

LEONARDO CAMPANINE SICCHIERI

**MODELAGEM MULTIFÍSICA DE UMA UNIDADE
GERADORA HIDRELÉTRICA**



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

2024

LEONARDO CAMPANINE SICCHIERI

**MODELAGEM MULTIFÍSICA DE UMA UNIDADE GERADORA
HIDRELÉTRICA**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **DOCTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de concentração: Mecânica dos Sólidos e Vibrações.

Orientador: Prof. Dr. Aldemir Aparecido Cavallini Junior

UBERLÂNDIA - MG

2024

Ficha Catalográfica Online do Sistema de Bibliotecas da UFU
com dados informados pelo(a) próprio(a) autor(a).

S565 2024	<p>Sicchieri, Leonardo Campanine, 1992- Modelagem Multifísica de uma Unidade Geradora Hidroelétrica [recurso eletrônico] / Leonardo Campanine Sicchieri. - 2024.</p> <p>Orientador: Aldemir Aparecido Cavallini Junior. Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia, Pós-graduação em Engenharia Mecânica. Modo de acesso: Internet. Disponível em: http://doi.org/10.14393/ufu.te.2024.503 Inclui bibliografia.</p> <p>1. Engenharia mecânica. I. Cavallini Junior, Aldemir Aparecido, 1983-, (Orient.). II. Universidade Federal de Uberlândia. Pós-graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.</p> <p style="text-align: right;">CDU: 621</p>
--------------	---

Bibliotecários responsáveis pela estrutura de acordo com o AACR2:

Gizele Cristine Nunes do Couto - CRB6/2091
Nelson Marcos Ferreira - CRB6/3074



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia
Mecânica

Av. João Naves de Ávila, nº 2121, Bloco 1M, Sala 212 - Bairro Santa Mônica, Uberlândia-
MG, CEP 38400-902

Telefone: (34) 3239-4282 - www.posmecanicaufu.com.br - secposmec@mecanica.ufu.br



ATA DE DEFESA - PÓS-GRADUAÇÃO

Programa de Pós-Graduação em:	Engenharia Mecânica				
Defesa de:	Tese de Doutorado, nº 381, PPGEM				
Data:	08/07/2024	Hora de início:	08:00	Hora de encerramento:	12:00
Matrícula do Discente:	11923EMC006				
Nome do Discente:	Leonardo Campanine Sicchieri				
Título do Trabalho:	Modelagem Multifísica de uma Unidade Geradora Hidroelétrica				
Área de concentração:	Mecânica dos Sólidos e Vibrações				
Linha de pesquisa:	Dinâmica de Sistemas Mecânica				
Projeto de Pesquisa de vinculação:	Solução Integrada para o Diagnóstico de Defeitos, Análise Dinâmica e Monitoramento Contínuo de Unidades Geradoras Francis				

Reuniu-se por meio de videoconferência a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, assim composta: Professores Doutores: Ilmar Ferreira Santos - DTU; Gregory Bregion Daniel - FEM/UNICAMP; Thiago Augusto Machado Guimarães - FEMEC/UFU; Rógerio Sales Gonçalves - FEMEC/UFU e Aldemir Aparecido Cavallini Jr - FEMEC/UFU, orientador do candidato.

Iniciando os trabalhos o presidente da mesa, Dr. Aldemir Aparecido Cavallini Jr, apresentou a Comissão Examinadora e o candidato, agradeceu a presença do público, e concedeu ao Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação do Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir o senhor presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos examinadores, que passaram a arguir o candidato. Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu o resultado final, considerando o candidato:

Aprovado.

Esta defesa faz parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor.

O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.



Documento assinado eletronicamente por **Aldemir Aparecido Cavalini Junior, Professor(a) do Magistério Superior**, em 08/07/2024, às 15:31, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Thiago Augusto Machado Guimarães, Professor(a) do Magistério Superior**, em 08/07/2024, às 15:43, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Rogério Sales Gonçalves, Professor(a) do Magistério Superior**, em 08/07/2024, às 16:43, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **GREGORY BREGION DANIEL, Usuário Externo**, em 08/07/2024, às 17:54, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Ilmar Ferreira Santos, Usuário Externo**, em 08/07/2024, às 19:26, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **5503036** e o código CRC **35C79380**.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por iluminar sempre o meu caminho e me abençoar em todos os momentos da minha vida.

Aos meus pais, Fátima e Wagner, pelo suporte, exemplo, apoio e por todo o amor. Aos meus irmãos Pedro e Heitor, por todo o incentivo e cumplicidade. Ao Leonardo por todo o apoio. E à Helena, por toda a paciência, motivação e cuidado.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Aldemir, por todos os ensinamentos profissionais e pessoais, pela confiança no meu trabalho, por ser um exemplo de dedicação e por todas as oportunidades pessoais e profissionais proporcionadas. Sou muito grato ao senhor.

Ao Prof. Dr. Ilmar, por toda a sabedoria e conhecimento transmitidos, pelo exemplo profissional e humano, e pela recepção, cuidado e oportunidade de fazer parte do seu laboratório. Muito obrigado, professor.

A todos os meus amigos e colegas do projeto de P&D "Solução Integrada para o Diagnóstico de Defeitos, Análise Dinâmica e Monitoramento Contínuo de Unidades Geradoras Francis", em especial ao Paulo, Gabriel, Leandro, Lucas, Fabrício, Larissa, Barbara, Vergílio, por todas as contribuições para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos amigos do Laboratório de Mecânicas de Estruturas (LMEst-UFU), por todas as conversas, discussões e aprendizado, e em especial ao Roberto e Leandro, pela contribuição no trabalho.

À Danmarks Tekniske Universitet (DTU), por me acolher com carinho e respeito e me proporcionar tantos aprendizados ao longo de um ano. A todos os meus amigos e colegas do Departamento de Engenharia Mecânica (MEK-DTU), em especial ao Bruno, Fernando e Alessio, por todo o suporte e auxílio.

À Universidade Federal de Uberlândia e ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, por todo o aprendizado, conhecimento e oportunidade. E um agradecimento especial a todos os professores e técnicos.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), ao Instituto Nacional de Ciência e Tecnologia – Estruturas Inteligentes em Engenharia (INCT – EIE), à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais (FAPEMIG), por todo o auxílio financeiro proporcionado.

Às empresas Foz do Chapecó, BAESA, ENERCAN, CERAN, CSC Energia e CPFL Energia, pelo apoio financeiro através do projeto de P&D "Solução Integrada para o Diagnóstico de Defeitos, Análise Dinâmica e Monitoramento Contínuo de Unidades Geradoras Francis".

Agradeço, por fim, à todas as pessoas que fazem parte da minha vida e que, de alguma forma, contribuíram para a realização desta tese.

SICCHIERI, L. C. **Modelagem Multifísica de uma Unidade Geradora Hidroelétrica**. 2024. 157 p. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2024. <http://doi.org/10.14393/ufu.te.2024.503>

RESUMO

Este trabalho é dedicado ao desenvolvimento de um modelo multifísico de uma unidade geradora (UG) hidroelétrica, no qual o eixo é representado por elementos finitos, considerando uma viga de Timoshenko com seis graus de liberdade por nó. Os mancais hidrodinâmicos são modelados por meio da solução da equação de Reynolds e da equação de energia, utilizando o método dos volumes finitos. As forças eletromagnéticas que agem no gerador são determinadas por meio de simulações em elementos finitos, resolvendo as equações de Maxwell. Para representar as forças hidráulicas atuantes na turbina, são utilizados os resultados de simulações em CFD (Dinâmica dos Fluidos Computacional), que empregam o método das fronteiras imersas em conjunto com a Simulação de Grandes Escalas. Na montagem do modelo multifísico completo, com o intuito de reduzir o custo computacional e permitir a simulação de diversas condições de operação, optou-se por representar as forças de sustentação dos mancais hidrodinâmicos e as forças eletromagnéticas do gerador por meio de metamodelos Kriging. O modelo multifísico é ajustado para representar a UG de Foz do Chapecó, onde, ao comparar as amplitudes de vibração medidas na UG com os resultados numéricos, observa-se uma boa similaridade entre eles, com erros inferiores a 7%.

Palavras-chave: Modelo multifísico, Unidade geradora hidroelétrica, Metamodelos Kriging

SICCHIERI, L. C. **Multiphysics Modeling of a Hydroelectric Generating Unit**. 2024. 157 p. Thesis (PhD in Mechanical Engineering) - Federal University of Uberlândia, Uberlândia, 2024. <http://doi.org/10.14393/ufu.te.2024.503>

ABSTRACT

This work is dedicated to the development of a multiphysics model of a hydroelectric generating unit (GU), in which the shaft is represented by finite elements considering a Timoshenko beam with six degrees of freedom per node. The hydrodynamic bearings are modeled by solving the Reynolds equation and the energy equation using the finite volume method. The electromagnetic forces acting on the generator are determined through finite element simulations, solving Maxwell's equations. To represent the hydraulic forces acting on the turbine, results from CFD (Computational Fluid Dynamics) simulations are used, employing the immersed boundary method in conjunction with Large Eddy Simulation. In assembling the complete multiphysics model, with the aim of reducing computational costs and allowing the simulation of various operating conditions, it is opted to represent the supporting forces of the hydrodynamic bearings and the electromagnetic forces of the generator through Kriging surrogates. The multiphysics model is adjusted to represent the generating unit (GU) of Foz do Chapecó, where, upon comparing the vibration amplitudes measured in the GU with the numerical results, a good similarity is observed between them, with errors less than 7%.

Keywords: Multiphysics model, Hydroelectric generating unit, Kriging surrogates

LISTA DE FIGURAS

1.1 Porcentual da origem da matriz elétrica do Brasil, fonte: ANEEL - 29/05/2024 .	2
2.1 Graus de liberdade associados a um elemento finito genérico usado na formulação.	15
2.2 Representação do elemento de disco.	24
2.3 Massa de desbalanceamento mecânico (LALANNE; FERRARIS, 1998).	27
2.4 Representação geométrica de um mancal cilíndrico.	29
2.5 Procedimento para determinar das forças e a distribuição de temperatura nos mancais cilíndricos radiais.	31
2.6 Representação geométrica de um mancal segmentado radial.	32
2.7 Sistemas de referência: a) inercial; b) auxiliar; c) móvel; d) móvel curvilíneo. (Adaptado de: Russo (2000)).	33
2.8 Procedimento de cálculo para mancais segmentados radiais.	35
2.9 Representação geométrica de um mancal segmentado axial.	36
2.10 Procedimento de cálculo para mancais segmentados axiais.	38
2.11 Elemento genérico da malha.	41
2.12 Vetor normal a superfície (adaptado de Andersen (2012)).	46
2.13 Exemplo da conexão entre as malhas do domínio Euleriano e Lagrangiano.	48
2.14 Comparação das resposta entre: (a) Função original, (b) Superfície de resposta e (c) Metamodelo Kriging.	53
3.1 Gerador de Foz do Chapecó.	56
3.2 Modelo simplificado 2D do gerador de Foz do Chapecó.	57
3.3 Diagrama do enrolamento de armadura para um módulo repetitivo.	58
3.4 Esquema do enrolamento de armadura.	59
3.5 Torque induzido para diferentes fases da corrente de armadura.	60
3.6 Densidade de corrente nos enrolamentos.	61
3.7 Linhas de fluxo e a densidade de fluxo magnético.	61

3.8	Representação da excentricidade do rotor em relação ao estator.	62
3.9	Linhas de fluxo e a densidade de fluxo magnético.	63
3.10	Forças eletromagnéticas em função da excentricidade do rotor.	64
3.11	Posição dos componentes da UG de Foz do Chapecó.	64
3.12	Mancal guia do gerador (a) Segmento. (b) Montagem dos segmentos na cuba de óleo	65
3.13	Representação da distribuição dos segmentos no mancal guia do gerador.	67
3.14	Convergência de malha mancal guia do gerador.	68
3.15	(a) Isobáricas (b) Isotérmicas	69
3.16	Distribuição de (a) Pressão ao longo da linha média. (b) Temperatura ao longo da linha média	70
3.17	Mancal de escora (a) Segmento. (b) Montagem dos segmentos na cuba de óleo .	71
3.18	Posição dos segmentos do mancal de escora.	73
3.19	Convergência de malha mancal de escora.	74
3.20	Campos 3D no mancal de escora (a) Pressão. (b) Temperatura.	75
3.21	(a) Isobáricas. (b) Isotérmicas.	76
3.22	Mancal guia da turbina e suas zonas de óleo (a) Um casquilho. (b) Esquema da montagem de dois casquilhos.	77
3.23	Convergência de malha mancal guia da turbina.	79
3.24	Campos de pressão e temperatura na mancal guia da turbina (a) Isobáricas (b) Isotérmicas.	80
3.25	Distribuição de (a) Pressão ao longo da linha média. (b) Temperatura ao longo da linha média.	81
3.26	Turbina Francis.	82
3.27	Volume de controle da simulação.	83
3.28	Malha adaptativa do volume de controle plano ZX.	84
3.29	Linhas de corrente de velocidade, vistas no plano YZ.	85
3.30	Linhas de corrente de velocidade, vistas no plano ZX.	85
3.31	Iso-superfícies coloridas pela vorticidade ao redor da turbina.	86
3.32	Iso-superfícies coloridas pela vorticidade ao longo de todo o caminho.	86
3.33	Forças hidráulicas no domínio do tempo.	87
3.34	Forças hidráulicas no domínio da frequência.	88

4.1	Parâmetros de entrada e saída dos metamodelos.	90
4.2	Comparação entre as forças obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal guia do gerador para as amostras adicionais.	92
4.3	Comparação entre os ângulos de rotação do segmento obtidos pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal guia do gerador para as amostras adicionais.	93
4.4	Comparação entre as forças axiais obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal de escora.	95
4.5	Comparação entre as forças na direção X obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal guia da turbina.	97
4.6	Comparação entre as forças na direção Y obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal guia da turbina.	97
4.7	Fluxograma com as etapas para a construção do metamodelo do gerador.	98
4.8	Diagrama “V” do gerador com dados históricos de operação, amostras e limites operacionais.	99
4.9	Comparação entre os coeficientes equivalentes de forças eletromagnéticas obtidas pelo metamodelo e pelas simulas com o FEMM.	100
5.1	Representação da discretização da UG.	102
5.2	Sistema de coordenadas do modelo completo da UG.	103
5.3	Posicionamento dos proxímetros na UG.	104
5.4	Deslocamento axial (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.	106
5.5	Deslocamentos medidos pelos proxímetros do MGG (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.	107
5.6	Deslocamentos medidos pelos proxímetros do MGT (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.	108
5.7	Orbitas operacionais da UG.	109
5.8	Deslocamento axial numérico obtido pelo modelo com folgas radiais de projeto (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.	110
5.9	Deslocamentos numérico na posição dos proxímetros do MGG obtidos pelo modelo com folgas radiais de projeto (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.	111

5.10	Deslocamentos numérico na posição dos proxímetros do MGT obtidos pelo modelo com folgas radiais de projeto (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.	112
5.11	Orbitas bidimensionais numéricas obtidas pelo modelo com folgas radiais de projeto.	113
5.12	Deslocamento axial no domínio do tempo (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.	115
5.13	Deslocamento axial no domínio da frequência (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.	116
5.14	Deslocamentos radial no domínio do tempo na posição dos proxímetros do MGG (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.	117
5.15	Deslocamentos radial no domínio da frequência na posição dos proxímetros do MGG (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.	118
5.16	Deslocamentos radial no domínio do tempo na posição dos proxímetros do MGT (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.	119
5.17	Deslocamentos radial no domínio da frequência na posição dos proxímetros do MGG (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.	120
5.18	Orbitas 2D na posição dos proxímetros radiais (a) Numérica, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.	121
5.19	Orbitas 3D da UG.	122

LISTA DE TABELAS

2.1	Funções de correlação.	51
3.1	Parâmetros do gerador elétrico.	57
3.2	Parâmetros do enrolamento do gerador.	58
3.3	Parâmetros do mancal segmentado radial - guia do gerador.	66
3.4	Parâmetros mancal segmentado axial - ecora.	72
3.5	Parâmetros mancal cilíndrico - guia da turbina.	78
3.6	Parâmetros geométrico da Francis.	83
4.1	Intervalo de projeto das variáveis de entrada do metamodelo do mancal guia do gerador.	91
4.2	Configuração do metamodelo do mancal guia do gerador e métricas de precisão.	92
4.3	Intervalo de projeto das variáveis de entrada do metamodelo do mancal de escora.	94
4.4	Configuração do metamodelo do mancal axial e métricas de precisão.	94
4.5	Intervalo de projeto das variáveis de entrada do metamodelo do mancal guia da turbina.	96
4.6	Configuração do metamodelo do mancal guia da turbina e métricas de precisão.	96
4.7	Intervalo de projeto das variáveis de entrada do metamodelo do gerador.	99
4.8	Configuração do metamodelo do gerador e métricas de precisão.	100
5.1	Parâmetros nominais de operação da UG.	105
5.2	Folgas radiais medidas do mancal guia do gerador.	114

LISTA DE SÍMBOLOS

Modelo do eixo e das partes girantes

α	Fase do desbalanceamento
\mathbf{C}	Matriz de amortecimento
\mathbf{C}_g	Matriz do efeito giroscópico
\mathbf{C}_D	Matriz de efeito giroscópico do disco
D	Centro do disco
d	Distância entre a massa de desbalanceamento e o centro geométrico
E	Módulo de elasticidade
F_a	Força axial
\mathbf{F}_e	Forças eletromagnéticas
\mathbf{F}_h	Forças hidráulicas
\mathbf{F}_m	Forças de sustentação dos mancais hidrodinâmicos
\mathbf{F}_u	Forças de desbalanceamento mecânico
G	Módulo de cisalhamento do material
I	Momento de inércia de área da seção transversal
I_D	Momento de inércia de massa do disco
k	Coefficiente de cisalhamento
L	Comprimento

M_D	Massa do disco
\mathbf{M}	Matriz de massa
\mathbf{M}_D	Matriz de massa do disco
m_u	Massa de desbalanceamento
ν	Coefficiente de Poisson
Ω	Velocidade de rotação
R_i	Raio interno
R_e	Raio externo
$R_o(X, Y, Z)$	Sistema de referência fixo
$R(x, y, z)$	Sistema de referência associado ao disco
S	Área da seção transversal
T	Torque
T_{Sf}	Energia cinética do eixo em flexão
T_D	Energia cinética do disco
T_{Sa}	Energia cinética devido ao movimento ao longo da direção Y
T_u	Energia cinética da massa de desbalanceamento
U_{Sf}	Energia de deformação devido à flexão
U_{Sa}	Energia de deformação associada ao movimento na direção Y
\mathbf{W}	Força peso
\mathbf{q}	Vetor de deslocamentos

ρ	Densidade
ϕ	Rotação na direção Y
ψ	Rotação na direção Z
θ	Rotação na direção X
\mathbf{K}_F	Matriz de rigidez suplementar devido às forças aplicadas ao longo da direção axial
\mathbf{K}_T	Matriz de rigidez suplementar devido ao torque
\mathbf{K}_{Dt}	Matriz de enrijecimento do disco quando em regime transiente
\mathbf{K}_{rt}	Matriz de rigidez suplementar em regime transiente
\mathbf{K}	Matriz de rigidez
u	Deslocamento na direção X
v	Deslocamento na direção Y
w	Deslocamento na direção Z
δW_S	Trabalho virtual associado ao torque

Modelos termo-hidrodinâmico

a, b, c	Coefficientes da equação da viscosidade
α	Ângulo de rotação do segmento em relação ao pivô
α_p	Ângulo de rotação do segmento no ponto de pivotamento na direção s
α_r	Ângulo de rotação do segmento no ponto de pivotamento na direção r
$B_j(x, y, z)$	Referencial auxiliar fixo

$B'_j(x', y', z')$	Referencial auxiliar móvel
$B''_j(x'', y'', z'')$	Referencial auxiliar móvel curvilíneo
C	Folga radial
c_p	Calor específico
e	Excentricidade dimensional
F_X	Força hidrodinâmica de sustentação na direção X
F_Y	Força hidrodinâmica de sustentação na direção Y
F_Z	Força de sustentação resultante na direção axial
F_{xm_j}	Força de sustentação resultante na direção x' do referencial móvel B'_j
F_{ym_j}	Força de sustentação resultante na direção y' do referencial móvel B'_j
F_{zm_j}	Força resultante axial do j -ésimo segmento
h_0	Espessura do filme de óleo sobre o pivô
h_0	Folga radial do mancal segmentado
h_h	Espessura do filme de óleo
h_s	Espessura do segmento
\bar{h}_h	Espessura do filme de óleo adimensional
$I(r, \theta, Z)$	Sistema de coordenadas cilíndrico do mancal axial
$I(X, Y, Z)$	Referencial inercial localizado no centro do mancal radial
$I_c(x, y, z)$	Referencial curvilíneo do mancal cilíndrico
k_t	Condutividade térmica

L_B	Comprimento do mancal
L_S	Comprimento axial do segmento
M_{r_j}	Momento resultante na direção r
M_{R_j}	Momento resultante no segmento
M_{s_j}	Momento resultante na direção s
μ	Viscosidade dinâmica do fluido
μ_0	Viscosidade na temperatura de referência
$\bar{\mu}$	Viscosidade adimensional dinâmica do fluido
N_S	Número de segmentos
O_B	Centro do mancal
O_E	Centro do eixo
O_P	Ponto de rotação do pivô
O_S	Centro do segmento
p_h	Pressão hidrodinâmica dimensional
\bar{p}_h	Pressão hidrodinâmica adimensional
R	Raio do eixo
r	Coordenada na direção radial
\bar{r}	Coordenada adimensional na direção radial
r_1	Raio interno do segmento do mancal axial
r_2	Raio externo do segmento do mancal axial

r_{piv}	Posição radial do pivô
R_S	Raio do segmento
ρ	Massa específica
T	Temperatura
T_0	Temperatura de referência
\bar{t}	Tempo adimensional
θ	Posição angular
θ_0	Comprimento angular do segmento
θ_{piv}	Posição angular do pivô
φ	Posição angular do pivô
φ_h	Ângulo de atitude de eixo
v_r	Velocidade do fluido na direção radial
v_θ	Velocidade do fluido na direção tangencial
x_r e y_r	Deslocamentos do centro do eixo no referencial auxiliar $B_j(x, y, z)$
x_R	Posição do centro do eixo na direção X
y_R	Posição do centro do eixo na direção Y
\bar{x}	Coordenada adimensional na direção circunferencial
\bar{y}	Coordenada adimensional na direção axial
\bar{z}	Coordenada adimensional na direção Z

Modelo eletromagnético do gerador

A	Potencial vetor
B	Densidade de fluxo magnético
B_R	Campo magnético do rotor
B_S	Campo magnético do estator
D	Dobro da área do elemento triangular
dt	Diferencial do torque
E	Campo elétrico
F	Força eletromagnética
f	Força de Lorentz
Γ	Fronteiras
$g(x,y)$	Função de ponderação
H	Intensidade de campo magnético
J	Densidade de corrente elétrica
\vec{k}	Vetor unitário apontando na direção Z
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo
μ_p	Permeabilidade magnética do material
Ω	Domínio
p_1	Vetor da origem até o vértice 1
p_2	Vetor da origem até o vértice 2

$\phi_j(x,y)$	Funções de interpolação
\vec{r}	Vetor que aponta da origem do torque para a posição atual
\mathbf{S}	Tensor de tensão de Maxwell
\mathbf{t}	Torque eletromagnético
\mathbf{T}	Tensor de torque
T_{ind}	Torque induzido
\vec{n}	Vetor unitário normal à superfície

Modelo hidráulico da turbina

\bar{p}	Pressão filtrada
\bar{u}_i	Componente i do vetor de velocidade filtrada
Δ	Escala de comprimento
D_{ij}	Função de distribuição
f_i	Componente i do vetor de força dinâmica Euleriana
Γ	Domínio Lagrangiano
ν	Viscosidade cinemática
ν_t	Viscosidade turbulenta
Ω	Domínio Euleriano
$c(\vec{x}, t)$	Função de proporcionalidade
ρ	Massa específica do fluido

τ_{ij}	Tensor sub-filtro (<i>Reynolds Stress Tensor</i>)
\bar{S}	Taxa de deformação tensorial
$\vec{F}(\vec{x}_k)$	Força em um ponto Lagrangiano

Metamodelagem Kriging

$\hat{\mathbf{a}}$	Vetor de coeficientes da função polinomial
$g(\mathbf{x})$	Fatores da função polinomial
$\hat{y}(\mathbf{x})$	Estimativa do metamodelo Kriging
k	Número de variáveis de entrada
N_a	Número de amostras de validação
N_s	Número de amostras de treinamento
p	Número de fatores do polinômio
R	Função de correlação espacial
σ^2	Variância
θ	Parâmetros de correlação
\mathbf{G}	Matriz polinomial
\mathbf{R}	Matriz de correlação
\mathbf{r}	Vetor de correlação
\mathbf{w}	Vetor de entrada
\mathbf{x}	Vetor de entrada

Y	Vetor de respostas amostrais
<i>y</i>	Resposta do modelo original

Abreviações

ANEEL	Agência Nacional de Energia Elétrica
BAESA	Usina Hidrelétrica Barra Grande
CERAN	Companhia Energética Rio das Antas
CFD	<i>Computational Fluids Dynamics</i>
CPFL	Companhia Paulista de Força e Luz
FEMEC	Faculdade de Engenharia Mecânica
FEMM	<i>Finite Element Method Magnetics</i>
GDL	Grau de liberdade
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
LMEst	Laboratório de Mecânica de Estruturas
MFLab	Laboratório de Mecânica dos Fluidos
RMSE	<i>Root Mean Square Error</i>
SGS	<i>Subgrid-scale</i>
THD	Termo-hidrodinâmico
UFU	Universidade Federal de Uberlândia
UG	Unidade Geradora
UGs	Unidades Geradoras

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	xii
LISTA DE TABELAS	xiii
LISTA DE SÍMBOLOS	xiv
CÁPITULO I - Introdução	1
1.1 Contextualização	1
1.2 Revisão bibliográfica	3
1.2.1 Modelagem de Unidades Geradoras	3
1.2.2 Metamodelagem Kriging	9
1.3 Contribuições originais da tese	11
1.4 Estrutura do Trabalho	11
CÁPITULO II - Modelos Matemáticos	13
2.1 Equação do movimento do rotor	13
2.2 Modelo do eixo e das partes girantes	14
2.2.1 Modelo de disco	24
2.2.2 Desbalanceamento mecânico	26
2.3 Modelos termo-hidrodinâmicos para mancais hidrodinâmicos	28
2.3.1 Mancal hidrodinâmico cilíndrico radial	28
2.3.2 Mancal hidrodinâmico segmentado radial	31
2.3.3 Mancal hidrodinâmico segmentado axial	34
2.4 Modelo eletromagnético do gerador	38
2.5 Modelo hidráulico da turbina	47
2.6 Formulação Kriging	50

CÁPITULO III - Resultados Numéricos dos Modelos Matemáticos dos Componentes da Unidade Geradora	55
3.1 Gerador	55
3.2 Mancais	63
3.2.1 Mancal segmentado radial - Guia do gerador	65
3.2.2 Mancal segmentado axial - Escora	71
3.2.3 Mancal cilíndrico - Guia da turbina	77
3.3 Turbina Francis	82
CÁPITULO IV - Metamodelos dos componentes da Unidade Geradora	89
4.1 Metamodelo do mancal guia do gerador - Segmentado radial	90
4.2 Metamodelo do mancal de escora - Segmentado axial	93
4.3 Metamodelo do mancal guia da turbina - Cilíndrico radial	95
4.4 Metamodelo do gerador	98
CÁPITULO V - Resultados Modelo Multifísico da Unidade Geradora	101
5.1 Descrição dos componentes e da montagem do modelo da UG	101
5.2 Comparação entre os resultados numéricos e experimentais	104
CÁPITULO VI - Comentários Gerais, Conclusões e Perspectivas Futuras	123
6.1 Comentários gerais	123
6.2 Conclusões	125
6.3 Perspectivas futuras	126
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	127

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1 Contextualização

O aumento da demanda por energia elétrica é uma realidade crescente em todo o mundo, impulsionada pelo desenvolvimento econômico, crescimento populacional e ampliação industrial. Ano após ano, o consumo de energia global continua a aumentar. Em paralelo a esse crescimento, há uma preocupação cada vez maior com os impactos ambientais, o que motiva a transformação da matriz energética de combustíveis fósseis para fontes renováveis (CASSORET, 2021).

No cenário de produção de energia elétrica, o Brasil se destaca internacionalmente. É um dos países com maior capacidade instalada, com uma média de produção em 2023 de 713,18 TWh (RITCHIE; ROSADO; ROSER, 2020). De acordo com a ANEEL (Agência Nacional de Energia Elétrica), em 2024 o Brasil atingiu a marca de mais de 200 GW de potência elétrica instalada, sendo que mais de 84% desse montante provém de fontes renováveis (Fig. 1.1), o que coloca o país entre os líderes mundiais em energias renováveis. Destaca-se especialmente a energia hidráulica, que corresponde aproximadamente a 53,75% da produção de energia elétrica no Brasil.

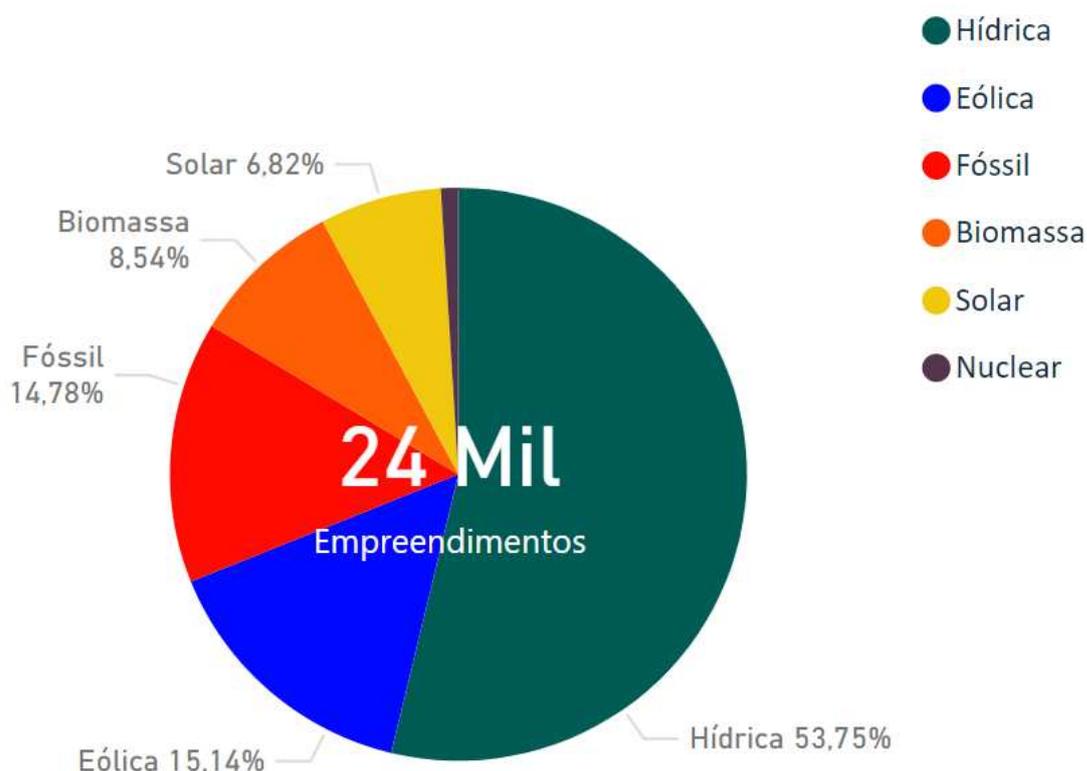


Figura 1.1: Porcentual da origem da matriz elétrica do Brasil, fonte: ANEEL - 29/05/2024

Dado o papel crucial que as hidrelétricas desempenham na matriz energética nacional, torna-se fundamental garantir a eficiência e a confiabilidade das unidades geradoras hidrelétricas (UGs). Este contexto inspirou o desenvolvimento do projeto de pesquisa e desenvolvimento (P&D) “Solução Integrada para o Diagnóstico de Defeitos, Análise Dinâmica e Monitoramento Contínuo de Unidades Geradoras Francis”, realizado em parceria com as empresas Foz do Chapecó, CERAN, BAESA, ENERCAN, CSC Energia e CPFL Energia. O objetivo deste projeto é desenvolver uma ferramenta de detecção de falhas em unidades geradoras, utilizando duas técnicas: uma baseada em modelo matemático para detecção de falhas com maior severidade que influenciam nas respostas de vibração do sistema, e outra baseada em alta frequência, capaz de identificar falhas incipientes (SICCHIERI et al., 2023).

Como parte da primeira técnica desenvolvida no projeto de P&D, a elaboração de modelos matemáticos para o estudo de cada um dos componentes que compõem uma UG, como mancais, geradores e turbinas, é de grande importância. Compreender o funcionamento desses componentes e do sistema como um todo permite uma avaliação cuidadosa de suas características, possibilitando a identificação de potenciais falhas ou condições operacionais ineficientes.

A integração dos modelos dos componentes da UG em um modelo multifísico completo possibilita a simulação do comportamento dinâmico global da UG, proporcionando uma compreensão mais abrangente do sistema. Essas informações podem ser valiosas para as equipes de manutenção, auxiliando na conservação da confiabilidade e na prevenção de falhas operacionais desses equipamentos.

Com base na contribuição que esses modelos podem oferecer, este trabalho se dedica a apresentar uma abordagem de modelagem dos componentes de uma unidade geradora hidrelétrica. Os modelos foram desenvolvidos com base na unidade geradora de Foz do Chapecó, instalada no Rio Uruguai, entre os municípios de Águas de Chapecó, em Santa Catarina, e Alpestre, no Rio Grande do Sul. Essa UG possui uma potência nominal de 225 MVA, um eixo dividido em quatro partes, três mancais hidrodinâmicos (um segmentado radial, um segmentado axial e um cilíndrico radial), um gerador de polos salientes e uma turbina Francis.

Além disso, é apresentada uma metodologia de acoplamento desses modelos para a formação de um modelo multifísico completo, utilizando a técnica de metamodelagem kriging para a representação das forças de sustentação dos mancais hidrodinâmicos e dos esforços eletromagnéticos que agem no gerador. Essa abordagem tem como objetivo reduzir o custo computacional e representar diversas condições de operação e erros de montagem.

Como parte da validação do modelo multifísico, os sinais de vibração obtidos numericamente são comparados com os reais medidos na UG, destacando as principais diferenças.

1.2 Revisão bibliográfica

1.2.1 Modelagem de Unidades Geradoras

A modelagem de UGs é um tema abrangente que engloba diversos componentes, com uma variedade de estudos que exploram modelos simplificados analíticos, modelos numéricos e modelos multifísicos complexos. Estes estudos podem se concentrar em modelos individualizados para cada componente ou em abordagens mais abrangentes, incorporando modelos completos multifísicos. Nesse contexto, está subseção se propõe a apresentar uma revisão bibliográfica em ordem cronológica, destacando os principais trabalhos que orientaram o desenvolvimento desta tese.

Um dos primeiros estudos a desenvolver técnicas alternativas para a determinação da distribuição de pressão em mancais hidrodinâmicos foi o trabalho de Springer (1978). Neste

estudo, o método de Ritz-Galerkins é utilizado para fornecer uma abordagem analítica na solução da equação de Reynolds. É empregada uma aproximação parabólica para estimar o campo de pressão na direção axial, enquanto uma série finita de Tchebyshev é usada para representar a variação de pressão na direção circunferencial. O método demonstrou alta precisão e possibilitou uma redução significativa no tempo de cálculo, aproximadamente em um fator de 10.

No trabalho de Springer (1979), é investigado o comportamento de mancais hidrodinâmicos segmentados radiais aplicados em máquinas verticais. A análise considera a inércia de rotação dos segmentos e a flexibilidade dos pivôs. Os resultados mostraram que os parâmetros de rigidez e amortecimento dos mancais podem ser influenciados pela amplitude de vibração do eixo e pelas frequências das forças perturbadoras.

Com foco nas forças eletromagnéticas que atuam no gerador, Guo, Chu e Chen (2002) desenvolveram um modelo teórico para determinar as forças de desbalanceamento eletromagnético em um gerador trifásico sem carga. Essas forças são originadas pela excentricidade dinâmica e estática, sendo a permeância do entreferro expressa por meio de uma série de Fourier. Esse desenvolvimento permitiu a realização de uma análise numérica para avaliar a influência do número de polos e da excentricidade nas forças de desbalanceamento eletromagnético.

Para avaliar as forças que incidem sobre o rotor de uma UG, Gustavsson (2005) apresenta uma técnica que utiliza extensômetros instalados nos suportes dos mancais guia para medir as cargas aplicadas. Essa abordagem possibilita a determinação da magnitude e direção das cargas estáticas e dinâmicas atuantes nos mancais. Além disso, o autor propõe dois modelos, um linear e outro não linear, para calcular as forças e momentos fletores atuantes no rotor do gerador, decorrentes do desalinhamento entre o rotor e o estator. Essas forças são consideradas como uma função linear ou não linear do entreferro entre o rotor e o estator.

Concentrando-se na determinação das forças hidráulicas e eletromagnéticas, Karlsson e Aidanpää (2005) apresentam um modelo para representar uma UG. Nesse modelo, o sistema mecânico do rotor é descrito com o gerador e a turbina, tratados como dois corpos rígidos, conectados a um eixo elástico sustentado por três mancais. As forças hidráulicas são determinadas por um modelo analítico baseado em resultados da literatura, enquanto outro modelo analítico é utilizado para determinar as forças eletromagnéticas, levando em consideração a excentricidade e a forma do gerador.

Azuaje e Millan (2006) investigaram a influência da geometria não circular do estator devido ao deslocamento das suas bases na Usina Hidrelétrica de Macagua, analisando seus efeitos nas

forças eletromagnéticas e nos níveis de vibração.

No trabalho de Karlsson (2006) são apresentados três modelos para a representação de UGs de usinas hidrelétricas. O primeiro aborda a dinâmica global do sistema de rotor, com modelos simplificados para o campo eletromagnético e a interação fluidodinâmica na turbina, destacando a necessidade de uma modelagem mais detalhada desta interação. O segundo modelo trata do gerador, com componentes de elemento finito eletromagnético e um modelo mecânico simplificado, evidenciando a influência da potência reativa nas características do sistema. O terceiro modelo foca na caracterização de sistemas de rotores de energia hidrelétrica por meio da interação eletromecânica no gerador, utilizando simulações de elementos finitos com aplicações dinâmicas de rotor em uma unidade comercial de hidrelétrica e ressaltando a necessidade de aprimorar o método para distinguir entre respostas de excitações eletromecânicas e fluidodinâmicas.

A fim de avaliar a influência dos desvios de forma no rotor e no estator, Lundström e Aidanpää (2007) apresentaram um modelo matemático que descreve as formas do rotor e do estator. O desbalanceamento eletromagnético correspondente é obtido através da aplicação da lei da conservação de energia. Utilizando um modelo de rotor Jeffcott equilibrado, o estudo investigou a influência de diversos desvios de formas, identificando quais deles são os mais críticos.

Um aspecto anteriormente subestimado é a influência da saturação nas forças eletromagnéticas. Perers, Lundin e Leijon (2007), por meio da análise com o método dos elementos finitos e modelos analíticos simplificados, constataram que a saturação impacta significativamente a magnitude do desbalanceamento eletromagnético, especialmente em situações de voltagens elevadas e cargas consideráveis.

Gustavsson (2008) aprimorou seus modelos e técnicas apresentados, incorporando uma análise mais abrangente. Neste trabalho, foram incluídos estudos dos fenômenos dinâmicos decorrentes do contato entre o rotor da turbina e o anel de descarga, considerando diferentes graus de força lateral na turbina. Os resultados indicaram que um pequeno espaço entre a turbina e o anel de descarga pode representar um perigo devido ao risco de contato com forças elevadas.

Karlsson (2008) apresentou um modelo multifísico para uma UG, diferenciando-se ao considerar não apenas as forças radiais, mas também as forças tangenciais no gerador. Além disso, incorporou a influência dos enrolamentos amortecedores, representando as forças eletromagnéticas como matrizes de rigidez e amortecimento no modelo mecânico. Essa abordagem

resultou em alterações significativas nas frequências e no amortecimento do sistema. Utilizando análises em CFD, determinou as forças hidráulicas na turbina, considerando a inércia polar adicional e o amortecimento devido ao fluxo através da turbina. Destacou que os efeitos hidráulicos têm o efeito de diminuir as frequências naturais e aumentar o amortecimento do sistema. Adicionalmente, observou que as condições de contorno na entrada da análise CFD exercem grande influência nas forças hidráulicas, enfatizando a necessidade de uma análise cuidadosa e precisa dessas condições.

Com ênfase no tipo e na geometria dos polos de um gerador, Zarko et al. (2011) investigaram o desbalanceamento eletromagnético resultante do movimento excêntrico do eixo do rotor em um gerador de polos salientes. A análise foi conduzida tanto em condições de vazio quanto com carga, utilizando o método dos elementos finitos. O deslocamento do rotor foi modelado a partir da órbita real do eixo, medida em um gerador de polos salientes de 5 MVA, alimentado por uma turbina a gás em uma planta de cogeração. Os resultados destacam correlações entre os componentes harmônicos da órbita do eixo, os componentes harmônicos da força de desbalanceamento eletromagnético e as correntes induzidas no enrolamento do estator, tanto em condições de vazio quanto com carga, sob condições lineares.

Com o objetivo de otimizar a redução de massa e perdas de energia em acionamentos sem engrenagem, Andersen (2012) desenvolveu um modelo multifísico de um moinho acionado sem engrenagens. Esse modelo incorporou os comportamentos eletromagnético, térmico e estrutural, utilizando o Método dos Elementos Finitos em 2D e 3D. O transporte de massa foi descrito por um modelo discreto e resolvido pelo método de Newton-Raphson. O processo de otimização resultou em uma redução de massa de 4,0 % e uma diminuição de 9,9 % nas perdas em comparação com o design original do acionamento.

Objetivando o desenvolvimento de uma metodologia mais rápida para a determinação do fluxo magnético em geradores síncronos, Kimpara (2012) apresentou o método de reconstrução do campo. Essa abordagem é desenvolvida de acordo com o tipo de máquina síncrona, seja ela de rotor saliente ou rotor não-saliente. Os modelos resultantes podem ser utilizados como ferramentas de análise para essas máquinas, possibilitando a determinação da distribuição da densidade de fluxo eletromagnético para condições operacionais arbitrárias, permitindo, a partir do tensor de Maxwell, o cálculo das forças/torque. Os resultados obtidos pelo modelo de reconstrução de campo foram comparados com as respostas obtidas pelo método dos elementos finitos, demonstrando uma solução precisa e mais eficiente em termos de tempo computacional.

Interessado em investigar as forças desbalanceadas eletromagnéticas devido à não uniformidade no fluxo magnético, Wallin (2013) apresentou três estudos em geradores síncronos de polos salientes por meio de análises em elementos finitos, modelos simplificados e constatações experimentais. Primeiramente, foi investigado o efeito dos enrolamentos em paralelo do estator nas forças de desbalanceamento eletromagnético devido à excentricidade relativa do rotor em relação ao estator, concluindo que os circuitos em paralelo poderiam reduzir essas forças. Em segundo lugar, foram examinados os efeitos dos enrolamentos amortecedores, revelando que a resistividade e a distância entre as barras amortecedoras nos polos influenciam na eficácia desses enrolamentos em reduzir o desbalanceamento eletromagnético. O terceiro estudo analisou as consequências de curtos-circuitos entre espiras no enrolamento de campo. Além da força de desbalanceamento eletromagnético, observou-se que os polos não curtocircuitados com a mesma polaridade do polo em curto experimentam um aumento na densidade de fluxo.

Com o objetivo também de analisar as forças de desbalanceamento eletromagnético, Dirani et al. (2014) apresentaram um estudo em um grande gerador hidrelétrico existente na Hydro-Québec. Empregou-se um modelo numérico avançado de elementos finitos em 2D para calcular as forças eletromagnéticas e as correntes desequilibradas no estator, decorrentes de excentricidades estáticas, dinâmicas ou combinadas.

UGs normalmente são máquinas verticais, e, nesse caso, não há cargas radiais estáticas predefinidas, como a força peso em rotores horizontais, que possibilitam a determinação das propriedades dos mancais hidrodinâmicos a partir de uma posição de equilíbrio – uma abordagem que não pode ser aplicada em máquinas verticais. Nesse sentido, Nässelqvist, Gustavsson e Aidanpää (2014) apresentou uma metodologia para representar os parâmetros de rigidez e amortecimento de mancais hidrodinâmicos segmentados radialmente. Em vez de recalculá-los os parâmetros do mancal a cada passo de tempo, polinômios são utilizados para representar os parâmetros dinâmicos do mancal em função das excentricidades e ângulos de carga naquele instante. Ensaios foram realizados em um rotor vertical para verificar a representatividade da metodologia.

Thiery, Gustavsson e Aidanpää (2015) realizaram um estudo para analisar a influência na dinâmica de um rotor devido a múltiplos impactos entre as pás de uma turbina Kaplan e a estrutura estática. O contato foi modelado a partir de um modelo simplificado do atrito das lâminas, no qual os parâmetros de rigidez e amortecimento do contato foram definidos por meio de um estudo paramétrico.

UGs hidroelétricas podem estar sujeitas a diversos efeitos não lineares, como as forças eletromagnéticas que atuam sobre o gerador, as forças de sustentação dos mancais hidrodinâmicos, as forças hidráulicas na turbina e eventuais contatos que podem ocorrer entre as pás da turbina e a parte estática. Nesse sentido, Thiery (2016) desenvolveu modelos não lineares simplificados para representar esses fenômenos e investigar em quais situações é necessário levar em consideração as não linearidades ou se modelos lineares são suficientes para representar o sistema.

A metodologia comumente empregada na indústria para determinação do diagrama de Campbell de máquinas verticais geralmente se baseia em modelos lineares e não considera a variação das propriedades dinâmicas dos mancais hidrodinâmicos segmentados radiais. Com o intuito de aprimorar essa abordagem, Thiery, Gustavsson e Aidanpää (2016) utilizaram um modelo simplificado não linear para determinar o diagrama de Campbell, no qual as propriedades dos mancais são recalculadas de acordo com a carga e a configuração dos segmentos no mancal. Uma comparação entre o modelo linear e não linear é realizada para avaliar quão preciso é o modelo linear e até que limites ele pode ser representativo.

O estudo do desbalanceamento eletromagnético e seus efeitos na dinâmica de rotação tem sido extensivamente abordado. Xu, Han e Chu (2018a) apresentaram uma nova perspectiva ao considerar o efeito da saturação eletromagnética nas forças. Além disso, os autores avaliaram a influência do contato entre o rotor e o estator do gerador devido as altas amplitudes de vibração.

Xu, Han e Chu (2018b) apresentaram uma revisão do estado da arte em relação à dinâmica de rotação em máquinas elétricas. Os autores abordaram as diversas fontes de vibração eletromagnética em máquinas elétricas, discutindo as diferentes causas de não uniformidade no *air gap* e as formas de modelá-las. Além disso, resumiram e detalharam os métodos analíticos e numéricos para calcular a força eletromagnética, e discutiram os efeitos da saturação magnética, combinação de ranhura e pólo, e influência da carga.

Além de estudar o efeito das forças eletromagnéticas na dinâmica de rotação, Barros (2019) mudou o foco e apresentou um modelo de simulação para investigar a influência dessas forças na vibração do núcleo do estator.

Analisando a influência dos mancais na dinâmica de uma máquina vertical, Vetter et al. (2021) investigaram o comportamento vibracional de rotores de usinas hidrelétricas verticais, considerando características não lineares dos mancais. Os resultados destacam a influência crescente da amplitude do desbalanceamento na velocidade de ressonância devido ao aumento da rigidez de suporte dos mancais. Além disso, as simulações revelaram que as órbitas do eixo

no mancal são quase circulares para condições de operação típicas. Essa característica permitiu propor um novo método de aproximação que permite examinar o comportamento de ressonância não linear, usando a teoria dinâmica linear do rotor.

O estudo conduzido por Rondon (2022) concentrou-se na análise dinâmica de uma UG hidroelétrica. Inicialmente, o autor caracterizou um mancal hidrodinâmico segmentado radial com oito segmentos, aplicado em um rotor vertical. Ele desenvolveu um modelo que determina os parâmetros dinâmicos de rigidez e amortecimento em relação à excentricidade e ao ângulo de carga, e foi investigado a influência dos coeficientes cruzados.

Destaca-se a abordagem inovadora adotada por Rondon (2022), que difere das práticas usuais ao não considerar o rotor do gerador como um corpo rígido. Nessa perspectiva, o autor tratou o arco do rotor como flexível, sujeito aos efeitos centrífugos e de Coriolis. As deformações resultantes no rotor têm o potencial de alterar o *air gap*, exercendo uma influência significativa nas forças eletromagnéticas presentes no sistema.

Brito et al. (2022) apresentaram um método para estimar experimentalmente os coeficientes dinâmicos diretos e cruzados de mancais hidrodinâmicos segmentados radiais aplicados em UGs hidroelétricas. A metodologia utiliza um modelo simplificado de segunda ordem de um mancal segmentado radial no espaço de estados e sinais de vibração comumente monitorados, como o deslocamento radial relativo do eixo e a vibração absoluta do mancal.

Os trabalhos apresentados nesta subseção serviram como base e orientação essenciais para o desenvolvimento dos modelos matemáticos de cada um dos componentes da UG.

1.2.2 *Metamodelagem Kriging*

Os metamodelos atuam como modelos substitutos para simulações ou códigos de alta demanda computacional. Eles consistem em um conjunto de equações que representam com precisão e eficiência o comportamento do modelo original. A aplicação de metamodelos oferece várias vantagens, incluindo a capacidade de explorar o espaço de projeto, realizar otimizações e conduzir análises de confiabilidade. A principal vantagem está na significativa economia computacional proporcionada por essa abordagem.

Com o crescimento das simulações numéricas e a crescente complexidade dos modelos, a utilização de metamodelos tornou-se uma prática amplamente adotada. Diversas técnicas de metamodelagem foram desenvolvidas e aprimoradas ao longo do tempo. Uma revisão abrangente dessas técnicas pode ser encontrada em estudos como os de Simpson et al. (2001), Wang e Shan

(2005) e Lin, Simpson e Chen (2001). Esses trabalhos destacam algumas das técnicas mais notáveis, incluindo superfícies de resposta, redes neurais, aprendizado indutivo e Kriging. Este último, em particular, destaca-se como uma técnica bem adaptada para modelos determinísticos, permitindo uma representação eficiente mesmo com um conjunto de amostras relativamente pequeno.

De acordo com a descrição de Simpson et al. (2001), o processo de construção de um metamodelo envolve várias etapas. Primeiramente, ocorre a etapa de amostragem, na qual é selecionado um conjunto de dados associado ao modelo original, incluindo entradas e saídas. Esse conjunto de dados serve como base para a construção do metamodelo.

A etapa seguinte é a formulação, onde são escolhidas as funções ou o conjunto de funções que representarão o modelo original. Em seguida, vem a fase de ajuste, na qual as funções selecionadas são ajustadas em relação ao conjunto de dados previamente amostrados.

Adicionalmente, há a etapa de validação, que envolve a seleção de amostras não utilizadas durante a amostragem inicial. Neste contexto, os resultados obtidos a partir do modelo original são comparados com os resultados do metamodelo, utilizando métricas de precisão.

Wang et al. (2008) apresentaram as vantagens que a utilização de metamodelos pode proporcionar em projetos de engenharia, com ênfase na otimização de projetos baseada em metamodelos. Nesse contexto, os metamodelos substituem códigos computacionais caros, viabilizando a aplicação de métodos de otimização para a obtenção dos melhores parâmetros de projeto.

Christen et al. (2014) destacaram a importância da redução de ruído na indústria aeroespacial, pois altos níveis de ruído podem danificar a carga útil transportada por esses equipamentos. Para investigar os ruídos dentro da cavidade de carga de um lançador, foi utilizado um metamodelo Kriging para substituir um modelo complexo de transmissão acústica, permitindo a realização de uma análise de sensibilidade global para determinar os parâmetros mais influentes na acústica.

O estudo desenvolvido por Sinou, Nechak e Besset (2018) descreve o uso da metamodelagem Kriging na previsão das velocidades críticas e das amplitudes máximas de vibração de um rotor flexível com múltiplas incertezas. Os resultados mostram que a metodologia empregada retorna resultados precisos tanto para as velocidades críticas quanto para as amplitudes vibracionais máximas, mesmo em cenários com comportamentos dinâmicos complexos.

Os trabalhos mencionados serviram de base para o desenvolvimento dos metamodelos dos mancais hidrodinâmicos e do gerador da UG, que foram utilizados no desenvolvimento do modelo multifísico da UG.

1.3 Contribuições originais da tese

O objetivo principal desta pesquisa é desenvolver um modelo multifísico para uma UG hidrelétrica. Este trabalho destaca-se por integrar o modelo eletromagnético de elementos finitos do gerador com o modelo hidrodinâmico dos mancais e com o CFD da parte hidráulica da turbina ao modelo elástico do eixo.

