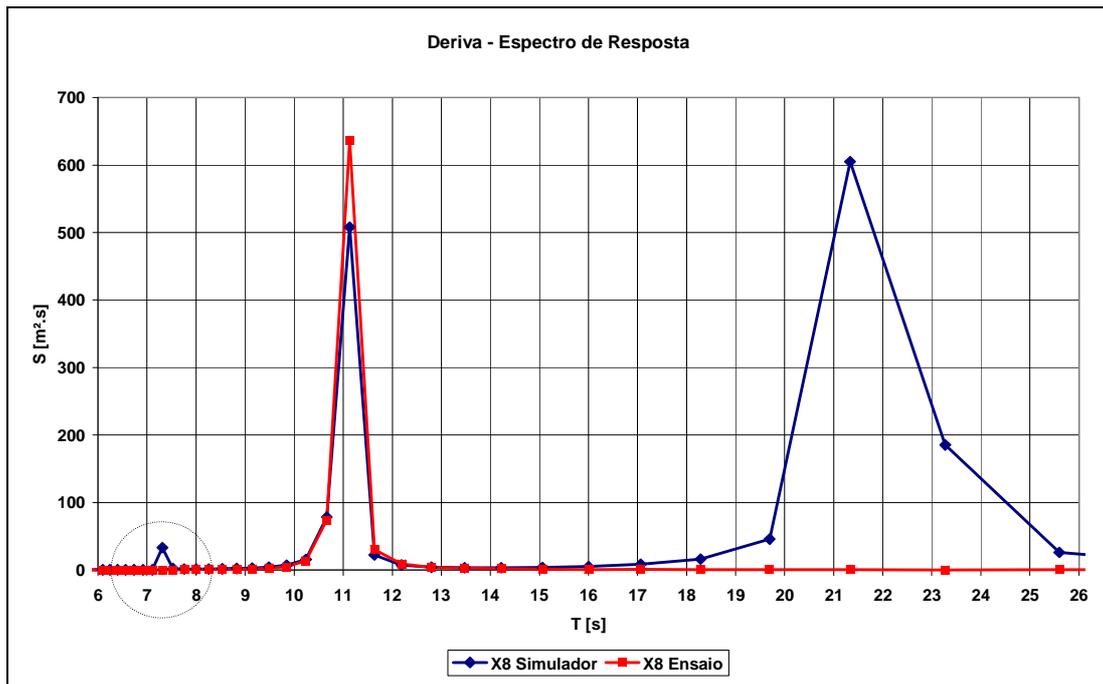


Figura 41 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=11s

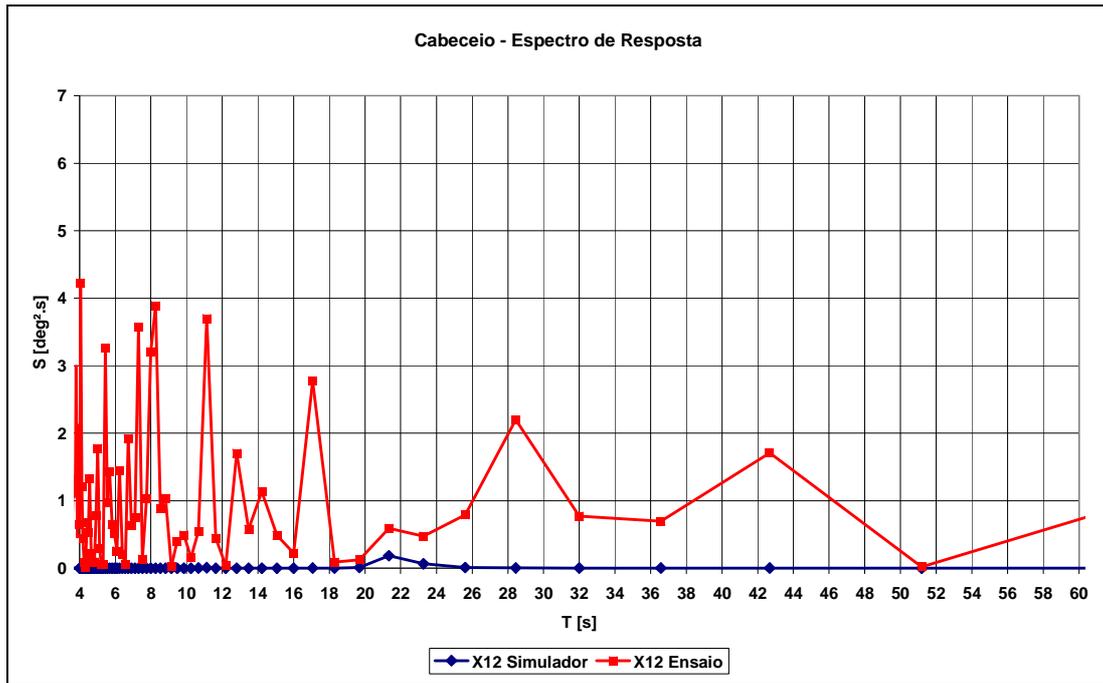


Figura 42 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=11s

O movimento X1 não foi bem representado pelo modelo numérico em comparação com o resultado experimental. O resultado numérico apresenta movimento inferior ao obtido experimentalmente.

Os movimentos obtidos numericamente X2 e X8 apresentam boa concordância com os resultados experimentais quando comparados no período da onda. Nos resultados numéricos evidencia-se, para estes movimentos, energia no dobro do período da onda, diferentemente dos resultados experimentais que não apresentam energia neste período. Além disto, o espectro de resposta do movimento X8 obtido numericamente apresenta energia na metade do período da onda.

Os movimentos X7 e X12 apresentam boa correlação de acordo com os resultados experimentais conforme apresentado na figura a seguir. Os resultados numéricos para X7 e X12 apresentaram movimentos inferiores aos obtidos experimentalmente.

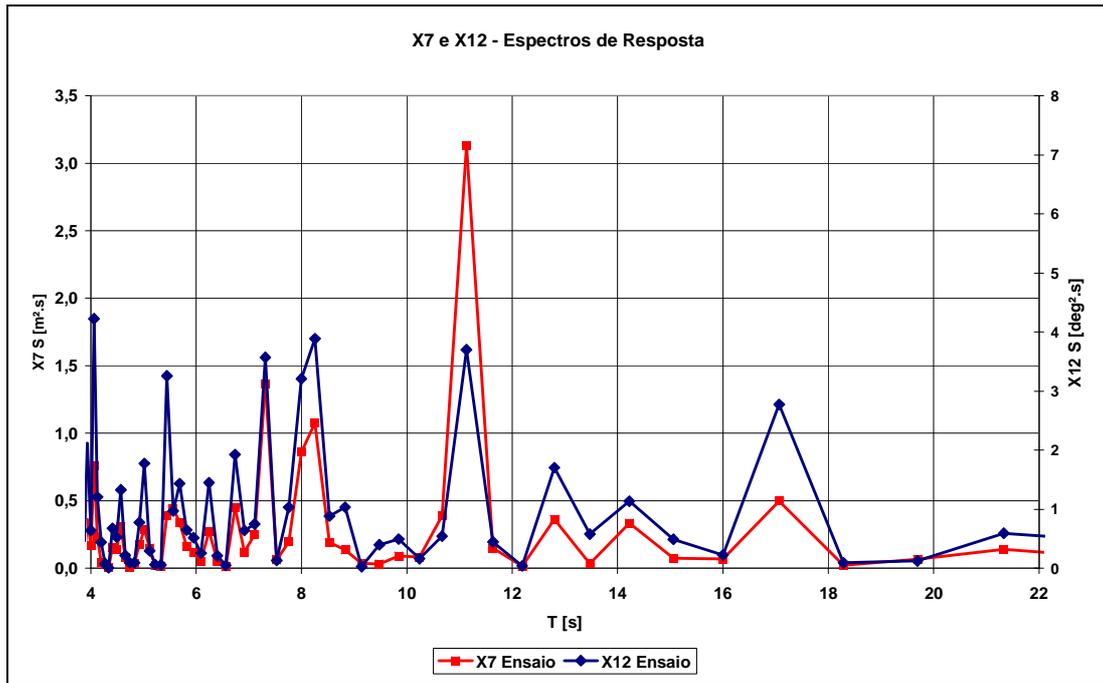


Figura 43 – Espectros de Resposta Experimental X7 e X12 (TLWP – Surge e Yaw)

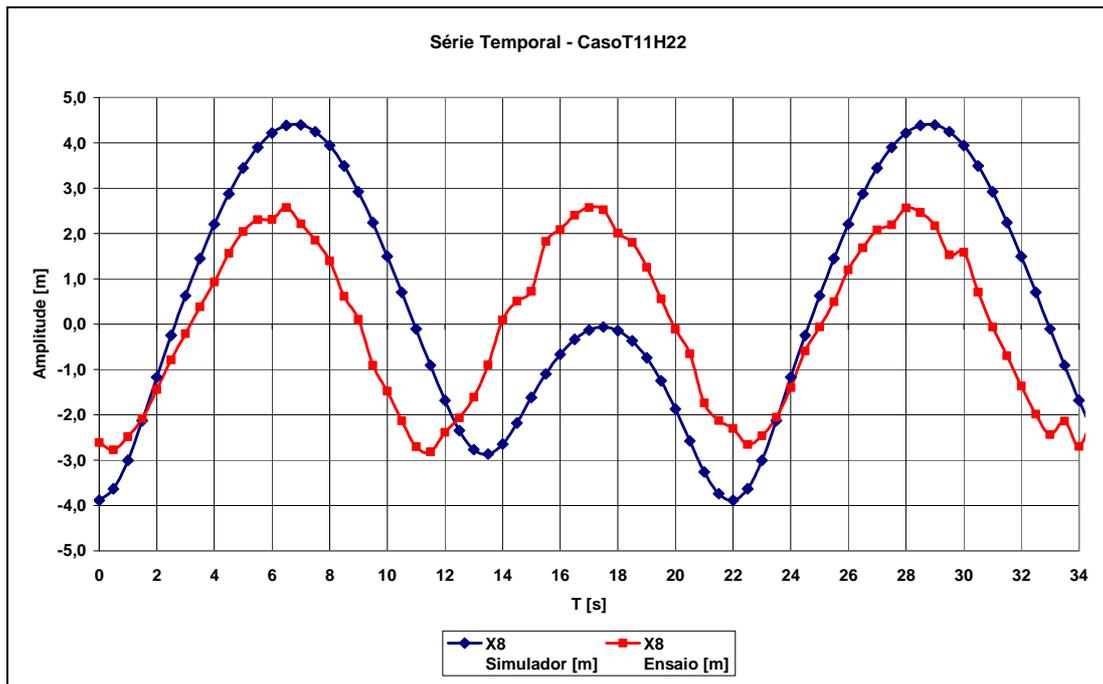


Figura 44 – Trecho da Série Temporal X8 (TLWP – Sway)

Período 12s

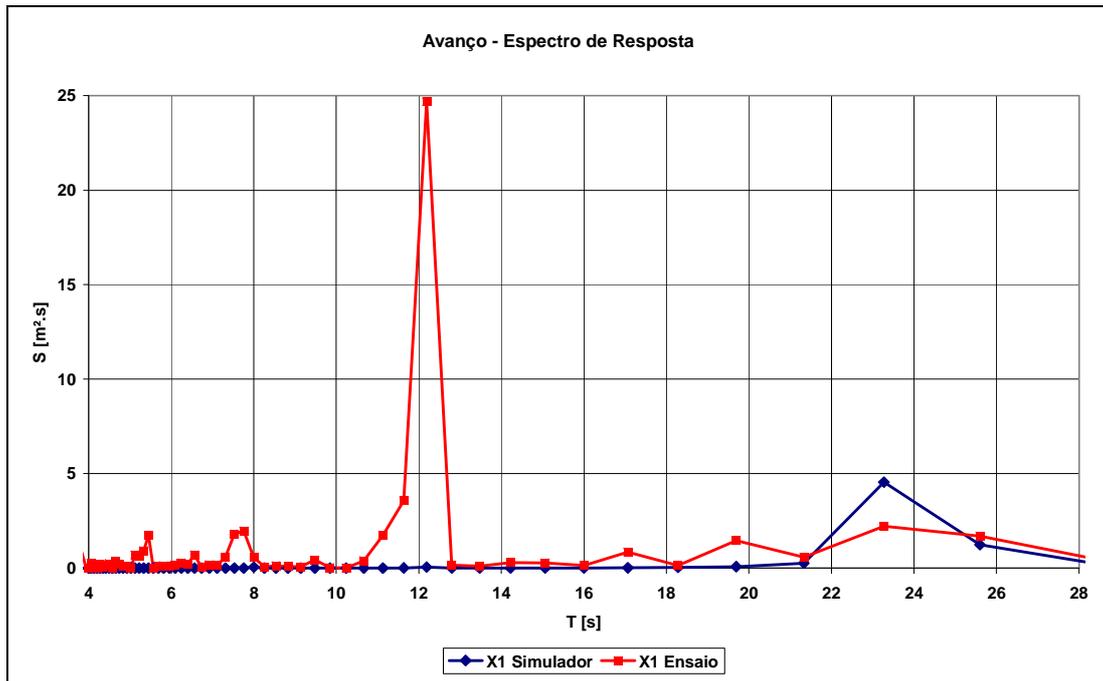


Figura 45 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=12s

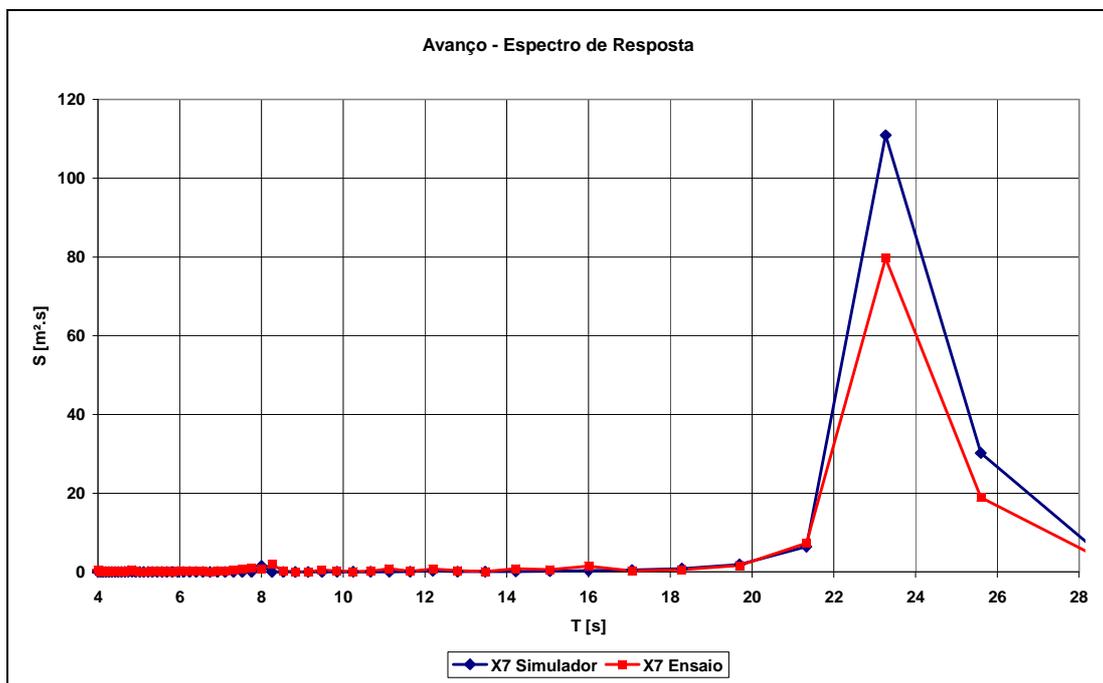


Figura 46 – Espectro de Resposta X7 (TWLP – Surge) – Caso T=12s

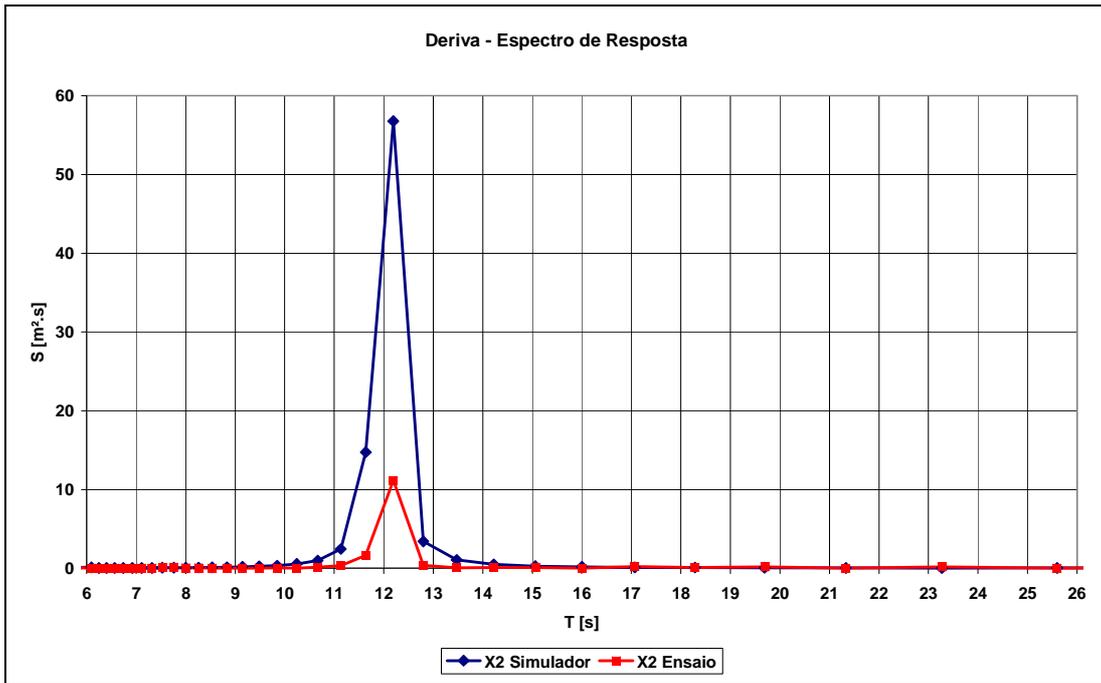


Figura 47 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=12s

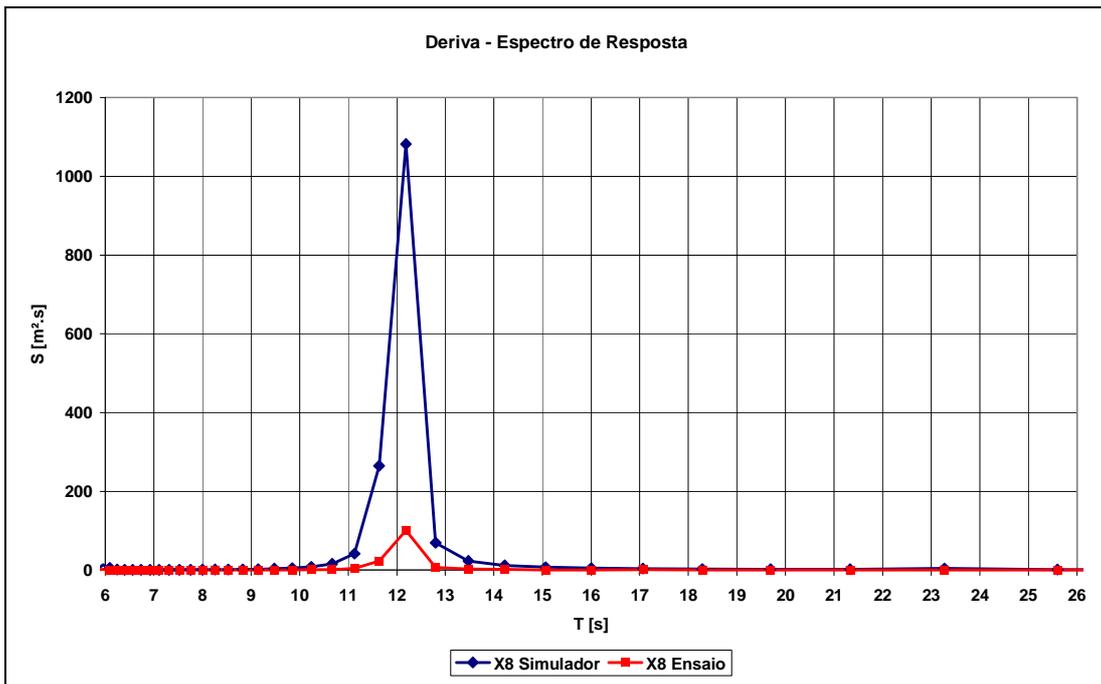


Figura 48 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=12s

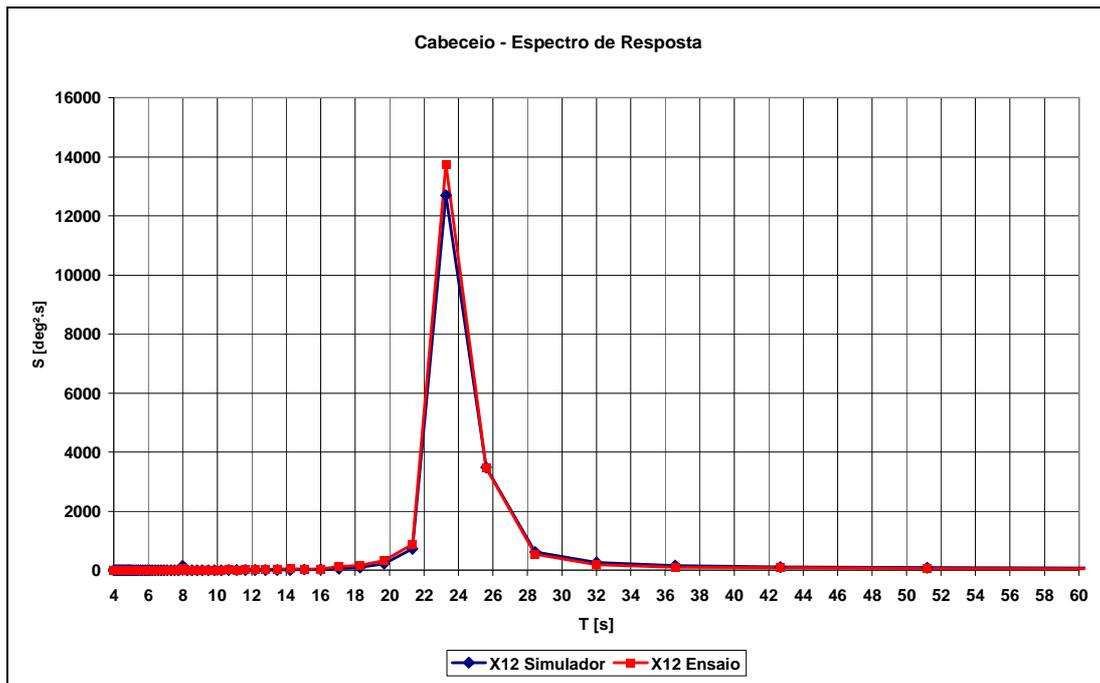


Figura 49 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=12s

A partir do período de 12 segundos evidenciou-se, tanto experimentalmente quanto através da simulação numérica, movimento de cabeceio elevado da TLWP. O espectro de resposta do movimento X12 mostra que este movimento se apresenta no dobro do período da onda.

Identificou-se boa concordância em entre os resultados numéricos e experimentais no que tangue ao movimento de cabeceio da TLWP (Yaw- X12). Isto pode ser observado através dos espectros de resposta obtidos experimentalmente e através da simulação numérica.

O movimento X1 não foi bem representado pelo modelo numérico em comparação com o resultado experimental no que se refere aos resultados dos espectros de resposta no período da onda, sendo que os resultados numéricos são inferiores aos resultados numéricos. Já para o movimento no dobro do período da onda os resultados numéricos e experimentais apresentaram resultados semelhantes.

Os movimentos obtidos numericamente X2 e X8 foram sobre estimados quando comparados com os resultados experimentais. Os espectros de resposta numéricos e experimentais possuem energia bem definida no período da onda.

Novamente os movimentos X7 e X12 apresentam boa correlação de acordo com os resultados experimentais conforme apresentado na figura a seguir. Como o resultado numérico para X12 foi bem capturado pelo modelo numérico o mesmo acontece para X7.

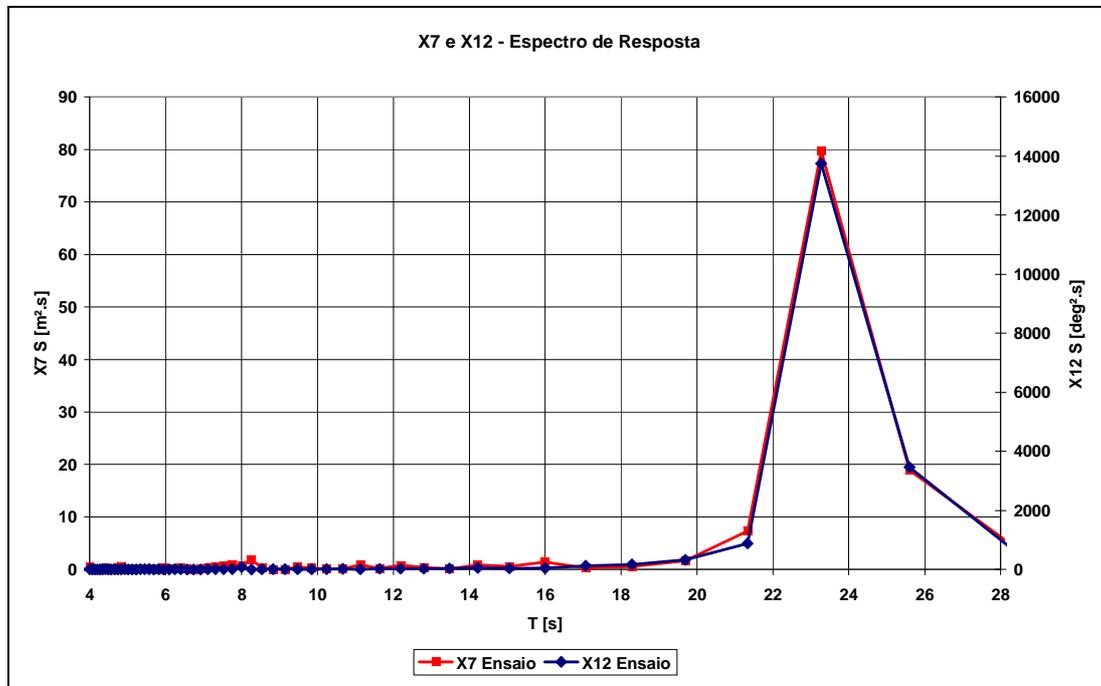


Figura 50 – Espectros de Resposta Experimental X7 e X12 (TLWP – Surge e Yaw)

Período 13s

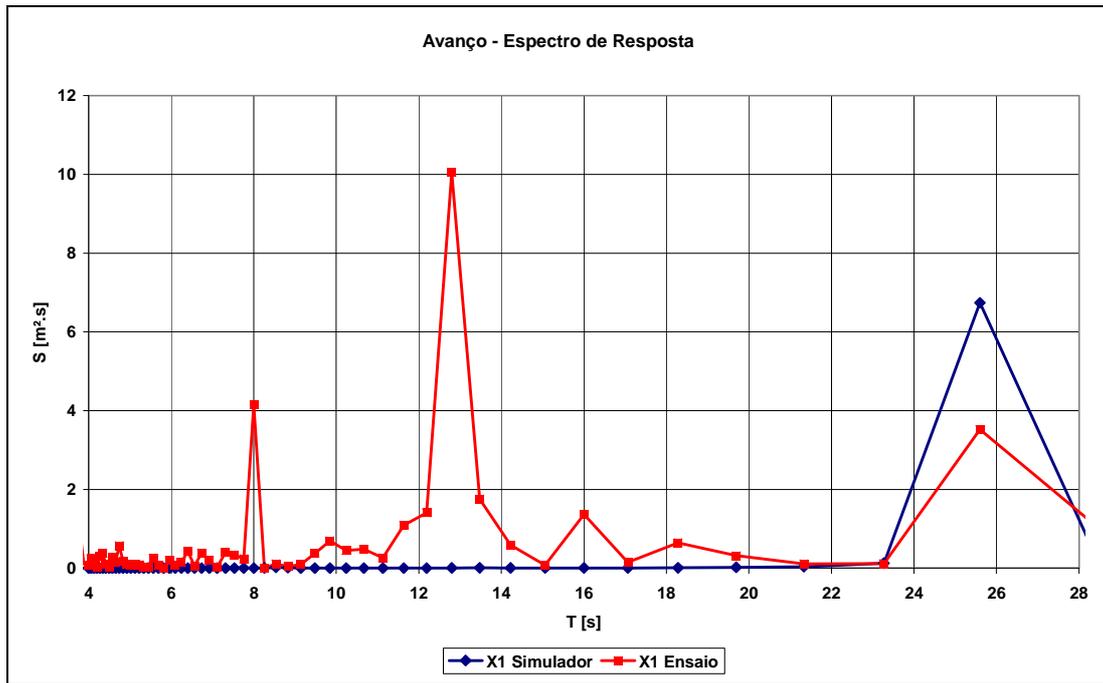


Figura 51 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=13s

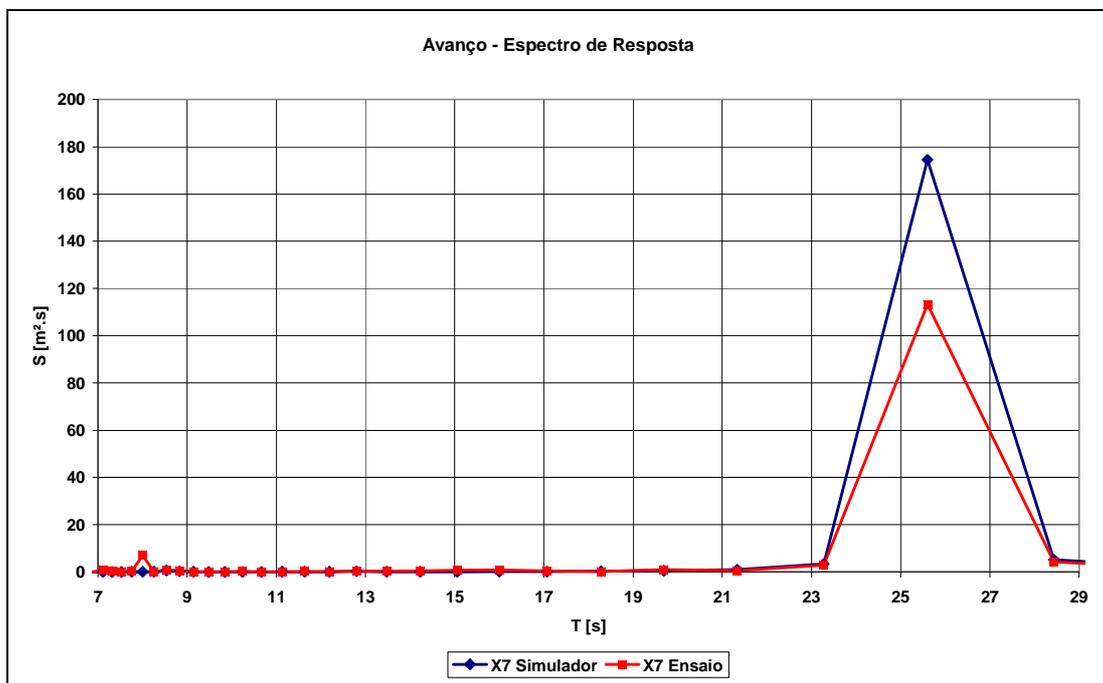


Figura 52 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=13s

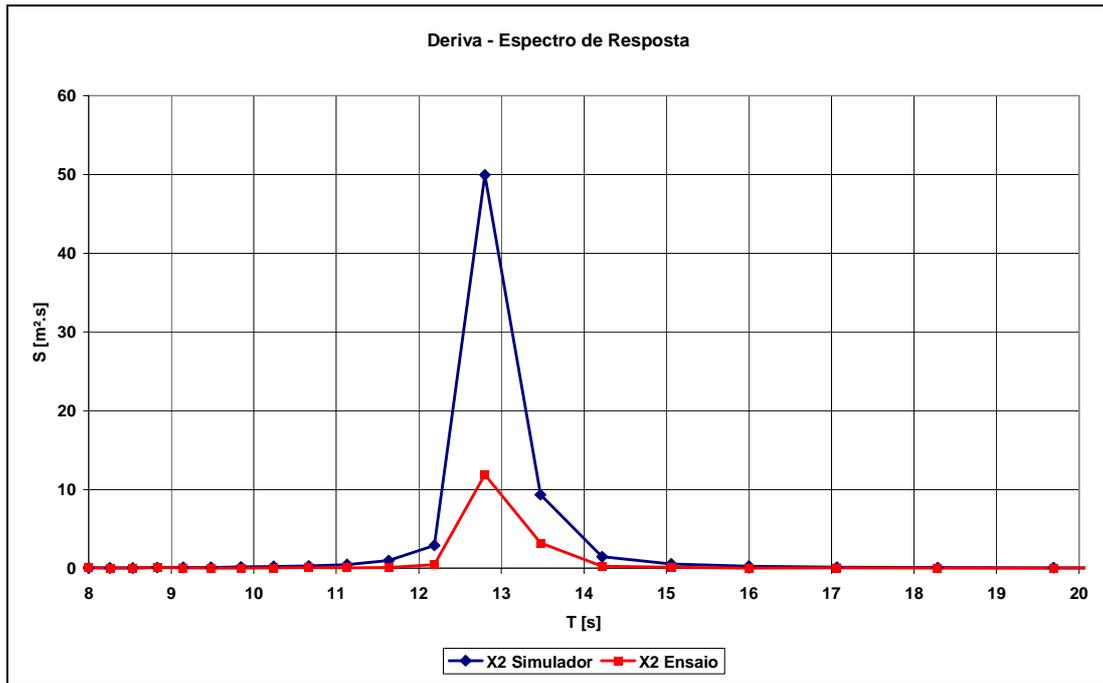


Figura 53 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=13s

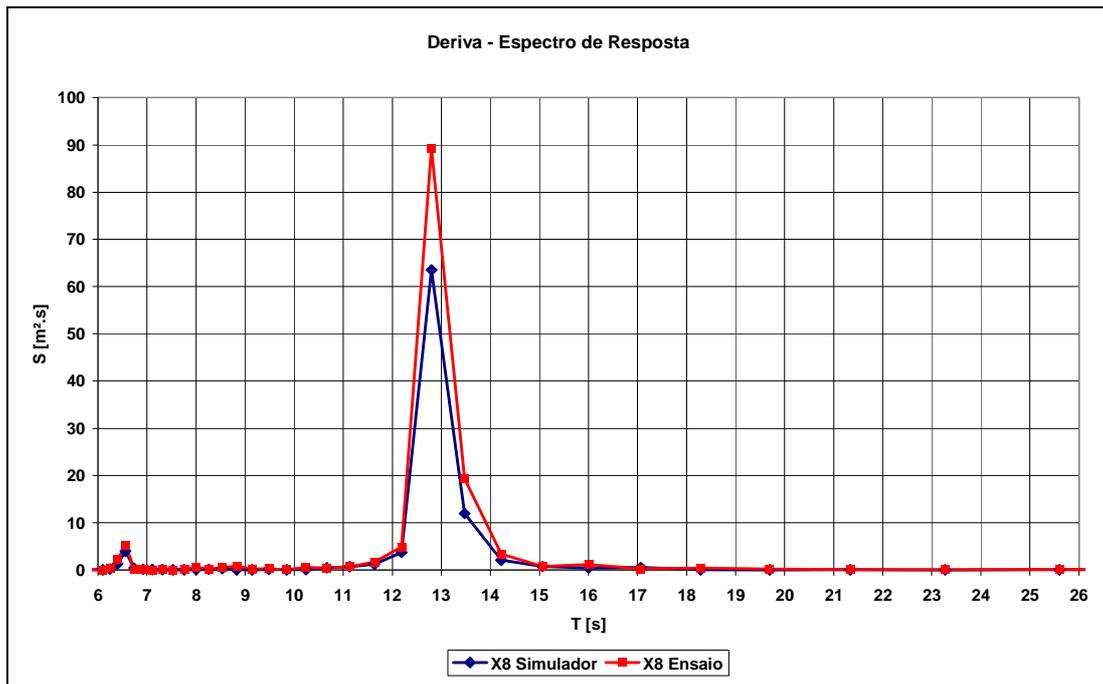


Figura 54 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=13s

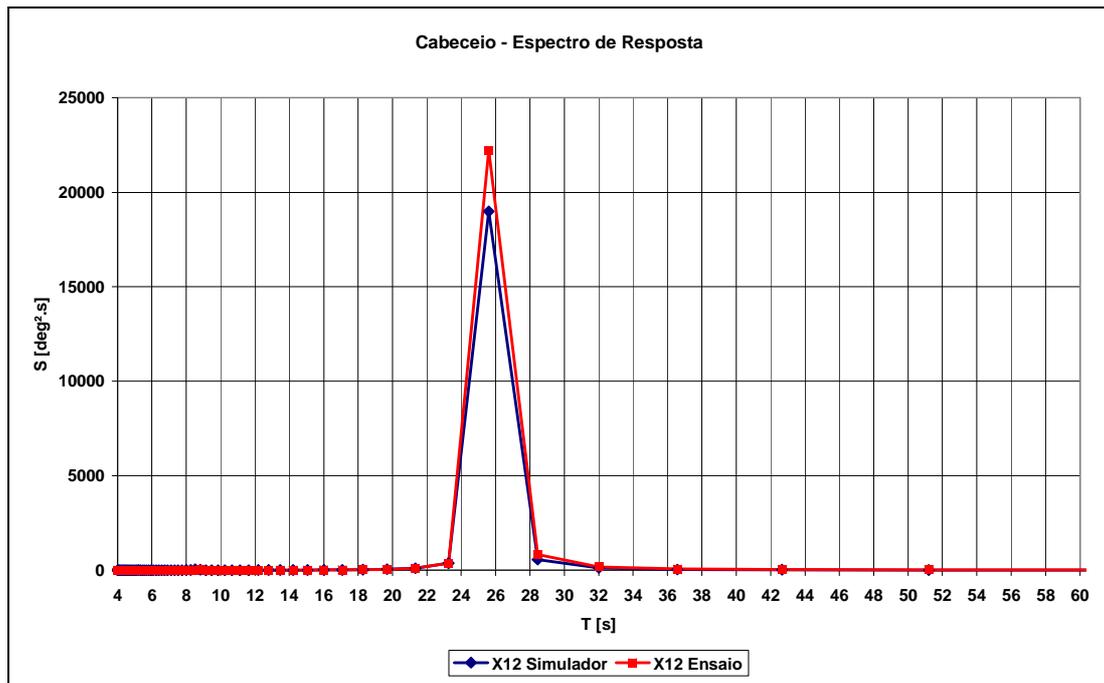


Figura 55 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=13s

Novamente evidenciou-se, tanto experimentalmente quanto através da simulação numérica, movimento de cabeceio elevado da TLWP. O espectro de resposta do movimento X12 mostra que este movimento se apresenta no dobro do período da onda.

