

TESE

953

ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ

Estudo de Vibrações em Unidades Hidráulicas
(Turbina-Gerador) de Centrais Hidrelétricas

ABDON TAPIA TADEO

ITAJUBÁ - MG - 1998

EFEI - ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ

INSTITUTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**ESTUDO DE VIBRAÇÃO EM UNIDADES HIDRÁULICAS
(TURBINA-GERADOR) DE CENTRAIS HIDRELÉTRICAS**

ABDÓN TAPIA TADEO

ORIENTADOR:

DR. MÁRCIO TADEU DE ALMEIDA

Itajubá - MG

1998

CLASS.	621.311.21(043.2)
CUTI R.	F121 e
TOMBO.	953

AGRADECIMENTOS

Quero expressar meus sinceros agradecimentos a todo corpo docente do curso de pós-graduação da Escola Federal de Engenharia de Itajubá, aos funcionários, e em especial a meu orientador de dissertação **Márcio Tadeu de Almeida**, e a meu orientador acadêmico **Nelson Manzanares Filho**.

Agradeço também aos meus Pais, **Aquiles Tapia Riveros e Rosa Tadeo Gonzales**.

Agradeço o incentivo dado por meus colegas da pós-graduação, e outros desta cidade.

À **Deus** que sempre está presente nas nossas vidas.

Às instituições de fomento **FAPEMIG, CAPES**.



RESUMO

Com o propósito de analisar o comportamento dinâmico das unidades hidráulicas das instalações hidrelétricas e permitir implementar melhores planos de manutenção para essas unidades, desenvolveu-se um estudo sobre os principais fatores que excitam vibrações nas usinas hidrelétricas. Um dos objetivos principais deste estudo é aumentar a confiabilidade na operação do sistema.

Neste sentido, fez-se um estudo de uma forma bem abrangente, considerando os regimes de operação de toda central hidrelétrica (permanente e não permanente), e também as diversas condições de trabalho da mesma, estabelecendo os tipos de forças que atuam sobre as máquinas, especificando suas causas, origens, características e frequências de atuação nos diferentes regimes de operação da central.

Como o conjunto turbina-gerador é um sistema mecânico com infinitos graus de liberdade, o comportamento dinâmico do conjunto é abordado através de um programa usando o método de elementos finitos, cujo equacionamento é apresentado neste trabalho. Considera-se o eixo sob flexão com quatro graus de liberdade por ponto nodal, duas rotações, dois deslocamentos, e usa-se para a solução da equação geral do sistema o método Pseudo-modal.



Ministério da Educação e do Desporto
ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ
Reconhecida Lei 3232 - 05/01/1917

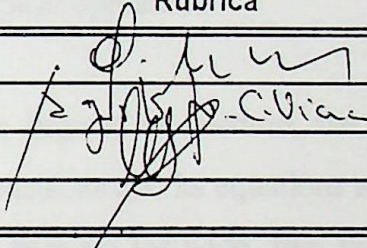
ANEXO II

FOLHA DE JULGAMENTO DA BANCA EXAMINADORA

Título da Dissertação: "Estudo de Vibração em Unidades Hidráulicas (Turbina-Gerador) de Centrais Hidrelétricas".

Autor: Abdon Tapia Tadeo

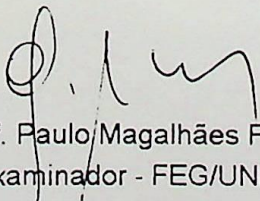
JULGAMENTO

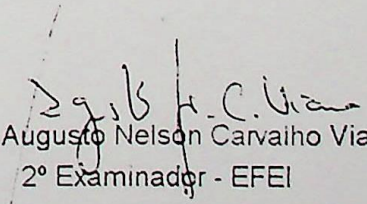
Examinadores	Conceito	Rubrica
1º	A ⁺	 Prof. Paulo Magalhães Filho
2º	A ⁺	
3º	A ⁺	

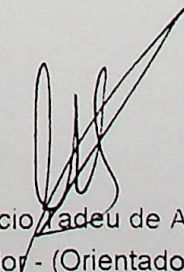
Resultado Médio: Conceito A⁺, ou seja, aprovado
com distinção.

Observações: _____

Itajubá, 18 de março de 1998


Prof. Paulo Magalhães Filho
1º Examinador - FEG/UNESP


Prof. Augusto Nelson Carvaiho Viana
2º Examinador - EFEI


Prof. Márcio Tadeu de Almeida
3º Examinador - (Orientador) - EFEI

ABSTRACT

This work was done with the intention of study the dynamic behaviour of the turbine-generator system of the hydroelectric plants, and to permit improve best maintenance planes, for these units, was done a study on the main factors that excite vibration in the hidroelectric plants. An objetive this work to be increasing the reliable operation of the system.

For this reason was done a general and extensive study, considering the regimes of operation in a hydroelectric plant (permanent and transient), and also the differents condition of works, establishing the types of forces that appear on the machine, specifying its causes, origins, characteristics and excitation frequencies in the differents regimes of hidroelectric plant operation.

As the set turbine-generator is a systems with infinite degrees of freedom, the dynamics behaviour was approach for a program using the method of finite elements and its equations are give in this work. Considering the shaf in bending with four degrees of freedom for node, two slopes, two displacements, and using for the solution of the general system equation the pseudo-modal method.

CONTEÚDO

RESUMO	página
ABSTRACT	i
CONTEÚDO	ii
SIMBOLOGIA	iii
ÍNDICE DE FIGURAS	vii
ÍNDICE DE TABELAS	xvii
SINOPSE	xxi
CAPITULO 1	xxii
DEFINIÇÕES BÁSICAS E EXEMPLOS DE DANOS	1
ÀS UNIDADES HIDRELÉTRICAS	
1.1.- Número de Graus de Liberdade de um Sistema.	
1.2.- Vibrações Livres num Sistema.	1
1.3.- Vibrações Amortecidas num Sistema.	1
1.4.- Vibrações Forçadas.	4
1.5.- Vibrações Forçadas com Movimento do Ponto de Instalação (Perturbação Cinemática).	6
1.6.- Processos Aleatórios Estacionários.	
1.6.1.- Propriedades da Função Correlação.	12
1.6.2.- Propriedades da Densidade Espectral.	15
1.6.3.- Conceitos de Compliância Mecânica dos Sistemas.	15
1.7.- Processos Aleatórios Instáveis com Estatísticas Variantes no Tempo.	16
1.8.- Vibrações Acústicas.	18
1.9.- Estudo de Cargas Cíclicas nas Unidades Hidrelétricas.	20
1.10.- Exemplos de Danos às Unidades.	28
1.10.1.- Regime Operativo de Estado Estável.	30
1.10.1.1.- Forças de Perturbação Mecânicas.	30
1.10.1.2.- Forças de Perturbação Hidráulicas.	30
1.10.1.3.- Forças de Perturbação Elétrica.	31
1.10.2.- Regime Operativo de Estado Instável.	31

CAPITULO 2

34

CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO EM ESTADO PERMANENTE

A.- Forças de Perturbação Mecânica.

2.1.- Forças Centrífugas Devido a Desequilíbrio das Massas Rotativas.

34

2.1.1.- Princípios Fundamentais.

34

2.2.- Forças Elásticas que Aparecem no Eixo Devido a Perda da Centragem da Unidade ou Distorção da Linha Central do Eixo.

37

2.3.- Forças de Fricção.

41

2.3.1.- Vibrações Auto-Excitadas de um Eixo Rotativo Devido à Fricção Interna do Material do Eixo.

41

2.3.2.- Vibrações Auto-Excitadas de um Eixo Devido à Fricção e a Presença de Folgas nos Mancais Guias.

43

B.- Forças de Perturbação Hidráulica

44

2.4.- Campos de Fluxo Não Uniformes e Formação de Vórtices nas Passagens de Fluxo de uma Turbina.

45

2.4.1.- Caixa Espiral.

45

2.4.2.- Anel do Estator e Sistema Diretor.

48

2.4.3.- Rotor de Turbina Hidráulica, Influência dos Vórtices de Fluxo na Força de Sustentação.

52

2.4.4.- Separação de Vórtices das Pás do Rotor.

58

2.4.5.- Rotor Misto (diagonal).

60

2.4.6.- Rotor de Pá Ajustável.

61

2.4.7.- Tubo de Sucção.

63

2.5.- Oscilação das Pás do Rotor.

70

2.6.- Localização do Rotor da Turbina Mista (diagonal) / Vertical.

73

2.7.- Elevação do Rotor de Turbinas Hidráulicas.

76

2.8.- Filme de Lubrificação em Mancais Escora e Munhão.

79

2.9.- Momentos de Componente Variável nas Turbinas de Rotor Pelton.

83

2.10.- Desbalanceamento Hidráulico do Rotor da Turbina Mista (diagonal).

84

2.11.- Fenômeno de Cavitação em Turbinas Hidráulicas.

88

C.- Forças de Perturbação Elétrica

92

2.12.- Componente Periódico do Impulso Magnético.

93

2.13.- Curto - Circuito do Enrolamento de Campo do Gerador.

94

D.- Folgas Provocadas por Vibração Excessiva	
2.14.- Folgas de Componentes Montados e Juntas Parafusadas.	95
2.15.- Aumentos da Folga nos Mancais Guias das Turbinas e Geradores.	95
2.16.- Ressonância Entre a Freqüência das Forças de Perturbação e a Freqüência Natural das Vibrações dos Componentes Montados.	95 96
2.17.- Vibrações Torcionais do Eixo.	
2.17.1.- Vibração Torcional do Eixo.	98
2.17.2.- Vibração de Pêndulo do Eixo.	98
2.18.- Vibrações da Tubulação de Conduto Forçado.	101
CAPITULO 3	101
CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO EM ESTADO TRANSITÓRIO	108
3.1.- Forças de Perturbação Hidráulica e Mecânicas.	
3.2.- Forças de Perturbação Elétrica Durante Processos Transitórios no Gerador.	113
CAPITULO 4	118
MODELAGEM DO SISTEMA TURBINA - GERADOR	124
4.1.- Equações do Sistema Turbina-Gerador Através do Método de Elementos Finitos.	125
4.1.1.- Definições dos Sistemas Referenciais.	
4.1.2.- Rotores do Sistema.	125
4.1.3.- Eixo do Sistema.	126
4.1.3.1.- Energia Cinética.	127
4.1.3.2.- Energia de Deformação ou Potencial.	128
4.1.4.- Mancais e Selos do Sistema.	128
4.1.5.- Massa Desbalanceada.	133
4.1.6.- Equação Geral Para o Sistema (Turbina-Gerador).	134
4.1.7.- Solução da Equação Geral pelo Método Pseudo-Modal.	135
4.2.- Descrição do Programa.	136
4.3.- Exemplo de Aplicação.	139
CAPITULO 5	141
CONCLUSÕES E SUGESTÕES	148
5.1.-Conclusões.	
5.2.-Sugestões para Futuros Trabalhos.	148
	150

ω	freqüência
ω_0	freqüência de ressonância
ω_1	freqüência de vibração
ω_2	freqüência de ressonância
ω_3	freqüência mínima
ω_4	freqüência de vibração do disco de flexão
ω_5	freqüência mínima
ω_6	freqüência máxima das vibrações tipo palhetas no instrumento
ω_7	freqüência máxima das vibrações tipo palhetas do instrumento
ω_8	freqüência do eixo de giro
ω_9	freqüência para disco de vibrações
ω_{10}	freqüência de vibração das cordas
ω_{11}	freqüência de vibração transversal no limite de estabilidade
ω_{12}	freqüência do valor crítico de vibração das palhetas
ω_{13}	freqüência de giro do eixo
β	ângulo agudo
β_1, β_2	ângulos de abertura de fendas
γ	coeficiente de amortecimento
γ_1	coeficiente de amortecimento das cordas γ e λ
γ_2	coeficiente de amortecimento das lâminas por meio do
γ_3	ralto para o modo de carga e o modo de ruptura da
γ_4	condição de equilíbrio
γ_5	coeficiente crítico de amortecimento
γ_6	coeficiente de desalinhamento
γ_7	coeficiente para a população forçada
γ_8	coeficiente de tratamento do sistema duplo
γ_9	coeficiente de modo livre

SIMBOLOGIA

CARACTERES LATINOS

Símbolo	Designação
a_1, \dots, a_n	constantes da série de Fourier
A	amplitude de vibração
a	módulo da aceleração
\vec{a}	vetor aceleração
A_d	amplitude da vibração do disco de fricção
a_{\max}	aceleração máxima
A_{\max}	amplitude máxima das vibrações tipo pulsações ou batimento
A_{\min}	amplitude mínima das vibrações tipo pulsações ou batimento
a_o	abertura do sistema diretor
A_{per}	amplitude permissível de vibrações.
A_s	amplitude da vibração dos suportes
a_{s0}	amplitude de aceleração correspondente ao limite de audibilidade.
a_{sef}	amplitude do valor efetivo da aceleração das vibrações
b_1, \dots, b_n	constantes da série de Fourier
B	indução magnética
b, b_1, b_2	braços dos binários de forças
c	coeficiente de amortecimento
$C_{\chi\lambda}$	coeficiente de correlação das grandezas χ e λ
C_a	coeficiente de assimetria das tensões nos materiais
C_c	razão entre a tensão de carga e a tensão de ruptura final
C_{cav}	coeficiente de cavitação
c_{cr}	coeficiente crítico de amortecimento
C_d	coeficiente de desbalanceamento
C_{df}	constante para a tubulação forçada
C_f	coeficiente de fechamento do sistema diretor
C_{fi}	coeficiente de fricção interna

C_{tf}	coeficiente de transferência
C_1, C_2	constantes
D	desvio padrão (valor quadrático médio do desvio)
d	distância de afastamento da grade
D_χ	desvio padrão da grandeza χ
D_χ^2	variância ou quadrado médio da grandeza aleatória χ
d_{ar}	diâmetro da coluna de ar
D_c	diâmetro do cone
D_{mod}, D_{pro}	diâmetro do rotor do modelo e do protótipo
D_o	diâmetro do diafragma entre o cone e o eixo da turbina
D_r	diâmetro do rotor
D_s	diâmetro externo do eixo
d_s	diâmetro interno do eixo
e	distancia entre o centro do eixo e a massa desequilibrada
E	módulo de elasticidade do material.
E_c	energia cinética
E_{cD}	energia cinética do disco
E_{cS}	energia cinética do eixo
E_{c_u}	energia cinética da massa desbalanceada
E_{mod}, E_{pro}	módulo de elasticidade do material do modelo e do protótipo
E_o	módulo volumétrico de elasticidade da água
e_t	espessura da parede da tubulação forçada
e_{t2}	espessura média da parede da tubulação forçada
F	força de perturbação
f	freqüência de vibração livre ou natural
F_0	valor máximo da força de perturbação
f_a	freqüência da vibração livre amortecida
f_{av}	freqüência natural da aranha na direção vertical
F_{ax}	força axial ou de empuxo
f_{ct}	freqüência de vibração da carcaça da tubulação forçada
f_c	freqüência de emissão de vórtices
f_F	freqüência da força de perturbação
f_g	freqüência do gerador

F_m	força centrífuga devido ao desbalanceamento residual
f_{mod}, f_{pro}	freqüência do modelo e do protótipo
F_{os}	forças nas vibrações tipo oscilação
f_{os}	freqüência da vibração tipo oscilação
f_p	freqüência das pulsações de pressão
f_p	freqüência fundamental da vibração de pêndulo da hidrounidade
F_r	força resistiva
f_r	freqüência da rede elétrica
F_s	força de sustentação
f_{i_i}	freqüência de vibração transversal do i -ésimo modo da tubulação forçada
F_{tor}	forças nas vibrações tipo torcional
f_{tor}	freqüência da vibração tipo torcional
G_o	módulo de cisalhamento do material
H	carga d'água em metros
H_t	carga da turbina
h	largura da esteira de vórtices
$H(i\omega)$	função de transferência ou função de freqüência da força de perturbação, compliancia mecânica
h_{e-s}	perda hidráulica entre as seções de entrada e saída do tubo de sucção
H_{max}	altura máxima obtida pela pressão máxima devido ao choque normal
H_{max}	carga máxima na turbina
H_o	carga estática
H_s	altura de sucção
H_{sp}	altura da carga específica
h_{ts}	energia cinética perdida no tubo de sucção
I_s	intensidade do som
I_{s0}	valor de referência do nível da intensidade do som.
J	momento reduzido de inércia do rotor da hidrounidade
J_{Dx}	momento de inércia do disco em relação ao eixo x
J_{Dy}	momento de inércia do disco em relação ao eixo y
J_{Dz}	momento de inércia do disco em relação ao eixo z
J_g	momento de inércia do rotor do gerador
J_o, J_s	momento de inércia polar da seção transversal do eixo