Uma das contribuições originais mais significativas desta tese é a forma inovadora como as forças de sustentação dos mancais e as forças eletromagnéticas do gerador são representadas, utilizando metamodelos Kriging. Esta abordagem permite considerar folgas radiais distintas entre as sapatas dos mancais, um efeito de variação de folgas que é pouco explorado na literatura, mas que, devido a pequenos desvios de montagem, é constantemente observado em UGs reais.

Além disso, a utilização dos metamodelos permite simular o modelo multifísico em diferentes condições de operação, com variações de potência ativa do gerador, correntes de campo e armadura, e temperaturas distintas das cubas de óleo dos mancais. Essa versatilidade é possível porque todos esses parâmetros são incluídos na criação do metamodelo, permitindo que o modelo multifísico seja muito abrangente e capaz de representar diferentes condições por meio de simples ajustes.

Outro destaque é a redução do custo computacional. A metodologia utilizada para a montagem e interação dos diferentes componentes no modelo permite avaliar a UG como um todo, determinando sua resposta dinâmica com um tempo de execução relativamente baixo. Isso viabiliza a utilização desse modelo para diversas aplicações, como, por exemplo, a identificação de falhas por métodos reversos utilizando algoritmos de otimização.

1.4 Estrutura do Trabalho

Esta tese é composta por seis capítulos. O presente capítulo contextualiza o tema, detalha as motivações do estudo e apresenta uma revisão bibliográfica acerca da modelagem de componentes de UGs, destacando a evolução das pesquisas científicas e a ênfase atual na representação multifísica do sistema. Também inclui uma revisão da técnica de modelagem Kriging e suas aplicações na engenharia. Os demais capítulos são descritos a seguir.

O Capítulo II apresenta os modelos matemáticos dos componentes da UG e a formulação Kriging. Inicia-se com a descrição da equação do movimento do rotor, seguida pela modelagem

do eixo com a viga de Timoshenko, que possui seis graus de liberdade por nó. Em seguida, são apresentados os modelos termohidrodinâmicos dos mancais, com destaque para a solução das equações de Reynolds e de energia pelo método dos volumes finitos, evidenciando as diferenças entre os mancais. O modelo eletromagnético do gerador é discutido a partir das equações de Maxwell e do método dos elementos finitos. Na sequência, aborda-se o modelo hidráulico da turbina, que emprega a solução das grandes escalas associada ao método das fronteiras imersas para as equações de Navier-Stokes. O capítulo finaliza com a técnica de metamodelagem Kriging, utilizada para criar modelos substitutos que reduzem o custo computacional. A formulação dessa técnica combina uma função polinomial com uma função de correlação.

O Capítulo III exhibe os resultados numéricos da simulação de cada um dos modelos matemáticos separadamente, apresentando os campos de pressão e temperatura do filme de óleo dos mancais para uma condição específica de operação, as forças eletromagnéticas que atuam no gerador devido à excentricidade do rotor em relação ao estator, e as forças hidráulicas que agem sobre a turbina Francis, obtidas por meio de simulações em CFD (Dinâmica dos Fluidos Computacional).

O Capítulo IV destaca os resultados obtidos com a técnica de metamodelagem Kriging, descrevendo a etapa de criação dos metamodelos das forças de sustentação dos mancais hidrodinâmicos e das forças eletromagnéticas do gerador, enfatizando a eficiência dessa técnica para substituir os modelos originais.

O Capítulo V é voltado para a apresentação dos resultados numéricos obtidos com o modelo multifísico completo da unidade geradora, discutindo o processo de montagem desse modelo e comparando os resultados numéricos com os níveis de vibração reais medidos na UG por meio de proximímetros.

O Capítulo VI é dedicado à conclusão do trabalho, apresentando um breve resumo das etapas realizadas, sintetizando os resultados obtidos, destacando as principais conclusões e sugerindo algumas perspectivas futuras para novos trabalhos.

CAPÍTULO II

MODELOS MATEMÁTICOS

Neste capítulo, serão apresentadas as modelagens matemáticas de cada um dos componentes da UG, incluindo o eixo juntamente com as partes girantes, os mancais, a turbina Francis e o gerador de polos salientes, além da formulação da técnica de metamodelagem Kriging.

2.1 Equação do movimento do rotor

A modelagem matemática para representar uma UG e seu comportamento dinâmico deve considerar diversos subsistemas. Incluem-se aqueles definidos pela geometria, como eixo, discos e acoplamento, assim como aqueles que introduzem forças no sistema, como mancais hidrodinâmicos, gerador e turbina. Um fenômeno característico de máquinas rotativas, o efeito giroscópico, deve ser incorporado à equação do movimento.

A Equação (2.1) apresenta a equação diferencial que descreve o comportamento dinâmico de um rotor flexível (LALANNE; FERRARIS, 1998).

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} + [\mathbf{C} + \Omega\mathbf{C}_g]\dot{\mathbf{q}} + [\mathbf{K} + \mathbf{K}_F + \mathbf{K}_T + \dot{\Omega}\mathbf{K}_{rt}]\mathbf{q} = \mathbf{W} + \mathbf{F}_u + \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_h + \mathbf{F}_e \quad (2.1)$$

onde \mathbf{M} é a matriz de massa, \mathbf{C} é a matriz de amortecimento, \mathbf{C}_g é a matriz do efeito giroscópico, \mathbf{K} é a matriz de rigidez, \mathbf{K}_F é a matriz de rigidez suplementar devido às forças aplicadas ao longo da direção axial do eixo, \mathbf{K}_T é a matriz de rigidez suplementar devido ao torque e \mathbf{K}_{rt} representa o enrijecimento do sistema quando em regime transiente. Todas essas matrizes estão associadas às partes girantes da máquina, como os discos, acoplamentos e o eixo.

O vetor de deslocamentos é representado por \mathbf{q} , e a velocidade de rotação é dada por Ω .

A força peso, \mathbf{W} , contempla apenas as partes girantes. \mathbf{F}_u representa as forças de desbalanceamento mecânico, e \mathbf{F}_m é o vetor das forças produzidas pelos mancais hidrodinâmicos para suportar o eixo. \mathbf{F}_h são as forças hidráulicas que agem sobre a turbina. \mathbf{F}_e representa as forças eletromagnéticas aplicadas sobre o gerador.

As matrizes do lado esquerdo da equação são determinadas pelo método dos elementos finitos, enquanto as forças do lado direito da equações são obtidas por diferentes metodologias das quais serão discutidas ao longo do capítulo.

2.2 Modelo do eixo e das partes girantes

O modelo de elementos finitos para o eixo e das partes girantes é desenvolvido considerando as energias cinética e potencial. Neste contexto, as matrizes \mathbf{M} , \mathbf{C}_g e \mathbf{K}_{rt} da Eq. (2.1) são associadas à energia cinética, enquanto as matrizes \mathbf{K} e \mathbf{K}_F são determinadas com base na energia potencial de deformação. A matriz \mathbf{K}_T é estabelecida a partir do trabalho virtual realizado. A matriz \mathbf{C} é estimada considerado amortecimento proporcional. A formulação do modelo de elementos finitos apresentada segue a abordagem proposta por Lalanne e Ferraris (1998), Imbert (1984) e Friswell et al. (2010).

O eixo é modelado como uma viga de seção transversal circular com diâmetro interno e externo constante para cada elemento. Cada elemento é composto por dois nós (1 e 2), possui um comprimento L e 12 graus de liberdade (GDL), seis de deslocamento ($u_1, u_2, v_1, v_2, w_1, w_2$) e seis de rotação ($\theta_1, \theta_2, \phi_1, \phi_2, \psi_1, \psi_2$), correspondentes as direções X , Y e Z respectivamente, conforme apresentado na Fig. 2.1.

O vetor de deslocamentos e rotações elementar é apresentado na Eq. (2.2).

$$\mathbf{q} = [u_1 \quad v_1 \quad w_1 \quad \theta_1 \quad \phi_1 \quad \psi_1 \quad u_2 \quad v_2 \quad w_2 \quad \theta_2 \quad \phi_2 \quad \psi_2]^T \quad (2.2)$$

A relação entre o deslocamento e rotação pode ser dada pelas Eqs. (2.3) e (2.4).

$$\theta = \frac{\partial w}{\partial y} \quad (2.3)$$

$$\psi = -\frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.4)$$

Agrupando os deslocamentos ao longo da direção X e Z pode-se escrever os vetores \mathbf{q}_u e \mathbf{q}_w

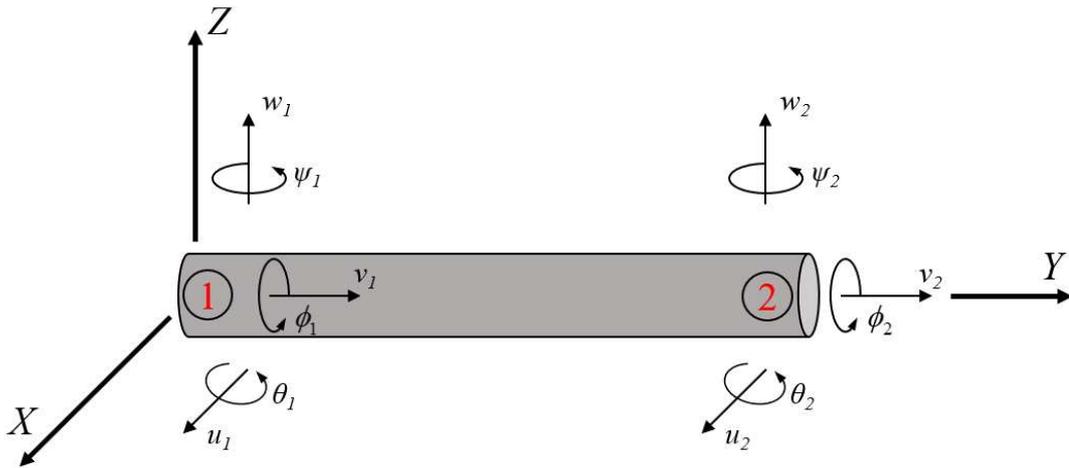


Figura 2.1: Graus de liberdade associados a um elemento finito genérico usado na formulação.

conforme as Eqs. (2.5) e (2.6), respectivamente.

$$\mathbf{q}_u = [u_1 \quad \psi_1 \quad u_2 \quad \psi_2]^T \quad (2.5)$$

$$\mathbf{q}_w = [w_1 \quad \theta_1 \quad w_2 \quad \theta_2]^T \quad (2.6)$$

Os movimentos ao longo da direção X e Z em função dos movimentos nodais em elementos finitos pode ser escrito pelas Eqs. (2.7) e (2.8):

$$u = \mathbf{N}_1 \mathbf{q}_u \quad (2.7)$$

$$w = \mathbf{N}_2 \mathbf{q}_w \quad (2.8)$$

onde $\mathbf{N}_1 = [c_1 \quad c_2 \quad c_3 \quad c_4]$ e $\mathbf{N}_2 = [c_5 \quad c_6 \quad c_7 \quad c_8]$ são vetores formados por coeficientes de equações polinomiais de terceira ordem (hipótese considerada), conhecidos como polinômios de Hermite (IMBERT, 1984). Tais polinômios descrevem os deslocamentos nodais nos planos XY e ZY , respectivamente, onde c_i ($i = 1, 2, \dots, 8$) são os coeficientes dos polinômios correspondentes. Estas funções de interpolação são obtidas resolvendo o sistema linear formado quando aplicadas sobre as Eqs. (2.7) e (2.8) as condições de contorno do problema. Os coeficientes das funções de interpolação são determinados, resultando nas equações de deslocamento e rotação ao longo do comprimento do elemento de eixo, Eqs. (2.9) e (2.10).

$$\mathbf{N}_1(y) = \left[1 - \frac{3y^2}{L^2} + \frac{2y^3}{L^3} \quad -y + \frac{2y^2}{L} - \frac{y^3}{L^2} \quad \frac{3y^2}{L^2} - \frac{2y^3}{L^3} \quad \frac{y^2}{L} - \frac{y^3}{L^2} \right] \quad (2.9)$$

$$\mathbf{N}_2(y) = \left[1 - \frac{3y^2}{L^2} + \frac{2y^3}{L^3} \quad y - \frac{2y^2}{L} + \frac{y^3}{L^2} \quad \frac{3y^2}{L^2} - \frac{2y^3}{L^3} \quad -\frac{y^2}{L} + \frac{y^3}{L^2} \right] \quad (2.10)$$

A energia cinética T_{Sf} do eixo em flexão é dada pela Eq. (2.11).

$$T_{Sf} = \frac{\rho S}{2} \int_0^L (\dot{u}^2 + \dot{w}^2) dy + \frac{\rho I}{2} \int_0^L (\dot{\psi}^2 + \dot{\theta}^2) dy + 2\rho I \Omega \int_0^L \dot{\psi} \dot{\theta} dy + \rho I L \Omega^2 \quad (2.11)$$

onde ρ é a densidade do material, S é a área da seção transversal do eixo e I é o momento de inércia de área da seção transversal do eixo. Na Equação (2.11), a primeira integral representa a energia do eixo em flexão, a segunda integral retrata o efeito secundário da inércia de rotação (Rayleigh) e a última representa o efeito giroscópico. O último termo é constante e não tem influência nas equações. Assim, para o elemento de eixo com comprimento L , utilizando as relações das Eqs. (2.7) e (2.8), a expressão da energia cinética do eixo em flexão é dada pela Eq. (2.12):

$$\begin{aligned} T_{Sf} = & \frac{\rho S}{2} \int_0^L (\dot{\mathbf{q}}_u^T \mathbf{N}_1^T \mathbf{N}_1 \dot{\mathbf{q}}_u + \dot{\mathbf{q}}_w^T \mathbf{N}_2^T \mathbf{N}_2 \dot{\mathbf{q}}_w) dy \\ & + \frac{\rho I}{2} \int_0^L \left(\dot{\mathbf{q}}_u^T \frac{d\mathbf{N}_1^T}{dy} \frac{d\mathbf{N}_1}{dy} \dot{\mathbf{q}}_u + \dot{\mathbf{q}}_w^T \frac{d\mathbf{N}_2^T}{dy} \frac{d\mathbf{N}_2}{dy} \dot{\mathbf{q}}_w \right) dy \\ & - 2\rho I \Omega \int_0^L \dot{\mathbf{q}}_u^T \frac{d\mathbf{N}_1^T}{dy} \frac{d\mathbf{N}_2}{dy} \dot{\mathbf{q}}_w dy + \rho I L \Omega^2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Efetuada-se as integrais obtém a Eq. (2.13):

$$T_{Sf} = \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_u^T \mathbf{M}_1 \dot{\mathbf{q}}_u + \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_w^T \mathbf{M}_2 \dot{\mathbf{q}}_w + \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_u^T \mathbf{M}_3 \dot{\mathbf{q}}_u + \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_w^T \mathbf{M}_4 \dot{\mathbf{q}}_w + \Omega \dot{\mathbf{q}}_u^T \mathbf{M}_5 \dot{\mathbf{q}}_w + \rho I L \Omega^2 \quad (2.13)$$

onde as matrizes \mathbf{M}_1 e \mathbf{M}_2 são as matrizes clássicas de massa, \mathbf{M}_3 e \mathbf{M}_4 dão a influência do efeito secundário da inércia de rotação e \mathbf{M}_5 é o efeito giroscópico.

Aplicando a equação de Lagrange na Eq. (2.13), obtém-se a Eq. (2.14):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_{Sf}}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) - \frac{\partial T_{Sf}}{\partial \mathbf{q}} = (\mathbf{M}_C + \mathbf{M}_S) \ddot{\mathbf{q}} + \Omega \mathbf{C}_g \dot{\mathbf{q}} + \dot{\Omega} \mathbf{K}_{rr} \mathbf{q} \quad (2.14)$$

Dessa forma, as matrizes elementares formuladas a partir da energia cinética do eixo associa-

das ao movimento de flexão são apresentadas nas Eqs. (2.15) a (2.18).

$$\mathbf{M}_C = \frac{\rho S L}{420} \begin{bmatrix} 156 & 0 & 0 & -22L & 54 & 0 & 0 & 13L \\ 0 & 156 & 22L & 0 & 0 & 54 & -13L & 0 \\ 0 & 22L & 4L^2 & 0 & 0 & 13L & -3L^2 & 0 \\ -22L & 0 & 0 & 4L^2 & -13L & 0 & 0 & -3L^2 \\ -54 & 0 & 0 & -13L & 156 & 0 & 0 & 22L \\ 0 & 54 & 13L & 0 & 0 & 156 & -22L & 0 \\ 0 & -13L & -3L^2 & 0 & 0 & -22L & 4L^2 & 0 \\ 13L & 0 & 0 & -3L^2 & 22L & 0 & 0 & 4L^2 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

$$\mathbf{M}_S = \frac{\rho I}{30L} \begin{bmatrix} 36 & 0 & 0 & -3L & -36 & 0 & 0 & -3L \\ 0 & 36 & 3L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ 0 & 3L & 4L^2 & 0 & 0 & -3L & -L^2 & 0 \\ -3L & 0 & 0 & 4L^2 & 3L & 0 & 0 & -L^2 \\ -36 & 0 & 0 & 3L & 36 & 0 & 0 & 3L \\ 0 & -36 & -3L & 0 & 0 & 36 & -3L & 0 \\ 0 & 3L & -L^2 & 0 & 0 & -3L & 4L^2 & 0 \\ -3L & 0 & 0 & -L^2 & 3L & 0 & 0 & 4L^2 \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

$$\mathbf{C}_g = \frac{\rho I}{15L} \begin{bmatrix} 0 & -36 & -3L & 0 & 0 & 36 & -3L & 0 \\ 36 & 0 & 0 & -3L & -36 & 0 & 0 & -3L \\ 3L & 0 & 0 & -4L^2 & -3L & 0 & 0 & L^2 \\ 0 & 3L & 4L^2 & 0 & 0 & -3L & -L^2 & 0 \\ 0 & 36 & 3L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ -36 & 0 & 0 & 3L & 36 & 0 & 0 & 3L \\ 3L & 0 & 0 & L^2 & -3L & 0 & 0 & -4L^2 \\ 0 & 3L & -L^2 & 0 & 0 & -3L & 4L^2 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

$$\mathbf{K}_{rt} = \frac{\rho I}{15L} \begin{bmatrix} 0 & -36 & -3L & 0 & 0 & 36 & -3L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 3L & 4L^2 & 0 & 0 & -3L & -L^2 & 0 \\ 0 & 36 & 3L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 3L & -L^2 & 0 & 0 & -3L & 4L^2 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

Agrupando os movimentos do elemento apresentados na Eq. (2.2) ao longo da direção Y , pode-se escrever \mathbf{q}_v e \mathbf{q}_ϕ , associados aos deslocamentos e rotações, como nas Eqs. (2.19) e (2.20), respectivamente:

$$\mathbf{q}_v = [v_1 \quad v_2]^T \quad (2.19)$$

$$\mathbf{q}_\phi = [\phi_1 \quad \phi_2]^T \quad (2.20)$$

A aproximação em elementos finitos para a direção Y é dada a partir das Eqs. (2.21) e (2.22):

$$v = \mathbf{N}_3 \mathbf{q}_v \quad (2.21)$$

$$\phi = \mathbf{N}_3 \mathbf{q}_\phi \quad (2.22)$$

Onde $\mathbf{N}_3 = [c_9 \quad c_{10}]$, vetor formado pelos coeficientes de um polinômio de primeiro grau, dado pela Eq. (2.23):

$$\mathbf{N}_3 = \left[1 - \frac{y}{L} \quad \frac{y}{L} \right] \quad (2.23)$$

A energia cinética T_{Sa} do eixo associada ao movimento na direção Y é dada por:

$$T_{Sa} = \frac{\rho S}{2} \int_0^L \dot{v}^2 dy + \frac{\rho I}{2} \int_0^L \dot{\phi}^2 dy \quad (2.24)$$

onde a primeira integral representa a energia cinética devido ao movimento axial do eixo e a segunda integral retrata o efeito da inércia devido a torção. Assim, para o elemento de eixo com

comprimento L , utilizando as Eqs. (2.21) e (2.22), a expressão da energia cinética do eixo devido ao movimento ao longo da direção Y pode ser escrita como:

$$T_{Sa} = \frac{\rho S}{2} \int_0^L \dot{\mathbf{q}}_v^T \mathbf{N}_3^T \mathbf{N}_3 \dot{\mathbf{q}}_v dy + \frac{\rho I}{2} \int_0^L \dot{\mathbf{q}}_\phi^T \mathbf{N}_3^T \mathbf{N}_3 \dot{\mathbf{q}}_\phi dy \quad (2.25)$$

Efetuada as integrais, obtém-se:

$$T_{Sa} = \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_v^T \mathbf{M}_5 \dot{\mathbf{q}}_v + \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_\phi^T \mathbf{M}_6 \dot{\mathbf{q}}_\phi \quad (2.26)$$

onde \mathbf{M}_5 é a matriz clássica de massa devido ao movimento de translação axial e \mathbf{M}_6 dá a influência do efeito secundário da inércia de torção. A aplicação da equação de Lagrange na Eq. (2.26) leva à:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_{Sa}}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) - \frac{\partial T_{Sa}}{\partial \mathbf{q}} = (\mathbf{M}_A + \mathbf{M}_R) \quad (2.27)$$

As matrizes elementares formuladas a partir da energia cinética do eixo associadas ao movimento ao longo da direção Y são apresentadas a seguir.

$$\mathbf{M}_A = \frac{\rho SL}{6} \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

$$\mathbf{M}_R = \frac{\rho IL}{6} \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

As matrizes de massa \mathbf{M}_C , \mathbf{M}_S , \mathbf{M}_A e \mathbf{M}_R (Eqs. (2.15), (2.16), (2.28) e (2.29), respectivamente), devem ser ordenadas e expandidas conforme o vetor de deslocamentos nodais \mathbf{q} (Eq. (2.2)) de forma a formarem matrizes (12×12) . Essas matrizes modificadas são somadas para formar a matriz de massa elementar \mathbf{M} . As matrizes \mathbf{C}_g e \mathbf{K}_{rt} (Eqs. (2.17) e (2.18)) também devem ser expandidas de forma conveniente utilizando valores nulos nas posições associadas aos GDL v_1 , v_2 , ϕ_2 e ϕ_2 .

A energia de deformação U_{Sf} do eixo em flexão é dada por:

$$U_{Sf} = \frac{EI}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 \right] dy + \frac{F_a}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 \right] dy \quad (2.30)$$

onde E é o módulo de elasticidade ou módulo de Young do material do eixo e F_a é uma força axial constante (aplicada ao longo da direção Y). Na Equação (2.30) a primeira integral representa a energia de deformação do eixo em flexão e a segunda retrata a rigidez suplementar do sistema devido a aplicação da força axial.

Assim, para o elemento de eixo com comprimento L , utilizando as relações das Eqs. (2.7) e (2.8), a expressão da energia de deformação do eixo em flexão pode ser escrita como:

$$U_{Sf} = \frac{EI}{2} \int_0^L \left(\mathbf{q}_u^T \frac{d^2 \mathbf{N}_1^T}{dy^2} \frac{d^2 \mathbf{N}_1}{dy^2} \mathbf{q}_u + \mathbf{q}_w^T \frac{d^2 \mathbf{N}_2^T}{dy^2} \frac{d^2 \mathbf{N}_2}{dy^2} \mathbf{q}_w \right) dy + \frac{F_a}{2} \int_0^L \left(\mathbf{q}_u^T \frac{d^2 \mathbf{N}_1^T}{dy^2} \frac{d^2 \mathbf{N}_1}{dy^2} \mathbf{q}_u + \mathbf{q}_w^T \frac{d^2 \mathbf{N}_2^T}{dy^2} \frac{d^2 \mathbf{N}_2}{dy^2} \mathbf{q}_w \right) dy \quad (2.31)$$

Efetuada as integrais mostradas na Eq. (2.31), chega-se em:

$$U_{Sf} = \frac{1}{2} \mathbf{q}_u^T \mathbf{K}_1 \mathbf{q}_u + \frac{1}{2} \mathbf{q}_w^T \mathbf{K}_2 \mathbf{q}_w + \frac{1}{2} \mathbf{q}_u^T \mathbf{K}_3 \mathbf{q}_u + \frac{1}{2} \mathbf{q}_w^T \mathbf{K}_4 \mathbf{q}_w \quad (2.32)$$

onde as matrizes \mathbf{K}_1 e \mathbf{K}_2 são as matrizes clássicas de rigidez e \mathbf{K}_3 e \mathbf{K}_4 são matrizes resultantes do efeito da força axial F_a .

Aplicando a equação de Lagrange na Eq. (2.32) obtém-se:

$$\frac{\partial U_{Sf}}{\partial \mathbf{q}} = (\mathbf{K}_C + \mathbf{K}_F) \mathbf{q} \quad (2.33)$$

onde a matriz elementar \mathbf{K}_C formulada a partir da energia de deformação do eixo considerando apenas os movimentos nas direções X e Z (flexão do eixo). O efeito do esforço cisalhante (viga de Timoshenko) é incluído na matriz \mathbf{K}_C seguindo a formulação apresentada por Imbert (1984).

$$\mathbf{K}_C = \frac{EI}{(1+\alpha)L^3} \begin{bmatrix} 12 & 0 & 0 & -6L & -12 & 0 & 0 & -6L \\ 0 & 12 & 6L & 0 & 0 & -12 & 6L & 0 \\ 0 & 6L & (4+\alpha)L^2 & 0 & 0 & -6L & (2-\alpha)L^2 & 0 \\ -6L & 0 & 0 & (4+\alpha)L^2 & 6L & 0 & 0 & (2-\alpha)L^2 \\ -12 & 0 & 0 & 6L & 12 & 0 & 0 & 6L \\ 0 & -12 & -6L & 0 & 0 & 12 & -6L & 0 \\ 0 & 6L & (2-\alpha)L^2 & 0 & 0 & -6L & (4+\alpha)L^2 & 0 \\ -6L & 0 & 0 & (2-\alpha)L^2 & 6L & 0 & 0 & (4+\alpha)L^2 \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

Onde

$$\alpha = \frac{12EI}{GkL^2} \quad (2.35)$$

e G é o modulo de cisalhamento do material do eixo e k é o coeficiente cisalhamento que varia de acordo com a forma da seção transversal. Assim, de acordo com Hutchinson (2001), para eixos circulares maciços tem-se Eq. (2.36):

$$k = \frac{6(1+\nu)^2}{7+12\nu+4\nu^2} \quad (2.36)$$

E para eixos tubulares com paredes espessas, a Eq. (2.37).

$$k = \frac{6(R_i^2 + R_e^2)^2(1+\nu)^2}{7R_i^4 + 34R_i^2R_e^2 + 7R_e^4 + \nu(12R_i^4 + 48R_i^2R_e^2 + 12R_e^4) + \nu^2(4R_i^4 + 16R_i^2R_e^2 + 4R_e^4)} \quad (2.37)$$

Onde ν é o coeficiente de Poisson, R_i o raio interno do eixo e R_e o raio externo.

A matriz elementar \mathbf{K}_F , devido a rigidez suplementar promovida pelo efeito da força axial,

F_a é dada por:

$$\mathbf{K}_F = \frac{F_a}{30L} \begin{bmatrix} 36 & 0 & 0 & -3L & -36 & 0 & 0 & -3L \\ 0 & 36 & 3L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ 0 & 3L & 4L^2 & 0 & 0 & -3L & -L^2 & 0 \\ -3L & 0 & 0 & 4L^2 & 3L & 0 & 0 & -L^2 \\ -36 & 0 & 0 & 3L & 36 & 0 & 0 & 3L \\ 0 & -36 & -3L & 0 & 0 & 36 & -3L & 0 \\ 0 & 3L & -L^2 & 0 & 0 & -3L & 4L^2 & 0 \\ -3L & 0 & 0 & -L^2 & 3L & 0 & 0 & 4L^2 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

A energia de deformação U_{Sa} do eixo associada ao movimento na direção Y é dada por:

$$U_{Sa} = \frac{ES}{2} \int_0^L \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 dy + \frac{GJ}{2} \int_0^L \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 dy \quad (2.39)$$

onde J é o momento polar de inércia do eixo. Na Equação (2.39), a primeira integral representa a energia de deformação do eixo em movimento axial e a segunda integral retrata a torção.

Para o elemento de eixo com comprimento L , utilizando as Eqs. (2.21) e (2.22), a expressão da energia de deformação do eixo devido ao movimento ao longo da direção Y é dada pela Eq. (2.40):

$$U_{Sa} = \frac{ES}{2} \int_0^L \mathbf{q}_v^T \mathbf{N}_3^T \mathbf{N}_3 \mathbf{q}_v dy + \frac{GJ}{2} \int_0^L \mathbf{q}_\phi^T \mathbf{N}_3^T \mathbf{N}_3 \mathbf{q}_\phi dy \quad (2.40)$$

Efetuada as integrais obtém-se a Eq. (2.41):

$$U_{Sa} = \frac{1}{2} \mathbf{q}_v^T \mathbf{K}_5 \mathbf{q}_v + \frac{1}{2} \mathbf{q}_\phi^T \mathbf{K}_6 \mathbf{q}_\phi \quad (2.41)$$

Aplicando a equação de Lagrange na Eq. (2.41), leva-se à Eq. (2.42):

$$\frac{\partial U_{Sa}}{\partial \mathbf{q}} = (\mathbf{K}_A + \mathbf{K}_R) \mathbf{q} \quad (2.42)$$

Onde \mathbf{K}_A está associado a deformação axial e \mathbf{K}_R está associado a deformação torcional. As matrizes elementares formuladas a partir da energia de deformação do eixo, associadas ao

movimento ao longo da direção Y são apresentadas nas Eqs. (2.43) e (2.44):

$$\mathbf{K}_A = \frac{ES}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

$$\mathbf{K}_R = \frac{GJ}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

O trabalho virtual associado com a contribuição do torque axial na flexão do eixo pode ser escrito segundo a Eq. (2.45) (ZORZI; NELSON, 1980):

$$\delta W_S = T \int_0^L (w' \delta u'' - u' \delta w'') dy \quad (2.45)$$

Onde $u' = \frac{\partial u}{\partial y}$, $w' = \frac{\partial w}{\partial y}$, $u'' = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$, $w'' = \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}$, e T é o torque aplicado.

A Equação (2.45) representa a soma dos produtos entre o momento gerado e as variações de curvatura associadas. Assim, para o elemento de eixo com comprimento L , utilizando as Eqs. (2.7) e (2.8) e realizando a integral, o trabalho virtual associado com a contribuição do torque axial na flexão do eixo é dado pela Eq. (2.46):

$$\delta W_S = T \int_0^L \left(\mathbf{q}_u^T \frac{d\mathbf{N}_1^T}{dy} \frac{d^2 \mathbf{N}_1}{dy^2} \delta \mathbf{q}_u - \mathbf{q}_w^T \frac{d\mathbf{N}_2^T}{dy} \frac{d^2 \mathbf{N}_2}{dy^2} \delta \mathbf{q}_w \right) dy = (\mathbf{K}_T \mathbf{q})^T \delta \mathbf{q} \quad (2.46)$$

onde \mathbf{K}_T é a matriz de rigidez suplementar de flexão do eixo devido ao torque, como mostra a Eq. (2.47).

$$\mathbf{K}_T = T \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1/L & 0 & 0 & 0 & 1/L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1/L & 0 & 0 & 0 & 1/L \\ -1/L & 0 & 0 & -0,5 & 1/L & 0 & 0 & 0,5 \\ 0 & -1/L & 0,5 & 0 & 0 & 1/L & -0,5 & 0 \\ 0 & 0 & 1/L & 0 & 0 & 0 & -1/L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/L & 0 & 0 & 0 & -1/L \\ 1/L & 0 & 0 & -0,5 & -1/L & 0 & 0 & 0,5 \\ 0 & 1/L & 0,5 & 0 & 0 & -1/L & -0,5 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

As matrizes de rigidez \mathbf{K}_C , \mathbf{K}_A e \mathbf{K}_R (Eqs. (2.34), (2.43) e (2.44), respectivamente), devem ser ordenadas e expandidas conforme o vetor de deslocamentos nodais \mathbf{q} (Eq. (2.2)) de forma a formarem matrizes (12×12) . Essas matrizes modificadas são somadas para formar a matriz de rigidez elementar \mathbf{K} . As matrizes \mathbf{K}_F e \mathbf{K}_T (Eqs. (2.38) e (2.47), respectivamente) também devem ser expandidas de forma conveniente utilizando valores nulos nas posições associadas aos GDL v_1, v_2, ϕ_2 e ϕ_2 .

2.2.1 Modelo de disco

Neste caso, o gerador e a turbina Francis da UG são considerados rígidos e podem ser caracterizados por sua energia cinética (LALANNE; FERRARIS, 1998). As forças eletromagnéticas e hidráulicas que agem sobre esse sistema serão apresentadas nas próximas seções. A Figura 2.2 apresenta um elemento de disco capaz de representar matematicamente o gerador e a turbina Francis da UG. O disco possui massa M_D (centro de massa em D) e dois sistemas de eixos coordenados, onde $R_o(X, Y, Z)$ representa o referencial fixo e $R(x, y, z)$ o associado ao disco.

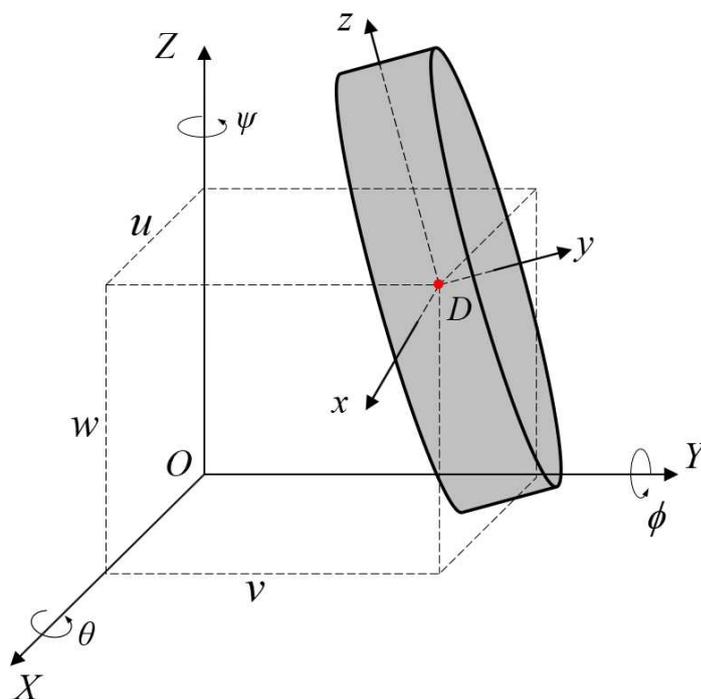


Figura 2.2: Representação do elemento de disco.

A energia cinética T_D do disco é calculada em relação ao referencial fixo R , como mostra a

Eq. (2.48).

$$T_D = \frac{1}{2}M_D (\dot{u}^2 + \dot{v}^2 + \dot{w}^2) + \frac{1}{2} (I_{Dx}\omega_x^2 + I_{Dy}\omega_y^2 + I_{Dz}\omega_z^2) \quad (2.48)$$

Onde u , v e w são as coordenadas de D ao longo das direções X , Y e Z , respectivamente (Fig. 2.2), I_{Dx} e I_{Dz} são os momentos de inércia de massa do disco referentes aos eixos x e z , respectivamente, e I_{Dy} é o momento polar de inércia do disco. As velocidades angulares são dadas pela Eq. (2.49):

$$\begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\dot{\psi} \cos \theta \cdot \sin \phi + \dot{\theta} \cos \phi \\ \dot{\phi} + \dot{\psi} \sin \theta \\ \dot{\psi} \cos \theta \cdot \cos \phi + \dot{\theta} \sin \phi \end{bmatrix} \quad (2.49)$$

A Equação (2.48) pode ser simplificada, considerando o disco simétrico ($I_{Dx} = I_{Dz} = I_D$) e os ângulos θ , ϕ e ψ pequenos. Assim, obtém-se a Eq. (2.50)

$$T_D = \frac{1}{2}M_D (\dot{u}^2 + \dot{v}^2 + \dot{w}^2) + \frac{1}{2}I_D (\dot{\theta}^2 + \dot{\psi}^2) + \frac{1}{2}I_{Dy} (\dot{\phi}^2 + \Omega^2 + 2\Omega\dot{\psi}\theta) \quad (2.50)$$

no qual $\frac{1}{2}I_{Dy}\Omega^2$ não vai ter efeito na equação de Lagrange. E o termo $I_{Dy}\Omega\dot{\psi}\theta$ representa o efeito giroscópico.

O elemento de disco considerado possui 6 GDL, sendo 3 deslocamentos (u , v e w) e 3 rotações (θ , ϕ e ψ). Assim, define-se o vetor de coordenadas generalizadas \mathbf{q}_D do centro do disco como mostra a Eq. (2.51).

$$\mathbf{q}_D = [u \ v \ w \ \theta \ \phi \ \psi]^T \quad (2.51)$$

Aplicando a equação de Lagrange na Eq. (2.48), a qual representa a energia cinética do disco com respeito ao vetor de coordenadas generalizadas \mathbf{q}_D , chega-se à Eq. (2.52):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_D}{\partial \dot{\mathbf{q}}_D} \right) - \frac{\partial T_D}{\partial \mathbf{q}_D} = \mathbf{M}_D \ddot{\mathbf{q}}_D + \mathbf{\Omega} \mathbf{C}_D \dot{\mathbf{q}}_D + \dot{\mathbf{\Omega}} \mathbf{K}_{Dt} \mathbf{q}_D \quad (2.52)$$

onde \mathbf{M}_D , \mathbf{C}_D e \mathbf{K}_{Dt} são, respectivamente, as matrizes de massa, do efeito giroscópico e do enrijecimento do disco quando em regime transiente. Estas matrizes são dadas pelas

Eqs. (2.53) a (2.55):

$$\mathbf{M}_D = \begin{bmatrix} M_D & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_D & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_D & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_D & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & I_{Dy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & I_D \end{bmatrix} \quad (2.53)$$

$$\mathbf{C}_D = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -I_{Dy} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -I_{Dy} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.54)$$

$$\mathbf{K}_{Dt} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_{Dy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.55)$$

É importante ressaltar que as matrizes \mathbf{M}_D , \mathbf{C}_D e \mathbf{K}_{Dt} (Eqs. (2.53) a (2.55)) devem ser acopladas convenientemente nas matrizes \mathbf{M} , \mathbf{C}_g e \mathbf{K}_{rt} da Eq. (2.1) conforme o vetor de deslocamentos nodais \mathbf{q} . Assim, neste modelo de elementos finitos cada disco é acoplado em um dos nós do elemento de eixo (Figs. 2.1 e 2.2).

2.2.2 Desbalanceamento mecânico

A força de desbalanceamento mecânico resulta da presença de uma massa m_u localizada a uma distância d do centro geométrico do eixo C , com coordenadas (u, w) em relação ao ponto O_E . A Figura 2.3 representa essa disposição, com a massa situada em um plano perpendicular ao eixo Y , onde α é a fase do desbalanceamento para $t = 0$. Destaca-se que a massa m_u é significativamente menor que a massa do rotor.

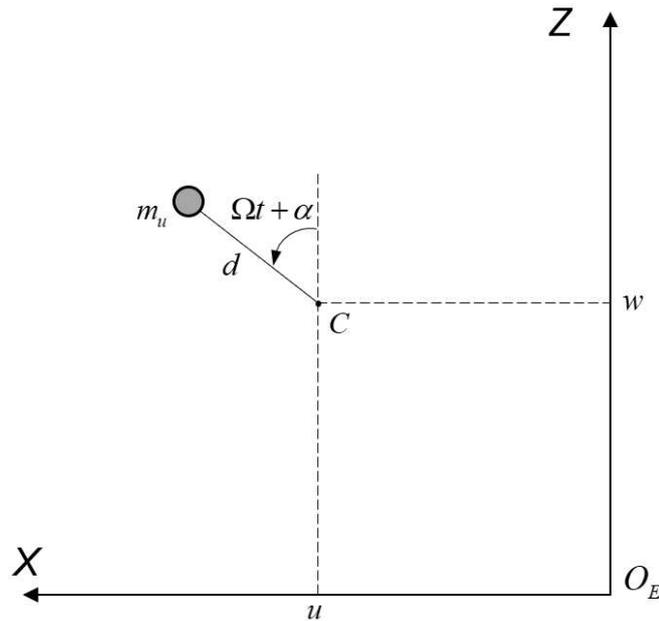


Figura 2.3: Massa de desbalanceamento mecânico (LALANNE; FERRARIS, 1998).

O desbalanceamento mecânico é modelado a partir da energia cinética da massa de desbalanceamento m_u . A energia cinética (T_u) pode ser dada pela Eq. (2.56).

$$T_u = \frac{1}{2}m_u [\dot{u}^2 + \dot{w}^2 + \Omega^2 d^2 + 2\Omega d\dot{u} \sin(\Omega t + \alpha) - 2\Omega d\dot{w} \cos(\Omega t + \alpha)] \quad (2.56)$$

Como o termo $\frac{1}{2}m_u\Omega^2 d^2$ não tem influência na equação de Lagrange, e a massa de desbalanceamento é muito menor que a do rotor, a equação da energia pode ser simplificada para a Eq. (2.57):

$$T_u \simeq m_u\Omega d [\dot{u} \sin(\Omega t + \alpha) - \dot{w} \cos(\Omega t + \alpha)] \quad (2.57)$$

Aplicando a equação de Lagrange na Eq. (2.57) obtém-se as Eqs. (2.58) e Eqs. (2.59):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_u}{\partial \dot{u}} \right) - \frac{\partial T_u}{\partial u} = m_u d \dot{\Omega} \cos(\Omega t + \alpha) - m_u d \Omega^2 \sin(\Omega t + \alpha) \quad (2.58)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_u}{\partial \dot{w}} \right) - \frac{\partial T_u}{\partial w} = -m_u d \dot{\Omega} \sin(\Omega t + \alpha) - m_u d \Omega^2 \cos(\Omega t + \alpha) \quad (2.59)$$

A força de desbalanceamento mecânico é tratada como uma força externa inserida no nó do modelo de elementos finitos, sendo aplicada no lado direito da Equação do Movimento (Eq. (2.1)). A partir das Eqs. (2.58) e (2.59), as componentes da força de desbalanceamento

mecânico, F_{u_x} e F_{u_z} , que atuam nas direções X e Z , respectivamente, podem ser calculadas pelas Eqs. (2.60) e (2.61):

$$F_{u_x} = m_u d \Omega^2 \sin(\Omega t + \alpha) - m_u d \dot{\Omega} \cos(\Omega t + \alpha) \quad (2.60)$$

$$F_{u_z} = m_u d \Omega^2 \cos(\Omega t + \alpha) + m_u d \dot{\Omega} \sin(\Omega t + \alpha) \quad (2.61)$$

2.3 Modelos termo-hidrodinâmicos para mancais hidrodinâmicos

Nesta seção, apresentam-se os modelos termo-hidrodinâmico (THD) dedicados a mancais cilíndrico radial, segmentado (*tilting pad*) radial e segmentado (*tilting pad*) axial comumente utilizados em UGs hidrelétrica. A pressão e a temperatura, ao longo do filme de óleo, são determinadas utilizando modelos THD baseados nas dimensões geométricas e nas condições operacionais do mancal em questão. Para isso, as equações de Reynolds e de energia são resolvidas simultaneamente. Na equação de energia, adota-se a hipótese adiabática, e a variação da viscosidade é obtida por meio da equação de Vogel (SEETON, 2006). O método dos volumes finitos é aplicado para resolver as equações de Reynolds e da energia (MALISKA, 2017).

2.3.1 Mancal hidrodinâmico cilíndrico radial

Os principais parâmetros geométricos do mancal cilíndrico radial podem ser vistos na Fig. 2.4. Neste caso, $I(X, Y, Z)$ representa o referencial inercial localizado no centro do mancal, R representa o raio do eixo, L_B é o comprimento do mancal, C é a folga radial, O_E é o centro do eixo, e representa a excentricidade (distância do centro do eixo O_E até o centro do mancal O_B), x_R é o deslocamento do eixo ao longo da direção X , y_R é o deslocamento do eixo ao longo da direção Y , φ_h é o ângulo de atitude, h_h é a espessura do filme de óleo, Ω é a velocidade de rotação e $I_c(x, y, z)$ representa o referencial curvilíneo, onde x é a direção circunferencial e y a axial.

A posição do centro do eixo x_r e y_r , no referencial inercial $I(X, Y, Z)$, é dada em função de e e φ_h , como mostra a Eq. (2.62). A espessura do filme de óleo h_h ao longo de todo o mancal pode ser calculada a partir da posição do centro do eixo e da posição angular em análise θ descrita na

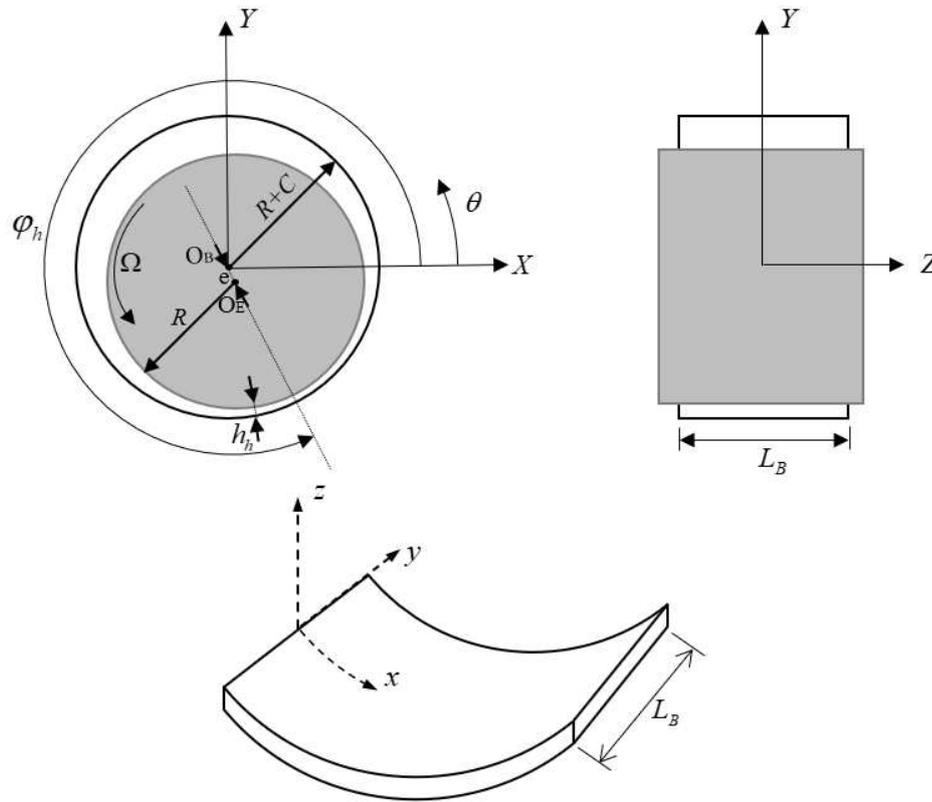


Figura 2.4: Representação geométrica de um mancal cilíndrico.

Eq. (2.63).

$$x_r = e \cos \varphi_h \quad (2.62)$$

$$y_r = e \sin \varphi_h$$

$$h_h = C - x_r \cos \theta - y_r \sin \theta \quad (2.63)$$

Para a determinação do campo de pressão e temperatura nos mancais radiais considera-se que a pressão e a temperatura do óleo não variam ao longo da espessura do filme de óleo, procedimento similar ao adotado por Nicoletti (1999). Essa hipótese pode ser adotada devido à dimensão da folga radial ser muito pequena em relação ao comprimento e ao diâmetro do mancal. A Equação (2.64) ilustra a forma adimensional da equação de Reynolds utilizada para descrever o mancal cilíndrico radial, conforme estabelecido no sistema de coordenadas apresentado na Fig. 2.4.

$$\left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\frac{\bar{h}_h^3}{12\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{p}_h}{\partial \bar{x}} \right) + \left(\frac{R}{L_B}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\frac{\bar{h}_h^3}{12\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{p}_h}{\partial \bar{y}} \right) = \left(\frac{1}{2\pi}\right) \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} \quad (2.64)$$

Onde os termos dimensionais são dados por:

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{x}{2\pi R}; & \bar{y} &= \frac{y}{L_B}; & \bar{z} &= \frac{z}{C}; & \bar{h}_h &= \frac{h_h}{C} \\ \bar{\mu} &= \frac{\mu}{\mu_0}; & \bar{t} &= \Omega t; & \bar{p}_h &= \frac{p_h}{\left(\frac{\mu_0 \Omega R}{C}\right)} \end{aligned} \quad (2.65)$$

sendo μ a viscosidade dinâmica do fluido, μ_0 a viscosidade na temperatura de referência T_0 e p_h o campo de pressão.

A obtenção da distribuição de temperatura $T(x, y)$ ao longo do mancal é realizada por meio da aplicação da equação de energia (veja a Eq. (2.66)), a partir da formulação apresentada em Santos e Nicoletti (1999) e Varela (2013). Para o desenvolvimento dessa equação, considerou-se que a massa específica ρ , a condutividade térmica k_t e o calor específico c_p do óleo não variam com a temperatura. Neste caso, somente a viscosidade μ do óleo varia em função da temperatura.

$$\begin{aligned} -\rho c_p h_h \frac{\partial T}{\partial t} + k_t h_h \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + k_t h_h \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \left[\frac{\rho c_p h_h^3}{12\mu} \frac{\partial p_h}{\partial x} - \frac{\rho c_p h_h U}{2} \right] \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\rho c_p h_h^3}{12\mu} \frac{\partial p_h}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} = \\ \frac{4}{3} \frac{\mu}{h_h} \left(\frac{\partial h_h}{\partial t} \right)^2 - p_h \frac{\partial h_h}{\partial t} - \mu \frac{(\Omega \cdot R)^2}{h_h} - \frac{h_h^3}{12\mu} \left[\left(\frac{\partial p_h}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p_h}{\partial y} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.66)$$

A variação de viscosidade é calculada pela equação de Vogel (SEETON, 2006), conforme apresenta a Eq. (2.67).

$$\mu(T) = a \exp \left(\frac{b}{T + 273,15 + c} \right) \quad (2.67)$$

onde T representa a temperatura (em graus Celsius). As variáveis a , b e c são obtidas a partir da ficha técnica de cada óleo.

As forças hidrodinâmicas de suporte são calculadas integrando o campo de pressão ao longo

da área do mancal, conforme dado pela Eq. (2.68).

$$F_X = \int_{-L_h/2}^{L_h/2} \int_0^{2\pi} p_h \cos \theta R d\theta dy$$

$$F_Y = \int_{-L_h/2}^{L_h/2} \int_0^{2\pi} p_h \sin \theta R d\theta dy$$
(2.68)

A Figura 2.5 apresenta o fluxograma do procedimento computacional utilizado para determinar as forças de suporte e a distribuição de temperatura do modelo THD dedicado aos mancais cilíndricos radiais.

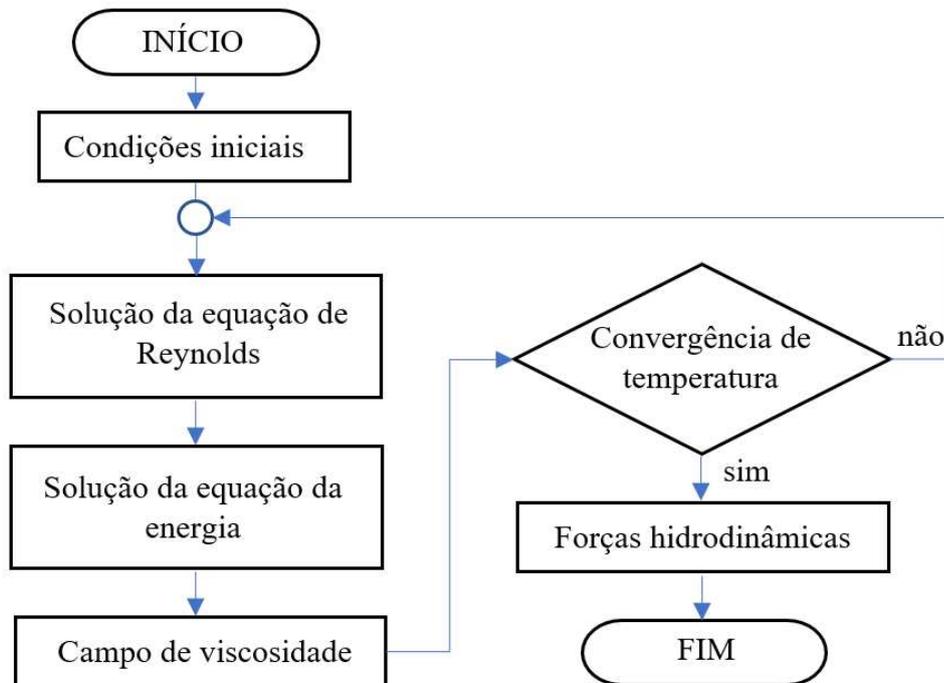


Figura 2.5: Procedimento para determinar das forças e a distribuição de temperatura nos mancais cilíndricos radiais.