Identificou-se boa concordância em entre os resultados numéricos e experimentais no que tangue ao movimento de cabeceio da TLWP (Yaw- X12). Isto pode ser observado através dos espectros de resposta obtidos experimentalmente e através da simulação numérica.

O movimento X1 não foi bem representado pelo modelo numérico em comparação com o resultado experimental no que se refere aos resultados dos espectros de resposta no período da onda, sendo que os resultados numéricos são inferiores aos resultados numéricos. Já para o movimento no dobro do período da onda os resultados numéricos e experimentais apresentaram resultados semelhantes.

O movimento X2 obtido numericamente foi sobre estimado quando comparado com o resultado experimental. Os espectros de resposta numéricos e experimentais possuem energia bem definida no período da onda.

Já para o movimento X8 houve boa concordância entre o espectro obtido experimentalmente e o obtido através da simulação numérica. Evidencia-se através do espectro de resposta que o movimento é predominantemente no período da onda mas também apresenta pequena contribuição na metade do período da onda.

Novamente os movimentos X7 e X12 apresentam boa correlação de acordo com os resultados experimentais conforme apresentado na figura a seguir. Como o resultado numérico para X12 foi bem capturado pelo modelo numérico o mesmo acontece para X7.

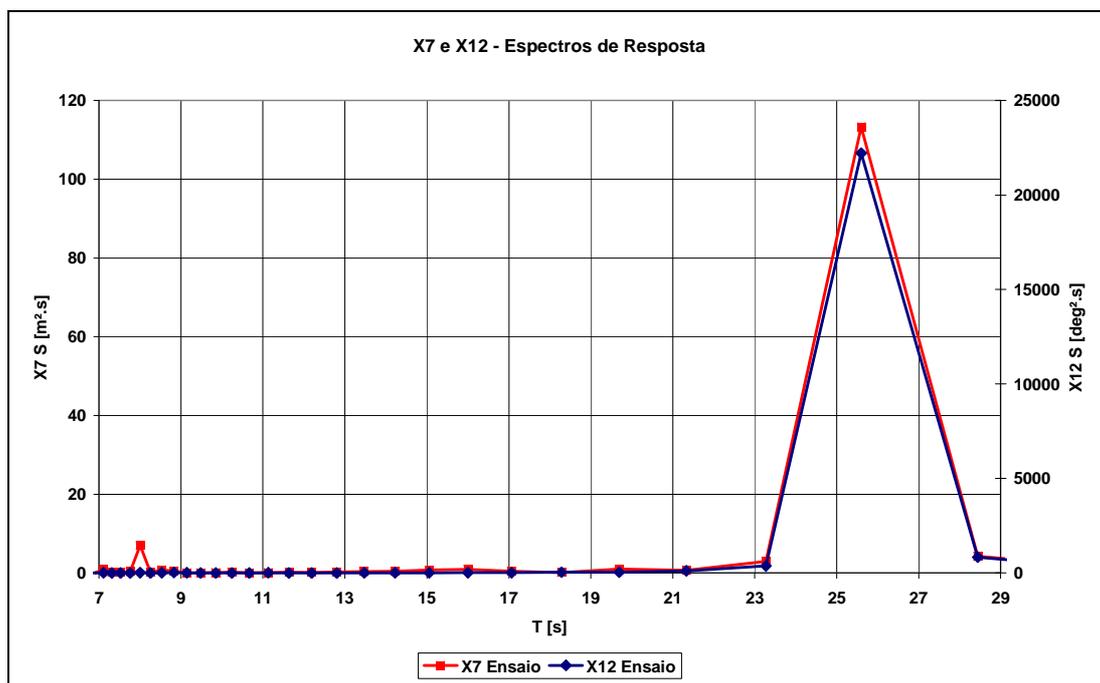


Figura 56 – Espectros de Resposta Experimental X7 e X12 (TLWP – Surge e Yaw)

Período 14s

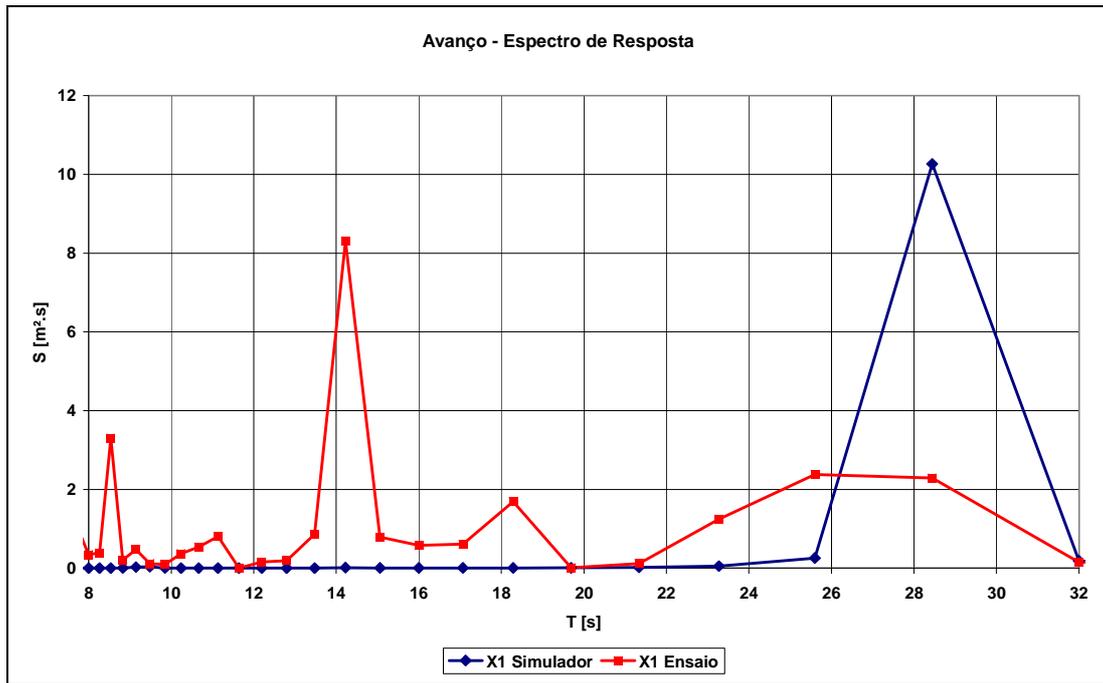


Figura 57 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=14s

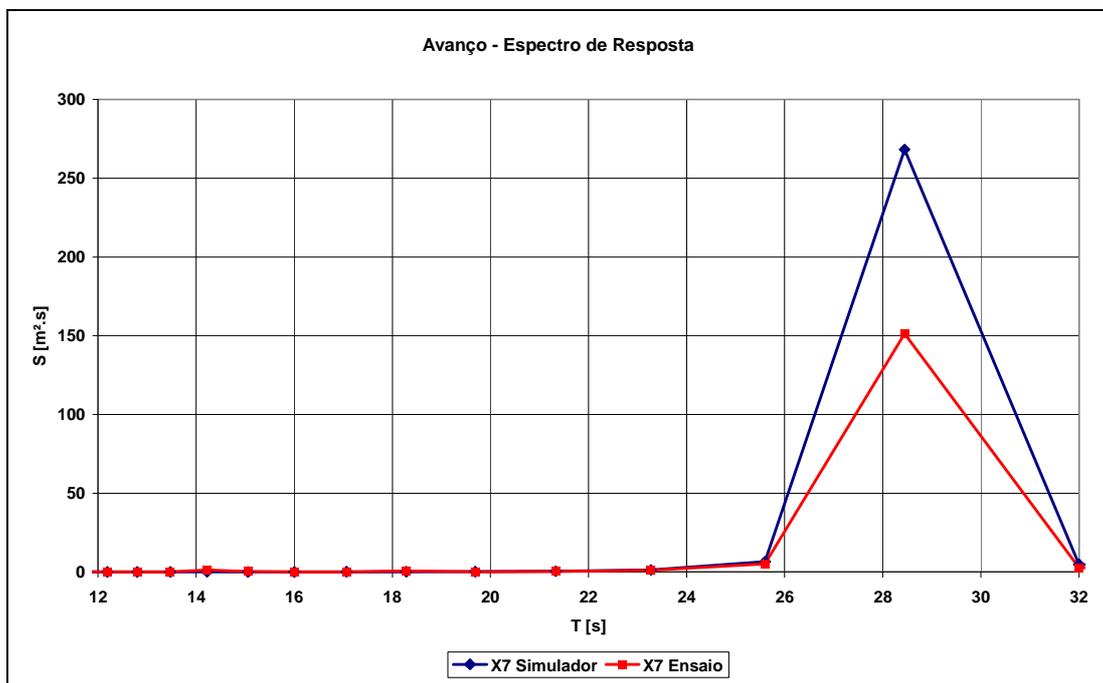


Figura 58 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=14s

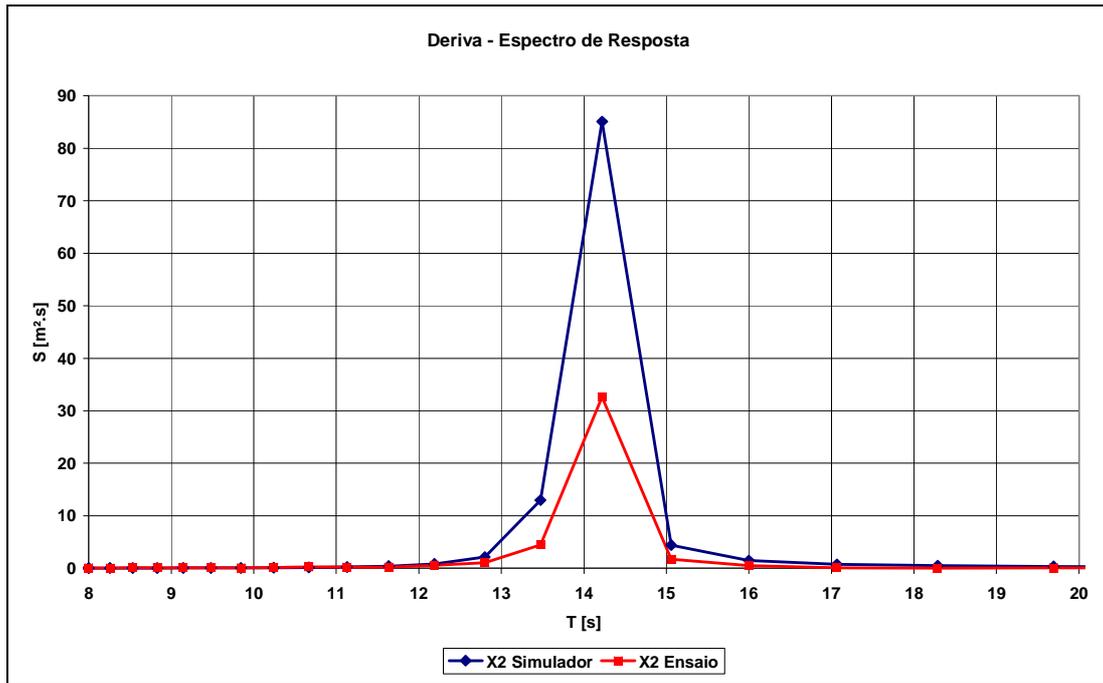


Figura 59 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=14s

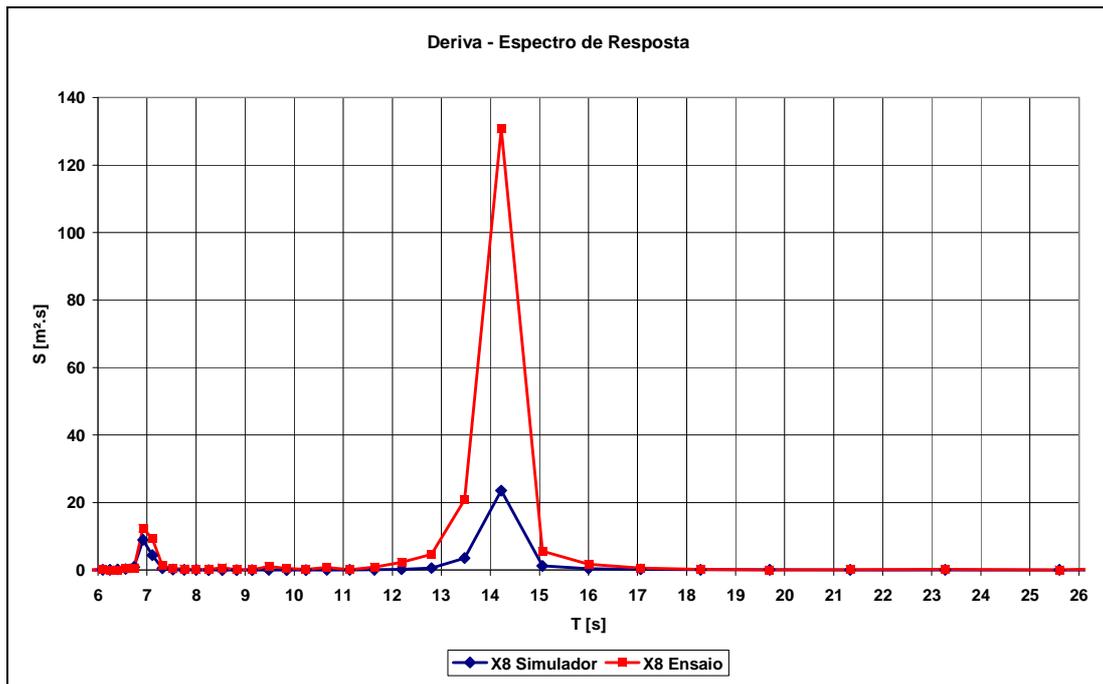


Figura 60 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=14s

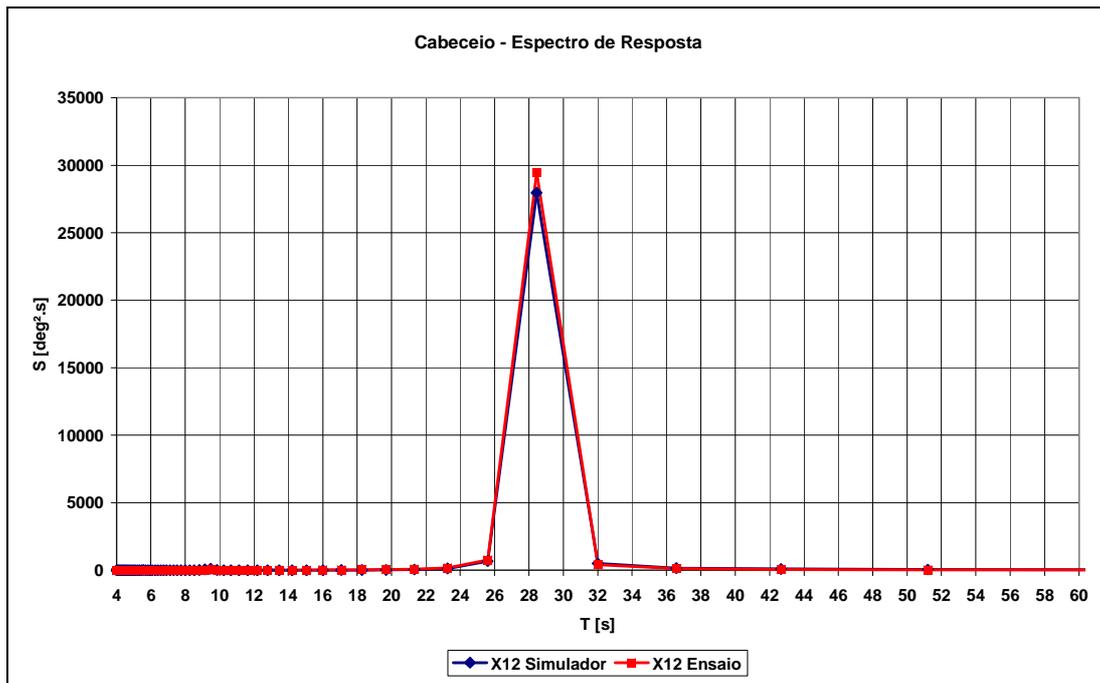


Figura 61 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=14s

Novamente evidenciou-se, tanto experimentalmente quanto através da simulação numérica, movimento de cabeceio elevado da TLWP. O espectro de resposta do movimento X12 mostra que este movimento se apresenta no dobro do período da onda.

Identificou-se boa concordância em entre os resultados numéricos e experimentais no que tangue ao movimento de cabeceio da TLWP (Yaw- X12). Isto pode ser observado através dos espectros de resposta obtidos experimentalmente e através da simulação numérica.

O movimento X1 não foi bem representado pelo modelo numérico em comparação com o resultado experimental no que se refere aos resultados dos espectros de resposta no período da onda, sendo que os resultados numéricos são inferiores aos resultados numéricos. Já para o movimento no dobro do período da onda os resultados numéricos e experimentais apresentaram resultados semelhantes.

O movimento X2 obtido numericamente foi pouco sobre estimado quando comparado com o resultado experimental. Os espectros de resposta numéricos e experimentais possuem energia bem definida no período da onda.

Já para o movimento X8 foi subestimado quando comparado com o resultado experimental. Evidencia-se através do espectro de resposta que o movimento é predominantemente no período da onda mas também apresenta pequena contribuição na metade do período da onda, para ambos os casos, experimental e simulação .

Novamente os movimentos X7 e X12 apresentam boa correlação de acordo com os resultados experimentais conforme apresentado na figura a seguir. Como o resultado numérico para X12 foi bem capturado pelo modelo numérico o mesmo acontece para X7.

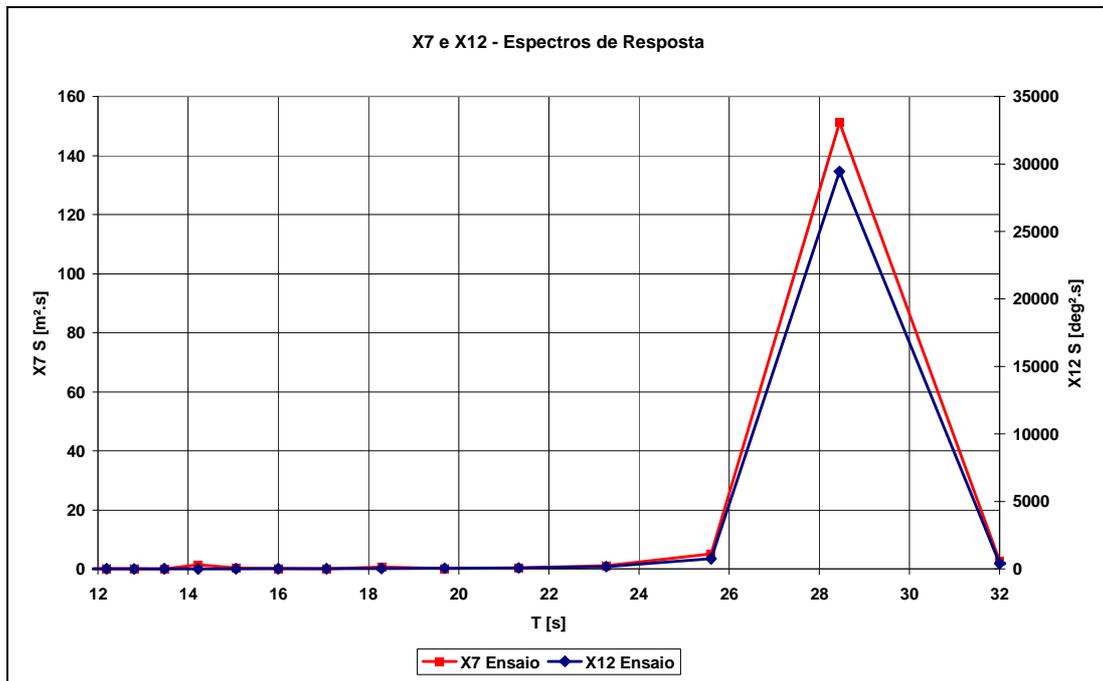


Figura 62 – Espectros de Resposta Experimental X7 e X12 (TLWP – Surge e Yaw)

Período 15s

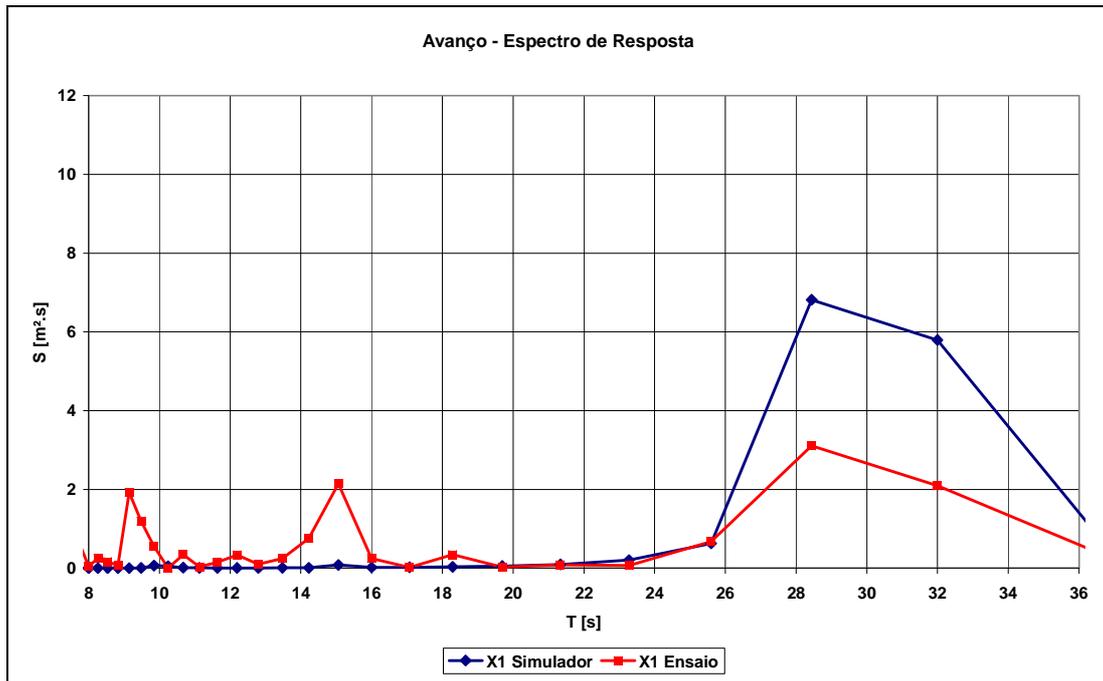


Figura 63 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=15s

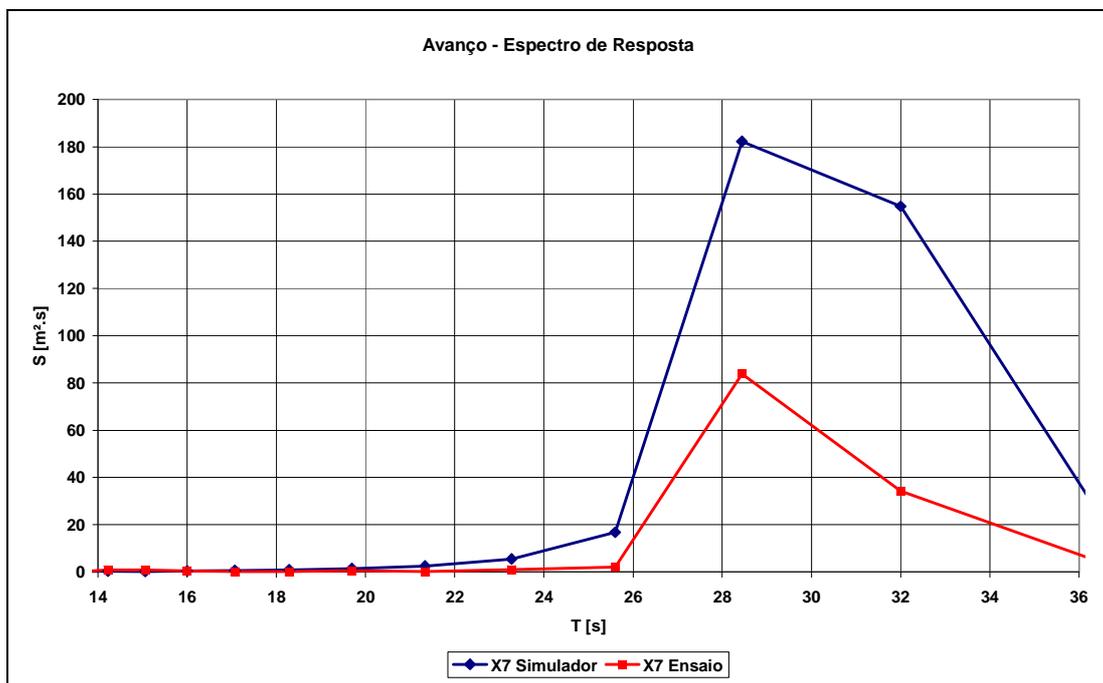


Figura 64 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=15s

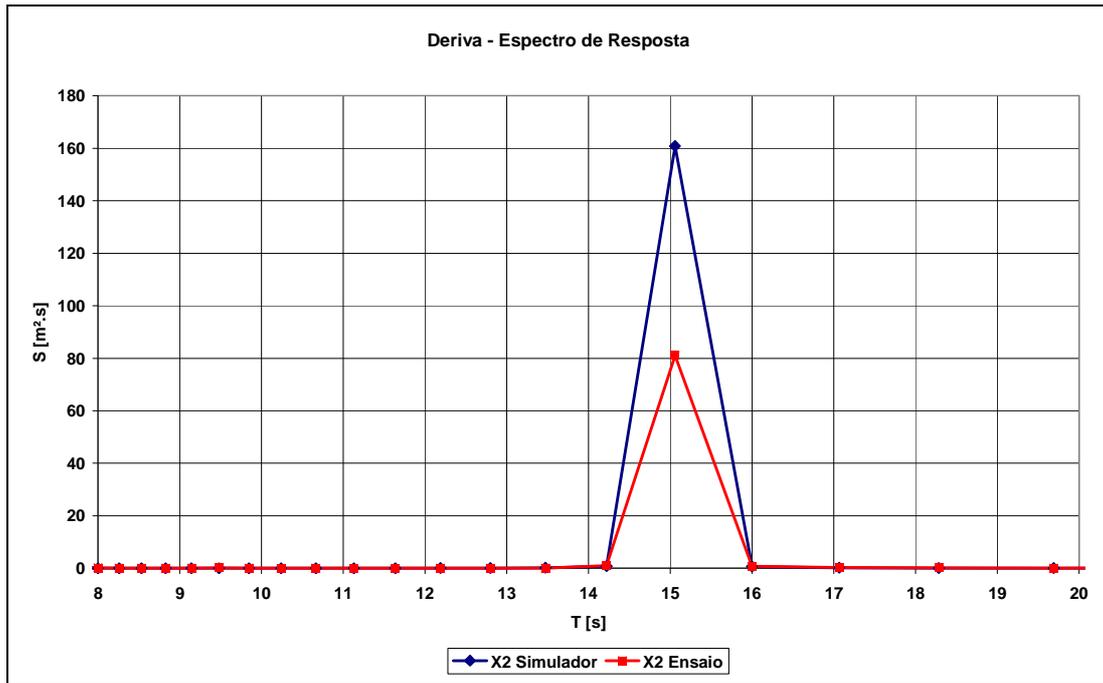


Figura 65 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=15s

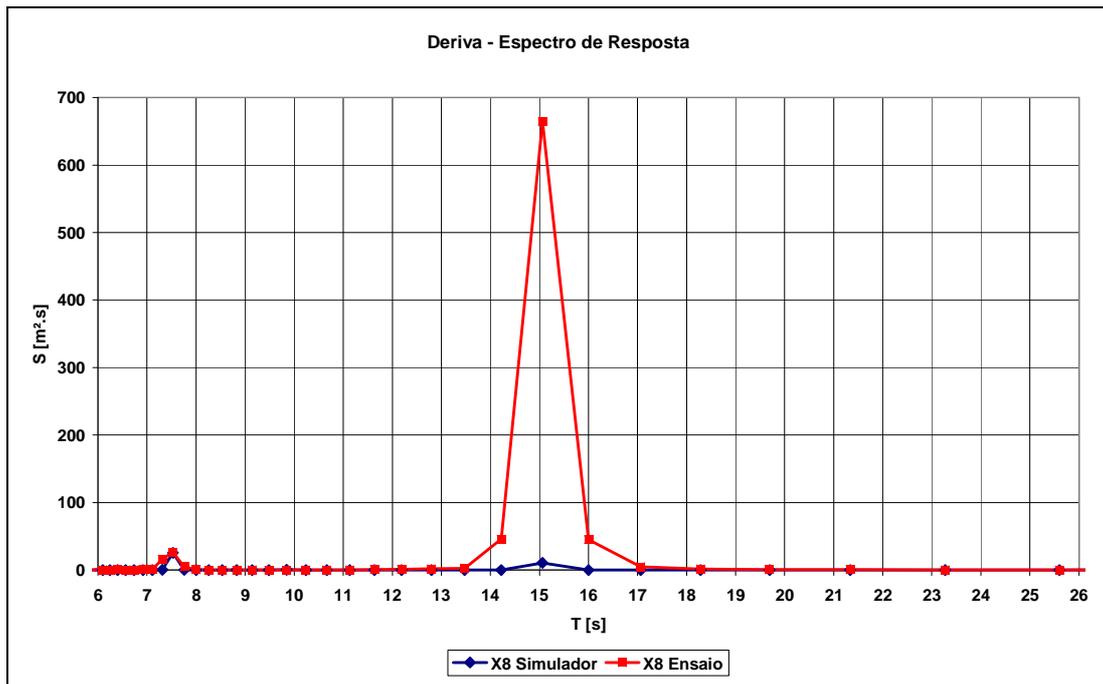


Figura 66 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=15s

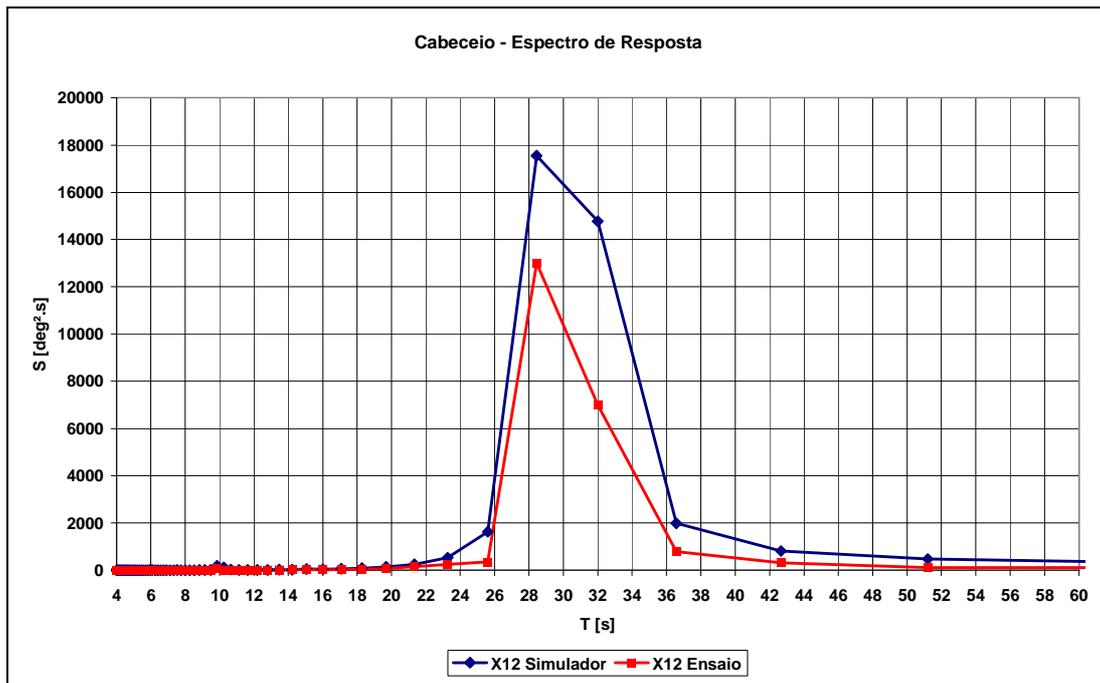


Figura 67 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=15s

Novamente evidenciou-se, tanto experimentalmente quanto através da simulação numérica, movimento de cabeceio elevado da TLWP. O espectro de resposta do movimento X12 mostra que este movimento se apresenta no dobro do período da onda.