J_{Sx}	momento de inércia da seção transversal do eixo em relação ao eixo x
J_{Sz}	momento de inércia da seção transversal do eixo em relação ao eixo z
J_t	momento de inércia do rotor da turbina
J'_t	momento de inércia do rotor da turbina considerando o peso do eixo
J'_g	momento de inércia do rotor do gerador considerando o peso do eixo
\bar{J}_{Sx}	momento de inércia média da seção transversal do eixo
k	coeficiente de rigidez da mola
k_c	coeficiente de Coriolis
k_{ce}, k_{cs}	coeficiente de Coriolis na entrada e saída do tubo de sucção
K_F	matriz de rigidez devido a força axial
k_o	coeficiente de elasticidade equivalente da mistura ar-óleo
k_s	coeficiente de elasticidade do segmento do suporte
K_S	matriz de rigidez que considera o efeito de cisalhamento
k_{XX}	coeficiente de rigidez do mancal na direção do eixo X
k_{XZ}, k_{ZX}	coeficiente de rigidez cruzada do mancal
k_{ZZ}	coeficiente de rigidez do mancal na direção do eixo Z
L	comprimento do eixo do gerador
l	corda do perfil
l_f	distância do centro de flexão a borda de ataque do perfil
L_g	comprimento do gap
l_g	distância entre o centro de gravidade e o centro de flexão do perfil
m	massa
M	momento das forças
$M_{\chi\lambda}$	momento correlativo das grandezas χ e λ
M_1	momento elástico de rotação do assento do mancal escora por unidade de ângulo
M_1, M_2	matrizes massa do eixo
M_2	momento elástico de restauração devido ao peso da hidrounidade por unidade de ângulo de rotação
M_3, M_4	matrizes massa do eixo que dão a influência da inércia rotacional
M_5	matriz massa do eixo que dá o efeito giroscópico
m_d	massa do disco de fricção do eixo do rotor reduzida
M_D	massa dos discos

M_{el}	momento elétrico de rotação
m_s	massa do segmento e suportes do mancal escora
m_t	massa por unidade de metro da tubulação forçada
M_t	momento de rotação da turbina
m_u	massa desbalanceada
n	rotação do eixo
n_{so}	rotação específica ótima
N_s	nível da pressão acústica
n_s	rotação específica
p	pressão acústica, pressão
P, P_1, P_2	pesos de equilíbrio
p_0	valor de referência da pressão acústica.
p_b	pressão barométrica
P_{cd}	componente dinâmico do fluxo atuando no rotor
P_{cei}	componente estática da pressão no aro inferior do rotor
P_{ces}	componente estática da pressão no aro superior do rotor
P_e	força devido à pressão de fluxo no plano na saída do rotor
p_e	pressão média na entrada do tubo de sucção
P_l	componente axial da força total que atua na superfície lateral
p_l	pressão na seção de saída do rotor
p_m	pressão hidrostática no médio da tubulação forçada
p_{max}	amplitude máxima das oscilações acústicas senoidais.
P_p	peso perdido do rotor na água
P_r	peso do rotor
P_{ra}	peso do rotor no ar
\bar{p}	rms da pressão acústica
p_s	pressão média na saída do tubo de sucção
p_v	pressão de vapor
Q	vazão d'água
q	vetor deslocamento nodal
Q_g	vazão no gap
q_i	coordenada generalizada
Q_m	vazão d'água média

Q_{\max}	vazão d'água máxima
Q_{\min}	vazão d'água mínima
Q_o	vazão d'água ótima
R_χ	função correlação da grandeza aleatória χ
$R_{\chi\lambda}$	função correlação cruzada das grandezas aleatórias χ e λ
r_1, r_2	distancia dos pesos de equilíbrio ao eixo
r	coordenada do vórtice
Re	número de Reynolds
\bar{R}	vetor deslocamento
r_g	raio de giro do perfil com respeito ao centro de gravidade
S	área da superfície
s	grau de escorregamento
S_χ	densidade espectral da grandeza χ
$S_{\chi\lambda}$	densidade espectral cruzada das grandezas χ e λ
S_g	área de fluxo no gap
Sh	número de Strouhal
S_l	projeção da área lateral da seção no plano horizontal
S_o	área total dos orifícios de equalização
S_{pert}	densidade espectral da perturbação do sistema
S_r	área reduzida da seção transversal do eixo
S_{resp}	densidade espectral da resposta do sistema
\dot{S}_χ	derivada da densidade espectral da grandeza χ
t	passo da grade, tempo
T	período das vibrações naturais
T_b	período da vibração tipo batimento
T_{cl}	tempo de fechamento do sistema diretor
T_g	período de vibração torcional do gerador
T_t	período de vibração torcional da turbina
T'	período natural do sistema turbina-gerador considerando o peso do eixo
U	energia de deformação ou potencial
U_s	energia de deformação total do eixo
\bar{v}	vetor velocidade
v	módulo da velocidade

v_{\max}	velocidade máxima
V_{po}	velocidade de propagação das ondas de pressão
v_s	velocidade do som
W	função característica do fluxo
$W(\chi)$	distribuição normal da grandeza aleatória χ
\hat{x}_1	vetor unitário na direção do eixo x_1
\hat{y}	vetor unitário na direção do eixo y
\hat{z}	vetor unitário na direção do eixo Z
$Z(t)$	deslocamento da posição de equilíbrio
z_b	número de injetores da turbina Pelton
z_c	número de pás do rotor da turbina Pelton
z_d	número de pás do sistema diretor
Z_{din}	deflexão dinâmica
Z_e	nível d'água na entrada do tubo de sucção
Z_s	nível d'água na saída do tubo de sucção
Z_{st}	deflexão estática
$\ddot{Z}(t)$	segunda derivada no tempo na direção Z
$\dot{Z}(t)$	primeira derivada no tempo na direção Z
Z_o	condição inicial de deslocamento
$Y(t)$	deslocamento na direção do eixo Y
$\dot{Y}(t)$	primeira derivada no tempo na direção Y
$\ddot{Y}(t)$	segunda derivada no tempo na direção Y
$X(t)$	deslocamento na direção do eixo X
$\dot{X}(t)$	primeira derivada no tempo na direção X
$\ddot{X}(t)$	segunda derivada no tempo na direção X

CARACTERES GREGOS

Símbolo	Designação
φ_0	ângulo de fase das vibração livres
μ	coeficiente de resposta dinâmica
$\dot{\psi}$	derivada com relação ao tempo do ângulo de rotação
$\dot{\theta}$	derivada com relação ao tempo do ângulo de rotação
$\dot{\phi}$	derivada com relação ao tempo do ângulo de rotação
ε	derivada da deformação unitária
$\bar{\chi}$	esperança matemática ou média da grandeza aleatória χ
ω	freqüência angular de variação da força de perturbação
\bar{v}	velocidade axial média na saída do rotor
$\bar{\omega}_n$	vetor da freqüência angular natural instantânea
α	ângulo de ataque do perfil
φ	ângulo de fase da força de perturbação
θ	ângulo de rotação ao redor do eixo x_1
ϕ	ângulo de rotação ao redor do eixo y
ψ	ângulo de rotação ao redor do eixo Z
Γ	circulação ao redor do perfil sem vórtices
ε	deformação unitária
ρ	densidade do meio
β	fator de amortecimento
Φ	modo de vibração do sistema
γ	peso específico d'água
ν	razão de Poisson
Ω	rotação do eixo
τ	tensão de cisalhamento nos materiais
ρ	coordenada do vórtice conjugado

σ	tensão normal nos materiais
v	velocidade do fluxo
$\Delta\Gamma$	variação na circulação ao redor do perfil
v_ω	velocidade angular do fluido entre o rotor e a tampa da turbina
v_∞	velocidade do fluxo no infinito
v_2	projeção da velocidade sobre o eixo perpendicular àquele da grade
v_{2max}	projeção da velocidade sobre o eixo perpendicular àquele da grade máxima
v_{2min}	projeção da velocidade sobre o eixo perpendicular àquele da grade mínima
σ_a	amplitude da tensão durante o ciclo
λ_a	coeficiente de perda devido à fricção no gap
ω_b	freqüência angular natural da vibração tipo batimento
σ_c	tensão devido à carga
σ_{cr}	tensão crítica
μ_d	viscosidade absoluta ou dinâmica do fluido
μ_c	viscosidade cinemática do fluido
ω_e	freqüência de rotação do eixo
χ_e	valor esperado matematicamente de χ
v_e	velocidade média na entrada do tubo de sucção
ζ_{ent}	coeficiente de perda na entrada
ρ_f	densidade do fluido
ΔF_s	variação da força de sustentação
v_g	velocidade através do gap
ΔH	aumento de pressão pelo choque hidráulico
σ_i	tensão no instante que é aplicado um impulso
σ_l	tensão limite de resistência à fadiga
ΔL_{def}	expansão do eixo do gerador pelo peso
Δ_{log}	decremento logarítmico do amortecimento
ΔL_{tem}	expansão do eixo do gerador pela temperatura
v_m	componente da velocidade na direção meridional
γ_m	peso específico do material do rotor
σ_m	tensão média durante o ciclo
$\sigma_{max}, \sigma_{min}$	tensões máxima e mínima nos materiais durante o ciclo

λ_n	coeficiente de não uniformidade do fluxo
$\gamma_{\text{mod}}, \gamma_{\text{pro}}$	peso específico do material do modelo e do protótipo
ω_n	Frequência angular natural
σ_n	tensão no eixo sob carga normal
θ_o	ângulo de torção nas condições normais
ϵ_o	deformação unitária máxima
Γ_p	circulação ao redor do perfil na presença de vórtices
λ_p	coeficiente de não uniformidade de pressão
ϕ_{per}	ângulo de torção permissível
δ_{per}	deflexão permissível
$\sigma_{\text{per}}, \tau_{\text{per}}$	tensões permissíveis nos materiais
u_r	componente da velocidade na direção radial
Δ_r	gap radial
σ_{rf}	tensão de ruptura final
σ_{rs}	tensão de ruptura estática
ϕ_s	ângulo da seção de medição na caixa espiral
ω_s	frequência natural de vibração do suporte do segmento
u_s	velocidade média na saída do tubo de sucção
ζ_{sai}	coeficiente de perda na saída
δ_{sg}	deflexão estática da aranha do gerador
θ_t	ângulo de torção
u_t	componente da velocidade na direção tangencial
γ_t	peso específico do material da tubulação forçada
ΔT	variação da temperatura
Γ_v	circulação do vórtice
λ_v	coeficiente de não uniformidade de fluxo (velocidade)
Γ_{vh}	circulação do filamento de vórtice horizontal do tubo de sucção
Γ_{vv}	circulação do filamento de vórtice vertical do tubo de sucção
δW	trabalho virtual das forças que atuam sobre o eixo
ω	coeficiente de Kussner

ÍNDICE DE FIGURAS

	página
Fig.1.1 Sistema de vibração não amortecido com um grau de liberdade	1
Fig.1.2 Oscilações harmônicas simples	2
Fig.1.3 Vibrações do tipo de pulsações	3
Fig.1.4 Vibração do sistema amortecida	4
Fig.1.5 Dependência das forças resistivas na velocidade	4
Fig.1.6 Vibrações livres com diferentes coeficientes de amortecimento e condições iniciais idênticas, isto é, $Z(0)=0$; $ \dot{Z}(0) > 0 $	5
Fig.1.7 Vibração forçada devido à ação da força $F(t)$	6
Fig.1.8 Combinação de vibrações forçadas e amortecidas livres de diferentes períodos	7
Fig.1.9 Relação da amplitude e ângulo de fase durante vibrações	8
Fig.1.10 Espectro discreto (linha) de vibrações periódicas	11
Fig.1.11 Vibração devido ao ponto instalação	12
Fig.1.12 Pulsações de pressão no tubo de sucção colocado após o rotor de uma turbina radial-axial sob condições de cavitação	12
Fig.1.13. Curvas de distribuição normal de uma grandeza aleatória	13
Fig.1.14 Função de correlação na ausência de componentes periódicos	15
Fig.1.15 Função correlação de um processo aleatório com componentes periódicos	15
Fig.1.16 Espectro contínuo de um processo aleatório	16
Fig.1.17 Variação de tempo das vibrações de uma estrutura	18
Fig.1.18 Oscilograma de vibrações da aranha do gerador durante partida	18
Fig.1.19 Figuras de Lissajou	21
Fig.1.20 Variação da tensão com o tempo	22
Fig.1.21 Ciclos de tensão	22
Fig.1.22 Diagrama de variação de tensão mostrando	23
Fig.1.23. Diagrama de fadiga para os materiais	25
Fig.1.24 Relação entre a resistência e a frequência da variação de carga do aço 1025	25
Fig.1.25 Forças de perturbação que causam vibrações nas estações hidrelétricas	32
Fig.2.1 Desbalanceamento do rotor resultando na vibração dos suportes	35
Fig.2.2 Tipos de desequilíbrio do rotor	36

Fig.2.3 Desalinhamento do eixo de excitador	39
Fig.2.4 Desalinhamentos de eixos de uma hidrounidade horizontal	40
Fig.2.5 Histerese de tensões mecânicas no metal do eixo durante aplicação de cargas variáveis	41
Fig.2.6 Efeito da histerese de tensões mecânicas nas vibrações de um eixo	42
Fig.2.7 Forças friccionais num eixo rotativo	44
Fig.2.8 Distribuição não uniforme de velocidade ao longo da periferia na saída da caixa espiral	46
Fig.2.9 Distribuição não uniforme de velocidade na caixa espiral de uma turbina	47
Fig.2.10 Distribuição não uniforme de velocidade após a grade de perfis da pá	50
Fig.2.11 Separação do filamento de vórtice das pás diretriz	51
Fig.2.12 Danos de cavitação no alinhador de uma turbina	51
Fig.2.13 Campo não uniforme de velocidade	53
Fig.2.14 Distribuição de pressão no fluxo	53
Fig.2.15 Efeito de um vórtice na força de sustentação	54
Fig.2.16 Vibrações das pás do rotor	59
Fig.2.17 Dependência da amplitude de vibrações do perfil da pá com a velocidade do fluxo v para várias formas da borda de fuga	60
Fig.2.18 Separação dos vórtices do perfil da pá e velocidades não uniformes no tubo de sucção	62
Fig.2.19 Posição dos vórtices	64
Fig.2.20 Influência da forma do corpo no fluxo nas vibrações da turbina	66
Fig.2.21 Intensidade da erosão por cavitação como função da altura de sucção	67
Fig.2.22 Desvio de água do aro superior do rotor para a cavidade interna do cone	68
Fig.2.23 Instalação do tubo dentro do cone do rotor para eliminar elevação da água através do eixo oco da turbina	69
Fig.2.24 Oscilação da pá e posições do perfil vibratório	71
Fig.2.25 Variação na velocidade média relativa do fluxo v ao redor dos perfis da pá do rotor sob regimes de aumento de carga como função da abertura a_0 do sistema diretor	73
Fig.2.26 Diagrama de fluxo com localização vertical imprópria do rotor	74
Fig.2.27 Variação da força axial no rotor	76
Fig.2.28 Distribuição de pressão nos aros superior (1) e inferior (2) do rotor	78

Fig.2.29 Filme de óleo no mancal atuando como excitador de vibração	79
Fig.2.30 Arranjo esquemático de “disco e segmento” para determinar-se a influência das vibrações verticais de disco na operação dos suportes do mancal escora	81
Fig.2.31 $\frac{A_d}{A_s}$ como função de $\left(\frac{\omega}{\omega_s}\right)$ para o sistema “disco e segmento”	83
Fig.2.32 Posição excêntrica da gaxeta do anel de vedação e perda de pressão em ambos lados do gap de vedação	85
Fig.2.33 Distribuição de velocidade na seção de entrada do tubo de sucção da turbina modelo	89
Fig.2.34 Variação de pressão no tubo de sucção de uma turbina de 34000 kw operando à 32,5m de carga a várias aberturas do sistema diretor	90
Fig.2.35 Variação de pressão na periferia do tubo de sucção sem injeção de ar	91
Fig.2.36 Características da operação sem carga, curto-circuito dos enrolamentos de campo do gerador e oscilógrafo da corrente fluindo nos condutores	94
Fig.2.37 Frequência natural de vibração da aranha do gerador	96
Fig.2.38 Dependência da velocidade de propagação das ondas de pressão na tubulação de aço como função do D , e_t (D - diâmetro interno da tubulação; e_t - espessura da parede)	102
Fig.2.39 Vários tipos de deformação das seções transversais do tubo	103
Fig.2.40 Perturbações devido à variação de pressão na tubulação forçada	104
Fig.2.41 Arranjo de trecho simples da tubulação forçada	105
Fig.2.42 Arranjo de trecho múltipla da tubulação forçada	105
Fig.3.1 Tensões mecânicas	109
Fig.3.2 Oscilograma obtido durante a partida de uma turbina de pás ajustáveis	114
Fig.3.3 Oscilograma obtido durante partida de uma turbina mista (diagonal)	115
Fig.3.4 Queda do nível de água na caixa da turbina durante rejeição de carga	116
Fig.3.5 Oscilograma obtido durante descarregamento de uma turbina de pás ajustáveis	116
Fig.3.6 Nomograma para determinar o aumento de pressão durante um choque hidráulico	117
Fig.3.7 Oscilograma de auto - sincronização da hidrounidade	119
Fig.3.8 Oscilograma de auto-sincronização da hidrounidade	119
Fig.3.9 Espectro de frequência: espectro de frequência do impulso crescente	122
Fig.3.10 Espectro de frequência: espectro de frequência do impulso senoidal amortecido	123
Fig.3.11 Espectro de frequência: espectro de frequência do impulso cosenoidal	123