2.3.2 Mancal hidrodinâmico segmentado radial

Os mancais segmentados radiais são compostos por segmentos pivotados com livre rotação dispostos circularmente. A Figura 2.6 apresenta o esquema de um mancal segmentado radial e seus principais parâmetros geométricos. No qual, Ω é a velocidade de rotação do eixo, R é o raio do eixo, R_S é o raio do segmento, O_P é o ponto de rotação do pivô, O_E é o coentro do eixo, O_S e O_S' são os centro do segmento antes e após a rotação, respectivamente, h_S , β_S e L_S

são a espessura, o ângulo de abrangência e o comprimento do segmento, respectivamente, h_0 é a folga radial, φ é a posição angular do pivô, β é a posição angular no segmento e α é o ângulo de rotação do segmento em relação ao pivô.

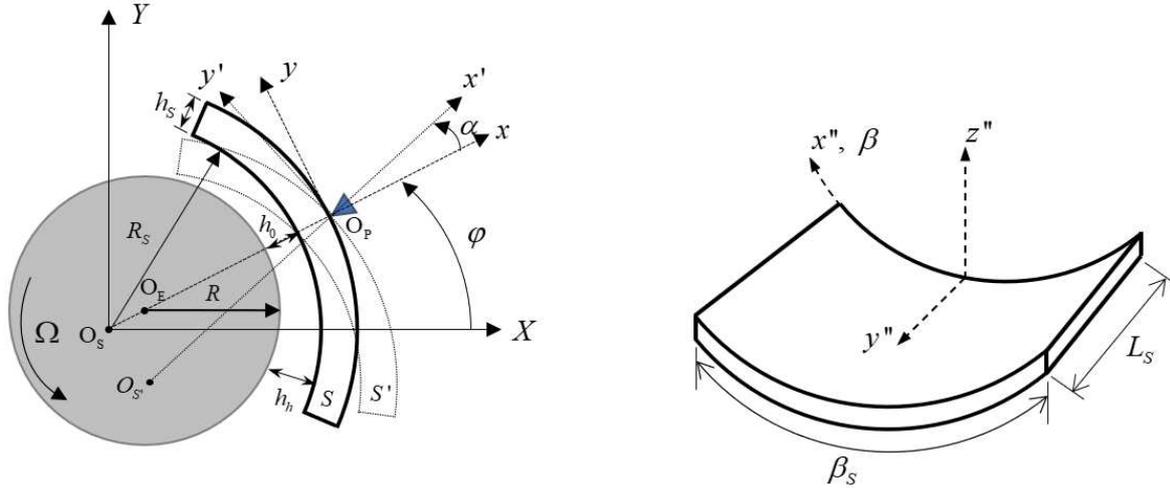


Figura 2.6: Representação geométrica de um mancal segmentado radial.

Conforme apresentado por Russo (2000), para facilitar o desenvolvimento do modelo matemático do mancal segmentado radial devem ser utilizados quatro sistemas de referência observados na Fig. 2.7. O primeiro destes sistemas é posicionado no centro do mancal, sendo denominado como sistema inercial $I(X, Y, Z)$, conforme mostra a Fig. 2.7(a). O segundo sistema indica o posicionamento do j -ésimo segmento no mancal, denominado sistema auxiliar $B_j(x, y, z)$, representado na Fig. 2.7(b). O terceiro é um sistema auxiliar localizado em cada segmento, denominado sistema móvel, $B'_j(x', y', z')$, indicado na Fig. 2.7. O quarto sistema acompanha a superfície interna do segmento e é denominado referencial móvel curvilíneo $B''_j(x'', y'', z'')$, indicado na Fig. 2.7(d).

A equação de Reynolds adimensional Eq. (2.69) para cada segmento é resolvida no sistema móvel curvilíneo B''_j (Fig. 2.7(d)).

$$\left(\frac{1}{\beta_s}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\frac{\bar{h}_h^3}{12\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{p}_h}{\partial \bar{x}} \right) + \left(\frac{R_s}{L_s}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\frac{\bar{h}_h^3}{12\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{p}_h}{\partial \bar{y}} \right) = \left(\frac{R}{\beta_s R_s}\right) \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{h}_h}{\partial \bar{t}} \quad (2.69)$$

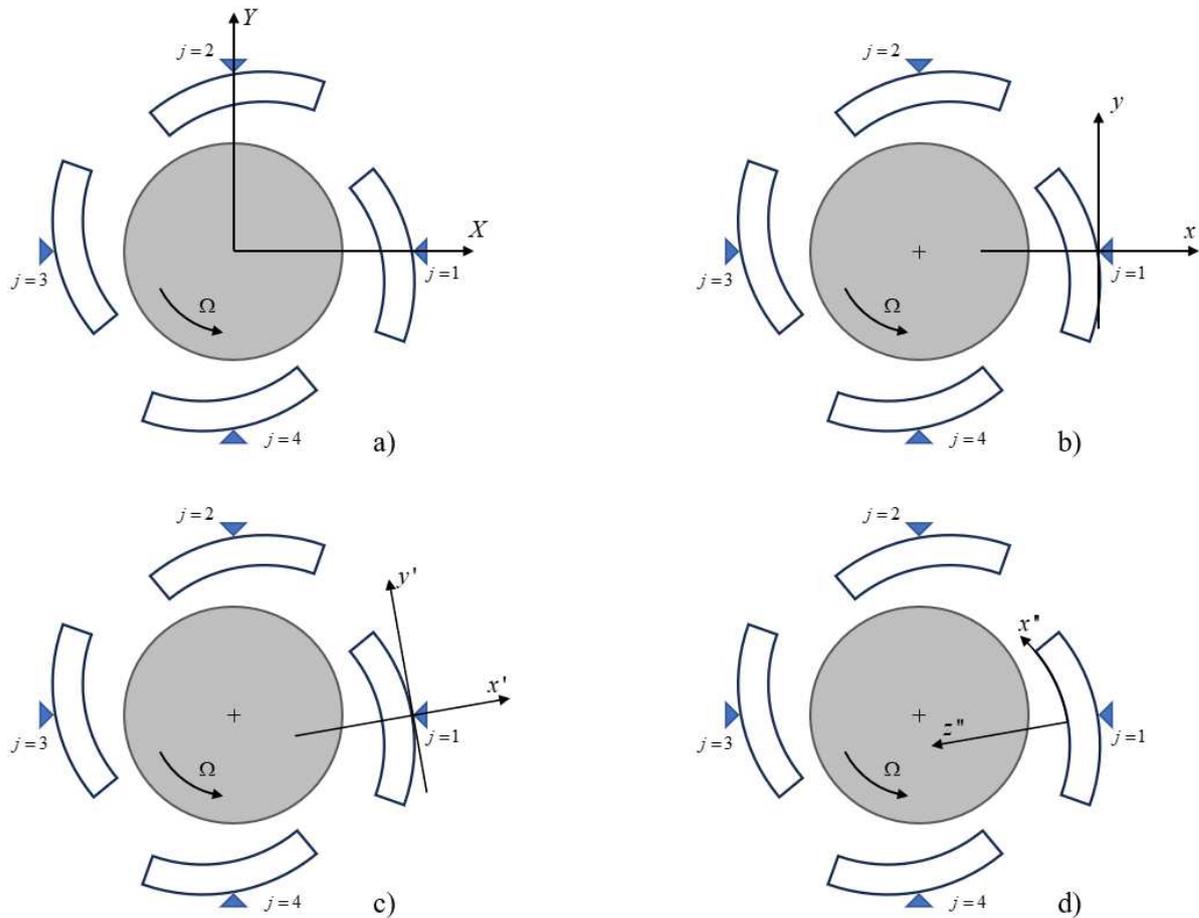


Figura 2.7: Sistemas de referência: a) inercial; b) auxiliar; c) móvel; d) móvel curvilíneo. (Adaptado de: Russo (2000)).

Os parâmetros adimensionais são dados por:

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{x''}{2\pi R}; & \bar{y} &= \frac{y''}{L_S}; & \bar{z} &= \frac{z''}{h_h}; & \bar{h}_h &= \frac{h_h}{h_0} \\ \bar{\mu} &= \frac{\mu}{\mu_0}; & \bar{t} &= \Omega t; & \bar{p}_h &= \frac{p_h h_0^2}{\mu_0 \Omega R_S^2} \end{aligned} \quad (2.70)$$

A espessura do filme de óleo ao longo de todo o segmento, conforme apresentado por Russo (2000) pode ser calculada pela Eq. (2.71), no qual x_r e y_r são os deslocamentos do centro do eixo no referencial auxiliar $B_j(x, y, z)$ nas direções x e y , respectivamente.

$$h_h(\beta) = R_S - R - \{ \sin(\beta) [y_r + \alpha(R_S + h_S)] + \cos(\beta) (x_r + R_S - R - h_0) \} \quad (2.71)$$

O procedimento utilizado para obter a distribuição de temperatura e a viscosidade ao longo do filme de óleo segue processo semelhante ao utilizado para o mancal cilíndrico radial no qual

aplica-se as Eqs. (2.66) e (2.67) em cada um dos segmentos.

De posse do campo de pressão as forças de sustentação em cada um dos segmentos são calculadas a partir da sua integração, conforme mostra a Eq. (2.72), onde F_{xm_j} e F_{ym_j} são as forças de sustentação resultantes ao longo das direções x' e y' do referencial móvel B'_j , respectivamente, do j -ésimo segmento. Para os mancais segmentados radiais, o momento M_{R_j} (Eq. (2.73)) determinado nos segmentos deve ser nulo para condição de equilíbrio. Portanto, a força resultante F_{ym_j} também é nula.

$$F_{xm_j} = \int_{-\beta_p/2}^{+\beta_p/2} \int_0^{L_p} p_{h_j}(x,y) \cdot \cos(\beta_j) \cdot dy \cdot dx \quad (2.72)$$

$$F_{ym_j} = \int_{-\beta_p/2}^{+\beta_p/2} \int_0^{L_p} p_{h_j}(x,y) \cdot \sin(\beta_j) \cdot dy \cdot dx$$

$$M_{R_j} = F_{ym_j} \cdot (R_S + h_S) \quad (2.73)$$

As forças de sustentação resultantes F_X e F_Y ao longo das direções X e Y , respectivamente, no referencial inercial I , são calculadas quando todos os segmentos estão em equilíbrio. Essas forças são dadas pelo somatório das forças em cada um dos segmentos, conforme mostra a Eq. (2.74).

$$F_X = \sum_{j=1}^{N_S} [F_{xm_j} \cdot \cos(\varphi_j + \alpha_j)] \quad (2.74)$$

$$F_Y = \sum_{j=1}^{N_S} [F_{ym_j} \cdot \sin(\varphi_j + \alpha_j)]$$

Onde N_S é o número de segmentos.

A Figura 2.8 apresenta um fluxograma do procedimento de cálculo usado para obter as forças de sustentação e a distribuição de temperatura em um mancal segmentado radial.

2.3.3 Mancal hidrodinâmico segmentado axial

Os mancais segmentados axiais também são compostos por segmentos pivotados distribuídos circularmente e possuem rotação livre. No entanto, esses mancais são responsáveis por suportar forças axiais. A Figura 2.9 apresenta o modelo físico e algumas características geométricas de um único segmento do mancal axial, onde:

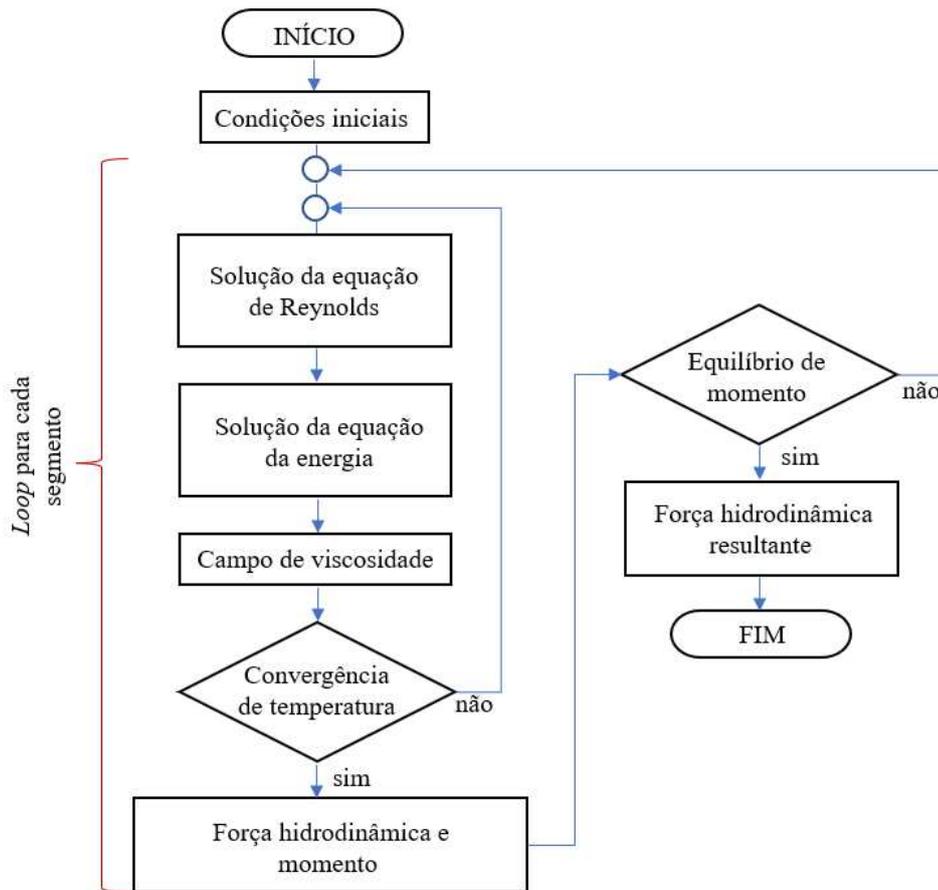


Figura 2.8: Procedimento de cálculo para mancais segmentados radiais.

- r_1 e r_2 são os raio interno e externo do segmento, respectivamente;
- θ_{piv} e r_{piv} são a posição angular e radial do pivô, respectivamente;
- θ_0 é o comprimento angular do segmento;
- h_0 é a espessura do filme de óleo sobre o pivô;
- α_r e α_p são os ângulos de rotação do segmento no ponto de pivotamento nas direções r e s , respectivamente;
- h_h é a espessura do filme de óleo.

O modelo THD para os mancais segmentados axiais foi desenvolvido com base no apresentado por Heinrichson (2006). Devido às características geométricas do mancal, optou-se por utilizar o sistema de coordenadas cilíndricas $I(r, \theta, Z)$, onde Z é a direção axial. A equação

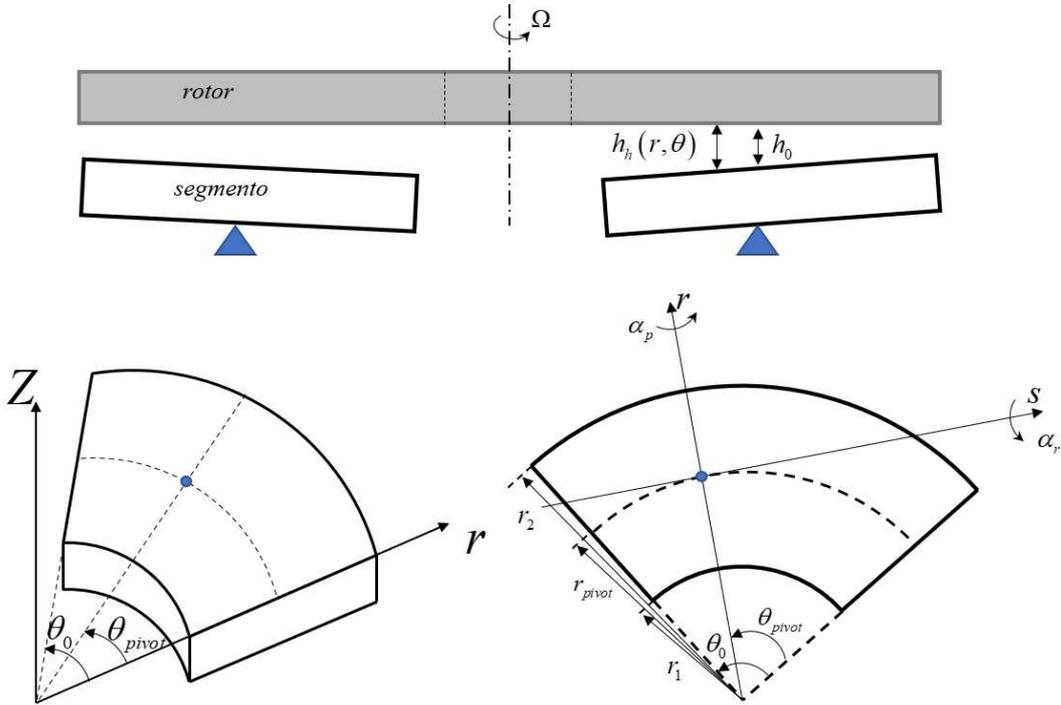


Figura 2.9: Representação geométrica de um mancal segmentado axial.

adimensional de Reynolds modificada para esse sistema é apresentada na Eq. (2.75), na qual não se considerou a variação da pressão ao longo da espessura do filme de óleo.

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left[\frac{\bar{r} \cdot \bar{h}_h^3}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{p}_h}{\partial \bar{r}} \right] + \frac{1}{\theta_0^2 \cdot \bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} \left[\frac{\bar{h}_h^3}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{p}_h}{\partial \bar{\theta}} \right] = \frac{6}{\theta_0} \frac{\partial \bar{h}_h}{\partial \bar{\theta}} + 12 \frac{\partial \bar{h}_h}{\partial \bar{t}} \quad (2.75)$$

Os parâmetros adimensionais são apresentados na Eq. (2.76) e a espessura adimensional do filme de óleo pode ser calculada a partir da Eq. (2.77).

$$\begin{aligned} \bar{\theta} &= \frac{\theta}{\theta_0}; & \bar{r} &= \frac{r}{r_1}; & \bar{y} &= \frac{y}{h_h}; & \bar{\alpha}_r &= \alpha_r \frac{r_1}{h_h}; & \bar{\alpha}_p &= \alpha_p \frac{r_1}{h_h} \\ \bar{t} &= t \cdot \Omega; & \bar{r}_{piv} &= \frac{r_{piv}}{r_1}; & \bar{p}_h &= \frac{p_h \cdot h_0^2}{r_1^2 \cdot \Omega \cdot \mu_0}; \end{aligned} \quad (2.76)$$

$$\bar{h}_h = \frac{h_h}{h_0} = 1 + \bar{\alpha}_r [\bar{r}_{piv} - \bar{r} \cdot \cos(\theta_0 (\bar{\theta} - \bar{\theta}_{piv}))] + \bar{\alpha}_p \cdot \bar{r} \cdot \sin(\theta_0 (\bar{\theta} - \bar{\theta}_{piv})) \quad (2.77)$$

Semelhante aos outros mancais, a pressão ao longo do filme de óleo no mancal segmentado axial é calculada de forma iterativa, levando em consideração a distribuição de temperatura. A equação de energia, descrita em coordenadas cilíndricas é utilizada para obter a temperatura ao longo do filme de óleo, é apresentada na Eq. (2.77), na qual se considerou que a temperatura não

varia na direção axial.

$$\rho \cdot c_p \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + \rho \cdot c_p \cdot v_r \frac{\partial T}{\partial r} = k_t \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + k_t \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \mu \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right)^2 \quad (2.78)$$

Onde ρ , c_p e k_t são a massa específica, o calor específico e a condutividade térmica do fluido, respectivamente (considerados constantes). A viscosidade μ é atualizada a partir da equação de Vogel (Eq. (2.67)), e v_r e v_θ são as velocidades do fluido nas direções radial e tangencial, respectivamente, as quais são calculadas a partir da Eq. (2.79).

$$\begin{aligned} v_\theta &= \frac{z}{r} \left(\frac{z - h_h}{2\mu} \right) \frac{\partial p_h}{\partial \theta} + \frac{\Omega r}{h} (h_h - z) \\ v_r &= \frac{z(z - h_h)}{2\mu} \frac{\partial p_h}{\partial r} \end{aligned} \quad (2.79)$$

A partir do campo de pressão, determina-se a força de sustentação axial gerada em cada segmento, conforme apresentado na Eq. (2.80), sendo F_{zm_j} a força resultante axial na direção Z do j -ésimo segmento.

$$F_{zm_j} = \int_{r_1}^{r_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} p_h \cdot r \cdot d\theta \cdot dr \quad (2.80)$$

Os momentos resultantes em cada um dos segmentos é determinado a partir da Eq. (2.81), onde M_{r_j} e M_{s_j} representam o momento associado às direções r e s , respectivamente.

$$\begin{aligned} M_{r_j} &= \int_{r_1}^{r_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} p_h \cdot r^2 \cdot \sin(\theta - \theta_{piv}) \cdot d\theta \cdot dr \\ M_{s_j} &= \int_{r_1}^{r_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} p_h \cdot r (r \cdot \cos(\theta - \theta_{piv}) - r_{piv}) \cdot d\theta \cdot dr \end{aligned} \quad (2.81)$$

As forças de sustentação resultantes axial, são calculadas quando todos os segmentos estão em equilíbrio, ou seja, os seus momentos M_{r_j} e M_{s_j} são nulos. A partir dessa condição, a força de sustentação total pode ser calculada pela soma das forças geradas por cada um dos segmentos Eq. (2.82).

$$F_Z = \sum_{j=1}^{N_S} F_{zm_j} \quad (2.82)$$

A Figura 2.10 apresenta um fluxograma do procedimento de cálculo usado para obter as forças de sustentação e a distribuição de temperatura no modelo THD de um mancal segmentado axial.

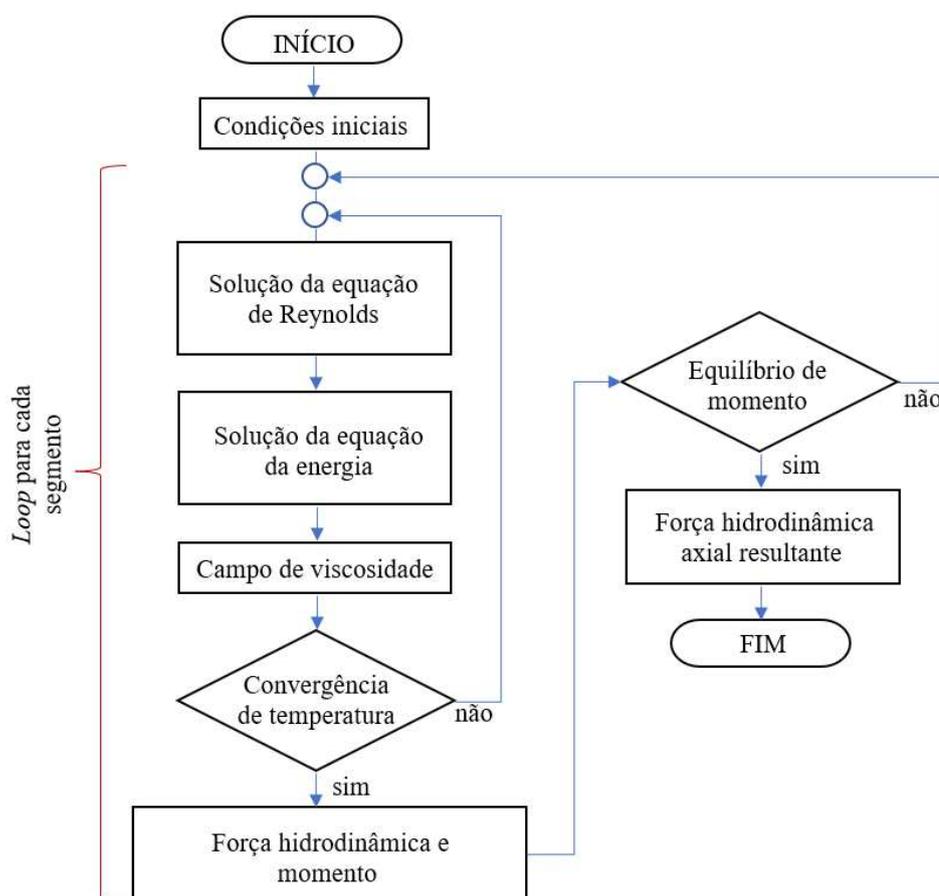


Figura 2.10: Procedimento de cálculo para mancais segmentados axiais.

2.4 Modelo eletromagnético do gerador

Esta seção é dedicada à descrição da modelagem eletromagnética do gerador elétrico de polos salientes. Para a solução das equações diferenciais que descrevem os modelos eletromagnéticos (Equações de Maxwell), foi escolhido o uso do *software open source Finite Element Method Magnetics* (FEMM). Conseqüentemente, o foco desta seção é apresentar o conjunto de equações solucionadas no FEMM, juntamente com as etapas para sua discretização em elementos finitos, a fim de determinar as forças e o torque no gerador. Para uma compreensão mais aprofundada desse processo, recomenda-se consultar as obras de David (2020) e Andersen (2012).

Os fenômenos eletromagnéticos são descritos pelas equações clássicas de Maxwell (BASTOS,

1992). A abordagem proposta para a solução destas equações é considerar em cada instante de tempo do processo de integração temporal um novo problema magnetostático. Desta forma, são desprezadas as correntes parasitas que possam surgir em materiais condutivos. Nesse caso, a intensidade do campo magnético \mathbf{H} e a densidade do fluxo magnético \mathbf{B} devem obedecer às Eqs. (2.83) e (2.84), onde \mathbf{J} é a densidade de corrente elétrica:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (2.83)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.84)$$

A relação entre \mathbf{B} e \mathbf{H} é expressa na Eq. (2.85), onde a constante de proporcionalidade μ_p é a permeabilidade magnética do material:

$$\mathbf{B} = \mu_p \mathbf{H} \quad (2.85)$$

Nos casos em que o material é não linear, a permeabilidade μ_p é uma função da densidade de fluxo \mathbf{B} e é dada pela Eq. (2.86):

$$\mu_p = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{H}(\mathbf{B})} \quad (2.86)$$

O *software* FEMM procura encontrar um campo que satisfaça a Eq. (2.83) até a Eq. (2.85) através de uma abordagem do potencial vetor magnético. Desta forma, a densidade de fluxo é escrita em termos do rotacional do potencial vetor, \mathbf{A} , como apresentado na Eq. (2.87):

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.87)$$

Esta definição de \mathbf{B} sempre satisfaz a Eq. (2.84), dessa forma pode-se escrever a Eq. (2.83) como:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_p(\mathbf{B})} \nabla \times \mathbf{A} \right) = \mathbf{J} \quad (2.88)$$

Para um material isotrópico linear e assumindo o calibre de Coulomb, $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, a Eq. (2.88)

é reduzida para a Eq. (2.89):

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_p \cdot \mathbf{J} \quad (2.89)$$

O operador ∇^2 é chamado de Laplaciano. A Equação (2.89) é uma equação diferencial parcial de segunda ordem que descreve um problema conhecido como Problema Potencial. A solução da Eq. (2.89) permite a determinação do potencial vetor \mathbf{A} . Em seguida, a partir da determinação do seu rotacional, obtém-se a densidade de fluxo magnético (Eq. (2.87)).

A metodologia utilizada para a solução da Eq. (2.89) é o método dos elementos finitos (SADIKU, 2000). Para a apresentação da metodologia, será empregado o método dos resíduos ponderados, juntamente com o método de Galerkin (SARKAR, 1983). Esse método envolve o uso da função de ponderação (ou função peso) $g(x, y)$, a mesma utilizada como função de forma.

Multiplicando a Eq. (2.89) pela função $g(x, y)$ e integrando sobre o domínio Ω , obtém-se a Eq. (2.90).

$$\int_{\Omega} \nabla^2 \mathbf{A} \cdot g \cdot d\Omega = - \int_{\Omega} \mu_p \cdot \mathbf{J} \cdot g \cdot d\Omega \quad (2.90)$$

Aplicando-se o teorema de Green para o plano obtém-se Eq. (2.91)

$$\int_{\Omega} \nabla \mathbf{A} \cdot \nabla g \cdot d\Omega - \oint_{\Gamma} \nabla \mathbf{A} \cdot g \cdot d\Gamma = \int_{\Omega} \mu_p \cdot \mathbf{J} \cdot g \cdot d\Omega \quad (2.91)$$

Onde Γ são as fronteiras.

A função $g(x, y)$ pode ser escolhida de forma que $g(x, y) = 0$ sobre todas as fronteiras Γ . Dessa forma, obtém-se a Eq. (2.92).

$$\int_{\Omega} \nabla \mathbf{A} \cdot \nabla g \cdot d\Omega = \int_{\Omega} \mu_p \cdot \mathbf{J} \cdot g \cdot d\Omega \quad (2.92)$$

A Equação (2.92) é conhecida como forma fraca, pois ela reduziu em um a ordem das derivadas da Eq. (2.90).

Para a discretização das equações, o FEMM utiliza malhas triangulares, com três nós por elemento. A Figura 2.11 apresenta o triângulo genérico da malha, sendo que Ω_e representa o domínio sobre cada elemento e $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2, \mathbf{A}_3$ são os potenciais em cada um dos nós.

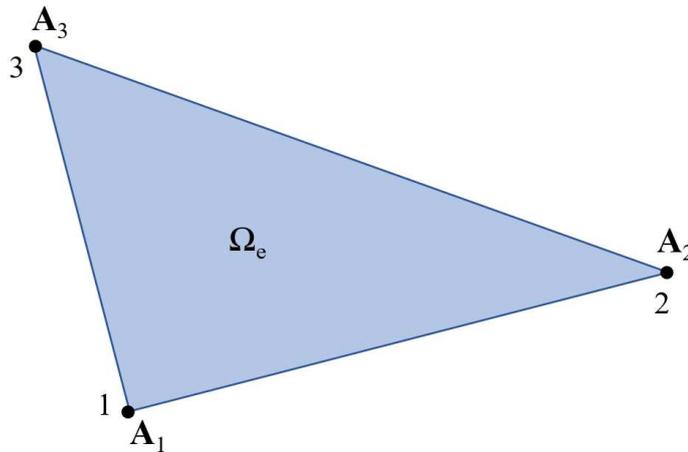


Figura 2.11: Elemento genérico da malha.

Considerando uma aproximação linear, onde em cada elemento o vetor potencial pode ser aproximado como uma interpolação linear dos potenciais em cada um dos nós, uma aproximação para \mathbf{A} dentro de cada elemento pode ser escrita pela Eq. (2.93).

$$\bar{\mathbf{A}}(x,y) = \sum_{j=1}^3 A_j \cdot \phi_j(x,y) \quad (2.93)$$

Onde A_j é o potencial no nó j e $\phi_j(x,y)$ são as funções de interpolação variando linearmente de 1 no nó j até zero nos outros nós do elemento. Elas podem ser expressas pela Eq. (2.94).

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{D} \cdot [(x_2 y_3 - y_2 x_3) + (y_2 - y_3)x + (x_3 - x_2)y] \\ \phi_2 &= \frac{1}{D} \cdot [(x_3 y_1 - y_3 x_1) + (y_3 - y_1)x + (x_1 - x_3)y] \\ \phi_3 &= \frac{1}{D} \cdot [(x_1 y_2 - y_1 x_2) + (y_1 - y_2)x + (x_2 - x_1)y] \end{aligned} \quad (2.94)$$

No qual (x_1, y_1) , (x_2, y_2) e (x_3, y_3) são as coordenadas dos nós 1, 2 e 3, respectivamente e D corresponde ao dobro da área do elemento triangular, sendo calculado pela Eq. (2.95).

$$D = x_2 \cdot y_3 - y_2 \cdot x_3 + x_3 \cdot y_1 - y_3 \cdot x_1 + x_1 \cdot y_2 - y_1 \cdot x_2 \quad (2.95)$$

O método de Galerkin considera as próprias funções de interpolação como funções de ponderação, dessa forma a Eq. (2.92) bidimensional sobre cada elemento pode ser escrita como

Eq. (2.96).

$$\int_{\Omega_e} \nabla \left[\sum_{j=1}^3 A_j \cdot \phi_j \right] \cdot \nabla \phi_i \cdot d\Omega_e = \int_{\Omega_e} \mu_p \cdot J \cdot \phi_i \cdot d\Omega_e \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.96)$$

Como existem três funções de ponderação para cada elemento, i varia de 1 até 3, resultando em 3 equações por triângulo. Considerando μ_p e J constantes para cada elemento, e como A_j corresponde potencial no nó, a Eq. (2.96) pode ser escrita como:

$$\sum_{j=1}^3 A_j \cdot \int_{\Omega_e} \nabla \phi_j \cdot \nabla \phi_i \cdot d\Omega_e = \mu_p \cdot J \cdot \int_{\Omega_e} \phi_i \cdot d\Omega_e \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.97)$$

Considerando os N elementos que compõe todo o domínio, a equação global é representada pela Eq. (2.98).

$$\sum_{e=1}^N \left[\sum_{j=1}^3 A_j \cdot \int_{\Omega_e} \nabla \phi_j \cdot \nabla \phi_i \cdot d\Omega_e = \mu_p \cdot J \cdot \int_{\Omega_e} \phi_i \cdot d\Omega_e \right] \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.98)$$

Considerando-se a Eq. (2.97) e variando-se os índices i e j de 1 a 3 obtém-se um sistema elementar de equações, onde os potenciais dos nós aparecem como incógnitas:

$$\sum_{j=1}^3 A_j \cdot K_{ij}^e = b_i^e \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.99)$$

Sendo:

$$K_{ij}^e = \int_{\Omega_e} \nabla \phi_j \cdot \nabla \phi_i \cdot d\Omega_e \quad i = 1, 2, 3 \quad j = 1, 2, 3 \quad (2.100)$$

$$b_i^e = \mu_p \cdot J \cdot \int_{\Omega_e} \phi_i \cdot d\Omega_e \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.101)$$

De forma matricial a equação elementar pode ser escrita como a Eq. (2.102).

$$\begin{bmatrix} K_{11}^e & K_{12}^e & K_{13}^e \\ K_{21}^e & K_{22}^e & K_{23}^e \\ K_{31}^e & K_{32}^e & K_{33}^e \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} b_1^e \\ b_2^e \\ b_3^e \end{Bmatrix} \quad (2.102)$$

Para cada elemento, obtém-se um sistema local semelhante à Eq. (2.102). Com o objetivo de se obter uma equação global, deve-se somar todos os sistemas locais, de acordo com a Eq. (2.98), associando o índice local de cada nó com a sua respectiva posição global. Assim, obtém-se um sistema único de equações chamado de sistema global da forma:

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{A} = \mathbf{b} \quad (2.103)$$

Resolvendo o sistema linear da Eq. (2.103), determina-se o potencial A em cada um dos nós. Substituindo-os na Eq. (2.93) é possível obter uma aproximação para o potencial nos elementos. De posse do potencial vetor, a densidade do fluxo magnético \mathbf{B} pode ser determinada conforme a Eq. (2.87).

Tendo a densidade de fluxo magnético é possível utilizar o tensor de tensão de Maxwell para calcular as forças, conforme descrito por Bastos e Sadowski (2003), Humphries () e Humphries (2012). Essa abordagem é particularmente adequada para essa finalidade, visto que a integral depende apenas da distribuição do campo fora do objeto em questão. Por esse motivo, não é necessário conhecer as distribuições exatas de densidade de corrente em materiais anisotrópicos ou não lineares complexos. A partir da teoria do eletromagnetismo, a força de Lorentz e a lei de Ampère são expressas, respectivamente, pelas Eqs. (2.104) e (2.105).

$$\mathbf{f} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.104)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.105)$$

Onde μ_0 é permeabilidade magnética do vácuo.

Inserindo a Eq.(2.105) na Eq.(2.104) e integrando sobre o volume do objeto, alcança-se uma expressão para a força no objeto, expressa exclusivamente pela densidade de campo \mathbf{B} , Eq. (2.106).

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\mu_0} \iiint (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} dV \quad (2.106)$$

Por meio do produto vetorial, é possível descrever as componentes nas direções x , y e z da

Eq. (2.106) como:

$$F_x = \frac{1}{\mu_0} \iiint \left(B_z \frac{\partial B_x}{\partial z} - B_z \frac{\partial B_z}{\partial x} - B_y \frac{\partial B_y}{\partial x} + B_y \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) dV \quad (2.107)$$

$$F_y = \frac{1}{\mu_0} \iiint \left(B_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - B_x \frac{\partial B_x}{\partial y} - B_z \frac{\partial B_z}{\partial y} + B_z \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) dV \quad (2.108)$$

$$F_z = \frac{1}{\mu_0} \iiint \left(B_y \frac{\partial B_z}{\partial y} - B_y \frac{\partial B_y}{\partial z} - B_x \frac{\partial B_x}{\partial z} + B_x \frac{\partial B_z}{\partial x} \right) dV \quad (2.109)$$

O tensor de tensão de Maxwell, expresso pela Eq. (2.110), é descrito em função do campo elétrico \mathbf{E} , do campo magnético \mathbf{B} , da permissividade elétrica do vácuo ϵ_0 e da permeabilidade magnética do vácuo μ_0 .

$$\mathbf{S}_{ij} = \epsilon_0 \left(E_i E_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} E^2 \right) + \frac{1}{\mu_0} \left(B_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} B^2 \right) \quad (2.110)$$

No caso em que o campo é exclusivamente magnético, como ocorre no gerador em análise, alguns termos do tensor de tensão de Maxwell são nulos, resultando na Eq. (2.111):

$$\mathbf{S}_{ij} = \frac{1}{\mu_0} \left(B_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} B^2 \right) \quad (2.111)$$

Expandindo a Eq. (2.111) nas direções x , y e z , obtém as Eqs. (2.112) à (2.114) e seus divergentes, Eqs. (2.115) à (2.117):

$$\mathbf{S}_x = \frac{1}{\mu_0} \left[\left(B_x^2 - \frac{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}{2} \right) \vec{\mathbf{i}} + B_x B_y \vec{\mathbf{j}} + B_x B_z \vec{\mathbf{k}} \right] \quad (2.112)$$

$$\mathbf{S}_y = \frac{1}{\mu_0} \left[B_y B_x \vec{\mathbf{i}} + \left(B_y^2 - \frac{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}{2} \right) \vec{\mathbf{j}} + B_y B_z \vec{\mathbf{k}} \right] \quad (2.113)$$

$$\mathbf{S}_z = \frac{1}{\mu_0} \left[B_z B_x \vec{\mathbf{i}} + B_z B_y \vec{\mathbf{j}} + \left(B_z^2 - \frac{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}{2} \right) \vec{\mathbf{k}} \right] \quad (2.114)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{S}_x = \frac{1}{\mu_0} \left[B_x \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) - B_y \frac{\partial B_y}{\partial x} - B_z \frac{\partial B_z}{\partial x} + B_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + B_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \right] \quad (2.115)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{S}_y = \frac{1}{\mu_0} \left[B_y \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) - B_x \frac{\partial B_x}{\partial y} - B_z \frac{\partial B_z}{\partial y} + B_x \frac{\partial B_y}{\partial x} + B_z \frac{\partial B_y}{\partial z} \right] \quad (2.116)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{S}_z = \frac{1}{\mu_0} \left[B_z \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) - B_x \frac{\partial B_x}{\partial z} - B_y \frac{\partial B_y}{\partial z} + B_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + B_y \frac{\partial B_z}{\partial y} \right] \quad (2.117)$$

Conforme estabelecido pela Eq.(2.84), o termo $\nabla \cdot \mathbf{B} = \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \right)$ é igual a zero. Dessa forma, a primeira parte do lado direito da equação é eliminada. As expressões restantes no lado direito são semelhantes às apresentadas nas Eqs.(2.107), (2.108) e (2.109). Portanto, as forças nas direções x , y e z sobre o objeto podem ser expressas como:

$$F_x = \iiint \nabla \cdot \mathbf{S}_x dV \quad (2.118)$$

$$F_y = \iiint \nabla \cdot \mathbf{S}_y dV \quad (2.119)$$

$$F_z = \iiint \nabla \cdot \mathbf{S}_z dV \quad (2.120)$$

Ao aplicar o teorema da divergência para converter a integral de volume em uma integral de superfície, obtém-se:

$$F_x = \iint \mathbf{S}_x \cdot \vec{\mathbf{n}} dA \quad (2.121)$$

$$F_y = \iint \mathbf{S}_y \cdot \vec{\mathbf{n}} dA \quad (2.122)$$

$$F_z = \iint \mathbf{S}_z \cdot \vec{\mathbf{n}} dA \quad (2.123)$$

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

Em um solucionador 2D, como no caso do FEMM, não é assumida nenhuma variação na intensidade do campo \mathbf{B} na direção perpendicular ao plano de análise, e é considerada uma profundidade Δz constante. Nessa configuração, o vetor normal é representado conforme mostrado na Fig. 2.12 (b), onde o contorno entre os dois pontos define a borda da superfície. Assim, o vetor normal pode ser determinado conforme a Eq. (2.124).

$$\vec{\mathbf{n}} = \vec{\mathbf{k}} \times \frac{(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1)}{|\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1|} \quad (2.124)$$

onde $\vec{\mathbf{k}}$ é um vetor unitário apontando na direção z e \mathbf{p}_1 e \mathbf{p}_2 são os vetores que vão da origem do sistema de referência até os vértices do triângulo.

Uma lei geral de força pode ser expressa pela Eq. (2.125):

$$\mathbf{F} = \iint \mathbf{S} \cdot \vec{\mathbf{n}} dA \quad (2.125)$$

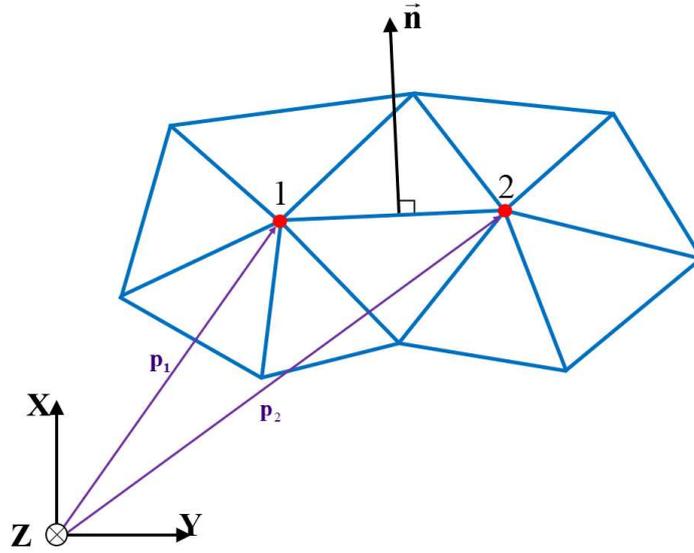


Figura 2.12: Vetor normal a superfície (adaptado de Andersen (2012)).

Onde o tensor de tensão de Maxwell \mathbf{S} para campos magnetostáticos é dado pela Eq. (2.126):

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \begin{bmatrix} B_x^2 - B^2/2 & B_x B_y & B_x B_z \\ B_y B_x & B_y^2 - B^2/2 & B_y B_z \\ B_z B_x & B_z B_y & B_z^2 - B^2/2 \end{bmatrix} \quad (2.126)$$

sendo $B^2 = B_x^2 + B_y^2 + B_z^2$.

O torque em um elemento diferencial pode ser expresso pela Eq. (2.127):

$$d\mathbf{t} = \vec{\mathbf{r}} \times d\mathbf{F} \quad (2.127)$$

onde $\vec{\mathbf{r}}$ é um vetor que aponta da origem do torque para a posição atual:

$$\vec{\mathbf{r}} = \begin{Bmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} x - x_t \\ y - y_t \\ z - z_t \end{Bmatrix} \quad (2.128)$$

Associando a Eq. (2.128) e a Eq. (2.126), o torque pode ser escrito como apresentado nas Eqs. (2.129) e (2.130):

$$\mathbf{t} = \iint \vec{\mathbf{r}} \times (\mathbf{S} \cdot \vec{\mathbf{n}}) dA \quad (2.129)$$

$$\mathbf{t} = \iint \mathbf{T} \cdot \vec{\mathbf{n}} dA \quad (2.130)$$

Expandindo o produto vetorial da Eq. (2.129), pode ser encontrado um tensor de torque \mathbf{T} que satisfaz a Eq. (2.130) e é uma função do tensor de tensão da Eq. (2.127) e dos componentes do vetor da origem do torque Eq. (2.128):

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} (r_y S_{31} - r_z S_{21}) & (r_y S_{32} - r_z S_{22}) & (r_y S_{33} - r_z S_{23}) \\ (r_z S_{11} - r_x S_{31}) & (r_z S_{12} - r_x S_{32}) & (r_z S_{13} - r_x S_{33}) \\ (r_x S_{21} - r_y S_{11}) & (r_x S_{22} - r_y S_{12}) & (r_x S_{23} - r_y S_{13}) \end{bmatrix} \quad (2.131)$$

Dessa forma a partir das Eqs. (2.125) e (2.130) e dos tensores de tensão e torque, Eq. (2.126) e Eq. (2.131), pode-se determinar as forças e o torque que agem sobre o sistema.

2.5 Modelo hidráulico da turbina

Para a determinação das forças hidráulicas que atuam sobre a turbina, foi utilizado o código MFSim, desenvolvido pelo Laboratório de Mecânica dos Fluidos (MFLab) da Universidade Federal de Uberlândia. Este é um código multidisciplinar que pode ser aplicado em diferentes situações, tais como: simulação de problemas 3D envolvendo fluxos turbulentos (DAMASCENO; VEDOVOTO; SILVEIRA-NETO, 2015), interação fluido-estrutura (NETO et al., 2019), fluxos multifásicos (BARBI et al., 2018) (PINHEIRO et al., 2021) e fluxos quimicamente reativos (DAMASCENO; SANTOS; VEDOVOTO, 2018) (CASTRO et al., 2021). É importante destacar que, no contexto deste trabalho, utilizou-se exclusivamente os resultados das simulações realizadas pelos membros do MFLab, sem contribuir para o desenvolvimento do MFSim.

O MFSim utiliza a Simulação de Grandes Escalas (*Large Eddy Simulation* - LES), juntamente com o método da Fronteira Imersa (*Immersed Boundary* - IB), os quais são baseados em dois pontos de referência diferentes. A primeira abordagem (LES) utiliza o sistema de coordenadas eulerianas, enquanto a segunda (IB), envolve a perspectiva lagrangeana do corpo imerso distribuído sobre o fluxo. As equações de balanço de momento e massa fornecem campos de velocidade e pressão filtrados para o ponto de referência euleriano. No entanto, o campo de velocidade e a posição fornecidos pelo ponto de referência euleriano são transferidos para pontos lagrangeanos para calcular a velocidade do movimento do corpo nesses pontos.

A Figura 2.13 mostra um exemplo de um domínio Euleriano, Ω , que é usado para modelar o

escoamento do fluido, e um domínio Lagrangiano, Γ , que modela uma esfera sólida imersa no fluido. O volume, $\Delta\Omega$, do elemento Euleriano é h^3 , onde h é o comprimento do volume nas três direções. A malha Lagrangeana é construída de modo que o volume Lagrangeano, $\Delta\Gamma$, seja igual ao volume Euleriano (UHLMANN, 2005). Isso significa que $\Delta\Gamma = \Delta A \cdot h = h^3$, onde ΔA é a área do elemento Lagrangeano. Dessa forma, $\Delta A = h^2$. Uma grande vantagem desta metodologia é sua capacidade de simular fluxos sobre geometrias complexas utilizando uma malha cartesiana para resolver equações de balanço e transporte em um referencial Euleriano. Os dois referenciais são acoplados através de termos fonte f_i , como mostrado na Eq. (2.133).



Figura 2.13: Exemplo da conexão entre as malhas do domínio Euleriano e Lagrangiano.

Para modelar o fluxo de uma turbina, utiliza-se as equações de Navier-Stokes, um conjunto de quatro equações diferenciais parciais que descrevem a velocidade e a pressão. Para resolver essas equações, foi utilizada a metodologia LES, que permite calcular explicitamente os grandes vórtices no fluxo. No entanto, também utilizamos modelos de escala sub-grade (SGS) para calcular a troca de energia entre estruturas modeladas (menores escalas) e resolvidas (grandes escalas).

Em coordenadas cartesianas e utilizando notação de índice, para $i, j = 1, 2, 3$, aplicando o processo de filtragem LES sobre as equações de balanço de massa e momento, e assumindo a propriedade cumulativa sobre ambos os operadores, é possível obter as equações para as velocidades filtradas (Eq. (2.132) e (2.133)).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.132)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right] + f_i \quad (2.133)$$

Onde ν é a viscosidade cinemática, \bar{u}_i é a componente i do vetor de velocidade filtrada, \bar{p} é a pressão filtrada, ρ é a massa específica do fluido, f_i é a componente i do vetor de força dinâmica Euleriana representando o método de fronteira imersa, e τ_{ij} é o tensor sub-filtro conhecido como *Reynolds Stress Tensor* (RST), que representa a contribuição dinâmica das flutuações turbulentas do sub-filtro nas escalas resolvidas do LES, calculado pela Eq. (2.134).

$$\tau_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.134)$$

Onde ν_t é a viscosidade turbulenta e pode ser calculada pela Eq. (2.135), utilizando a taxa de deformação tensorial \bar{S} e a escala de comprimento Δ , geralmente definida pelo tamanho da malha e pela função de proporcionalidade $c(\vec{x}, t)$:

$$\nu_t = c(\vec{x}, t) \Delta^2 |\bar{S}| \quad (2.135)$$

O termo de força, f_i , na Eq. (2.133), controla a definição das fronteiras imersas e faz o acoplamento entre os dois referencias. Para calcular essa força, é comumente utilizada uma função de distribuição (NETO et al., 2019).

$$f_i(\vec{x}) = \sum_K \vec{F}(\vec{x}_k) \cdot D_{ij}(\vec{x} - \vec{x}_k) \cdot \Delta V(\vec{x}_k) \quad (2.136)$$

Sendo \vec{x} a coordenada Euleriana, \vec{x}_k a coordenada do elemento Lagrangeano, $\Delta V(\vec{x}_k)$ o volume do volume de controle i , e D_{ij} representa a função de distribuição. Esta função apresenta uma representação importante, pois quando os volumes de controle Eulerianos estão longe dos pontos Lagrangianos, menor é o valor da força distribuída nesses pontos.

Portanto, $\vec{F}(\vec{x}_k)$ representa a força em um ponto Lagrangiano, que será distribuída no campo Euleriano para delimitar a fronteira. Além disso, a equação de quantidade do movimento linear ainda é válida em cada um dos pontos Lagrangianos (VEDOVOTO; SERFATY; NETO, 2015).

2.6 Formulação Kriging

Neste trabalho, a metamodelagem Kriging será utilizada para representar as forças de sustentação dos mancais hidrodinâmicos e as forças eletromagnéticas do gerador que atuam na unidade geradora (UG). Essa abordagem será empregada porque, para a análise dinâmica do modelo multifísico completo da unidade geradora, é necessário realizar uma integração numérica. A cada passo de tempo, seria necessário avaliar o modelo termohidrodinâmico do mancal e o modelo eletromagnético do gerador, um processo que acarreta em um alto custo computacional, tornando inviável as análises dinâmicas.

O metamodelo Kriging é amplamente utilizado devido à sua versatilidade, fundamentando-se em processos estocásticos para a construção dos modelos substitutos. Ele é composto por uma resposta global, adicionada de desvios localizados obtidos por interpolação dos pontos amostrais. Este formalismo é abordado por diversos autores, como Simpson et al. (2001), Wang et al. (2008), Xiaobo (2017) e Sinou, Nechak e Besset (2018). Abaixo, serão revistados alguns conceitos principais conforme discutido por esses autores.

De maneira geral, um metamodelo Kriging pode ser expresso pela Eq. (2.137), em que $y(\mathbf{x})$ representa as respostas associadas ao vetor de entrada \mathbf{x} . As funções $f(\mathbf{x})$ são tipicamente polinomiais de base determinística que definem a tendência da previsão média do metamodelo. $Z(\mathbf{x})$ é uma realização de um processo Gaussiano com média zero e variância σ^2 , abordando o erro aleatório do preditor Kriging. O termo aleatório do metamodelo Kriging fornece estimativas de incerteza além de previsões em localizações específicas.

$$y(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) + Z(\mathbf{x}) \quad (2.137)$$

A matriz de covariância de Z é expressa na Eq. (2.138), onde σ^2 define a variância do processo, e $R(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{x}, \mathbf{w})$ é a função de correlação espacial definida pela Eq. (2.139), com $\boldsymbol{\theta}$ representando os parâmetros de correlação desconhecidos usados para ajustar o modelo. Aqui, \mathbf{x} e \mathbf{w} são vetores de entrada pertencentes ao espaço amostral, e k é o número de variáveis de entrada.

$$\text{Cov}[Z(\mathbf{x}), Z(\mathbf{w})] = \sigma^2 R(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{x}, \mathbf{w}) \quad (2.138)$$

$$R(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{x}, \mathbf{w}) = \prod_{j=1}^k R_j(\boldsymbol{\theta}_j, x_j, w_j) \quad (2.139)$$

A Tabela 2.1 ilustra modelos comuns de correlação para $R_j(\boldsymbol{\theta}_j, x_j, w_j)$, onde o parâmetro $\boldsymbol{\theta}_j$ mais adequado é obtido por um processo de minimização conforme descrito na Eq. (2.146).