Identificou-se boa concordância em entre os resultados numéricos e experimentais no que tange ao movimento de cabeceio da TLWP (Yaw- X12). Isto pode ser observado através dos espectros de resposta obtidos experimentalmente e através da simulação numérica.

Importante é o fato de que, a partir deste período, começa a divergência entre os resultados numéricos e experimentais para o movimento de cabeceio. Conforme será evidenciado, no caso experimental, a partir do período de 15s, ou seja, para o período de 17s, a TLWP deixa de apresentar movimentos excessivos de cabeceio. Já para os resultados obtidos através da simulação numérica este fenômeno perdura até o período de 20s, sendo que ele deixa de se manifestar somente no período de 25 segundos.

O movimento X1 passa a ser predominantemente movimento no dobro do período da onda e os resultados numéricos e experimentais são semelhantes.

O movimento X2 obtido numericamente foi pouco sobre estimado quando comparado com o resultado experimental. Os espectros de resposta numéricos e experimentais possuem energia bem definida no período da onda.

Já para o movimento X8 foi muito subestimado quando comparado com o resultado experimental. Evidencia-se através do espectro de resposta experimental que o movimento é predominantemente no período da onda mas também apresenta pequena contribuição na metade do período da onda, para ambos os casos, experimental e simulação.

Novamente os movimentos X7 e X12 apresentam boa correlação de acordo com os resultados experimentais conforme apresentado na figura a seguir. O movimento X7 começa obtido experimentalmente começa a se distanciar do experimental sendo que o movimento obtido numericamente é superior ao obtido experimentalmente.

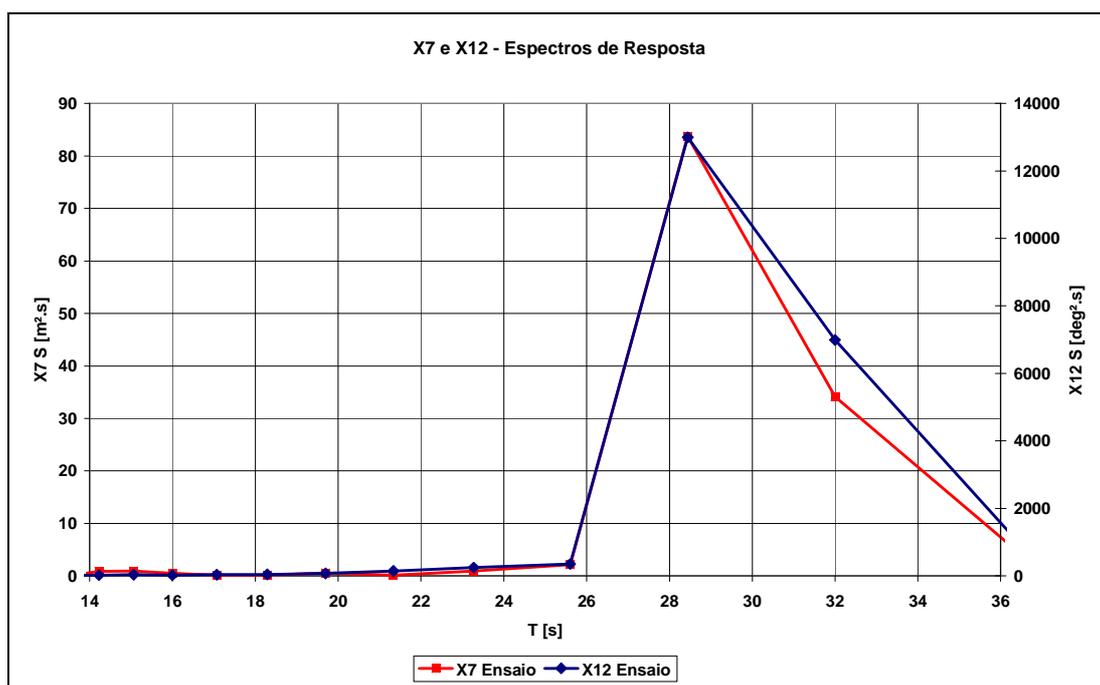


Figura 68 – Espectros de Resposta Experimental X7 e X12 (TLWP – Surge e Yaw)

Período 17s

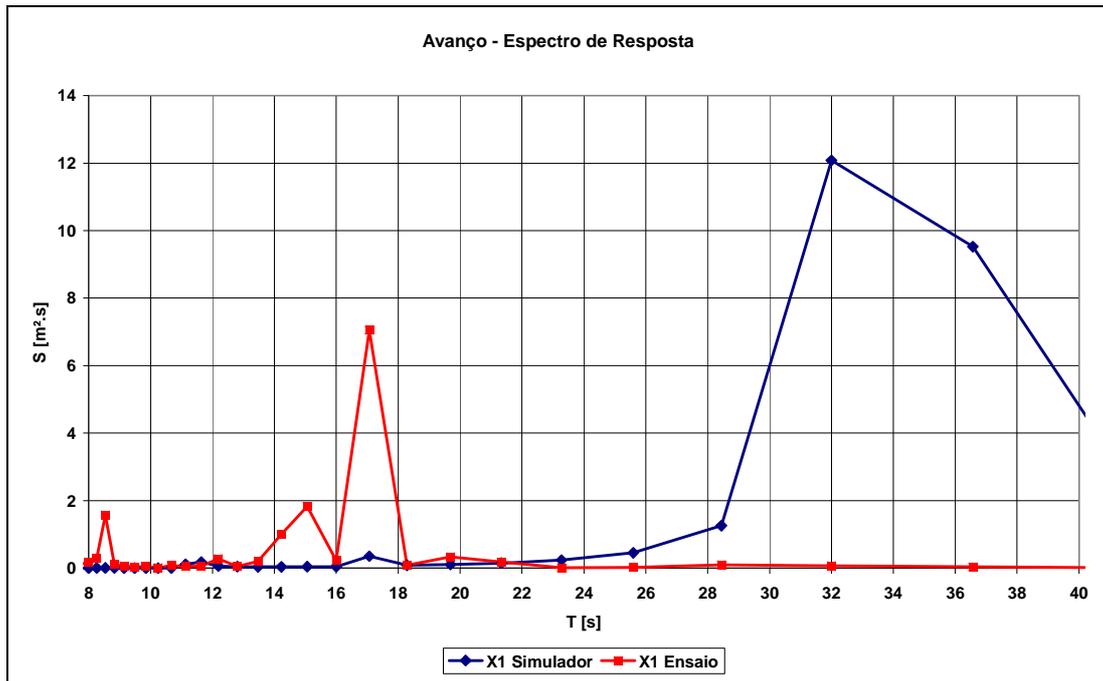


Figura 69 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=17s

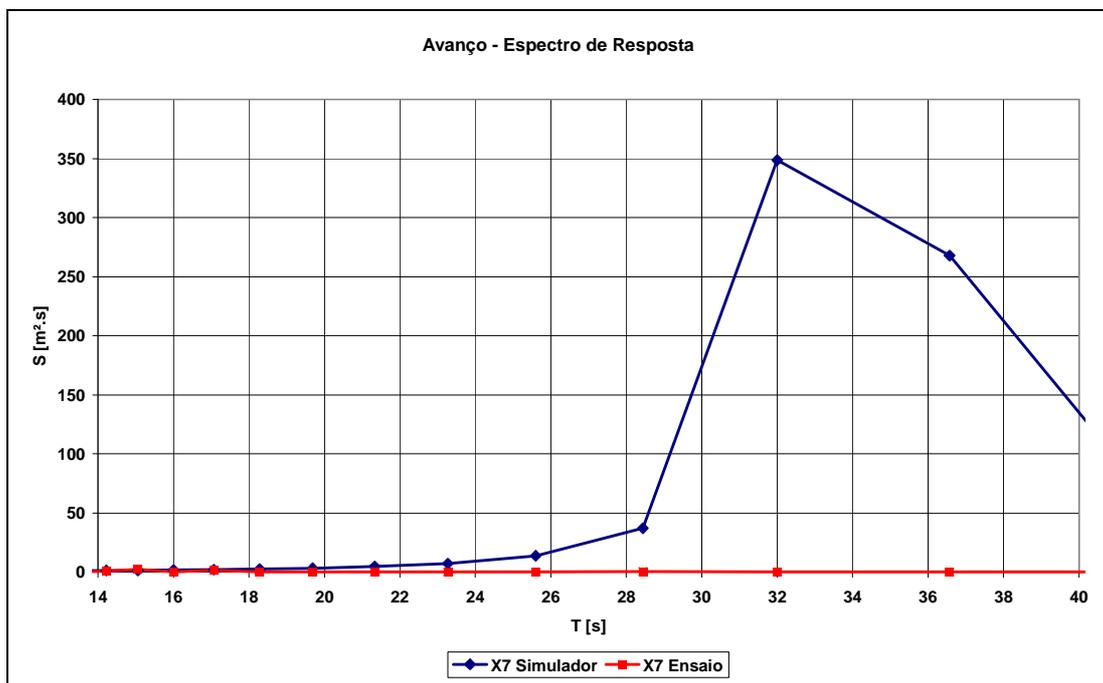


Figura 70 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=17s

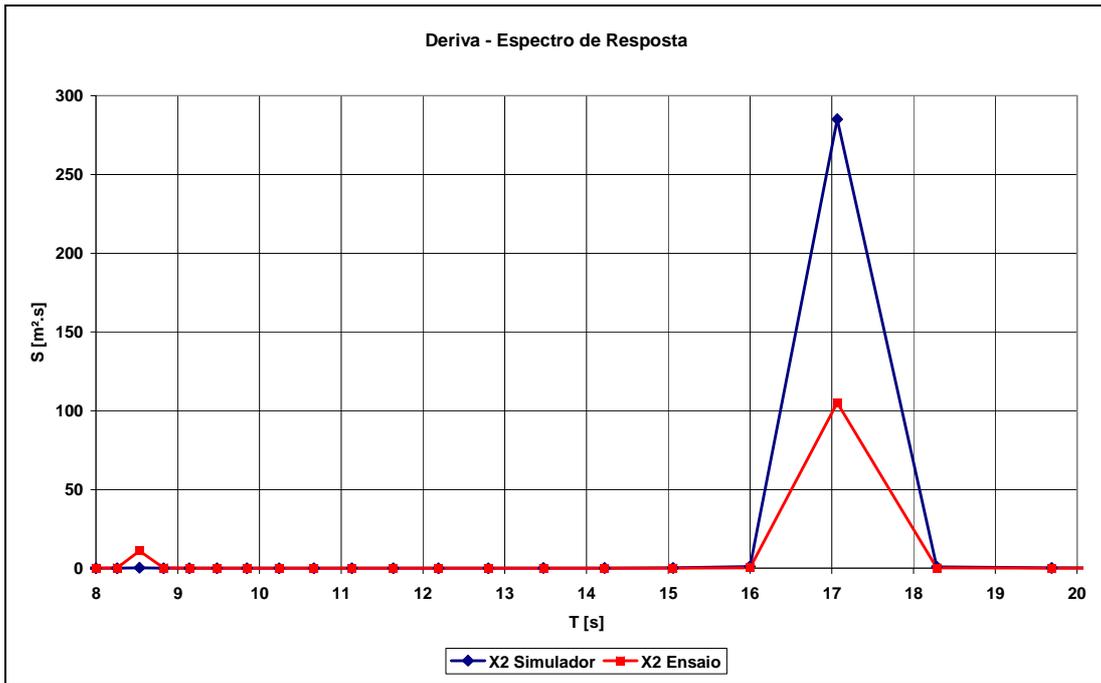


Figura 71 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=17s

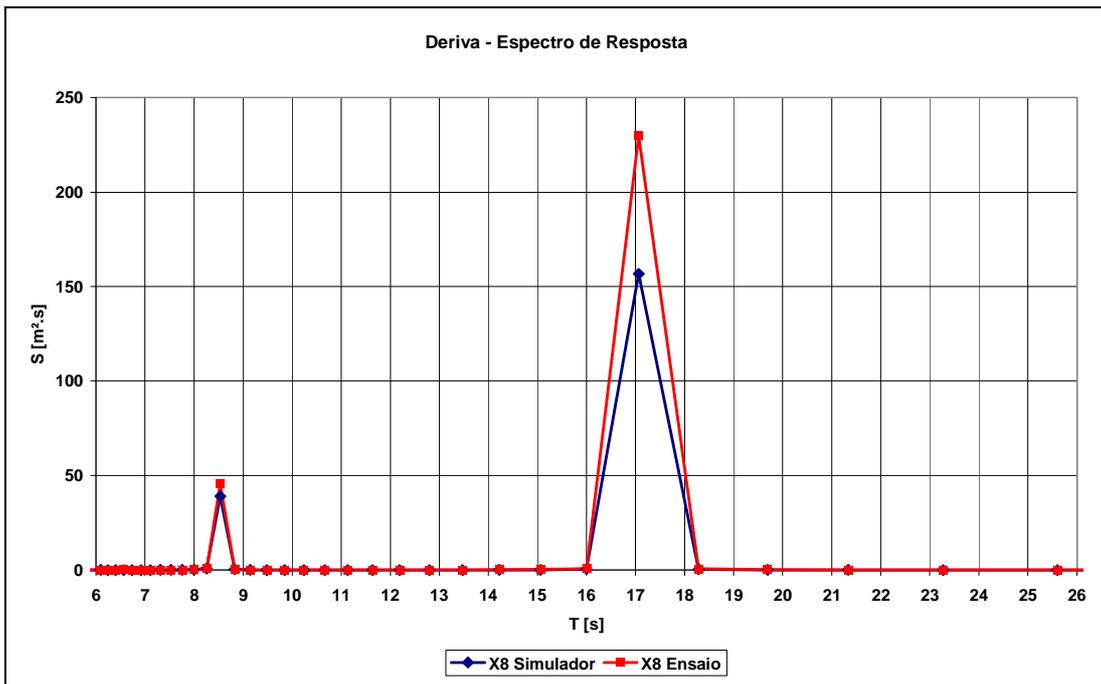


Figura 72 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=17s

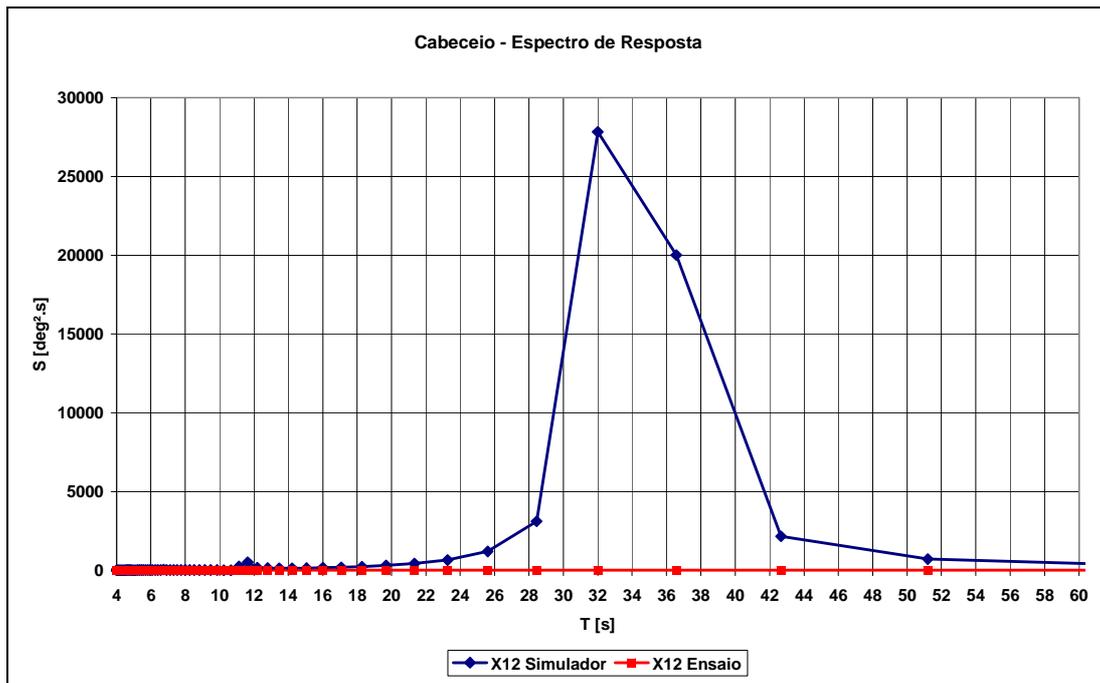


Figura 73 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=17s

Para o período de 17 segundos os resultados da simulação numérica se descolam dos resultados experimentais e existem grandes divergências entre os resultados.

O movimento X12 obtido através da simulação numérica se mantém elevado e no dobro do período da onda o que não se confirma através dos resultados experimentais. O mesmo acontece para o movimento X7 e mais uma vez evidencia-se a forte correlação entre os movimentos X7 e X12.

O movimento X1 apresenta o mesmo problema do movimento X7.

O movimento X2 é predominantemente no período da onda sendo que o movimento obtido experimentalmente é menor do que o movimento obtido através da simulação numérica. No entanto, nota-se para os resultados experimentais, que para este período o espectro de resposta apresenta energia na metade do período da onda. O mesmo ocorre para o resultado obtido através da simulação numérica só que com menor intensidade e por isso não fica evidente no gráfico correspondente.

O movimento X8, apesar da discordância dos demais movimentos, apresenta boa concordância entre o numérico e experimental. O movimento X8 é predominante no período da onda mas também apresenta energia na metade do período da onda.

Período 20s



Figura 74 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=20s

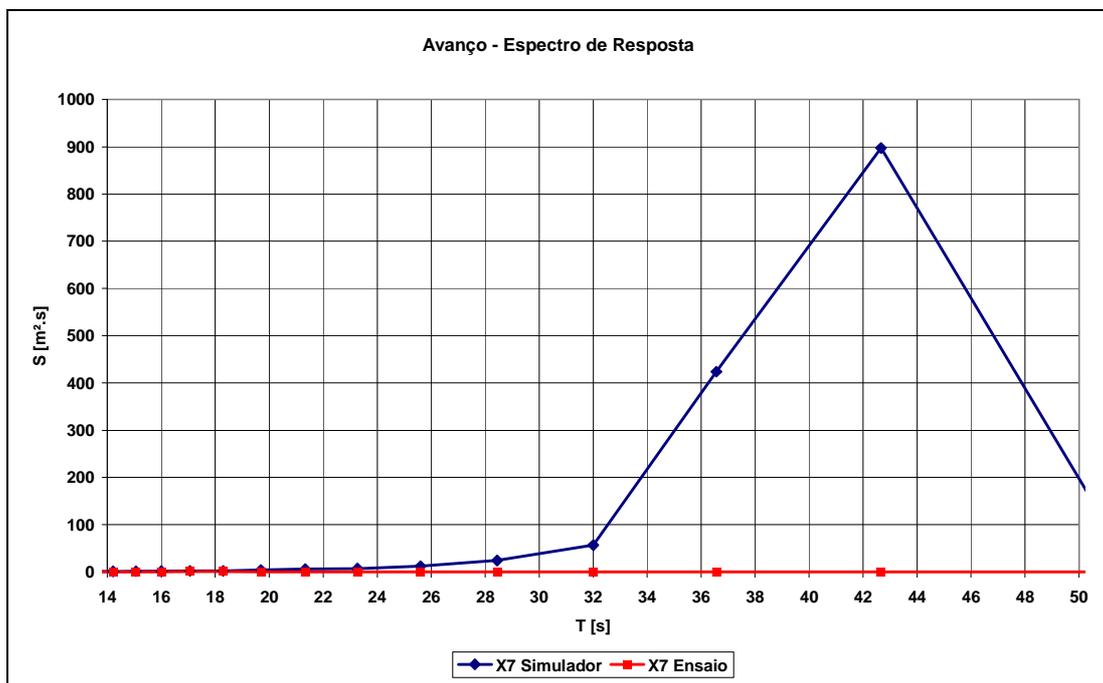


Figura 75 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=20s

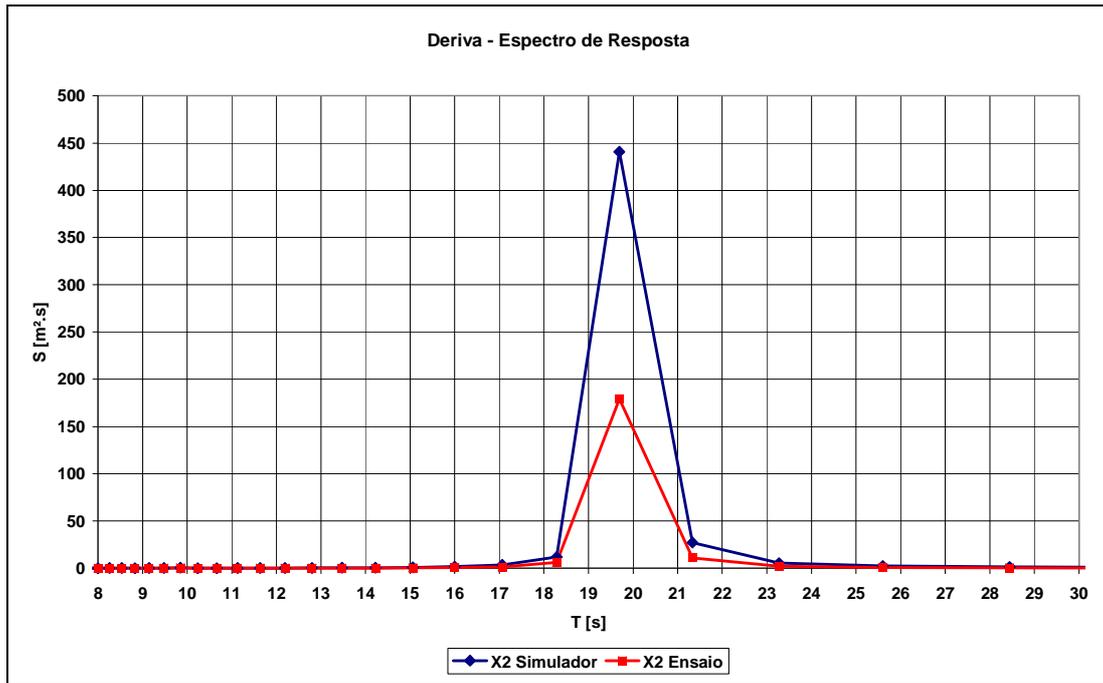


Figura 76 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=20s

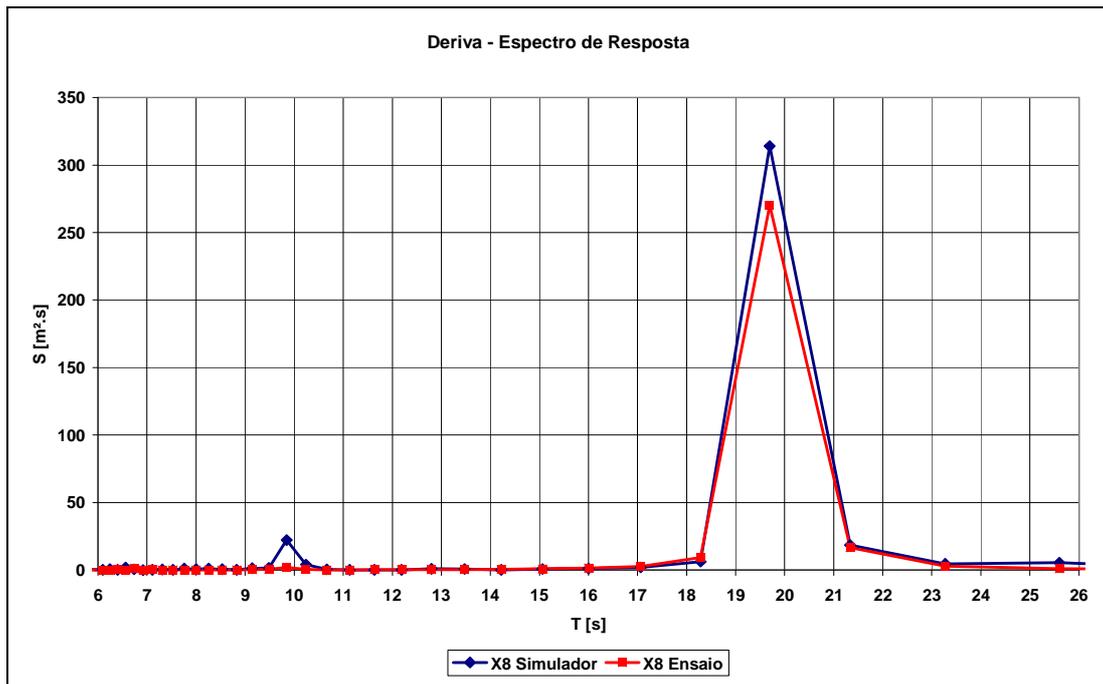


Figura 77 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=20s

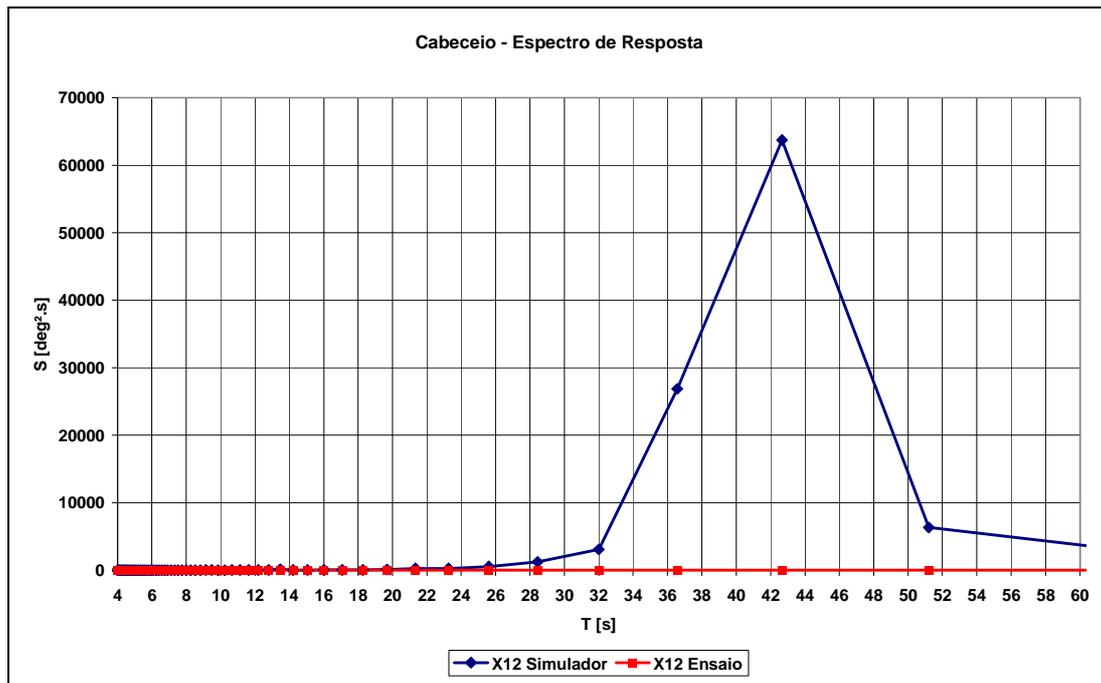


Figura 78 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=20s

Para o período de 20 segundos os resultados da simulação numérica se descolam dos resultados experimentais e existem grandes divergências entre os resultados.

O movimento X12 obtido através da simulação numérica se mantém elevado e no dobro do período da onda o que não se confirma através dos resultados experimentais. O mesmo acontece para o movimento X7 e mais uma vez evidencia-se a forte correlação entre os movimentos X7 e X12.

O movimento X1 apresenta o mesmo problema do movimento X7.

O movimento X2 é predominantemente no período da onda sendo que o movimento obtido experimentalmente é menor do que o movimento obtido através da simulação numérica.

O movimento X8, apesar da discordância dos demais movimentos, apresenta boa concordância entre o numérico e experimental. O movimento X8 é predominante no período da onda mas também apresenta energia na metade do período da onda.