Fig.4.1 Esquema básico do sistema turbina-gerador	124
Fig.4.2 Sistemas de referência	126
Fig.4.3 Representação dos discos	127
Fig.4.4 Coordenadas do centro geométrico C, e um ponto arbitrário B no eixo	128
Fig.4.5 Representação do elemento de barra	131
Fig.4.6 Rigidez e amortecimento dos mancais	133
Fig.4.7 Massa desbalanceada	134
Fig.4.8. Configuração de uma usina hidrelétrica de eixo vertical ref.[4.8]	141
Fig.4.9. Descrição através dos elementos finitos do sistema da ref.[4.8]	142
Fig.4.10. Diagrama de Campbell para o sistema da ref.[4.8]	143
Fig.4.11. Primeiro modo de vibração natural do sistema da ref.[4.8]	144
Fig.4.12. Segundo modo de vibração natural do sistema da ref.[4.8]	144
Fig.4.13. Terceiro modo de vibração natural do sistema da ref.[4.8]	145
Fig.4.14. Quarto modo de vibração natural do sistema da ref.[4.8]	145
Fig.4.15. Resposta ao desbalanceamento para o exemplo de aplicação	146
Fig.4.16. Resposta à ação de uma força assíncrona para o exemplo de aplicação	147

ÍNDICE DE TABELAS

	página
Tabela 1.1	24
Dados de referência para a resistência final de vários materiais sob carga estática e sob variação de tensão cíclica simétrica	
Tabela 1.2	26
Relação entre deflexão máxima δ (deformação), e a tensão máxima na viga σ_{\max}	
Tabela 2.1	58
Número de Strouhal dado por diferentes pesquisadores em relação à forma do corpo no fluxo	
Tabela 2.2	75
Deflexão das aranhas dos mancais de transmissão de turbinas radiais-axiais	
Tabela 2.3	97
Valores de deflexão e freqüência natural, da vibração vertical da aranha do mancal de transmissão determinados teoricamente	
Tabela 2.4	106
Coeficiente a_i depende do número de trechos, tipo de vibrações e método de ancoragem dos terminais da tubulação (Fig.2.41)	
Tabela 2.5	106
Coeficiente a_i depende do número de trechos, tipo de vibrações e método de ancoragem dos terminais da tubulação (Fig.2.42)	
Tabela 2.6	107
Lista de freqüências dos primeiros harmônicos das principais forças de perturbação que atuam nas hidrounidades sob condições de operação de estado permanente	
Tabela 3.1	111
Valores de (σ_i/σ_n) para vários múltiplos k do momento M_{el} e duração T do impulso	
Tabela 3.2	120
Freqüências e as constantes de tempo de amortecimento de vários componentes dos momentos e das forças eletromagnéticas que aparecem durante os processos transitórios no gerador	
Tabela 4.1	143
Freqüências tanto em precessão direta, quanto em precessão inversa em relação à rotação do eixo que está na faixa de 0 a 500rpm	
Tabela 4.2	146
Freqüências naturais do sistema para um número de elementos finitos usados na descrição do sistema igual a 4, 7, 14	

SINOPSE

O estudo do comportamento dinâmico das unidades hidráulicas (turbina - gerador) é importante no sentido de estabelecer e melhorar as condições operativas e permitir elaborar planos de manutenção adequados a elas. Deve-se levar em conta nesse estudo o conhecimento que um dos fatores que governam a confiabilidade de operação dessas, é a natureza e magnitude da vibração de cada um dos componentes, como do conjunto global.

Nesse sentido, o presente estudo trata o assunto de uma forma geral e abrangente, não se aprofundando em estudos específicos de fenômenos complexos particulares, considerando os regimes de operação de toda central hidrelétrica (permanente e não permanente), estabelecendo os tipos de forças que atuam sobre as máquinas, especificando suas causas, origens, características e frequências de atuação nos diferentes regimes de operação da central.

O capítulo 1 do presente trabalho faz uma descrição geral dos conceitos básicos da teoria de vibrações, e menciona alguns exemplos característicos de danos que ocorrem em instalações hidrelétricas. E finalmente faz, uma classificação das forças de perturbação que aparecem nos diferentes regimes de operação das hidrounidades. Essas forças que surgem nas hidrounidades e atuam nos componentes individuais, podem ser ou forças estáveis ou variáveis com o tempo. A ação dessas forças pode resultar na deformação dos componentes individuais da hidrounidade, em vibração dos componentes e da unidade como um todo. A natureza dessas forças varia para diferentes regimes operativos. Os regimes operativos da unidade podem ser subdivididos em: condições de estado estável e de estado instável (processos transitórios).

O regime operativo de estado estável (regime permanente) é aquele onde a turbina hidráulica opera a uma altura disponível (queda), velocidade de rotação, abertura do sistema diretor e posição das pás do rotor constantes. Quando estas grandezas mudam com o tempo a condição operativa é chamada regime de estado instável.

As forças que aparecem na hidroturbina durante os regimes operativos estáveis que são estudadas no capítulo 2, podem ser periódicas ou constantes em módulo e direção. Não obstante, as forças não periódicas de natureza aleatória com diferentes frequências e amplitudes ocorrem

freqüentemente mesmo sob regimes operativos estáveis. Tais forças de perturbação existem, por exemplo, numa condição operativa onde o fenômeno de cavitação é observado na turbina

O regime operativo de estado instável é caracterizado pela presença de forças aperiódicas. Tanto as vibrações como as deformações provocadas por essas forças também são de natureza aperiódica. As forças aparecem como impulsos de diferentes durações. A resposta do sistema a estes impulsos, isto é, vibração e deformação dos elementos individuais sob esses regimes operativos, são de natureza instável e aleatória, descritas no capítulo 3. Frequentemente, as vibrações e deformações que surgem sob regimes de estado instável são sobrepostas as vibrações e deformações que ocorrem sob condições de estado permanente na forma de impulsos isolados de curto tempo ou vibrações amortecidas

Sendo o sistema turbina-gerador um sistema mecânico, no capítulo 4 desenvolveu-se o equacionamento matemático do sistema pela técnica de elementos finitos, que foi usado no desenvolvimento do programa empregado para determinar a variação das freqüências naturais do sistema com a rotação, para desenhar os modos de vibração e a resposta do sistema à ação de diversas forças de excitação. O programa considera os rotores, tanto da turbina quanto do gerador, como discos rígidos que são caracterizados somente através da sua energia cinética, o eixo como uma viga em flexão, o qual é caracterizado tanto pela sua energia cinética, quanto pela energia de deformação. A rigidez e amortecimento dos mancais são considerados conhecidos e constantes. Além do mais, cada nó do elemento finito tem quatro graus de liberdade; dois são deslocamentos e os outros dois são rotações. O programa usa para a solução da equação geral do sistema o método Pseudo-Modal o que permite economizar o tempo de cálculo.

O propósito deste trabalho é contribuir com a área que atua com análises de vibração de componentes de Usinas Hidrelétricas, pondo ao alcance destes, a informação que lhes permita avaliar apropriadamente os problemas de vibração em seus quefazer diários, no seu campo de trabalho. Além disso, ter uma noção básica do modelamento matemático empregado para a simulação do comportamento dinâmico do sistema turbina-gerador.

CAPÍTULO 1

DEFINIÇÕES BÁSICAS E EXEMPLOS DE DANOS ÀS UNIDADES HIDRELÉTRICAS

Este capítulo apresenta alguns princípios básicos da teoria de vibrações[1.1],[1.2], exemplos de danos ocorridos em usinas hidrelétricas, também faz uma classificação das forças de perturbação que aparecem nelas.

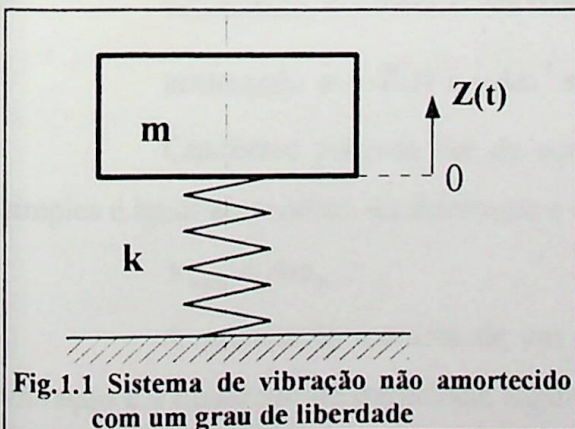
1.1.- Número de Graus de Liberdade de um Sistema

Todo sistema mecânico é definido por um certo número mínimo de coordenadas para seus pontos a partir dos quais pode-se determinar a localização de todos os pontos nos sistemas. O número de coordenadas é chamado número de graus de liberdade. Se o sistema sofrer movimentos oscilatórios ou vibratórios estas coordenadas mudam com o tempo.

A hidrounidade é um sistema mecânico com um número infinito de graus de liberdade. Entretanto, afim de se aplicar a teoria de vibrações a problemas práticos pode-se considerar um esquema simplificado com um número pequeno, finito de graus de liberdade.

1.2.- Vibrações Livres num Sistema

Consideremos um sistema que consista de uma mola k e uma massa m (Fig.1.1). Deixe a



massa vibrar apenas na direção vertical Z . Se o sistema for perturbado de sua condição de equilíbrio o movimento resultante será controlado por duas forças: a força de inércia e a força da mola (desprezando-se o efeito da força de amortecimento).

A equação de movimento neste caso é:

$$m\ddot{Z}(t) + kZ(t) = 0 \quad (1.1)$$

sendo $Z(t)$ o deslocamento da posição de equilíbrio e k é o coeficiente de rigidez da mola.

A solução geral da equação (1.1) é conforme segue:

$$Z(t) = C_1 \operatorname{sen}\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) + C_2 \operatorname{cos}\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t\right),$$

sendo C_1 e C_2 constantes determinadas a partir das condições iniciais.

Em $t = 0$, $Z(0) = Z_0$ e $\dot{Z}(0) = 0$ e daí obtemos:

$$Z(t) = Z_0 \cos\left(\sqrt{\frac{k}{m}} t\right). \quad (1.3)$$

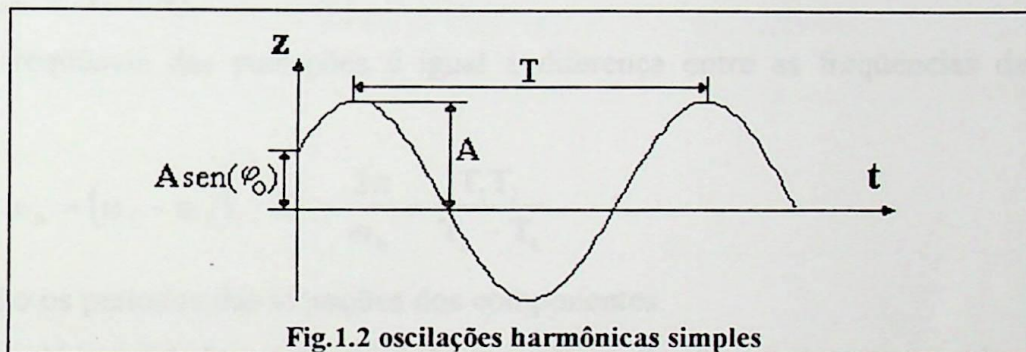
A grandeza $\sqrt{\frac{k}{m}} = \omega_n$ é a frequência natural angular das vibrações naturais do sistema. O

período $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$ e a frequência de vibrações naturais $f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$.

O movimento descrito pela equação (1.3) é um movimento harmônico simples. Em geral ele pode ser expressado por (Fig. 1.2):

$$Z(t) = A \operatorname{sen}(\omega_n t + \varphi_0) \quad (1.4)$$

onde A é a amplitude de vibração, t é o tempo e φ_0 é o ângulo de fase da vibração.



A velocidade e a aceleração do movimento harmônico podem ser obtidas pela diferenciação da equação (1.4):

$$\text{velocidade } v = \dot{Z}(t) = A\omega \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (1.5)$$

$$\text{aceleração } a = \ddot{Z}(t) = -A\omega^2 \operatorname{sen}(\omega t + \varphi_0) \quad (1.6)$$

Conforme pode-se ver da equação (1.5) a velocidade máxima do movimento harmônico simples é igual ao produto da amplitude e a frequência angular, isto é,

$$v_{\max} = A\omega_n. \quad (1.7)$$

A aceleração máxima de um movimento harmônico é igual ao produto da amplitude da vibração e o quadrado da frequência angular, isto é

$$a_{\max} = A\omega_n^2 = \omega_n v_{\max}. \quad (1.8)$$

Uma combinação de duas vibrações harmônicas de direção e frequência idênticas resulta numa vibração harmônica da mesma frequência.

Se as frequências de duas vibrações harmônicas diferirem ligeiramente uma da outra a vibração resultante de sua sobreposição terá uma amplitude periodicamente variante (Fig. 1.3).

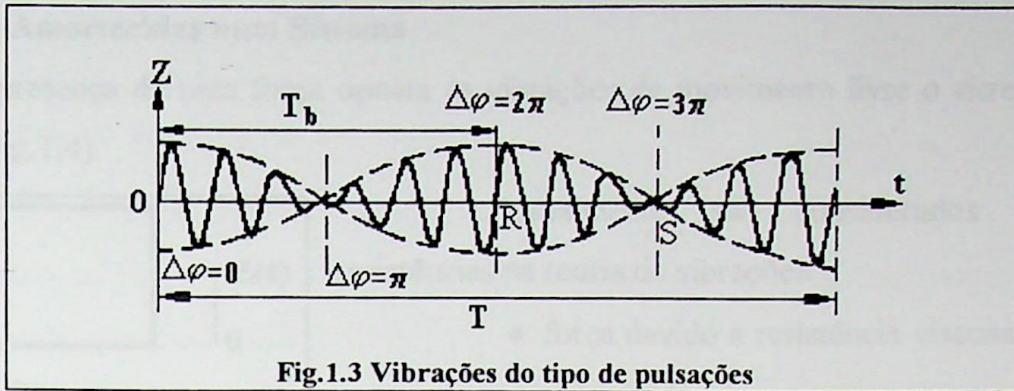


Fig.1.3 Vibrações do tipo de pulsações

Estas vibrações são conhecidas como pulsações. As pulsações (batimento) são caracterizadas por sua amplitude e frequência.

A amplitude das pulsações varia da soma à diferença das amplitudes A_1 e A_2 das vibrações componentes:

$$A_{\max} = A_1 + A_2 ;$$

$$A_{\min} = A_1 - A_2 .$$

A frequência das pulsações é igual à diferença entre as frequências das vibrações dos componentes:

$$\omega_b = (\omega_1 - \omega_2); \quad T_b = \frac{2\pi}{\omega_b} = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \quad (1.9)$$

onde T_1 e T_2 são os períodos das vibrações dos componentes.

Em hidrounidades as pulsações podem frequentemente ser observadas durante sincronização, quando a frequência da unidade sendo sincronizada difere ligeiramente daquela unidade operativa adjacente. Neste caso, as pulsações podem aparecer tanto no piso da sala de máquinas quanto na estrutura de suporte da própria unidade. Muitas vezes as pulsações são acompanhadas de um ruído que periodicamente varia de intensidade. As pulsações são características das vibrações dos dutos forçados de Centrais Hidrelétricas.

O deslocamento, velocidade e aceleração das vibrações são grandezas vetoriais. Conhecendo a magnitude dos componentes na direção das coordenadas X , Y e Z , pôde-se determinar o vetor resultante como:

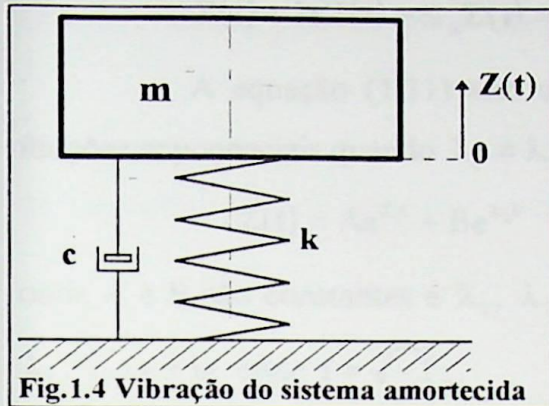
deslocamento $\quad \vec{R} = \vec{X} + \vec{Y} + \vec{Z}$

velocidade $\quad \vec{v} = \vec{v}_x + \vec{v}_y + \vec{v}_z$

aceleração $\quad \vec{a} = \vec{a}_x + \vec{a}_y + \vec{a}_z$

1.3.- Vibrações Amortecidas num Sistema.

Na presença de uma força oposta às vibrações de movimento livre o sistema amortece-se com o tempo (Fig.1.4).