Tabela 2.1: Funções de correlação.

Modelos de correlação	$R_j(\boldsymbol{\theta}_j, x_j, w_j)$
Linear	$\max\{0, 1 - \boldsymbol{\theta}_j x_j - w_j \}$
Gaussiano	$\exp(-\boldsymbol{\theta}_j x_j - w_j ^2)$
Exponencial	$\exp(-\boldsymbol{\theta}_j x_j - w_j)$

A partir de um conjunto pré-determinado de amostras do modelo original, contendo N_s amostras, cada entrada formada por um vetor com k variáveis de entrada, um metamodelo Kriging pode gerar estimativas $\hat{y}(\mathbf{x})$ de novos dados de entrada \mathbf{x} , como apresentado pela Eq. (2.140).

$$\hat{y}(\mathbf{x}) = g^T(\mathbf{x}) \hat{\mathbf{a}} + \mathbf{r}^T(\mathbf{x}) \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{Y} - \mathbf{G} \hat{\mathbf{a}}) \quad (2.140)$$

A função $g(\mathbf{x})$ representa a estimativa da tendência associada à função de base escolhida, normalmente funções polinomiais de ordem zero (Eq. (2.141)), primeira (Eq. (2.142)), segunda (Eq. (2.143)). \mathbf{Y} são os dados amostrais de saída do modelo original, enquanto \mathbf{G} é uma matriz ($N_s \times p$) contendo a função g aplicada aos pontos de dados amostrados de entrada, onde p é o número de termos do polinômio. \mathbf{R} é uma matriz de correlação ($N_s \times N_s$) com entradas definidas por $R_{ij} = R(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{x}^i, \mathbf{x}^j)$, $\mathbf{r}^T(\mathbf{x})$ é o vetor de correlação de comprimento N_s entre um novo valor de \mathbf{x} e os pontos amostrados, e $\hat{\mathbf{a}}$ representa os parâmetros de regressão estimados usando a Eq. (2.144).

Ordem zero, $p = 1$

$$g_1(\mathbf{x}) = 1 \quad (2.141)$$

Primeira ordem, $p = k + 1$

$$g_1(\mathbf{x}) = 1, g_2(\mathbf{x}) = x_1, \dots, g_p(\mathbf{x}) = x_k \quad (2.142)$$

Segunda ordem, $p = \frac{1}{2}(k+1)(k+2)$

$$\begin{aligned} g_1(\mathbf{x}) &= 1 \\ g_2(\mathbf{x}) &= x_1, \dots, g_{k+1}(\mathbf{x}) = x_k \\ g_{k+2}(\mathbf{x}) &= x_1^2, \dots, g_{2k+1}(\mathbf{x}) = x_1 x_k \\ g_{2k+2}(\mathbf{x}) &= x_2^2, \dots, g_{3k}(\mathbf{x}) = x_2 x_k \\ g_p(\mathbf{x}) &= x_k^2 \end{aligned} \quad (2.143)$$

$$\hat{\mathbf{a}} = (\mathbf{G}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{G})^{-1} \mathbf{G}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{Y} \quad (2.144)$$

Os valores de θ_j na Tab. 2.1 podem ser obtidos usando o método de estimativa de máxima verossimilhança. O melhor metamodelo Kriging é encontrado resolvendo o problema de otimização não linear irrestrito dado pela Eq. (2.146). Uma estimativa da variância do preditor $\hat{\sigma}^2$ pode ser obtida conforme ilustrado na Eq. (2.145).

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{(\mathbf{Y} - \mathbf{G}\hat{\mathbf{a}})^T \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{Y} - \mathbf{G}\hat{\mathbf{a}})}{N_s} \quad (2.145)$$

$$\min_{\theta} \{\psi(\theta)\} \equiv |\mathbf{R}|^{1/N_s} \hat{\sigma}^2 \quad (2.146)$$

Para ilustrar a importância da função de correlação na metodologia Kriging, utilizou-se o exemplo apresentado por Xiaobo (2017), no qual foram criados dois metamodelos para a função não linear dada pela Eq. (2.147). O primeiro é uma superfície de resposta obtida por uma regressão polinomial de segunda ordem, e o segundo é um metamodelo Kriging que também utiliza um polinômio de segunda ordem associado a uma função de correlação gaussiana. Ambos os metamodelos foram construídos utilizando 121 amostras distribuídas uniformemente.

$$f(x) = (30 + x_1 \cdot \text{sen}(x_1)) \left(4 + e^{-(0,5 \cdot x_2 - 1)^2} \right), \quad x_1 \text{ e } x_2 \in [-5, 5] \quad (2.147)$$

A Figura 2.14 apresenta a função original e as aproximações obtidas pelos metamodelos,

onde a Fig. 2.14 (a) mostra a resposta da função original, a Fig. 2.14 (b) exhibe os resultados da superfície de resposta polinomial, e a Fig. 2.14 (c) representa a estimativa do modelo Kriging. Este exemplo demonstra a eficiência do metamodelo Kriging em representar a função original e a importância da função de correlação nessa metodologia.

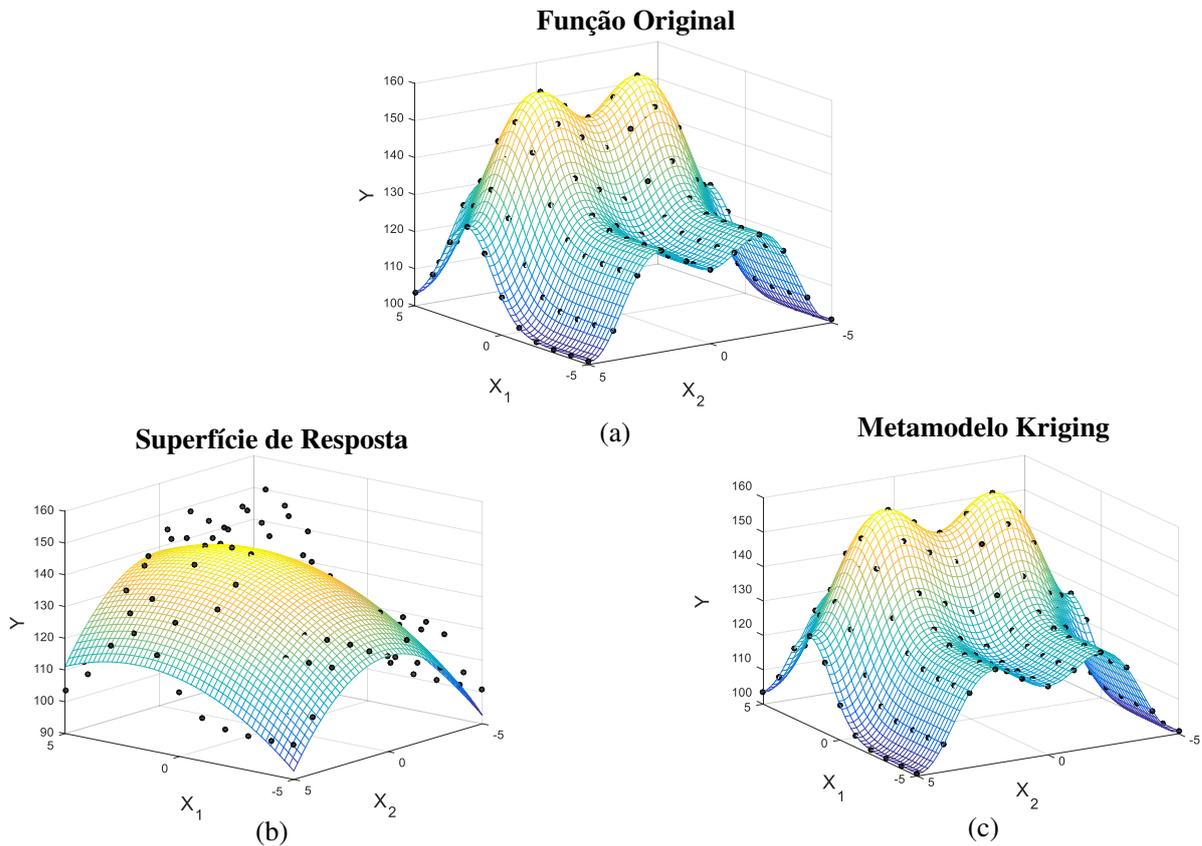


Figura 2.14: Comparação das resposta entre: (a) Função original, (b) Superfície de resposta e (c) Metamodelo Kriging.

É crucial ressaltar que qualquer metamodelo é um preditor de saídas de um modelo real, como tal, sua interpolação resultará em uma determinada precisão. Diversas métricas de precisão que consistem em comparar as saídas do modelo original com as predições realizadas pelo metamodelo para novas variáveis não utilizadas na amostragem podem ser utilizadas para inferir o nível de precisão de um metamodelo Kriging, sendo que nesse trabalho será destaca: a raiz do erro médio quadrático (Root Mean Square Error - $RMSE$), e o erro máximo absoluto ($ERRO_{max}$).

A $RMSE$ é uma métrica de precisão global que mostra a ordem de grandeza do erro médio. Quanto mais próximo do zero for o valor da $RMSE$, mais próximas são as respostas do metamo-

delo em relação ao modelo original. A *RMSE* pode ser calculada através da Eq. (2.148)

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_a} (y_i - \hat{y}_i)^2}{N_a}} \quad (2.148)$$

onde y_i é a saída do modelo original, \hat{y}_i é a saída prevista pelo metamodelo e N_a é o número de amostras adicionais.

O $ERRO_{max}$ é uma métrica para avaliar a precisão local do metamodelo. Este valor informa qual a máxima diferença entre o metamodelo e o modelo original, ela permite localizar, caso exista, qual a região dentro dos intervalos de projeto que o metamodelo é menos representativo. O $ERRO_{max}$ é obtido através da Eq. (2.149).

$$ERRO_{max} = \max |y_i - \hat{y}_i|, \quad i = 1, \dots, N_a \quad (2.149)$$

CAPÍTULO III

RESULTADOS NUMÉRICOS DOS MODELOS MATEMÁTICOS DOS COMPONENTES DA UNIDADE GERADORA

Este capítulo é dedicado a apresentar os resultados numéricos da simulação de cada um dos componentes da UG de forma independente: os mancais hidrodinâmicos segmentado radial, segmentado axial e cilíndrico, o gerador e a turbina Francis.

3.1 Gerador

O gerador da UG de Foz do Chapecó é síncrono de polos salientes. Segundo Wallin (2013), os principais fenômenos que podem ocorrer no gerador, provocando forças desequilibrantes, incluem: excentricidade do rotor em relação ao estator, curto-circuito das bobinas dos polos do rotor, ovalização do rotor e da carcaça do estator e problemas associados aos enrolamentos amortecedores. De maneira geral, todos esses fenômenos resultam em uma distribuição não uniforme da densidade de fluxo magnético no entreferro. Neste trabalho, será avaliada apenas a excentricidade do rotor em relação ao estator como causa das forças desequilibrantes. Assim, para uma modelagem precisa desse efeito, é essencial realizar uma discretização adequada do *air gap* do sistema e adotar uma metodologia apropriada para calcular a densidade de fluxo magnético.

Como discutido na Seção 2.4, optou-se por resolver as equações de Maxwell utilizando o método dos elementos finitos. Para isso, utilizamos o software livre FEMM (*Finite Element Method Magnetics*), capaz de resolver problemas eletromagnéticos 2D com simetrias planares e axissimétricas.

Na Figura 3.1 é possível observar o desenho do gerador juntamente com suas estruturas de

fixação, bem como uma foto do estator e outra do rotor.

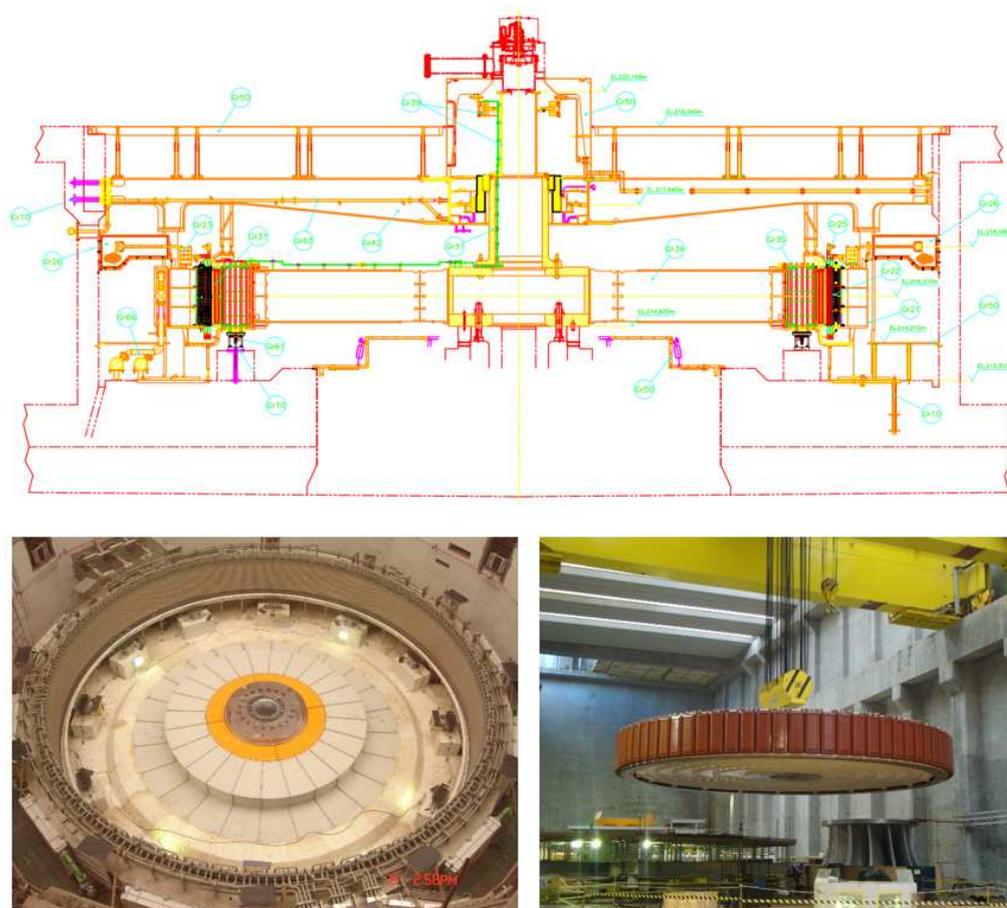


Figura 3.1: Gerador de Foz do Chapecó.

Os principais parâmetros geométricos e elétricos do gerador são apresentados na Tab. 3.1.

Para realização das análises no FEEM é necessário desenvolver um modelo simplificado 2D contendo os principais componentes do gerador, apresentado na Fig. 3.2 , o qual o núcleo do rotor e do estator são feitos de aço laminado e os enrolamentos de campo, armadura e amortecedor são em cobre.

Tabela 3.1: Parâmetros do gerador elétrico.

Parâmetros geométricos	
Diâmetros externo do rotor	14 463 mm
Diâmetro interno estator	14 500 mm
<i>Air gap</i>	18,5 mm
Comprimento do gerador	1 250 mm
Parâmetros elétricos	
Potência nominal	225 000 kVA
Corrente nominal [RMS]	9 413 A
Corrente de excitação	2 537 A
Frequência elétrica	60 Hz
Número de fase	3
Número de polos	80
Número de ranhuras	672
Barramentos por ranhura	2
Velocidade de rotação	90 RPM
Tipo do estator	Imbricado

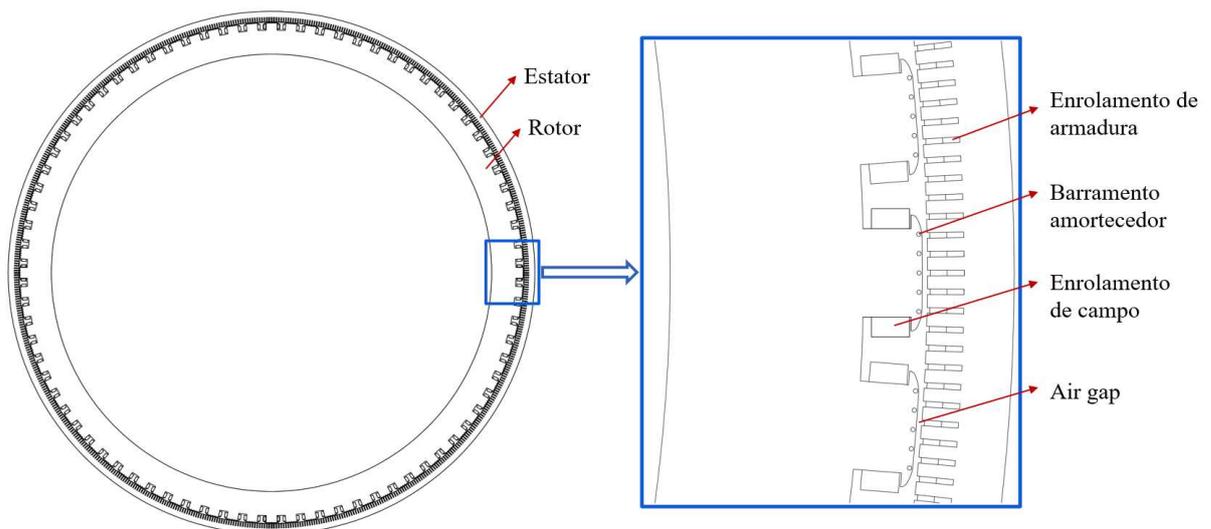


Figura 3.2: Modelo simplificado 2D do gerador de Foz do Chapecó.

A distribuição dos enrolamentos de armadura é um dos pontos fundamentais para descrever

corretamente o gerador. Os principais parâmetros para determinar essa distribuição estão apresentados na Tab. 3.2.

Tabela 3.2: Parâmetros do enrolamento do gerador.

Parâmetros do enrolamento	
Número de polos	80
Número de ranhuras	672
Número de camadas	Dupla camada
Número de fases	Trifásico
Tipo de enrolamento	Embricado
Passo do lado acoplado	7
Passo do lado não acoplado	6
Número de circuitos em paralelo	4
Número de ranhuras por polo e fase	14/5
Grau do enrolamento	Primeiro grau
Número de polos repetitivos	8
Número de ranhuras por módulo repetitivo	84
Número de polos por módulo repetitivo	10

O enrolamento de armadura possui 8 módulos repetitivos, com 84 ranhuras e 10 polos em cada módulo. Dessa forma, a cada 84 ranhuras, a distribuição do enrolamento se repete. Para facilitar a visualização, serão apresentadas apenas as distribuições dos módulos repetitivos. Na Figura 3.3 é possível observar o diagrama do enrolamento de armadura.

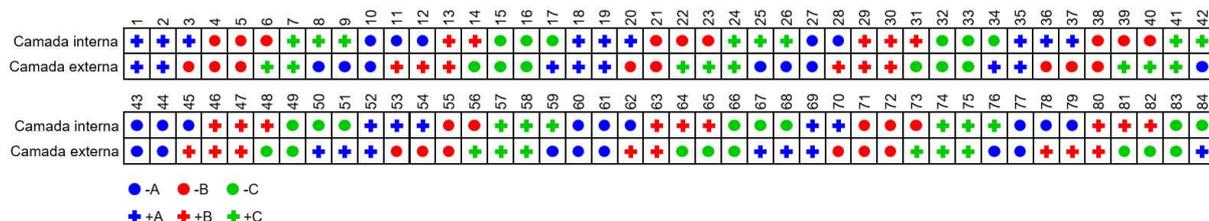


Figura 3.3: Diagrama do enrolamento de armadura para um módulo repetitivo.

A Figura 3.4 apresenta o esquema do enrolamento do estator para um módulo repetitivo, a fim de observar o enrolamento imbricado e a sua distribuição.

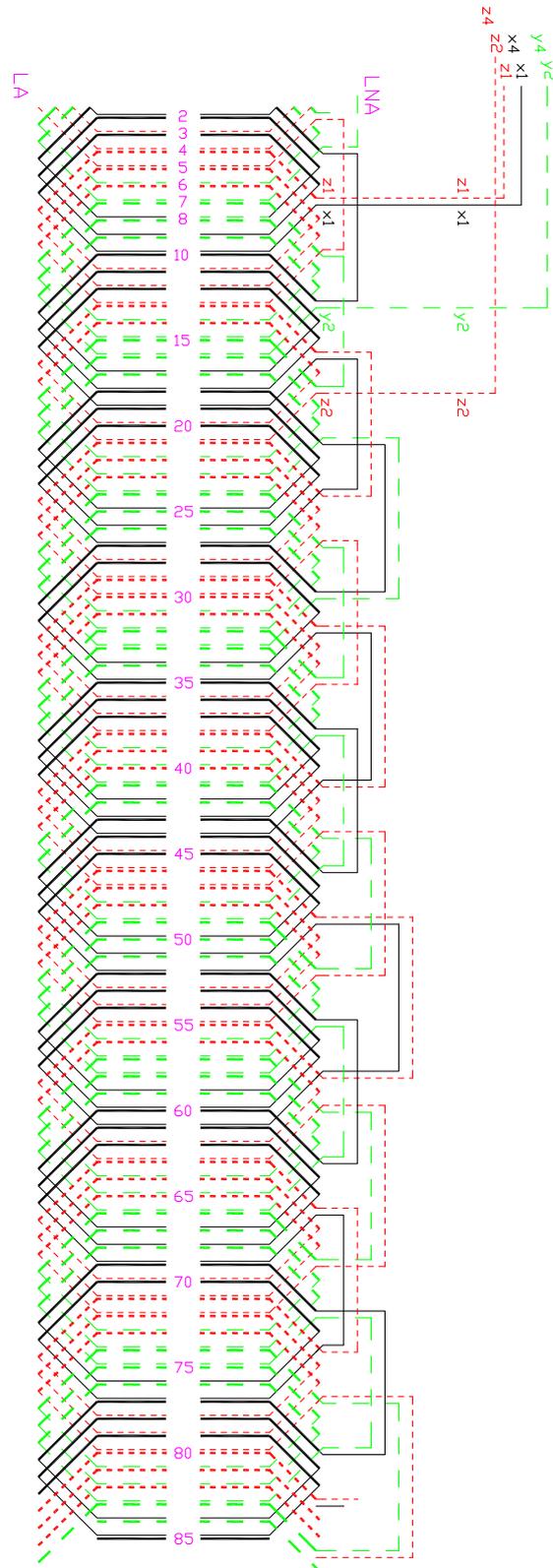


Figura 3.4: Esquema do enrolamento de armadura.

A primeira análise realizada no gerador foi determinar qual seria a fase da corrente de armadura que garante o torque de $-22680 \text{ kN} \cdot \text{m}$, equivalente à potência nominal do gerador. Conforme apresentado por Chapman (2013), o torque induzido em uma máquina elétrica pode ser calculado através do produto vetorial do campo magnético do rotor \mathbf{B}_R com o do estator \mathbf{B}_S (Eq. 3.1). Dessa forma, se o campo magnético do estator está atrasado em relação ao do rotor, a máquina opera como gerador; se ele estiver adiantado, a máquina opera como motor.

$$\mathbf{T}_{ind} = k\mathbf{B}_R \times \mathbf{B}_S \quad (3.1)$$

Para a realização dessa análise, a fase da corrente de armadura foi variada de -90° até 90° e, para cada uma dessas condições, foi realizada uma análise temporal com duração de $0,0045 \text{ s}$. A Figura 3.5 apresenta o torque induzido em função do tempo para as diferentes fases. Interpolando os resultados, determinou-se que a fase da corrente de armadura que garante o torque nominal de operação é de $44,7^\circ$. Essa é a fase que será adotada nas análises nominais do gerador. A Figura 3.6 apresenta a densidade de corrente nos enrolamentos de campo e de armadura com o rotor em rotação, e na Fig. 3.7 é apresentada as linhas de fluxo e a variação da densidade de fluxo magnético. Nessas análises, o rotor e o estator estão perfeitamente concêntricos e os parâmetros elétricos são os nominais de operação.

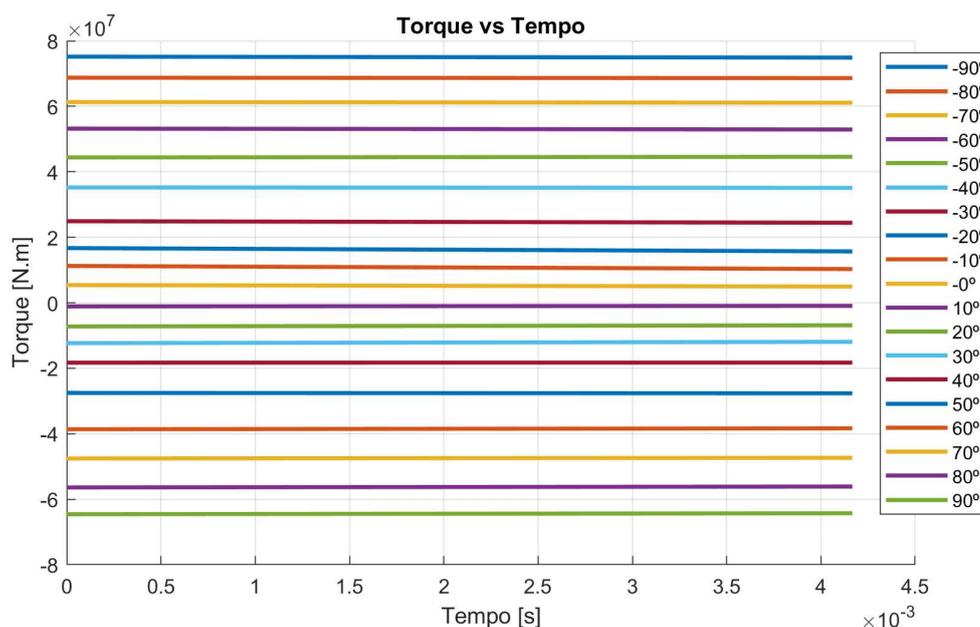


Figura 3.5: Torque induzido para diferentes fases da corrente de armadura.

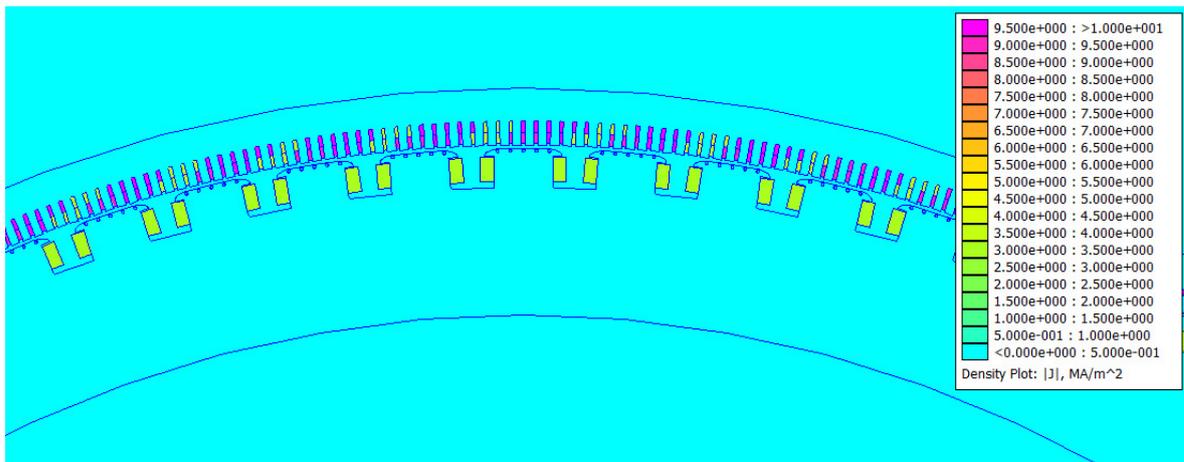


Figura 3.6: Densidade de corrente nos enrolamentos.

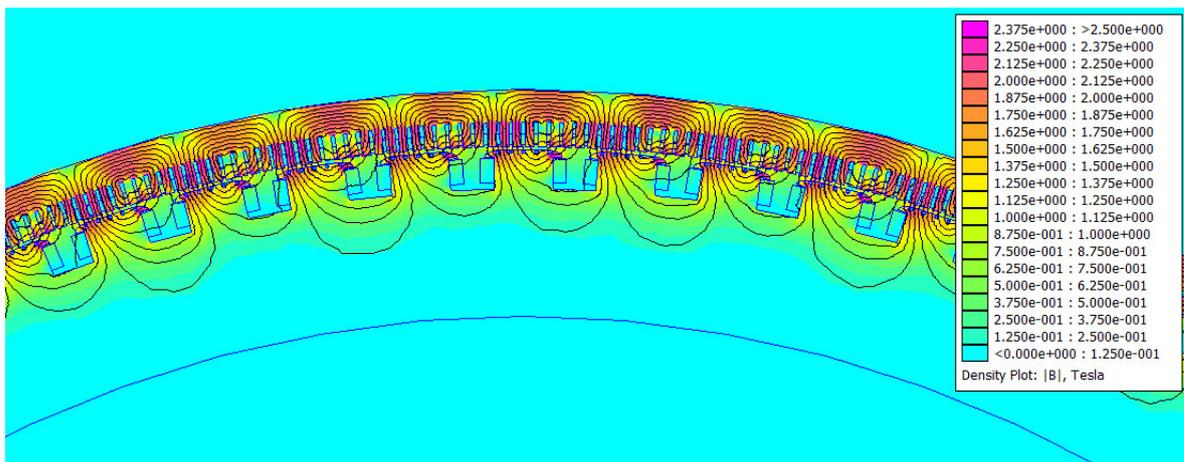


Figura 3.7: Linhas de fluxo e a densidade de fluxo magnético.

A segunda análise consistiu em avaliar as forças eletromagnéticas em função da excentricidade do rotor em relação ao estator. Esse fenômeno é um dos mais comuns em máquinas rotativas e pode ser provocado por diversos fatores, como desbalanceamentos mecânicos, desalinhamentos, trincas, entre outros. A Figura 3.8 apresenta uma representação da excentricidade do rotor em relação ao estator.

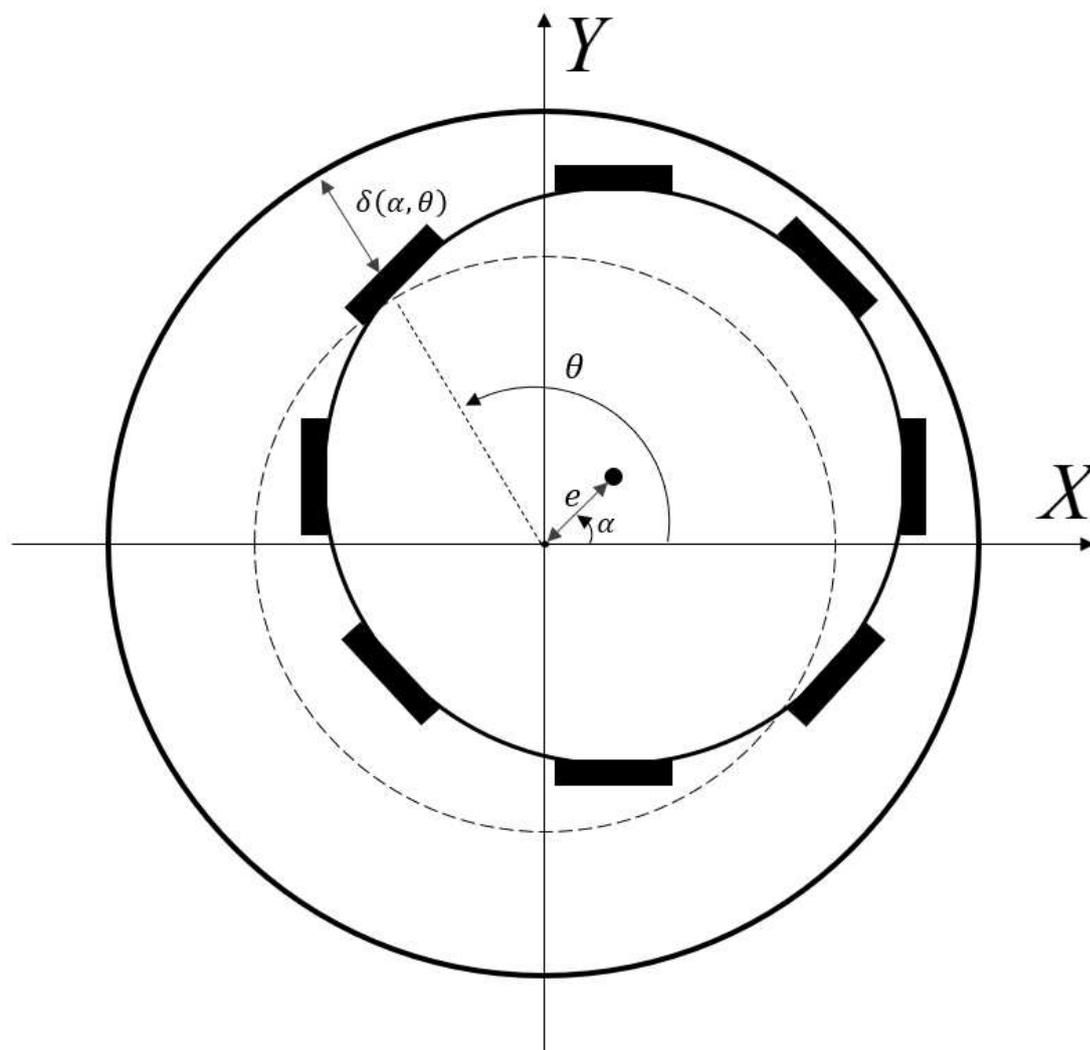


Figura 3.8: Representação da excentricidade do rotor em relação ao estator.

O rotor excêntrico em relação ao estator provoca uma variação na espessura do *air gap* ao longo da direção circunferencial. Consequentemente, a distribuição da densidade de fluxo magnético não será uniforme, sendo que na região com a menor espessura do *air gap*, ocorrerá a maior densidade de fluxo magnético. Isso provoca uma força de atração do rotor na direção do estator nessa região.

Com o objetivo de compreender melhor o comportamento da força magnética em função da magnitude da excentricidade do rotor, foi realizada uma análise na qual deslocou-se o rotor na direção horizontal (X), variando sua excentricidade de $0\mu m$ (perfeitamente concêntrico) até $18000\mu m$. A Figura 3.9 apresenta o resultado dessa análise, na qual é possível observar uma pequena variação na intensidade de cores da densidade do fluxo magnético, devido ao aumento

da excentricidade.

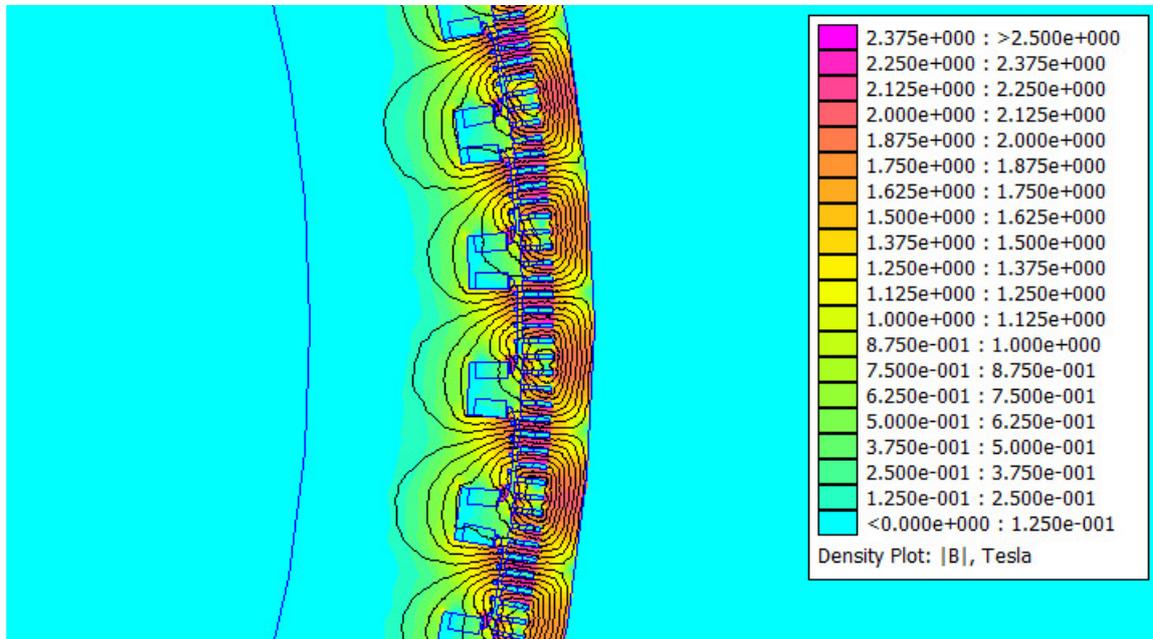


Figura 3.9: Linhas de fluxo e a densidade de fluxo magnético.

O comportamento das forças em função da excentricidade do rotor é apresentado na Fig. 3.10. É possível observar que a força na direção Y se mantém próxima de zero. Esse comportamento era esperado, pois o rotor foi deslocado apenas ao longo da direção X . Verifica-se que a força na direção X possui um comportamento linear para excentricidades até $10000\mu\text{m}$, e para excentricidades maiores torna-se não linear.

O comportamento linear da força para excentricidades inferiores a $10000\mu\text{m}$ é uma característica interessante do sistema. Como a folga radial do mancal segmentado acima do gerador é de $250\mu\text{m}$, isso garante que o nível de vibração no gerador permanecerá na região linear, permitindo a representação das forças eletromagnéticas utilizando coeficientes equivalentes de força no modelo de elementos finitos. A força pode ser determinada multiplicando a excentricidade pelo coeficiente. Para a força apresentada na Fig. 3.10, o coeficiente equivalente é $K = 317,4\text{MN}/\text{m}$.

3.2 Mancais

A UG de Foz do Chapecó é suportada por três mancais hidrodinâmicos. Um está posicionado acima do gerador, do tipo segmentado axial. Outro, localizado abaixo do gerador, um mancal

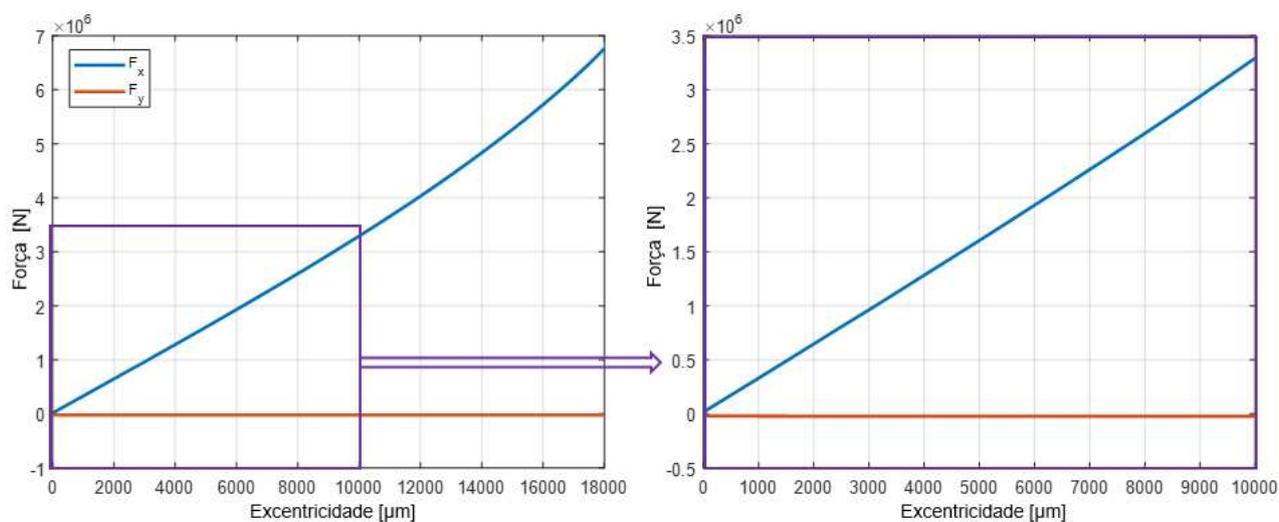


Figura 3.10: Forças eletromagnéticas em função da excentricidade do rotor.

segmentado axial (mancal de escora), responsável por suportar os esforços axiais. E um terceiro, localizado acima da turbina Francis, um mancal cilíndrico radial, com geometria fixa formada por quatro casquilhos. O posicionamento de cada um dos mancais pode ser observado na Fig. 3.11.

Nesta seção, serão apresentados os detalhes da geometria de cada um dos mancais, juntamente com suas principais dimensões. Além disso, são apresentadas as forças, o campo de pressão e de temperatura de cada um dos mancais para uma posição específica do eixo.

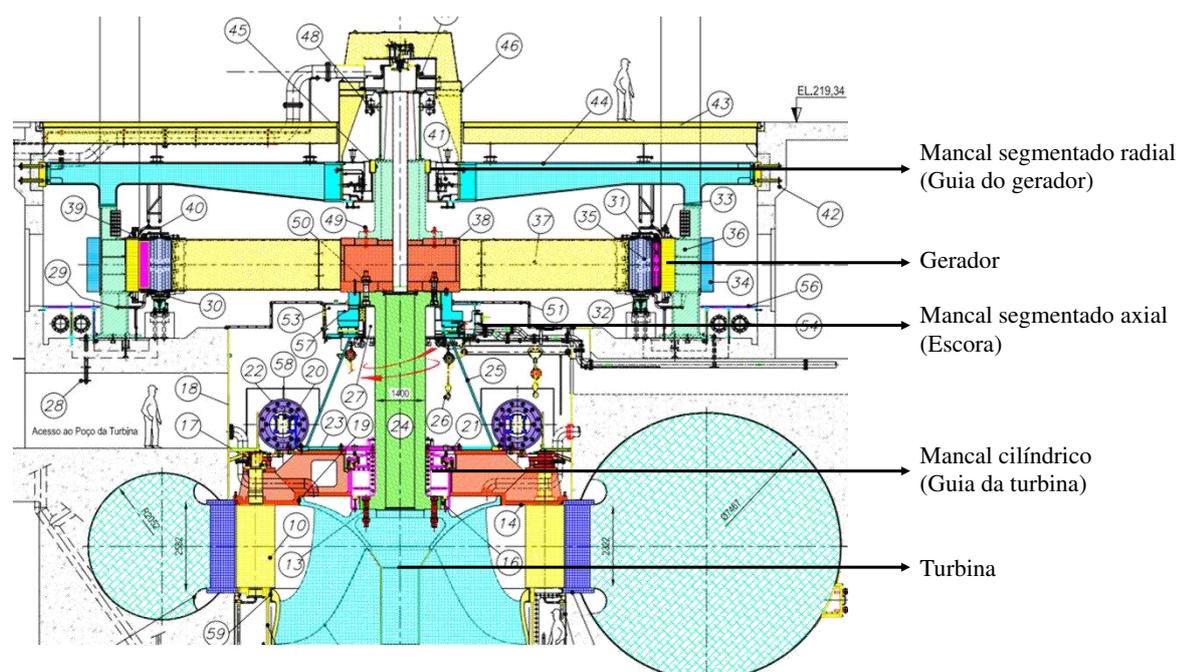


Figura 3.11: Posição dos componentes da UG de Foz do Chapecó.

3.2.1 Mancal segmentado radial - Guia do gerador

Como representado na Fig. 3.11, o mancal segmentado radial está localizado logo acima do gerador, sendo também denominado mancal guia do gerador (MGG). Este mancal é composto por 12 segmentos com um pivô em linha que permite a rotação dos segmentos sobre o pivô. Esse mancal é montado em uma cuba de óleo fixa acoplada a um trocador de calor, na qual os segmentos ficam submersos. Dessa forma, minimiza-se a influência da temperatura do óleo de saída do segmento anterior na temperatura do óleo de entrada do segmento seguinte. Além disso, não é necessário bombear o óleo para dentro do mancal; o próprio movimento de rotação do eixo faz com que o óleo da cuba entre nos segmentos.

Na Figura 3.12, é possível observar o mancal guia do gerador. Na Figura 3.12 (a), está apresentado um segmento do mancal, no qual o óleo entra à esquerda, percorre a superfície e sai à direita. Na Figura 3.12 (b), é mostrada uma foto do mancal montado em sua cuba de óleo, onde é possível observar os pivôs de cada um dos segmentos.

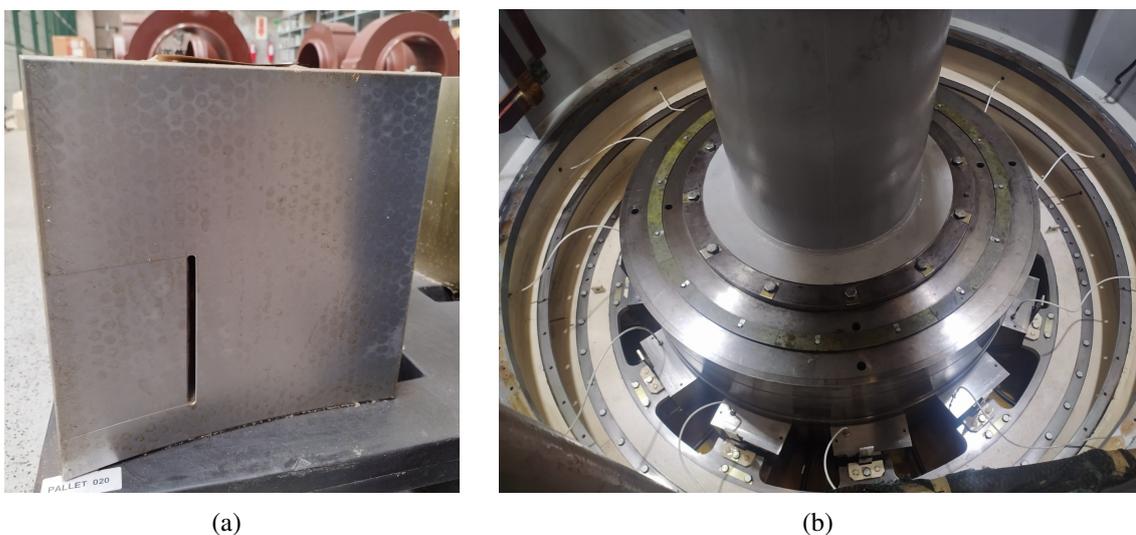


Figura 3.12: Mancal guia do gerador (a) Segmento. (b) Montagem dos segmentos na cuba de óleo.

Os parâmetros de operação e geométricos do mancal guia do gerador podem ser observados na Tab. 3.3.

Para auxiliar na compreensão de como o mancal guia do gerador é montado, a Fig. 3.13 apresenta a distribuição de cada um dos segmentos, juntamente com a posição angular dos

Tabela 3.3: Parâmetros do mancal segmentado radial - guia do gerador.

Parâmetros	Valores
Diâmetro interno do segmento	2005 mm
Diâmetro do eixo	2000 mm
Folga radial	250 μ m
Comprimento do segmento	350 mm
Espessura do segmento	120 mm
Comprimento angular do segmento	20°
Posição relativa do pivô (razão entre ângulo do pivô e segmento)	0,6
Número de segmentos	12
Distância entre os pivôs	30°
Posição angular do primeiro pivô	0°
Tipo de óleo	ISO VG 68
Rotação nominal	90 RPM

pivôs. Vale destacar que o pivô do primeiro segmento está posicionado sobre a linha horizontal (ângulo 0°), e que o pivô é montado em uma posição correspondente a 60% do comprimento circunferencial do segmento.

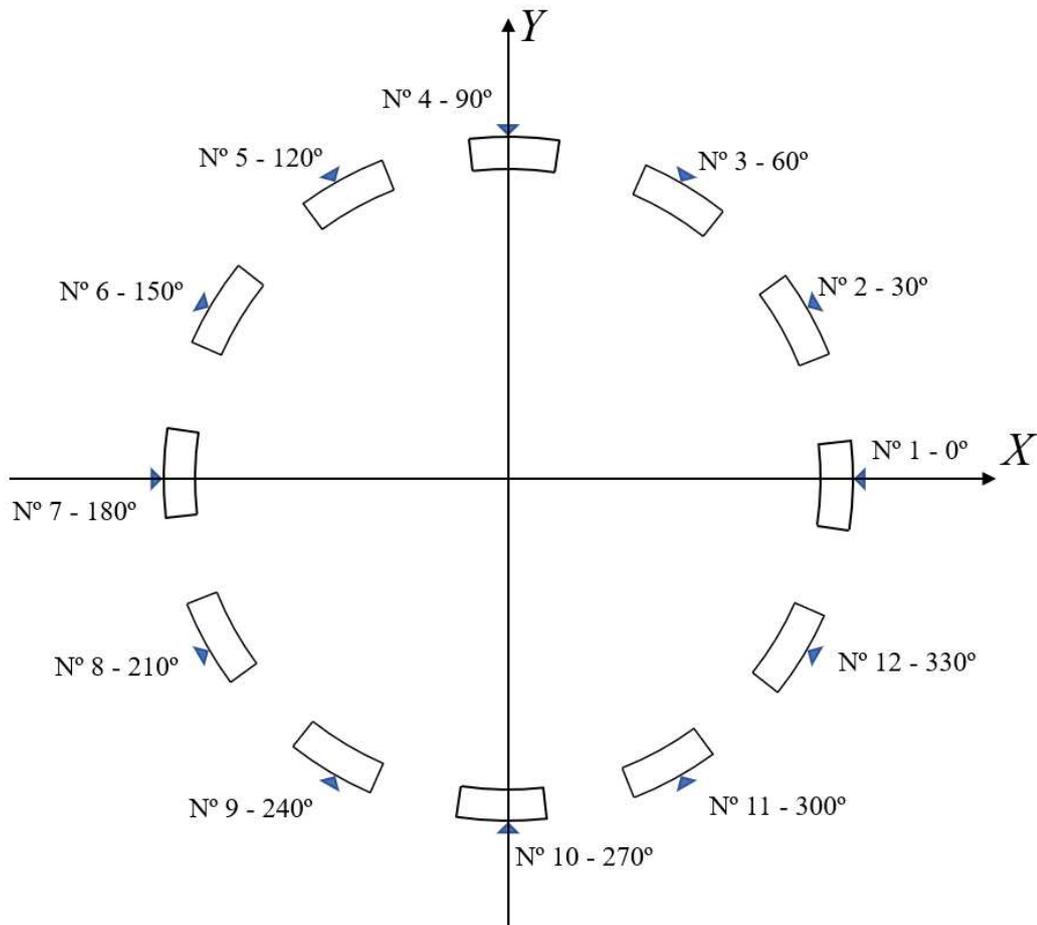


Figura 3.13: Representação da distribuição dos segmentos no mancal guia do gerador.

Para apresentar as características do campo de pressão e temperatura nos segmentos do mancal guia do gerador, foi realizada uma simulação utilizando o modelo termo-hidrodinâmico de mancais segmentados radiais. A simulação considerou uma condição típica de operação sugerida pelo fabricante, que é uma condição padrão de operação de UGs normalmente utilizada pelo fabricante para o desenvolvimento do memorial de cálculo do componente. A excentricidade foi adotada como $E = 0,5$, a temperatura da cuba de óleo foi de $T_{caba} = 40^{\circ}C$, e a posição angular do centro do eixo foi considerada como $\varphi_h = 45^{\circ}$ (posicionada entre os segmentos).

Para a realização dessa análise, a malha de volumes finitos para cada um dos segmentos foi discretizada com 30 elementos na direção circunferencial e 30 elementos na direção axial, esses valores foram definidos por meio de uma convergência de malha para força de sustentação apresentada na Fig. 3.14. A condição de contorno para a pressão foi adotada como sendo a pressão atmosférica nas quatro extremidades do segmento. Quanto às condições de contorno de temperatura, foi adotada temperatura prescrita na entrada de óleo, sendo esta a temperatura

da própria cuba. Essa aproximação é viável, pois os segmentos estão imersos na cuba de óleo e possuem um grande espaçamento entre eles. Para as demais fronteiras (extremidades), foram adotadas condições adiabáticas, nas quais não se considera a troca de calor entre o óleo sobre a superfície do mancal e o óleo presente na cuba.