Período 25s

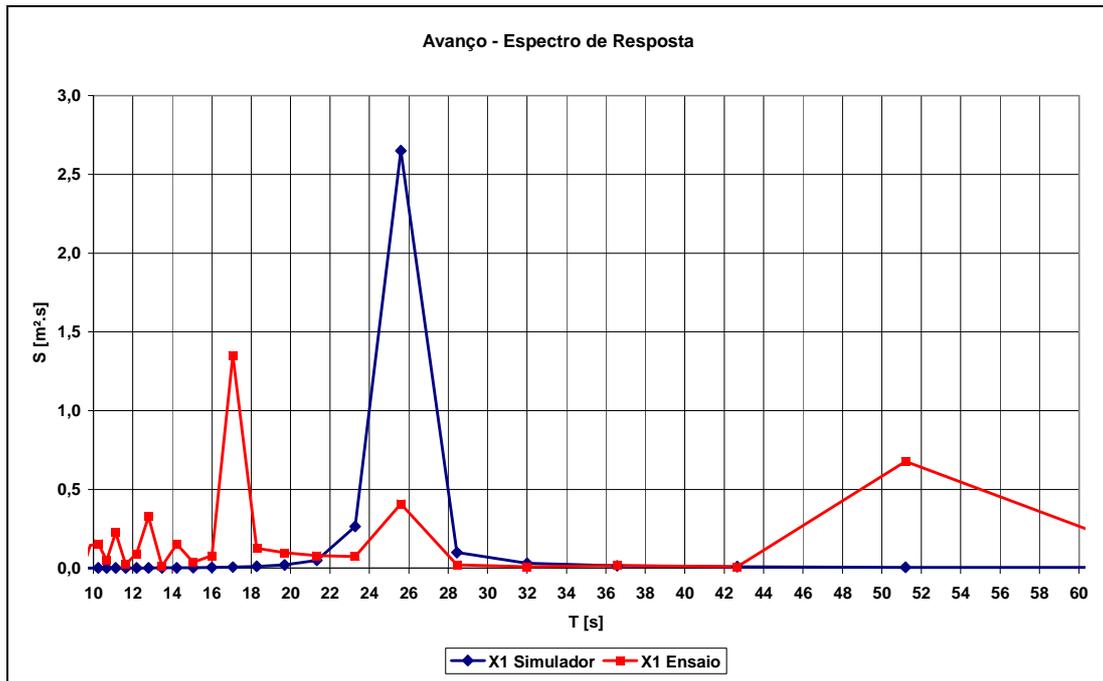


Figura 79 – Espectro de Resposta X1 (FPSO – Surge) – Caso T=25s

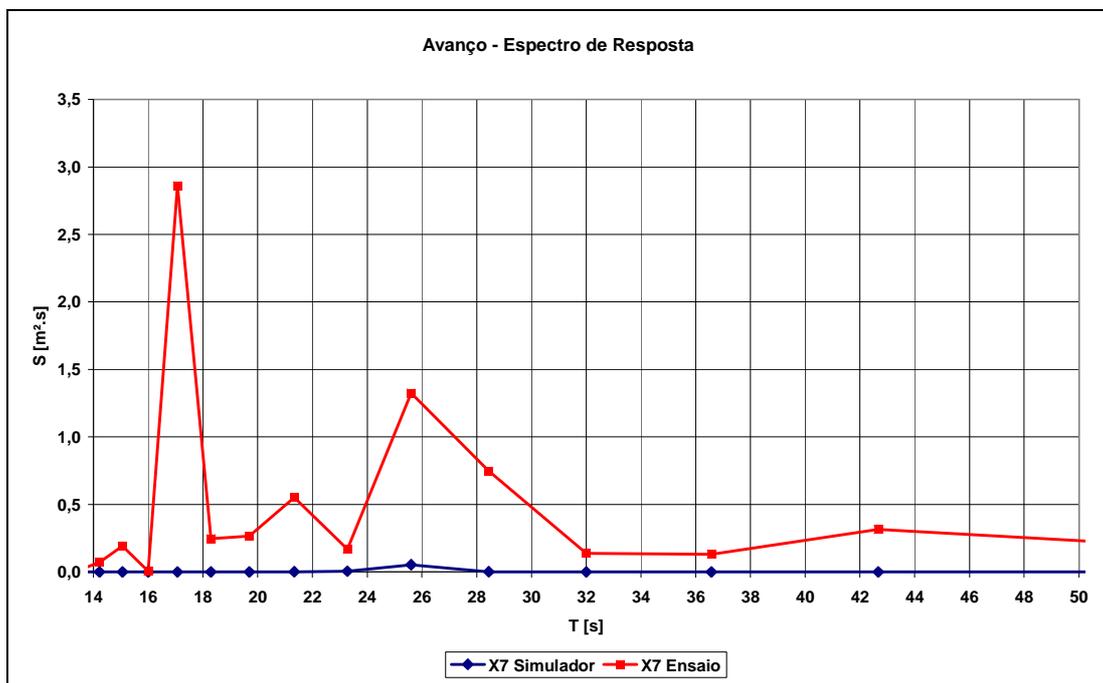


Figura 80 – Espectro de Resposta X7 (TLWP – Surge) – Caso T=25s

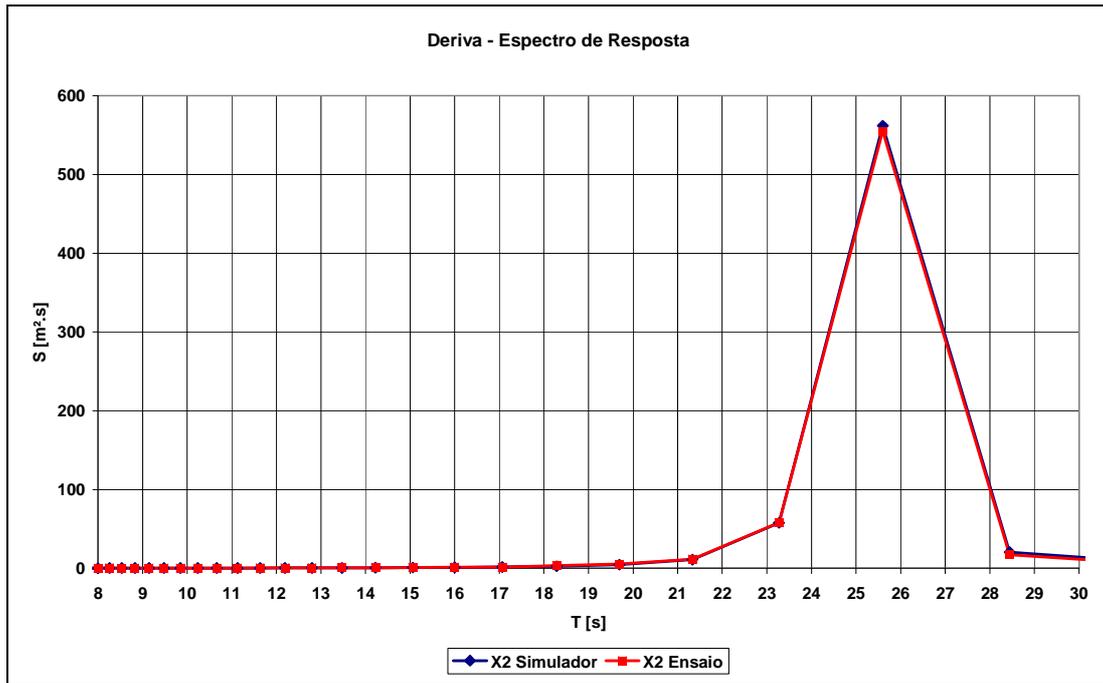


Figura 81 – Espectro de Resposta X2 (FPSO – Sway) – Caso T=25s

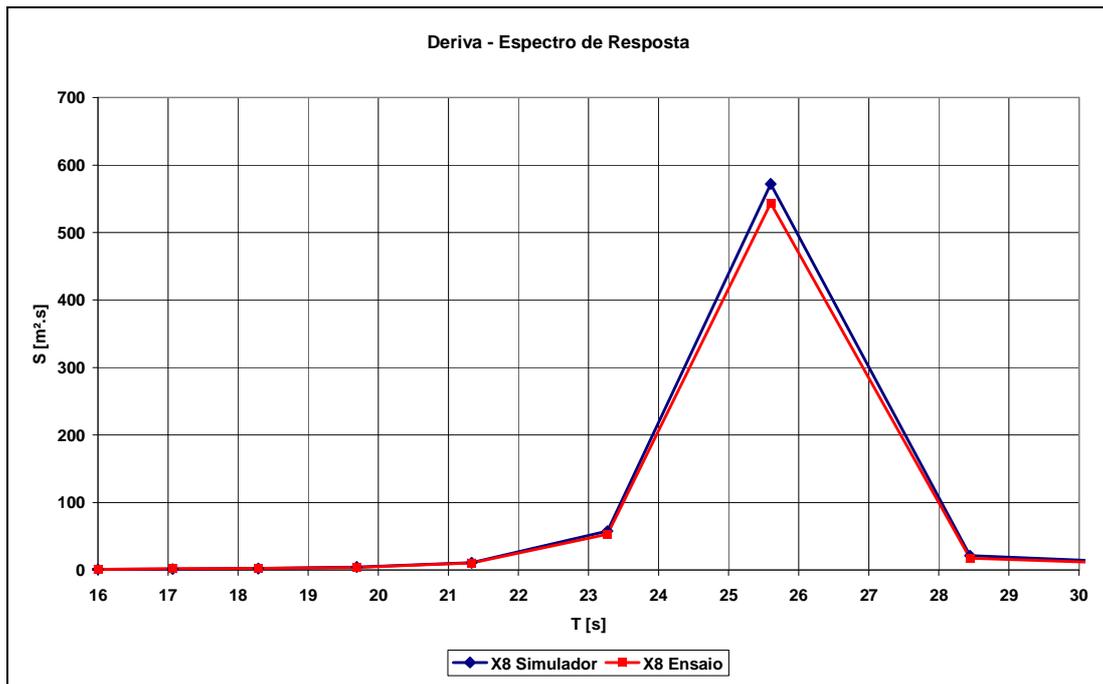


Figura 82 – Espectro de Resposta X8 (TLWP – Sway) – Caso T=25s

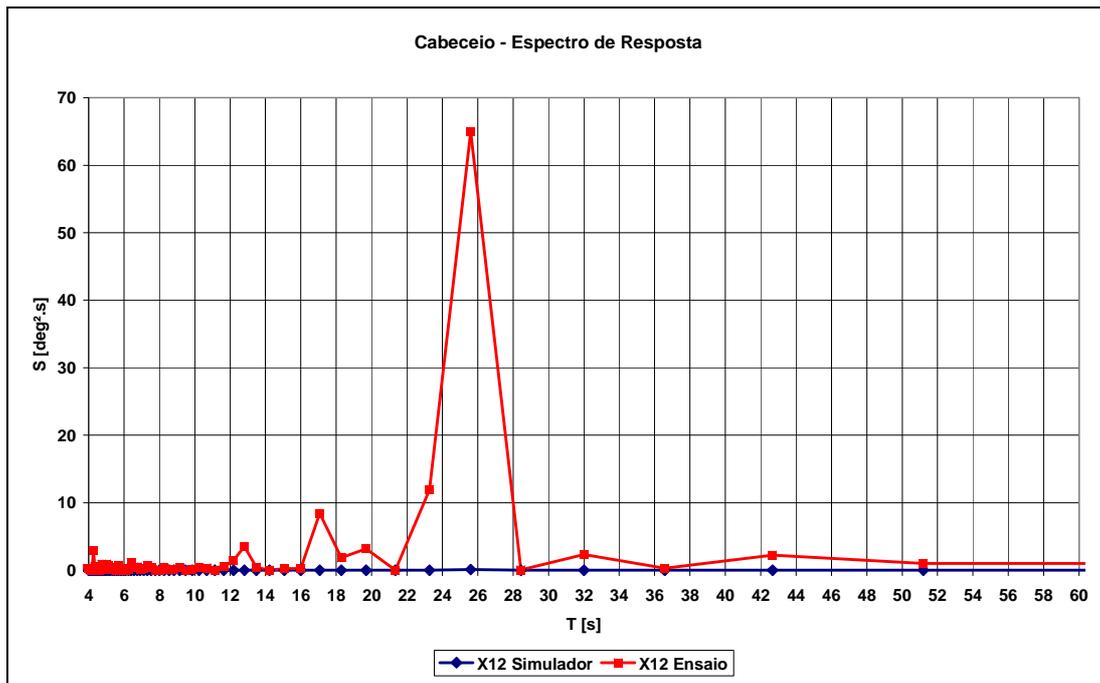


Figura 83 – Espectro de Resposta X12 (TLWP – Yaw) – Caso T=25s

Para o período de 15s o modelo numérico é novamente capaz de representar os resultados experimentais.

Os movimentos X1, X7 e X12 são de amplitude muito pequena e por isso fica difícil a comparação entre numérico e experimental.

Os movimentos X2 e X8 apresentaram ótima concordância entre os resultados numéricos e experimentais.

6 Interpretação dos resultados

Nesta seção serão apresentadas algumas considerações que possibilitem o melhor entendimento dos resultados, tanto experimentais quanto numéricos.

O texto foi dividido em três partes. A primeira é sobre o movimento de cabeceio da TLWP (X12 – *Yaw*), a segunda é sobre a rigidez imposta e o modo de acoplamento entre os movimentos das unidades devido à linha de conexão e o terceiro é sobre o movimento de jogo do FPSO (X4 – *Roll*).

6.1 Movimento de cabeceio (X12 - *Yaw*)

Conforme pode ser verificado nos resultados apresentados, o movimento de cabeceio da TLWP (X12 – *Yaw*) apresenta valores elevados para uma faixa de períodos no dobro da frequência da onda incidente. Nesta seção serão apresentadas algumas considerações sobre este movimento sendo que muitas das argumentações apresentadas no texto são mais tentativas frustradas de interpretar o fenômeno do que a explicação correta do fenômeno.

Inicialmente serão apresentados os resultados obtidos experimentalmente. Alguns dos resultados serão comparados com os resultados obtidos na simulação numérica. Por último serão feitas algumas considerações sobre o período natural do movimento de cabeceio.

6.1.1 Resultados Experimentais

Propõe-se dividir o movimento de cabeceio da TLWP em duas categorias.

A primeira categoria de movimento é referente aos períodos nos quais o movimento de cabeceio da TLWP não foi elevado (faixas de 07 à 11 e de 17 à 25 segundos).

A segunda categoria de movimento é referente aos períodos nos quais o movimento de cabeceio da TLWP foi elevado (faixa de 12 à 15 segundos).

Primeira Categoria

Para a primeira categoria de movimento os espectros de respostas não apresentam um período característico no qual a energia está concentrada. No entanto, pode ser

observado que existe certa coerência entre os movimentos no que tange a distribuição de energia no espectro. Os espectros de resposta para esta categoria são apresentados na figura abaixo. Através dos espectros de resposta deste movimento para esta categoria, verifica-se que os picos dos espectros se apresentam na faixa entre 14 e 22 segundos.

O modelo numérico não conseguiu retratar bem os movimentos de cabeceio nestes casos. Uma hipótese é o fato de o movimento ser de baixa amplitude e decorrente de pequenos “trancos” no sistema (uma hipótese é ser decorrente de alguma assimetria não considerada no modelo), o que faria o sistema oscilar em torno do seu período natural. Por hipótese estes trancos não estão bem representados no modelo numérico.

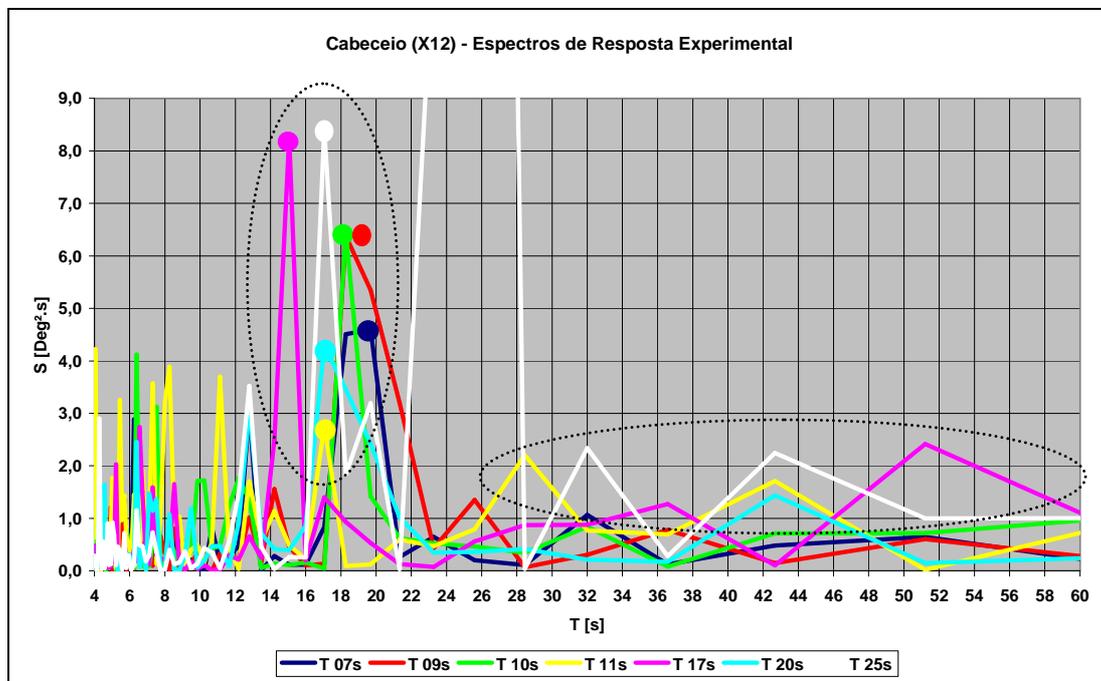


Figura 84 – Espectros de Resposta Experimental X12

Segunda Categoria

Para a segunda categoria de movimento os espectros de respostas apresentam um período característico no qual a energia está concentrada. Este período é o dobro do período da onda incidente.

Um fato interessante sobre esta categoria de movimento é a mudança de padrão de movimento que a TLWP sofre até atingir a condição permanente. Esta mudança de padrão é retratada nas séries temporais apresentadas nas figuras a seguir. A

mudança de padrão foi dividida em fase 1 e fase 2. A fase 1 corresponde ao padrão antes do início do movimento de cabeceio elevado e a fase dois corresponde ao padrão após o estabelecimento do movimento de cabeceio elevado.

A seguir são apresentados os espectros de resposta e as séries temporais dos movimentos da TLWP obtidos experimentalmente.

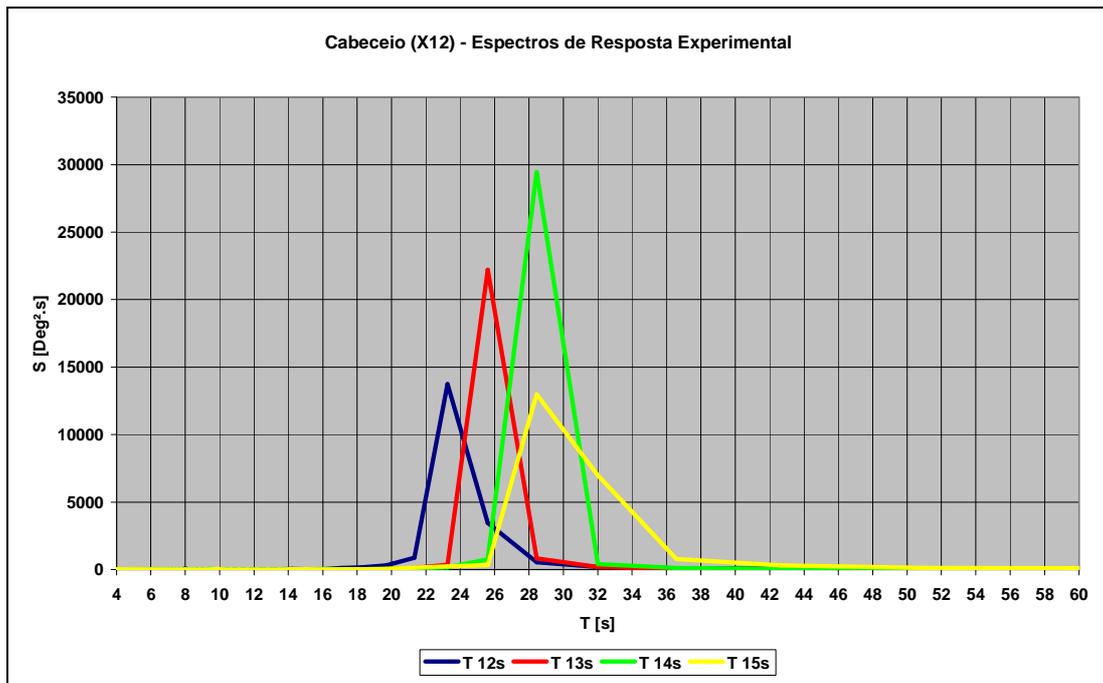


Figura 85 – Espectros de Resposta Experimental X12

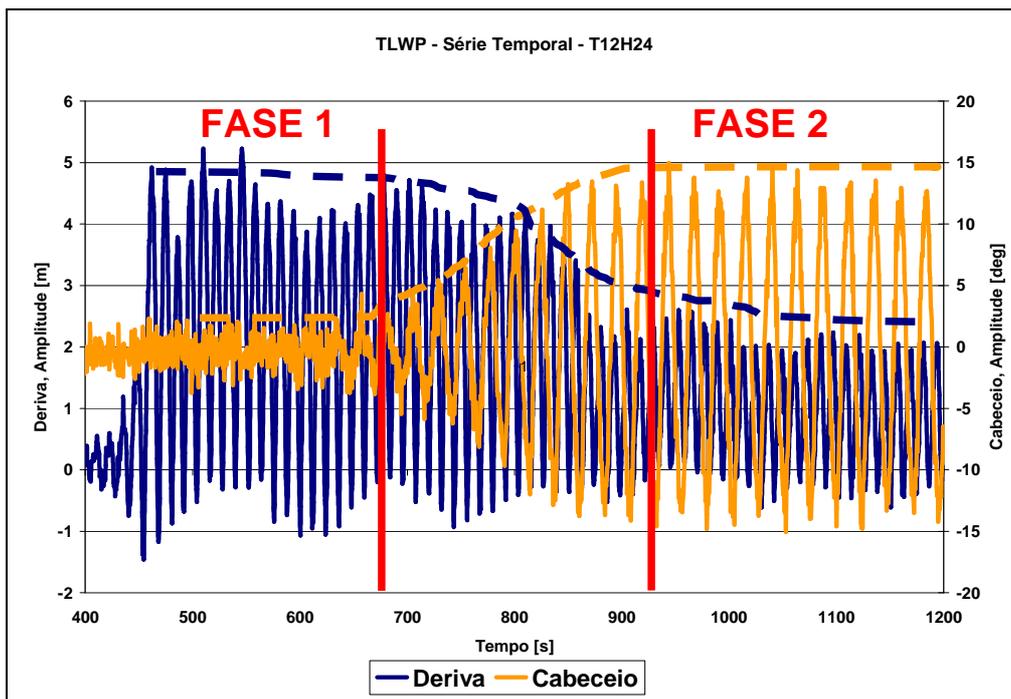


Figura 86 – Série Temporal Experimental TLWP Caso T12H24

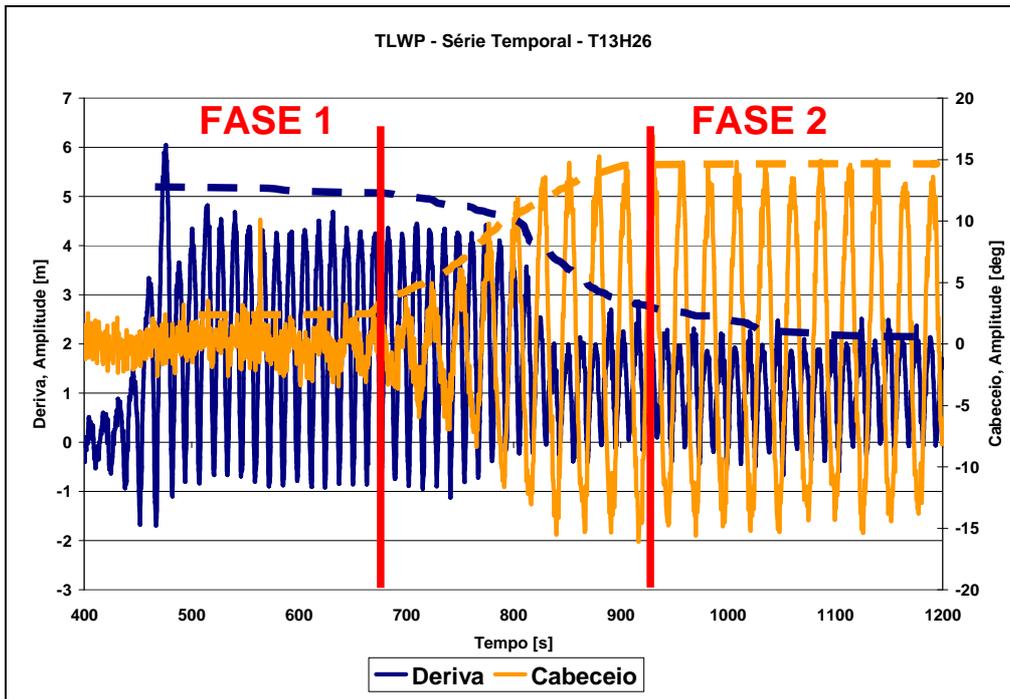


Figura 87 – Série Temporal Experimental TLWP Caso T13H26

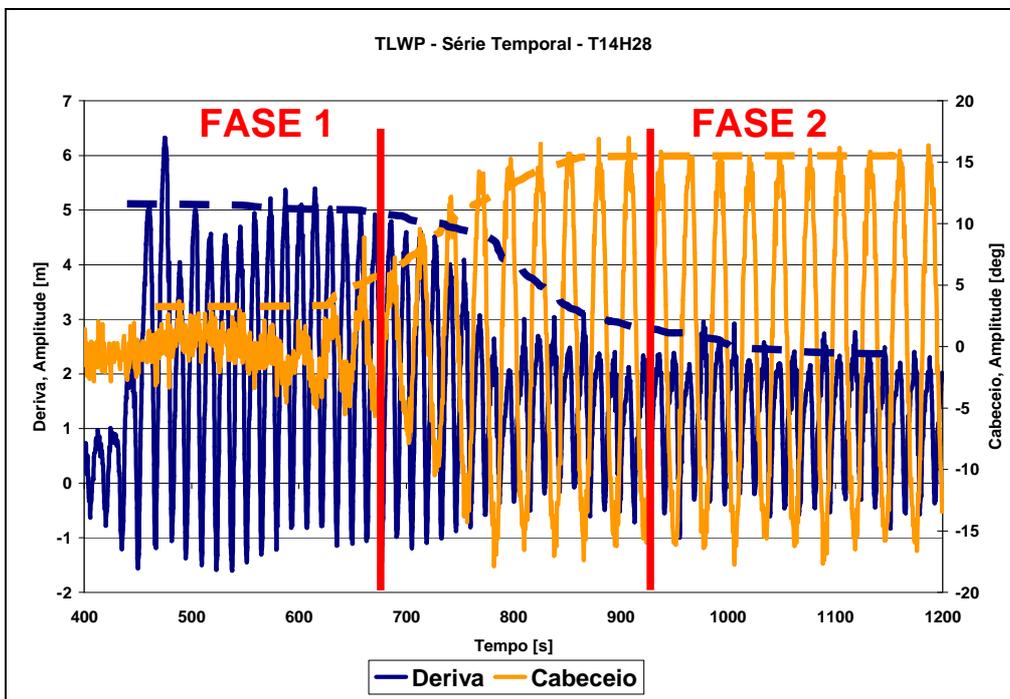


Figura 88 – Série Temporal Experimental TLWP Caso T14H28

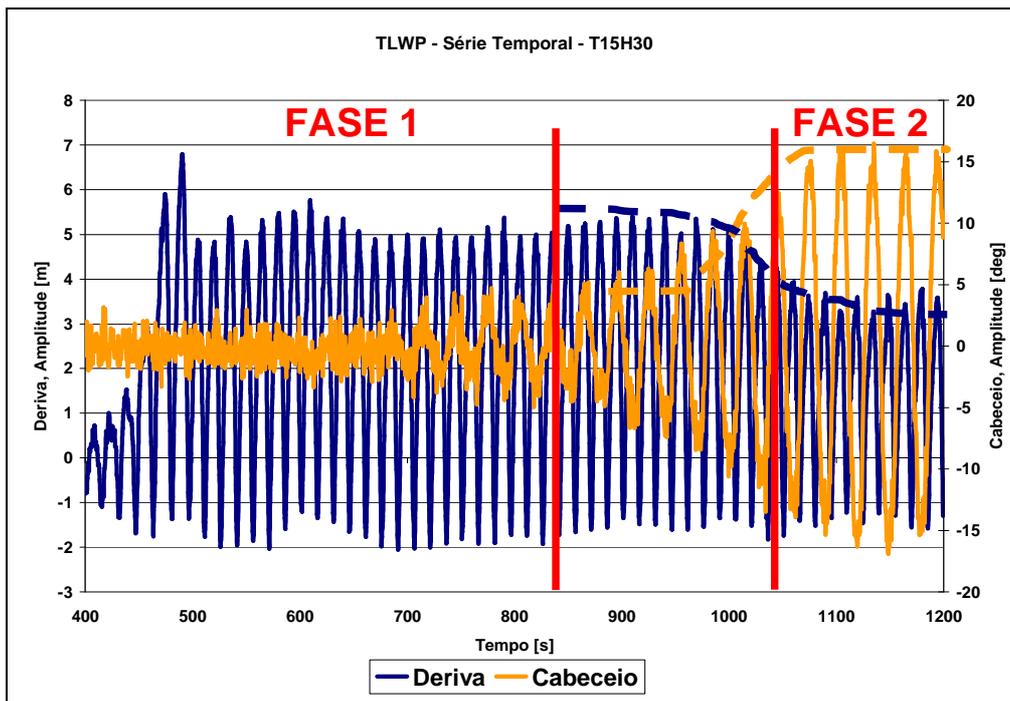


Figura 89 – Série Temporal Experimental TLWP Caso T15H25

De modo a reforçar a correlação existente entre os movimentos de avanço e de cabeceio da TLWP, conforme enfatizado nas conclusões, segue abaixo a série temporal destes dois movimentos para um dos casos apresentados acima.

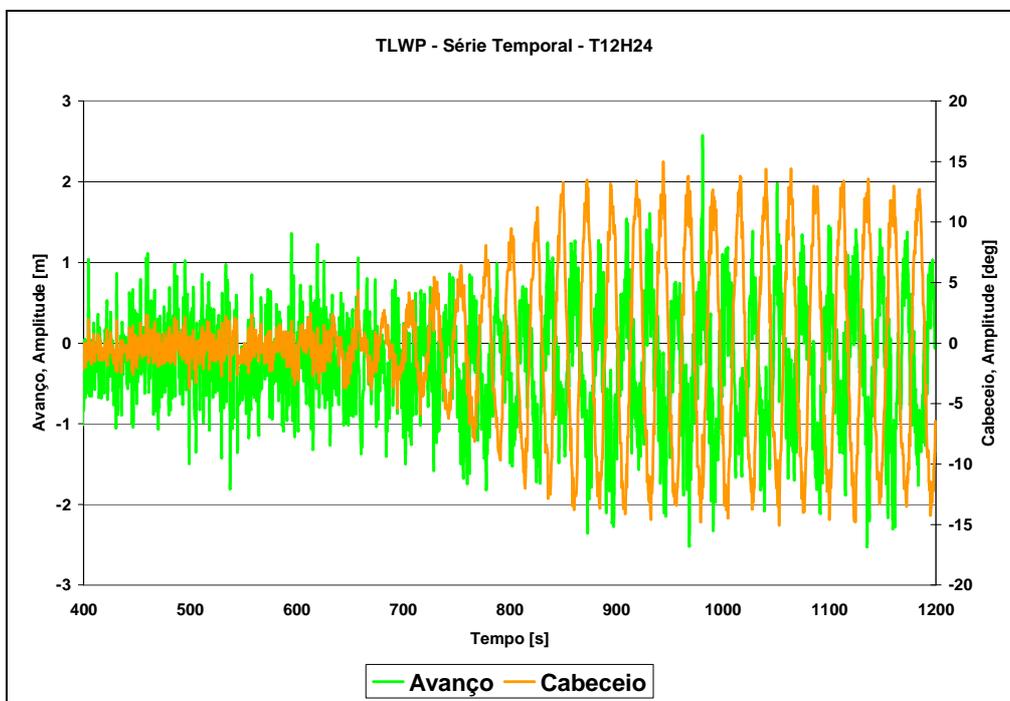


Figura 90 – Série Temporal TLWP Caso T12H24

Como pode ser observado através das séries temporais apresentadas, a primeira fase se caracteriza pelo movimento de deriva maior do que os observados na segunda fase. À medida que o movimento de cabeceio da TLWP vai se constituindo ocorre a diminuição do movimento de deriva.

O mesmo tipo de comportamento pode ser capturado pelos resultados numéricos conforme demonstrado na figura a seguir.

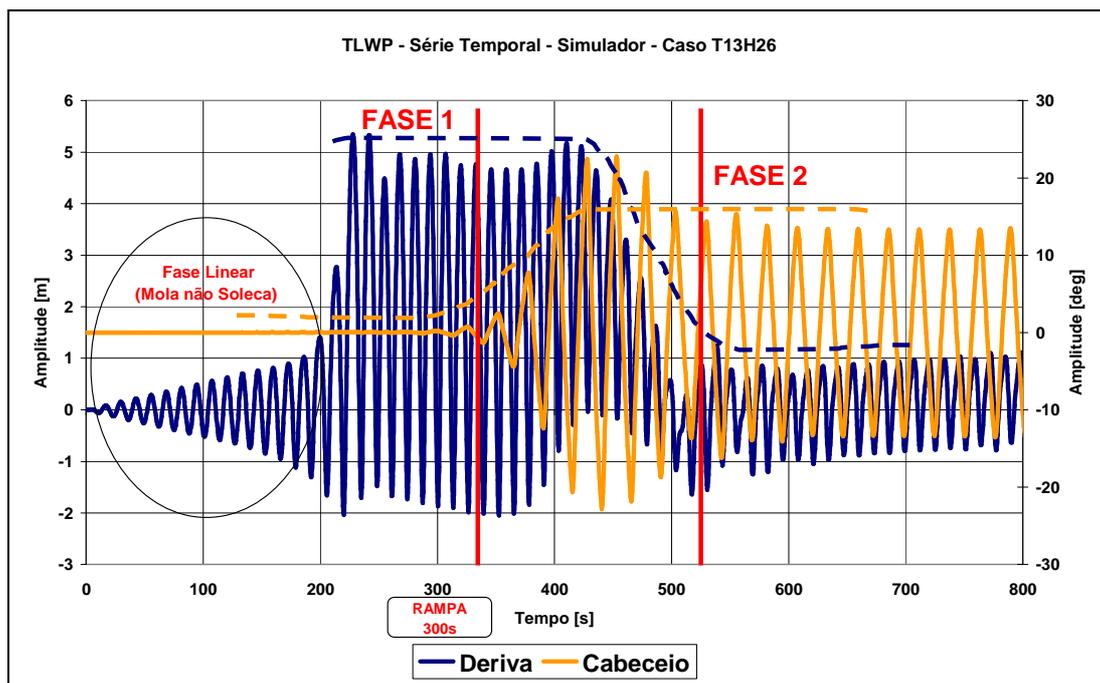


Figura 91 – Série Temporal TLWP – Simulador – Caso T15H25

Nota-se que a taxa de crescimento do movimento de cabeceio durante a transição entre a fase 1 e a fase 2 no caso da simulação numérica é maior do que o verificado experimentalmente. Isto pode indicar que o amortecimento do sistema durante esta fase pode estar subestimado apesar de o movimento estacionário tem boa aderência entre o numérico e o experimental.

6.1.2 Período Natural

A questão sobre o cálculo do período natural do movimento de cabeceio da TLWP não é nada trivial. Isto ocorre devido às seguintes considerações:

- O sistema de conexão não ser considerado uma mola ideal pois não oferece reação quando no seu estado comprimido. Verificou-se experimentalmente que as linhas de conexão afrouxam em todos os casos analisados.
- Outro fato é a razão entre o comprimento das linhas de conexão e as dimensões da plataforma. Devido a estas dimensões serem de mesma ordem a linearização da rigidez devida à conexão fica prejudicada. De modo a agravar a situação exposta, as linhas de conexão apresentam rigidez elástica muito superior em relação às demais linhas de amarração (horizontais). Conforme será evidenciado as linhas de conexão são as maiores responsáveis para a rigidez de cabeceio da TLWP.

Em face da dificuldade de se calcular o período natural do sistema, é proposta a metodologia aproximada abaixo, não com o intuito de acertar o período natural do sistema, mas sim de pelo menos entender mesmo que qualitativamente o fenômeno que foi evidenciado durante os testes experimentais.

A primeira hipótese para o cálculo é assumir que as linhas de conexão se comportam como uma mola ideal.