Usualmente, são considerados três tipos de resistências na teoria de vibrações:

- ♦ força devido a resistência viscosa, proporcional a velocidade:

$$F_r = c\dot{Z}(t), \text{ onde } c \text{ é o coeficiente de resistência;}$$

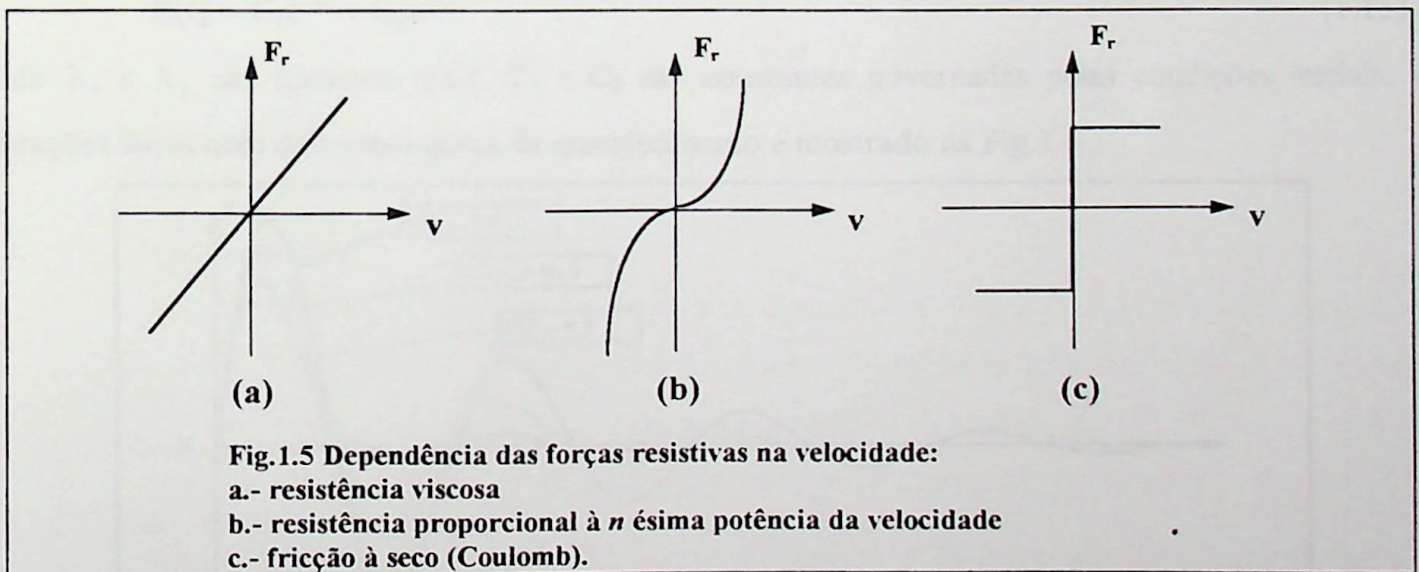
- ♦ forças proporcionais à n ésima potência da velocidade:

$$F_r = c(\dot{Z}(t))^n \text{ (para a maioria dos problemas técnicos } n \text{ pode ser admitido igual a 2); e}$$

- ♦ forças devido a fricção a seco. Estas são constantes em módulo, mas estão em uma direção oposta àquela do vetor velocidade: $F_r = \pm \text{Constante}$.

As leis que governam as forças resistivas são mostradas na Fig.1.5 onde a dependência

$F_r = f(v)$ é mostrada para os casos acima.



Na ausência de quaisquer forças de perturbação a equação de movimento é conforme segue:

$$m\ddot{Z}(t) + c\dot{Z}(t) + kZ(t) = 0 \quad (1.10)$$

onde m , c e k são constantes positivas.

Esta equação é conhecida como equação das oscilações amortecidas livres, onde o amortecimento é proporcional à velocidade.

Introduzindo alguns termos adicionais, tem-se:

$$r = \frac{c}{2m}, \quad \omega_n^2 = \frac{k}{m}; \quad q = \sqrt{\omega_n^2 - r^2}$$

Neste caso a equação (1.10) torna-se :

$$\ddot{\mathbf{Z}}(t) + 2r\dot{\mathbf{Z}}(t) + \omega_n^2\mathbf{Z}(t) = 0. \quad (1.11)$$

A equação (1.11) tem uma solução geral na forma de uma combinação linear de duas funções exponenciais quando $\lambda_1 \neq \lambda_2$:

$$\mathbf{Z}(t) = A e^{\lambda_1 t} + B e^{\lambda_2 t} \quad (1.12)$$

onde A e B são constantes e λ_1, λ_2 são raízes da equação característica $\lambda^2 + 2r\lambda + \omega_n^2 = 0$, da qual

$$\lambda_{1,2} = -r \pm iq \text{ onde } i = \sqrt{-1}.$$

A solução da equação (1.12) pode ser representada como uma função de q .

Desta forma se q é real, então

$$\mathbf{Z}(t) = e^{-rt} (C_1 \cos(qt) + iC_2 \sin(qt)) \quad (1.13)$$

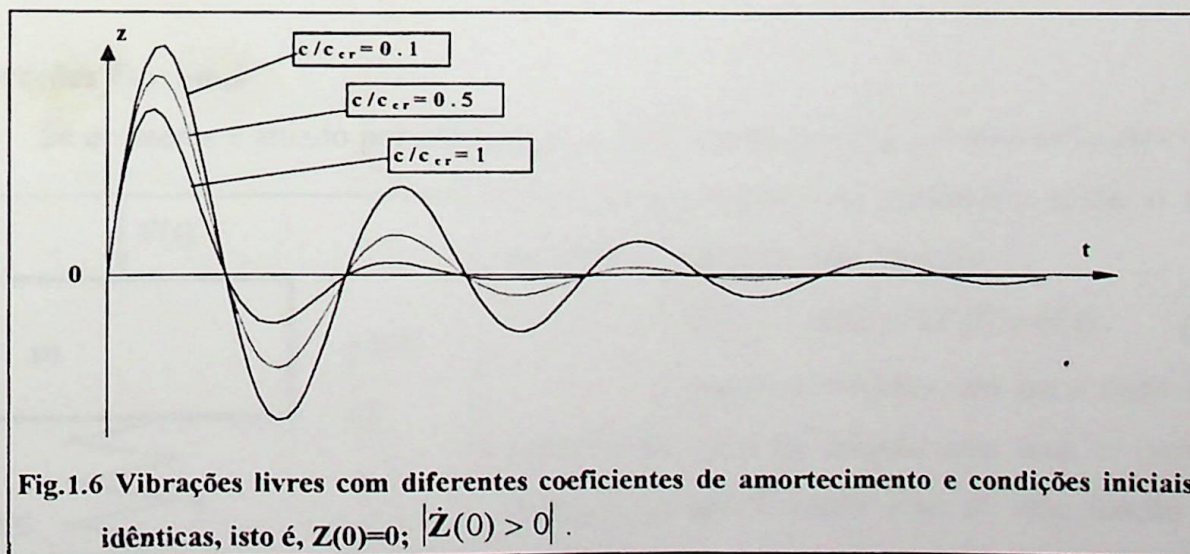
quando $q=0$ a solução da equação (1.11) será

$$\mathbf{Z}(t) = e^{-rt} C_1 \quad (1.14)$$

e se q é uma grandeza imaginária, então

$$\mathbf{Z}(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} \quad (1.15)$$

onde λ_1 e λ_2 são números reais, C_1 e C_2 são constantes governadas pelas condições iniciais. As vibrações livres com diferentes graus de amortecimento é mostrado na Fig.1.6.



A igualdade (1.13) é válida quando $\omega_n^2 > r^2$. Neste caso temos oscilações amortecidas.

Estas oscilações se repetem após cada meio período com a amplitude decrescente e cessam após um certo espaço de tempo. A frequência destas oscilações será:

$$f_d = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{c^2}{4m^2}} \quad (1.16)$$

Quanto menor o coeficiente c de amortecimento, maior o número de oscilações amortecidas e mais próxima à frequência das vibrações naturais do sistema.

Daqui para frente em nossa discussão podemos algumas vezes usar a frequência de vibração livre amortecida como a frequência natural de vibração do sistema. Quando as oscilações são amortecidas a relação entre duas amplitudes consecutivas de vibrações é igual à:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{A_2}{A_3} = \dots = e^{rT}$$

ou

$$rT = \text{Ln} \left(\frac{A_i}{A_{i+1}} \right) = \Delta_{\log}$$

A grandeza Δ_{\log} é conhecida como o decremento logarítmico do amortecimento. Ela caracteriza a taxa de amortecimento das vibrações. O decremento de amortecimento é uma grandeza adimensional.

A equação (1.14), para o caso onde $q=0$, corresponde ao limite no qual ocorre uma transição de um movimento oscilatório para um não oscilatório (movimento aperiódico). Neste caso o coeficiente de amortecimento é chamado coeficiente crítico de amortecimento

$$c_{cr} = 2\sqrt{km}$$

1.4.- Vibrações Forçadas

Se o sistema é atuado por alguma força de perturbação (Fig.1.7) que varie com o tempo de acordo com alguma lei particular, então o movimento resultante é descrito pela equação

$$m\ddot{Z}(t) + c\dot{Z}(t) + kZ(t) = F(t) \quad (1.17)$$

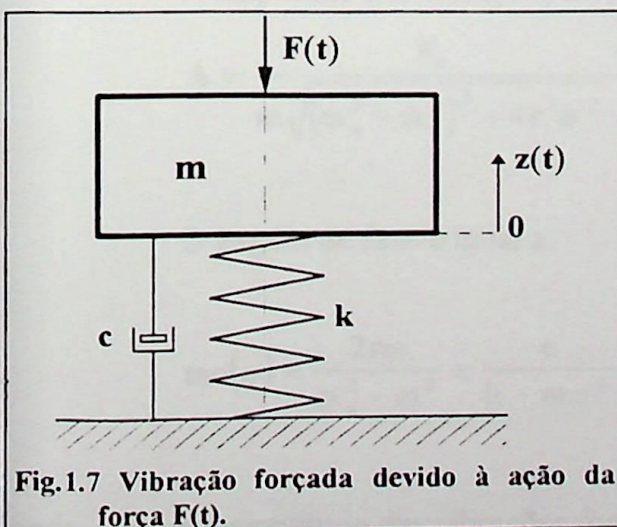
Vamos considerar um caso onde a força de perturbação varia de acordo com uma lei periódica, por exemplo de acordo com a lei de uma função harmônica simples:

$$F(t) = F_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.18)$$

onde F_0 é o maior valor da força.

Neste caso a equação (1.17), torna-se:

$$m\ddot{Z}(t) + c\dot{Z}(t) + kZ(t) = F_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.19)$$



A solução da equação (1.19) consiste da soma de sua função complementar e a integral particular. A função complementar é a solução geral de (1.19) quando seu lado direito é fixo igual a zero (equação das vibrações amortecidas). A solução completa é então obtida como:

$$Z(t) = e^{-rt}(C_1 \cos(qt) + C_2 \text{sen}(qt)) + \frac{F_0 \cos(\omega t + \varphi)}{m\sqrt{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + 4r^2\omega^2}} \quad (1.20)$$

Desta forma, o movimento descrito pela equação diferencial (1.19) é constituído de duas partes: as vibrações amortecidas descritas pelo primeiro termo (lado direito) da equação (1.20), e as vibrações forçadas provocadas pela ação da força de perturbação F com uma frequência igual àquela desta força. Após um tempo, as vibrações amortecidas cessam, e o movimento agora continua apenas sob a ação da força de perturbação, isto é, ele é controlado pelo segundo termo (lado direito) da igualdade (1.20) (Fig.1.8).

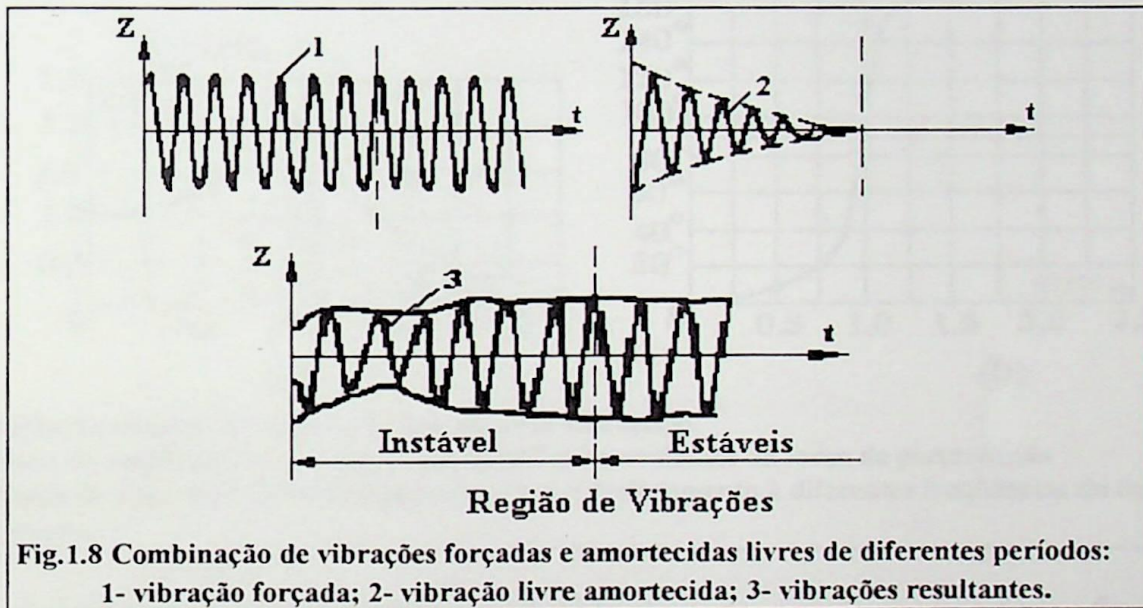


Fig.1.8 Combinação de vibrações forçadas e amortecidas livres de diferentes períodos:
1- vibração forçada; 2- vibração livre amortecida; 3- vibrações resultantes.

A amplitude das vibrações forçadas é igual a:

$$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + 4r^2\omega^2}} = \frac{F_0 \cdot k}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(2c\omega \cdot c_{cr}\omega_n\right)^2}} \quad (1.21)$$

O ângulo de fase é igual a:

$$\tan(\varphi) = \frac{2r\omega}{\omega_n^2 - \omega^2} = \frac{c}{k - m\omega^2} = \frac{2 \frac{c}{c_{cr}} \frac{\omega}{\omega_n}}{1 - \left[\frac{\omega}{\omega_n}\right]^2} \quad (1.22)$$

onde A é a amplitude das vibrações forçadas;

F_0 é o valor máximo da força de perturbação

c é o coeficiente de amortecimento

c_{cr} é o coeficiente de amortecimento crítico $= 2\sqrt{mk}$;

k é o coeficiente de rigidez;

m é a massa;

ω é a freqüência angular de variação da força de perturbação,

ω_n é a freqüência angular das vibrações livres;

F_0/k é a deflexão estática provocada pela força F_0

As variações em amplitude e ângulo de fase das vibrações forçadas como funções da freqüência da força de perturbação e da freqüência natural das vibrações da estrutura são representadas graficamente nas Fig. 1.9a. e 1.9b.

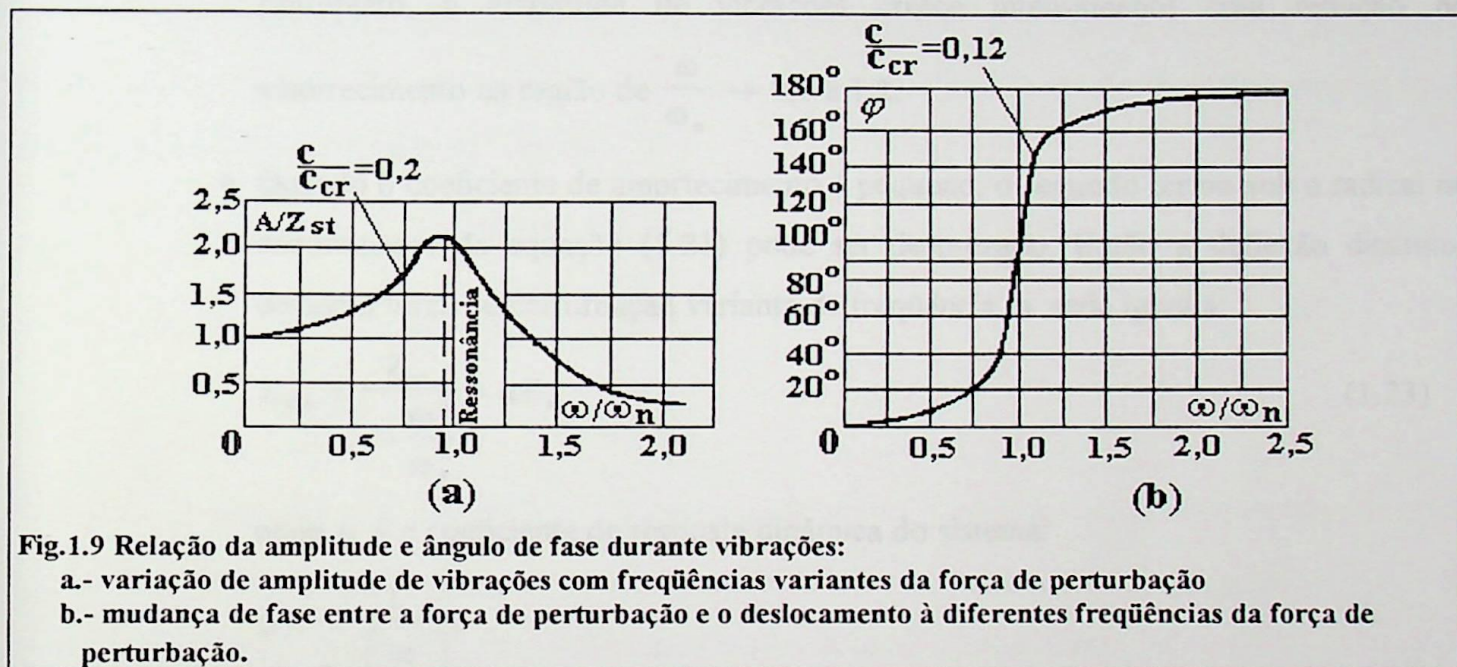


Fig.1.9 Relação da amplitude e ângulo de fase durante vibrações:

a.- variação de amplitude de vibrações com freqüências variantes da força de perturbação

b.- mudança de fase entre a força de perturbação e o deslocamento à diferentes freqüências da força de perturbação.