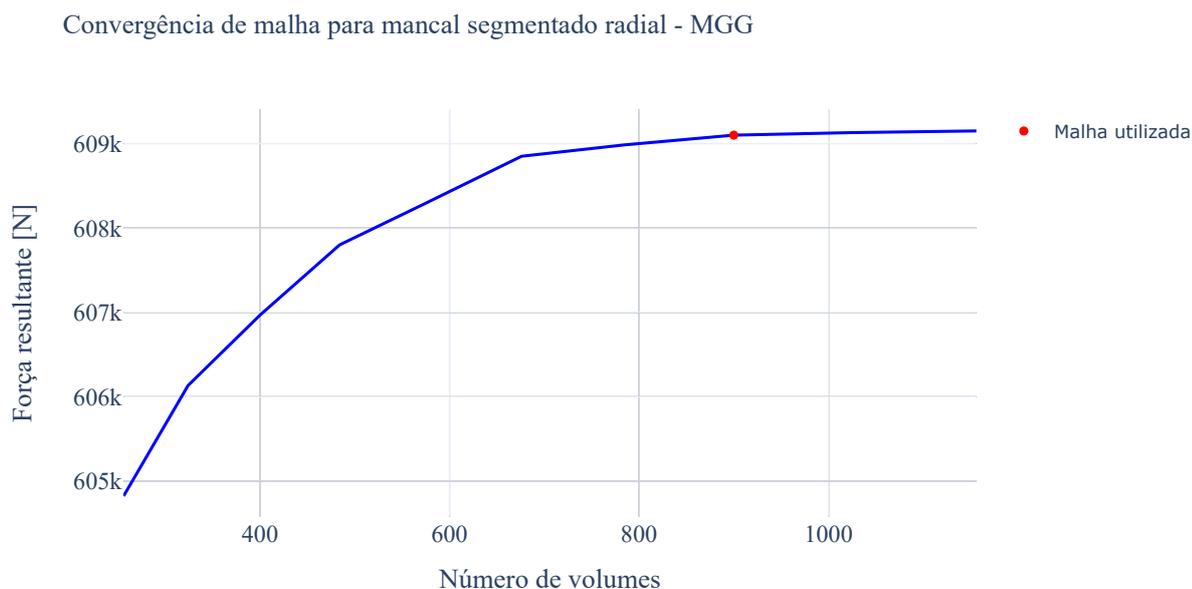
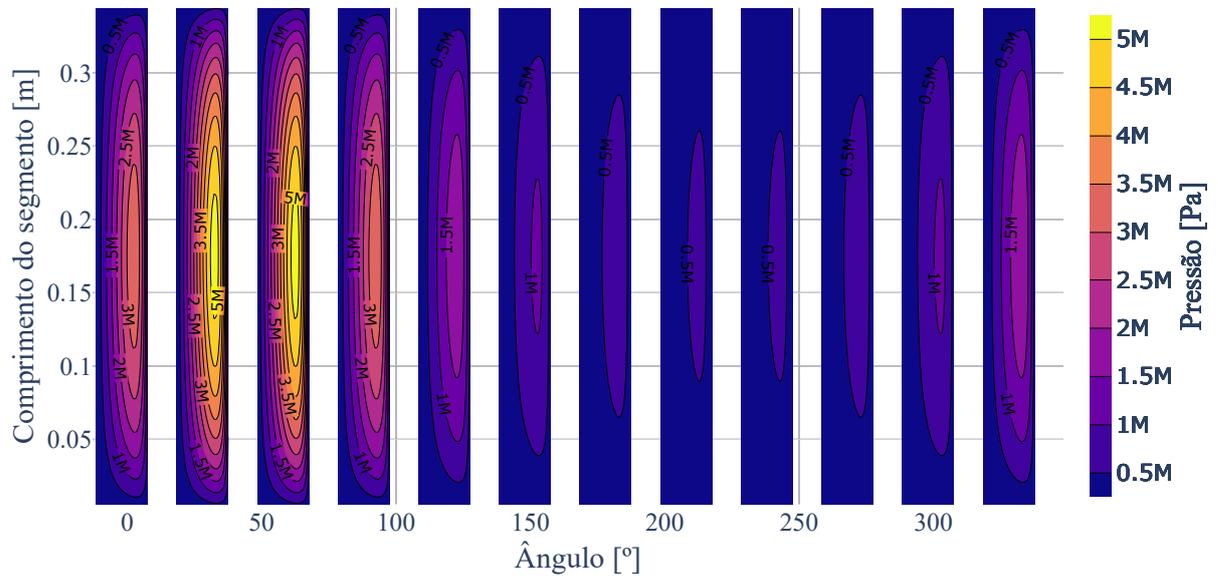
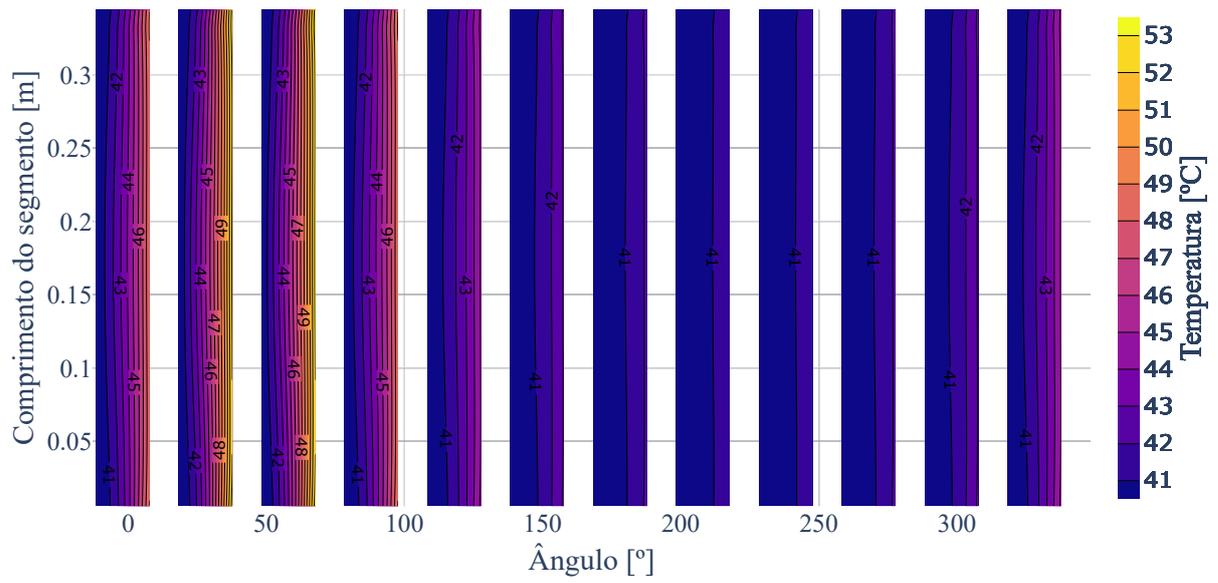


Figura 3.14: Convergência de malha mancal guia do gerador.

A força resultante obtida foi de $609,2kN$, a pressão máxima foi de $5,22MPa$, e a temperatura máxima foi de $53,54^{\circ}C$. A Figura 3.15 ilustra a distribuição de pressão e temperatura sobre a superfície do mancal por meio das curvas isobáricas e isotérmicas. A Figura 3.16 exibe a distribuição de pressão e temperatura ao longo da linha média do mancal.



(a)



(b)

Figura 3.15: (a) Isobáricas. (b) Isotérmicas.

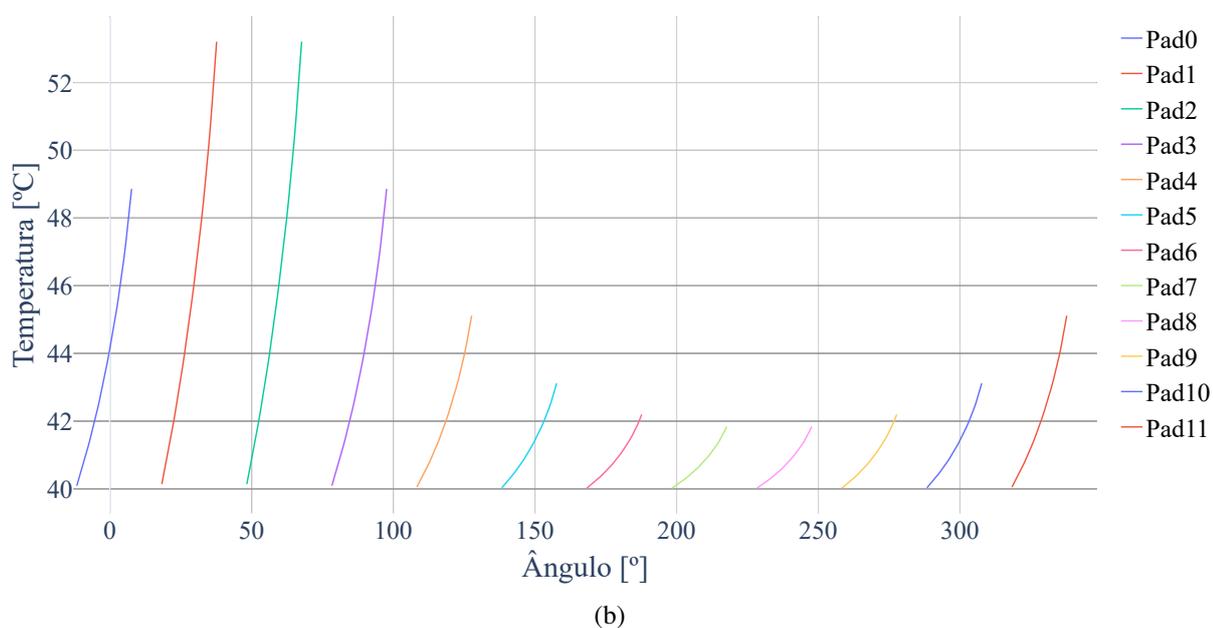
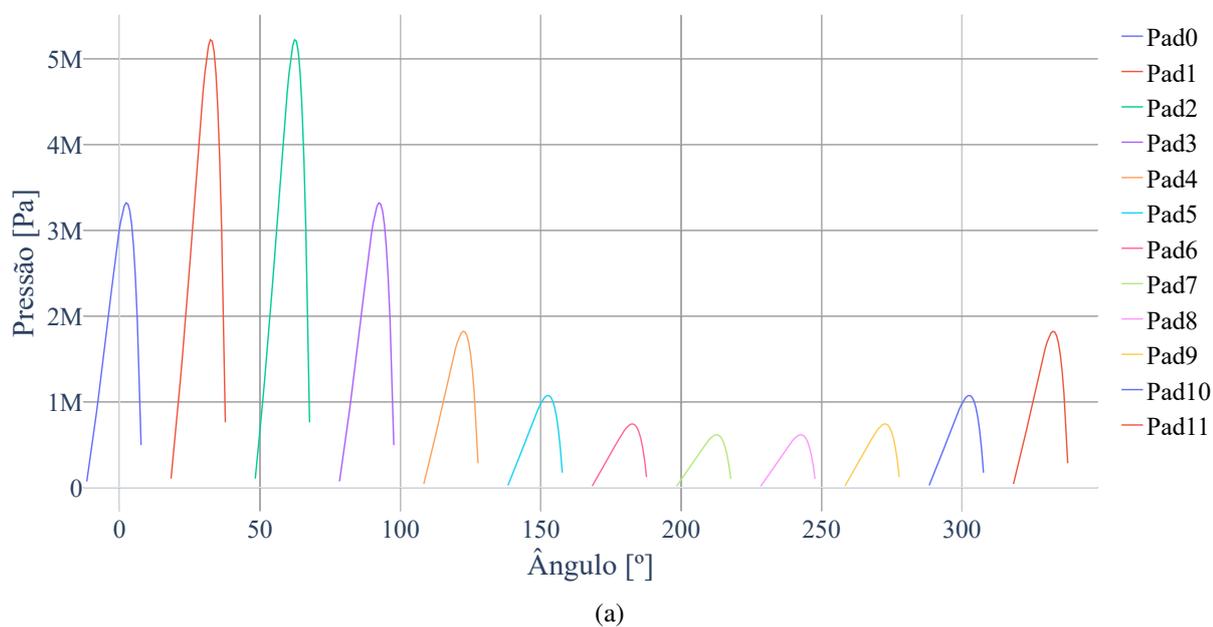


Figura 3.16: Distribuição de (a) Pressão ao longo da linha média. (b) Temperatura ao longo da linha média.

Através das Figs. 3.15 e 3.16, é possível visualizar a distribuição de pressão e temperatura em cada um dos segmentos. Notavelmente, as pressões e temperaturas mais elevadas são registradas nos segundo e terceiro segmentos. Isso era esperado, considerando que esses segmentos são mais solicitados, já que o eixo foi posicionado entre eles. Além disso, nota-se que o campo de pressão

em cada segmento, ao longo da direção circunferencial, inicia com uma pressão manométrica nula, aumenta para um máximo próximo à região do pivô e depois decresce retornando para zero no final do segmento. Também é observado que a temperatura do filme de óleo na entrada de cada segmento coincide com a da cuba, e ao longo da direção circunferencial, a temperatura do filme aumenta.

3.2.2 *Mancal segmentado axial - Escora*

O mancal segmentado axial, também conhecido como mancal de escora, é responsável por suportar o carregamento axial da UG, que consiste na força peso dos elementos girantes e o empuxo hidráulico axial. Este mancal é posicionado logo abaixo do gerador (Fig. 3.11). Ele é composto por 12 segmentos que são montados sobre um sistema de pivôs que permitem a rotação em duas direções. O mancal de escora também é montado dentro de uma cuba de óleo fixa que está acoplada a um trocador de calor. Na Figura 3.17, observa-se o segmento do mancal de escora (a) e a parte inferior de sua montagem na cuba de óleo (b).

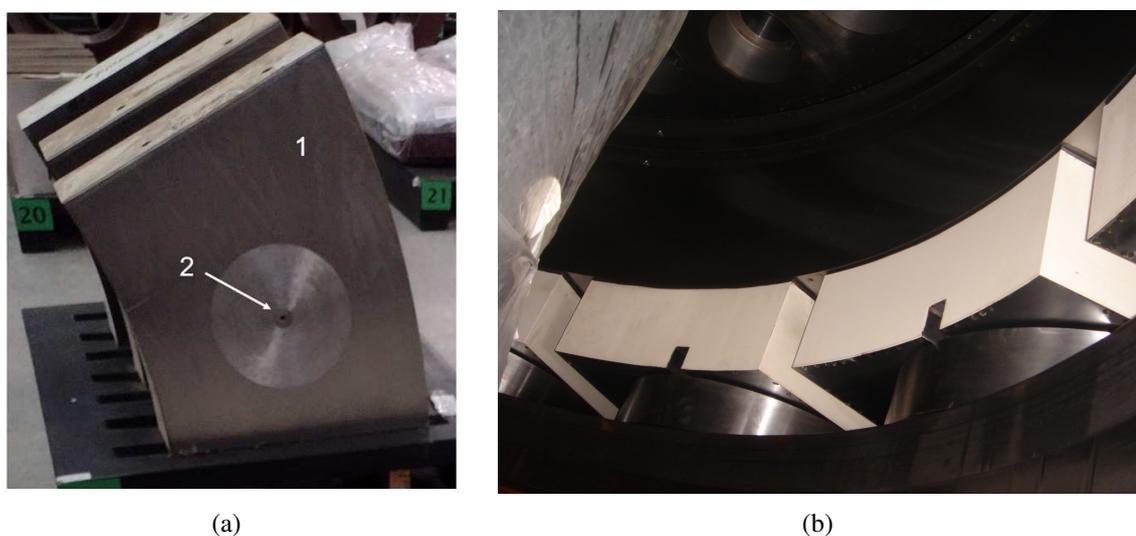


Figura 3.17: Mancal de escora (a) Segmento. (b) Montagem dos segmentos na cuba de óleo.

A região “1” destacada na Fig. 3.17(a) refere-se à área na qual o campo de pressão hidrodinâmica do mancal é formado. O orifício circular indicado por “2” refere-se ao sistema de lubrificação forçada, o qual entra em operação somente nas etapas de partida e parada da máquina. Esse sistema injeta óleo a alta pressão (150 bar), formando uma película de lubrificação que tem como objetivo evitar o contato sólido dos segmentos com o bloco de escora no momento em que

a máquina está iniciando sua rotação (partida) e quando está parando sua rotação (parada). É importante destacar que o sistema de lubrificação forçada não está em funcionamento quando a máquina está operando em sua rotação nominal, dessa forma o modelo THD não leva em consideração essa injeção forçada de óleo.

Os parâmetros geométricos e de operação do mancal de escora estão apresentados na Tab. 3.4, onde é possível observar que os pivôs estão levemente deslocados do centro do segmento. Para auxiliar na compreensão do mancal de escora, a disposição de cada um dos segmentos é apresentada na Fig. 3.18.

Tabela 3.4: Parâmetros mancal segmentado axial - ecora.

Parâmetros	Valores
Diâmetro interno do segmento	2300 mm
Diâmetro externo do segmento	3450 mm
Posição diametral do pivô	2885 mm
Espessura do segmento	180 mm
Comprimento angular do segmento	26°
Posição angular do pivô em relação ao segmento	15°
Número de segmentos	12
Posição do início do primeiro segmento	2°
Óleo do mancal	ISO VG 68
Rotação nominal	90 RPM

Com o objetivo de compreender a distribuição do campo de pressão e temperatura ao longo dos segmentos do mancal de escora, realizou-se uma simulação utilizando o modelo termo-hidrodinâmico de mancais segmentados axiais. Para isso, foi adotada uma condição típica de operação sugerida pelo fabricante, incluindo uma temperatura da cuba de óleo a $T_{caba} = 40^{\circ}\text{C}$ e uma carga axial de 13.320 kN, correspondente à força peso dos componentes girantes adicionada ao empuxo hidráulico. Foi realizado um processo de otimização para determinar qual seria a espessura do filme de óleo na posição do pivô que garantisse uma força de sustentação hidráulica equivalente à carga axial.

Para realizar essa análise, cada segmento foi subdividido em uma malha de volumes finitos composta por 26 elementos na direção circunferencial e 25 elementos na direção radial, valores

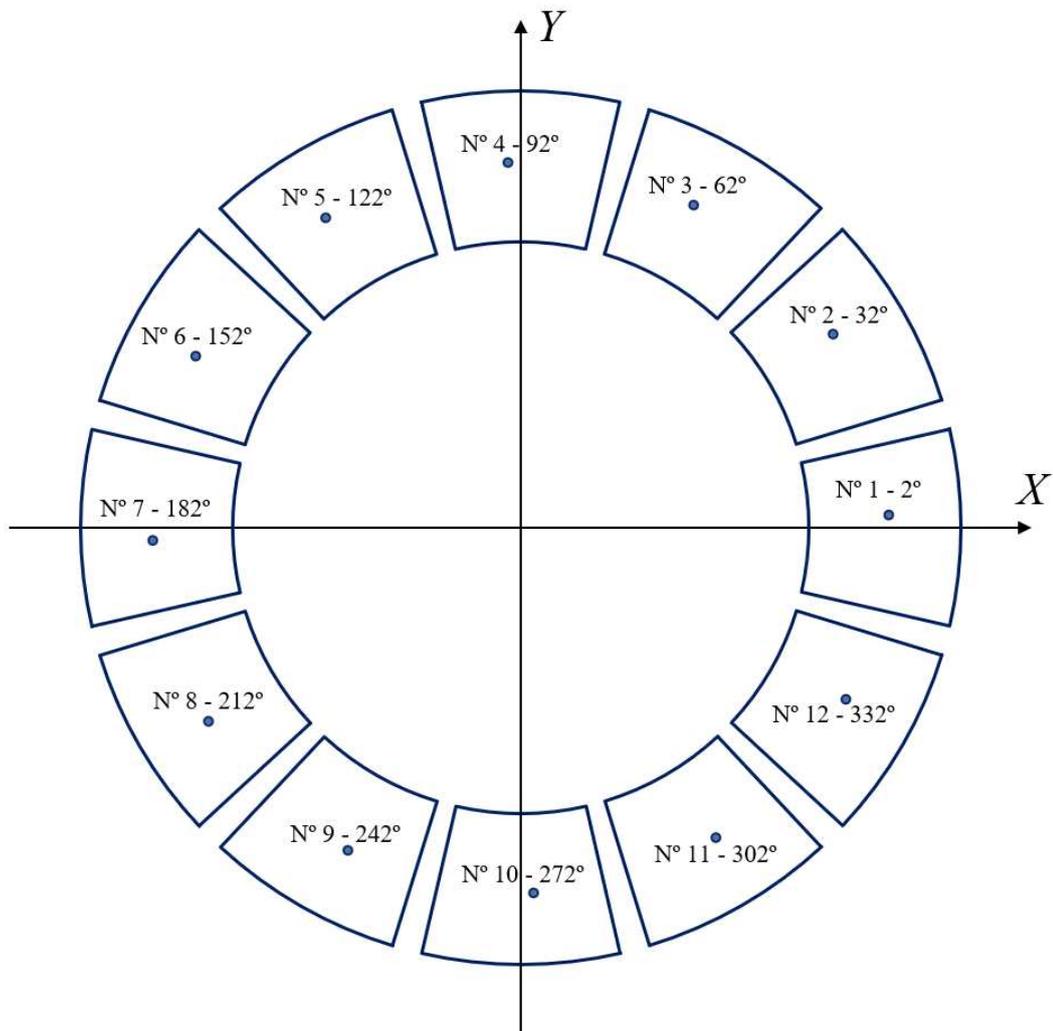


Figura 3.18: Posição dos segmentos do mancal de escora.

definidos por meio da convergência de para a força de sustentação (Fig. 3.19). A condição de contorno para a pressão foi definida como a pressão atmosférica nas quatro extremidades de cada segmento. Quanto às condições de temperatura, optou-se por utilizar a temperatura do óleo na entrada, correspondente à temperatura da cuba. Essa abordagem é viável devido à imersão dos segmentos na cuba de óleo similar ao que ocorre nos mancal guia do gerador. Nas demais fronteiras, adotaram-se condições adiabáticas.

Convergência de malha para mancal segmentado axial - Escora

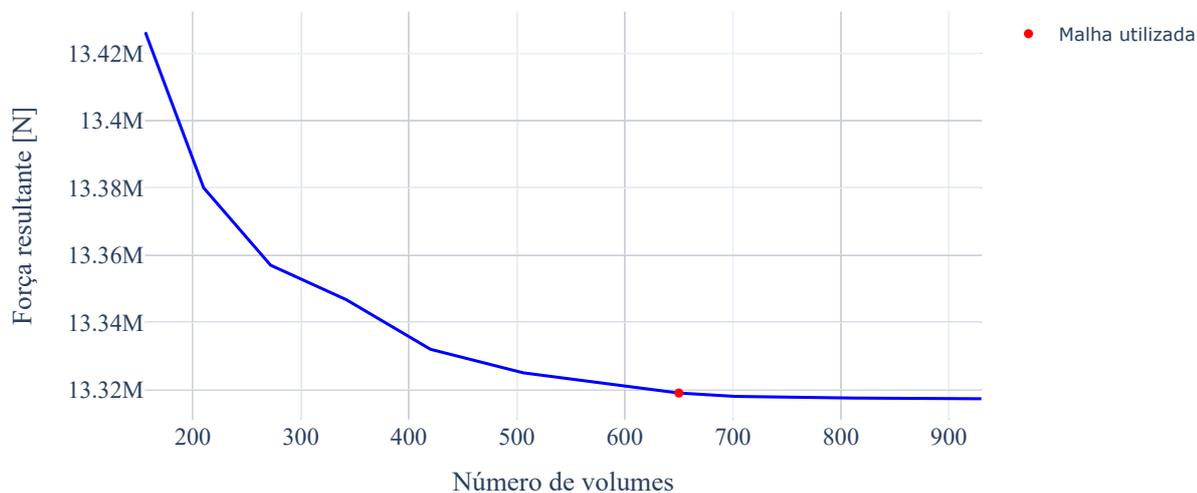
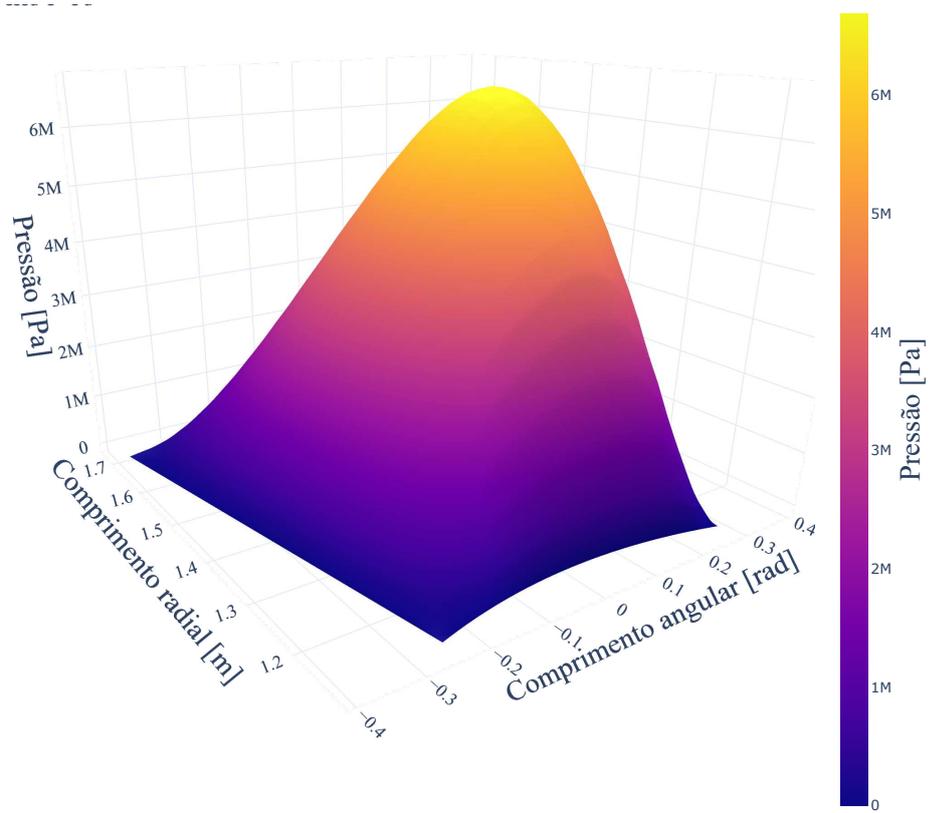


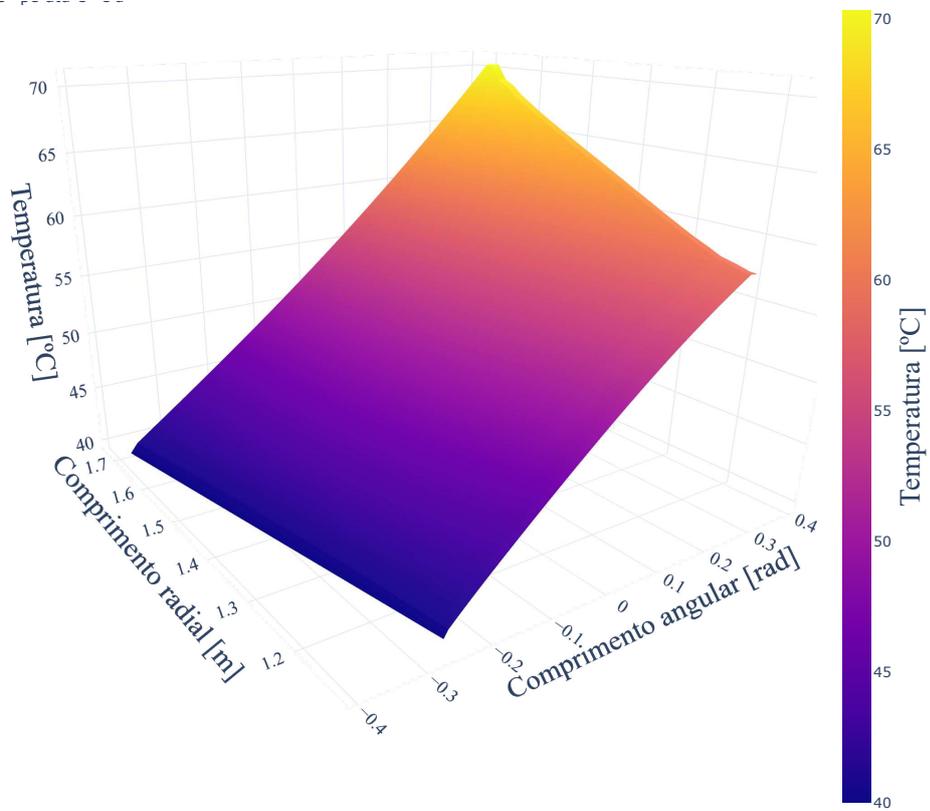
Figura 3.19: Convergência de malha mancal de escora.

Os resultados são apresentados para apenas um segmento, pois caso não haja inclinação do bloco de escora, as respostas dos 12 segmentos são similares. A força hidrodinâmica resultante no segmento foi de $1.110kN$, correspondente à carga axial dividida por 12. A espessura do filme de óleo na posição do pivô determinada é $135\mu m$, a temperatura máxima é $70,40^{\circ}C$, e a pressão máxima é $6,96MPa$.

Na Figura 3.20, é apresentada a distribuição dos campos de pressão e temperatura em 3D. E na Fig. 3.21, é apresentada a distribuição de pressão e temperatura sobre a superfície do mancal por meio das curvas isobáricas e isotérmicas.

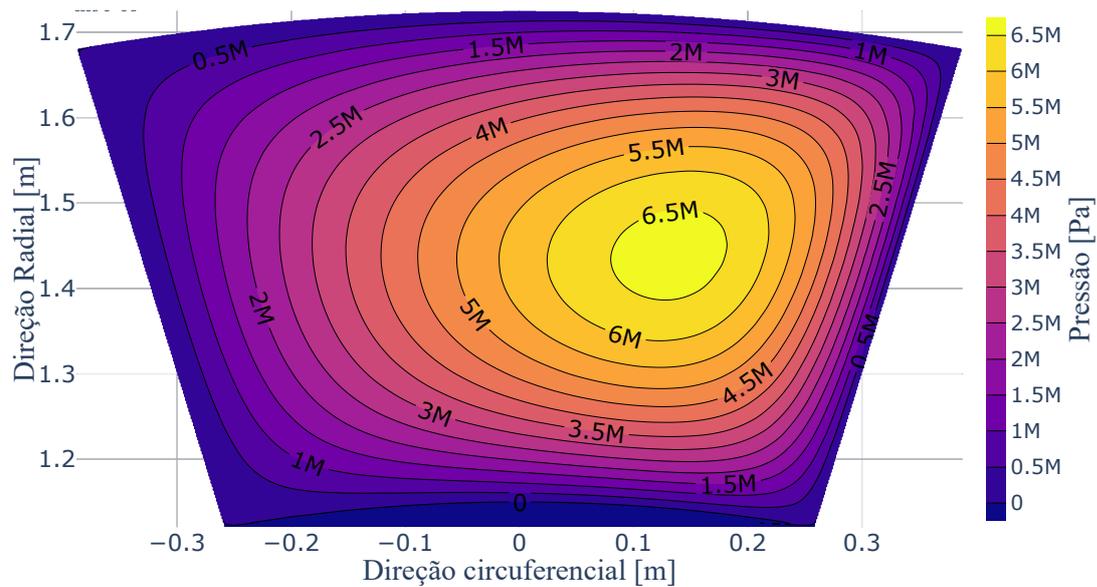


(a)

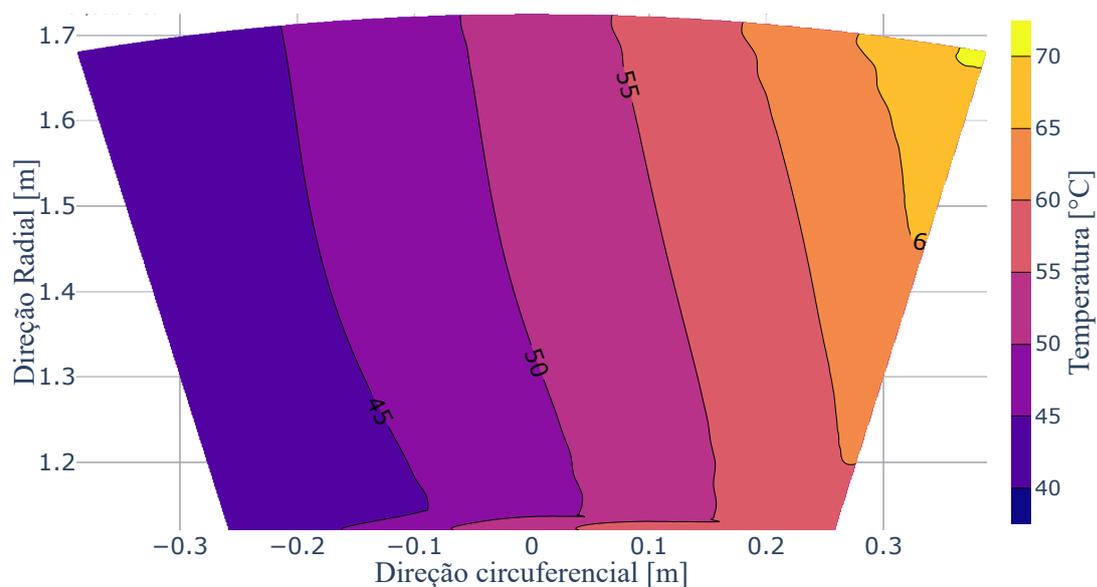


(b)

Figura 3.20: Campos 3D no mancal de escora (a) Pressão. (b) Temperatura.



(a)



(b)

Figura 3.21: (a) Isobáricas. (b) Isotérmicas.

Por meio das Fig. 3.20 e Fig. 3.21 nota-se que os campos de pressão e temperatura do mancal de escora aumentam na direção de rotação do eixo. Além disso, observa-se que a temperatura no filme de óleo aumenta na direção radial. Esse fenômeno ocorre devido ao aumento das velocidades nessa direção.

3.2.3 Mancal cilíndrico - Guia da turbina

De acordo com a Fig. 3.11, o mancal cilíndrico radial está posicionado logo acima da turbina Francis, por esse motivo ele também é conhecido como mancal guia da turbina. Este mancal é composto por quatro componentes idênticos, denominados casquilhos. A união desses componentes constitui a montagem completa do mancal. A Figura 3.22(a) apresenta um dos casquilhos, enquanto a Fig. 3.22(b) esquematiza a montagem de dois casquilhos, correspondendo à “metade” do mancal. Na Figura 3.22, estão numeradas seis regiões responsáveis pelo escoamento de óleo no interior do mancal.

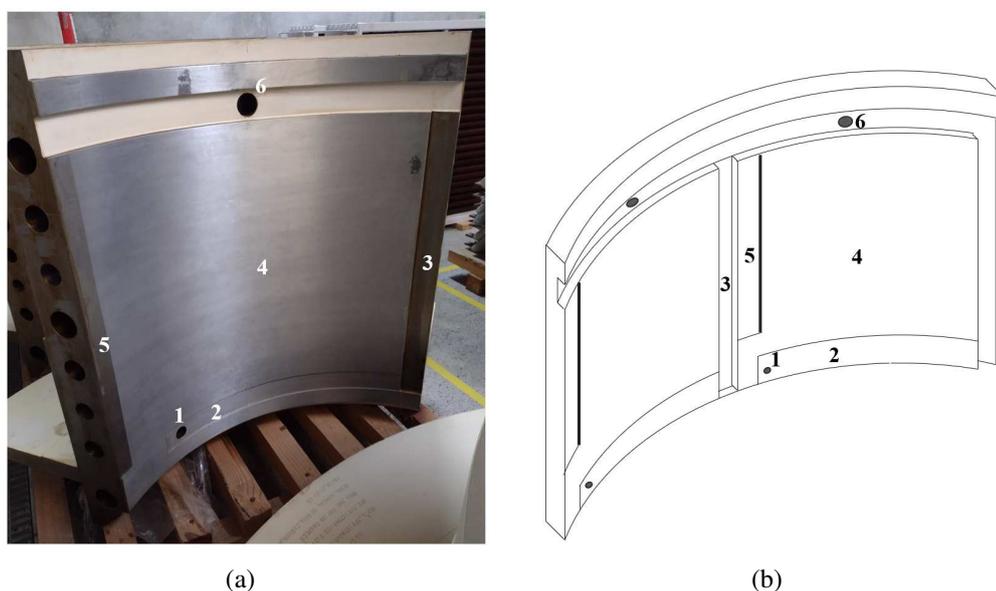


Figura 3.22: Mancal guia da turbina e suas zonas de óleo (a) Um casquilho. (b) Esquema da montagem de dois casquilhos.

O óleo frio flui para o interior do mancal através do orifício marcado como “1”, resultando em quatro pontos de entrada de óleo frio, dado que existem quatro segmentos idênticos que compõem este mancal. O rebaixo indicado como “2” permite que o óleo frio escoe até a região marcada como “3”, onde ocorre a mistura entre o óleo quente, proveniente da região denominada “ativa” do segmento (indicada como “4”), e o óleo frio. Essa mistura na região “3” tem como objetivo reduzir a temperatura de operação do mancal, melhorando sua performance e reduzindo os riscos de superaquecimento.

O óleo resultante dessa mistura flui então para a zona ativa do segmento através da rampa marcada como “5”. O campo de pressão responsável por sustentar os esforços radiais é formado

na zona ativa do mancal, marcada como “4”. Por fim, o óleo flui do interior do mancal para a cuba de óleo através do orifício indicado como “6”, totalizando quatro pontos de saída de óleo, um em cada segmento.

Diferentemente do mancal guia do gerador e do mancal de escora que são montados em cubas de óleo fixas, o mancal guia da turbina é montado em uma cuba de óleo rotativa que está acoplado ao eixo da unidade geradora. Os parâmetros geométricos e de operação do mancal guia do gerador estão apresentados na Tab. 3.5.

Tabela 3.5: Parâmetros mancal cilíndrico - guia da turbina.

Parâmetros	Valores
Diâmetro interno	1400,6 mm
Diâmetro do eixo	1400,3 mm
Folga radial	300 μm
Comprimento (altura)	840 mm
Número de casquilhos	4
Tipo de óleo	ISO VG 68
Rotação nominal	90 RPM

De forma semelhante ao realizado para os outros mancais, para compreender a distribuição do campo de pressão e temperatura no mancal guia da turbina, realizou-se uma simulação utilizando modelos termo-hidrodinâmicos de mancais cilíndricos radiais. Para essa análise, foi adotada uma condição padrão de operação indicada pelo fabricante. A excentricidade foi definida como $E = 0,5$, a temperatura da cuba de óleo foi de $T_{cuba} = 40^{\circ}\text{C}$, e a posição angular do centro do eixo foi considerada como $\varphi_h = 60^{\circ}$.

Para a realização da análise, foi modelada apenas a região ativa de cada um dos casquilhos, numerada como “4” na Fig. 3.22. A influência das demais regiões foi considerada por meio das condições de contorno. A malha de volumes finitos em cada uma das zonas ativas foi discretizada com 12 elementos na direção axial e 24 elementos na direção circunferencial, determinada de forma semelhante, a partir de uma convergência para a força de sustentação (Fig. 3.23).

Convergência de malha para mancal cilíndrico - MGT

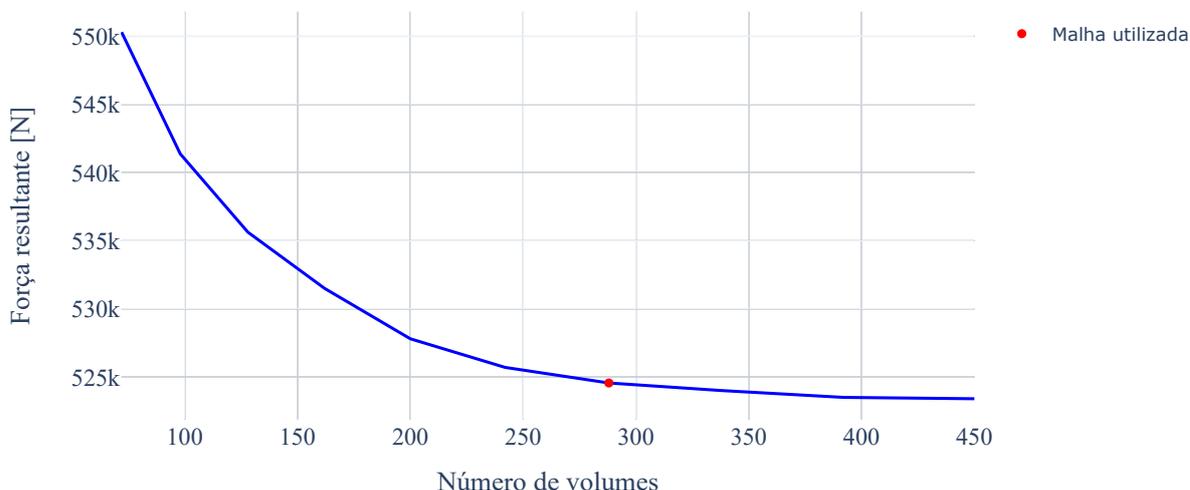
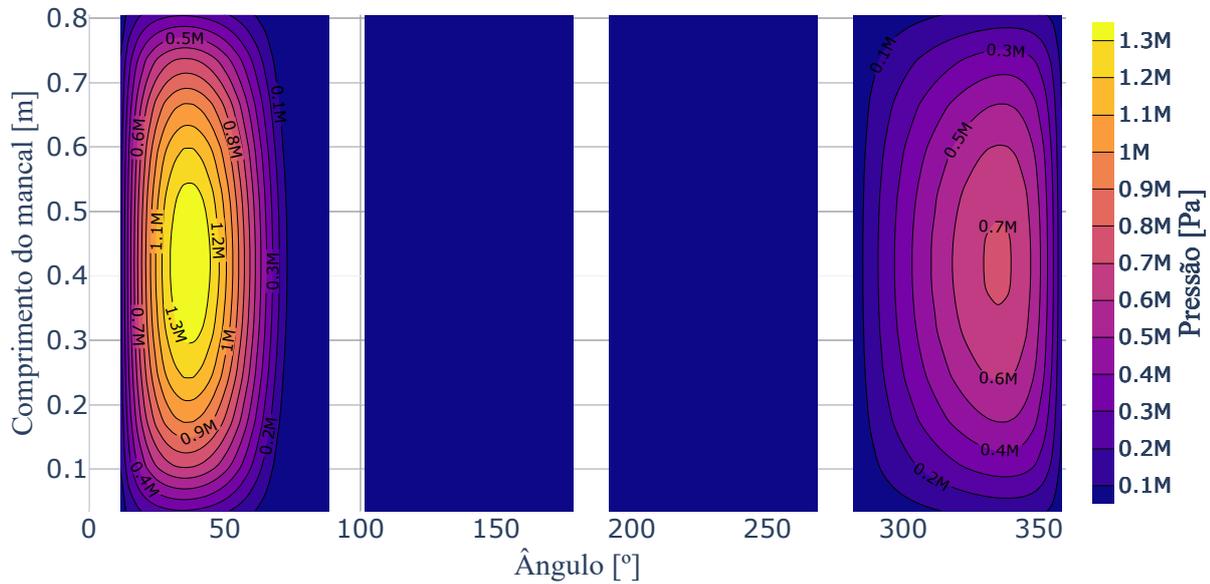


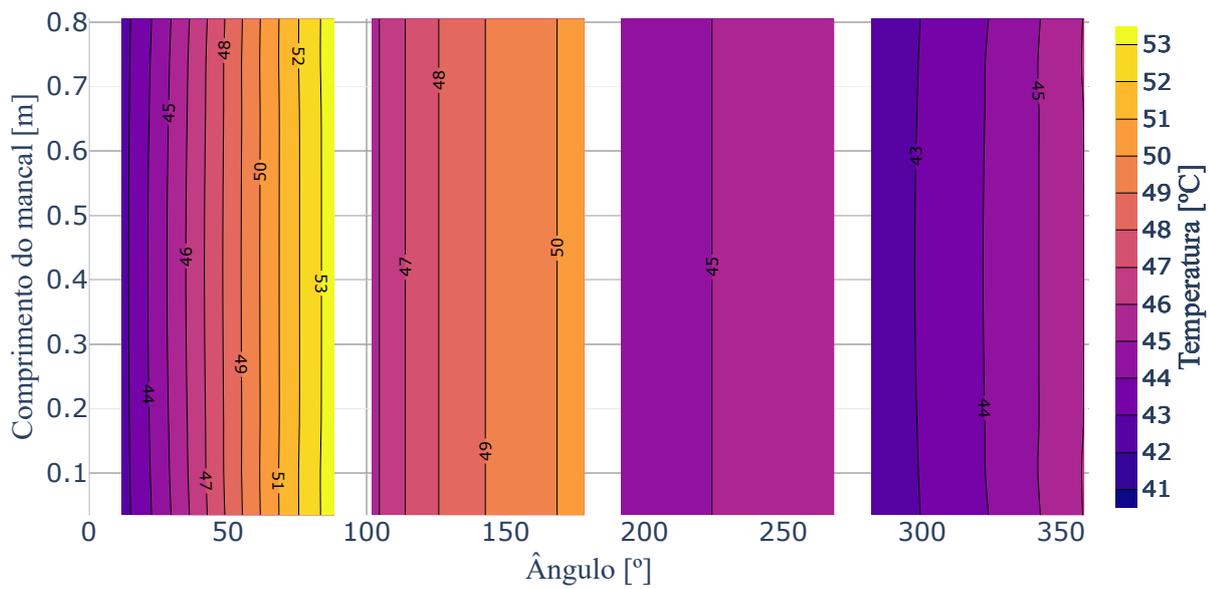
Figura 3.23: Convergência de malha mancal guia da turbina.

A condição de contorno para a pressão foi definida como a pressão atmosférica nas quatro extremidades de cada uma das zonas ativas. Quanto à condição de contorno da temperatura, foi adotada a temperatura prescrita na entrada, que corresponde à temperatura da mistura que ocorre na região “3” entre o óleo de saída e o óleo da cuba. Essa temperatura de mistura foi calculada de forma semelhante à abordagem apresentada por Alves (2011), considerando as vazões de óleo na saída da zona ativa e de reposição da cuba de óleo, bem como suas respectivas temperaturas. Para as demais extremidades da zona ativa, foram adotadas condições adiabáticas, nas quais não se considera a troca de calor entre o óleo sobre a zona ativa e o óleo presente nas regiões “2”, “3” e “6”.

A análise resultou em uma força resultante de $524,56kN$, uma pressão máxima de $1,392MPa$, e uma temperatura máxima de $53,58^{\circ}C$. A Figura 3.24 oferece uma representação visual da distribuição de pressão e temperatura nas quatro zonas ativas do mancal, através de curvas isobáricas e isotérmicas. Além disso, para uma compreensão mais detalhada dos campos, a Fig. 3.25 mostra a distribuição de pressão e temperatura ao longo da linha média do mancal guia do gerador.



(a)



(b)

Figura 3.24: Campos de pressão e temperatura na mancal guia da turbina (a) Isobáricas (b) Isotérmicas.

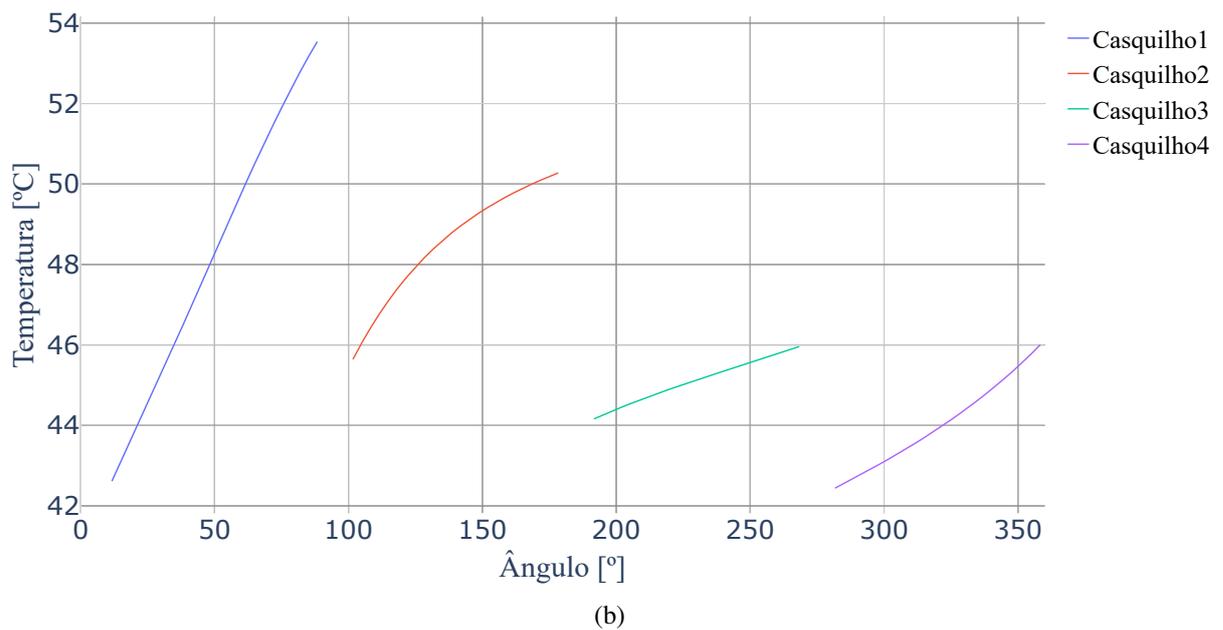
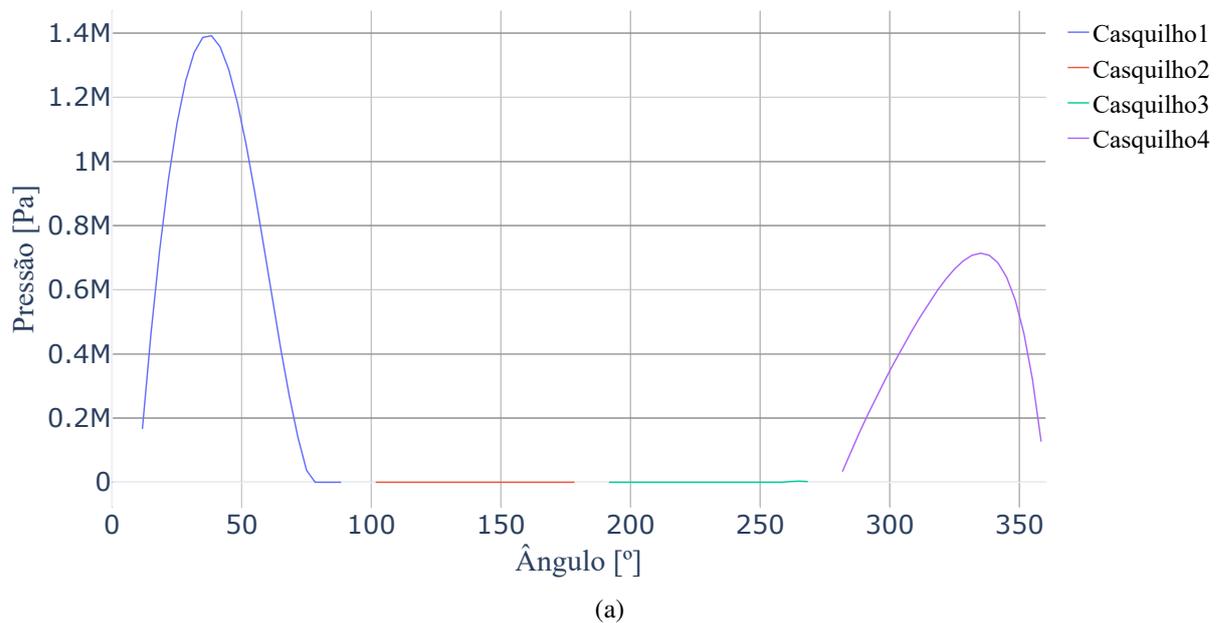


Figura 3.25: Distribuição de (a) Pressão ao longo da linha média. (b) Temperatura ao longo da linha média.

Por meio das Fig. 3.24(a) e Fig. 3.25(a), percebe-se que os casquilhos com maior pressão são o primeiro e o quarto. Esse fenômeno ocorre devido ao posicionamento do centro do eixo em um ângulo de $\varphi_h = 60^\circ$, o que resulta em um aumento de pressão em uma área localizada “atrás” da região de menor espessura do filme de óleo. O aumento de pressão é necessária para

forçar o óleo a passar por essa região estreita. Esse comportamento da pressão é comum em mancais hidrodinâmicos cilíndricos.

Analisando as Fig. 3.24(b) e Fig. 3.25(b), verifica-se que a temperatura do óleo aumenta ao longo da direção circunferencial em cada um dos casquilhos. Também é possível observar que a temperatura na entrada de cada zona ativa é maior que 40°C , pois corresponde à temperatura de mistura na zona “3”.

3.3 Turbina Francis

A turbina da UG de Foz do Chapecó é um rotor Francis composto por 13 pás, responsável por transformar a energia da água em rotação do sistema. Na Figura 3.26, é possível observar uma foto da turbina, e na Tab. 3.6 são apresentados seus parâmetros físicos e geométricos.



Figura 3.26: Turbina Francis.

Conforme discutido na Seção 2.5, as forças hidráulicas que atuam na turbina Francis foram determinadas por meio de simulação em CFD utilizando o código MFSim, desenvolvido pelo Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Faculdade de Engenharia Mecânica da UFU. Essas simulações foram realizadas pelos membros do MFLab, e nesta tese são utilizados exclusivamente os resultados obtidos por eles. Para mais detalhes sobre essas simulações, pode-se consultar o

trabalho de Stival et al. (2023).

Tabela 3.6: Parâmetros geométrico da Francis.