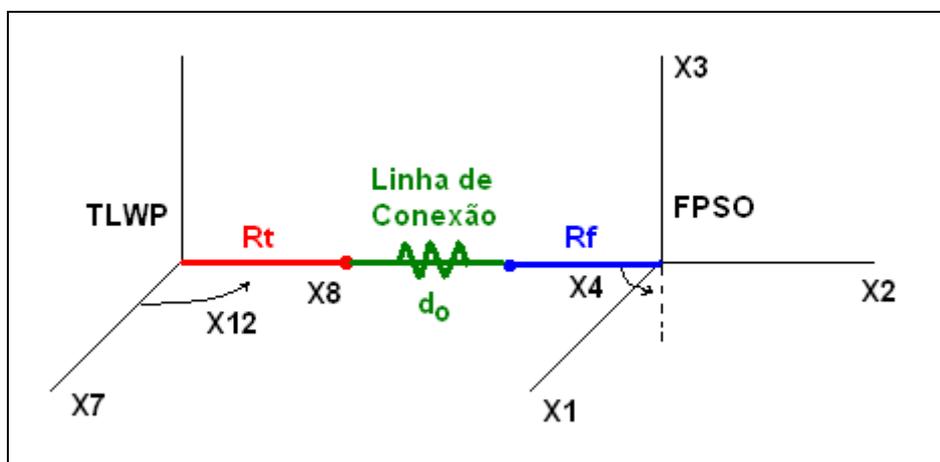


Figura 92 – Esquema do Cálculo do Período Natural de Cabeceio (X12)

Considerando apenas uma excursão em X12 tem-se:

$$dx = Rt \sin X_{12}$$

$$dy = do + Rt (1 - \cos X_{12})$$

$$dz = 0$$

$$lf = \sqrt{dx^2 + dy^2}$$

A variação do comprimento da linha de conexão é:

$$\Delta l = lf - do$$

Considerando a linha de conexão como uma mola ideal, a variação da força na linha pode ser expressa por:

$$\Delta F = EA \Delta l$$

Sendo $K_{linha} = EA$

A força da conexão fica conforme segue.

$$F = K_{linha} \Delta l + Pt$$

De posse do valor da força na linha pode-se calcular a variação do momento de cabeceio conforme segue.

$$\Delta FC_{12} = -Rt F \left[\frac{dx}{lf} \cos(X_{12}) + \frac{dy}{lf} \sin(X_{12}) \right]$$

A expressão pode dividida em duas partes e ser colocada em função de X_{12} conforme segue.

$$\Delta FC_{12} = -Rt (K_{linha} \Delta l + Pt) \left\{ \frac{(Rt \sin X_{12})}{lf} \cos X_{12} + \frac{[do + Rt (1 - \cos X_{12})]}{lf} \sin X_{12} \right\}$$

$$\Delta FC_{12} = -Rt (K_{linha} \Delta l + Pt) \sin X_{12} \left\{ \frac{Rt \cos(X_{12})}{lf} + \frac{[do + Rt (1 - \cos X_{12})]}{lf} \right\}$$

$$\Delta FC_{12} = -Rt [K_{linha} (lf - do) + Pt] \sin X_{12} \left(\frac{do + Rt}{lf} \right)$$

Parte Elástica $\Delta FC_{12} = -Rt K_{linha} (do + Rt) \sin X_{12} \left(1 - \frac{do}{lf} \right)$

Parte Inicial $\Delta FC_{12} = -Rt \frac{Pt}{do} (do + Rt) \sin X_{12} \left(\frac{do}{lf} \right)$

O termo dependente de lf entre colchetes será colocado em função de X_{12} .

$$\begin{aligned} \frac{do}{lf} &= \frac{do}{\sqrt{(Rt \sin X_{12})^2 + (do + Rt (1 - \cos X_{12}))^2}} \\ &= \frac{do}{\left[do^2 \frac{Rt^2}{do^2} \sin^2 X_{12} + do^2 \left(1 + \frac{Rt}{do} - \frac{Rt}{do} \cos X_{12} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{1}{\left[\frac{Rt^2}{do^2} \sin^2 X_{12} + \left(1 + \frac{Rt}{do} - \frac{Rt}{do} \cos X_{12} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{1}{\left[\frac{Rt^2}{do^2} \sin^2 X_{12} + 1 + \frac{Rt^2}{do^2} + \frac{Rt^2}{do^2} \cos^2 X_{12} + 2 \frac{Rt}{do} - 2 \frac{Rt}{do} \cos X_{12} - 2 \frac{Rt^2}{do^2} \cos X_{12} \right]^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{1}{\left[1 + 2 \frac{Rt^2}{do^2} + 2 \frac{Rt}{do} - 2 \frac{Rt}{do} \cos X_{12} - 2 \frac{Rt^2}{do^2} \cos X_{12} \right]^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{1}{\left[1 + 2 \frac{Rt^2}{do^2} (1 - \cos X_{12}) + 2 \frac{Rt}{do} (1 - \cos X_{12}) \right]^{\frac{1}{2}}} \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{\left[1 + 2 \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) (1 - \cos X_{12}) \right]^{1/2}}$$

De modo a simplificar os cálculos o seguinte termo constante será usado

$$C = 2 \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right)$$

Continuando

$$\frac{do}{df} = \frac{1}{[1 + C (1 - \cos X_{12})]^{1/2}}$$

Expandindo o termo acima na serie de Taylor de ordem 2 ao redor de $X_{12}=0$ temos:

$$f(x) \cong f(0) + x \frac{f'(x)}{1!} + x^2 \frac{f''(x)}{2!}$$

$$f(X_{12}) = (1 + C - C \cos X_{12})^{-1/2}$$

$$f(0) = 1$$

$$f'(X_{12}) = -\frac{1}{2} (1 + C - C \cos X_{12})^{-3/2} (C \sin X_{12})$$

$$f'(X_{12}) = -\frac{C}{2} \sin X_{12} (1 + C - C \cos X_{12})^{-3/2}$$

$$f'(0) = 0$$

$$f''(X_{12}) = -\frac{C}{2} \left[\cos X_{12} (1 + C - C \cos X_{12})^{-3/2} + \sin X_{12} \frac{3}{2} (1 + C - C \cos X_{12})^{-5/2} C \sin X_{12} \right]$$

$$f''(X_{12}) = -\frac{C}{2} \left[\cos X_{12} (1 + C - C \cos X_{12})^{-3/2} + \frac{3C}{2} \sin^2 X_{12} (1 + C - C \cos X_{12})^{-5/2} \right]$$

$$f''(0) = -\frac{C}{2}$$

Portanto após a expansão temos

$$\frac{do}{lf} \cong 1 + X_{12} - X_{12}^2 \frac{C}{4}$$

$$\frac{do}{lf} \cong 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^2$$

Voltando aos termos da equação

$$\text{Parte Elástica} \quad \Delta FC_{12} = -Rt K_{linha} (do + Rt) \sin X_{12} \frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^2$$

$$\text{Parte Inicial} \quad \Delta FC_{12} = -Rt \frac{Pt}{do} (do + Rt) \sin X_{12} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^2 \right)$$

Utilizando a aproximação abaixo temos

$$\sin X_{12} \cong X_{12}$$

$$\text{Parte Elástica} \quad \Delta FC_{12} = -Rt K_{linha} \frac{(do + Rt)}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^3$$

$$\text{Parte Inicial} \quad \Delta FC_{12} = -Rt \frac{Pt}{do} (do + Rt) \left(X_{12} - \frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^3 \right)$$

Com isso percebe-se que a rigidez possui dois termos principais:

- O primeiro relacionado à pré-tração inicial da linha que pode ser linearizado ou decomposto nos termos linear e cúbico.
- O segundo termo relacionado à elasticidade da linha. Este termo não pode ser linearizado pois o primeiro termo da expansão é cúbico.

Ao separar o termo linear e cúbico podemos expressar a rigidez de cabeceio devido às linhas de conexão da seguinte maneira:

$$K_{12,12} = C_1 X_{12} + C_3 X_{12}^3$$

Sendo

$$C_1 = Rt \frac{Pt}{do} (do + Rt)$$

$$C_3 = Rt \left(K_{linha} - \frac{Pt}{do} \right) \frac{(do + Rt)}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right)$$

O valor de C_1 é $5,12E+05$ kN.m/rad e o valor de C_3 $2,84E+07$ kN.m/rad³ no caso do sistema estudado. A razão entre o termo cúbico e o linear é de aproximadamente 50 vezes o que indica a forte não linearidade do sistema.

De modo a verificar a aproximação acima se calculou o valor do momento de cabeceio utilizando a aproximação proposta e também o valor do momento exato. Nas figuras a seguir são apresentados os resultados e o erro relativo da aproximação.

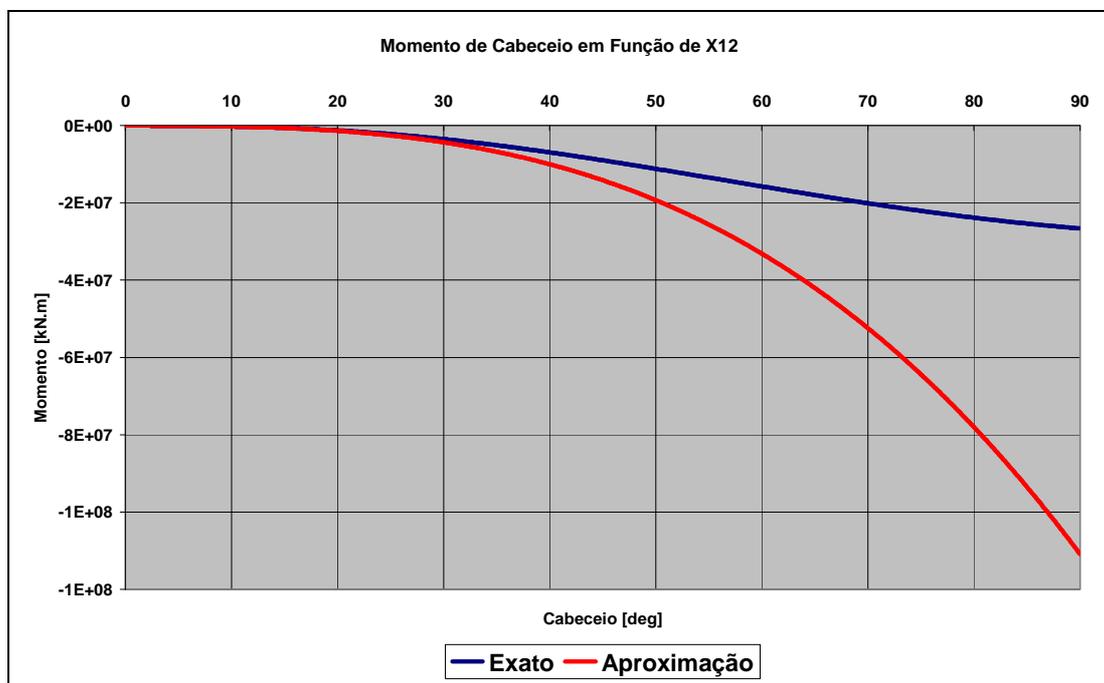


Figura 93 – Cálculo do Momento de Cabeceio da TLWP em Função de X12 (Yaw)

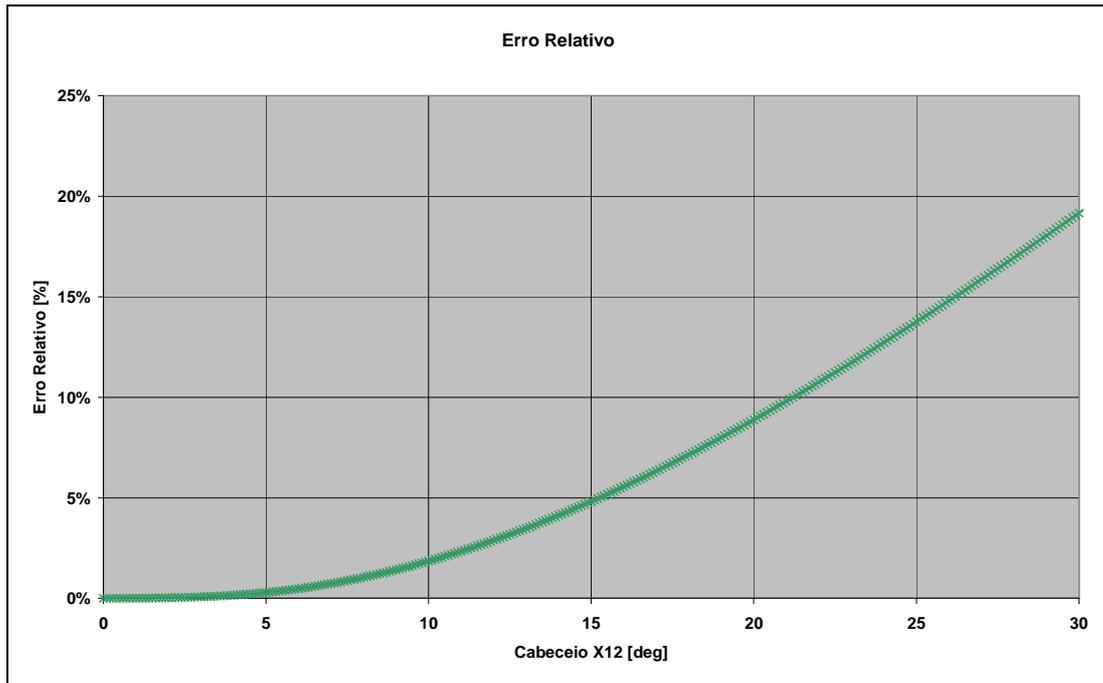


Figura 94 – Erro relativo do cálculo aproximado do momento de cabeceio (X12)

Segue abaixo um gráfico dos resultados dos cálculos do momento exato e através das aproximações cúbica e linear e outra somente utilizando o termo linear. Conforme pode ser constatado, a aproximação linear não possui boa aderência com o momento exato para o intervalo apresentado.

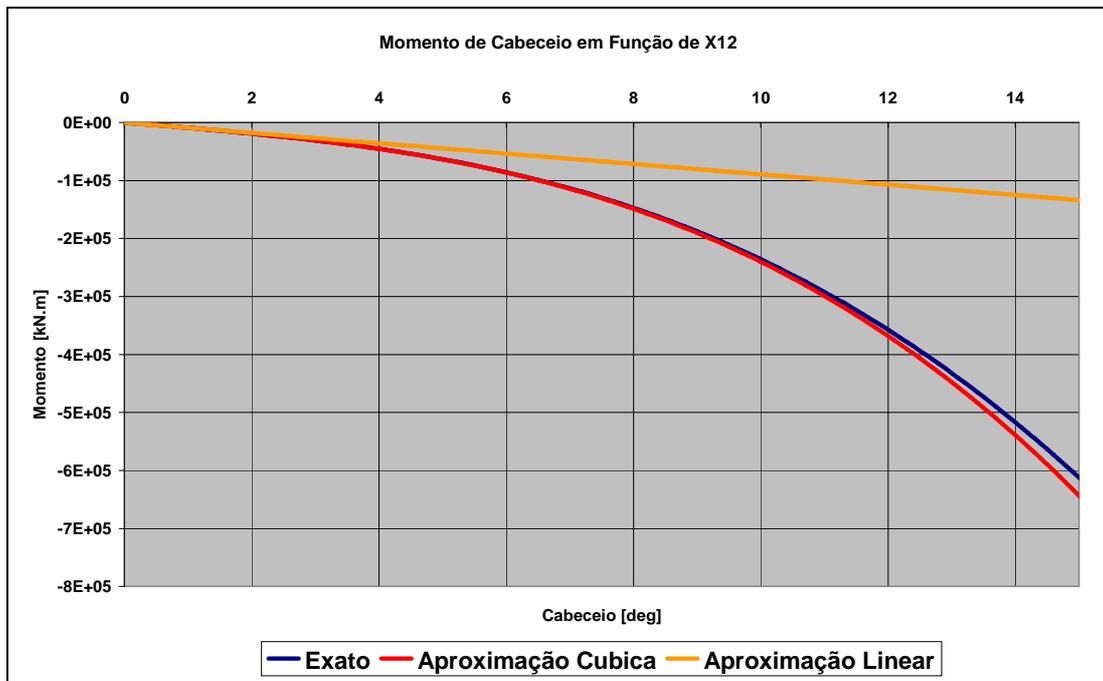


Figura 95 – Comparação do Cálculo do Momento de Cabeceio (X12)

Agora que se desenvolveu a equação do momento restaurador do movimento de cabeceio o período natural do sistema pode ser calculado utilizando a metodologia abaixo [14].

A equação massa mola para o movimento de cabeceio pode ser expressa conforme segue.

$$(M_{1212} + A_{1212}) \ddot{X}_{12} + f(X_{12}) = 0$$

Sabendo que

$$\dot{X}_{12} = \frac{dX_{12}}{dt}$$

$$\frac{d^2 X_{12}}{dt^2} = \frac{d\dot{X}_{12}}{dt} = \frac{d\dot{X}_{12}}{dX_{12}} \frac{dX_{12}}{dt} = \dot{X}_{12} \frac{d\dot{X}_{12}}{dX_{12}}$$

Temos

$$(M_{1212} + A_{1212}) \left(\dot{X}_{12} \frac{d\dot{X}_{12}}{dX_{12}} \right) + f(X_{12}) = 0$$

$$(M_{1212} + A_{1212}) (\dot{X}_{12} \cdot d\dot{X}_{12}) = -f(X_{12}) dX_{12}$$

Substituindo pelos coeficientes desenvolvidos anteriormente

$$(M_{1212} + A_{1212}) (\dot{X}_{12} d\dot{X}_{12}) = -(C_1 X_{12} + C_3 X_{12}^3) dX_{12}$$

Integrando

$$\int_{\dot{X}_{12}, T=0s}^{\dot{X}_{12}} (M_{1212} + A_{1212}) \dot{X}_{12} d\dot{X}_{12} = - \int_{X_{12}, T=0}^{X_{12}} (C_1 X_{12} + C_3 X_{12}^3) dX_{12}$$

Supondo que em T=0 temos

$$\dot{X}_{12} = 0$$

$$X_{12} = A$$

A equação fica

$$(M_{1212} + A_{1212}) \frac{\dot{X}_{12}^2}{2} = \left(C_1 \frac{A^2}{2} + C_3 \frac{A^4}{4} \right) - \left(C_1 \frac{X_{12}^2}{2} + C_3 \frac{X_{12}^4}{4} \right)$$

$$\dot{X}_{12} = \sqrt{\frac{\left(C_1 A^2 + C_3 \frac{A^4}{2} \right) - \left(C_1 X_{12}^2 + C_3 \frac{X_{12}^4}{2} \right)}{(M_{1212} + A_{1212})}}$$

$$dt = \sqrt{\frac{(M_{1212} + A_{1212})}{\left(C_1 A^2 + C_3 \frac{A^4}{2} \right) - \left(C_1 X_{12}^2 + C_3 \frac{X_{12}^4}{2} \right)}} dX_{12}$$

Integrando

$$\int_0^T dt = 4 \int_0^A \sqrt{\frac{(M_{1212} + A_{1212})}{\left(C_1 A^2 + C_3 \frac{A^4}{2} \right) - \left(C_1 X_{12}^2 + C_3 \frac{X_{12}^4}{2} \right)}} dX_{12}$$

Não se conhece ainda solução analítica para a integral abaixo.

$$T = 4 \int_0^A \sqrt{\frac{(M_{1212} + A_{1212})}{\left(C_1 A^2 + C_3 \frac{A^4}{2} \right) - \left(C_1 X_{12}^2 + C_3 \frac{X_{12}^4}{2} \right)}} dX_{12}$$

Resolvendo a integral numericamente é possível obter uma relação entre o período natural do sistema e a amplitude do movimento. O importante é o fato de o período natural ser dependente da amplitude. No caso em que a restauração do sistema é somente linear, o período natural é independente da amplitude do movimento. A relação entre período natural e amplitude do movimento para o sistema estudado é apresentada no gráfico a seguir. O valor de C_1 para o cálculo proposto incorporou o valor da rigidez linear do sistema de amarração da TLWP (tendões). No gráfico é calculado o período natural do sistema considerando a equação acima e também considerando somente o termo cúbico C_3 .

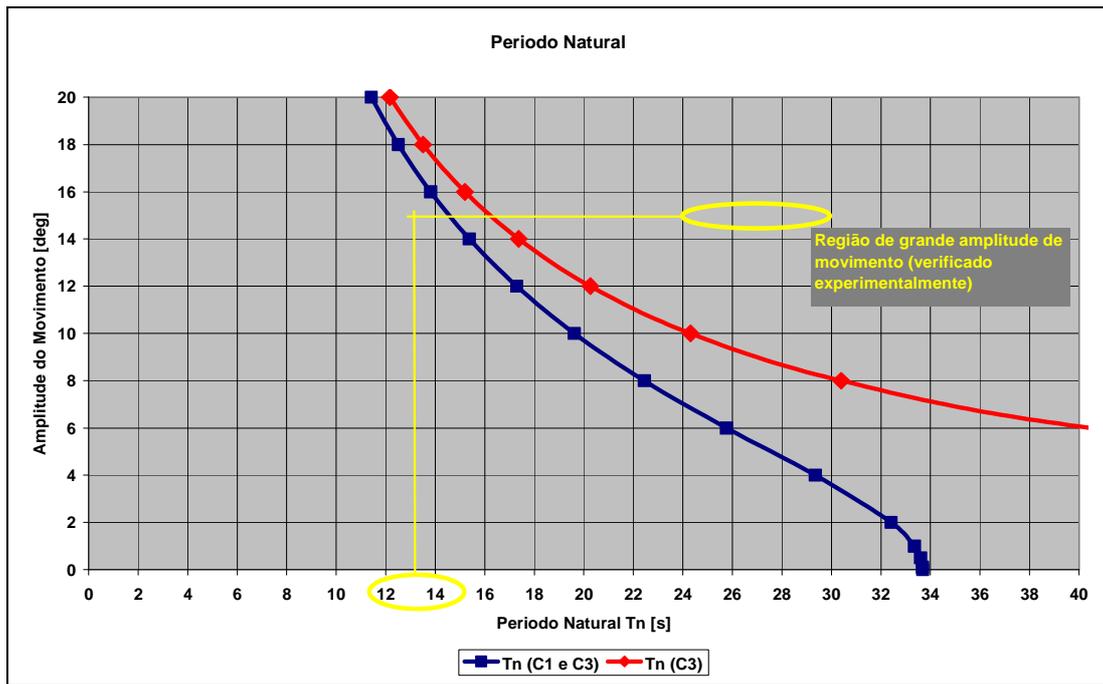


Figura 96 – Período Natural (X12)

As curvas de resposta para um sistema de oscilação forçada não linear com restauração cúbica são curvas que dependem da magnitude da força e ficam no contorno da curva do período natural do sistema [14]. O gráfico a seguir indica qualitativamente como estas curvas se comportam em torno do período natural.

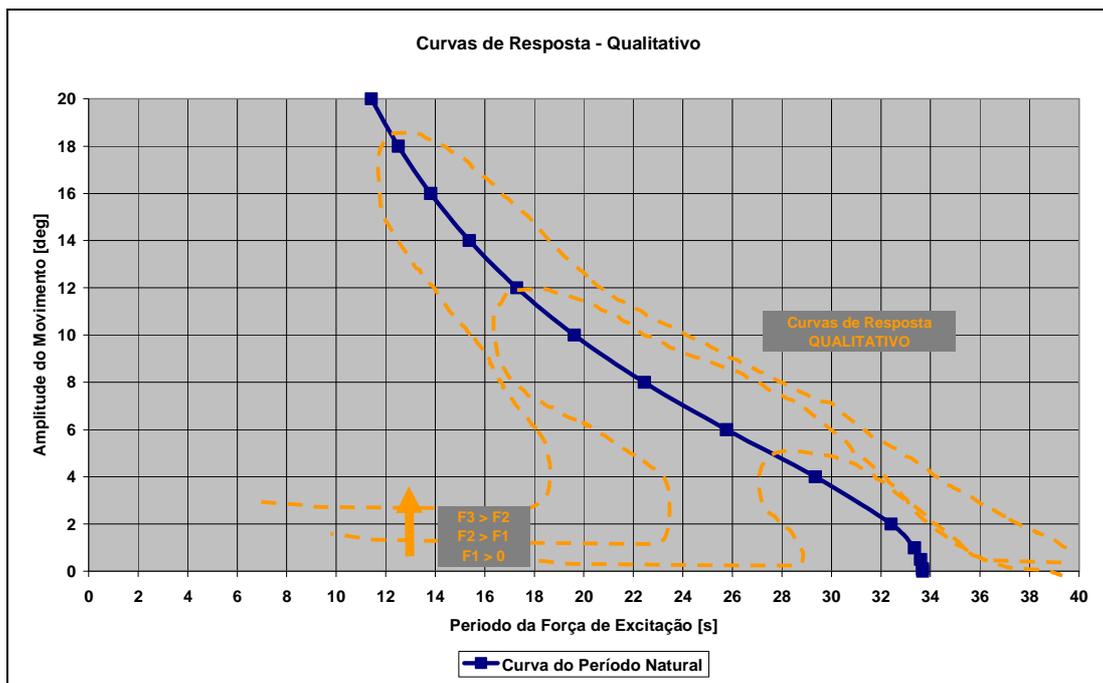


Figura 97 – Curvas de Resposta (X12) – Qualitativo

Uma consideração que deve ser feita é o fato da rigidez a linha ser dependente da pré-tração do sistema e, por conseqüência, o período natural também.

Adicionalmente o sistema de conexão não funciona como uma mola perfeita e em determinados momentos a força na linha de conexão fica com valor zero. Nestes casos a rigidez média do sistema fica menor do que a calculada e as curvas do gráfico acima se deslocariam para períodos maiores.

No entanto, mesmo com os erros apresentados acima, a região na qual o movimento de cabeceio foi elevado está próxima da curva do período natural calculado se considerarmos não o movimento de cabeceio mas sim o período da onda.

Por último, com o objetivo de esclarecer o cálculo proposto, no caso em que a restauração do sistema é linear a equação fica reduzida da seguinte maneira.

$$T = 4 \sqrt{\frac{(M_{1212} + A_{1212})}{C1}} \int_0^A \sqrt{\frac{1}{A^2 - X_{12}^2}} dX_{12}$$

Utilizando a transformação de variáveis abaixo

$$X_{12} = A \sin \theta$$

$$dX_{12} = A \cos \theta d\theta$$

Temos

$$T = 4 \sqrt{\frac{(M_{1212} + A_{1212})}{C1}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{1}{A^2 (1 - \sin^2 \theta)}} A \cos \theta d\theta$$

$$T = 4 \sqrt{\frac{(M_{1212} + A_{1212})}{C1}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} 1 d\theta$$

$$T = 2 \pi \sqrt{\frac{(M_{1212} + A_{1212})}{C1}}$$

Que corresponde à fórmula conhecido para o sistema massa mola não amortecido.

6.2 Acoplamento das Linhas de Conexão

Nesta seção serão apresentadas questões sobre a rigidez devida as linhas de conexão e o seu impacto no acoplamento entre os movimentos das unidades.

Novamente o texto apresentado trata-se de uma tentativa de entender os resultados obtidos e não é de todo o suficiente para explicar os resultados.

De modo a estruturar os argumentos do texto e dividir o modo de acoplamento em categorias, os acoplamentos foram divididos em angular x linear e linear x linear. Os acoplamentos angular x angular não foram abordados uma vez que na posição de equilíbrio do sistema não haveria acoplamento angular x angular entre as unidades devido às linhas de conexão para os graus de liberdade que estão sendo estudados.

Ao final da seção será apresentado um quadro resumo das relações obtidas.

A metodologia utilizada foi:

- Escolhe-se um grau de liberdade independente (angular ou linear dependendo do caso).
- Apresenta-se a equação da força de conexão para o grau de liberdade dependente de interesse (no caso linear), assumindo todos os graus de liberdade com movimento nulo, menos o termo independente é claro.
- Expande-se a força da conexão em série de Taylor
- Assume-se o movimento do grau de liberdade independente como um movimento harmônico de frequência ω .
- Verifica-se a força para o grau de liberdade dependente.

A metodologia proposta apresenta as principais características da rigidez devido às linhas de conexão pois relaciona o movimento de grau de liberdade com as forças para outro grau de liberdade.

Adicionalmente, ao se impor a condição de movimento harmônico de frequência ω para o grau de liberdade independente pode-se verificar o impacto em termos de frequência para o grau de liberdade dependente. Isto não caracteriza a dinâmica do sistema, mas é um forte indicativo das possíveis relações de frequência evidenciadas nos resultados obtidos.

Utilizando a formulação apresentada em 3.4.6, temos o seguinte.

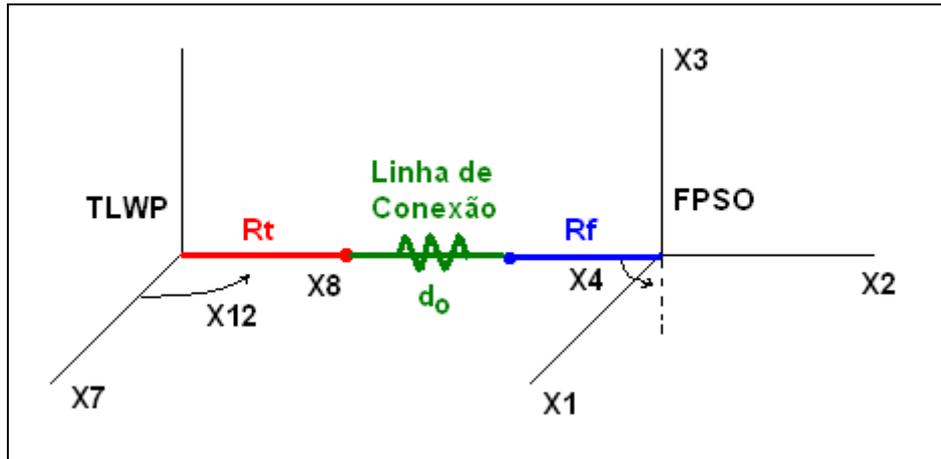


Figura 98 – Esquema do Cálculo das Forças da Conexão

Temos:

$$dx = X_1 - X_7 + Rt \sin X_{12}$$

$$dy = do + (X_2 - X_8) + Rt (1 - \cos X_{12})$$

$$dz = X_3 - Rf \sin X_4$$

$$lf = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$$

A variação do comprimento da linha de conexão é:

$$\Delta l = lf - do$$

Se a linha de conexão fosse uma mola ideal, a força resultante na linha poderia ser expressa por:

$$\Delta F = EA \Delta l$$

Sendo $K_{linha} = EA$

Diferente do que foi utilizado no modelo anterior, assume-se que a linha de conexão pode sofrer compressão e, portanto a força da conexão em função do deslocamento fica limitada conforme segue.

$$F = K_{linha} \Delta l + Pt$$

De posse do valor da força na linha calcula-se a variação da força para as direções de interesse conforme segue.

$$FC_1 = -F \frac{dx}{lf}$$

$$FC_2 = -F \frac{dy}{lf} + Pt$$

$$FC_7 = F \frac{dx}{lf}$$

$$FC_8 = F \frac{dy}{lf} - Pt$$

6.2.1 Angular x Linear

Nesta seção serão apresentadas as relações entre os movimentos angulares X4 (FPSO – Roll) e X12 (TLWP – Yaw) com os movimentos lineares X1, X2, X7 e X8 (FPSO – Surge e Sway e TLWP – Surge e Sway, respectivamente).

Primeiro serão apresentadas as relações entre os movimentos angulares (X4 e X12) e os movimentos de avanço das unidades (X1 e X7).

Inicialmente considera-se o movimento independente X12 (TLWP – Cabeceio – Yaw) e o movimento dependente X1 (FPSO – Avanço – Surge).

$$dx = Rt \sin X_{12}$$

$$dy = do + Rt (1 - \cos X_{12})$$

$$dz = 0$$

$$lf = \sqrt{(Rt \sin X_{12})^2 + (do + Rt(1 - \cos X_{12}))^2}$$

$$FC_1 = -F \frac{dx}{lf}$$

$$FC_1 = -(K_{linha} \Delta l + Pt) \frac{Rt \sin X_{12}}{lf}$$

$$FC_1 = -Pt \frac{Rt \sin X_{12}}{lf} - K_{linha} \left(1 - \frac{do}{lf}\right) (Rt \sin X_{12})$$

$$FC_1 = - \left[\frac{Pt}{do} \left(\frac{do}{lf}\right) + K_{linha} \left(1 - \frac{do}{lf}\right) \right] (Rt \sin X_{12})$$

Do desenvolvimento em expansão de série de Taylor do termo abaixo de acordo com a seção anterior tem-se.

$$\frac{do}{lf} = \frac{do}{\sqrt{(Rt \sin X_{12})^2 + (do + Rt(1 - \cos X_{12}))^2}}$$

$$\frac{do}{lf} \cong 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^2$$

Substituindo na equação da força tem-se.

$$FC_1 \cong - \left[\frac{Pt}{do} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^2 \right) + K_{linha} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^2 \right) \right] (Rt \sin X_{12})$$

$$FC_1 \cong - \frac{Pt}{do} (Rt \sin X_{12}) - \left(K_{linha} - \frac{Pt}{do} \right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^2 \right] (Rt \sin X_{12})$$

Expandindo o termo de seno de X12 em série de Taylor, utilizando primeiro termo não nulo temos e substituindo na equação tem-se.

$$FC_1 \cong -\frac{Pt}{do} Rt X_{12} - \left(K_{linha} - \frac{Pt}{do} \right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) \right] Rt X_{12}^3$$

Desconsiderando o termo de ordem superior tem-se

$$FC_1 \cong -\frac{Pt}{do} Rt X_{12}$$

A rigidez K_{112} pode então ser aproximada por:

$$K_{112} \cong \frac{Pt}{do} Rt$$

Assumindo o movimento harmônico de X_{12} com frequência ω e amplitude A temos

$$FC_1 \cong -\frac{Pt}{do} Rt A \cdot \cos(\omega t)$$

Portanto a força está na mesma frequência do movimento do termo independente.

A dedução acima pode ser utilizada ao se considerar o movimento independente X_{12} (TLWP – Cabeceio – Yaw) e o movimento dependente X_7 (TLWP – Avanço – Surge) com a devida atenção ao sinal. Assim tem-se.

$$FC_7 \cong \frac{Pt}{do} Rt X_{12}$$

A rigidez K_{712} pode então ser aproximada por:

$$K_{712} \cong -\frac{Pt}{do} Rt$$

Assumindo o movimento harmônico de X_{12} com frequência ω e amplitude A temos

$$FC_7 \cong \frac{Pt}{do} Rt A \cdot \cos(\omega t)$$

Portanto a força está na mesma freqüência do movimento do termo independente.

Interessante é o fato de que ao se inverter o termo independente e o dependente, a rigidez obtida é igual e assim tem-se.

$$K_{121} \cong \frac{Pt}{do} Rt$$

$$K_{127} \cong -\frac{Pt}{do} Rt$$

Adicionalmente pode-se afirmar que as relações entre os períodos também se mantêm.

Para concluir as relações entre os movimentos angulares e os movimentos de avanço das unidades é possível verificar que o movimento angular X4 (FPSO – Jogo – Roll) não proporciona força na direção de avanço. Segue abaixo um quadro resumo das relações obtidas.

Tabela 13 – Movimento Angular x Avanço (Surge)

Variável Independente (X)	FC1	FC7	K1X	K7X
X12	Força na mesma freqüência ω	Força na mesma freqüência ω	$K_{112} \cong \frac{Pt}{do} Rt$	$K_{712} \cong -\frac{Pt}{do} Rt$
X4	-	-	-	-

Isto mostra a forte correlação verificada nos resultados entre os movimentos e avanço (surge) das unidades com o movimento de cabeceio (yaw) da TLWP.

Agora serão verificadas as relações entre os movimentos angulares (X4 e X12) e os movimentos de deriva (sway) das unidades (X2 e X8).