Os aspectos mais importantes das vibrações forçadas conforme visto destas figuras são:

- ◆ Quando a razão de freqüência $\frac{\omega}{\omega_n} \ll 1$ a amplitude das vibrações forçadas está próxima à deformação estática. Neste caso, o ângulo φ de mudança de fase entre a força de perturbação e o deslocamento está próximo a zero. Estas vibrações são características dos geradores e da maioria das hidrounidades com eixos rígidos, já que a freqüência natural das vibrações transversais dos eixos é de 2 a 5 vezes maior que a freqüência de excitação da força de perturbação (por exemplo, desbalanceamento do rotor que aparece com uma freqüência igual àquela do rpm).
- ◆ Quando a razão das freqüências $\frac{\omega}{\omega_n}$ está próxima a unidade, a amplitude cresce consideravelmente e o ângulo φ de fase está próximo a 90° . Este regime de vibrações

é típico para ressonância, isto é, quando a frequência natural de vibrações coincide com a frequência da força de perturbação.

- ◆ Quando a razão das frequências $\frac{\omega}{\omega_n} \gg 1$ a amplitude de vibrações decresce e o ângulo de fase está próximo de 180° . Esta razão de frequência é característica de turbina com eixo flexível onde $\frac{\omega}{\omega_n} > 1,5$, bem como das vibrações torcionais dos eixos de muitas turbinas hidráulicas verticais.
- ◆ Quando o coeficiente de amortecimento é elevado a amplitude de vibrações decresce. Entretanto, a amplitude de vibrações cresce intensamente com redução no amortecimento na região de $\frac{\omega}{\omega_n} \rightarrow 0,6$ à $1,2$.
- ◆ Quando o coeficiente de amortecimento é pequeno, o segundo termo sob o radical no denominador da equação (1.21) pode ser desprezado. Então a deflexão dinâmica devido à força de perturbação variante de frequência ω seria igual a:

$$Z_{\text{din}} = \frac{Z_{\text{st}}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}} = \mu Z_{\text{st}} \quad (1.23)$$

onde μ é o coeficiente de resposta dinâmica do sistema:

$$\mu = \frac{1}{1 - \left[\frac{\omega}{\omega_n} \right]^2}$$

Desta forma, quando a força de perturbação varia de acordo com uma lei harmônica, os cálculos de projeto para a estrutura podem ser conduzidos para carregamento estático da instalação sob uma força igual a μF_0 . Daqui vemos quão importante é conhecer a frequência da força de perturbação e a frequência natural de vibrações da estrutura, afim de se avaliar a interação dinâmica da primeira com a última.

A força de perturbação $F(t)$ na equação (1.17) pode ser qualquer função periódica. Tal função pode ser representada na forma de uma série de Fourier:

$$F(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n\omega t) + b_n \text{sen}(n\omega t)) \quad (1.24)$$

onde $n=1,2,3,\dots$ é a ordem de harmônicos que constituem as vibrações: $a_0, a_1, a_2, \dots, b_1, b_2, b_3, \dots$ são as constantes da série; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ onde T é o período da função.

Os coeficientes a_i e b_i são determinados das fórmulas

$$\mathbf{a}_n = \frac{2}{T} \int_0^T \mathbf{F}(t) \cos(n\omega t) dt ;$$

$$\mathbf{b}_n = \frac{2}{T} \int_0^T \mathbf{F}(t) \sin(n\omega t) dt .$$

A série de Fourier também pode ser representada como segue:

$$\mathbf{F}(t) = \mathbf{F}_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{F}_n \sin(n\omega t + \varphi_n) , \quad (1.25)$$

onde
$$\mathbf{F}_0 = \frac{\mathbf{a}_0}{2} ; \quad \mathbf{F}_n = \sqrt{\mathbf{a}_n^2 + \mathbf{b}_n^2} ; \quad \varphi_n = \tan^{-1} \left[\frac{\mathbf{a}_n}{\mathbf{b}_n} \right] .$$

Se tivermos um tipo de vibração complexa para algum componente particular da unidade, consistindo da soma de diversos harmônicos, então a variação na amplitude de vibrações também pode ser representada por uma série de Fourier:

$$\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{A}_n \sin(n\omega t + \varphi_n) , \quad (1.26)$$

onde \mathbf{A}_0 é o valor médio de $\mathbf{A}(t)$ para o período T ;

$$\mathbf{A}_n = \sqrt{\mathbf{a}_n^2 + \mathbf{b}_n^2} ; \quad \varphi_n = \tan^{-1} \frac{\mathbf{a}_n}{\mathbf{b}_n} .$$

O harmônico $\mathbf{A}_1 \sin(\omega t + \varphi_1)$ é denominado como o primeiro ou harmônico fundamental.

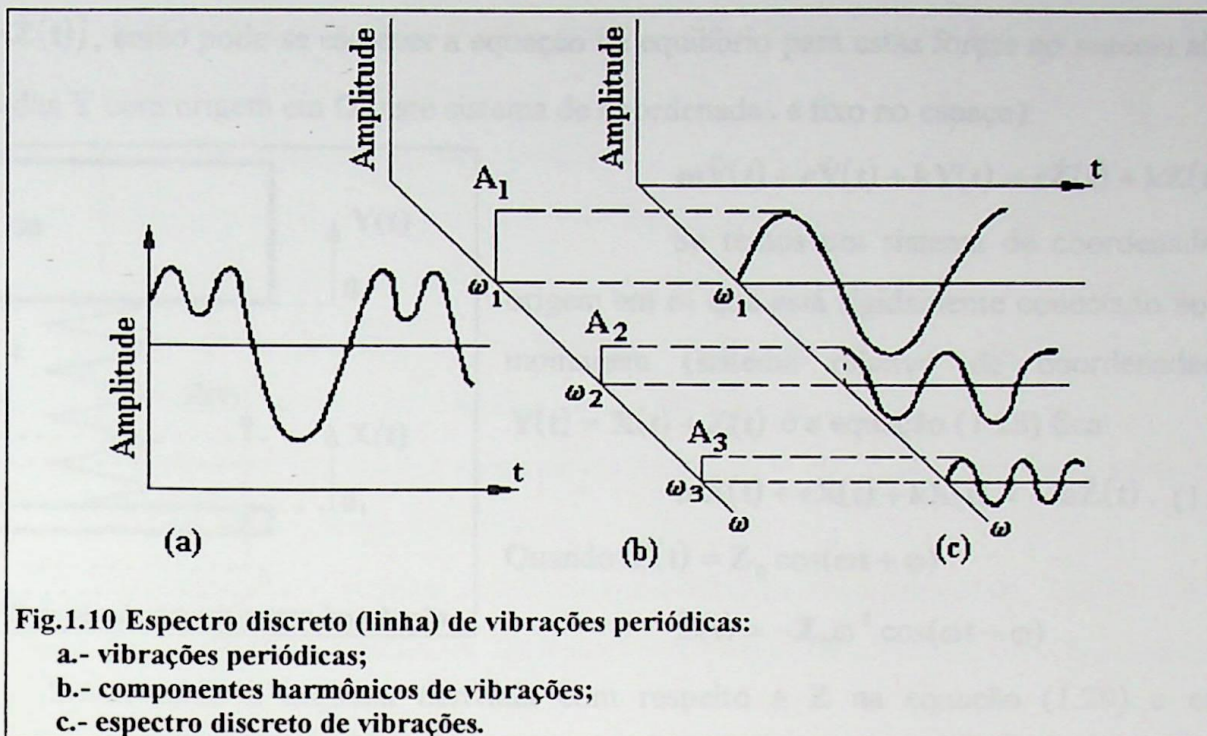
Todos os harmônicos subsequentes com uma freqüência $n\omega$ são conhecidos como harmônicos de n -ésima ordem, isto é, estes harmônicos terão uma freqüência igual a 2ω , 3ω , etc..

Entretanto, na maioria dos casos a vibração de uma unidade é provocada pela ação simultânea de diversas forças periódicas de perturbação. Não sendo um múltiplo da freqüência de variação da força de perturbação total, cada uma das forças de perturbação tem sua própria freqüência. Neste caso, as vibrações forçadas resultantes de freqüência ω podem ser consideradas constituídas de harmônicas com freqüências iguais a $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$. As freqüências $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$ podem não ser múltiplas da freqüência total de vibrações.

As variações na amplitude das vibrações totais podem ser representadas conforme segue:

$$\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}_0 + \mathbf{A}_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + \dots + \mathbf{A}_n \sin(\omega_n t + \varphi_n) \quad (1.27)$$

As características de tais processos periódicos, quando representados em termos das coordenadas (\mathbf{A}_n, ω_n) dão um espectro de linha (discreto) das freqüências, isto é, cada freqüência harmônica ω_n corresponde a uma amplitude particular \mathbf{A}_n (Fig. 1.10).



Conhecendo os harmônicos que constituem as vibrações, é possível avaliar a natureza das forças de perturbação e daí determinar a possível causa do aumento nas vibrações da máquina.

O valor quadrático médio da amplitude de cada harmônico é igual a:

$$X_{\text{rms}} = \frac{A}{\sqrt{2}}$$

O valor quadrático médio da amplitude das vibrações resultantes (consistindo de n harmônicos) é igual a:

$$A_{\text{rms}} = \left[\sum_{j=1}^n \frac{A_j^2}{2} \right]^{1/2}$$

1.5.- Vibrações Forçadas com Movimento do Ponto de Instalação (Perturbação Cinemática).

As vibrações dos componentes individuais de uma unidade podem resultar de vibração do ponto ao qual está conectada com outros elementos da estrutura. Suas vibrações podem diferir da estrutura a qual está conectada. Por exemplo, temos o caso da vibração do regulador conectado ao campo excitador. As vibrações do último são transmitidas ao regulador, o qual por sua vez transmite estas vibrações à seu sistema de tubulação de óleo. As vibrações do sistema de tubulação de óleo podem não ser similares em natureza àquelas do regulador.

Supondo que o ponto de suporte (Fig.1.11) (neste caso a base) sofra deslocamento de acordo com a lei $Z(t)$. A força de inércia que atua na massa é $m\ddot{Y}(t)$. A reação da mola seria igual a $k(Y(t)-Z(t))$. Se for admitido que a força resistente é proporcional à velocidade relativa da massa

$c(\dot{Y}(t) - \dot{Z}(t))$, então pode-se escrever a equação de equilíbrio para estas forças no sistema absoluto de coordenadas Y com origem em O (este sistema de coordenadas é fixo no espaço):

$$m\ddot{Y}(t) + c\dot{Y}(t) + kY(t) = c\dot{Z}(t) + kZ(t) \quad (1.28)$$

Se temos um sistema de coordenadas X com origem em O_1 que está rigidamente conectado ao ponto de montagem (sistema relativo de coordenadas), então $Y(t) = X(t) + Z(t)$ e a equação (1.28) fica:

$$m\ddot{X}(t) + c\dot{X}(t) + kX(t) = -m\ddot{Z}(t) \quad (1.29)$$

Quando $Z(t) = Z_0 \cos(\omega t + \varphi)$

$$\ddot{Z}(t) = -Z_0\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) \quad .$$

Substituindo a segunda derivada com respeito a Z na equação (1.29) e escrevendo $mZ_0\omega^2 = F_0$, temos

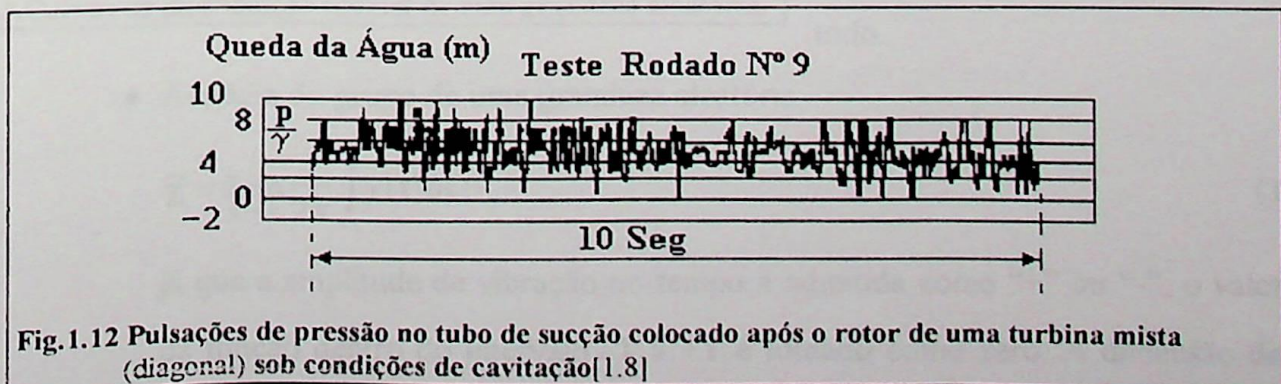
$$m\ddot{X}(t) + c\dot{X}(t) + kX(t) = F_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.30)$$

Vemos que a equação (1.30) é similar a equação (1.19) e conseqüentemente a solução de (1.30) também é similar. Desta forma, o movimento relativo de um corpo para uma perturbação cinemática de acordo com uma lei particular assumida, procederia de maneira análoga a um processo no qual a ação se deve a uma força de inércia

$$F(t) = mZ_0\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) \quad .$$

1.6.- Processos Aleatórios Estacionários

Conforme já exposto, sob certos regimes operativos da hidrounidade (por exemplo, o regime de cavitação) vibrações, pulsações de pressão, deformações, etc. estão na natureza dos processos aleatórios estacionários. A Fig.1.12 mostra as pulsações de pressão que ocorrem no tubo de sucção de uma turbina hidráulica durante a cavitação. Pode-se ver claramente que o processo é inteiramente de natureza aleatória.



As propriedades características dos processos aleatórios estacionários (estado estável) são:

- ◆ aperiodicidade das vibrações;
- ◆ amplitude incoerente das vibrações
- ◆ se o processo é descrito por uma função de tempo $\chi(t)$, o valor médio da função em qualquer intervalo de tempo é uma constante (a função $\chi(t)$ pode descrever as variações no tempo da amplitude de vibrações, deformação, força de perturbação, pressão nas passagens de fluxo da turbina, etc.);
- ◆ todas as propriedades estáticas da função $\chi(t)$ não dependem da escolha do instante desde que o tempo é medido.

A distribuição das grandezas aleatórias pode estar sujeita à várias leis. Destas, a distribuição normal é de grande significado prático. A distribuição de probabilidade neste caso é obtida a partir da fórmula,

$$W(\chi) = \frac{1}{D_\chi \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\chi - \chi_e)^2}{2D_\chi^2} \right], \quad (1.31)$$

onde χ é a grandeza aleatória; χ_e é o valor matematicamente esperado da grandeza aleatória; D_χ é o desvio padrão (valor quadrático médio do desvio).

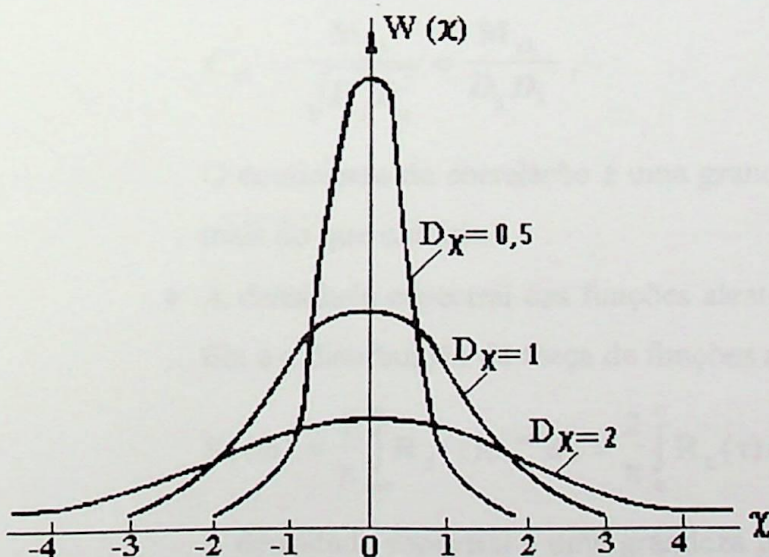


Fig.1.13. Curvas de distribuição normal de uma grandeza aleatória.

O gráfico $W(\chi)$ para diversos valores de D_χ e $\chi_e=0$ é mostrado na Fig.1.13. Se $\chi_e \neq 0$ os gráficos são deslocados ao longo da abcissa numa quantidade igual a χ_e .

As seguintes características do processo são utilizadas para avaliar a influência das grandezas aleatórias estacionárias nos componentes da unidade ou da hidrounidade como um todo.

- ◆ A média do grupo de uma grandeza aleatória

$$\bar{\chi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \chi(t) dt; \quad (1.32)$$

já que a amplitude de vibração no tempo é admitida como “+” ou “-”, o valor médio da função dentro do intervalo $-T$ à $+T$ é tomado como zero. A dimensão de $\bar{\chi}$ é a mesma da grandeza a ser determinada.

- ◆ O desvio padrão D_χ de uma grandeza aleatória ou a variância D_χ^2 é:

$$\overline{\chi^2}(t) = D_\chi^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T [\chi(t)]^2 dt. \quad (1.33)$$

- ◆ A função correlação do processo é:

$$R_\chi(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \chi(t+\tau)\chi(t)dt. \quad (1.34)$$

Se houver dois processos aleatórios $\chi(t)$ e $\lambda(t)$ presentes, a função correlação cruzada é determinada como:

$$R_{\chi\lambda}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \chi(t+\tau)\lambda(t)dt. \quad (1.35)$$

A função correlação mostra a extensão à qual as funções aleatórias estão interrelacionadas nos tempos t e $(t+\tau)$.