Parâmetros	Valores
Massa	149600 kg
Momento polar de inércia	1008000 $kg \cdot m^2$
Altura	4179 mm
Diâmetro do anel de desgaste superior	5576 mm
Diâmetro do anel de desgaste inferior	7130 mm
Número de pás	13
Posição do CG em relação ao topo	1858 mm
Material	ASTM A743-CA6NM

A metodologia adotada foi a simulação de grandes escalas, associada ao método das fronteiras imersas. O volume de controle (Fig. 3.27) utilizado para a simulação mede 46 m x 32 m x 32 m nas direções X , Y e Z , respectivamente. A malha empregada foi uma hexaédrica adaptativa com cinco níveis de refinamento, onde o menor elemento tem 75 mm de aresta, gerando um total de aproximadamente 17,5 milhões de elementos. A vista do plano ZX da malha pode ser observada na Fig. 3.28.

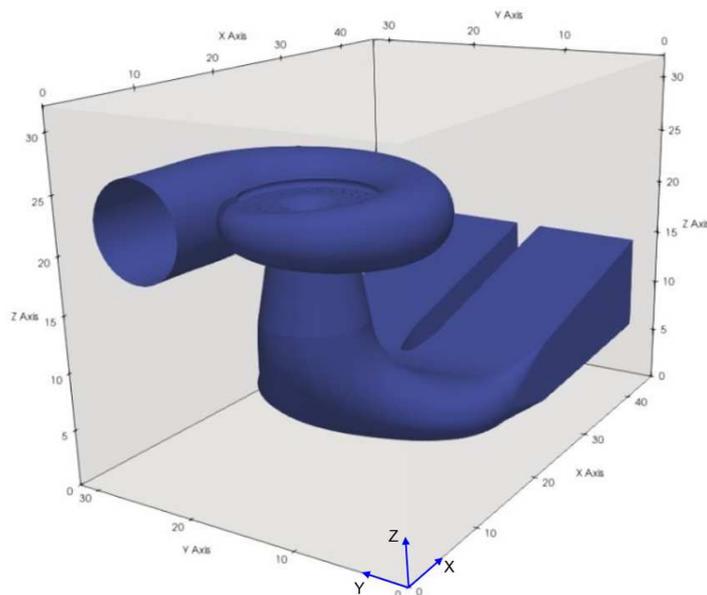


Figura 3.27: Volume de controle da simulação.

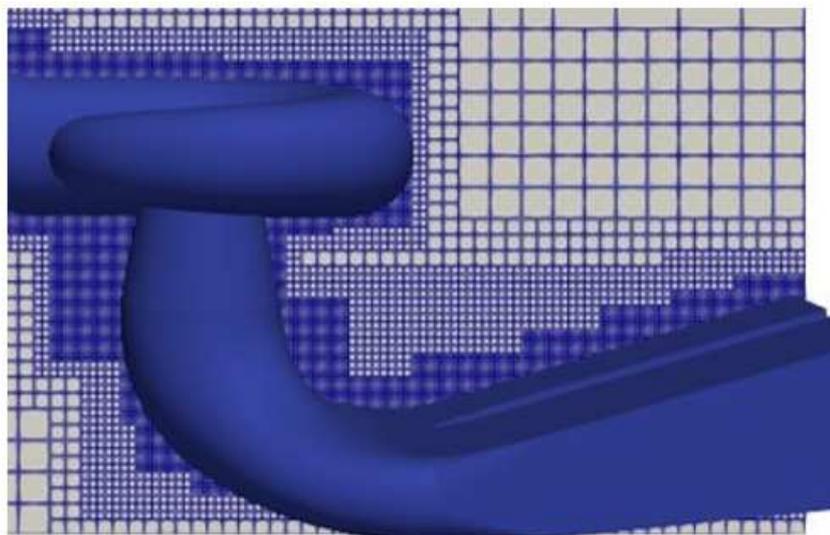


Figura 3.28: Malha adaptativa do volume de controle plano ZX .

Para a realização da simulação, foram consideradas as condições nominais de operação da máquina, incluindo uma potência de 217 MW , velocidade de rotação de 90 RPM , altura de queda bruta de $49,8\text{ m}$ e uma vazão de $483,5\text{ m}^3/\text{s}$. Essa vazão foi imposta na entrada da caixa espiral como condição de contorno.

O tempo físico de simulação foi de 8 segundos, demorando um total de 17 dias para ser realizada. Para analisar a velocidade do fluido, as linhas de corrente, coloridas de acordo com a intensidade da velocidade, são apresentadas na Fig. 3.29 e na Fig. 3.30, com vistas nos planos YZ e ZX , respectivamente. É possível observar que as maiores velocidades do fluido ocorrem próximas à turbina, com valores em torno de 40 m/s . Conforme o escoamento se desloca para o cone, a velocidade reduz para valores próximos de 20 m/s , e à medida que o escoamento se desenvolve ao longo do tubo de sucção, a velocidade diminui ainda mais, ficando com valores próximos a 10 m/s .

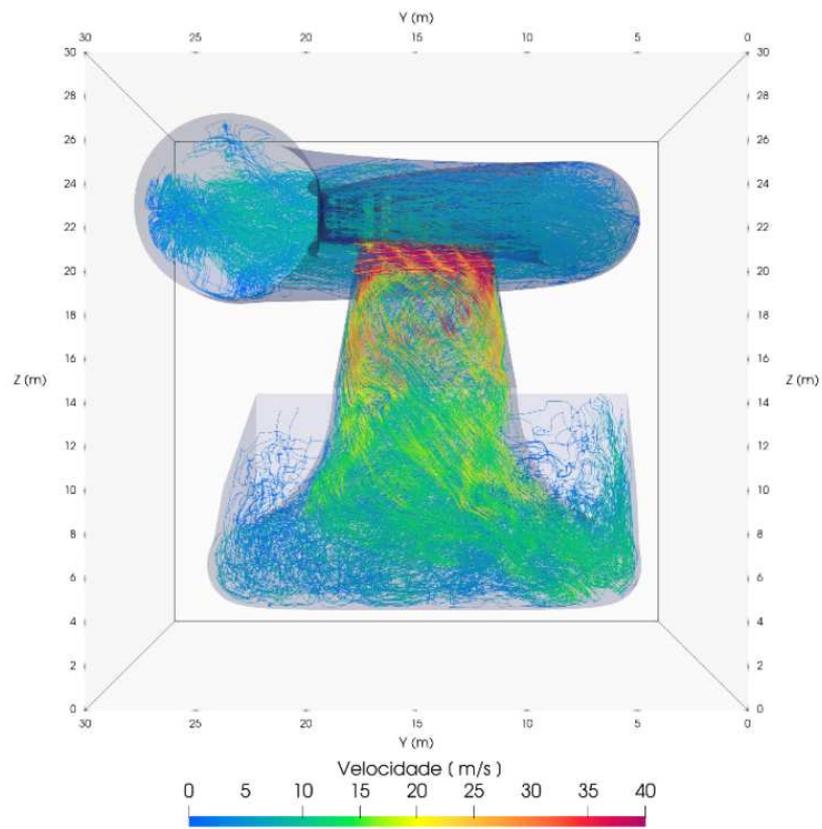


Figura 3.29: Linhas de corrente de velocidade, vistas no plano YZ.

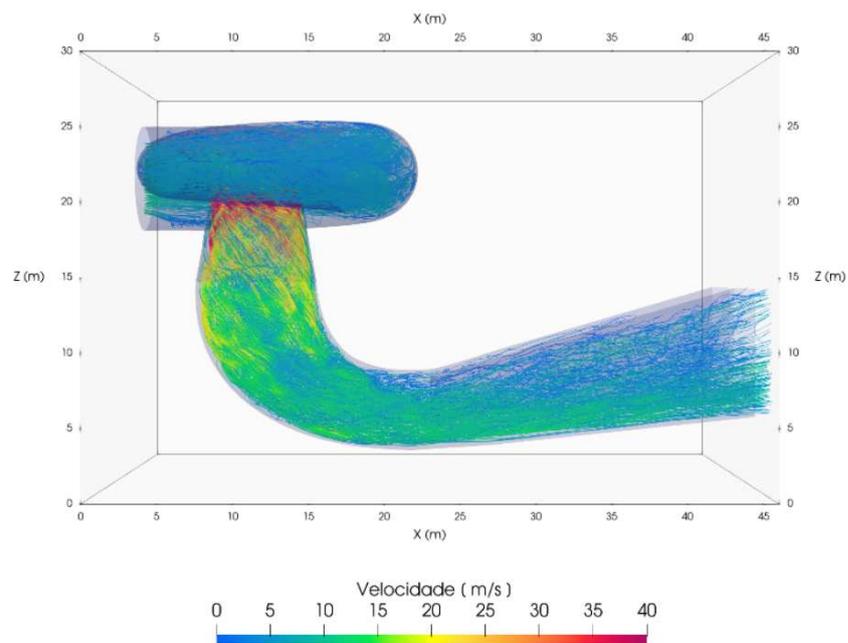


Figura 3.30: Linhas de corrente de velocidade, vistas no plano ZX.

Para avaliar o nível de vorticidade do fluido, as iso-superfícies coloridas pela vorticidade são ilustradas nas Figs. 3.31 e 3.32. A primeira figura destaca o fluido ao redor da turbina, enquanto a segunda abrange o trajeto completo do fluido.

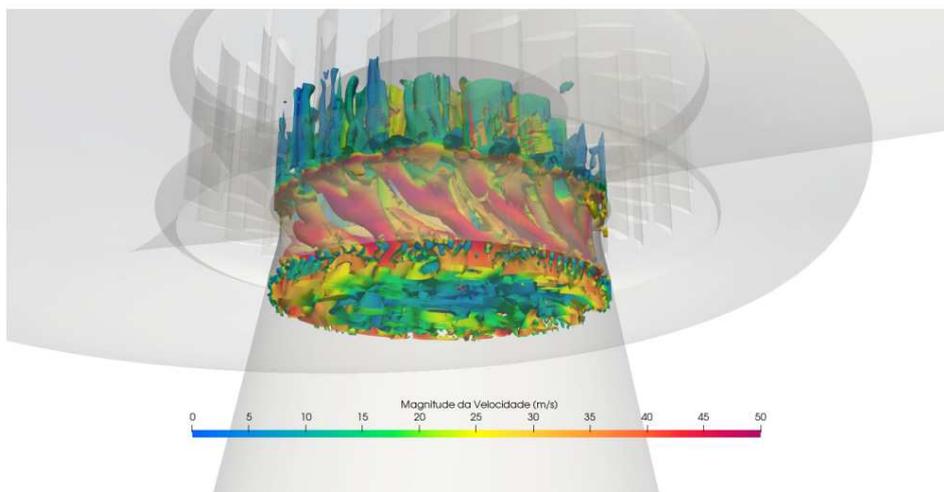


Figura 3.31: Iso-superfícies coloridas pela vorticidade ao redor da turbina.

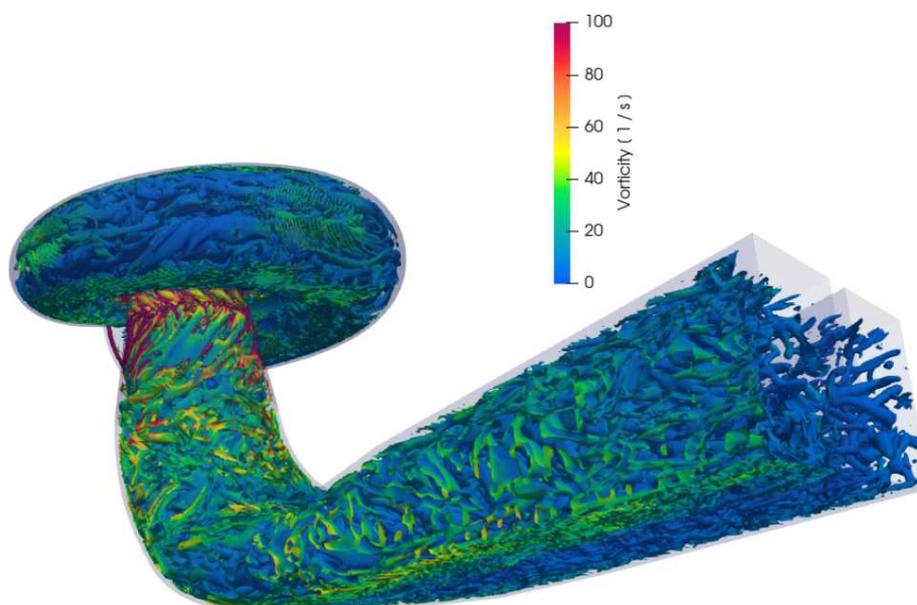


Figura 3.32: Iso-superfícies coloridas pela vorticidade ao longo de todo o caminho.

É possível observar, por meio das Figs. 3.31 e 3.32, que as estruturas com maiores vorticidades ocorrem mais próximas da turbina, formando estruturas em forma de tranças, e que, conforme o escoamento avança pelo tubo de sucção, o nível de vorticidade vai reduzindo.

As forças hidráulicas atuantes na turbina ao longo do tempo são ilustradas na Fig. 3.33. O gráfico amarelo representa as forças na direção Z do modelo de elementos finitos, correspondendo à direção de jusante para montante. O gráfico azul indica a força na direção X, que é perpendicular a Z, no sentido de rotação da máquina. Por fim, o gráfico laranja mostra as forças na direção Y, que é axial, com o sentido positivo apontando para baixo.

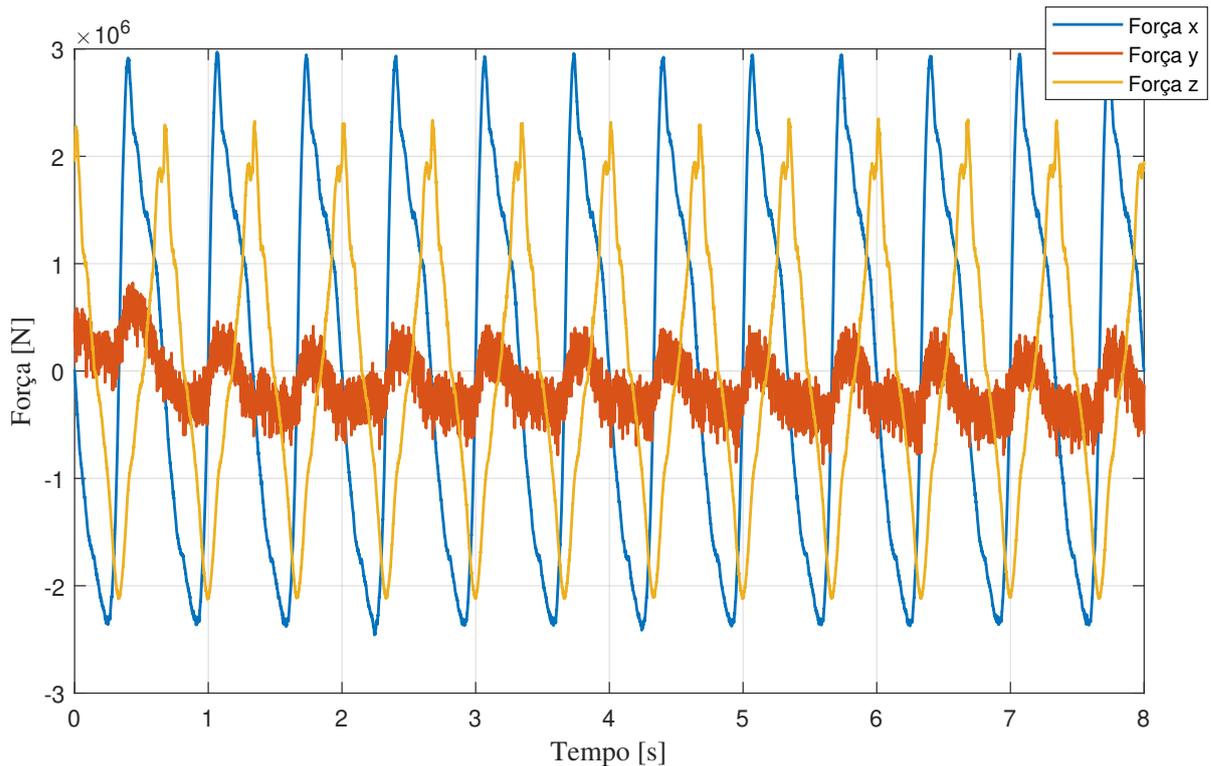


Figura 3.33: Forças hidráulicas no domínio do tempo.

Na Figura 3.34, são apresentadas as DFTs das forças nas direções X, Y e Z. Observa-se que a frequência de maior energia para os três sinais é de $1,5 \text{ Hz}$, associada à velocidade de rotação da máquina. As amplitudes das forças nessa frequência são de $1,73 \text{ MN}$ em Z, $2,26 \text{ MN}$ em X e 230 KN em Y.

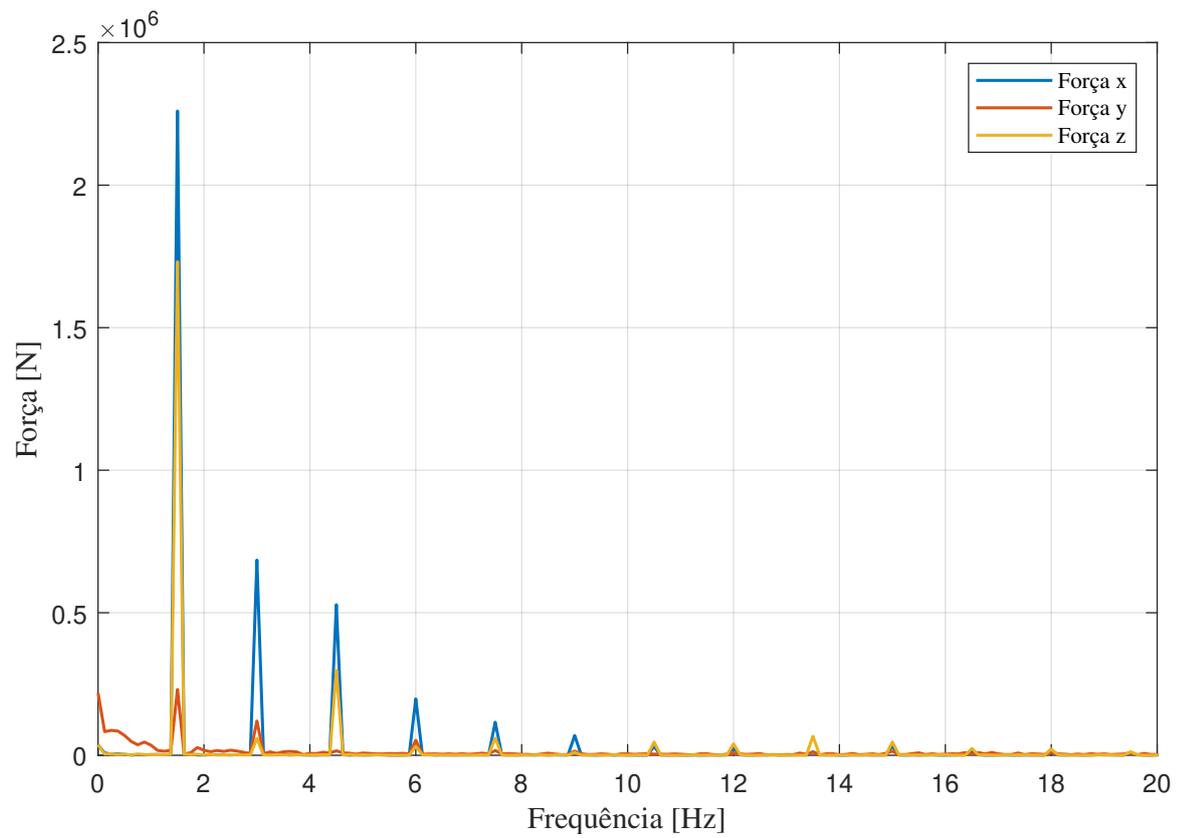


Figura 3.34: Forças hidráulicas no domínio da frequência.

CAPÍTULO IV

METAMODELOS DOS COMPONENTES DA UNIDADE GERADORA

As condições de operação das UGs hidroelétricas estão sujeitas a constantes alterações devido a uma variedade de fatores. Um exemplo disso é a influência da temperatura ambiente sobre a temperatura do óleo nos mancais hidrodinâmicos, o que pode alterar seu regime de operação. Essa variação pode ser claramente observada ao compararmos as temperaturas registradas no inverno e no verão. Além disso, o regime hídrico da região influencia os níveis de água do reservatório, impactando diretamente o funcionamento da turbina Francis e a capacidade de geração de potência da unidade. Geralmente, as UGs hidroelétricas estão integradas às redes elétricas, o que provoca oscilações contínuas nos parâmetros de operação, uma vez que a quantidade de energia produzida é ajustada pelas agências reguladoras conforme a demanda. Todas essas variações são naturais em UGs, e um modelo multifísico representativo deve ser capaz de reproduzir essas diferentes condições de operação.

O modelo matemático em elementos finitos do gerador, que resolve as equações de Maxwell, e os modelos dos mancais hidrodinâmicos, que resolvem conjuntamente a equação de Reynolds e a da energia, são metodologias que acarretam um alto custo computacional. O acoplamento desses métodos ao modelo dinâmico da UG, que realiza uma integração temporal, provocaria um alto tempo de simulação. Além disso, resolver esses modelos em diferentes condições de operação de forma prática seria uma tarefa de difícil execução. Para viabilizar a construção de um modelo multifísico capaz de simular diferentes condições de operação em tempos de execução reduzidos, optou-se por representar as forças eletromagnéticas no gerador e as forças hidrodinâmicas nos mancais por meio de metamodelos Kriging, que são modelos substitutos capazes de representar essas forças em diferentes condições.

Este capítulo tem como objetivo apresentar a metodologia de montagem, bem como nos resultados obtidos com os metamodelos dos mancais hidrodinâmicos e do gerador de polos salientes. Na Figura 4.1, são apresentados os parâmetros de entrada e saída para cada um dos metamodelos. Trabalhos como Sicchieri et al. (2019) e Barbosa et al. (2021) exemplificam a utilização de metamodelos de Kriging para representar as forças de sustentação dos mancais hidrodinâmicos. Além disso, o estudo de Sicchieri et al. (2023) demonstra a aplicação da metamodelagem Kriging na representação de forças eletromagnéticas em geradores.

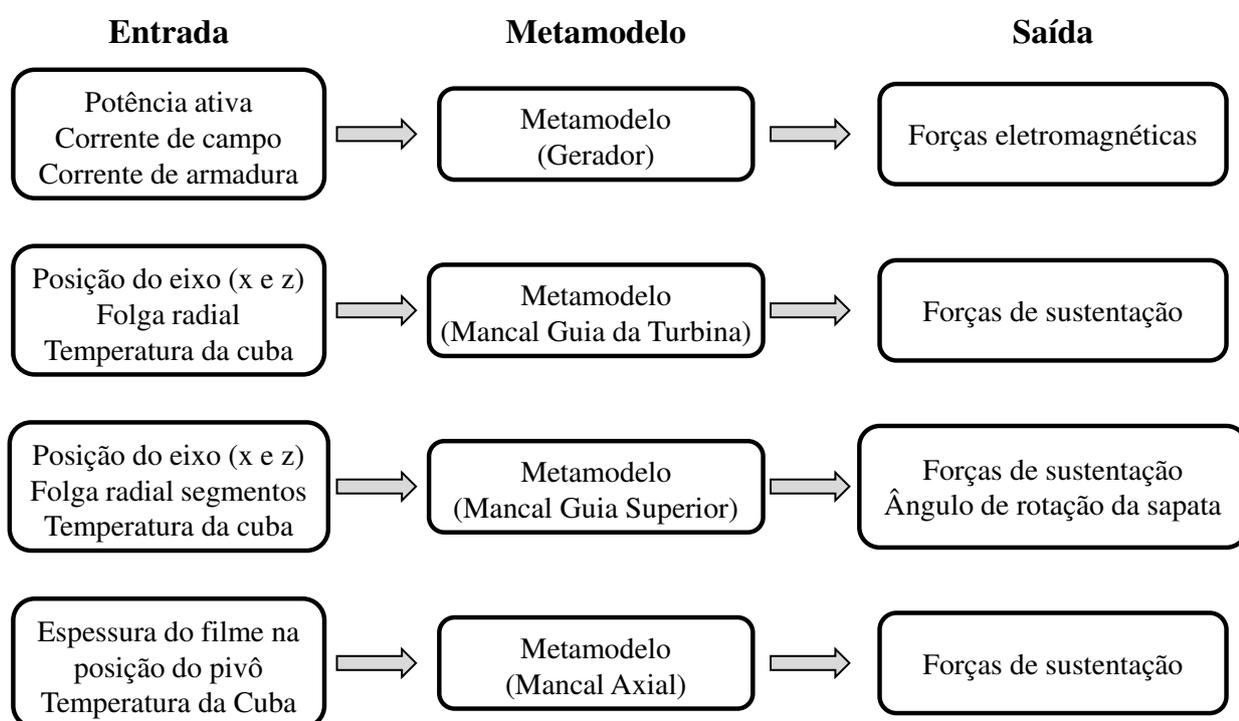


Figura 4.1: Parâmetros de entrada e saída dos metamodelos.

Para a construção de cada metamodelo, foram realizados testes com três possibilidades de polinômio (primeira, segunda e terceira ordem) e três tipos de correlação (linear, gaussiana e exponencial). A combinação que resultou no menor RMSE foi escolhida como o metamodelo final.

4.1 Metamodelo do mancal guia do gerador - Segmentado radial

A construção do metamodelo do mancal segmentado radial foi realizada considerando a resposta de apenas um segmento. Isso é possível, pois conforme apresentado na Seção 2.3.2, as

forças hidrodinâmicas são descritas no referencial móvel. Dessa forma, é possível aplicar este metamodelo a cada um dos segmentos e, a partir de uma transformação de coordenadas e do somatório das forças, obter a força de sustentação do mancal completo. Além disso, esse método possibilita considerar desvios de montagem, nos quais é possível impor folgas radiais distintas para cada um dos segmentos do mancal.

Os parâmetros de entrada do metamodelo do mancal guia do gerador incluem a posição do centro do eixo no referencial auxiliar (excentricidade e ângulo de atitude), a temperatura da cuba de óleo e a folga radial do segmento. Os parâmetros de saída são a força resultante do segmento (F_{xm_j}) e o ângulo de rotação do segmento (α_j).

Para a construção do metamodelo, foi utilizado um total de 20.090 amostras. A Tab. 4.1 apresenta os intervalos das variáveis de entrada considerados na determinação das amostras.

Tabela 4.1: Intervalo de projeto das variáveis de entrada do metamodelo do mancal guia do gerador.

Parâmetros	Intervalo
Excentricidade	[0,1; 0,9]
Ângulo de atitude do eixo	[0; 360] graus
Temperatura da cuba de óleo	[30; 50] °C
Folga radial	[200; 900] μm

O intervalo de temperatura foi determinado a partir do histórico de operação da máquina, a folga radial a partir de medições em campo, e a excentricidade e o ângulo de atitude foram definidos com o intuito de representar todo o interior do mancal. O número de amostras utilizadas foi estabelecido com o objetivo de obter um bom refinamento em cada uma das variáveis de entrada, e baseado nos resultados apresentados por Sicchieri et al. (2019) e Barbosa et al. (2021).

Para a validação, foram utilizadas 1.008 amostras adicionais que não foram empregadas na etapa de construção do metamodelo. É importante destacar que, na criação dessas amostras, nenhum parâmetro de entrada ou saída coincide com os utilizados na fase de treinamento. Conforme descrito, todas as combinações de polinômios e funções de correlação foram testadas, sendo escolhida a combinação com o menor RMSE. A Tabela 4.2 apresenta a melhor combinação de funções e as métricas de precisão para as diferentes variáveis de saída.

As métricas de precisão apresentadas na Tab. 4.2 indicam que o metamodelo é capaz de

Tabela 4.2: Configuração do metamodelo do mancal guia do gerador e métricas de precisão.

Saída	Função polinomial	Função de correlação	RMSE	ERRO _{máx}
Força	Segunda ordem	Exponencial	1471 N	34842 N
Rotação	Primeira ordem	Exponencial	$5,4 \cdot 10^{-6}$ rad	$9,8 \cdot 10^{-5}$ rad

representar bem a força e o ângulo de rotação da sapata. Embora os valores de RMSE e do $ERRO_{máx}$ para a força possam inicialmente parecer elevados, é importante considerar que as forças de sustentação operam na ordem de 100 kN. Isso sugere que, em relação à magnitude das forças envolvidas, os valores das métricas de erro são relativamente baixos.

Com o objetivo de realizar uma comparação visual entre as saídas do metamodelo e as do modelo original, as Figs. 4.2 e 4.3 comparam as respostas de força e ângulo de rotação respectivamente, para as amostras adicionais utilizadas na etapa de validação.

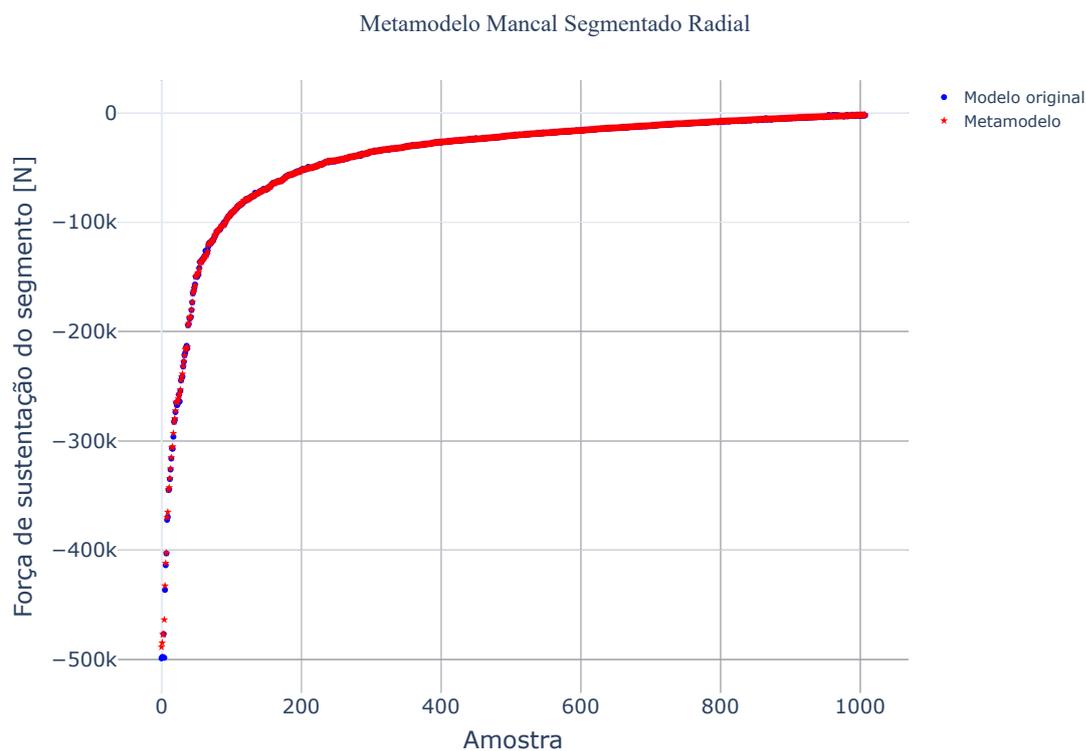


Figura 4.2: Comparação entre as forças obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal guia do gerador para as amostras adicionais.

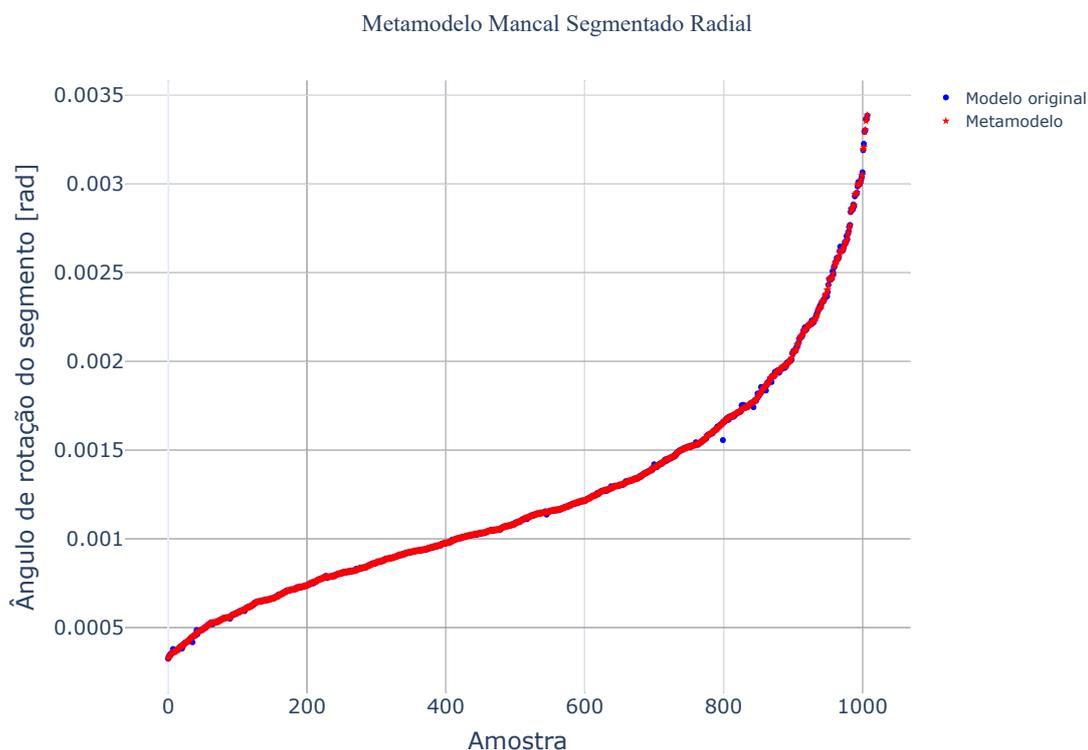


Figura 4.3: Comparação entre os ângulos de rotação do segmento obtidos pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal guia do gerador para as amostras adicionais.

A partir das Figs. 4.2 e 4.3, é possível observar que o metamodelo do mancal guia do gerador consegue representar de maneira precisa as respostas de força de sustentação e ângulo de rotação do modelo original.

4.2 Metamodelo do mancal de escora - Segmentado axial

Para a construção do metamodelo do mancal de escora, os parâmetros de entrada incluem a espessura do filme de óleo na posição do pivô e a temperatura da cuba de óleo, enquanto a saída é a força de sustentação axial. Foram empregadas 305 amostras para a criação do metamodelo. Esse número reduzido de amostras foi suficiente devido ao fato de o metamodelo possuir apenas duas variáveis de entrada, o que simplifica sua construção. Os intervalos das variáveis utilizadas na determinação das amostras são apresentados na Tab. 4.3.

Tabela 4.3: Intervalo de projeto das variáveis de entrada do metamodelo do mancal de escora.

Parâmetros	Intervalo
Espessura do filme de óleo na posição do pivô	[50; 1000] μm
Temperatura da cuba de óleo	[30; 50] $^{\circ}\text{C}$

De forma similar, a variação da temperatura da cuba foi determinada a partir de dados históricos. A variação na espessura do filme de óleo na posição do pivô foi selecionada com base na espessura de equilíbrio necessária para sustentar a carga axial nominal de 13.320 kN, além do histórico de vibração axial da UG.

Durante a etapa de validação, foram utilizadas 50 amostras adicionais que não foram empregadas no treinamento. A Tabela 4.4 apresenta a configuração do metamodelo selecionado e as métricas de precisão correspondentes. Conforme observado, tanto a métrica RMSE quanto o $\text{ERRO}_{\text{máx}}$ apresentam valores relativamente pequenos quando comparados com a ordem de grandeza da força de sustentação axial que é de 10.000 kN. Isso indica que o metamodelo do mancal de escora é preciso, sendo capaz de representar adequadamente a força de sustentação axial.

Tabela 4.4: Configuração do metamodelo do mancal axial e métricas de precisão.

Variável de saída	Função polinomial	Função de correlação	RMSE	$\text{ERRO}_{\text{máx}}$
Força	Segunda ordem	Exponencial	1234 N	7832 N

Com o objetivo de avaliar visualmente a precisão do metamodelo, a Fig. 4.4 compara as forças de sustentação axial das amostras adicionais obtidas tanto pelo metamodelo quanto pelo modelo original THD do mancal de escora. Os resultados indicam uma alta semelhança entre ambos, confirmando a eficiência do metamodelo.

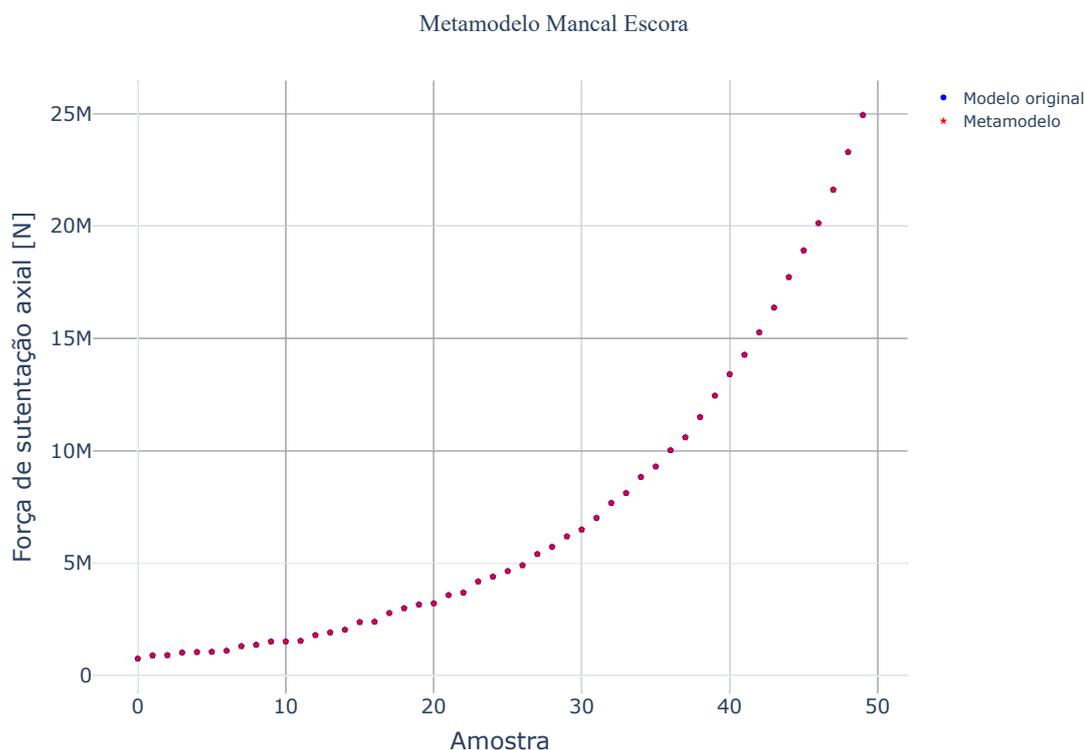


Figura 4.4: Comparação entre as forças axiais obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal de escora.

4.3 Metamodelo do mancal guia da turbina - Cilíndrico radial

Conforme discutido na Seção 3.2.3, o mancal guia da turbina é composto por quatro casquilhos similares. A simetria na geometria do mancal possibilitou a construção de seu metamodelo considerando apenas o primeiro quadrante. As respostas para os demais quadrantes são obtidas pela simulação no primeiro quadrante e subsequente rotação das coordenadas para obter os valores correspondentes. Essa abordagem de simetria reduziu significativamente o número de amostras necessárias para o desenvolvimento do metamodelo.

Os parâmetros de entrada para o metamodelo do mancal guia da turbina incluem a posição do centro do eixo no primeiro quadrante, a temperatura da cuba e a folga radial. As variáveis de saída são as forças de sustentação F_X e F_Y . Para a construção do metamodelo, foram utilizadas 9.000 amostras, cujos intervalos das variáveis de entrada são detalhados na Tab. 4.5.

A escolha de variações na excentricidade e no ângulo de atitude do eixo visa abranger todo o interior do mancal dentro do primeiro quadrante. O intervalo de temperatura foi estabelecido com base no histórico de operações da máquina, enquanto a faixa de folga radial foi definida

Tabela 4.5: Intervalo de projeto das variáveis de entrada do metamodelo do mancal guia da turbina.

Parâmetros	Intervalo
Excentricidade	[0,1; 0,9]
Ângulo de atitude do eixo	[0; 90] graus
Temperatura da cuba de óleo	[30; 50] °C
Folga radial	[250; 450] μm

para considerar possíveis desvios de montagem.

A validação foi realizada utilizando um total de 792 amostras extras não utilizadas no ajuste. A Tabela 4.6 apresenta a combinação das funções do melhor metamodelo e as métricas de precisão para as variáveis de saída.

Tabela 4.6: Configuração do metamodelo do mancal guia da turbina e métricas de precisão.

Variável de saída	Função polinomial	Função de correlação	RMSE	ERRO_{máx}
Força X	Ordem zero	Gaussiana	335 N	1312 N
Força Y	Ordem zero	Gaussiana	363 N	2036 N

A ordem das forças de sustentação é de 50 kN, o que, por meio das métricas de precisão, permite afirmar que o metamodelo do mancal guia da turbina possui uma boa representatividade. Para realizar uma análise visual da precisão do metamodelo, as Figs. 4.5 e 4.6 comparam as forças de sustentação nas direções X e Y , respectivamente, obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD original do mancal guia da turbina.

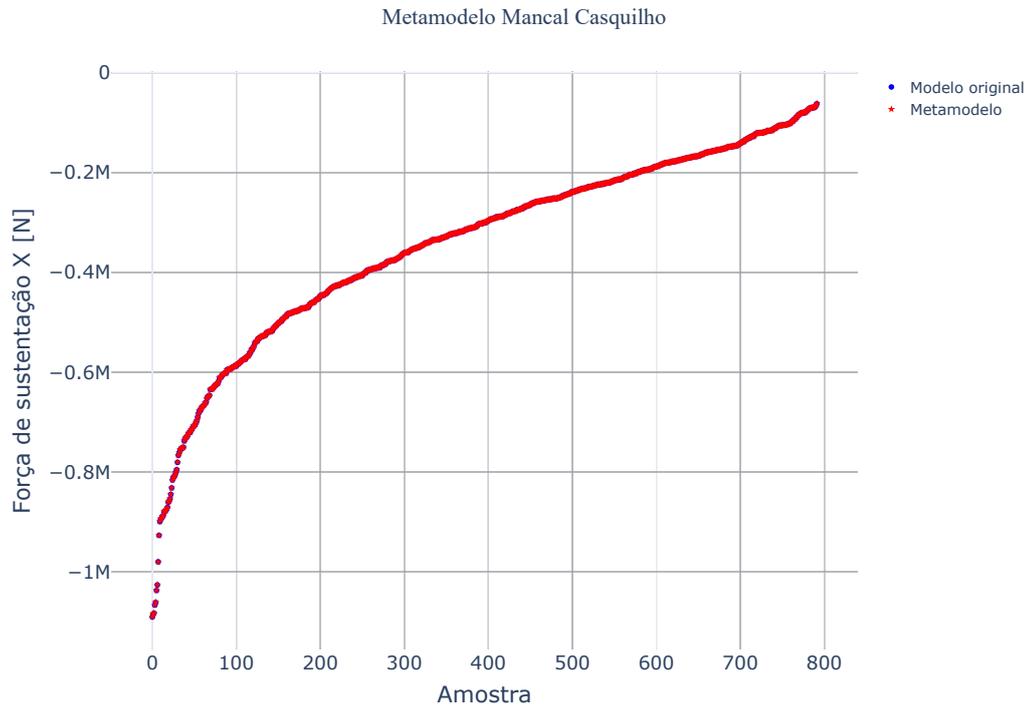


Figura 4.5: Comparação entre as forças na direção X obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal guia da turbina.

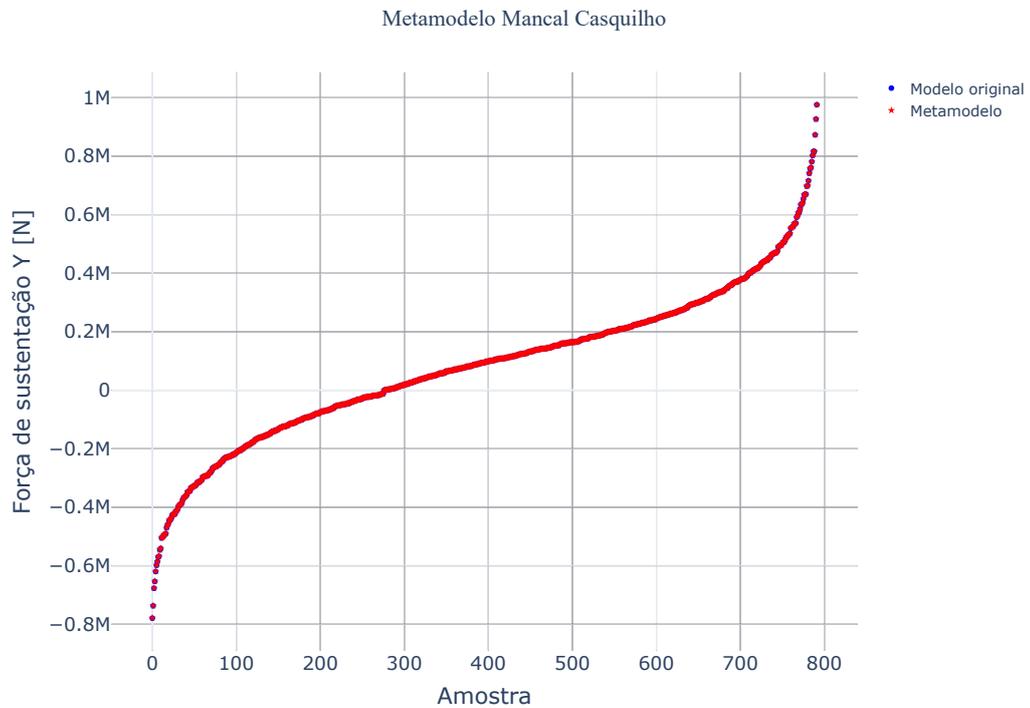


Figura 4.6: Comparação entre as forças na direção Y obtidas pelo metamodelo e pelo modelo THD do mancal guia da turbina.

Analisando as Figs. 4.5 e 4.6, verifica-se que as respostas do metamodelo se aproximam muito bem das respostas do modelo original, evidenciando a sua precisão.

4.4 Metamodelo do gerador

O metamodelo do gerador tem a função de estimar as forças eletromagnéticas em função da excentricidade do rotor em diferentes condições de operação. Conforme apresentado na Seção 3.1, as forças eletromagnéticas possuem um comportamento linear para excentricidades de até $10000\mu m$, o que permite representá-las por coeficientes equivalentes de força. Dessa forma, o metamodelo do gerador será ajustado para estimar esses coeficientes em função das correntes de campo, de armadura e da potência ativa. Para auxiliar na compreensão da construção do metamodelo, a Fig. 4.7 apresenta um fluxograma com cada uma das etapas.

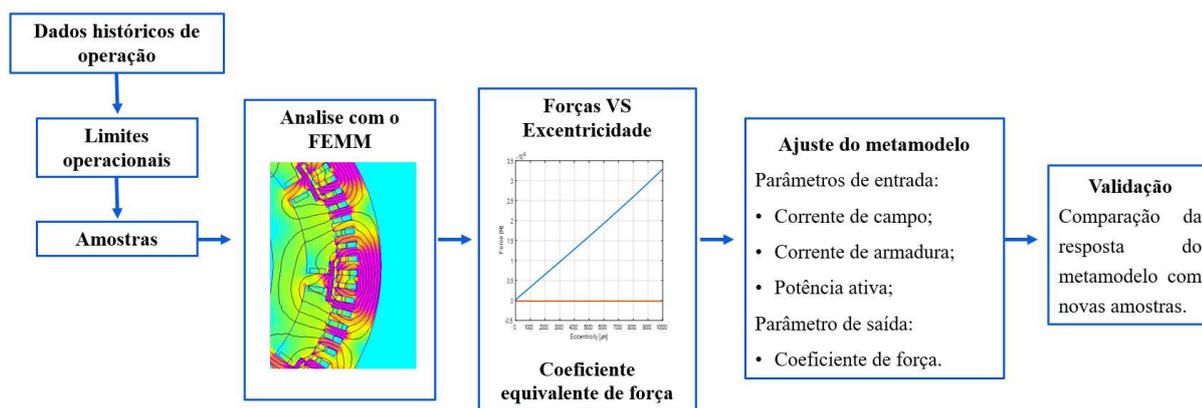


Figura 4.7: Fluxograma com as etapas para a construção do metamodelo do gerador.

Para a determinação dos limites de operação do gerador, foi realizado um levantamento histórico, no qual os valores encontrados para o intervalo de cada uma das variáveis estão apresentados na Tab. 4.7. Com base nos limites operacionais encontrados, determinou-se um conjunto de 39 amostras, contendo combinações diferentes de valores de corrente de campo, corrente de armadura e potência ativa do gerador.

Para cada uma dessas amostras, foi realizada uma análise com o método dos elementos finitos, utilizando o FEMM, para determinar a resposta de força em função da excentricidade e, posteriormente, o coeficiente equivalente. Em seguida, ajustou-se o metamodelo Kriging.

Tabela 4.7: Intervalo de projeto das variáveis de entrada do metamodelo do gerador.

Parâmetros	Intervalo
Corrente de armadura	[5000; 9400] A
Corrente de campo	[1600; 2630] A
Potência ativa	[115; 220] MW

A etapa de validação foi realizada com 14 amostras adicionais. A Figura 4.8 apresenta a curva V do gerador, na qual estão mostrados os dados históricos de operação, os limites encontrados, algumas amostras utilizadas no treinamento do metamodelo e as amostras de validação.

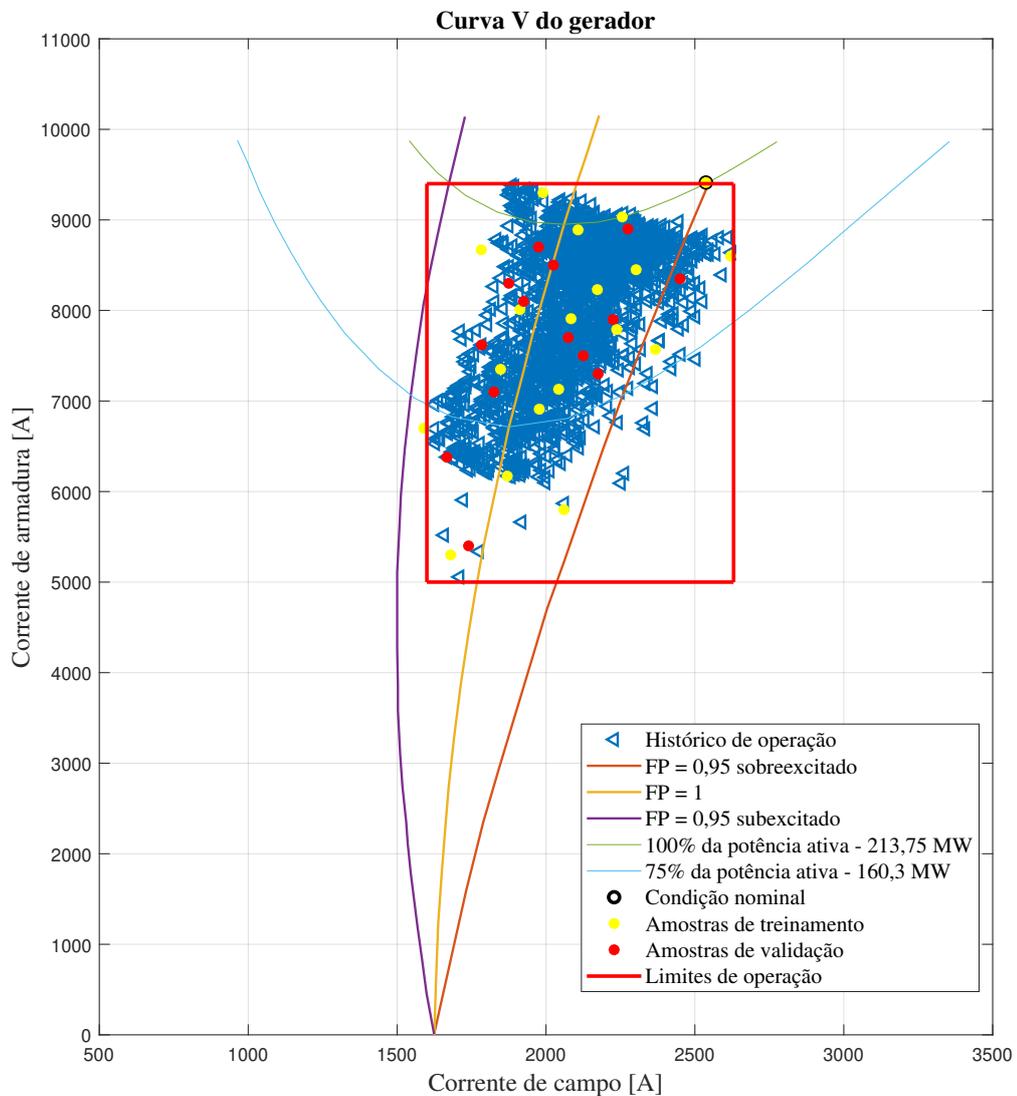


Figura 4.8: Diagrama “V” do gerador com dados históricos de operação, amostras e limites operacionais.