Inicialmente considera-se o movimento independente X12 (TLWP – Cabeceio – Yaw) e o movimento dependente X2 (FPSO – Deriva – Sway).

$$dx = Rt \sin X_{12}$$

$$dy = do + Rt (1 - \cos X_{12})$$

$$dz = 0$$

$$lf = \sqrt{(Rt \sin X_{12})^2 + (do + Rt (1 - \cos X_{12}))^2}$$

$$FC_2 = -F \frac{dy}{lf} + Pt$$

$$FC_2 = -(K_{linha} \Delta l + Pt) \frac{dy}{lf} + Pt$$

$$FC_2 = -K_{linha} \left(1 - \frac{do}{lf}\right) [do + Rt (1 - \cos X_{12})] + Pt \left[1 - \frac{do + Rt (1 - \cos X_{12})}{lf}\right]$$

$$FC_2 = -K_{linha} \left(1 - \frac{do}{lf}\right) [do + Rt (1 - \cos X_{12})] + Pt \left[1 - \frac{do}{lf} - \frac{do}{lf} \frac{Rt (1 - \cos X_{12})}{do}\right]$$

$$FC_2 = -K_{linha} \left(1 - \frac{do}{lf}\right) [do + Rt (1 - \cos X_{12})] + Pt \left\{1 - \frac{do}{lf} \left[1 + \frac{Rt (1 - \cos X_{12})}{do}\right]\right\}$$

Do desenvolvimento em expansão de série de Taylor do termo abaixo de acordo com a seção anterior tem-se.

$$\frac{do}{lf} = \frac{do}{\sqrt{(Rt \sin X_{12})^2 + (do + Rt (1 - \cos X_{12}))^2}}$$

$$\frac{do}{lf} \cong 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right) X_{12}^2$$

Para facilitar a dedução será utilizado o termo constante abaixo.

$$\frac{do}{lf} \cong 1 - Cr X_{12}^2$$

Sendo

$$Cr = \frac{1}{2} \left(\frac{Rt}{do} + \frac{Rt^2}{do^2} \right)$$

Substituindo na equação da força tem-se.

$$FC_2 \cong -K_{linha} (Cr X_{12}^2) [do + Rt (1 - \cos X_{12})] + Pt \left\{ Cr X_{12}^2 \left[1 + \frac{Rt (1 - \cos X_{12})}{do} \right] \right\}$$

Expandindo o termo de cosseno de X12 em série de Taylor, utilizando primeiro termo não nulo temos e substituindo na equação tem-se.

$$FC_2 \cong -K_{linha} do Cr X_{12}^2 + Pt Cr X_{12}^2$$

$$FC_2 \cong (-K_{linha} do + Pt) Cr X_{12}^2$$

Através da equação acima se evidencia que o termo linear não existe sendo que a característica da rigidez é quadrática. O sinal da força depende da magnitude entre a rigidez das linhas de conexão e o seu comprimento em relação à pré-tração da linha de conexão. Adicionalmente verifica-se que dado um deslocamento angular a força da conexão será sempre no mesmo sentido, indiferente se o deslocamento for positivo ou negativo.

Portanto não é possível obter uma aproximação para a rigidez K_{212} .

Assumindo o movimento harmônico de X12 com frequência ω e amplitude A temos

$$FC_2 \cong (-K_{linha} do + Pt) Cr [A \cdot \cos(\omega t)]^2$$

Desenvolvendo tem-se:

$$FC_2 \cong (-K_{linha} do + Pt) Cr \left[\frac{A^2}{2} - \frac{A^2}{2} \cos(2\omega t) \right]$$

Portanto a força, além de apresentar um termo constante, está no dobro da frequência do movimento do termo independente.

A dedução acima pode ser utilizada ao se considerar o movimento independente X12 (TLWP – Cabeceio – *Yaw*) e o movimento dependente X8 (TLWP – Deriva – *Sway*) com a devida atenção ao sinal. Isto permite obter as mesmas conclusões do termo anterior. Assim tem-se.

$$FC_8 \cong (K_{linha} do - Pt) Cr X_{12}^2$$

As relações entre o movimento angular X4 (FPSO – Jogo – *Roll*) e os movimentos de deriva (*sway*) das unidades, X2 e X8, são similares às que foram obtidas para o movimento angular de cabeceio (*yaw*) da TLWP X12.

$$dx = 0$$

$$dy = do$$

$$dz = -Rf \sin X_4$$

$$lf = \sqrt{do^2 + (Rf \sin X_4)^2}$$

$$FC_2 = -(K_{linha} \Delta l + Pt) \frac{do}{lf} + Pt$$

$$FC_2 = -K_{linha} do \left(1 - \frac{do}{lf} \right) + Pt \left(1 - \frac{do}{lf} \right)$$

$$FC_2 = (-K_{linha} do + Pt) \left(1 - \frac{do}{lf} \right)$$

Neste caso temos

$$\frac{do}{lf} = \frac{do}{\sqrt{do^2 + (Rf \sin X_4)^2}}$$

Expandindo na série de Taylor tem-se

$$f(X_4) = \left(1 + \frac{Rf^2}{do^2} \sin^2 X_4\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$f(0) = 1$$

$$f'(X_4) = -\frac{1}{2} \left(1 + \frac{Rf^2}{do^2} \sin^2 X_4\right)^{-\frac{3}{2}} \left[\frac{Rf^2}{do^2} (2 \sin X_4 \cos X_4)\right]$$

$$f'(0) = 0$$

$$f''(X_4) = -\frac{3}{4} \left(1 + \frac{Rf^2}{do^2} \sin^2 X_4\right)^{-\frac{5}{2}} \left[\frac{Rf^2}{do^2} (2 \sin X_4 \cos X_4)\right]^2 \dots$$

$$\dots - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{Rf^2}{do^2} \sin^2 X_4\right)^{-\frac{3}{2}} \left[2 \frac{Rf^2}{do^2} (\cos^2 X_4 - \sin^2 X_4)\right]$$

$$f''(0) = -\frac{Rf^2}{do^2}$$

Portanto

$$\frac{do}{lf} \cong 1 - \frac{Rf^2}{do^2} X_4^2$$

Substituindo

$$FC_2 = (-K_{linha} do + Pt) \frac{Rf^2}{do^2} X_4^2$$

O que leva ao termo quadrático semelhante ao exercício feito anteriormente.

Segue abaixo um quadro resumo das relações obtidas.

Tabela 14 – Movimento Angular x Deriva (Sway)

Variável Independente (X)	FC2	FC8	K2X	K8X
X12	Força no dobro da frequência ω (2ω)	Força no dobro da frequência ω (2ω)	Não é possível pois o termos é dependente de $X12^2$	Não é possível pois o termos é dependente de $X12^2$
X4	Força no dobro da frequência ω (2ω)	Força no dobro da frequência ω (2ω)	Não é possível pois o termos é dependente de $X4^2$	Não é possível pois o termos é dependente de $X4^2$

O aparecimento de períodos na metade do período da onda para o movimento se deriva (sway) da TWLP (X8) pode ser consequência do acoplamento com o movimento de jogo (roll) do FPSO (X4).

Já o movimento de cabeceio (yaw) da TLWP (X12) no dobro do período da onda pode ser consequência entre o tipo de acoplamento com o movimento de deriva (sway) das duas unidades (X2 e X8)

6.2.2 Linear x Linear

Nesta seção serão apresentadas as relações entre as forças e os movimentos lineares das duas unidades devido à conexão, para os graus de liberdade considerados no modelo numérico.

As relações entre as forças e os movimentos de deriva (*sway*) podem ser obtidas de maneira direta, utilizando o valor da rigidez da linha de conexão conforme abaixo.

$$FC_2 = -K_{linha} X_2 \quad K_{22} = K_{linha}$$

$$FC_2 = K_{linha} X_8 \quad K_{28} = -K_{linha}$$

$$FC_8 = K_{linha} X_2 \quad K_{82} = -K_{linha}$$

$$FC_8 = -K_{linha} X_8 \quad K_{88} = K_{linha}$$

E pode-se concluir que para o movimento harmônico do termo independente com frequência ω leva à variação harmônica da força do termo dependente na mesma frequência ω .

As relações entre as forças e os movimentos de avanço (*surge*) podem ser obtidas conforme abaixo.

Inicialmente considera-se o movimento independente X_1 (FPSO – Avanço – *Surge*) e o movimento dependente X_7 (TLWP – Avanço – *Surge*).

$$dx = X_1$$

$$dy = do$$

$$dz = 0$$

$$lf = \sqrt{X_1^2 + do^2}$$

$$FC_7 = (K_{linha} \Delta l + Pt) \frac{dx}{lf}$$

$$FC_7 = K_{linha} \left(1 - \frac{do}{lf} \right) X_1 + Pt \frac{dx}{lf}$$

$$FC_7 = K_{linha} \left(1 - \frac{do}{\sqrt{X_1^2 + do^2}} \right) X_1 + Pt \frac{X_1}{\sqrt{X_1^2 + do^2}}$$

Expandindo os termos dependentes de X_1 na série de Taylor tem-se.

$$\frac{do}{\sqrt{X_1^2 + do^2}} \cong 1 - \frac{X_1^2}{do} \quad \text{e} \quad \frac{X_1}{\sqrt{X_1^2 + do^2}} \cong \frac{X_1}{do}$$

Substituindo

$$FC_7 \cong \frac{K_{linha}}{do} X_1^3 + \frac{Pt}{do} X_1$$

Considerando somente o termo linear tem-se

$$FC_7 \cong \frac{Pt}{do} X_1$$

A rigidez pode se aproximada por

$$K_{71} \cong -\frac{Pt}{do}$$

E pode-se concluir que para o movimento harmônico do termo independente com freqüência ω leva à variação harmônica da força do termo dependente na mesma freqüência ω .

De modo análogo podem ser deduzidas as expressões para os demais termos e os resultados seguem abaixo.

$$\begin{aligned} FC_1 &= -\frac{Pt}{do} X_1 & K_{11} &= \frac{Pt}{do} \\ FC_7 &= \frac{Pt}{do} X_7 & K_{77} &= -\frac{Pt}{do} \\ FC_1 &= \frac{Pt}{do} X_1 & K_{17} &= -\frac{Pt}{do} \\ FC_7 &= -\frac{Pt}{do} X_7 & K_{71} &= \frac{Pt}{do} \end{aligned}$$

As relações cruzadas entre as forças de deriva (sway) e os movimentos de avanço (surge) podem ser obtidas conforme segue. Há que se notar que as forças de avanço

(surge) proporcionadas pela linha de conexão devido ao movimento de deriva (sway) são nulas.

Inicialmente considera-se o movimento independente X1 (FPSO – Avanço – Surge) e o movimento dependente X8 (TLWP – Deriva – Sway).

$$dx = X_1$$

$$dy = do$$

$$dz = 0$$

$$lf = \sqrt{X_1^2 + do^2}$$

$$FC_8 = (K_{linha} \Delta l + Pt) \frac{dy}{lf} - Pt$$

$$FC_8 = K_{linha} \left(1 - \frac{do}{\sqrt{X_1^2 + do^2}} \right) do - Pt \left(1 - \frac{do}{\sqrt{X_1^2 + do^2}} \right)$$

$$FC_8 = (K_{linha} do - Pt) \left(1 - \frac{do}{\sqrt{X_1^2 + do^2}} \right)$$

Utilizando a mesma aproximação feita anteriormente tem-se.

$$\frac{do}{\sqrt{X_1^2 + do^2}} \cong 1 - \frac{X_1^2}{do}$$

Substituindo

$$FC_8 = \left(K_{linha} - \frac{Pt}{do} \right) X_1^2$$

De modo análogo tem-se para os demais graus de liberdade.

$$FC_2 = -\left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_1^2$$

$$FC_2 = -\left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_7^2$$

$$FC_8 = \left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_1^2$$

$$FC_8 = \left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_7^2$$

Através das equações acima se evidencia que o termo linear não existe sendo que a característica da rigidez é quadrática. O sinal da força depende da magnitude entre a rigidez das linhas de conexão e o seu comprimento em relação à pré-tração da linha de conexão. Adicionalmente verifica-se que dado um deslocamento do termo independente a força da conexão será sempre no mesmo sentido, indiferente se o deslocamento for positivo ou negativo. Verifica-se também que não é possível obter uma aproximação para a rigidez.

Assumindo o movimento harmônico de X12 com frequência ω e amplitude A tem-se que a força, além de apresentar um termo constante, está no dobro da frequência do movimento do termo independente.

Por último, somente falta relacionar o movimento de afundamento (*heave*) do FPSO (X3) com os movimentos lineares no plano. É fácil deduzir que o movimento de afundamento (*heave*) não proporciona forças devido à conexão nas direções de avanço (*surge*) das unidades. A relação com o movimento de deriva das unidades segue abaixo.

Inicialmente considera-se o movimento independente X3 (FPSO – Afundamento – *Heave*) e o movimento dependente X8 (TLWP – Deriva – *Sway*).

$$dx = 0$$

$$dy = do$$

$$dz = X_3$$

$$lf = \sqrt{do^2 + X_3^2}$$

$$FC_8 = (K_{linha} \Delta l + Pt) \frac{dy}{lf} - Pt$$

$$FC_8 = (K_{linha} do - Pt) \left(1 - \frac{do}{\sqrt{do^2 + X_3^2}} \right)$$

Aplicando a mesma dedução anterior tem-se.

$$FC_2 = - \left(K_{linha} - \frac{Pt}{do} \right) X_3^2$$

$$FC_8 = \left(K_{linha} - \frac{Pt}{do} \right) X_3^2$$

Através das equações acima se evidencia que o termo linear não existe sendo que a característica da rigidez é quadrática. O sinal da força depende da magnitude entre a rigidez das linhas de conexão e o seu comprimento em relação à pré-tração da linha de conexão. Adicionalmente verifica-se que dado um deslocamento na direção do termo independente a força da conexão será sempre no mesmo sentido, indiferente se o deslocamento for positivo ou negativo. Verifica-se também que não é possível obter uma aproximação para a rigidez.

Assumindo o movimento harmônico de X12 com frequência ω e amplitude A tem-se que a força, além de apresentar um termo constante, está no dobro da frequência do movimento do termo independente.

6.2.3 Resumo

A seguir serão apresentadas tabelas com o resumo das relações obtidas.

Os termos lineares de força se relacionam na mesma frequência do movimento e os termos quadráticos apresentam um termo constante e no dobro da frequência do movimento.

Tabela 15 – Resumo – Angular x Linear

	X4 (Roll) - FPSO	X12 (Yaw) - TLWP
FC1	-	$-\frac{Pt}{do} Rt X_{12}$
FC7	-	$\frac{Pt}{do} Rt X_{12}$
FC2	$(-K_{linha} do + Pt) \frac{Rf^2}{do^2} X_4^2$	$(-K_{linha} do + Pt) Cr X_{12}^2$
FC8	$(K_{linha} do - Pt) \frac{Rf^2}{do^2} X_4^2$	$(K_{linha} do - Pt) Cr X_{12}^2$

Tabela 16 – Resumo – Linear x Linear

	X1 (Surge)	X7 (Surge)	X8 (Sway)	X2 (Sway)
FC1	$-\frac{Pt}{do} X_1$	$\frac{Pt}{do} X_7$	-	-
FC7	$\frac{Pt}{do} X_1$	$-\frac{Pt}{do} X_7$	-	-
FC2	$-\left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_1^2$	$-\left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_7^2$	$K_{linha} X_8$	$-K_{linha} X_2$
FC8	$\left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_1^2$	$\left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_7^2$	$-K_{linha} X_8$	$K_{linha} X_2$

Tabela 17 – Resumo – Linear x Linear

	X3
FC1	-
FC2	$-\left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_3^2$
FC7	-
FC8	$-\left(K_{linha} - \frac{Pt}{do}\right) X_3^2$

6.3 Movimento de Jogo do FPSO (X4 – Roll)

Nesta seção serão apresentadas algumas considerações adicionais acerca do movimento de jogo do FPSO (X4).

O movimento de jogo do FPSO foi analisado a partir dos dados obtidos no ensaio. Da análise espectral da série temporal (obtida através da transformada rápida de Fourier) obteve-se o espectro de resposta. O espectro de resposta foi utilizado para verificar se existia alguma componente fora do período da onda para este movimento que indicasse alguma forma de acoplamento entre os movimentos das unidades.

Para os períodos entre 14 e 20 s foi observada a presença de uma componente na metade do período da onda no espectro de resposta do movimento de jogo do FPSO, conforme as figuras a seguir. Esta componente tem o seu máximo no período de 17 segundos e a menos deste período esta componente não é significativa para o movimento total de jogo do FPSO. Pelo fato desta componente ser de ordem menor do que o movimento de jogo no período da onda, a curva de resposta experimental apresenta boa aderência à curva teórica para o movimento de jogo, considerado independente, obtido pelo WAMIT.

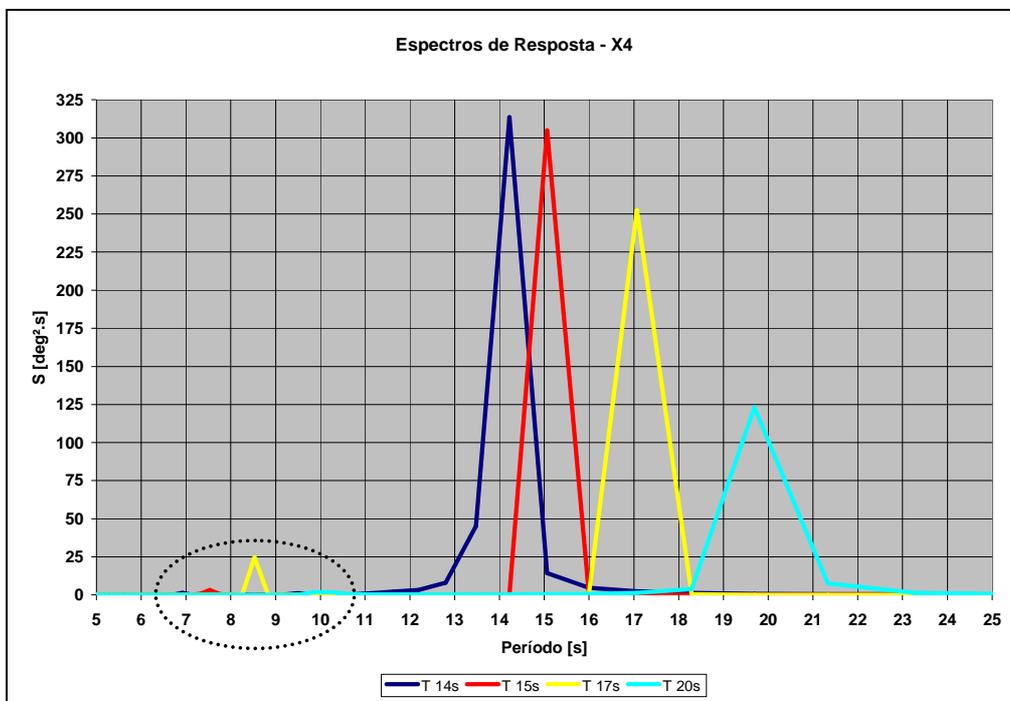


Figura 99 – Espectro de Resposta (X4)

Como existe parcela do movimento na metade do período da onda incidente e a dedução feita na seção anterior sobre o acoplamento entre as forças do movimento de jogo com os movimentos de deriva devido à linha de conexão entre as unidades se relacionam nesta razão, supõe-se que as parcelas dos movimentos na metade do período da onda decorrem desta relação.

7 Conclusões

O modelo numérico proposto conseguiu reproduzir em grande parte os resultados experimentais mas com algumas ressalvas.

Seguem abaixo as principais conclusões:

- O modelo numérico apresentado conseguiu reproduzir grande parte dos resultados obtidos experimentalmente em termos de amplitudes, períodos e correlações.
- O modelo linear não proporciona um modelo adequado para representar os resultados experimentais. Neste sentido o modelo apresentado se mostra muito mais adequado para estudar a dinâmica do sistema.
- O modelo numérico conseguiu capturar as grandes amplitudes do movimento de *yaw* da TLWP e representar as 2 fases do movimento em consonância com os resultados experimentais. Houve, no entanto, divergência entre os resultados numéricos e experimentais em relação à faixa de períodos no qual se evidenciou grandes amplitudes de movimento de *yaw*.
- O modelo numérico conseguiu reproduzir a forte correlação entre os movimento de *surge* e *yaw* da TLWP que foi verificada experimentalmente.
- O movimento de avanço do FPSO (*surge* – X1) não foi adequadamente representado pelo modelo numérico no que tange aos movimentos no período da onda. No entanto, para os movimentos que ocorrem no dobro do período da onda (que ocorrem com maior evidencia para os períodos nos quais o movimento de cabeceio da TLWP são de grande amplitude) foram bem representados pelo modelo numérico.
- O movimento de deriva do FPSO (*sway* – X2) foi adequadamente representado pelo modelo numérico. Houve divergências entre os resultados experimentais e numéricos somente nos períodos de 9 e 10 segundos, períodos no quais o movimento de jogo do FPSO é maior. Nos demais períodos o movimento obtido numericamente ficou ligeiramente abaixo do experimental mas com resultados satisfatórios.

- O movimento de afundamento do FPSO (*heave* – X3) foi adequadamente representado pelo modelo numérico e a premissa de considerar o movimento independente dos demais pode ser confirmada.
- O movimento de jogo do FPSO (*roll* – X4) também foi adequadamente representado pelo modelo numérico e a premissa de considerar o movimento independente dos demais pode ser confirmada.
- O movimento de avanço da TLWP (*surge* – X7) foi adequadamente representado pelo modelo numérico à medida que o movimento de cabeceio da TLWP (*yaw* – X12) também foi adequadamente representado. Isto porque se evidenciou uma grande correlação entre os dois movimentos.
- O movimento de deriva da TLWP (*sway* – X8) é o movimento mais difícil de verificar. Este é o movimento que sofre maior influência direta dos demais pelo fato de estar na direção das linhas de conexão e também pelo fato de estar na mesma direção da onda. Pode-se afirmar que o modelo numérico conseguiu representar bem os resultados experimentais em determinados períodos e que qualitativamente os resultados foram bons.
- O movimento de cabeceio da TLWP (*yaw* – X12) é o mais interessante pelo fato de possuir uma faixa de períodos no qual foram evidenciadas grandes amplitudes. O modelo numérico conseguiu capturar este fenômeno. No entanto a faixa de períodos para o qual este fenômeno ocorre é maior para os resultados numéricos (de 12s a 20s) do que para os resultados experimentais (de 12s a 15s). Interessante é o fato do período no qual o fenômeno se inicia ser o mesmo (12s). Considera-se que o modelo foi bem sucedido pois é capaz de capturar este fenômeno e nestes casos a aderência entre os resultados experimentais e numéricos foram muito bons. No entanto cabe maior investigação e melhorias no modelo de modo a se verificar o motivo da divergência entre numérico e experimental para os períodos 17s e 20s.

REFERÊNCIAS

- [1] THOMAS, J.E., *et al.*, **Fundamentos da Engenharia de Petróleo**. 2 ed. Rio de Janeiro, Editora Interciência, 2001.
- [2] CHAKRABARTI, S.K., **Handbook Of Offshore Engineering**. 1 ed. Amsterdam, Elsevier Ltd, 2005.
- [3] BOLES, B.D., MAYHALL, G.E., “Kizomba A and B: Projects Overview”. *Offshore Technology Conference*, OTC 17915, Houston, Texas, USA, 1-4 May 2006.
- [4] CHUDANOV, D. A., TERRY, A., PARTONO, Y., *et al.*, “Filed Overview of West Seno”. *Offshore Technology Conference*, OTC 16520, Houston, Texas, USA, 3-6 May 2004.
- [5] MAEDA, K., UTO, S., KURODA, T., *et al.*, “*TLWP-FPSO coupled model tests in NMR*”. National Maritime Research Institute – Japão, Report OCN-07-03, 2008.
- [6] CHAKRABARTI, S.K., **Hydrodynamics of Offshore Structures**. 1 ed. London, Henry Ling Ltd., 1987.
- [7] NAYFEH, A.H., **Introduction to Perturbation Techniques**. 1 ed. New York, John Wiley & Sons Inc., 1981.
- [8] RUGGIERO, M.A.G., LOPES, V.L.R., **Cálculo Numérico – Aspectos Teóricos e Computacionais**. 2 ed. São Paulo, MARKON Books, 1996.
- [9] LEWIS, E.V., **Principles of Naval Architecture, Volume III – Motions in Waves and Controllability**. 2 ed. USA, The Society of Naval Architects and Marine Engineers, 1989.

[10] NEWMAN, J.N., **Marine Hydrodynamics**. 1 ed. Massachusetts, The MIT Press, 1977.

[11] SARPKEYA, T., **Mechanisms of Wave Forces on Offshore Structures**. 1 ed. Nova York, Van Nostrand Reinhold Company, 1981.

[12] WAMIT® USER MANUAL, Versions 6.1, 6.1PC, 6.1S, 6.1S-PC. WAMIT, Inc.
Disponível em: <www.wamit.com> Acesso em: 08 nov 2009.

[13] HOOFT, J. P., **Advanced Dynamics of Marine Structures**. 1 ed. Nova York, John Wiley & Sons Inc., 1982.

[14] STOKER, J.J., **Nonlinear Vibrations in Mechanic and Electrical Systems**. 5 ed. Nova York, Interscience Publishers Inc., 1957.

[15] THOMPSON, J. M. T., STEWART, H.B., **Nonlinear Dynamics and Chaos**. 8 ed. Nova York, John Wiley & Sons Inc., 1986.

APÊNDICE A – COEFICIENTES HIDRODINÂMICOS

Nesta seção será apresentada a avaliação dos coeficientes hidrodinâmicos cruzados de massa adicional e amortecimento que deveriam ser considerados no modelo numérico. Esta avaliação foi feita à luz dos resultados experimentais conforme a metodologia que será apresentada.

Metodologia

De modo a comparar a influência dos termos cruzados na dinâmica do sistema, no que se refere aos termos de massa adicional e amortecimento potencial, a seguinte metodologia é proposta:

- Estes termos podem ser colocados da seguinte maneira na equação do movimento para cada grau de liberdade representado pelo índice i :

$$(M_{ii} + A_{ii})\ddot{X}_i + B_{ii}\dot{X}_i + \sum_{j=1}^{12}(K_{ij} X_j) + BQ_{i(x,\dot{x})} + FC_{i(x)} = F_i - \sum_{j=1, i \neq j}^{12}(M_{ij}\ddot{X}_j + B_{ij}\dot{X}_j)$$

- Portanto, uma vez que se sabem a priori as amplitudes dos movimentos é possível identificar a importância de cada termo cruzado para o grau de liberdade i . Para isso basta comparar a magnitude do termo de força associado ao termo cruzado com a magnitude da força de onda (F_i).
- Por hipótese considerou-se que os movimentos são harmônicos e que a sua amplitude é dada pela amplitude equivalente dividida pela amplitude da onda retratada no item 5.2.

Resultados

As tabelas abaixo mostram a razão, expressa em porcentagem, entre a força associada ao termo cruzado do movimento i (massa adicional - A_{xi} e amortecimento potencial - B_{xi}) com relação à força de onda do movimento de interesse x . Nas tabelas foram identificados em amarelo os termos considerados no modelo.

Movimento de avanço do FPSO (surge – X1)

Tabela 18 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados A1i

T	A(1,1)	A(1,2)	A(1,3)	A(1,4)	A(1,7)	A(1,8)	A(1,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	-	38%	27%	1%	22%	1%	0%
20,0	-	105%	50%	5%	6%	1%	0%
17,0	-	81%	158%	5%	-2%	0%	0%
15,0	-	15%	145%	1%	-11%	-10%	0%
14,0	-	6%	145%	0%	-33%	-5%	0%
13,0	-	4%	107%	0%	-33%	-4%	1%
12,0	-	4%	81%	0%	-20%	-2%	1%
11,0	-	6%	49%	0%	4%	4%	1%
10,0	-	3%	44%	0%	3%	3%	0%
9,0	-	3%	29%	0%	0%	0%	0%
7,0	-	2%	17%	0%	0%	0%	0%

Tabela 19 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados B1i

T	B(1,1)	B(1,2)	B(1,3)	B(1,4)	B(1,7)	B(1,8)	B(1,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	-	2%	-2%	0%	4%	0%	0%
20,0	-	17%	-3%	1%	6%	1%	0%
17,0	-	25%	3%	3%	9%	1%	0%
15,0	-	7%	22%	1%	2%	5%	0%
14,0	-	4%	34%	0%	4%	0%	0%
13,0	-	4%	30%	0%	3%	-2%	0%
12,0	-	4%	20%	0%	3%	-5%	0%
11,0	-	5%	15%	0%	-26%	-9%	0%
10,0	-	6%	28%	0%	-1%	2%	0%
9,0	-	7%	32%	0%	3%	3%	0%
7,0	-	7%	45%	0%	0%	0%	0%

Movimento de Deriva do FPSO (sway – X2)

Tabela 20 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados A2i

T	A(2,1)	A(2,2)	A(2,3)	A(2,4)	A(2,7)	A(2,8)	A(2,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	3%	-	2%	-21%	0%	-3%	0%
20,0	2%	-	2%	-69%	0%	-4%	0%
17,0	2%	-	3%	-70%	0%	-3%	0%
15,0	0%	-	-3%	-19%	0%	-14%	0%
14,0	0%	-	-6%	-8%	0%	-2%	0%
13,0	0%	-	-4%	-4%	0%	1%	0%
12,0	0%	-	1%	-2%	0%	5%	0%
11,0	0%	-	1%	-1%	0%	12%	0%
10,0	0%	-	0%	0%	0%	3%	0%
9,0	0%	-	2%	0%	0%	0%	0%
7,0	0%	-	0%	0%	0%	0%	0%

Tabela 21 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados B2i

T	B(2,1)	B(2,2)	B(2,3)	B(2,4)	B(2,7)	B(2,8)	B(2,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	0%	-	1%	0%	0%	0%	0%
20,0	1%	-	1%	-6%	0%	0%	0%
17,0	1%	-	5%	-18%	0%	0%	0%
15,0	0%	-	6%	-11%	0%	-11%	0%
14,0	0%	-	4%	-8%	0%	-7%	0%
13,0	0%	-	-1%	-6%	0%	-7%	0%
12,0	0%	-	-3%	-4%	0%	-6%	0%
11,0	0%	-	1%	-3%	0%	-1%	0%
10,0	0%	-	-1%	-2%	0%	6%	0%
9,0	0%	-	6%	-1%	0%	6%	0%
7,0	0%	-	7%	0%	0%	-2%	0%

Movimento de Afundamento do FPSO (heave – X3)

Tabela 22 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados A3i

T	A(3,1)	A(3,2)	A(3,3)	A(3,4)	A(3,7)	A(3,8)	A(3,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	1%	1%	-	0%	0%	-2%	0%
20,0	3%	6%	-	-1%	0%	-3%	0%
17,0	4%	6%	-	-1%	0%	-2%	0%
15,0	2%	-1%	-	0%	0%	-3%	0%
14,0	1%	-1%	-	1%	0%	2%	0%
13,0	1%	-1%	-	0%	0%	4%	0%
12,0	1%	0%	-	0%	0%	7%	0%
11,0	1%	1%	-	0%	0%	12%	0%
10,0	0%	0%	-	0%	0%	2%	0%
9,0	0%	2%	-	0%	0%	-1%	0%
7,0	0%	0%	-	0%	0%	0%	0%

Tabela 23 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados B3i

T	B(3,1)	B(3,2)	B(3,3)	B(3,4)	B(3,7)	B(3,8)	B(3,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	0%	0%	-	0%	0%	0%	0%
20,0	0%	2%	-	0%	0%	-1%	0%
17,0	0%	5%	-	-1%	0%	-2%	0%
15,0	0%	2%	-	-1%	0%	-16%	0%
14,0	0%	1%	-	0%	0%	-7%	0%
13,0	0%	0%	-	0%	0%	-5%	0%
12,0	0%	-1%	-	0%	0%	-4%	0%
11,0	0%	1%	-	0%	-1%	3%	0%
10,0	0%	-1%	-	0%	0%	7%	0%
9,0	0%	5%	-	0%	0%	5%	0%
7,0	0%	13%	-	0%	0%	-2%	0%

Movimento de Jogo do FPSO (roll – X4)

Tabela 24 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados A4i

T	A(4,1)	A(4,2)	A(4,3)	A(4,4)	A(4,7)	A(4,8)	A(4,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	0%	-156%	0%	-	0%	2%	0%
20,0	0%	-384%	-1%	-	0%	4%	0%
17,0	0%	-307%	-3%	-	0%	4%	0%
15,0	0%	-50%	3%	-	0%	15%	0%
14,0	0%	-17%	7%	-	0%	3%	0%
13,0	0%	-11%	5%	-	1%	-1%	0%
12,0	0%	-12%	-1%	-	1%	-5%	0%
11,0	0%	-10%	-1%	-	1%	-13%	0%
10,0	0%	-5%	0%	-	0%	-3%	0%
9,0	0%	-3%	-1%	-	0%	1%	0%
7,0	0%	-3%	0%	-	0%	0%	0%

Tabela 25 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados B4i

T	B(4,1)	B(4,2)	B(4,3)	B(4,4)	B(4,7)	B(4,8)	B(4,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	0%	-3%	0%	-	0%	0%	0%
20,0	0%	-36%	0%	-	0%	0%	0%
17,0	0%	-80%	-2%	-	0%	0%	0%
15,0	0%	-30%	-4%	-	0%	11%	0%
14,0	0%	-17%	-2%	-	0%	7%	0%
13,0	0%	-17%	3%	-	0%	7%	0%
12,0	0%	-25%	4%	-	0%	6%	0%
11,0	0%	-32%	0%	-	1%	1%	0%
10,0	0%	-32%	1%	-	0%	-7%	0%
9,0	0%	-33%	-5%	-	0%	-5%	0%
7,0	0%	-37%	-3%	-	0%	1%	0%

Movimento de Avanço da TLWP (surge – X7)

Tabela 26 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados A7i

T	A(7,1)	A(7,2)	A(7,3)	A(7,4)	A(7,7)	A(7,8)	A(7,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	852%	125%	97%	-48%	-	0%	-38%
20,0	507%	164%	93%	-230%	-	-2%	-10%
17,0	-124%	-72%	-29%	-200%	-	-2%	-5%
15,0	-197%	-37%	-218%	-15%	-	4%	-2%
14,0	-202%	-17%	-303%	19%	-	5%	-24%
13,0	-134%	-10%	-249%	33%	-	4%	-15%
12,0	-68%	-1%	-135%	32%	-	0%	-10%
11,0	9%	4%	5%	11%	-	-9%	-8%
10,0	20%	-2%	60%	-7%	-	1%	0%
9,0	2%	3%	11%	-3%	-	0%	0%
7,0	1%	5%	1%	-1%	-	0%	-2%

Tabela 27 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados B7i

T	B(7,1)	B(7,2)	B(7,3)	B(7,4)	B(7,7)	B(7,8)	B(7,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	151%	23%	18%	-1%	-	0%	0%
20,0	474%	178%	74%	-34%	-	1%	0%
17,0	489%	159%	250%	-121%	-	-1%	0%
15,0	151%	18%	188%	-76%	-	-10%	0%
14,0	71%	1%	122%	-49%	-	-2%	-6%
13,0	-20%	-7%	-19%	-27%	-	2%	-5%
12,0	-89%	-12%	-143%	2%	-	6%	-1%
11,0	-65%	-3%	-120%	22%	-	2%	3%
10,0	-8%	0%	-32%	15%	-	-6%	0%
9,0	14%	-7%	71%	-6%	-	5%	-1%
7,0	6%	-54%	48%	-4%	-	2%	2%

Movimento de Deriva da TLWP (sway – X8)

Tabela 28 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados A8i

T	A(8,1)	A(8,2)	A(8,3)	A(8,4)	A(8,7)	A(8,8)	A(8,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	1%	-32%	-24%	4%	0%	-	-1%
20,0	1%	-156%	-39%	28%	0%	-	0%
17,0	0%	-149%	-58%	35%	0%	-	0%
15,0	0%	-19%	-8%	7%	0%	-	0%
14,0	0%	-4%	16%	2%	0%	-	-1%
13,0	0%	2%	33%	-1%	0%	-	-1%
12,0	0%	17%	55%	-3%	0%	-	-1%
11,0	1%	178%	220%	-19%	-1%	-	-3%
10,0	0%	8%	9%	-1%	0%	-	0%
9,0	0%	-2%	-3%	0%	0%	-	0%
7,0	0%	0%	0%	0%	0%	-	0%

Tabela 29 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados B8i

T	B(8,1)	B(8,2)	B(8,3)	B(8,4)	B(8,7)	B(8,8)	B(8,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	0%	3%	-2%	0%	0%	-	0%
20,0	1%	15%	-11%	-3%	0%	-	0%
17,0	1%	-19%	-48%	4%	0%	-	0%
15,0	0%	-15%	-50%	6%	0%	-	0%
14,0	0%	-10%	-55%	5%	0%	-	0%
13,0	0%	-11%	-42%	4%	0%	-	0%
12,0	0%	-20%	-30%	4%	0%	-	0%
11,0	-2%	-16%	53%	1%	0%	-	-1%
10,0	0%	18%	26%	-1%	0%	-	0%
9,0	0%	19%	19%	-1%	0%	-	0%
7,0	0%	-35%	-16%	0%	0%	-	0%

Movimento de Cabeceio da TLWP (yaw – X12)

Tabela 30 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados A12i

T	A(12,1)	A(12,2)	A(12,3)	A(12,4)	A(12,7)	A(12,8)	A(12,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	-12%	49%	45%	-6%	-86%	-255%	-
20,0	-11%	281%	80%	-46%	-33%	-231%	-
17,0	0%	309%	137%	-67%	-17%	-90%	-
15,0	2%	42%	33%	-15%	-8%	-238%	-
14,0	3%	9%	-17%	-4%	-12%	-63%	-
13,0	2%	-3%	-53%	1%	-8%	-42%	-
12,0	4%	-29%	-94%	5%	-8%	-49%	-
11,0	42%	-529%	-595%	48%	-120%	-848%	-
10,0	2%	-19%	-13%	0%	-4%	-30%	-
9,0	-1%	4%	4%	-1%	3%	-17%	-
7,0	1%	2%	12%	-1%	-1%	-2%	-

Tabela 31 – Comparação Magnitude – Termo Cruzados B12i

T	B(12,1)	B(12,2)	B(12,3)	B(12,4)	B(12,7)	B(12,8)	B(12,12)
[s]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
25,0	-2%	-7%	1%	1%	-1%	-1%	-
20,0	-8%	-50%	15%	10%	-1%	-2%	-
17,0	-10%	16%	87%	-2%	-2%	-3%	-
15,0	-3%	27%	97%	-9%	-2%	-31%	-
14,0	-2%	19%	109%	-8%	-5%	-16%	-
13,0	-1%	22%	84%	-7%	-5%	-18%	-
12,0	-2%	40%	62%	-6%	-4%	-26%	-
11,0	9%	106%	-110%	4%	31%	-299%	-
10,0	4%	-35%	-45%	3%	-4%	-20%	-
9,0	7%	-50%	-11%	-2%	-9%	-36%	-
7,0	3%	-5%	40%	-1%	1%	-4%	-

APÊNDICE B – RIGIDEZ DAS LINHAS DE AMARRAÇÃO HORIZONTAL

Demonstração do cálculo da restauração das linhas de amarração. As memórias de cálculo estão apresentadas no Apêndice K.