Obviamente $R_\chi(0) = D_\chi^2 = \overline{\chi^2}(t)$. O valor da função correlação corresponde ao quadrado do valor médio da grandeza medida. A razão entre o momento correlativo de duas grandezas aleatórias $\chi(t)$ e $\lambda(t)$ com a média geométrica da suas variâncias é conhecida como coeficiente de correlação:

$$C_{\chi\lambda} = \frac{M_{\chi\lambda}}{\sqrt{D_\chi^2 D_\lambda^2}} = \frac{M_{\chi\lambda}}{D_\chi D_\lambda}. \quad (1.36)$$

O coeficiente de correlação é uma grandeza adimensional e seu módulo não pode ser mais do que unitário.

- ◆ A densidade espectral das funções aleatórias é obtida pela transformação de Fourier. Ela é a distribuição da força de funções aleatórias em termos de suas frequências

$$S_\chi(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_\chi(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R_\chi(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau. \quad (1.37)$$

A densidade espectral é uma grandeza positiva sobre a faixa inteira de frequências. O valor de uma densidade espectral com uma frequência ω define quantitativamente a fração de força de perturbação desta frequência, em um processo aleatório total.

Aplicando a transformação inversa de Fourier à densidade espectral, obtemos a função correlação na forma:

$$R_\chi(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} S_\chi(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega = \int_0^{\infty} S_\chi(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega. \quad (1.38)$$

Depois obtemos:

$$D_x^2 = \int_0^{\infty} S_x(\omega) d\omega . \quad (1.39)$$

A densidade espectral cruzada de dois processos aleatórios $\chi(t)$ e $\lambda(t)$ é expressa pela relação:

$$S_{\chi\lambda}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\chi\lambda}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau . \quad (1.40)$$

1.6.1.- Propriedades da Função Correlação

A função correlação é ilustrada na Fig.1.14. Para grandes valores de τ , $R_x(\tau) \rightarrow 0$.

A função de correlação é uma função par de τ , isto é,

$$R_x(\tau) = R_x(-\tau) \text{ e } R_{\chi\lambda}(\tau) = R_{\chi\lambda}(-\tau) .$$

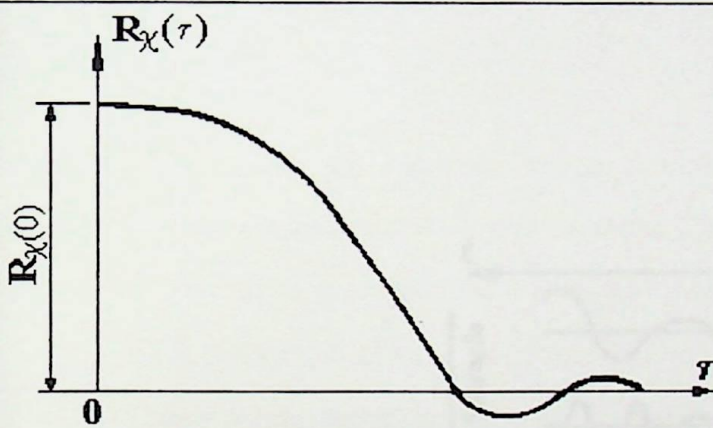


Fig.1.14 Função de correlação na ausência de componentes periódicos.

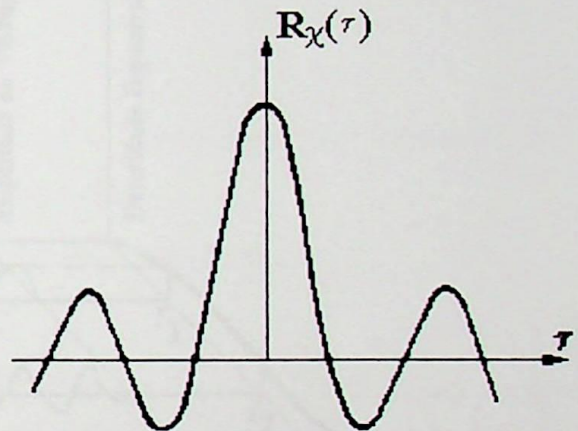


Fig.1.15 Função correlação de um processo aleatório com componentes periódicos

A qualquer valor dado de τ

$$R_x(0) \geq R_x(\tau) .$$

Se uma função aleatória é superposta à uma função periódica, a função de correlação terá uma periodicidade da mesma frequência, conforme aquela da curva mostrada na Fig.1.15. Quando $R_x(\tau) \rightarrow 0$, para $\tau \rightarrow \infty$ mostra a ausência de componentes estritamente periódicas.

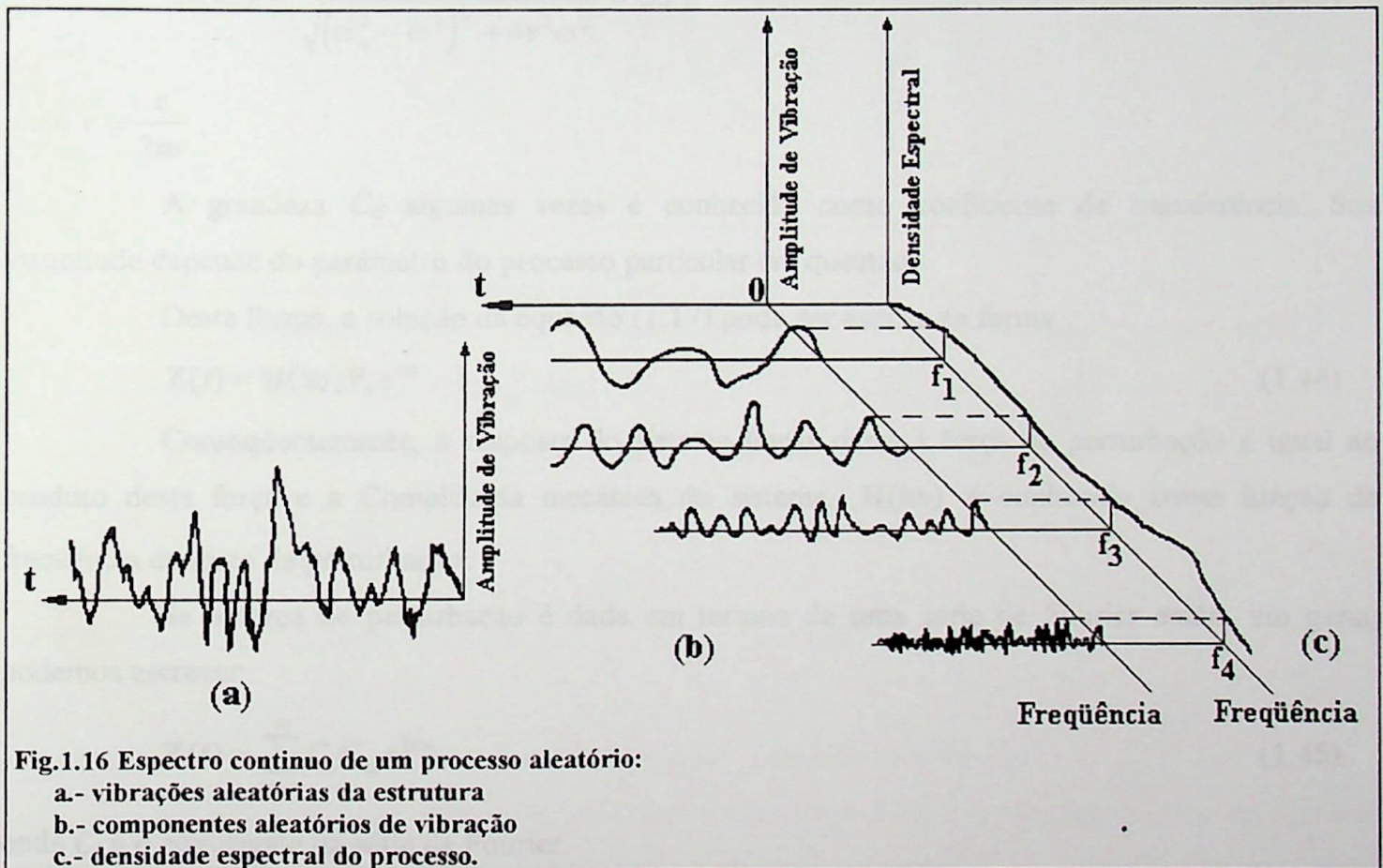
1.6.2.- Propriedades da Densidade Espectral

Se para um pequeno intervalo de tempo $\Delta R_x(\tau) \rightarrow 0$, então $S_x(\omega)$ é constante sobre o intervalo de frequências $\pm \frac{2\pi}{\Delta}$. Tal espectro de $S_x(\omega)$ é conhecido como espectro branco (espectro puro).

O caso idealizado (ruído branco) corresponde a uma $S_x(\omega) = \text{constante}$ para todas as frequências de 0 a ∞ . Neste caso o coeficiente de correlação $R(\tau) = 0$, que corresponde a um processo absolutamente aleatório. Se a função de correlação com relação a τ é uma função continuamente decendente, $S_x(\omega)$ será também uma função continuamente decendente de ω .

Se a densidade espectral é máxima na frequência ω_1 , a função de correlação será uma função amortecida com uma frequência de ω_1 .

Quando um componente periódico de frequência ω_0 está presente em uma função aleatória $\chi(t)$, a densidade espectral no ponto $\omega = \omega_0$ terá uma descontinuidade. Na ausência de componentes periódicos num processo aleatório a densidade espectral é uma função continua (espectro contínuo), conforme mostrado na Fig.1.16.



Se a função aleatória estacionária $\chi(t)$ tem uma derivada de $\dot{\chi}(t)$ então a derivada da densidade espectral $\dot{S}_x(\omega)$ é determinada a partir da fórmula

$$\dot{S}_x(\omega) = \omega^2 S_x(\omega). \quad (1.41)$$

1.6.3.- Conceitos de Compliância Mecânica dos Sistemas

Vamos considerar a solução da equação diferencial (1.17).

Dividindo todos os termos desta equação por m , e substituindo $\omega_n^2 = \frac{k}{m}$, temos:

$$\ddot{\mathbf{Z}}(t) + \frac{c}{m} \dot{\mathbf{Z}}(t) + \omega_n^2 \mathbf{Z}(t) = \frac{\mathbf{F}(t)}{m}.$$

Admitindo que $\mathbf{F}(t) = \mathbf{F}_0 e^{i\omega t}$ e $\mathbf{Z}(t) = \mathbf{Z}_0 e^{i\omega t}$, temos:

$$\frac{\mathbf{Z}_0}{\mathbf{F}_0/k} = \frac{1}{1 - \left[\frac{\omega}{\omega_n} \right]^2 + i2c\omega/\omega_n} = \mathbf{H}(i\omega), \quad (1.42)$$

onde $\mathbf{H}(i\omega)$ é conhecida como função de transferência e $i = \sqrt{-1}$.

O valor absoluto da função de transferência $\mathbf{H}(i\omega)$ é

$$|\mathbf{H}(i\omega)| = \frac{1}{\sqrt{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + 4r^2\omega^2}} = C_{tr}, \quad (1.43)$$

onde $r = \frac{c}{2m}$.

A grandeza C_{tr} algumas vezes é conhecida como coeficiente de transferência. Sua magnitude depende do parâmetro do processo particular em questão.

Desta forma, a solução da equação (1.17) pode ser escrita na forma

$$\mathbf{Z}(t) = \mathbf{H}(i\omega) \mathbf{F}_0 e^{i\omega t}. \quad (1.44)$$

Conseqüentemente, a resposta do sistema linear dado à força de perturbação é igual ao produto desta força e a Compliância mecânica do sistema. $\mathbf{H}(i\omega)$ é conhecido como função de frequência da força de perturbação.

Se a força de perturbação é dada em termos de uma série de Fourier então, em geral, podemos escrever:

$$\mathbf{Z}(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} C_j C_{trj} e^{j i \omega t}, \quad (1.45)$$

onde C_j é o coeficiente da série de Fourier.

Se for conhecido o coeficiente de transferência C_{trj} de um sistema para uma vibração periódica de amplitude A_j , então a amplitude da resposta a uma frequência ω_j é igual a:

$$\mathbf{B}_j = C_{trj} \mathbf{A}_j. \quad (1.46)$$

O valor quadrático médio total da resposta da estrutura para uma vibração periódica complexa é igual a:

$$\mathbf{X}_{rms} = \left[\sum_j \frac{\mathbf{B}_j^2}{2} \right]^{1/2} = \left[\sum_j \frac{C_{trj}^2 \mathbf{A}_j^2}{2} \right]^{1/2} \quad (1.47)$$

Pode ser mostrado que para um sistema linear o espectro de resposta é igual ao espectro do processo de perturbação multiplicado pelo quadrado do coeficiente da função de transferência:

$$S_{\text{resp}}(\omega) = C_{\text{tf}}^2 S_{\text{pert}}(\omega).$$

Algumas vezes pode ser necessário avaliar o desempenho de uma estrutura (componente, unidade) com valores máximos de amplitudes, os quais podem exceder o limite permissível (Fig.1.17). Neste caso determina-se um número de probabilidades N que exceda o valor A_{per} da função $Z(t)$. Para um intervalo de tempo particular escolhido este número N será igual a metade do número de interseções de $Z(t)$ sobre o nível A_{per} .

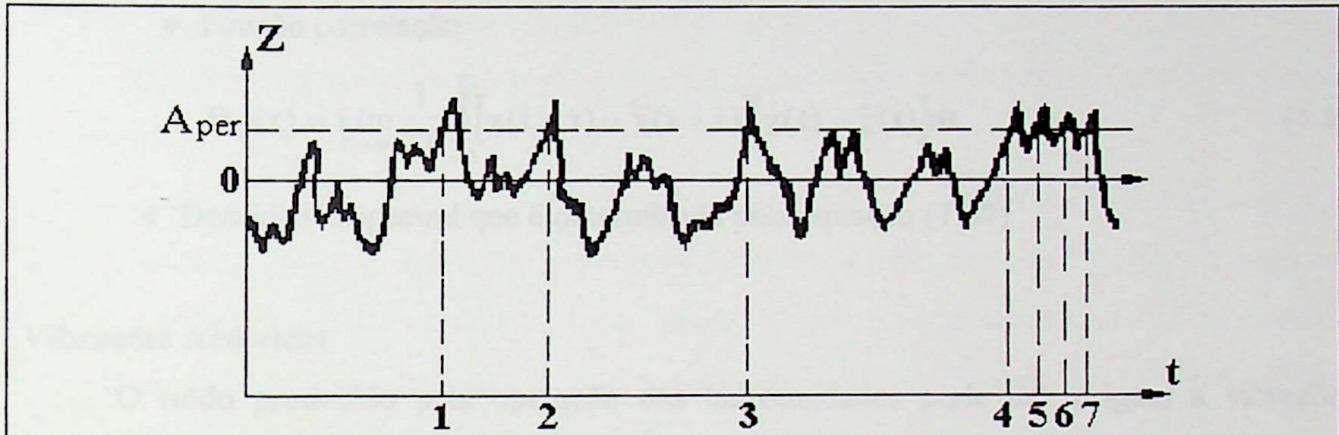


Fig.1.17 Variação de tempo das vibrações de uma estrutura.

A_{per} . Amplitude permissível de vibrações. Os pontos 1,2,3,...,etc. se referem ao tempo quando a amplitude das vibrações excede o limite permissível.

De acordo com Rice [1.3] este número é determinado pela fórmula :

$$N = \frac{1}{2\pi} \frac{\dot{D}_z}{D_z} e^{\frac{-A_{\text{per}}^2}{2D_z^2}}, \quad (1.48)$$

onde D_z é o desvio padrão da função $Z(t)$ e \dot{D}_z é desvio padrão da derivada da função $Z(t)$.

1.7.- Processos Aleatórios Instáveis com Estatísticas Variantes no Tempo

Os processos aleatórios instáveis associados com as hidrounidades podem ser aqueles regimes operativos como partida, sincronização na rede elétrica, queda de carga, aceleração e outras condições operativas.

A Fig.1.18 mostra o oscilograma de vibrações da aranha de suporte de carga de um gerador durante a partida.

O valor médio das vibrações $\bar{\chi}(t)$ é uma função do tempo. Não deve ser admitido

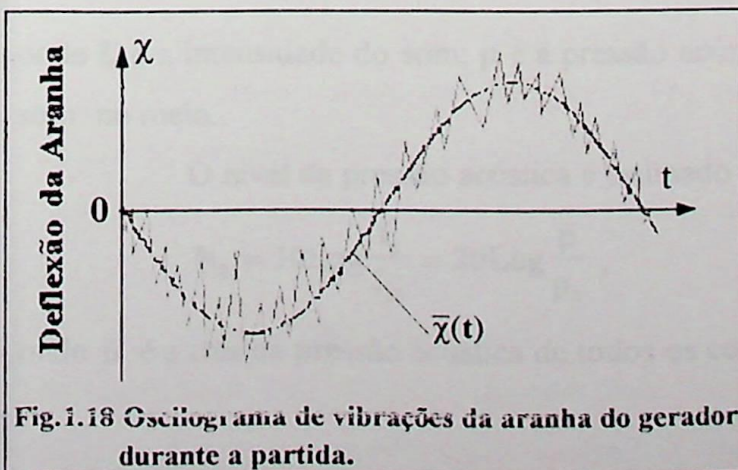


Fig.1.18 Oscilograma de vibrações da aranha do gerador durante a partida.

como zero conforme no caso de processos aleatórios estacionários. Correspondentemente, as características do processo serão:

- ◆ Esperança matemática

$$\bar{\chi}(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \chi(t) dt \quad (1.49)$$

- ◆ Variância ou quadrado médio da função

$$\bar{\chi}^2(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T [\chi(t) - \bar{\chi}(t)]^2 dt \quad (1.50)$$

- ◆ Função correlação

$$R_{\chi}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T [\chi(t+\tau) - \bar{\chi}(t+\tau)][\chi(t) - \bar{\chi}(t)] dt \quad (1.51)$$

- ◆ Densidade espectral que é determinada pela equação (1.37)

1.8.- Vibrações Acústicas

O ruído produzido pela operação das hidrounidades pode dar origem a vibrações de elementos individuais da estrutura, painéis de controle, equipamento de controle automático e unidades de controle instalada nos painéis de controle[1.4],[1.5]. O ruído tem um efeito adverso na saúde do pessoal de operação, levando a fadiga e, freqüentemente, males devido a exposição contínua às vibrações. As fontes do ruído são o gerador (por exemplo, ronco devido a fixação inadequada do estator), a turbina (pulsações de pressão de alta freqüência do fluxo nas passagens de fluxo da turbina), a tampa metálica do gerador, a caixa espiral da turbina, etc..