A combinação da melhor função polinomial e de correlação, assim como as métricas de erro do metamodelo do gerador, estão apresentadas na Tab. 4.8.

Tabela 4.8: Configuração do metamodelo do gerador e métricas de precisão.

Variável de saída	Função polinomial	Função de correlação	RMSE	ERRO _{máx}
Coefficiente de força	Primeira ordem	Gaussiana	2805 kN/m	5723 kN/m

A métricas de erro possuem valores relativamente baixos quando compara com a ordem de grandeza dos coeficientes equivalentes de força (320 MN/m), o que garante precisão do metamodelo. A Figura 4.9 apresenta a comparação entre as respostas obtidas pelo metamodelo e aquelas determinadas pelas simulações no FEMM para as amostras adicionais.

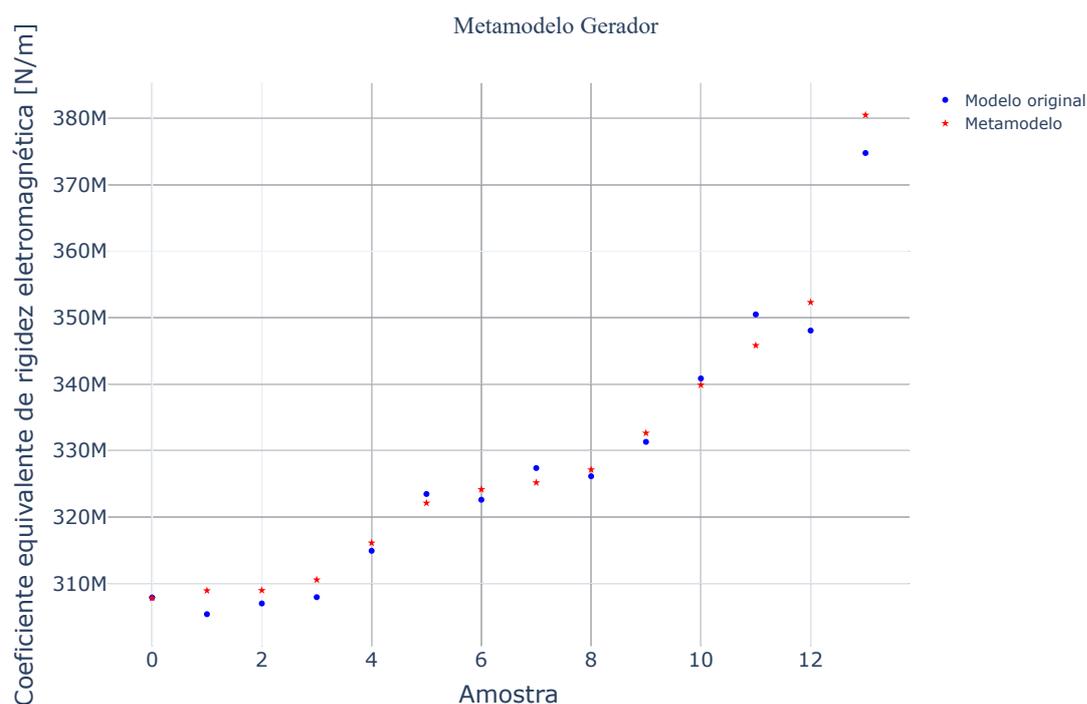


Figura 4.9: Comparação entre os coeficientes equivalentes de forças eletromagnéticas obtidas pelo metamodelo e pelas simulas com o FEMM.

Por meio da Fig. 4.9, é possível afirmar visualmente que as respostas do metamodelo do gerador se aproximam dos resultados obtidos pelo FEMM, reforçando a representatividade do metamodelo.

CAPÍTULO V

RESULTADOS MODELO MULTIFÍSICO DA UNIDADE GERADORA

Este capítulo é dedicado à apresentação de como cada um dos componentes da UG de Foz do Chapecó foram representados no modelo multifísico. Além disso, discute os resultados obtidos com esse modelo e os compara com os sinais de vibração reais obtidos por proxímetros instalados na UG. A comparação visa validar a precisão e a confiabilidade do modelo desenvolvido, além de identificar possíveis diferenças e suas causas.

5.1 Descrição dos componentes e da montagem do modelo da UG

O modelo da UG é composto por diversos componentes interligados, representados por meio de modelos de eixos, discos, massas concentradas, coeficientes de rigidez e amortecimento, e forças externas.

O eixo é o elemento central da UG e é modelado por elementos finitos, utilizando a viga de Timoshenko com seis graus de liberdade por nó. Ele é responsável por transmitir o movimento entre os demais componentes. Os discos e as massas concentradas são elementos de inércia dispostos ao longo do eixo e são fundamentais para o equilíbrio e a distribuição das massas no modelo completo. As forças externas são aplicadas para representar as forças de sustentação geradas pelos mancais hidrodinâmicos e os esforços hidráulicos que agem na turbina.

A Figura 5.1 apresenta a representação do modelo completo discretizado, juntamente com a indicação de cada um dos componentes, ao lado de uma representação esquemática da UG.

O sistema foi modelado com 27 elementos finitos, nos quais os componentes estão posicionados nos nós.

O primeiro componente é a válvula de aeração, representada como uma massa concentrada

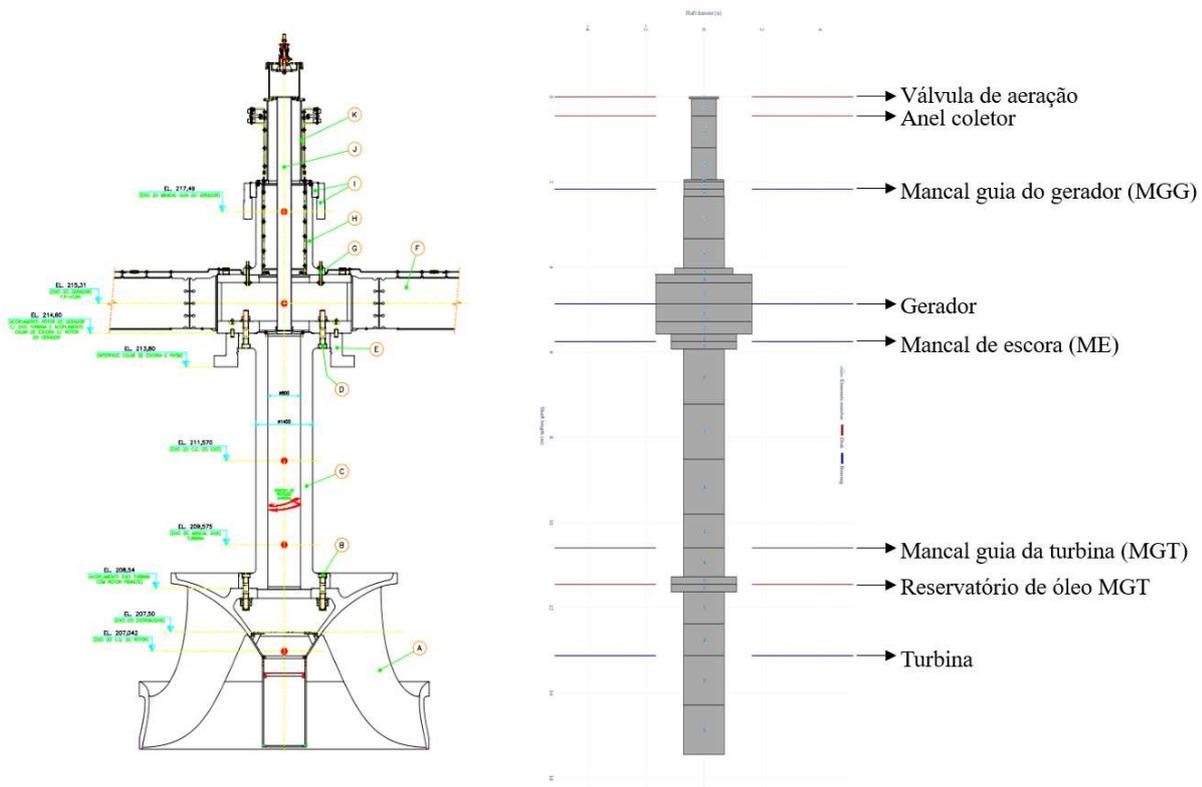


Figura 5.1: Representação da discretização da UG.

de 1500 kg. O segundo componente é o anel coletor, representado por uma massa concentrada de 2205,5 kg.

O terceiro componente é o mancal guia do gerador (MGG), um mancal segmentado radial representado por meio de forças externas, determinadas a cada instante de tempo pelo seu metamodelo.

O quarto componente é o gerador, cujos parâmetros de inércia são representados por elementos de disco e massa concentrada, com $m = 4,8 \cdot 10^5$ kg, $I = 1,9 \cdot 10^7$ kg·m² e $I_p = 3,8 \cdot 10^7$ kg·m². Já as forças eletromagnéticas são representadas por meio de coeficientes equivalentes negativos, determinados pelo seu metamodelo de acordo com as condições de operação da máquina, corrente de campo, corrente de armadura e potência ativa.

O quinto componente é o mancal de escora (ME), representado por meio de forças externas axiais determinadas a cada instante de tempo por seu metamodelo. O colar de escora é retratado por uma massa concentrada de 22490,8 kg.

O sexto componente é o mancal guia da turbina (MGT), um mancal cilíndrico radial composto por quatro casquilhos, representado por forças externas atualizadas a cada instante de tempo por meio de seu metamodelo.

O sétimo componente é o reservatório de óleo do MGT, que rotaciona juntamente com o eixo, representado por uma massa concentrada de 6120 kg.

O décimo componente é a turbina, cujos parâmetros de inércia são representados por elementos de disco e massa concentrada, com $m = 1,2 \cdot 10^5$ kg, $I_p = 19,6 \cdot 10^5$ kg·m² e $I = 9,8 \cdot 10^5$ kg·m². Já as forças hidráulicas são representadas por forças externas determinadas com simulações em CFD.

É importante destacar que, na montagem do modelo completo da UG, todos os submodelos tiveram seus sistemas de referência adaptados para respeitar a orientação dos sistemas de coordenadas utilizados para descrever o eixo em elementos finitos. Nesse contexto, as coordenadas X e Z definem o plano perpendicular à direção axial, enquanto Y representa a direção axial. O eixo Z tem a orientação positiva no sentido de montante para jusante, o eixo X é definido perpendicular a Z no sentido de rotação do eixo, e o eixo Y tem o sentido positivo de cima para baixo. A Figura 5.2 apresenta uma representação esquemática do sistema de coordenadas utilizado.

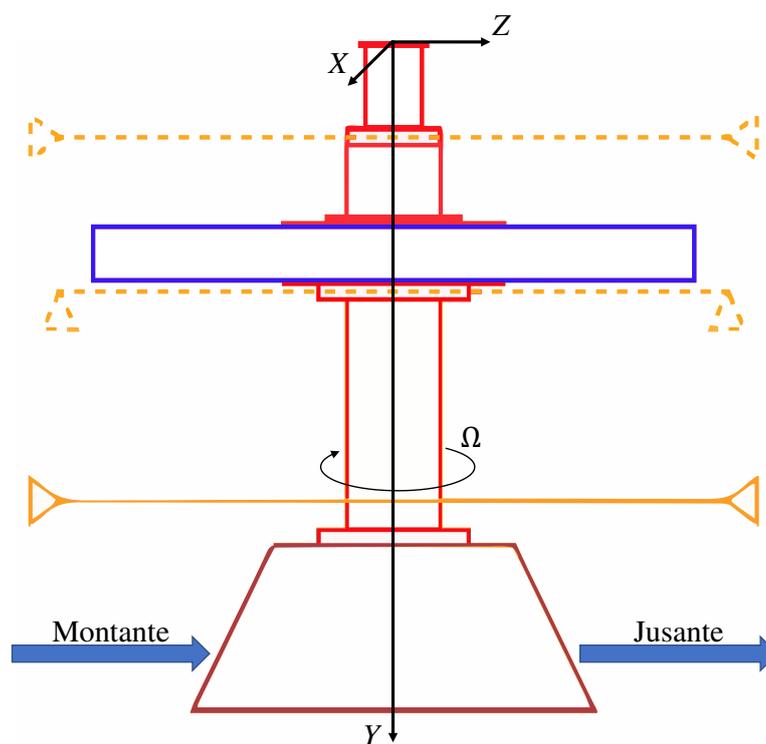


Figura 5.2: Sistema de coordenadas do modelo completo da UG.

5.2 Comparação entre os resultados numéricos e experimentais

Como base para comparações dos resultados obtidos pelo modelo completo da UG, foram utilizados os dados obtidos por proximímetros instalados no sistema. A UG possui cinco proximímetros instalados: dois posicionados logo acima do mancal guia da turbina, que medem os deslocamentos radiais nas direções Z e X ; dois posicionados acima do gerador e abaixo do mancal guia do gerador, que também medem os deslocamentos radiais nas direções Z e X ; e um posicionado no topo do sistema, que mede o deslocamento axial na direção Y .

Para auxiliar na comparação, foram criados nós no modelo da UG nas mesmas posições dos proximímetros instalados. Os deslocamentos nesses nós foram então comparados com os dados medidos. O primeiro nó está associado ao proximímetro axial, o oitavo nó aos proximímetros radiais abaixo do mancal guia do gerador, e o décimo nono nó aos proximímetros radiais acima do mancal guia da turbina. A Figura 5.3 apresenta uma representação da UG, sua discretização e o posicionamento dos proximímetros.

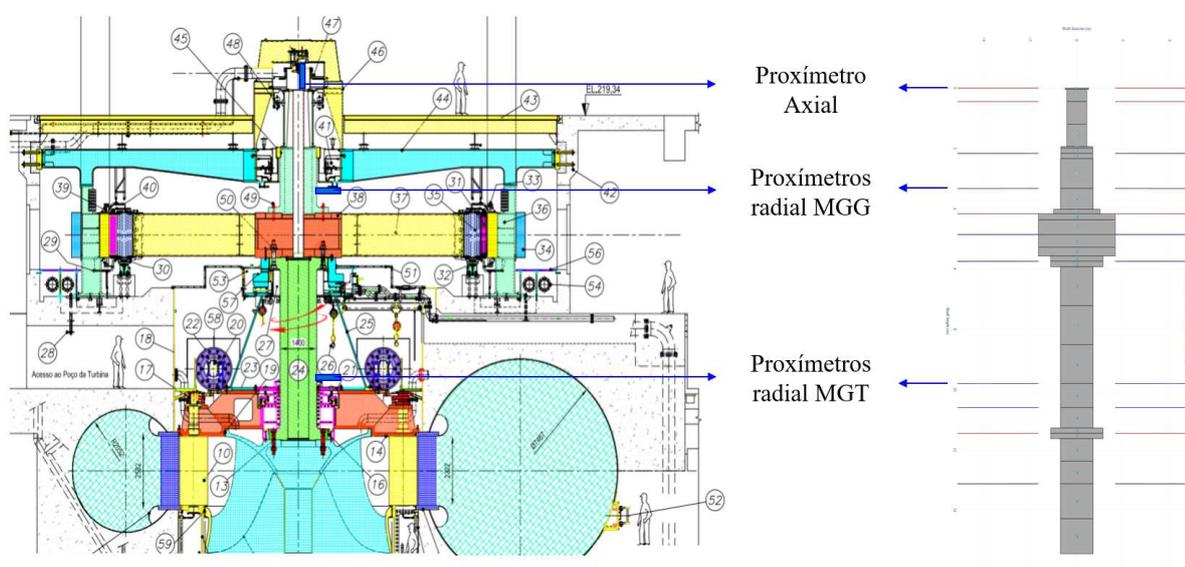


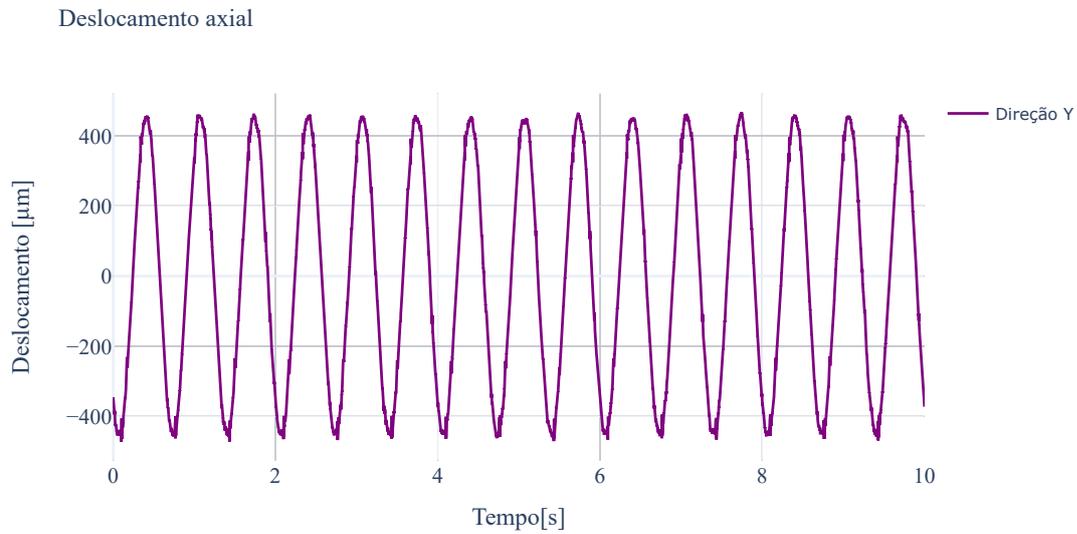
Figura 5.3: Posicionamento dos proximímetros na UG.

Os parâmetros utilizados para as análises são referentes ao funcionamento padrão na condição nominal de operação da UG, apresentados na Tab. 5.1.

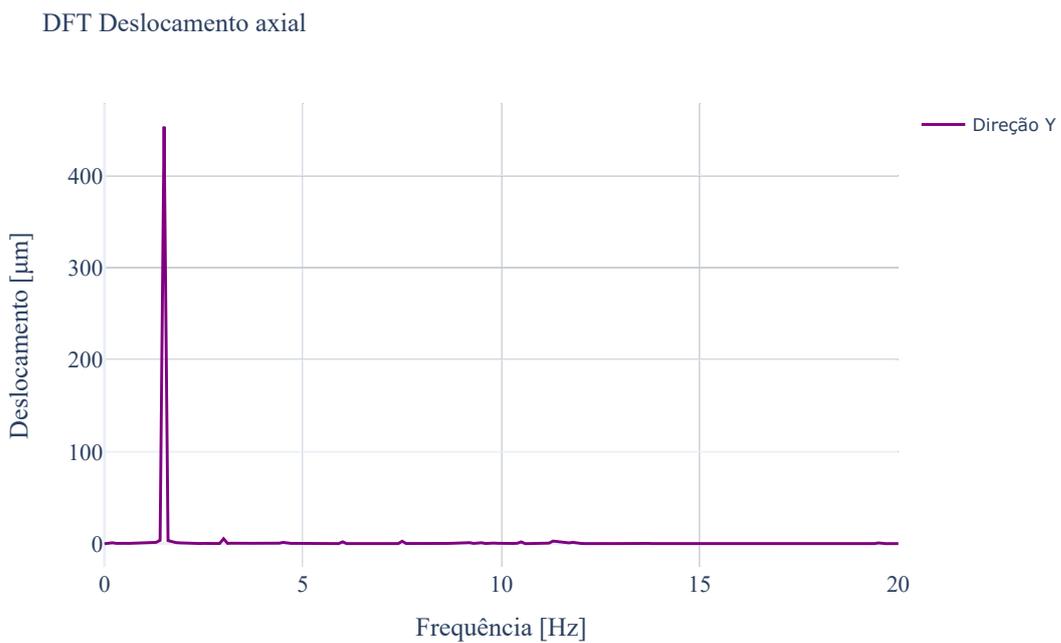
Tabela 5.1: Parâmetros nominais de operação da UG.

Parâmetros	Valores
Potência ativa	213,75 MW
Corrente de campo	2537 A
Corrente de armadura [RMS]	9413 A
Temperatura da cuba MGG	45 °C
Temperatura da cuba ME	40 °C
Temperatura da cuba MGT	49 °C
Vazão na caixa espiral	483,5 m^3/s

A seguir são apresentados os deslocamentos médios na UG. A Figura 5.4 mostra os deslocamentos medidos no proxímetro axial, no domínio do tempo (a) e no domínio da frequência (b). É possível visualizar que a amplitude de vibração axial de zero a pico é da ordem de 455 μm e que a frequência com mais energia é de 1,5 Hz, associada à velocidade de rotação da máquina.



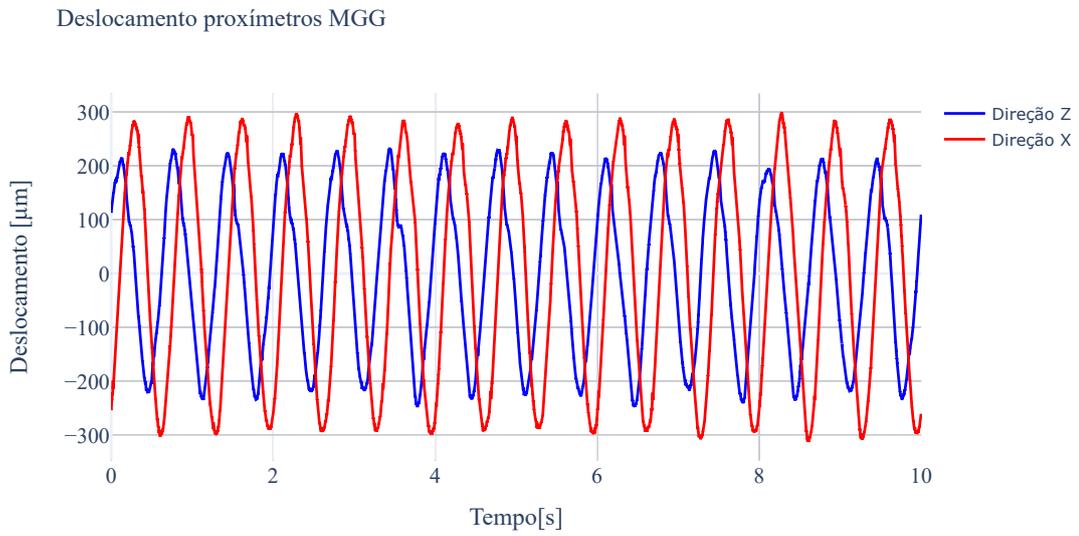
(a)



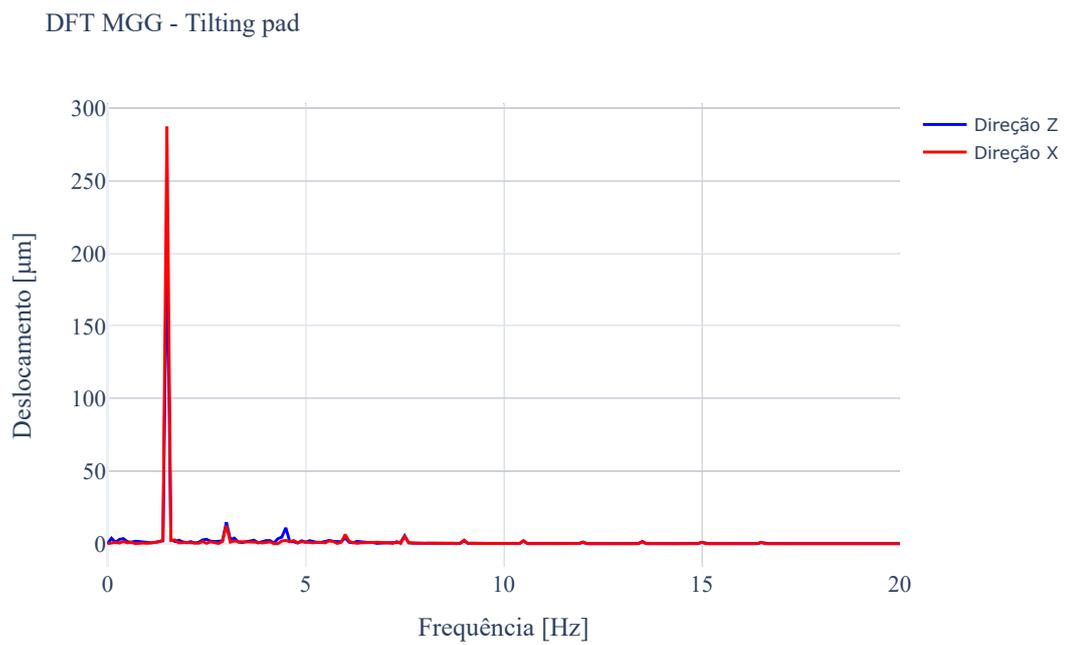
(b)

Figura 5.4: Deslocamento axial (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

Os deslocamentos medidos pelos proxímetros próximos ao mancal guia do gerador e no mancal guia da turbina podem ser vistos nas Figs. 5.5 e 5.6, onde (a) é o sinal temporal e (b) é a Transformada Discreta de Fourier (DFT).



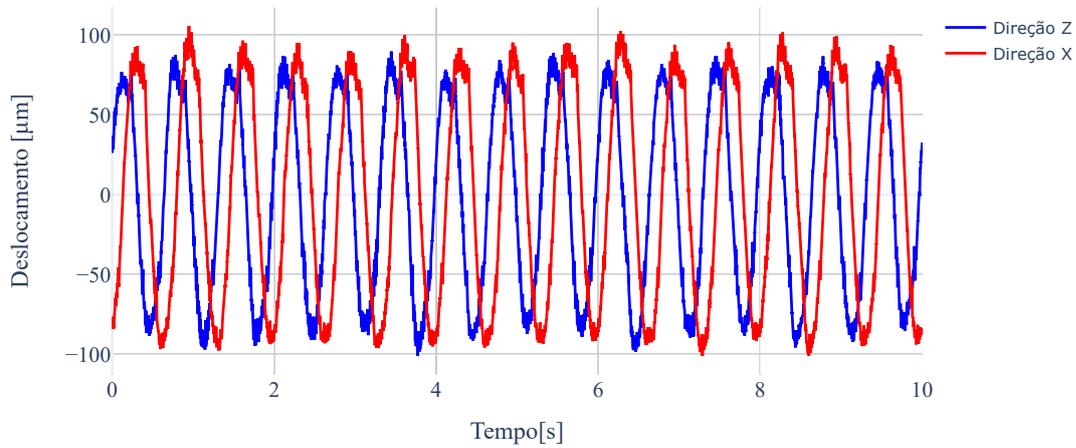
(a)



(b)

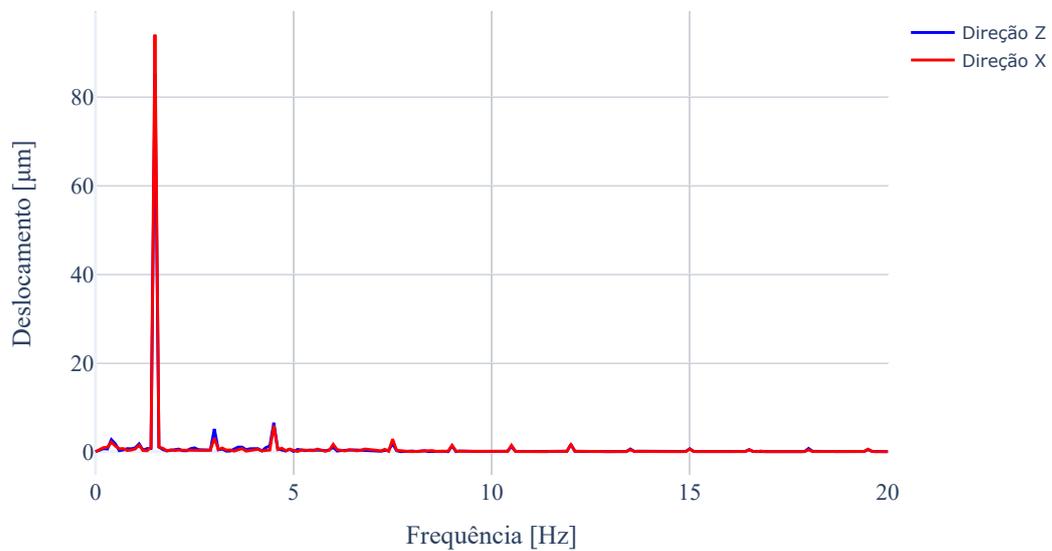
Figura 5.5: Deslocamentos medidos pelos proximetros do MGG (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

Deslocamento proxímetros MGT



(a)

DFT MGT - Cilindrico



(b)

Figura 5.6: Deslocamentos medidos pelos proxímetros do MGT (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

Note que as amplitudes de vibração do mancal guia do gerador (MGG) são de 290 μm na direção X e 210 μm na direção Z . A frequência com maior energia é a de 1,5 Hz (1X), correspondente a velocidade de rotação da máquina. Também são identificadas componentes

harmônicas em 2X e 3X, com amplitudes de, aproximadamente, 12 μm .

Já próximo ao mancal guia da turbina (MGT), as amplitudes de vibração são de 95 μm na direção X e 85 μm na direção Z. Além disso, as componentes harmônicas em 2X e 3X apresentam amplitudes na ordem de 7 μm .

As órbitas da movimentação do eixo podem ser observadas na Fig. 5.7. Na qual, em vermelho, está a órbita na posição do proxímetro do MGT, e em azul, na posição do proxímetro do MGG.

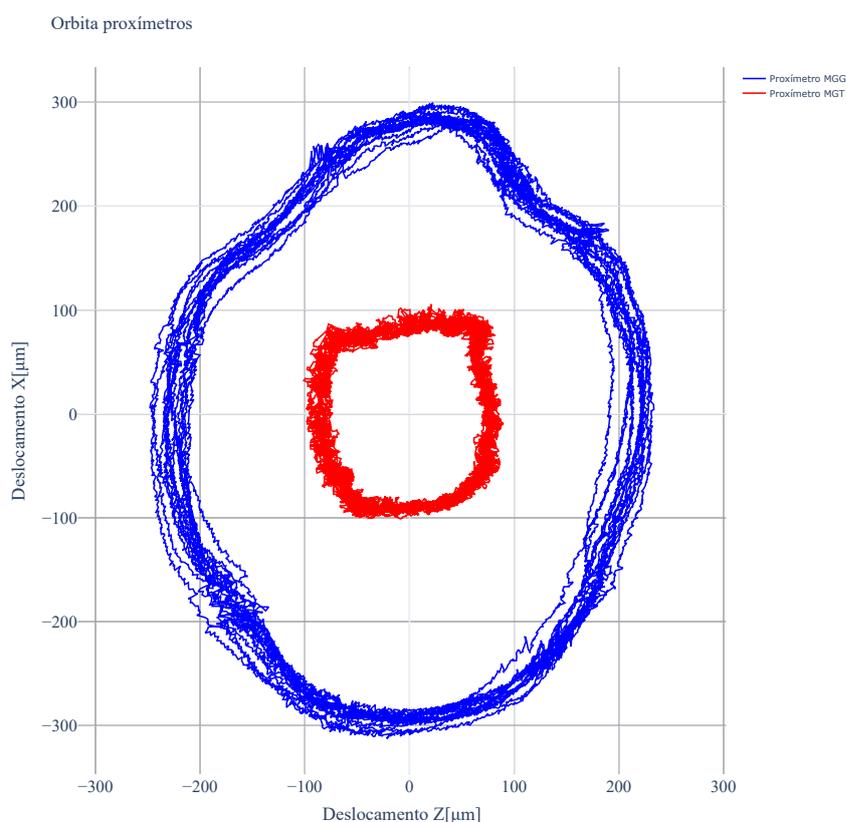
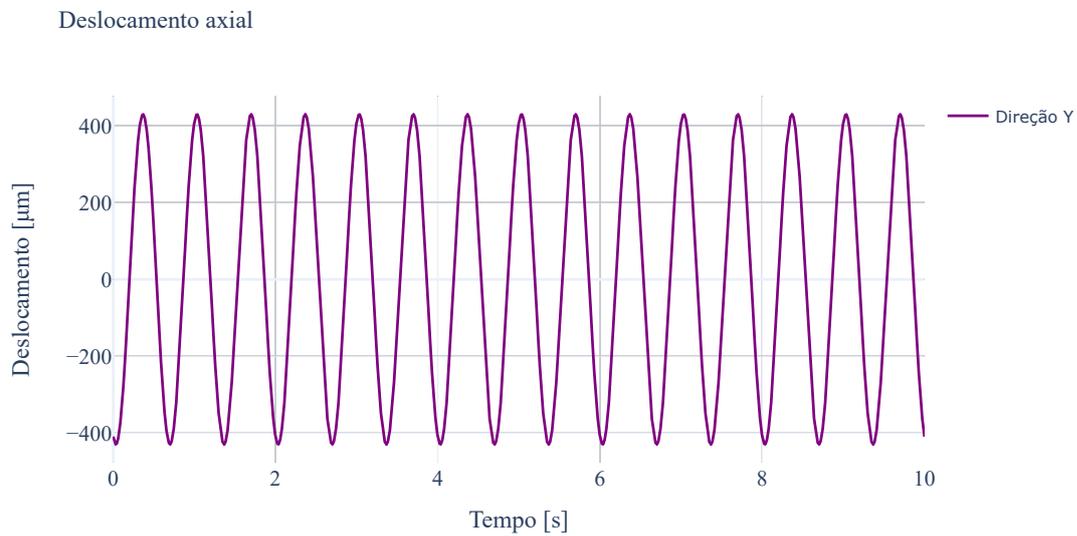


Figura 5.7: Orbitas operacionais da UG.

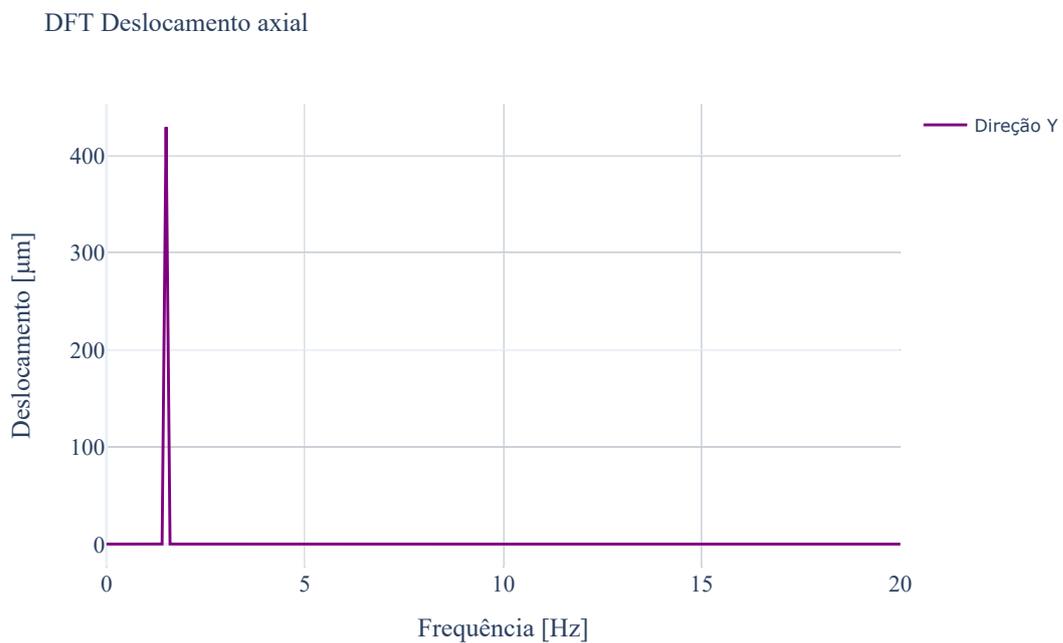
Para as simulações iniciais do modelo completo da UG, foram utilizados nos mancais radiais os valores de folga radial de projeto fornecidos pelo fabricante. No MGG, a folga radial é uniforme para todos os segmentos, com 250 μm , e no MGT, a folga é de 300 μm . O desbalanceamento mecânico foi inserido no gerador e na turbina. O desbalanceamento do gerador foi de 1000 $\text{kg} \cdot \text{m}$ e o da turbina de 100 $\text{kg} \cdot \text{m}$, ambos com um ângulo de 0°.

Os resultados obtidos pelo modelo multifísico, considerando as folgas radiais de projeto, estão apresentados a seguir. A Figura 5.8 representa o deslocamento axial, a Fig. 5.9 os deslocamentos na posição do MGG, a Fig. 5.10 os deslocamentos na posição do proxímetro do MGT, e as

Fig. 5.11 as órbitas bidimensionais.

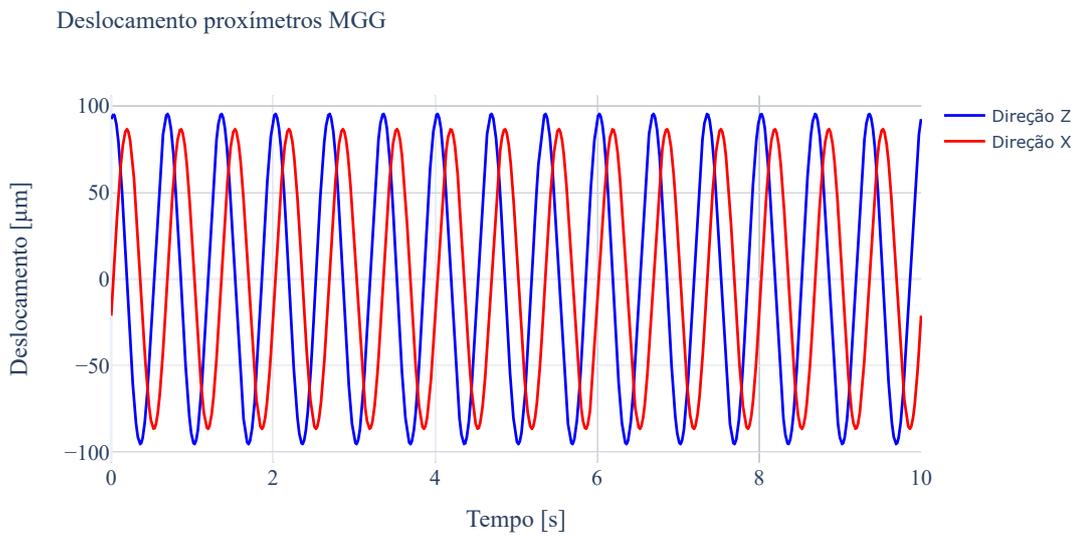


(a)

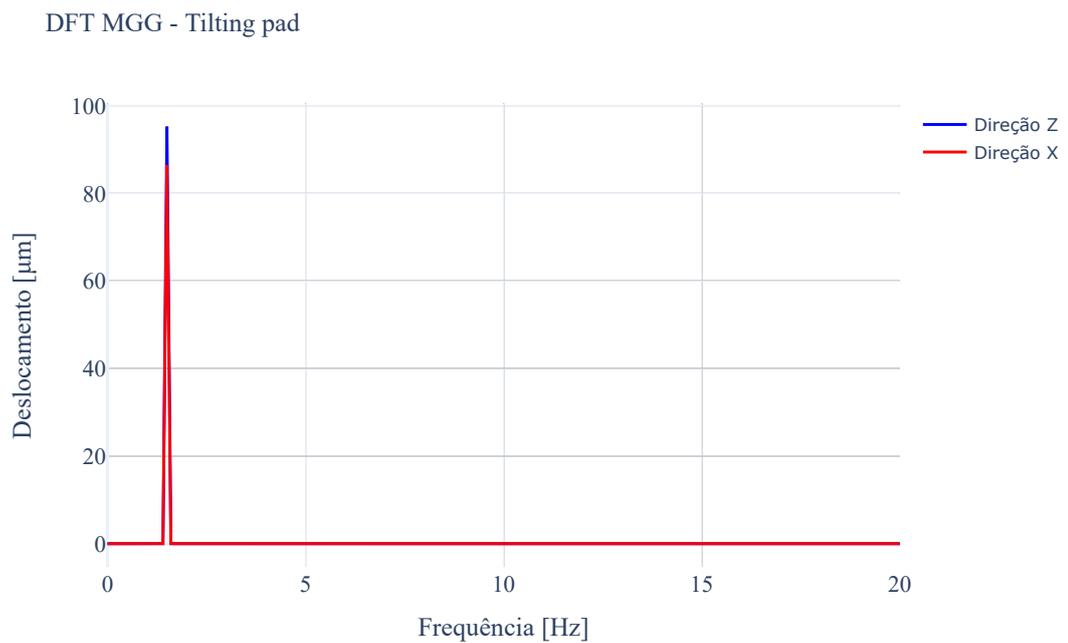


(b)

Figura 5.8: Deslocamento axial numérico obtido pelo modelo com folgas radiais de projeto (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.



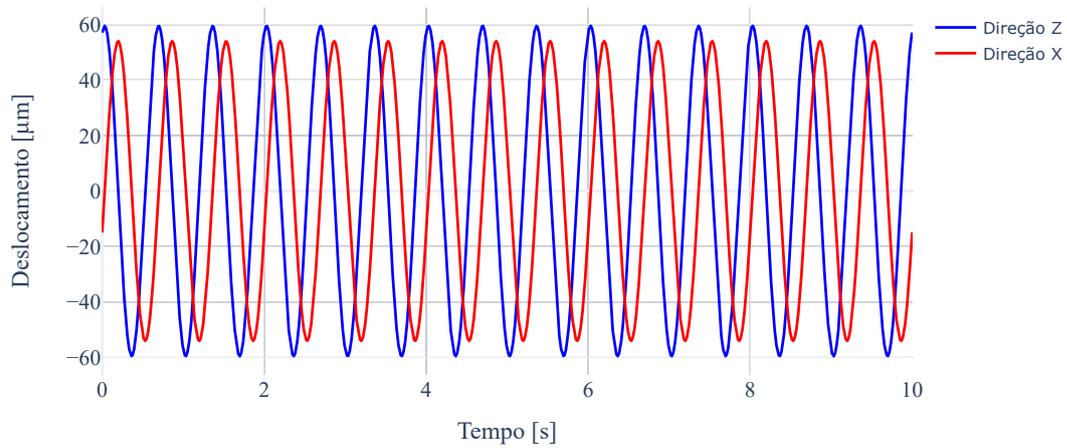
(a)



(b)

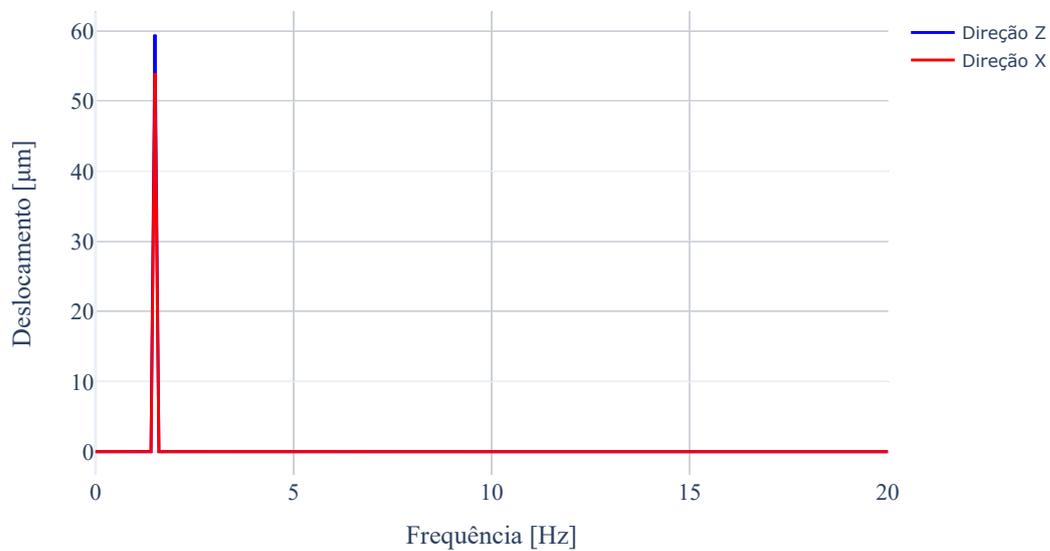
Figura 5.9: Deslocamentos numérico na posição dos proxímetros do MGG obtidos pelo modelo com folgas radiais de projeto (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

Deslocamento proxímetros MGT



(a)

DFT MGT - Cilindrico



(b)

Figura 5.10: Deslocamentos numérico na posição dos proxímetros do MGT obtidos pelo modelo com folgas radiais de projeto (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

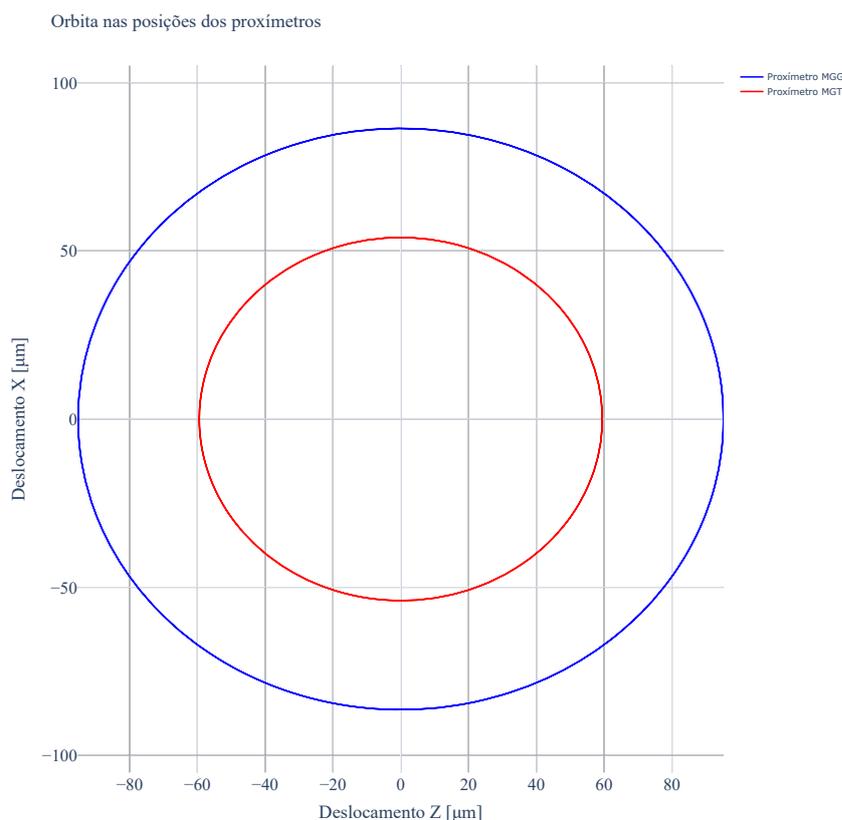


Figura 5.11: Orbitas bidimensionais numéricas obtidas pelo modelo com folgas radiais de projeto.

Nota-se que a amplitude de vibração na direção axial é da ordem de $430\ \mu\text{m}$, muito próximo do obtido na máquina. No entanto, as amplitudes de vibração radiais determinadas pelo modelo são muito inferiores aos valores medidos na UG. Mesmo aumentando o desbalanceamento nos dois planos, não foi possível obter valores próximos aos reais, até porque as vibrações radiais na UG estão superiores à folga radial de projeto do MGG.

Para avaliar o motivo dessa amplitude excessiva de vibração, principalmente próximo ao MGG, uma das hipóteses é que ocorreu um erro nas montagens dos segmentos do mancal, acarretando desvios na folga radial. Para averiguar essa hipótese, o eixo da UG foi centralizado em relação ao MGT e com calibres e micrômetros, a folga radial de cada um dos segmentos do mancal guia do gerador foi aferida. Constatou-se desvios de montagem, com folgas radiais maiores do que as especificadas no projeto e segmentos com folgas radiais distintas entre si. Os valores das folgas de cada um dos segmentos encontradas estão apresentados na Tab. 5.2.

Com base nos valores de folga do MGG apresentados na Tab. 5.2, o modelo multifísico da UG foi atualizado com o intuito de ajustar melhor os resultados. A possibilidade de utilizar

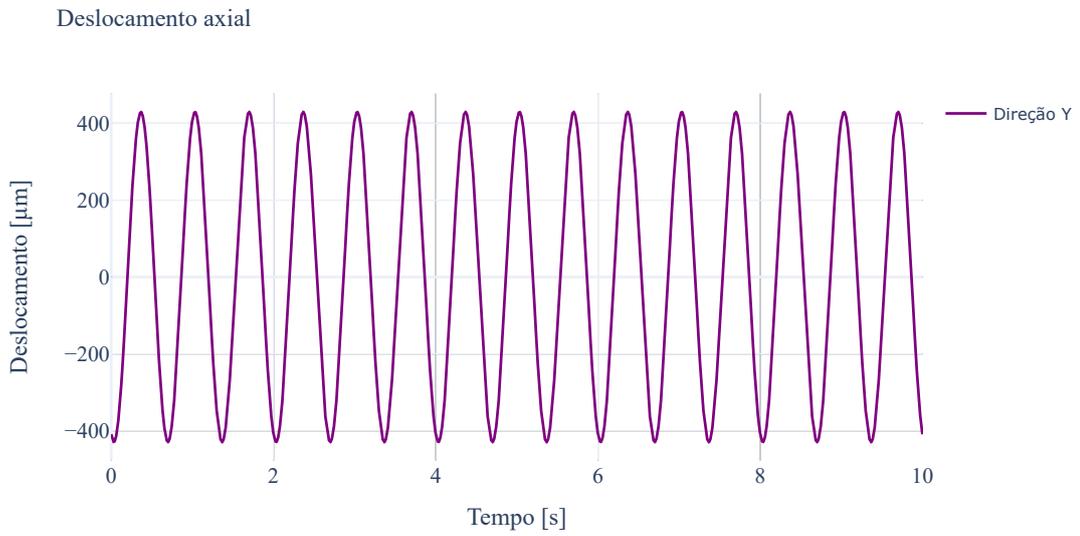
Tabela 5.2: Folgas radiais medidas do mancal guia do gerador.

Segmento	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Folga radial [μm]	386	443	721	814	443	443	407	443	407	443	407	443

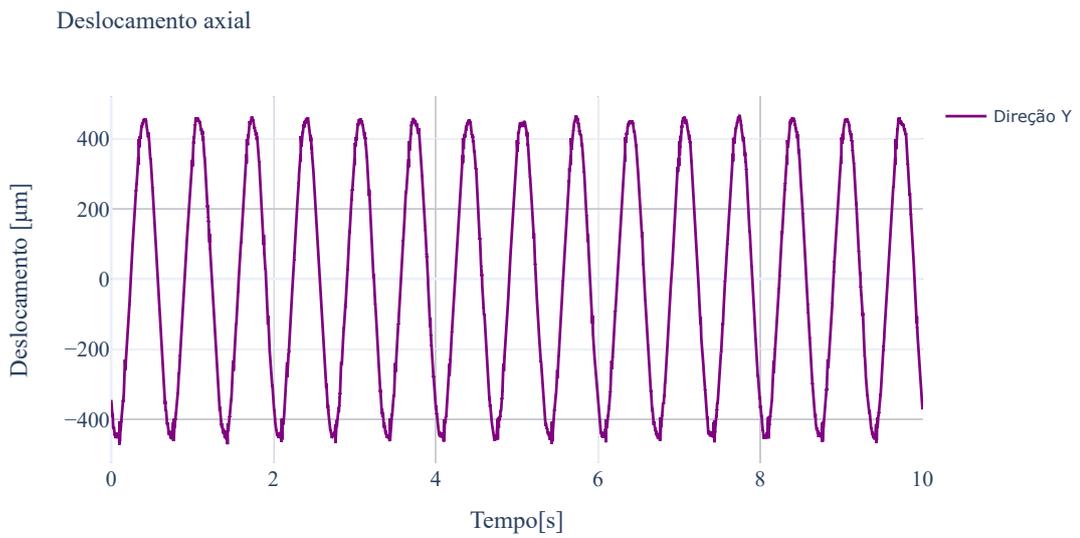
folgas radiais distintas em cada um dos segmentos só foi possível porque, como apresentado na Seção 4.1, o metamodelo foi criado para cada uma das sapatas separadamente, e a resposta é obtida no seu referencial móvel.

Os parâmetros operacionais e o desbalanceamento permaneceram os mesmos, sendo a atualização feita apenas nas folgas radiais do MGG. Os resultados numéricos obtidos com a atualização do modelo estão apresentados nas Figs. 5.12 (a) a 5.18 (a). Para auxiliar na comparação, os deslocamentos reais medidos na UG também estão nas Figs. 5.12 (b) a 5.18 (b).

Os deslocamentos axiais da UG, nos domínios do tempo e da frequência, estão apresentados nas Figs. 5.12 e 5.13. Observa-se que a amplitude de vibração axial praticamente não se alterou com a atualização, como esperado, uma vez que apenas o MGG, que exerce forças na direção radial, foi modificado. A amplitude de vibração axial determinada numericamente é de $430\mu m$, o que representa um erro relativo de aproximadamente 5,9% em relação à vibração real medida na UG.