Restauração devido à translação

Para o cálculo da restauração individual das linhas de amarração considerou-se os seguintes parâmetros:

Lo	Comprimento da linha de amarração
Lf	Comprimento final da linha de amarração após uma excursão x
F1	Pré-tração inicial da linha
F2	Tração da linha após a excursão x
θ_1	Ângulo inicial entre a linha e a direção de excursão x
θ_2	Ângulo final entre a linha e a direção de excursão x após uma excursão x
EA	Rigidez axial da linha

O modelo proposto assume as seguintes premissas:

- 1) A excursão (x) é bem menor que comprimento inicial da linha Lo ($x \ll Lo$).
- 2) O ângulo inicial θ_1 não é maior do que 80°.

Para o cálculo da restauração da linha de amarração na direção de interesse x, é necessário saber a variação da força da linha na direção x devido a uma excursão em x.

O comprimento final da linha de amarração após a excursão é:

$$Lf = \sqrt{(Lo - x \cos \theta_1)^2 + (x \sin \theta_1)^2}$$

A variação da força em x pode ser expressa por:

$$\Delta F_x = F_2 \cos \theta_2 - F_1 \cos \theta_1$$

F1 é a pré-tração inicial da linha e F2 pode ser expressa pela variação da força devido à elasticidade da linha. A variação da força em x fica então:

$$\Delta F_x = [F1 + (L_f - L_o) EA] \cos \theta_2 - F1 \cos \theta_1$$

$$\Delta F_x = F1 (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) + (L_f - L_o) EA \cos \theta_2$$

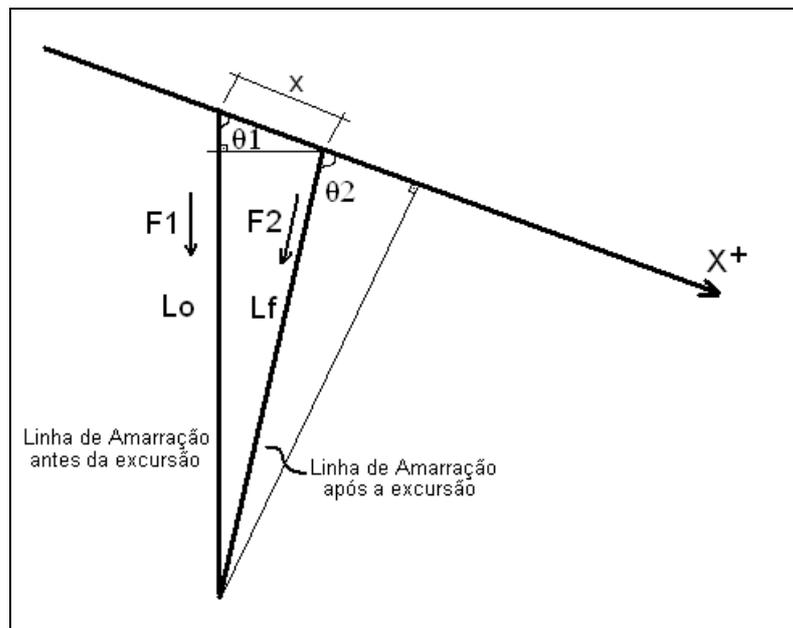


Figura 100 – Linhas de Amarração Horizontais, Cálculo da Restauração

Da equação acima se pode evidenciar dois termos principais.

Termo 1: $F1 (\cos \theta_2 - \cos \theta_1)$

O primeiro está relacionado à pré-tração da linha e a variação da sua direção em relação ao eixo X.

Termo 2: $(L_f - L_o) EA \cos \theta_2$

O segundo termo está relacionado à elasticidade da linha e a variação do comprimento da mesma.

Termo 1

Termo 1: $F1 (\cos \theta_2 - \cos \theta_1)$

Sabendo que:

$$L_o \cos \theta_1 = L_f \cos \theta_2 + x \rightarrow \cos \theta_2 = \frac{L_o}{L_f} \cos \theta_1 - \frac{x}{L_f}$$

Substituindo no primeiro termo temos:

$$F1 \left[\cos \theta_1 \left(\frac{L_o}{L_f} - 1 \right) - \frac{x}{L_f} \right]$$

Desenvolvendo os termos do primeiro termo dependentes de x, expandindo na série de Taylor de primeiro grau temos:

$$F(x) = \frac{L_o}{L_f} = \frac{L_o}{\sqrt{(L_o - x \cos \theta_1)^2 + (x \sin \theta_1)^2}} = \frac{L_o}{\sqrt{L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2}}$$

$$F(x) = \left(1 - \frac{2x}{L_o} \cos \theta_1 + \frac{x^2}{L_o^2} \right)^{-1/2}$$

$$F(0) = 1$$

$$\dot{F}(x) = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{2x}{L_o} \cos \theta_1 + \frac{x^2}{L_o^2} \right)^{-3/2} \left(-\frac{2}{L_o} \cos \theta_1 + \frac{2x}{L_o^2} \right)$$

$$\dot{F}(0) = \frac{\cos \theta_1}{L_o}$$

e

$$G(x) = \frac{x}{L_f} = \frac{x}{\sqrt{(L_o - x \cos \theta_1)^2 + (x \sin \theta_1)^2}} = \frac{x}{\sqrt{L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2}}$$

$$G(0) = 0$$

$$\dot{G}(x) = \frac{(L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2)^{1/2} - x \frac{1}{2} (L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2)^{-1/2} (-2 L_o \cos \theta_1 + 2x)}{(L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2)}$$

$$\dot{G}(0) = \frac{1}{L_o}$$

Substituindo no primeiro termo temos:

$$\text{Termo 1: } F1 \left[\cos \theta_1 \left(1 + \frac{\cos \theta_1 x}{L_o} - 1 \right) - \frac{x}{L_o} \right] = F1 x \left(\frac{\cos^2 \theta_1 - 1}{L_o} \right) = -\frac{F1 \sin^2 \theta_1}{L_o} x$$

Termo 2

Termo 2: $(L_f - L_o) EA \cos \theta_2$

Assumindo a hipótese de que $\theta_1 \approx \theta_2$ para pequenas excursões.

Substituindo o termo de L_f na equação:

$$\left(\sqrt{L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2} - L_o \right) EA \cos \theta_1$$

Desenvolvendo os termos do primeiro termo dependentes de x , expandindo na série de Taylor de primeiro grau temos:

$$F(x) = \left(\sqrt{L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2} - L_o \right)$$

$$F(0) = 0$$

$$\dot{F}(x) = \frac{1}{2} \left(L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2 \right)^{-1/2} (-2 L_o \cos \theta_1 + 2x) = \frac{-L_o \cos \theta_1 + x}{\sqrt{L_o^2 - 2 L_o x \cos \theta_1 + x^2}}$$

$$\dot{F}(0) = -\cos \theta_1$$

Substituindo no segundo termo temos:

$$\text{Termo 2: } -EA \cos^2 \theta_1 x$$

Resultado

Após as simplificações acima, a variação da força na direção de interesse em função dos parâmetros L_o , EA e θ_1 é:

$$\Delta F_x = - \left(\frac{F_1 \sin^2 \theta_1}{L_o} + EA \cos^2 \theta_1 \right) \cdot x$$

Sendo a restauração correspondente ao termo abaixo.

$$K_{individual} = -\left(\frac{F1 \sin^2 \theta_1}{L_0} + EA \cos^2 \theta_1\right)$$

O primeiro termo está relacionado à pré-tração e o segundo relacionado à elasticidade da linha de amarração.

No limite, para ângulos pequenos de θ_1 , a equação pode ser reduzida à equação da mola linear e, para ângulos próximos de 90° , a equação pode ser reduzida à equação geralmente utilizada para avaliar a rigidez dos tendões da TLWP.

Cálculo Aproximado vs Cálculo Exato

A título de comparação e entre o cálculo exato e o cálculo aproximado proposto o seguinte caso foi estudado:

Tabela 32 – Dados Base para o Cálculo

F1	10000	kN
L ₀	75	m
θ_1	45	°
EA	150	kN/m
K _{indiv.}	-141.7	kN/m

Tabela 33 – Resultados dos Cálculos

X	L _f	θ_2	ΔF Exato	ΔF Aprox.	Dif	Dif
[m]	[m]	[°]	[kN]	[kN]	[kN]	[%]
0.0	75.0	45.0	0	0	0	-
1.0	74.3	45.5	-141	-142	0	0%
2.0	73.6	46.1	-282	-283	1	0%
3.0	72.9	46.7	-422	-425	3	1%
4.0	72.2	47.2	-561	-567	5	1%
5.0	71.6	47.8	-700	-708	9	1%
6.0	70.9	48.4	-837	-850	13	1%
7.0	70.3	49.0	-974	-992	17	2%
8.0	69.6	49.6	-1110	-1133	23	2%
9.0	69.0	50.2	-1245	-1275	30	2%
10.0	68.4	50.8	-1380	-1417	37	3%

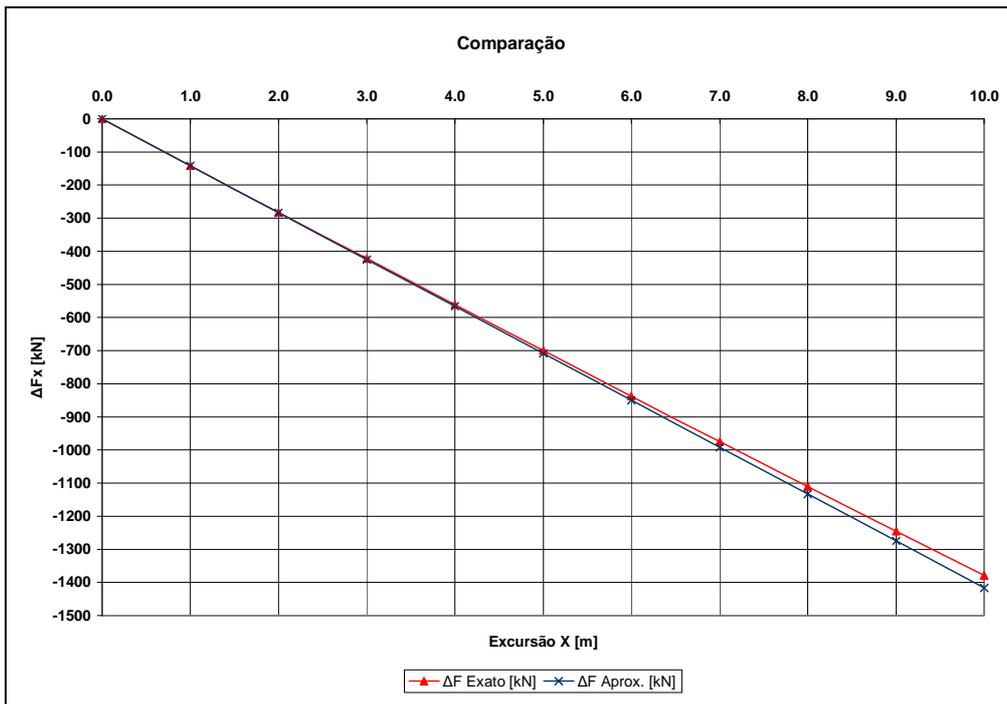


Figura 101 – Gráfico de Comparação, Rigidez Cálculo Proposto vs Cálculo Exato

Restauração devida à rotação

Para o cálculo da restauração devida à rotação do corpo da linha de amarração utilizou-se da formulação desenvolvida para a restauração devida à translação adaptado-se o cálculo para obter o momento restaurador conforme segue.

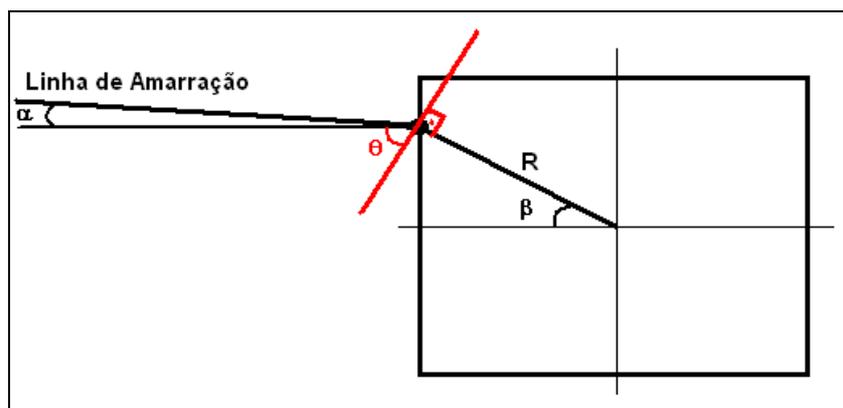


Figura 102 – Esquema de Cálculo da Restauração Devido à Rotação

A excursão x na direção θ ocasionada pela variação do ângulo de cabeceio (γ) pode ser expressa por:

$$x \cong R \cdot \sin(\gamma)$$

A formulação anterior considerou os seguintes parâmetros:

- Lo Comprimento da linha de amarração
- Lf Comprimento final da linha de amarração após uma excursão x
- F1 Pré-tração inicial da linha
- F2 Tração da linha após a excursão x
- θ_1 Ângulo inicial entre a linha e a direção de excursão x
- θ_2 Ângulo final entre a linha e a direção de excursão x após uma excursão x
- EA Rigidez axial da linha

Assumindo as mesmas simplificações do cálculo da rigidez devido à translação do corpo, a variação da força na direção de interesse em função dos parâmetros Lo, EA e θ_1 é:

$$\Delta F_x = -\left(\frac{F_1 \sin^2 \theta_1}{L_0} + EA \cos^2 \theta_1\right) x$$

A expressão acima, em função da variação do ângulo de cabeceio γ , da distância (R) entre o ponto de conexão e o centro da plataforma e considerando pequenos ângulos, fica:

$$\Delta F_\gamma = -\left(\frac{F_1 \sin^2 \theta_1}{L_0} + EA \cos^2 \theta_1\right) R \gamma$$

Para encontrar a variação do momento, considerando a variação da força na direção perpendicular ao braço temos:

$$\Delta M_\gamma = -\left(\frac{F_1 \sin^2 \theta_1}{L_0} + EA \cos^2 \theta_1\right) R^2 \gamma$$

Portanto a restauração devido ao movimento angular pode ser expressa por:

$$K_\gamma = -\left(\frac{F_1 \sin^2 \theta_1}{L_0} + EA \cos^2 \theta_1\right) R^2$$

APÊNDICE C – RIGIDEZ DOS TENDÕES

Demonstração do cálculo da restauração devido aos tendões. A memória de cálculo é apresentada no Apêndice K.

As seguintes hipóteses foram consideradas:

- Pequenos Ângulos
- O afundamento da unidade não provoca grande alteração na pré-tração

Restauração devido à translação

Para o cálculo da restauração individual dos tendões da TLWP os seguintes parâmetros foram considerados:

- L Comprimento do tendão
Pt Pré-tração inicial do tendão
Fx Força de restauração da linha após a excursão x
 θ Ângulo vertical da linha após a excursão x

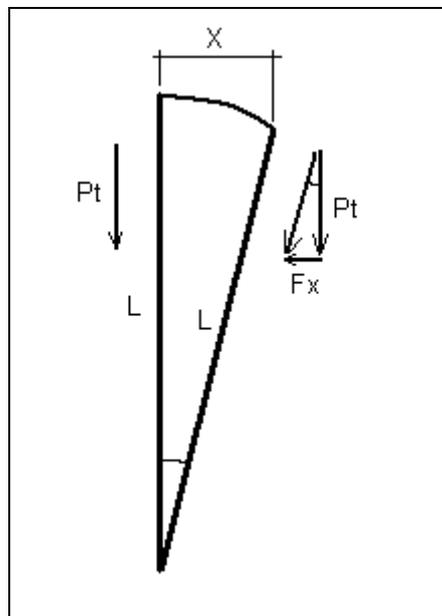


Figura 103 – Esquema para o Cálculo da Restauração dos Tendões

Considerando a hipótese de que $L \gg x$, desprezando os efeitos da elasticidade dos tendões e o aumento da pré-tração dos tendões devido ao afundamento da TLWP, a

força na direção de interesse de cada um dos tendões pode ser calculada através da formulação abaixo.

$$F_x \cong Pt \tan \theta$$

Para pequenos ângulos tem-se:

$$\tan \theta \cong \sin \theta = \frac{x}{L}$$

Portanto a força pode ser expressa por:

$$F_x \cong \frac{Pt}{L} x$$

E a respectiva restauração pode ser expressa por:

$$K_{tendão} \cong -\frac{Pt}{L}$$

Restauração devido à rotação

Para o cálculo da contribuição individual de cada um dos tendões da TLWP, os seguintes parâmetros foram considerados:

- L Comprimento do tendão
- PT Pré-tração inicial do tendão
- θ Ângulo de cabeceio que promove excursão d no plano horizontal
- R Braço da força de restauração
- Fd Força de restauração da linha após a excursão d
- Md Momento de restauração da linha após a excursão d
- α Ângulo vertical da linha após a excursão d

Temos a seguinte condição para um deslocamento de cabeceio da TLWP.

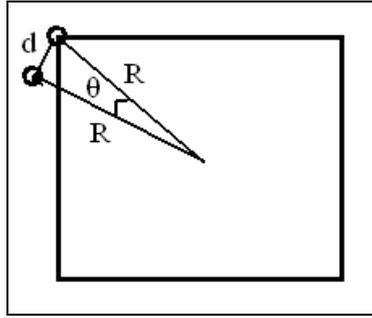


Figura 104 – Esquema para o Cálculo da Restauração dos Tendões – Vista Superior

O que provoca um deslocamento no plano vertical dos tendões conforme abaixo.

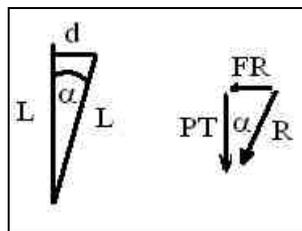


Figura 105 – Esquema para o Cálculo da Restauração dos Tendões – Vista Lateral

Temos

$$d \cong R \sin(\theta)$$

$$FR = PT \tan(\alpha)$$

Sabendo-se que

$$\sin(\alpha) = \frac{d}{L} \cong \tan(\alpha)$$

Temos

$$FR \cong \frac{PT R \sin(\theta)}{L}$$

O momento pode ser expresso por

$$M(\theta) \cong -\frac{PT R^2 \sin(\theta)}{L} \cong -\frac{PT R^2 \theta}{L}$$

Dado os valores do problema a ser estudado podemos obter o K_{linear} conforme segue.

$$K_{linear} = -\frac{PT R^2}{L}$$

APÊNDICE D – AMORTECIMENTO ADICIONAL

O cálculo do amortecimento adicional da TLWP devido à viscosidade baseia-se na fórmula de Morison.

Fórmula de Morison

A fórmula de Morison assume que a força atuante em uma estrutura fixa, originalmente um cilindro, é composta pela integração da soma das forças de inércia e arrasto conforme abaixo.

$$df = C_m \rho S \dot{u}(l) + C_d \frac{1}{2} \rho D u(l) |u(l)|$$

$$F = \int_0^L [C_m \rho S \dot{u}(l) + C_d \frac{1}{2} \rho D u(l) |u(l)|] dl$$

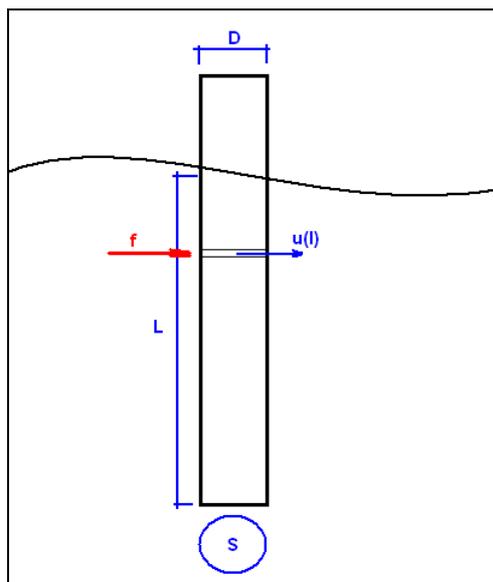


Figura 106 – Esquema para o Cálculo da Força de Morison

Sendo que:

C_m coeficiente de massa (equivale à soma da massa própria e adicional)

C_d coeficiente de arrasto

u velocidade transversal do fluido na posição do centro da seção

u' aceleração transversal do fluido na posição do centro da seção

ρ densidade do fluido

S área da seção transversal do cilindro

D diâmetro do cilindro

A fórmula de Morison baseia-se em coeficientes empíricos (C_m e C_d) obtidos experimentalmente e dependentes do número de Reynolds e da rugosidade do cilindro.

No caso em que a estrutura se movimenta no meio fluido, a fórmula de Morison modificada para a seção transversal do cilindro é expressa por:

$$df = C_m \rho S \dot{u}(l) - C_a \rho S \dot{x}(l) + C_d \frac{1}{2} \rho D (u(l) - x(l)) |u(l) - x(l)|$$

Sendo

C_a coeficiente de massa adicional

x velocidade transversal da estrutura na posição do centro da seção

x' aceleração transversal da estrutura na posição do centro da seção

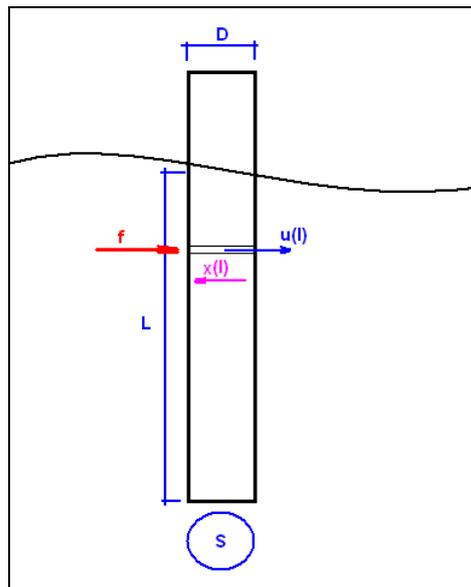


Figura 107 – Esquema do Cálculo da Força de Morison Adaptada

Os coeficientes, no caso de movimento oscilatório, além da dependência do número de Reynolds e da rugosidade do cilindro, sofrem a influência do período de oscilação e das alterações no sentido do movimento. Para representar esta influência os coeficientes são tabulados em função do número de Keulegan-Carpenter que considera tanto a amplitude do movimento quanto o período de oscilação no caso de movimentos harmônicos.

Aproximações

No caso do modelo proposto é utilizada somente a parcela de arrasto da fórmula de Morison para poder contemplar as forças de amortecimento relacionadas aos efeitos da viscosidade sobre o escoamento ao redor da TLWP.

Em tese o coeficiente de massa adicional da fórmula de Morison está contemplado no coeficiente de massa adicional avaliado pelo WAMIT a menos da influência da viscosidade no escoamento no contorno a unidade.

As possíveis diferenças entre os valores de massa adicional do WAMIT e os valores de massa adicional obtidos através da fórmula de Morison para as direções de avanço e deriva são comparadas conforme abaixo.

Morison – $M_a = \sum C_{ai} \rho S_i$, sendo i cada elemento geométrico da TLWP

Ao se adotar os valores de $C_{ai} = 1$ a massa adicional avaliada pela fórmula de Morison fica igual à massa de água equivalente ao volume submerso da TLWP.

Tabela 34 – Comparação entre os valores de Massa Adicional

Morison	Wamit
[ton]	[ton]
32000	27000

Observa-se boa aderência entre os valores uma vez que foi utilizado um coeficiente único para todos os elementos (seção circular e quadrada) e também os efeitos de sombra não foram considerados.

Outra aproximação é a utilização da velocidade da estrutura no termo de arrasto ao invés da velocidade relativa entre a estrutura e o meio fluído. Esta aproximação simplifica bastante o cálculo da parcela de arrasto e é válida quando a velocidade do corpo se sobrepõe à velocidade do meio fluído. Uma comparação para uma das colunas da TLWP na direção de deriva segue abaixo. Nesta tabela são comparados o valor da velocidade máxima do movimento da unidade de acordo como ensaio com a velocidade máxima média do fluído na coluna e respectiva porcentagem em relação a

velocidade da unidade e também apresenta os valores da velocidade do fluido máxima e mínima ao longo da altura da coluna (topo e fundo respectivamente). Para a estimativa das velocidades nas seções da coluna foi considerado a hipótese da onda de pequena amplitude (Airy) sem a influência da estrutura no meio fluido (estrutura transparente), nem a presença do FPSO.

Tabela 35 – Comparação entre as velocidades ao longo da altura da coluna da TLWP

T	w	k	H	X8	U8 topo	U8 fundo	U8 médio	U8 médio
[s]	[rad/s]	[rad/m]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]
7	0.898	0.082	1.50	0.20	0.67	0.09	0.29	140%
9	0.698	0.050	2.00	0.49	0.70	0.20	0.40	81%
10	0.628	0.040	2.00	0.41	0.63	0.23	0.40	96%
11	0.571	0.033	2.20	2.51	0.63	0.27	0.43	17%
12	0.524	0.028	2.40	1.08	0.63	0.31	0.45	42%
13	0.483	0.024	2.60	1.04	0.63	0.35	0.47	46%
14	0.449	0.021	2.80	1.25	0.63	0.38	0.49	39%
15	0.419	0.018	3.00	2.55	0.63	0.40	0.51	20%
17	0.370	0.014	3.40	1.48	0.63	0.44	0.53	36%
20	0.314	0.010	4.00	1.57	0.63	0.49	0.56	35%
25	0.251	0.006	5.00	2.26	0.63	0.53	0.58	26%

Velocidade máxima da onda U_8 para uma dada profundidade z da coluna

$$U_8 = \zeta \omega e^{k \cdot z}$$

Sendo

- ζ amplitude da onda
- ω freqüência da onda
- k número de onda

A velocidade máxima média pode ser calculada por

$$U_8 = \frac{\zeta \omega (1 - e^{-kH})}{kH}$$

Sendo

- H profundidade da coluna

Além das colunas dever-se-ia considerar os pontoons o que faria com que a representatividade do termo da onda fosse ainda mais diminuída.

Dadas as afirmações acima, a parcela de amortecimento viscoso a ser considerada na equação do movimento é o termo de arrasto da fórmula de Morison considerando somente a velocidade da estrutura conforme abaixo.

$$F_d = \sum \int_0^L \left[C_d \frac{1}{2} \rho D x(l) |x(l)| \right] dl$$

Sendo a soma para cada elemento da estrutura não considerando os efeitos de sombra entre os elementos.

Modelo de Cálculo

O modelo de cálculo das forças e dos momentos dos termos de amortecimento adicional da TLWP considera a soma das forças e momentos resultantes das forças em cada elemento da unidade (colunas, pontoons e tendões) devido ao movimento da própria unidade no meio fluido.

Como em determinados períodos a TLWP apresentou grandes deslocamentos de cabeceio optou-se por considerar um modelo de cálculo que considerasse a influência destes deslocamentos.

Colunas

Assumindo um deslocamento X_{12} da de cabeceio associado à velocidade angular X'_{12} e às velocidades X_7 e X_8 temos para uma das colunas da TLWP o seguinte.

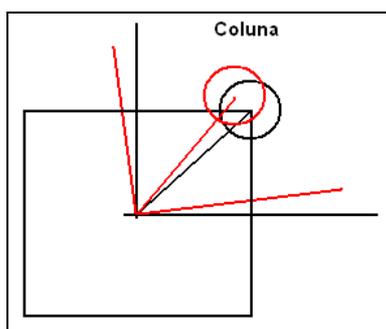


Figura 108 – Esquema do Cálculo da Força de Arrasto para as Colunas

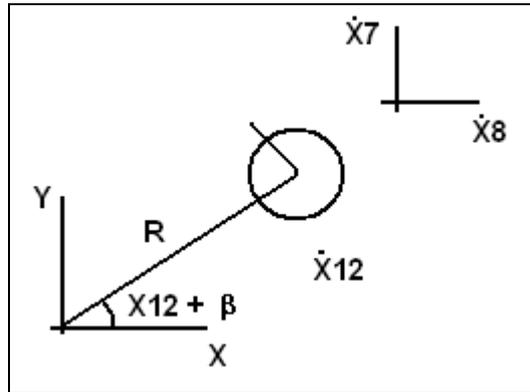


Figura 109 – Esquema do Cálculo da Força de Arrasto para as Colunas

Sendo

- β ângulo local em relação ao sistema inercial da TLWP
- R distância à origem do sistema inercial da TLWP

Usando a notação vetorial, a força de arrasto na coluna pode ser expressa por

$$\vec{F}_d = \frac{1}{2} \rho S C_d \vec{V} \|\vec{V}\|$$

Sendo

- ρ densidade da água
- S área projetada (H x D)
- C_d coeficiente de arrasto

A velocidade no centro da pode ser expressa por

$$\vec{V} = \vec{v} + \vec{\omega} \wedge \vec{R}$$

$$\vec{V} = [\dot{X}_7 - \dot{X}_{12} R \sin(X_{12} + \beta)] \hat{i} + [\dot{X}_8 + \dot{X}_{12} R \cos(X_{12} + \beta)] \hat{j}$$

O módulo da velocidade é dado por

$$\|\vec{V}\| = \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Portanto as forças nas direções de avanço e deriva são:

$$F_{d7} = \frac{1}{2} \rho S C_d [\dot{X}_7 - \dot{X}_{12} R \sin(X_{12} + \beta)] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$F_{d8} = \frac{1}{2} \rho S C_d [\dot{X}_8 + \dot{X}_{12} R \cos(X_{12} + \beta)] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Para o cálculo do momento de cabeceio aplica-se.

$$\vec{M}_d = \vec{R} \wedge \vec{F}_d$$

Sendo

$$\theta = X_{12} + \beta$$

$$\vec{M}_d = \frac{1}{2} \rho S C_d \left[\dot{X}_{12} R^2 + \dot{X}_8 R \cos(\theta) - \dot{X}_7 R \sin(\theta) \right] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R \left[\dot{X}_8 \cos(\theta) - \dot{X}_7 \sin(\theta) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Pode-se observar que os termos não são lineares e também são dependentes dos movimentos de avanço, deriva e cabeceio.

Outra consideração é o fato do movimento angular de cabeceio proporcionar aumento na força de arrasto nas direções de avanço e deriva e vice versa, assumindo que os elementos estão distribuídos um em cada vértice da estrutura quadrada, isto quando comparado à força que seria devida somente ao movimento na direção principal.

Segue abaixo as possíveis simplificações que poderiam ser consideradas:

1) Inexistência do movimento angular de cabeceio

$$F_{d7} = \frac{1}{2} \rho S \left[\dot{X}_7 \right] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$F_{d8} = \frac{1}{2} \rho S \left[\dot{X}_8 \right] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\vec{M}_d = \frac{1}{2} \rho S \left[\dot{X}_8 R \cos(\beta) - \dot{X}_7 R \sin(\beta) \right] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Para obter o valor final da força basta multiplicar pelo número de elementos.

No caso do momento, como as colunas e os tendões estão simetricamente distribuídos, o momento é nulo.