O nível de ruído é estimado pela pressão acústica e a intensidade sonora. O Pascal é tomado como unidade padrão para a pressão acústica. A força ou intensidade do som é igual à energia que passa através de uma área unitária perpendicular à direção do som numa unidade de tempo:

$$I_s = \frac{p^2}{2\rho v_s} \cdot 10^{-7}, \quad (1.52)$$

onde I_s é a intensidade do som; p é a pressão acústica ; ρ é a densidade do meio ; v_s é a velocidade do som no meio.

O nível da pressão acústica é estimado da seguinte fórmula:

$$N_s = 10 \text{Log} \frac{I_s}{I_{s0}} = 20 \text{Log} \frac{\bar{p}}{p_0}, \quad (1.53)$$

onde \bar{p} é a rms da pressão acústica de todos os componentes do espectro de ruído, igual a:

$$\bar{p} = \left[\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt \right]^{1/2}; \quad (1.54)$$

aqui T é o período das oscilações acústicas de frequência mais baixa e $p(t)$ o valor instantâneo da pressão acústica.

Se a variação de pressão é senoidal, $\bar{p} = \frac{1}{\sqrt{2}} p_{\max}$ onde p_{\max} é a amplitude máxima das oscilações acústicas senoidais.

$I_{s0} = 10^{-16}$ w/cm² - valor de referência do nível da intensidade do som.

$p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa - valor de referência da pressão acústica.

As oscilações acústicas podem ser dos seguintes tipos: periódica; aleatória estacionária, e aleatória instável.

As oscilações acústicas periódicas aparecem num gerador quando a caixa do estator é fraca. No rotor de turbinas Pelton as oscilações periódicas se devem a ação periódica do jato d'água nas pás do rotor. As oscilações acústicas aleatórias (aperiódicas) são observadas durante o regime de cavitação na operação da unidade. As oscilações acústicas aleatórias instáveis também são observados durante transições de um regime operativo para outro.

As oscilações acústicas possuem frequências que variam de 16 a 16000 Hz. As oscilações acústicas com frequências excedendo a 16000 Hz caem na região ultra-sônica. As oscilações ultra-sônicas surgem nas passagens de fluxo das turbinas hidráulicas durante cavitação.

O nível de vibração também pode ser avaliado em termos de decibéis em base da aceleração medida:

$$N_s = 20 \text{Log} \frac{a_{sef}}{a_{s0}}, \quad (1.55)$$

onde a_{sef} é a amplitude do valor efetivo da aceleração das vibrações; $a_{s0} = 3 \cdot 10^4$ m/seg², amplitude de aceleração correspondente ao limite de audibilidade.

1.9.- Estudo de Cargas Cíclicas nas Unidades Hidrelétricas

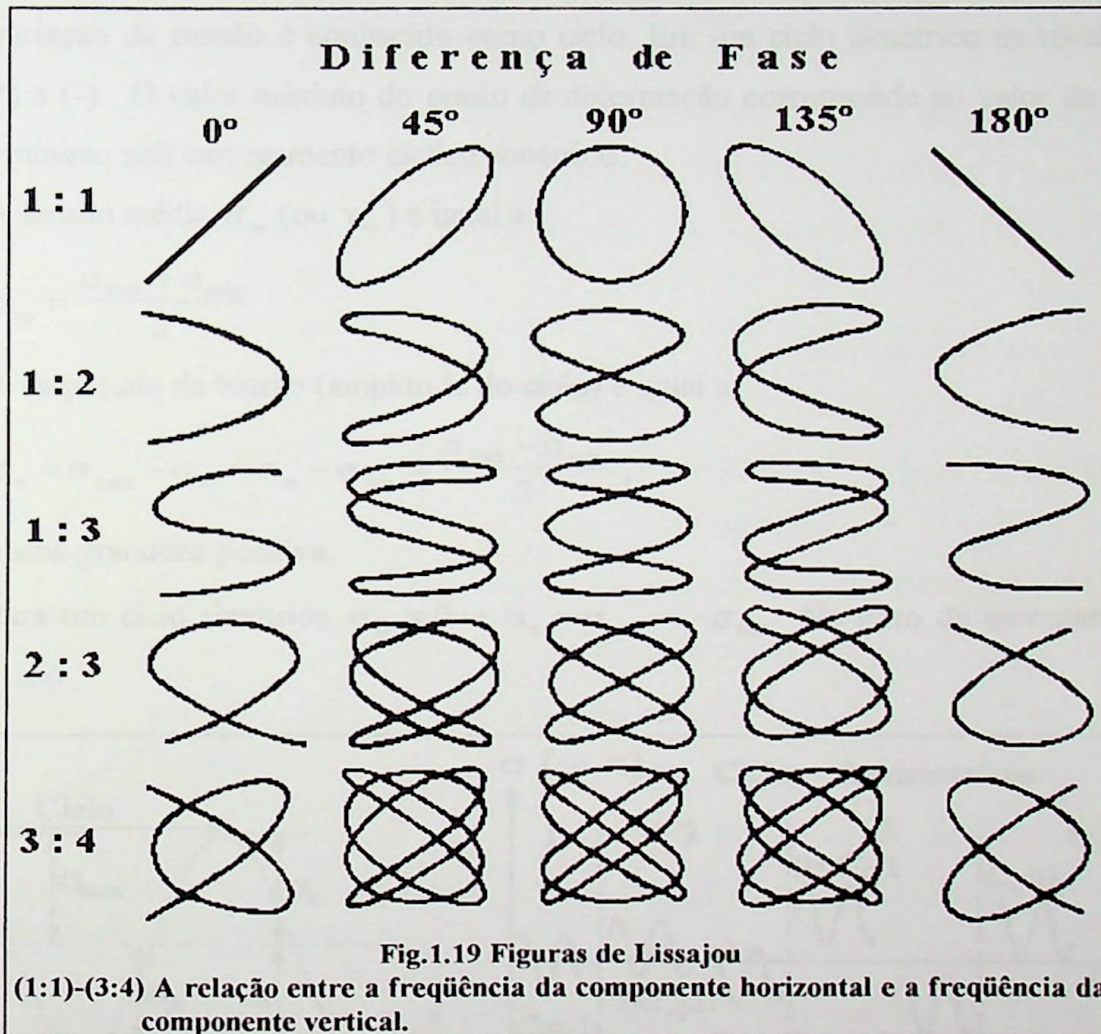
Durante testes de vibração de hidrounidades, são tomadas medições ou mantém-se um registro de vibrações em alguma direção particular. Estas direções são orientadas em conformidade com a construção da unidade, localização do edifício da instalação hidrelétrica ou a direção do fluxo d'água através da estação hidrelétrica.

Para se obter um quadro claro das condições de vibração da unidade é suficiente estabelecer três componentes da vibração: dois no plano horizontal e um no plano vertical. A qualquer momento dado, conhecendo-se a magnitude destes três componentes, pode-se construir o vetor resultante das

vibrações como também a figura descrita pelo ponto de vibração da estrutura no espaço ou em qualquer outro plano de coordenadas durante o movimento periódico.

Isto algumas vezes simplifica-se ao análise da causa das vibrações e dá-se uma representação visual da deformação e deslocamento da estrutura durante a operação.

Entretanto, nem sempre é necessário determinar a resultante afim de se comparar as magnitudes respectivas das vibrações uma com outra. Fica suficiente comparar os componentes da vibração nas direções dos eixos X, Y, e Z, ou determinar as vibrações da estrutura num plano particular a partir de dois componentes conhecidos pela construção das figuras de Lissajou neste plano (Fig.1.19).



Freqüentemente, para hidrounidades, a linha que junta as águas de carga e descarga (paralela à direção do fluxo) H_{11} ou a linha que junta as margens direita e esquerda (perpendicular à direção do fluxo) H_1 são tomadas como a direção dos componentes horizontais. O componente vertical é designado através de Z . Na checagem das vibrações nos mancais do estator do gerador e da turbina é usual selecionar as direções radial e tangencial (H_r e H_t) como a direção da componente horizontal

Na maioria dos casos, as vibrações sobrecarregam a estrutura e dão origem à tensões adicionais. Foi observado que quando as vibrações são apreciáveis, os componentes da máquina falham sem ter qualquer deformação permanente. Isto mostra que a tensão a qual os componentes estavam

sujeitos não excederam o ponto de deformação e que eles não teriam falhado sob uma carga estática idêntica. Exaustivos testes do comportamento de materiais sob cargas variáveis executados por vários pesquisadores estabeleceram que a falha ocorre como resultado do gradual desenvolvimento de fissuras de linha fina no material sob ação de cargas flutuantes. Este fenômeno é conhecido como fadiga dos materiais.

A falha do material devido a fadiga ocorre abruptamente. A fratura tem duas zonas características: a zona de desenvolvimento gradual de trincas e zona de fratura imediata.

A tensão no material varia com o tempo de σ_{\max} à σ_{\min} , conforme mostrado na Fig.1.20. O período da variação da tensão é conhecido como ciclo. Em um ciclo simétrico as tensões variam de valores de (+) a (-). O valor máximo do ponto de deformação corresponde ao valor de carregamento estático e ao mínimo sob carregamento cíclico simétrico.

A tensão média σ_m (ou τ_m) é igual a:

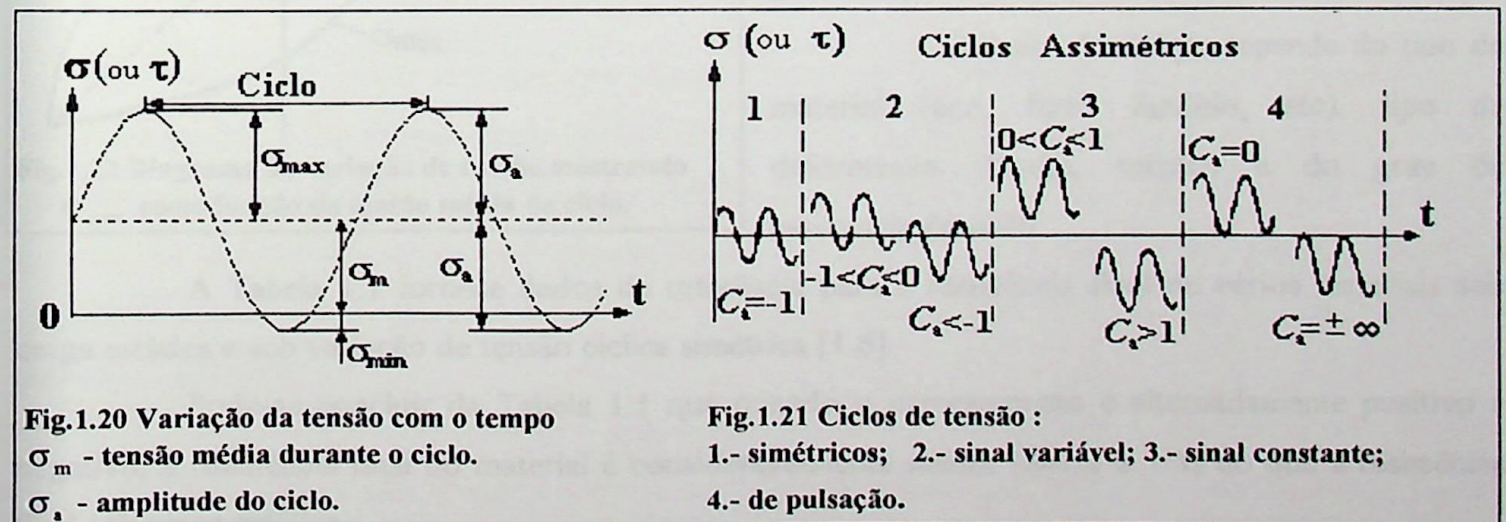
$$\sigma_m = \frac{\sigma_{\max} + \sigma_{\min}}{2}$$

A amplitude da tensão (amplitude do ciclo) é igual a:

$$\sigma_a = \sigma_{\max} - \sigma_m = \sigma_m - \sigma_{\min} = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2}, \quad (1.56)$$

σ_a é sempre uma grandeza positiva.

Para um ciclo simétrico $\sigma_m = 0$ e $\sigma_a = \sigma_{\max} = -\sigma_{\min}$. No caso de carregamento estático constante $\sigma_a = 0$.



Os ciclos de variação da tensão podem ser de muitos tipos, conforme mostrado na Fig.1.21. Como pode-se ver da Fig.1.21, com ciclos assimétricos (2 a 4) as tensões σ_{\max} e σ_{\min} não são iguais em módulos (seus valores absolutos).

O coeficiente de assimetria C_a do ciclo de tensão é igual a:

As características de resistência dos materiais são obtidas por ensaios de laboratório de modelos sujeitando-os a uma conhecida carga variável. As curvas de resistência são plotadas a partir dos dados obtidos nestes experimentos (Fig.1.23). Estas curvas mostram que o número de ciclos de variações de carga que um material pode resistir, antes que ocorra falha, aumenta se ele for colocado sob uma menor tensão a uma menor extensão. Por exemplo, as curvas de limite de fadiga para aços são assintóticas. A tensão máxima sob tais condições é conhecida como limite de resistência ou limite de fadiga.

Tabela 1.1

Material SAE	Tratamento Térmico	Resistência final kgf/mm ²	
		Sob carga estática	Sob variação de carga cíclica simétrica
Aço 1010	Normalização	32,0-42,0	16,0
Aço 1015	Normalização	35,0-45,0	17,0
Aço 1020	Normalização	40,0-50,0	18,0
Aço 1025	Normalização	43,0-55,0	19,0
Aço 1030	Normalização	48,0-60,0	20,0
Aço 1035	Normalização	52,0-65,0	21,5
Aço 1040	Normalização	57,0-70,0	23,0
Aço 1045	Normalização	60,0-70,0	25,0
Aço 1050	Normalização	63,0-80,0	27,0
Ferro Fundido Cinza	Fundição	12,0-22,0	6,0-9,0

Portanto se um material está sujeito a uma tensão menor que seu limite de resistência à fadiga ele não irá falhar independente do número de ciclos de variação de carga. Já que é impossível ter um número infinito de ciclos repetidos durante ensaios, a carga é restrita a algum particular número limitado de ciclos conhecido como número básico de ciclos. Se um material é capaz de resistir ao número básico de ciclos pode-se admitir que a tensão a qual ele está sujeito não excede o limite de resistência à fadiga.

Para aços e ferro fundido o número básico de ciclos é admitido como 10^7 . Para a maioria das ligas e dos metais não ferrosos a curva de fadiga não tem uma assíntota: quando sujeitos a um número suficientemente grande de ciclos estes metais falham mesmo quando a tensão é bem pequena. O número básico de ciclos para estes metais é 10^8 .

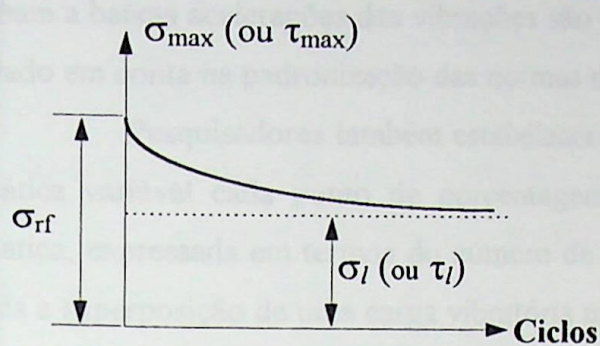


Fig.1.23. Diagrama de fadiga para os materiais:
 σ_{rf} - resistência final;
 σ_l - limite de resistência à fadiga sob carga cíclica simétrica.

O limite de resistência a fadiga para o aço sob uma carga cíclica simétrica é de 43% do limite elástico. Sob tensão de cisalhamento o limite de resistência a fadiga do aço sujeito a torção cíclica simétrica é aproximadamente igual à 58% do limite de fadiga sob flexão quando a carga é simétrica. O limite de resistência à fadiga de tensões normais para carga axial cíclica simétrica é cerca de 70% a 90% do limite de

resistência à fadiga sob flexão quando a carga é cíclica.