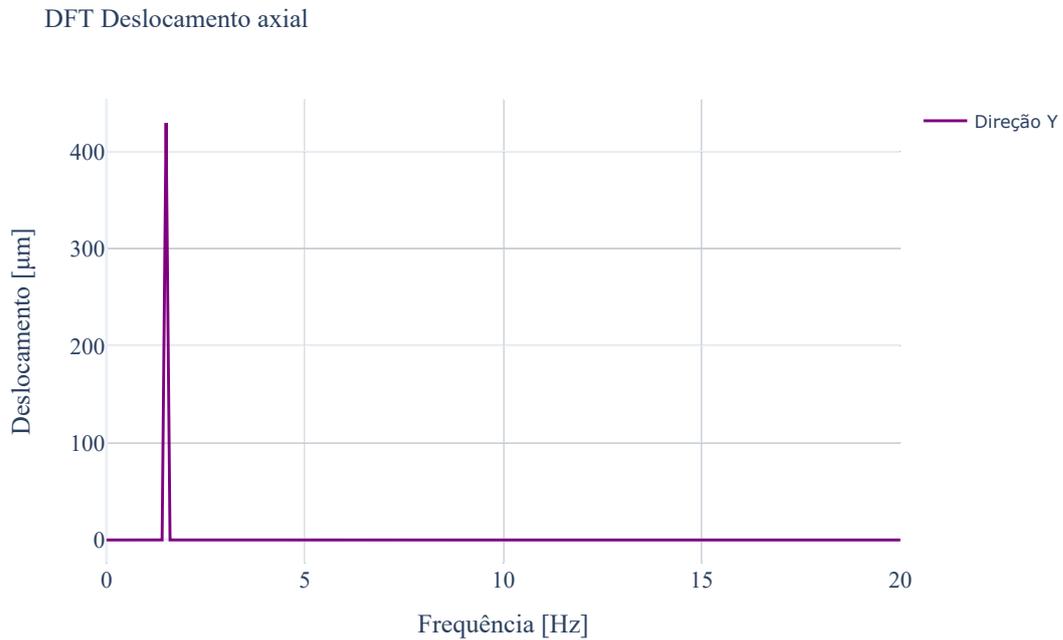


(a)

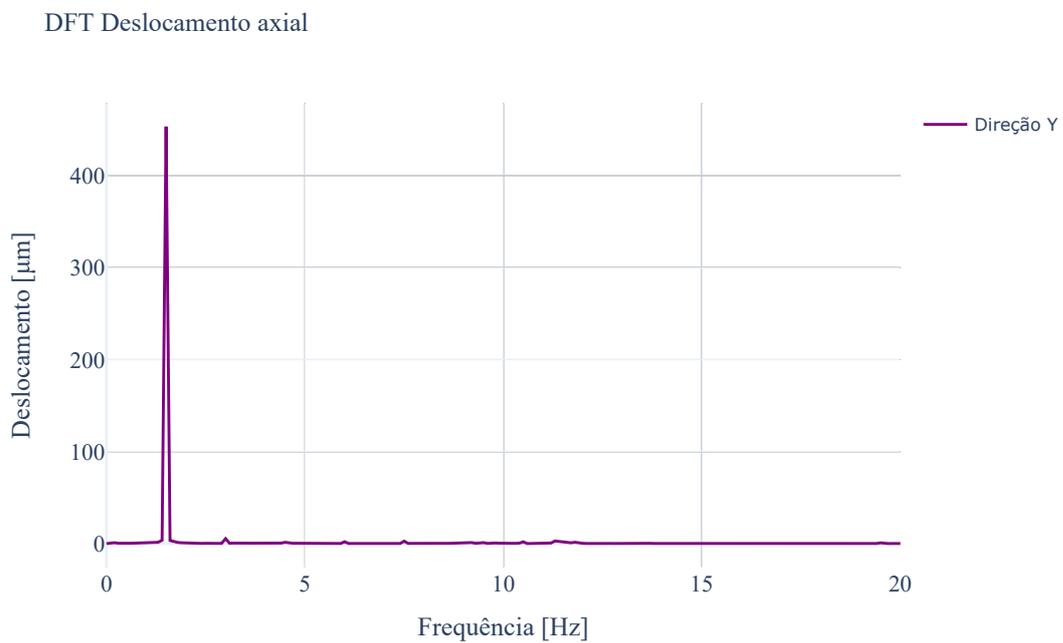


(b)

Figura 5.12: Deslocamento axial no domínio do tempo (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.



(a)

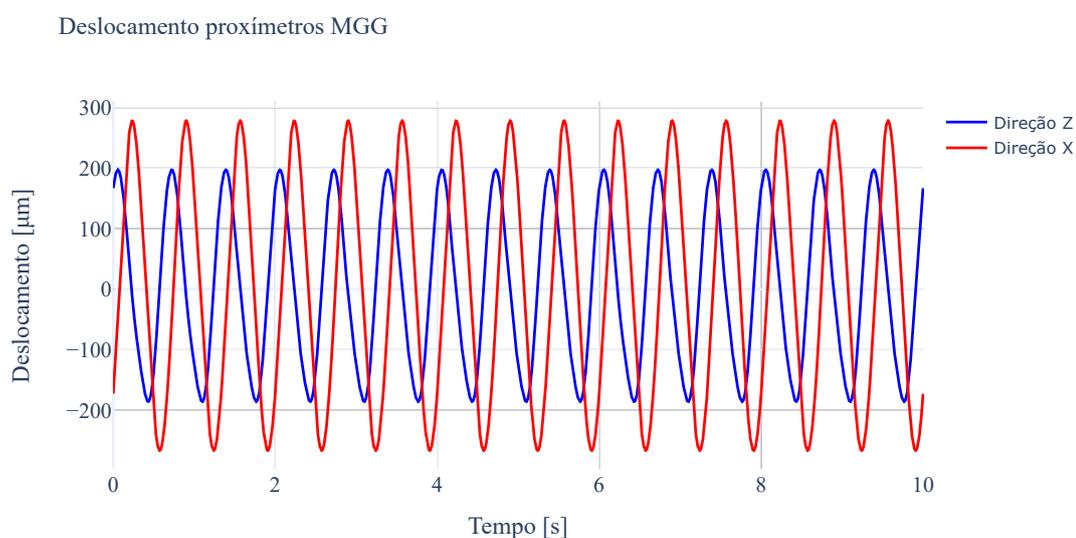


(b)

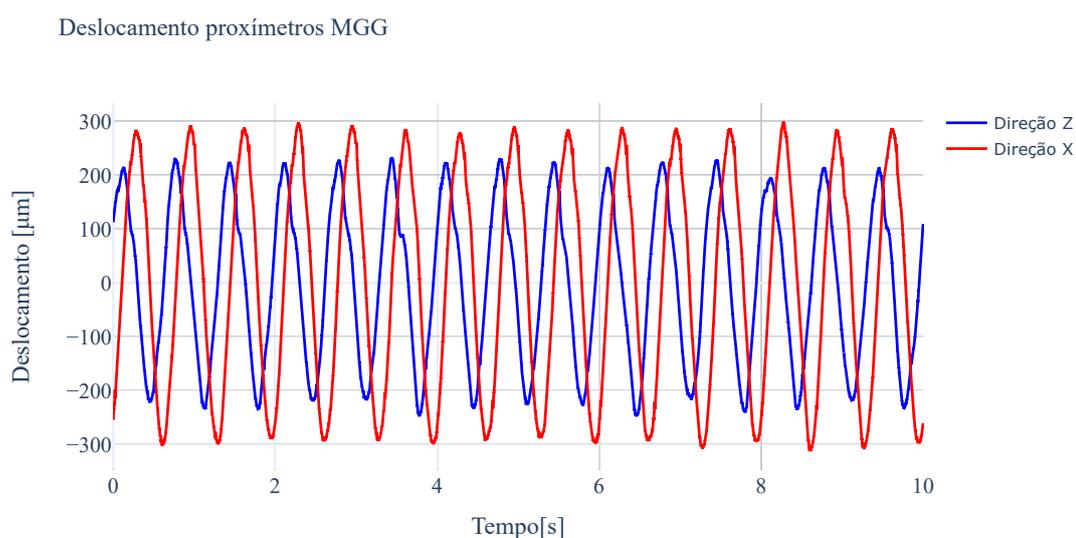
Figura 5.13: Deslocamento axial no domínio da frequência (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.

Nas Figuras 5.14 e 5.15, pode-se observar o deslocamento radial temporal no proxímetro

do MGG e a DFT desse sinal. Os sinais numéricos estão muito mais próximos dos reais. As amplitudes de zero a pico são de 278 μm na direção X e 198 μm na direção Z , enquanto os valores reais são de 289 μm em X e 224 μm em Z , resultando em erros relativos de 3,8% e 11,3%, respectivamente. O sinal numérico possui componentes harmônicas em $2X$ e $3X$ próximos aos valores reais, no entanto possuem amplitudes próximas a zero para os demais múltiplos da velocidade de rotação.



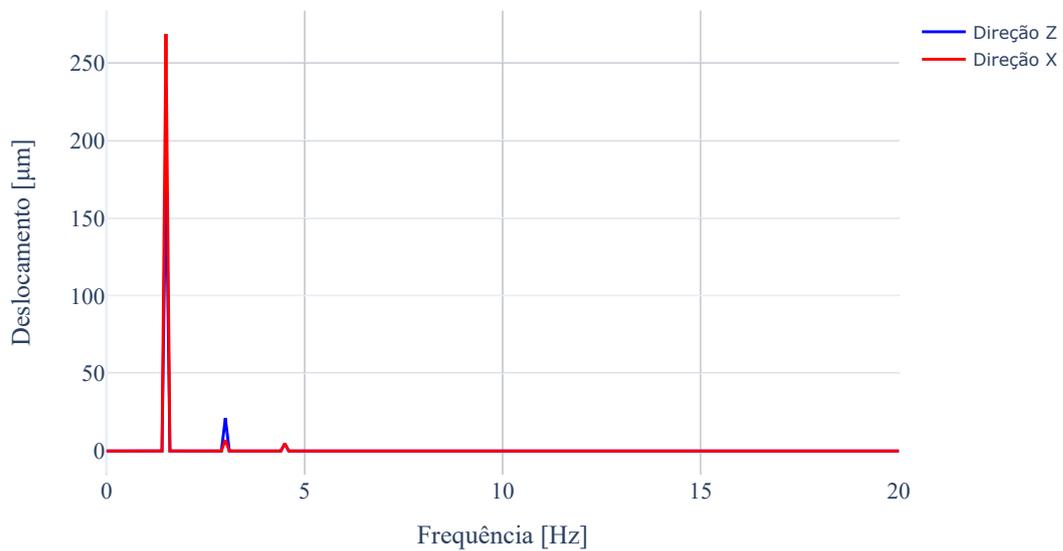
(a)



(b)

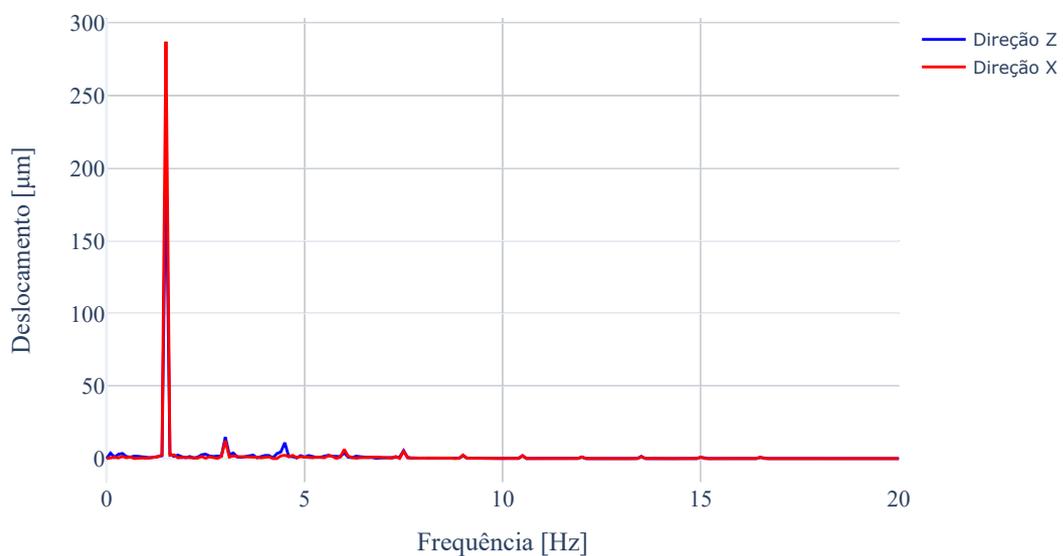
Figura 5.14: Deslocamentos radial no domínio do tempo na posição dos proximetros do MGG (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.

DFT MGG - Tilting pad



(a)

DFT MGG - Tilting pad

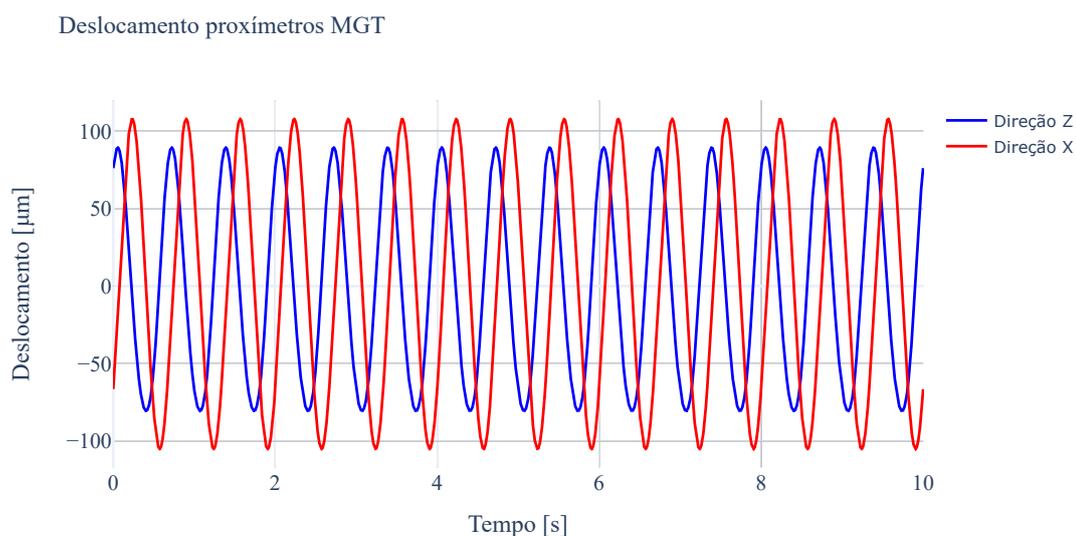


(b)

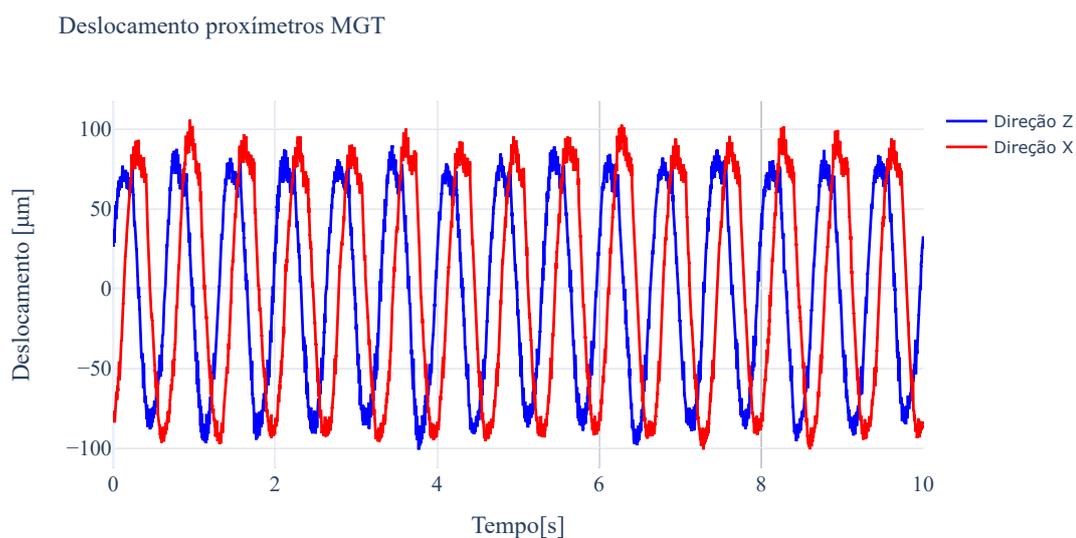
Figura 5.15: Deslocamentos radial no domínio da frequência na posição dos proxímetros do MGG (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.

As amplitudes de vibração no proxímetro do MGT, tanto no domínio do tempo quanto da

frequência, estão apresentados nas Figs. 5.16 e 5.17. Os valores numéricos estão próximos dos reais, com amplitudes de zero a pico de $107,7 \mu\text{m}$ em X e $89,9 \mu\text{m}$ em Z , enquanto os valores reais são de $96,5 \mu\text{m}$ em X e $86,3 \mu\text{m}$ em Z , resultando em erros relativos de $11,6\%$ e $4,2\%$, respectivamente. Nos espectros de frequência, a amplitude em $2X$ está próxima, mas em $3X$, a amplitude do sinal real é significativamente maior.



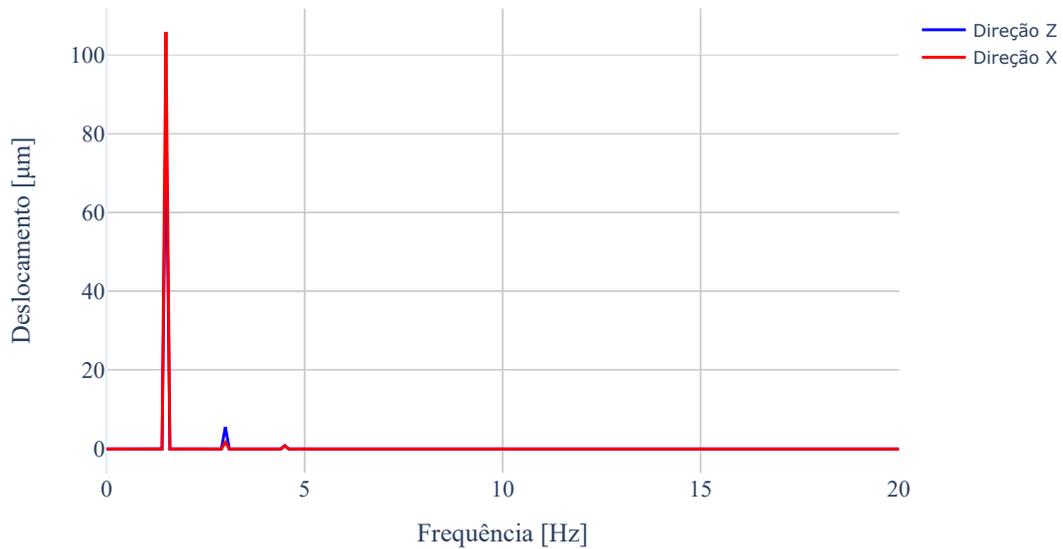
(a)



(b)

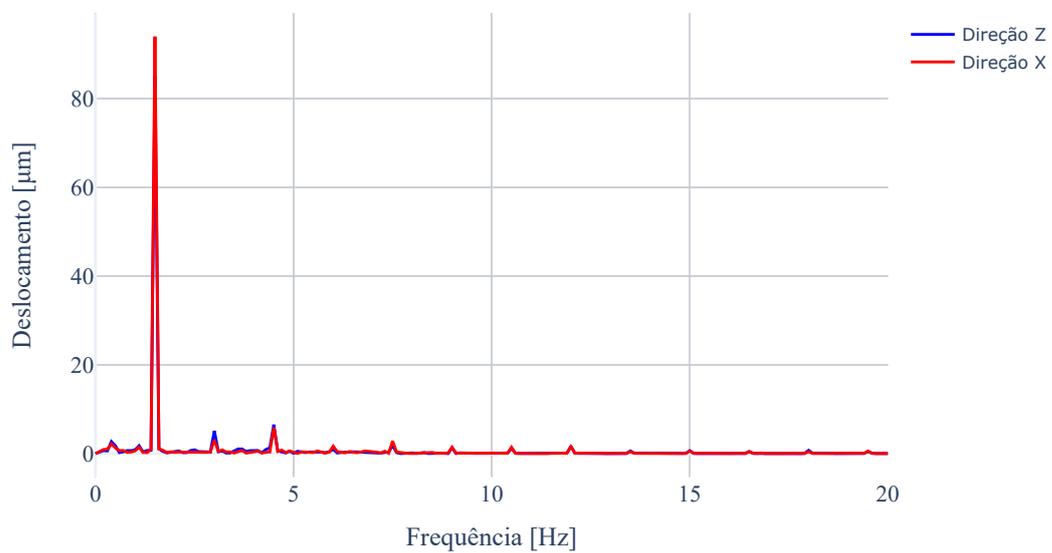
Figura 5.16: Deslocamentos radial no domínio do tempo na posição dos proximetros do MGT (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.

DFT MGT - Cilindrico



(a)

DFT MGT - Cilindrico

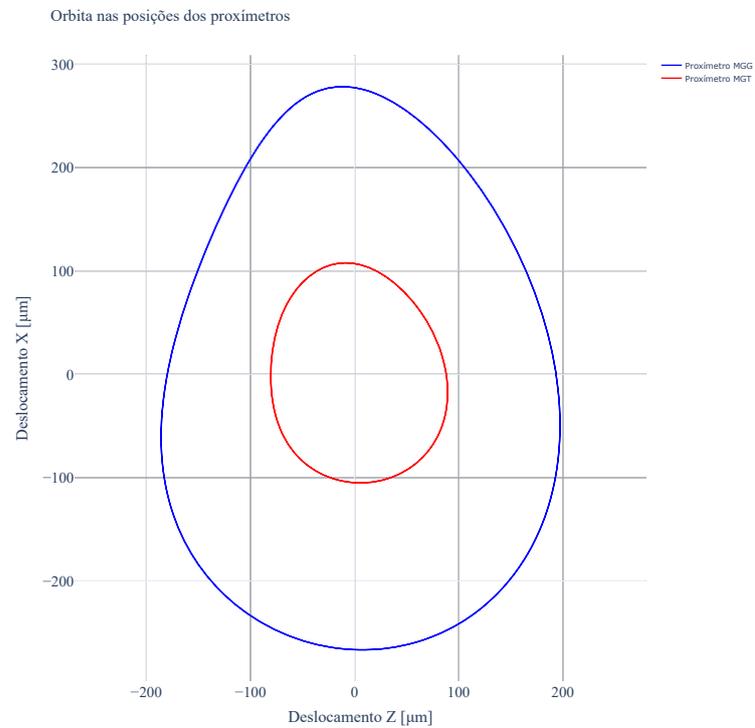


(b)

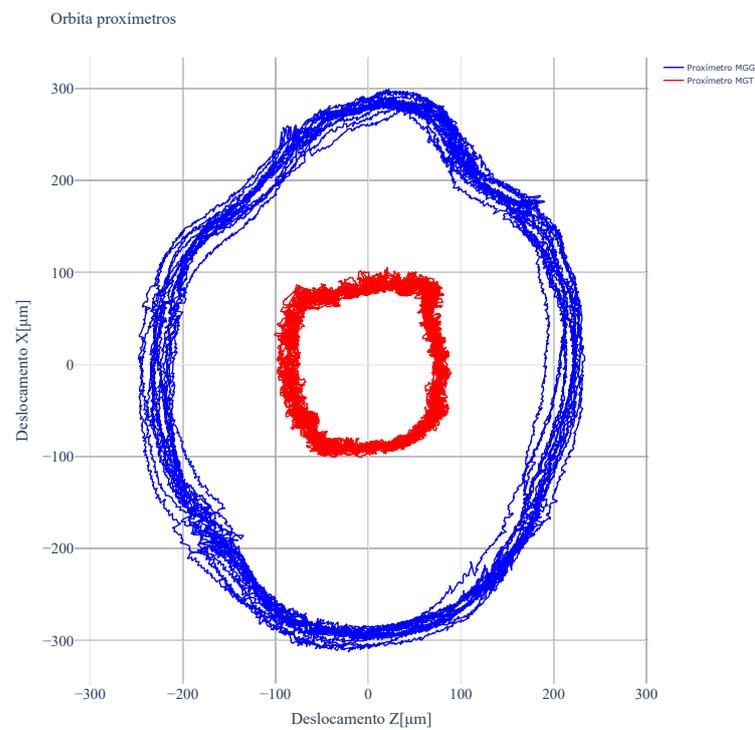
Figura 5.17: Deslocamentos radial no domínio da frequência na posição dos proxímetros do MGG (a) Numérico, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.

As órbitas bidimensionais nos proxímetros do MGG e MGT podem ser vistas na Fig. 5.18.

As amplitudes das órbitas são similares, embora apresentem um pequeno desvio de forma.



(a)



(b)

Figura 5.18: Orbitas 2D na posição dos proxímetros radiais (a) Numérica, modelo com folgas radiais atualizadas. (b) Real.

Para representar o modo operacional da UG, a Fig. 5.19 apresenta as órbitas 3D do sistema, com o plot da órbita de cada nó do modelo de elementos finitos.

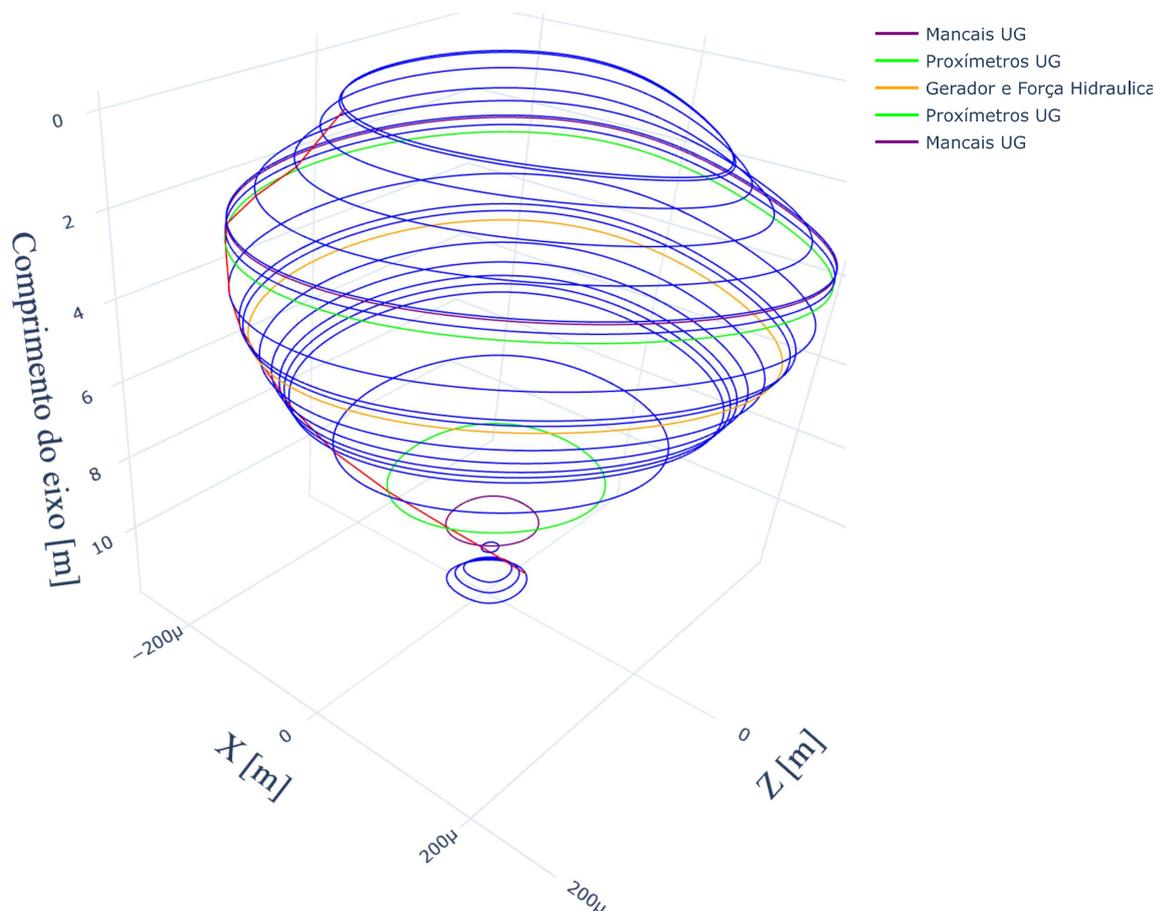


Figura 5.19: Orbitas 3D da UG.

Observando as Figs. 5.18 e 5.19, fica claro que a maior amplitude de vibração ocorre próxima ao gerador. Esse fenômeno é devido às folgas radiais excessivas no MGG, ao maior desbalanceamento mecânico nessa região e às forças eletromagnéticas que agem sobre o gerador.

Com base nas Figs. 5.12 a 5.18, pode-se concluir que o modelo multifísico completo da UG, com as folgas radiais corretas, foi capaz de representar bem o comportamento real do sistema, com um erro médio relativo na amplitude de vibração da ordem de 7%. O modelo representou bem os harmônicos em 1X, mas apresentou desvios maiores nos múltiplos 2X e 3X. Para ajustar melhor os sinais nesses múltiplos, seria interessante considerar outros efeitos que podem estar ocorrendo na UG, como pequenos desalinhamentos, desvios de verticalidade e variações na forma do *air gap* do gerador.

CAPÍTULO VI

COMENTÁRIOS GERAIS, CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

6.1 Comentários gerais

Este trabalho foi dedicado ao desenvolvimento de um modelo multifísico de uma UG hidrelétrica. O modelo foi elaborado no contexto de um projeto de P&D denominado "Solução Integrada para o Diagnóstico de Defeitos, Análise Dinâmica e Monitoramento Contínuo de Unidades Geradoras Francis". Todo o modelo foi construído com base na UG de Foz do Chapecó, instalada no Rio Uruguai, entre os municípios de Águas de Chapecó, em Santa Catarina, e Alpestre, no Rio Grande do Sul.

A primeira etapa do trabalho consistiu em apresentar uma revisão bibliográfica abrangente sobre os modelos de UGs hidrelétricas e seus componentes, destacando a evolução das técnicas empregadas e como os modelos atuais estão voltados para a interação multifísica de seus componentes.

Na sequência, foi apresentado o modelo matemático de cada um dos componentes separadamente. O eixo foi modelado por elementos finitos com seis graus de liberdade por nó, utilizando a viga de Timoshenko. As forças eletromagnéticas que agem no gerador de polos salientes foram determinadas por meio da solução das equações de Maxwell pelo método dos elementos finitos, utilizando o *software* livre *Finite Element Method Magnetics* (FEMM), que é capaz de solucionar problemas bidimensionais. Os mancais hidrodinâmicos foram modelados através da solução da equação de Reynolds e da equação de energia pelo método dos volumes finitos. Por fim, as forças hidráulicas que agem na turbina Francis foram determinadas utilizando o *software* MFSim, desenvolvido pelo MFLab da Universidade Federal de Uberlândia. O MFSim utiliza

o método de Simulação das Grandes Escalas (LES) em parceria com o método das Fronteiras Imersas, proporcionando uma análise detalhada das interações fluido-estrutura.

Também foi apresentada a formulação para a construção de metamodelos Kriging. Metamodelos são modelos utilizados para reduzir o custo computacional e permitir a simulação de diversas condições de operação com maior praticidade. A metodologia Kriging basicamente utiliza uma combinação entre funções polinomiais, que determinam uma resposta média, e funções de correlação, que geram desvios localizados através da interpolação das amostras.

Foram realizadas simulações nas condições nominais de operação de cada um dos componentes da UG separadamente. Avaliaram-se o campo de pressão e a temperatura do filme de óleo de cada um dos mancais (guia do gerador, escora e cilíndrico). Analisaram-se as forças eletromagnéticas que agem no gerador em função da excentricidade do rotor em relação ao estator, verificando-se que, até um limite de excentricidade, essa força possui um comportamento linear, o que permite representá-la por um coeficiente equivalente de força. As forças hidráulicas que agem na turbina também foram calculadas, considerando uma vazão nominal, e permitiram avaliar seu comportamento tanto no domínio do tempo quanto no da frequência.

Foram criados metamodelos Kriging para representar as forças de sustentação dos mancais e o coeficiente equivalente de força eletromagnética do gerador. A utilização de metamodelos para representar os mancais hidrodinâmicos permitiu variar a temperatura do óleo da cuba e considerar montagens com diferentes folgas radiais. A construção do metamodelo do gerador permitiu a variação nas condições de operação, como corrente de campo, armadura e potência ativa do sistema.

A construção do modelo multifísico completo foi realizada e comparou-se os sinais de vibrações numéricos com os obtidos na UG usando proximetros. A primeira configuração de montagem do modelo multifísico apresentou amplitudes de vibrações muito distintas das reais, o que levantou a hipótese de que a UG poderia possuir erros de montagem no mancal guia do gerador. As folgas radiais desses mancais foram medidas e verificou-se que realmente estavam muito diferentes das especificadas pelo fabricante. Os valores das folgas radiais do mancal guia do gerador foram atualizadas no modelo e, com isso, os sinais de vibração obtidos numericamente se aproximaram muito mais dos reais medidos na UG.

A utilização de metamodelos Kriging foi fundamental para a representação precisa dos componentes da UG no modelo multifísico. Esta abordagem permitiu ajustar as folgas radiais de cada segmento do mancal guia do gerador de forma individualizada, melhorando significativamente o

ajuste do modelo.

Ao comparar os sinais de deslocamentos numéricos com os reais da UG, foram obtidos erros relativos na amplitude de vibração inferiores a 7%, constatando-se que o modelo multifísico representa bem o comportamento dinâmico da UG, especialmente no harmônico associado à velocidade de rotação da máquina (1X). No entanto, para os múltiplos da velocidade de rotação, foram observados desvios maiores. Uma das explicações para esses desvios é que as únicas forças consideradas no modelo que excitam o sistema fora da velocidade de rotação são as hidráulicas e as de sustentação dos mancais radiais, especialmente do mancal guia do gerador (MGG), com suas folgas radiais distintas. Uma das atividades futuras seria a inserção de modelos de desalinhamento, desvios de verticalidade e desvios geométricos no *air gap* do gerador, fenômenos que podem estar ocorrendo na UG e que provavelmente contribuirão para um ajuste mais preciso nos múltiplos da velocidade de rotação.

6.2 Conclusões

Como primeira conclusão, destaca-se a importância de considerar folgas radiais distintas no mancal guia do gerador. Constatou-se que os desvios de montagem deste mancal influenciam diretamente na amplitude de vibração da máquina. O modelo multifísico foi capaz de representar esse efeito devido à forma como o mancal foi modelado, utilizando metamodelos para cada um dos segmentos.

Destaca-se também a precisão dos quatro metamodelos desenvolvidos: o do mancal guia do gerador, do mancal de escora, do mancal guia da turbina e do gerador. Todos os metamodelos apresentaram uma ótima capacidade de replicar os modelos originais, com erro relativo máximo inferior a 6%.

Em relação à redução do custo computacional, as análises foram realizadas em um computador com processador Intel® Core™ i9-7900X CPU @ 3.30GHz, 3312 MHz, 10 núcleos, 20 processadores lógicos, com memória RAM de 32,0 GB e placa de vídeo NVIDIA GeForce RTX 2070 SUPER. Comparando o custo computacional de cada um dos modelos dos componentes separadamente com o dos metamodelos, observa-se uma redução de aproximadamente 99,2% no tempo de execução. Já ao comparar o custo computacional do modelo multifísico completo, considerando a representação dos mancais e do gerador pelos modelos originais com sua representação através dos metamodelos, obteve-se uma redução no custo computacional do

modelo multifísico de aproximadamente 99,7%.

Como conclusão final, destaca-se que o modelo multifísico da UG, utilizando a abordagem de metamodelos Kriging para determinar as forças de sustentação dos mancais e as forças eletromagnéticas do gerador, foi capaz de representar bem o comportamento dinâmico da unidade geradora, obtendo erros relativos da amplitude de vibração inferiores a 7%.

6.3 Perspectivas futuras

Com base no trabalho desenvolvido, as perspectivas futuras para o aprimoramento do modelo multifísico da UG são:

a) Implementação de modelos de desalinhamento, desvios de verticalidade e desvios de forma nos polos e no estator do gerador. Pela experiência adquirida, percebeu-se que esses fenômenos, mesmo em escalas muito pequenas, são comuns em UGs reais.

b) Utilização de modelos simplificados para a representação dos esforços hidráulicos. Avaliar esses modelos e verificar até que ponto são representativos, pois a utilização de modelos simplificados para a representação da interação hidráulica pode acarretar uma grande redução no custo computacional do modelo multifísico completo.

c) Implementação de novos efeitos nos modelos dos mancais hidrodinâmicos, como a inclusão da parte elástica e das deformações devido à dilatação térmica, além de considerar bases flexíveis nas fixações dos mancais.

d) Inclusão de desvios geométricos no modelo eletromagnético do gerador, para avaliar a influência de rotores e estatores que não são perfeitamente circulares, além do desenvolvimento de um modelo 3D do gerador que seja capaz de representar de forma mais precisa esse sistema, incluindo efeitos de borda e considerando o efeito de possíveis variações do *air gap* na direção axial.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALVES, D. S. *Investigação do efeito térmico no comportamento dinâmico de mancais hidrodinâmicos*. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, 2011.
- ANDERSEN, S. B. *Design and optimization of gearless drives using multi-physics approach*. Kongens Lyngby, Dinamarca: Technical University of Denmark, 2012.
- AZUAJE, C.; MILLAN, A. Stator deformation of large hydrogenerators and its effects on the machines. In: IEEE. *2006 IEEE/PES Transmission & Distribution Conference and Exposition: Latin America*. Caracas, Venezuela, 2006. p. 1–5. <https://doi.org/10.1109/TDCLA.2006.311602>.
- BARBI, F.; PIVELLO, M. R.; VILLAR, M. M.; SERFATY, R.; ROMA, A. M.; NETO, A. d. S. Numerical experiments of ascending bubbles for fluid dynamic force calculations. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer, v. 40, p. 1–12, 2018. <https://doi.org/10.1007/s40430-018-1435-7>.
- BARBOSA, J. S.; SICCHIERI, L. C.; DOURADO, A. D. P.; JR, A. A. C.; JR, V. S. Kriging approach dedicated to represent hydrodynamic bearings. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, American Society of Mechanical Engineers, v. 143, n. 6, p. 061016, 2021. <https://doi.org/10.1115/1.4049307>.
- BARROS, A. d. *Modelagem eletromagnética e mecânica de máquinas síncronas para estudo de vibrações no núcleo do estator*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2019.
- BASTOS, J. P. A. *Eletromagnetismo e cálculo de campos*. Florianópolis, Santa Catarina, Brasil: Ed. da UFSC, 1992.
- BASTOS, J. P. A.; SADOWSKI, N. *Electromagnetic modeling by finite element methods*. Boca Raton, Flórida, EUA: CRC press, 2003. <https://doi.org/10.1201/9780203911174>.
- BRITO, J. G. C.; MACHADO, R. D.; NETO, A. C.; KIMURA, L. Y. A method for the experimental estimation of direct and cross-coupled dynamic coefficients of tilting-pad journal bearings of vertical hydro-generators. *Structural Health Monitoring*, v. 21, n. 3, p. 1218–1234, 2022. <https://doi.org/10.1177/14759217211026593>.
- CASSORET, B. *Energy Transition*. 2nd edition. ed. Boca Raton: CRC Press, 2021. 163 p. <https://doi.org/10.1201/9781003088486>.

CASTRO, L. P. d.; PINHEIRO, A. P.; VILELA, V.; MAGALHÃES, G. M.; SERFATY, R.; VEDOVOTTO, J. M. Implementation of a hybrid lagrangian filtered density function–large eddy simulation methodology in a dynamic adaptive mesh refinement environment. *Physics of Fluids*, AIP Publishing, v. 33, n. 4, 2021. <https://doi.org/10.1063/5.0045873>.

CHAPMAN, S. J. *Fundamentos de máquinas elétricas*. Porto Alegre, Rio Grande do Sul, Brasil: AMGH editora, 2013.

CHRISTEN, J.; ICHCHOU, M.; TROCLET, B.; OUISSE, M. Global sensitivity analysis of acoustic transmission models through infinite plates. In: *Proceedings of the International Conference on Noise and Vibration Engineering (ISMA)*. Leuven, Belgium: KU Leuven, 2014. p. 4177–4188.

DAMASCENO, M.; VEDOVOTO, J.; SILVEIRA-NETO, A. da. Turbulent inlet conditions modeling using large-eddy simulations. *Computer Modeling in Engineering & Sciences*, v. 104, n. 2, p. 105–132, 2015.

DAMASCENO, M. M. R.; SANTOS, J. G. de F.; VEDOVOTO, J. M. Simulation of turbulent reactive flows using a fdf methodology–advances in particle density control for normalized variables. *Computers & Fluids*, Elsevier, v. 170, p. 128–140, 2018. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2018.05.004>.

DAVID, M. Finite element method magnetics version 4.2 user's manual. 2020. Disponível em: <https://www.femm.info/wiki/Documentation/>.

DIRANI, H. C.; MERKHOUF, A.; GIROUX, A.-M.; AL-HADDAD, K. Study of the impact of eccentricity in large synchronous generator with finite elements. In: IEEE. *2014 International Conference on Electrical Machines (ICEM)*. Berlin, Germany, 2014. p. 277–282. <https://doi.org/10.1109/ICELMACH.2014.6960193>.

FRISWELL, M. I.; PENNY, J. E.; GARVEY, S. D.; LEES, A. W. *Dynamics of rotating machines*. New York, USA: Cambridge university press, 2010. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511780509>.

GUO, D.; CHU, F.-I.; CHEN, D. The unbalanced magnetic pull and its effects on vibration in a three-phase generator with eccentric rotor. *Journal of sound and Vibration*, Elsevier, v. 254, n. 2, p. 297–312, 2002. <https://doi.org/10.1006/jsvi.2001.4088>.

GUSTAVSSON, R. *Modelling and analysis of hydropower generator rotors*. Tese (Doutorado) — Luleå tekniska universitet, 2005.

GUSTAVSSON, R. *Rotor dynamical modelling and analysis of hydropower units*. Tese (Doutorado) — Luleå tekniska universitet, 2008.

HUMPHRIES, S. Finite-element methods for electromagnetics. Disponível em: <https://www.fieldp.com/femethods.html>.

HUMPHRIES, S. Tutorial: Theory and applications of the maxwell stress tensor. 2012. Disponível em: <http://www.fieldp.com/documents/stresstensor.pdf>.

HUTCHINSON, J. Shear coefficients for timoshenko beam theory. *J. Appl. Mech.*, v. 68, n. 1, p. 87–92, 2001. <https://doi.org/10.1115/1.1349417>.

- IMBERT, J.-F. *Analyse des structures par éléments finis*. 2e ed. ed. Toulouse: CEPADUES, 1984.
- KARLSSON, M. *Electro-mechanical modelling and analysis of hydroelectric rotor systems*. Tese (Doutorado) — Luleå tekniska universitet, 2006.
- KARLSSON, M. *Modelling and analysis of multiphysical interactions in hydropower rotor systems*. Tese (Doutorado) — Luleå tekniska universitet, 2008.
- KARLSSON, M.; AIDANPÄÄ, J.-O. Dynamic behaviour in a hydro power rotor system due to the influence of generator shape and fluid dynamics. In: *Proceedings of the ASME 2005 Power Conference*. Chicago, Illinois, USA: ASME 2005 Power Conference, 2005. v. 41820, p. 905–913. <https://doi.org/10.1115/PWR2005-50079>.
- KIMPARA, M. L. M. Modelagem e análise de geradores síncronos utilizando o método de reconstrução do campo. 2012.
- LALANNE, M.; FERRARIS, G. *Rotordynamics prediction in engineering*. United Kingdom: Wiley, 1998.
- LIN, D. K.; SIMPSON, T. W.; CHEN, W. Sampling strategies for computer experiments: design and analysis. *International Journal of Reliability and applications*, The Korean Reliability Society, v. 2, n. 3, p. 209–240, 2001.
- LUNDSTRÖM, N. L.; AIDANPÄÄ, J.-O. Dynamic consequences of electromagnetic pull due to deviations in generator shape. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 301, n. 1-2, p. 207–225, 2007. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2006.09.030>.
- MALISKA, C. R. *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. Brasil: Grupo Gen-LTC, 2017.
- NÄSSELQVIST, M.; GUSTAVSSON, R.; AIDANPÄÄ, J.-O. Experimental and numerical simulation of unbalance response in vertical test rig with tilting-pad bearings. *International Journal of Rotating Machinery*, Hindawi Limited, v. 2014, p. 1–10, 2014. <https://doi.org/10.1155/2014/309767>.
- NETO, H. R.; JR, A. C.; VEDOVOTO, J.; NETO, A. S.; RADE, D. Influence of seabed proximity on the vibration responses of a pipeline accounting for fluid-structure interaction. *Mechanical Systems and Signal Processing*, Elsevier, v. 114, p. 224–238, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2018.05.017>.
- NICOLETTI, R. *Efeitos termicos em mancais segmentados hibridos: teoria e experimento*. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, 1999.
- PERERS, R.; LUNDIN, U.; LEIJON, M. Saturation effects on unbalanced magnetic pull in a hydroelectric generator with an eccentric rotor. *IEEE Transactions on Magnetics*, IEEE, v. 43, n. 10, p. 3884–3890, 2007. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2007.903275>.
- PINHEIRO, A. P.; RYBDYLOVA, O.; ZUBRILIN, I. A.; SAZHIN, S. S.; FILHO, F. L. S.; VEDOVOTTO, J. M. Modelling of aviation kerosene droplet heating and evaporation using complete fuel composition and surrogates. *Fuel*, Elsevier, v. 305, p. 121564, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2021.121564>.

RITCHIE, H.; ROSADO, P.; ROSER, M. Energy production and consumption. *Our World in Data*, 2020. <https://ourworldindata.org/energy-production-consumption>.

RONDON, D. *Dynamic Modeling of Hydropower Generators*. Tese (Doutorado) — Luleå University of Technology, 2022.

RUSSO, F. H. *Identificação das propriedades dinâmicas de mancais segmentados híbridos: teoria e experimento*. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, 2000.

SADIKU, M. N. *Numerical techniques in electromagnetics*. Boca Raton, Flórida, EUA: CRC press, 2000. <https://doi.org/10.1201/9781420058277>.

SANTOS, I. F.; NICOLETTI, R. Thd analysis in tilting-pad journal bearings using multiple orifice hybrid lubrication. 1999. <https://doi.org/10.1115/1.2834152>.

SARKAR, T. K. A note on the variational method (rayleigh-ritz), galerkin's method, and the method of least squares. *Radio Science*, Wiley Online Library, v. 18, n. 6, p. 1207–1224, 1983. <https://doi.org/10.1029/RS018i006p01207>.

SEETON, C. J. Viscosity-temperature correlation for liquids. In: *International joint tribology conference*. San Antonio, Texas, USA: Tribology Division, 2006. v. 42592, p. 131–142.

SICCHIERI, L.; STIVAL, L. J. L.; JR, A. A. C.; SANTOS, I.; JR, V. S. Kriging approach dedicated to represent electromagnetic forces in salient pole generators. In: *XIX International Symposium on Dynamic Problems of Mechanics (DINAME 2023)*. Pirenópolis GO, Brazil: DINAME, 2023. <https://doi.org/10.26678/ABCM.DINAME2023.DIN2023-0110>.

SICCHIERI, L. C. et al. Metamodelagem kriging aplicada em modelos de mancais termo-hidrodinâmicos. Universidade Federal de Uberlândia, 2019. <https://orcid.org/0000-0002-3795-0128>.

SICCHIERI, L. C.; STIVAL, L. J. L.; BARBOSA, P. P. F.; GOMES, E. Q.; JR, A. A. P. C.; JR, V. S.; SILVA, J. B.; ASSUMPÇÃO, R. L.; MORONA, O. Solução integrada para o diagnóstico de defeitos, análise dinâmica e monitoramento contínuo de unidades geradoras francis. In: *X ENAM - 2023 Encontro Nacional de Máquinas Elétricas Rotativas*. Florianópolis, SC, Brasil: ENAM, 2023. 14 a 16 de Março de 2023.

SIMPSON, T. W.; POPLINSKI, J. D.; KOCH, P. N.; ALLEN, J. K. Metamodels for computer-based engineering design: survey and recommendations. *Engineering with computers*, Springer, v. 17, p. 129–150, 2001. <https://doi.org/10.1007/PL00007198>.

SINOUE, J.-J.; NECHAK, L.; BESSET, S. Kriging metamodeling in rotordynamics: Application for predicting critical speeds and vibrations of a flexible rotor. *Complexity*, Wiley Online Library, v. 2018, n. 1, p. 1264619, 2018. <https://doi.org/10.1155/2018/1264619>.

SPRINGER, H. Zur berechnung hydrodynamischer lager mit hilfe von tschebyscheff-polynomen. *Forschung im Ingenieurwesen A*, Springer, v. 44, p. 126–134, 1978. <https://doi.org/10.1007/BF02560727>.

SPRINGER, H. Nichtlineare schwingungen schwerer rotoren mit vertikaler welle und kippsegmentradiallagern. *Forschung im Ingenieurwesen A*, Springer, v. 45, p. 119–132, 1979. <https://doi.org/10.1007/BF02560675>.

STIVAL, L. J. L.; VEDOVOTTO, J. M.; RIBEIRO, R. C.; MORALES, F. A. P.; SICCHIERI, L. C.; JR., A. A. C. Francis modeling over generating units applying advanced fluid dynamics methods. In: *XIX International Symposium on Dynamic Problems of Mechanics (DINAME 2023)*. Pirenópolis GO, Brazil: DINAME, 2023. <https://doi.org/10.26678/ABCM.DINAME2023.DIN2023-0081>.

THIERY, F. *Simplified models to evaluate nonlinear dynamics in hydropower rotors*. Tese (Doutorado) — Luleå University of Technology, 2016.

THIERY, F.; GUSTAVSSON, R.; AIDANPÄÄ, J.-O. Dynamics of a misaligned kaplan turbine with blade-to-stator contacts. *International Journal of Mechanical Sciences*, Elsevier, v. 99, p. 251–261, 2015. <https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2015.05.023>.

THIERY, F.; GUSTAVSSON, R.; AIDANPÄÄ, J.-O. Evaluation of campbell diagrams for vertical hydropower machines supported by tilting pad journal bearings. In: *16th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*. Honolulu, United States: ISROMAC, 2016.

UHLMANN, M. An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. *Journal of computational physics*, Elsevier, v. 209, n. 2, p. 448–476, 2005. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2005.03.017>.

VARELA, A. J. C. *Mechatronics applied to fluid film bearings: towards more efficient machinery*. Technical University of Denmark, 2013.

VEDOVOTO, J. M.; SERFATY, R.; NETO, A. D. S. Mathematical and numerical modeling of turbulent flows. *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, SciELO Brasil, v. 87, p. 1195–1232, 2015. <https://doi.org/10.1590/0001-3765201520140510>.

VETTER, D.; HAGEMANN, T.; SCHUBERT, A.; SCHWARZE, H. Approximation of non-linear rotor dynamic resonance behavior of vertically aligned hydro-units guided by tilting-pad bearings. *Machines*, MDPI, v. 9, n. 12, p. 334, 2021. <https://doi.org/10.3390/machines9120334>.

WALLIN, M. *Measurement and modelling of unbalanced magnetic pull in hydropower generators*. Tese (Doutorado) — Acta Universitatis Upsaliensis, 2013.

WANG, G. G.; SHAN, S. Review of metamodeling techniques for product design with computation-intensive processes. *Proceedings of the Canadian Engineering Education Association (CEEA)*, 2005.

WANG, H.; LI, E.; LI, G.; ZHONG, Z. Development of metamodeling based optimization system for high nonlinear engineering problems. *Advances in Engineering Software*, Elsevier, v. 39, n. 8, p. 629–645, 2008. <https://doi.org/10.1016/j.advengsoft.2007.10.001>.

XIAOBO, Z. Comparison of response surface method and kriging method for approximation modeling. In: IEEE. *2017 2nd International Conference on Power and Renewable Energy (ICPRE)*. Xi'an, China, 2017. p. 66–70.

XU, X.; HAN, Q.; CHU, F. A general electromagnetic excitation model for electrical machines considering the magnetic saturation and rub impact. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 416, p. 154–171, 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2017.11.050>.

XU, X.; HAN, Q.; CHU, F. Review of electromagnetic vibration in electrical machines. *Energies*, MDPI, v. 11, n. 7, p. 1779, 2018. <https://doi.org/10.3390/en11071779>.

ZARKO, D.; BAN, D.; VAZDAR, I.; JARICA, V. Calculation of unbalanced magnetic pull in a salient-pole synchronous generator using finite-element method and measured shaft orbit. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, IEEE, v. 59, n. 6, p. 2536–2549, 2011. <https://doi.org/10.1109/TIE.2011.2160515>.

ZORZI, E.; NELSON, H. The dynamics of rotor-bearing systems with axial torque—a finite element approach. 1980. <https://doi.org/10.1115/1.3254707>.