2) Inexistência dos movimentos lineares de avanço e deriva

$$F_{d7} = \frac{1}{2} \rho S \left[-\dot{X}_{12} R \sin(X_{12} + \beta) \right] \left\{ \dot{X}_{12}^2 R^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$F_{d8} = \frac{1}{2} \rho S \left[\dot{X}_{12} R \cos(X_{12} + \beta) \right] \left\{ \dot{X}_{12}^2 R^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\bar{M}_d = \frac{1}{2} \rho S [\dot{X}_{12} R^2] \{\dot{X}_{12}^2 R^2\}^{\frac{1}{2}}$$

No caso das forças, como as colunas e os tendões estão simetricamente distribuídos, a força resultante é nula.

Para obter o momento resultante basta multiplicar pelo número de elementos.

Tendões

Para os tendões as mesmas considerações feitas para as colunas se aplicam. No entanto é necessário adicionar a integração ao longo do comprimento do mesmo conforme abaixo.

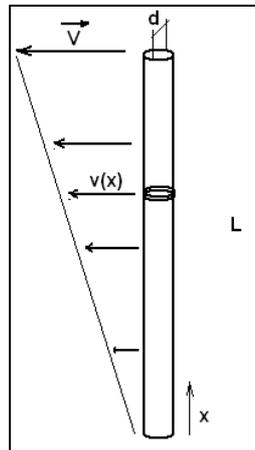


Figura 110 – Esquema do Cálculo da Força de Arrasto dos Tendões

Dada uma velocidade V temos e de modo a simplificar a conta, a menos da direção da força resultante, sem prejuízo para o resultado uma vez que as direções da velocidade são as mesmas, temos:

$$F = \int_0^L 0.5 \rho d C_d v(x)^2 dx$$

Sendo que

$$v(x) = V \frac{x}{L}$$

Desenvolvendo

$$F = \int_0^L \frac{0.5 \rho d Cd V^2 x^2}{L^2} dx$$

$$F = \frac{0.5 \rho d Cd L}{3} V^2$$

No final, considerando-se a direção da força temos:

$$F = \frac{1/2 \rho S Cd V |V|}{3}$$

Ou seja, a terça parte da força que seria devida caso a velocidade fosse constante ao longo do comprimento do tendão.

E, portanto, as forças e por conseqüência os momentos proporcionados pelos tendões utilizando a mesma formulação das colunas são:

$$F_{d7} = \frac{1}{6} \rho S [\dot{X}_7 - \dot{X}_{12} R \sin(X_{12} + \beta)] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$F_{d8} = \frac{1}{6} \rho S [\dot{X}_8 + \dot{X}_{12} R \cos(X_{12} + \beta)] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(X_{12} + \beta) - \dot{X}_7 \sin(X_{12} + \beta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Sendo

$$\theta = X_{12} + \beta$$

$$\vec{M}_d = \frac{1}{6} \rho S [\dot{X}_{12} R^2 + \dot{X}_8 R \cos(\theta) - \dot{X}_7 R \sin(\theta)] \left\{ \dot{X}_7^2 + \dot{X}_8^2 + \dot{X}_{12}^2 R^2 - 2 \dot{X}_{12} R [\dot{X}_8 \cos(\theta) - \dot{X}_7 \sin(\theta)] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Para obter o momento resultante basta multiplicar pelo número de elementos.

Pontoons

Para o cálculo das forças de arrasto nos pontoons a seguinte formulação é proposta.

A velocidade transversal em relação ao comprimento que incide no pontoon devido ao movimento de cabeceio da unidade foi considerada conforme a ilustração abaixo.

$$V_{tot}(\theta) = \omega R(\theta)$$

$$R(\theta) = \frac{d}{\cos \theta}$$

$$V_{tra}(\theta) = -V_{tot}(\theta) \sin \theta$$

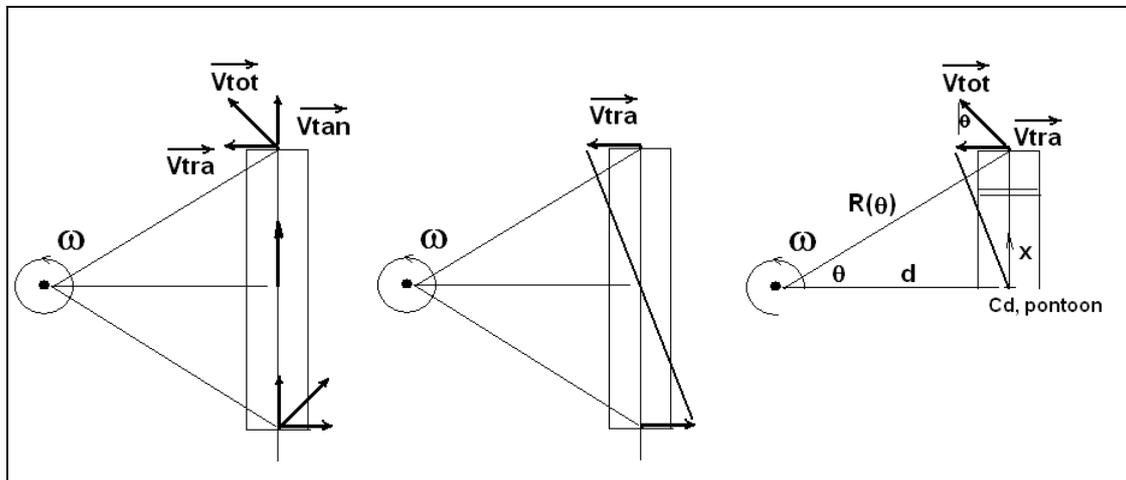


Figura 111 – Esquema do Cálculo da Força de Arrasto dos Pontoons

Substituindo

$$V_{tra}(\theta) = -\omega d \tan \theta$$

Como $\tan \theta = \frac{x}{d}$ temos

$$V_{tra}(x) = -\omega x$$

Sendo

ω X'_{12} movimento angular de cabeceio da unidade

Ou seja, a velocidade transversal ao longo do comprimento do pontoon é igual à velocidade angular de cabeceio multiplicado pela altura da seção.

Dado o pontoon da TLWP também está sujeito as velocidades lineares, basta adicionar componente da à projeção das velocidades na direção transversal do pontoon devido aos movimentos de avanço e deriva.

Neste caso temos

$$V_{tra}(x) = -\dot{X}_{12} \cdot x + v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8)$$

$$F_d = \frac{1}{2} \rho h Cd \int_{-L/2}^{+L/2} V_{tra}(x) |V_{tra}(x)| dx$$

Como o sinal de V_{tra} depende do valor das duas componentes (X'_7 e X'_8) o cálculo da força fica muito trabalhoso.

No caso em que a velocidade angular de cabeceio é nula temos apenas forças nas direções de avanço e deriva e o momento de cabeceio é nulo.

Por outro lado, quando temos apenas velocidade angular de cabeceio, as forças de avanço e deriva são nulas e temos apenas o momento de cabeceio.

De modo a simplificar o cálculo desta parcela propõe-se o cálculo não considerando o termo acoplado entre a velocidade angular e a velocidade linear. Deste modo as forças e os momentos podem ser simplificados conforme abaixo.

$$F_d = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot h \cdot Cd \left(\int_{-L/2}^{+L/2} v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8) \cdot |v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8)| \cdot dx + \int_{-L/2}^{+L/2} -\dot{X}_{12} \cdot x \cdot |-\dot{X}_{12} \cdot x| \cdot dx \right)$$

$$M_d = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot h \cdot Cd \left(\int_{-L/2}^{+L/2} v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8) \cdot |v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8)| \cdot (-x) \cdot dx + \int_{-L/2}^{+L/2} -\dot{X}_{12} \cdot x \cdot |-\dot{X}_{12} \cdot x| \cdot (-x) \cdot dx \right)$$

O segundo termo da força é nulo e o primeiro termo do momento é nulo e as expressões finais ficam.

$$F_d = \frac{1}{2} \rho h L Cd v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8) |v_{trav}(\dot{X}_7, \dot{X}_8)|$$

$$M_d = \frac{1}{2} \rho h L^4 Cd \dot{X}_{12} |\dot{X}_{12}|$$

Para encontrar as forças nas direções de avanço e deriva no sistema de referência global é necessário decompor a velocidade linear para o ângulo de cabeceio da unidade, calcular as forças no sistema de referência local e retornar as forças para o sistema de referência global.

As velocidades no sistema local poder ser obtidas por.

$$\begin{bmatrix} V7local \\ V8local \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V7global \\ V8global \end{bmatrix}$$

Sendo $\theta = X_{12}$.

De posse das velocidades no sistema local as forças F7 local e F8 local dos pontoon são.

$$F_{d7} = \rho h L C_d V7local |V7local|$$

$$F_{d8} = \rho h L C_d V8local |V8local|$$

As forças do sistema local são transformadas utilizando a matriz de rotação abaixo, ($\theta = X_{12}$) obtendo assim as forças no sistema global. Após a transformação o módulo e a fase das forças foram obtidos.

$$\begin{bmatrix} F7global \\ F8global \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F7local \\ F8local \end{bmatrix}$$

APÊNDICE E – DADOS DE ENTRADA

Nesta seção serão apresentados os valores utilizados como dados de entrada para a simulação numérica.

Massa (Mi)

Tabela 36 – Valores de Massa e Inércia

M1	M2	M3	M4	M7	M8	M12
[t]	[t]	[t]	[t.m ²]	[t]	[t]	[t.m ²]
2,32E+05	2,32E+05	2,32E+05	5,43E+07	2,00E+04	2,00E+04	8,00E+06

Massa Adicional (Aij)

Os coeficientes de massa adicional foram obtidos através do programa WAMIT.

Tabela 37 – Valores de Massa e Inércia Adicionais, Termos Principais

T	w	A(1,1)	A(2,2)	A(3,3)	A(4,4)	A(7,7)	A(8,8)	A(12,12)
[s]	[rad/s]	[t]	[t]	[t]	[t.m ²]	[t]	[t]	[t.m ²]
25	0,25133	1,59E+04	2,08E+05	4,67E+05	1,84E+07	2,55E+04	2,56E+04	1,06E+07
20	0,31416	1,60E+04	2,34E+05	3,79E+05	1,87E+07	2,64E+04	2,65E+04	1,07E+07
17	0,36960	1,45E+04	2,48E+05	3,05E+05	1,88E+07	2,73E+04	2,80E+04	1,07E+07
15	0,41888	1,25E+04	2,30E+05	2,50E+05	1,81E+07	2,78E+04	2,93E+04	1,08E+07
14	0,44880	1,14E+04	2,01E+05	2,31E+05	1,74E+07	2,77E+04	2,87E+04	1,09E+07
13	0,48332	1,05E+04	1,65E+05	2,26E+05	1,67E+07	2,74E+04	2,63E+04	1,09E+07
12	0,52360	9,98E+03	1,41E+05	2,29E+05	1,64E+07	2,72E+04	2,38E+04	1,11E+07
11	0,57120	9,41E+03	1,18E+05	2,28E+05	1,61E+07	2,68E+04	2,51E+04	1,12E+07
10	0,62832	7,85E+03	8,05E+04	2,27E+05	1,58E+07	2,40E+04	2,83E+04	1,14E+07
09	0,69813	5,49E+03	7,10E+04	2,37E+05	1,57E+07	2,02E+04	2,12E+04	1,18E+07
07	0,89760	2,69E+03	2,48E+04	2,56E+05	1,56E+07	2,01E+04	2,06E+04	1,43E+07

Tabela 38 – Valores de Massa e Inércia Adicionais, Termos Cruzados FPSO

T	w	A(1,3)	A(2,4)
[s]	[rad/s]	[t]	[t.m]
25	0,25133	5,05E+03	-7,31E+05
20	0,31416	6,16E+03	-8,25E+05
17	0,36960	6,67E+03	-8,51E+05
15	0,41888	6,27E+03	-7,29E+05
14	0,44880	5,72E+03	-5,81E+05
13	0,48332	5,20E+03	-4,20E+05
12	0,52360	5,17E+03	-3,20E+05
11	0,57120	5,69E+03	-2,36E+05
10	0,62832	5,49E+03	-1,20E+05
09	0,69813	4,90E+03	-9,51E+04
07	0,89760	3,58E+03	-5,55E+04

Tabela 39 – Valores de Massa e Inércia Adicionais, Termos Cruzados TLWP

T	w	A(7,1)	A(7,3)	A(8,2)	A(8,3)	A(12,2)	A(12,3)	A(12,8)
[s]	[rad/s]	[t]	[t]	[t]	[t]	[t.m]	[t.m]	[t.m]
25	0,25133	8,58E+02	4,09E+02	-2,97E+03	-9,32E+03	4,13E+02	1,55E+03	-2,69E+03
20	0,31416	6,34E+02	3,64E+02	-6,10E+03	-1,12E+04	9,36E+02	1,98E+03	-2,82E+03
17	0,36960	-2,80E+02	-6,93E+01	-1,16E+04	-1,01E+04	1,93E+03	1,92E+03	-3,04E+03
15	0,41888	-1,62E+03	-8,37E+02	-1,27E+04	-2,60E+03	2,27E+03	8,35E+02	-3,24E+03
14	0,44880	-2,42E+03	-1,29E+03	-6,81E+03	5,43E+03	1,42E+03	-4,75E+02	-3,14E+03
13	0,48332	-2,87E+03	-1,57E+03	5,10E+03	1,42E+04	-4,55E+02	-1,88E+03	-2,74E+03
12	0,52360	-2,09E+03	-1,29E+03	1,94E+04	2,03E+04	-2,75E+03	-2,88E+03	-2,29E+03
11	0,57120	5,89E+02	1,11E+02	2,99E+04	2,14E+04	-4,55E+03	-2,96E+03	-2,39E+03
10	0,62832	2,71E+03	1,63E+03	1,66E+04	8,76E+03	-2,75E+03	-8,99E+02	-2,84E+03
09	0,69813	5,50E+02	4,84E+02	-4,59E+03	-3,99E+03	6,65E+02	3,58E+02	-2,03E+03
07	0,89760	1,15E+02	1,26E+01	-8,23E+00	-2,78E+02	1,24E+03	4,74E+03	-1,18E+03

Amortecimento Potencial (Bi)

Os valores de amortecimento potencial foram obtidos através do programa WAMIT.

Tabela 40 – Valores de Amortecimento Potencial, Termos Principais

T	w	B(1,1)	B(2,2)	B(3,3)	B(4,4)	B(7,7)	B(8,8)	B(12,12)
[s]	[rad/s]	[t/s]	[t/s]	[t/s]	[t.m ² /s]	[t/s]	[t/s]	[t.m ² /s]
25	0,25133	5,56E+02	2,52E+03	6,46E+04	1,37E+06	4,28E+01	3,18E+01	8,92E-01
20	0,31416	1,64E+03	1,11E+04	8,49E+04	1,57E+06	1,85E+02	1,13E+02	3,20E+00
17	0,36960	2,81E+03	3,05E+04	9,41E+04	1,96E+06	5,56E+02	4,11E+02	9,56E+00
15	0,41888	3,61E+03	5,78E+04	9,04E+04	2,41E+06	1,24E+03	1,51E+03	2,89E+01
14	0,44880	3,91E+03	7,23E+04	8,22E+04	2,59E+06	1,78E+03	2,65E+03	5,15E+01
13	0,48332	4,14E+03	8,06E+04	7,20E+04	2,60E+06	2,36E+03	3,57E+03	8,12E+01
12	0,52360	4,46E+03	8,50E+04	6,46E+04	2,51E+06	3,02E+03	3,27E+03	1,34E+02
11	0,57120	5,14E+03	9,64E+04	5,99E+04	2,50E+06	4,38E+03	2,09E+03	3,73E+02
10	0,62832	6,17E+03	9,60E+04	4,82E+04	2,38E+06	6,16E+03	5,06E+03	2,83E+03
09	0,69813	6,44E+03	1,12E+05	4,40E+04	2,36E+06	6,02E+03	9,36E+03	2,61E+04
07	0,89760	5,85E+03	1,16E+05	2,22E+04	1,95E+06	8,88E+02	1,58E+03	1,26E+06

Os valores de B(4,4) apresentados na tabela já incluem o amortecimento linear extra de 1,5% do amortecimento crítico utilizado para compatibilizar a curva de resposta teórica com a curva obtida experimentalmente.

Tabela 41 – Valores de Amortecimento Potencial, Termos Cruzados FPSO

T	w	B(1,3)
[s]	[rad/s]	[t/s]
25	0,25133	-3,51E+02
20	0,31416	-2,87E+02

17	0,36960	8,42E+01
15	0,41888	5,44E+02
14	0,44880	7,08E+02
13	0,48332	6,96E+02
12	0,52360	5,57E+02
11	0,57120	7,04E+02
10	0,62832	1,30E+03
09	0,69813	1,72E+03
07	0,89760	2,44E+03

Tabela 42 – Valores de Amortecimento Potencial, Termos Cruzados TLWP

T	w	B(7,1)	B(7,3)	B(8,2)	B(8,3)	B(12,2)	B(12,3)	B(12,8)
[s]	[rad/s]	[t/s]	[t/s]	[t/s]	[t/s]	[t.m/s]	[t.m/s]	[t.m/s]
25	0,25133	1,37E+02	6,80E+01	2,20E+02	-5,61E+02	-5,10E+01	2,84E+01	-6,06E+00
20	0,31416	4,14E+02	2,01E+02	4,14E+02	-2,15E+03	-1,16E+02	2,67E+02	-2,00E+01
17	0,36960	6,97E+02	3,78E+02	-9,33E+02	-5,24E+03	6,42E+01	7,65E+02	-6,55E+01
15	0,41888	7,11E+02	4,12E+02	-5,74E+03	-8,93E+03	8,35E+02	1,39E+03	-2,40E+02
14	0,44880	4,45E+02	2,74E+02	-9,58E+03	-9,99E+03	1,48E+03	1,60E+03	-4,26E+02
13	0,48332	-2,05E+02	-5,90E+01	-1,20E+04	-8,80E+03	1,93E+03	1,44E+03	-5,83E+02
12	0,52360	-1,23E+03	-6,10E+02	-1,03E+04	-4,98E+03	1,74E+03	8,53E+02	-5,45E+02
11	0,57120	-1,77E+03	-1,06E+03	-1,10E+03	2,18E+03	3,81E+02	-2,29E+02	-3,54E+02
10	0,62832	-3,80E+02	-3,24E+02	1,29E+04	9,44E+03	-1,87E+03	-1,18E+03	-7,12E+02
09	0,69813	1,46E+03	9,46E+02	1,58E+04	8,84E+03	-2,35E+03	-2,83E+02	-1,38E+03
07	0,89760	2,03E+02	1,42E+02	-6,63E+03	-2,24E+03	-6,01E+02	3,96E+03	-5,52E+02

Força de Excitação (Fi)

As forças de excitação e respectivas fases foram obtidas através do programa WAMIT.

Tabela 43 – Forças de Excitação, Termos Principais

T	w	F1	F2	F3	F4	F7	F8	F12
[s]	[rad/s]	[kN]	[kN]	[kN]	[kN.m]	[kN]	[kN]	[kN.m]
25	0,25133	1,27E+03	2,54E+04	9,20E+04	1,29E+05	2,81E+01	2,57E+03	2,32E+02
20	0,31416	1,46E+03	3,98E+04	8,15E+04	1,91E+05	4,66E+01	3,45E+03	2,94E+02
17	0,36960	1,65E+03	5,45E+04	7,70E+04	2,46E+05	9,41E+01	6,82E+03	5,49E+02
15	0,41888	1,75E+03	6,57E+04	7,41E+04	2,77E+05	1,55E+02	1,25E+04	1,01E+03
14	0,44880	1,73E+03	6,86E+04	6,97E+04	2,77E+05	1,88E+02	1,51E+04	1,23E+03
13	0,48332	1,68E+03	6,80E+04	6,23E+04	2,59E+05	2,18E+02	1,50E+04	1,23E+03
12	0,52360	1,74E+03	6,76E+04	5,53E+04	2,41E+05	2,61E+02	1,01E+04	8,39E+02
11	0,57120	1,96E+03	7,11E+04	5,18E+04	2,35E+05	3,58E+02	1,65E+03	8,44E+01
10	0,62832	1,98E+03	6,54E+04	4,32E+04	1,91E+05	4,30E+02	1,54E+04	1,13E+03
09	0,69813	1,96E+03	7,04E+04	4,11E+04	1,78E+05	4,92E+02	1,70E+04	9,43E+02
07	0,89760	1,67E+03	6,22E+04	2,56E+04	9,68E+04	9,00E+01	4,40E+03	3,04E+03

Tabela 44 – Fases das Forças de Excitação

T	w	F1	F2	F3	F4	F7	F8	F12
[s]	[rad/s]	[°]	[°]	[°]	[°]	[°]	[°]	[°]
25	0,25133	179	85	11	-90	162	135	-49
20	0,31416	177	84	20	-93	111	179	-6
17	0,36960	172	80	28	-98	70	-137	41
15	0,41888	166	73	32	-106	38	-122	57
14	0,44880	163	68	33	-110	18	-121	59
13	0,48332	163	66	36	-113	-5	-121	59
12	0,52360	166	67	43	-111	-31	-121	59
11	0,57120	165	68	51	-110	-67	97	-73
10	0,62832	160	68	57	-110	-121	67	-121
09	0,69813	158	79	72	-98	158	78	-124
07	0,89760	166	113	113	-57	-155	-47	-156

Rigidez

A rigidez utilizada nas simulações foi calculada conforme especificado no texto principal da dissertação e os valores obtidos seguem abaixo. As memórias de cálculo seguem no anexo Apêndice K.

Tabela 45 – Valores de Rigidez Utilizados

K1	K2	K3	K4	K7	K8	K12
[kN/m]	[kN/m]	[kN/m]	[kN.m]	[kN/m]	[kN/m]	[kN.m]
3,59E+02	4,16E+02	1,33E+05	2,69E+07	1,82E+02	3,56E+02	1,36E+05

Coefficientes de Arrasto

Os coeficientes de arrasto utilizados foram:

FPSO

Cd1 0,25 (obtido experimentalmente)

Cd2 0,70 (obtido experimentalmente)

TLWP

Cd colunas e tendões 0,70 (seção circular)

Cd pontoon 1,00 (seção quadrada)

Os valores de C_d dependem do tipo de seção do elemento, do número de Reynolds e do número de Euler-Carpenter. Os valores experimentais do C_d usualmente utilizados em projetos de estruturas oceânicas variam entre 0.7 e 1.0.

APÊNDICE F – RIGIDEZ DO MODELO LINEAR

A matriz de rigidez no plano horizontal para uso no programa WAMIT deve incorporar a rigidez imposta pelas linhas de conexão e não somente a rigidez das linhas de amarração.

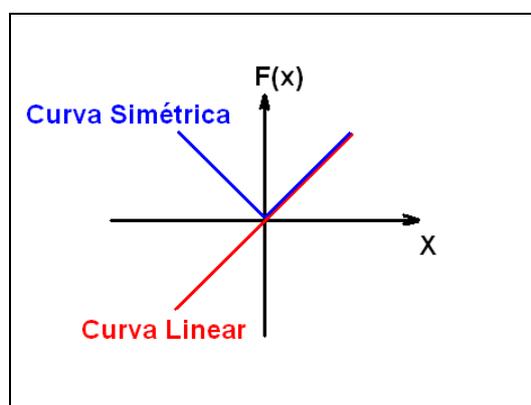
A rigidez do plano vertical é avaliada pelo WAMIT sendo que para a TLWP deverá ser imposta o valor de rigidez devido aos tendões.

Os principais elementos da matriz de rigidez utilizados e os valores considerados seguem abaixo.

K11	K_{11} (amarração) + P_t/d_o
K12	0
K17	$-P_t/d_o$
K18	0
K112	$R_t.P_t/d_o$
K21*	0
K22	K_{22} (amarração) + K_{linha} (conexão)
K23*	0
K24*	0
K27	0
K28	$-K_{\text{linha}}$ (conexão)
K212*	0
K71	$-P_t/d_o$
K72	0
K77	K_{77} (amarração) + P_t/d_o
K78	0
K712	$-R_t.P_t/d_o$
K81*	0
K82	$-K_{\text{linha}}$ (conexão)
K83*	0
K84*	0
K87*	0

K88	K22 (amarração) + Klinha (conexão)
K812*	0
K121	Rt.Pt/do
K122	0
K127	-Rt.Pt/do
K128	0
K1212	K1212 (amarração) + K1212 (conexão – conforme Apêndice G)

Repare que para os elementos marcados com * a rigidez não pode ser incluída pois é simétrica com relação ao eixo das forças e sempre atua na mesma direção o que inviabiliza o uso de um termo linear conforme a figura abaixo.



Os termos dependentes de Pt nas fórmulas acima advêm da seguinte dedução, na qual para uma excursão em x na direção perpendicular a uma das extremidades da linha de conexão de pré-tração (Pt), a força na direção x é aproximadamente igual a pré-tração multiplicada pela própria excursão x dividida pelo comprimento original da linha (do).

Os valores utilizados seguem abaixo.

Tabela 46 – Valores de Rigidez do Modelo Linear

K 1 1	599	[kN/m]	K 2 2	32042	[kN/m]
K 1 7	-240	[kN/m]	K 2 8	-31626	[kN/m]
K 1 12	6600	[kN]	K 8 2	-31626	[kN/m]
-	-	-	K 8 8	31982	[kN/m]
K 7 1	-240	[kN/m]	K 12 1	6600	[kN]
K 7 7	422	[kN/m]	K 12 7	-6600	[kN]
K 7 12	-6600	[kN]	K 12 12	648000	kN.m

APÊNDICE G – TABELA DE RESULTADOS

Seguem abaixo as tabelas dos gráficos apresentados no item 5.4.

Tabela 47 – Amplitude Equivalente / Amplitude da Onda

T	X1 [m/m]	X1 [m/m]	X2 [m/m]	X2 [m/m]
[s]	Simulador	Ensaio	Simulador	Ensaio
7	0,009	0,346	0,346	0,339
9	0,020	0,764	0,475	1,809
10	0,028	1,049	0,450	2,226
11	0,031	0,578	0,702	0,580
12	0,193	0,571	0,675	0,299
13	0,184	0,434	0,562	0,294
14	0,210	0,421	0,667	0,432
15	0,233	0,313	0,754	0,560
17	0,271	0,233	0,884	0,566
20	0,317	0,155	0,993	0,634
25	0,063	0,103	0,924	0,915

Tabela 48 – Amplitude Equivalente / Amplitude da Onda

T	X3 [m/m]	X3 [m/m]	X4 [%m]	X4 [%m]
[s]	Simulador	Ensaio	Simulador	Ensaio
7	0,098	0,083	0,188	0,520
9	0,409	0,244	1,378	3,917
10	0,757	0,989	6,514	6,512
11	1,361	1,236	3,215	2,951
12	1,609	1,603	1,806	1,949
13	1,427	1,482	1,435	1,475
14	1,282	1,364	1,270	1,271
15	1,205	0,966	1,119	1,031
17	1,115	1,161	0,830	0,830
20	1,051	1,178	0,557	0,526
25	1,020	1,223	0,332	0,370

Tabela 49 – Amplitude Equivalente / Amplitude da Onda

T	X7 [m/m]	X7 [m/m]	X8 [m/m]	X8 [m/m]
[s]	Simulador	Ensaio	Simulador	Ensaio
7	0,003	0,392	0,892	0,273
9	0,036	0,296	1,332	0,495
10	0,048	0,328	0,445	0,414
11	0,059	0,360	3,251	2,278
12	0,951	0,860	2,948	0,904
13	0,937	0,824	0,661	0,796
14	1,072	0,848	0,436	0,896
15	1,203	0,715	0,378	1,703
17	1,440	0,184	0,749	0,873
20	1,768	0,147	0,890	0,786
25	0,009	0,134	0,932	0,903

Tabela 50 – Amplitude Equivalente / Amplitude da Onda

T	X12 [%m]	X12 [%m]
[s]	Simulador	Ensaio
7	0,010	0,807
9	0,005	0,591
10	0,006	0,631
11	0,045	0,713
12	10,162	10,501
13	9,766	10,570
14	10,944	11,197
15	11,783	8,853
17	12,706	0,369
20	14,597	0,306
25	0,013	0,404

APÊNDICE H – MEMÓRIA DE CÁLCULO (RIGIDEZ)

Neste anexo será apresentada a memória de cálculo da rigidez das unidades no plano horizontal devido às linhas de amarração.

Avanço

Segue abaixo uma tabela com os resultados do cálculo da rigidez das linhas de amarração na direção de avanço.

Tabela 51 – Linhas de Amarração Horizontal – Rigidez – Avanço

Linha	Unidade	Ângulo	θ_1	Modelo				Escala Real			
		Local		Lo	F1	EA	$K_{\text{indiv.}}$	Lo	F1	EA	$K_{\text{indiv.}}$
		[°]	[°]	[m]	[N]	[N/m]	[N/m]	[m]	[kN]	[N/m]	[N/m]
M1	FPSO	314	36	7.5	10.0	11.15	-7.8	750	10000	111.5	-77.6
M2	FPSO	51	51	7.5	17.0	22.30	-10.2	750	17000	223.0	-102.0
M3	FPSO	226	36	7.5	10.0	11.15	-7.8	750	10000	111.5	-77.6
M4	FPSO	129	51	7.5	17.0	22.30	-10.2	750	17000	223.0	-102.0
M5	TLWP	292	68	7.5	6.5	13.00	-2.6	750	6500	130.0	-25.7
M6	TLWP	248	68	7.5	6.5	13.00	-2.6	750	6500	130.0	-25.7

Segue abaixo uma tabela com os resultados do cálculo da rigidez dos tendões na direção de deriva utilizando a aproximação proposta.

Tabela 52 – Tendões – Rigidez – Avanço

Linha	Unidade	Modelo			Escala real		
		Pré-Tração	L	Rigidez	Pré-Tração	L	Rigidez
		[N]	[m]	[N/m]	[kN]	[m]	[kN/m]
T1	TLWP	31.8	9.75	3.3	31750	975	32.6
T2	TLWP	31.8	9.75	3.3	31750	975	32.6
T3	TLWP	31.8	9.75	3.3	31750	975	32.6
T4	TLWP	31.8	9.75	3.3	31750	975	32.6

Para o cálculo de K_{11} e K_{77} basta somar a contribuição individual de cada linha conforme segue.

Tabela 53 – Cálculo K11

Linha	Unidade	K	K
		indiv.	indiv.
		[N/m]	[kN/m]
M1	FPSO	-7.8	-78
M2	FPSO	-10.2	-102
M3	FPSO	-7.8	-78
M4	FPSO	-10.2	-102
K₁₁	FPSO	-35.9	-359

Tabela 54 – Cálculo K77

Linha	Unidade	K	K
		indiv.	indiv.
		[N/m]	[kN/m]
M5	TLWP	-2.6	-26
M6	TLWP	-2.6	-26
T1	TLWP	-3.3	-33
T2	TLWP	-3.3	-33
T3	TLWP	-3.3	-33
T4	TLWP	-3.3	-33
K₇₇	TLWP	-18.2	-182

Deriva

Segue abaixo uma tabela com os resultados do cálculo da rigidez das linhas de amarração na direção de deriva.

Tabela 55 – Linhas de Amarração Horizontal – Rigidez – Deriva

Linha	Unidade	Ângulo Local	θ_1	Modelo				Escala Real			
				Lo	F1	EA	K _{indiv.}	Lo	F1	EA	K _{indiv.}
				[m]	[N]	[N/m]	[N/m]	[m]	[kN]	[N/m]	[N/m]
M1	FPSO	314	44	7.5	10.0	11.15	6.4	750	10000	111.5	64.1
M2	FPSO	51	39	7.5	17.0	22.30	14.4	750	17000	223.0	143.7
M3	FPSO	226	44	7.5	10.0	11.15	6.4	750	10000	111.5	64.1
M4	FPSO	129	39	7.5	17.0	22.30	14.4	750	17000	223.0	143.7

M5	TLWP	292	22	7.5	6.5	13.00	11.3	750	6500	130.0	113.0
M6	TLWP	248	22	7.5	6.5	13.00	11.3	750	6500	130.0	113.0

Segue abaixo uma tabela com os resultados do cálculo da rigidez dos tendões na direção de deriva.

Tabela 56 – Tendões – Rigidez – Deriva

Linha	Unidade	Modelo			Escala real		
		Pré-Tração	L	Rigidez	Pré-Tração	L	Rigidez
		[N]	[m]	[N/m]	[kN]	[m]	[kN/m]
T1	TLWP	31.8	9.75	3.3	31750	975	32.6
T2	TLWP	31.8	9.75	3.3	31750	975	32.6
T3	TLWP	31.8	9.75	3.3	31750	975	32.6
T4	TLWP	31.8	9.75	3.3	31750	975	32.6

Para o cálculo de K_{22} e K_{88} basta somar a contribuição individual de cada linha conforme segue.

Tabela 57 – Cálculo K_{22}

Linha	Unidade	K	K
		indiv.	indiv.
		[N/m]	[kN/m]
M1	FPSO	6.4	64
M2	FPSO	14.4	144
M3	FPSO	6.4	64
M4	FPSO	14.4	144
K_{22}	FPSO	41.6	416

Tabela 58 – Cálculo K_{88}

Linha	Unidade	K	K
		indiv.	indiv.
		[N/m]	[kN/m]
M5	TLWP	11.3	113
M6	TLWP	11.3	113
T1	TLWP	3.3	33
T2	TLWP	3.3	33

T3	TLWP	3.3	33
T4	TLWP	3.3	33
K₈₈	TLWP	35.6	356

Cabeceio

Segue abaixo uma tabela com os resultados do cálculo da rigidez da TLWP devido às linhas de amarração na direção do cabeceio.

Tabela 59 – Linhas de Amarração Horizontal – Rigidez – Cabeceio

Linha	Unidade	α	β	θ_1	Lo	F1	EA	R	K _{indiv.}
		[°]	[°]	[°]	[m]	[kN]	[kN/m]	[m]	[kN.m]
M5	TLWP	22.00	36.36	75.64	750	6500.0	130.00	33.9	18537
M6	TLWP	22.00	36.36	75.64	750	6500.0	130.00	33.9	18537

A rigidez para cada tendão é calculada conforme segue.

Tabela 60 – Tendão – Rigidez – Cabeceio

R	27.5	m
L	975	m
PT	31750	kN
K linear	24627	kN.m

Considerando a contribuição de todos os tendões temos que a rigidez devido aos tendões é de 98506 kN.m.

Para o cálculo de K₁₂₁₂ basta somar a contribuição das linhas de amarração e dos tendões conforme segue.

Tabela 61 – Cálculo K1212

Tipo	K
	[kN.m]
Amarração	37073
Tendões	98506
K ₁₂₁₂	135579

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)