O número de ciclos que têm que ser executados antes que ocorra a falha depende da frequência de variação de carga durante o teste (número de ciclos por minuto). A Fig.1.24a, mostra os resultados de ensaios realizados em modelos de aço 1025, sujeitos ao curvamento sob várias frequências de variação de carga [1.7]. Para a razão entre a tensão (devido a carga) e a tensão final $C_c=0,61$. Pode-se ver da figura que o número máximo de ciclos que o modelo pode resistir corresponde àquele de 200 a 500 ciclos por minuto (inicia a falha quando o número total de ciclos é aproximadamente $400 \cdot 10^3$). Quando a frequência dos ciclos é 15 e 2800 por minuto o modelo falha ao mesmo número de ciclos, isto é, $150 \cdot 10^3$. Foi observado que neste ponto o modelo fica aquecido a uma temperatura correspondente àquela de oxidação (recozimento).

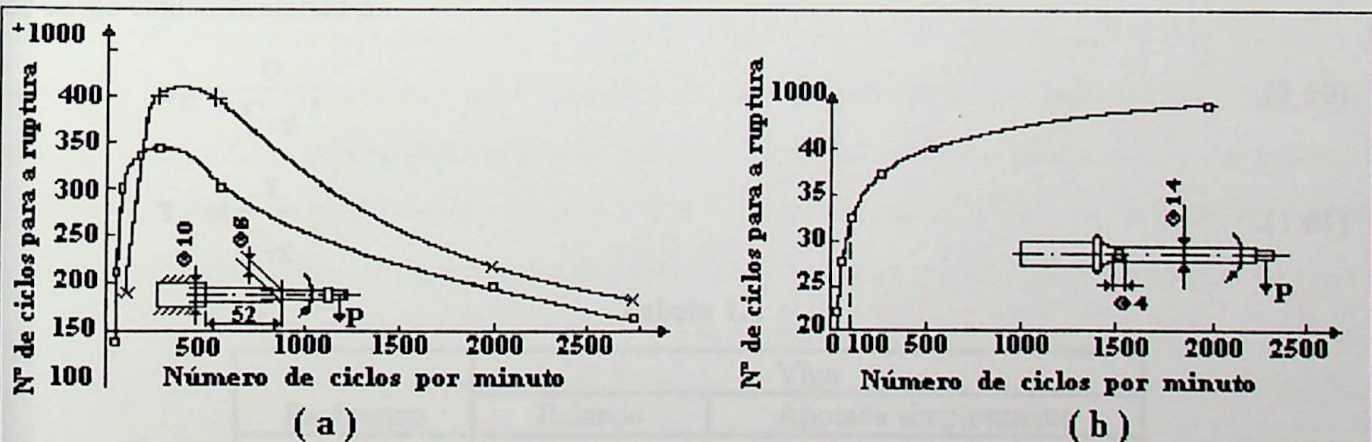


Fig.1.24 Relação entre a resistência e a frequência da variação de carga do aço 1025:

a.- modelos sem concentração de tensão à $C_c = \frac{\sigma_c}{\sigma_{rf}} = 0,61$;

b.- modelos com concentração de tensão à $C_c = 0,67$.

No caso de concentração de tensão (por exemplo, em orifícios, fendas, etc.) o número máximo de ciclos que resultariam em falhas por rupturas é conforme mostrado na Fig.1.24b.

Pode-se ver da figura que o número de ciclos antes da falha neste caso aumenta com um aumento na frequência da variação de carga sob teste. Os ensaios mostram que alguns materiais que

falham a baixas acelerações das vibrações são capazes de resistir à altas acelerações. Este fato deve ser levado em conta na padronização das normas de vibração das turbinas hidráulicas.

Pesquisadores também estabeleceram que se uma carga vibratória é superposta numa carga estática variável cada ponto de porcentagem da amplitude da carga vibratória reduz a resistência estática, expressada em termos do número de ciclos antes da falha, em 10% [1.7]. Para uma estrutura dada a superposição de uma carga vibratória numa carga estática periódica, a qual em módulo é igual à soma das cargas estáticas e vibratória, é bem mais perigosa do que a ação de uma simples carga estática periódica.

O limite de resistência é afetado pelos seguintes fatores:

- ◆ concentração de tensão, expressa em termos dos coeficientes C_σ e C_τ ;
- ◆ dimensões dos componentes (fator de escala), expresso pelos coeficientes $C_{d\sigma}$ e $C_{d\tau}$;
- ◆ qualidade da superfície, expressa pelos coeficientes $C_{s\sigma}$ e $C_{s\tau}$.

O coeficiente geral que combina o efeito dos três fatores é igual ao produto dos três coeficientes respectivos, isto é:

$$C_{\sigma\Sigma} = C_\sigma C_{d\sigma} C_{s\sigma}; \quad (1.58)$$

$$C_{\tau\Sigma} = C_\tau C_{d\tau} C_{s\tau}. \quad (1.59)$$

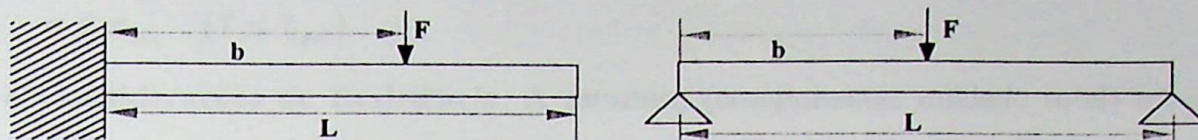
Conhecendo-se os resultados dos ensaios executados nos modelos, é possível determinar o efeito de cada um destes fatores na resistência do material. Por exemplo, a resistência de um material sob carga cíclica simétrica é:

$$\sigma_\Sigma = \frac{\sigma}{C_{\sigma\Sigma}}; \quad (1.60)$$

$$\tau_\Sigma = \frac{\tau}{C_{\tau\Sigma}}. \quad (1.61)$$

Tabela 1.2

Parâmetro	Viga	
	Balanço	Apoiada simplesmente
δ	$\frac{FL^3}{3EI}$	$\frac{FL^3}{48EI}$
σ_{\max}	$\frac{FLb}{2I}$	$\frac{FLb}{8I}$
$\frac{\sigma_{\max}}{\delta}$	$\frac{3Eb}{2L^2}$	$\frac{6Eb}{L^2}$



I - momento de inércia da área de corte; E - módulo de elasticidade do material.

Consideremos a relação entre a tensão em uma estrutura e sua deformação para dois dos casos mais simples da ação de uma força F :

- ◆ uma viga em balanço carregada na extremidade livre;
- ◆ uma viga simplesmente apoiada com a carga no centro da viga.

Vamos determinar a deflexão máxima δ (deformação), a tensão máxima na viga σ_{\max} e a relação entre estes dois parâmetros (tabela 1.2).

Da tabela 1.2, pode-se ver que (ultima linha)

$$\sigma_{\max} = C_t \delta, \quad (1.62)$$

onde C_t é o coeficiente constante para a carga e a viga dada. A tensão é diretamente proporcional à deflexão (deformação). Portanto, na primeira aproximação, podemos admitir que a relação entre amplitude das vibrações da estrutura e o tempo também pode ser expressa em alguma outra escala como uma dependência entre a amplitude de vibrações com o tempo e a tensão, isto é, uma mudança nas vibrações da estrutura levaria a uma mudança na tensão.

As partes de suporte das hidrounidades (aranhas, mancais) experimentam uma tensão variável. A aranha superior, da qual o gerador é suspenso, deflete sob o peso do gerador rotativo e dos componentes suportados por ele bem como da pressão da água no rotor da turbina. A vibração da aranha no plano vertical provoca uma flutuação em sua deflexão (igual à amplitude das vibrações) a cerca de sua posição de equilíbrio (deflexão estática). Correspondendo a isto, a tensão na aranha do gerador varia num ciclo assimétrico sobre o plano vertical. Os mancais guia do gerador vertical são sujeitos a um ciclo simétrico das variações de tensão devido a carga transmitida pela vibração do eixo.

Portanto, o problema da vibração das hidrounidades deve ser tratado com toda a seriedade e o comportamento de cada elemento individual bem como a unidade inteira devem ser avaliados a partir do ponto de vista de que eles poderiam estar sujeitos à tensões excessivas. Deve-se também ser guiado por estas considerações ao se estipular as normas para vibrações.

A operação confiável e duradoura de uma estrutura pode ser avaliada em termos dos seguintes critérios:

- ◆ **Considerações de Força** . A estrutura (componentes, unidade total) irá operar sem pane por um período de operação dado, se as tensões nela forem menores ou iguais às tensões permissíveis para as condições de operação dadas:

$$\sigma \leq \sigma_{\text{per}} \quad (\tau \leq \tau_{\text{per}}) \quad (1.63)$$

- ◆ **Considerações de Resistência.** A estrutura (componentes unidade total) irá operar sem falha de fadiga por um período de tempo dado, se as tensões cíclicas de operação nela devido a carga variável forem menores ou iguais ao limite de resistência a fadiga correspondente às tensões cíclicas dadas:

$$\sigma \leq \sigma_f. \quad (1.64)$$

- ◆ **Considerações de Rigidez.** A estrutura irá operar sem pane pelo período em questão se sua deformação não exceder o limite permissível:

$$\delta \leq \delta_{\text{per}} ; \quad \varphi \leq \varphi_{\text{per}} \quad (1.65)$$

onde δ e φ são a deflexão e o ângulo de torção respectivamente.

- ◆ **Considerações de Estabilidade.** A estrutura irá operar confiavelmente por um período de tempo dado se a tensão nas seções vulneráveis for menor do que a crítica:

$$\sigma \leq \sigma_{\text{cr}}. \quad (1.66)$$

Junto com estes critérios que estão relacionados às vibrações, a construção da unidade também deve satisfazer outras condições tais como resistência ao desgaste, resistência ao calor, resistência a corrosão, etc..

1.10.- Exemplos de Danos às Unidades

As vibrações excessivas tem sido a causa de muitos panes e danos aos componentes das hidrounidades. Em muitos casos a ruptura tinha todas as características de falha de fadiga, que mostrava que os componentes estavam sujeitos à tensões variáveis. Abaixo são descritos alguns casos típicos onde os componentes das unidades foram danificados devido a vibrações excessivas e variação das forças de perturbação[1.8]:

- * Casos de dano no rotor e às pás (fissuras no rotor, rupturas das pás) têm ocorrido em uma quantidade de instalações equipadas com turbinas Pelton. Estas falhas são devidas as difíceis condições sob as quais as pás dos rotores Pelton operavam em cargas variáveis, bem como, devidas as falhas de fabricação.
- * É bem sabido que em turbinas hidráulicas o fenômeno de cavitação é acompanhado pela ação de forças variáveis nos componentes da turbina. A cavitação local promove o desgaste de partes metálicas individuais (o estator, as pás, etc.), o regime de cavitação acompanhado pelas descontinuidades de fluxo imediatamente após o rotor no tubo de sucção leva ao aparecimento de severo golpe de aríete na turbina. Estes choques, transmitidos aos componentes das turbinas

hidráulicas, fazem com que eles vibrem severamente, levando a quebra de filetes do revestimento do tubo de sucção, quebra do cone do tubo de sucção, ruptura de carenagem do rotor (na maioria das turbinas) e fuga do rotor através do eixo.

- * No caso de algumas turbinas mistas(diagonal), um grande aumento nas vibrações sobre uma faixa estreita de aberturas do sistema diretor é um aspecto característico. Esta faixa reside dentro de 40 a 60% da abertura total do sistema diretor. A tendência, portanto, é evitar esta faixa de aberturas, mas isto atrapalha seriamente a operação da unidade, e cria dificuldades no emprego de controle automático a partir de um painel de controle centralizado.
- * Na maioria dos casos, a vibração excessiva da unidade leva ao afrouxamento dos parafusos na instalação da aranha do gerador e mancal guia e o rápido desgaste dos mancais guia. Em uma instalação, durante o regime de cavitação acompanhado por vibrações os mancais se desgastam rapidamente.

As vibrações da unidade e as pulsações do eixo provocam uma carga dinâmica adicional nos mancais guia com um conseqüente aumento em sua temperatura e perdas mecânicas.

Em uma instalação, o balanceamento do rotor do gerador reduz as vibrações horizontais da aranha superior do gerador o que leva a uma redução na temperatura do mancal guia superior.

- * As vibrações excessivas também afetam adversamente a operação das vedações tipo labirinto e tipo junta de vedamento do eixo da turbina. Numerosos casos de danos as vedações de labirinto tem envolvido vazamento de água nos mancais guia da turbina (revestido de babite) e rápido desgaste.

Inversamente, a trepidação aumentada do eixo, provocada pelo desgaste dos mancais guias, novamente leva a falha e ruptura do anel de vedação de labirinto dos rotores de turbina mista(diagonal).

- * A presença de forças de perturbação variáveis no estator do gerador leva a ruptura da cunha ligando os laminados de aço ao estator.
- * A ocorrência de vibrações verticais excessivas no rotor de um gerador leva a ruptura da cunha que segura os pólos no rotor da unidade.
- * A destruição completa de uma turbina de pás ajustáveis provocada pelo súbito descarregamento do gerador, pode ser atribuída à ação de forças de perturbação durante o regime de transição. Como resultado deste desarranjo as pás (rotor de 8m de diâmetro) no rotor foram torcidas. O sistema diretor, o estator da turbina, os mancais, o revestimento do tubo de sucção, a caixa do rotor, etc., foram danificados. As causas dos danos foi o fechamento muito abrupto do sistema diretor (4 segundos ao invés dos 8 segundos recomendados) durante o ajuste de carga.

- * Devemos mencionar também aqueles danos bem conhecidos onde a ação das forças de perturbação instáveis provocam a ruptura da tubulação de duto forçado. A ruptura da tubulação ocorre imediatamente após a carga total ser escoada pela estação. De acordo com os dados de testes fornecido pelos pesquisadores, tem-se que quando 100% de carga é escoada das unidades hidráulicas a pressão na caixa espiral tem aproximadamente um crescimento de 52% contra o crescimento permissível de 20%.
- * Também tem-se casos, onde o aumento na rigidez da aranha dos componentes da hidrounidade através da instalação de grampos laterais adicionais nas vigas da aranha, elimina o aumento nas vibrações destes componentes da hidrounidade.

Tantas são as falhas que a lista está longe de ser completa. Estas são encontradas na prática devido a ação de forças de perturbação instáveis nas hidrounidades. Quase todos estes tipos de panes resultam na parada das unidades, geração de potência reduzida na estação e despesa acarretada na renovação e reparo do equipamento danificado. Portanto, conforme exposto anteriormente, o teste de vibração de hidrounidades é uma questão de prioridade. Este teste requer equipamento de medição de vibração de alta qualidade que satisfaça um grande número de condições específicas das hidrounidades.

As diferentes pesquisas das causas dos desarranjos conduzidas em estações hidrelétricas, tornaram possível classificar as forças de perturbação responsáveis pela vibração das hidrounidades (Fig.1.25). A vibração das unidades resulta da ação de vários tipos de forças de perturbação, na maioria dos casos são de natureza periódica sob regimes de estado estável e aperiódica durante regimes de transição (instáveis) de operação.

Subdividiremos as forças de perturbação para cada um dos regimes (estável e instável) em mecânicas, hidráulicas e elétricas.

As forças de perturbação básicas que incidem sob cada um dos tipos de forças de perturbação são descritas abaixo.

1.10.1-Regime Operativo de Estado Estável

1.10.1.1.- Forças de Perturbação Mecânicas

- ◆ força centrífuga devido ao desequilíbrio das massas rotativas da hidrounidade;
- ◆ forças elásticas do eixo que aparecem quando o alinhamento é perturbado ou quando o eixo está distorcido;
- ◆ forças friccionais.

1.10.1.2.- Forças de Perturbação Hidráulica

Os componentes periódicos do momento hidráulico aparecem devido as seguintes causas:

- ◆ presença de uma trança de vórtice na caixa espiral, sistema diretor, rotor e tubo de sucção;
- ◆ não uniformidade na distribuição de velocidade nas várias passagens de fluxo da turbina;
- ◆ flutuações de pressão no duto forçado da hidrounidade;
- ◆ possível aparecimento de vibrações tipo trepidação nas pás dos rotores de turbinas de pás ajustáveis;
- ◆ desequilíbrio hidráulico do rotor;
- ◆ regimes de cavitação de operação da turbina;
- ◆ condições operativas desfavoráveis dos mancais guia.

1.10.1.3.- Forças de Perturbação Elétrica

- ◆ componente periódico das forças de interação entre o estator e rotor do gerador (força do campo magnético);
- ◆ forças devido ao entre ferro não uniforme entre rotor e estator;
- ◆ forças criadas pelo curto-circuito das barras coletoras do gerador;
- ◆ forças criadas pelo curto-circuito parcial ou total dos enrolamentos de polo do rotor do gerador;
- ◆ forças criadas pelas condições operativas assimétricas do gerador ;
- ◆ forças criadas pela operação assíncrona do gerador.

1.10.2.- Regime Operativo de Estado Instável

As forças de perturbação mecânica aparecem durante as operações de partida e parada da unidade e também durante queda de carga do gerador.

As forças de perturbação hidráulica aparecem durante a partida da unidade, queda de carga, pane do regulador de controle, variação de carga, mudança para condições de auto-regulação e aceleração da turbina.

As forças de perturbação elétrica aparecem sob as seguintes condições: sincronização (manual, estritamente automática e auto-sincronização); refecimento automático com auto cronometragem; súbita falta trifásica nos terminais do enrolamento do estator e resincronização.

O diagrama na Fig.1.25 abrange a maioria das forças de perturbações básicas que aparecem nas hidrounidades sob diferentes condições operativas. Todas estas forças atuam de várias maneiras nos suportes da unidade, dependendo de sua construção.

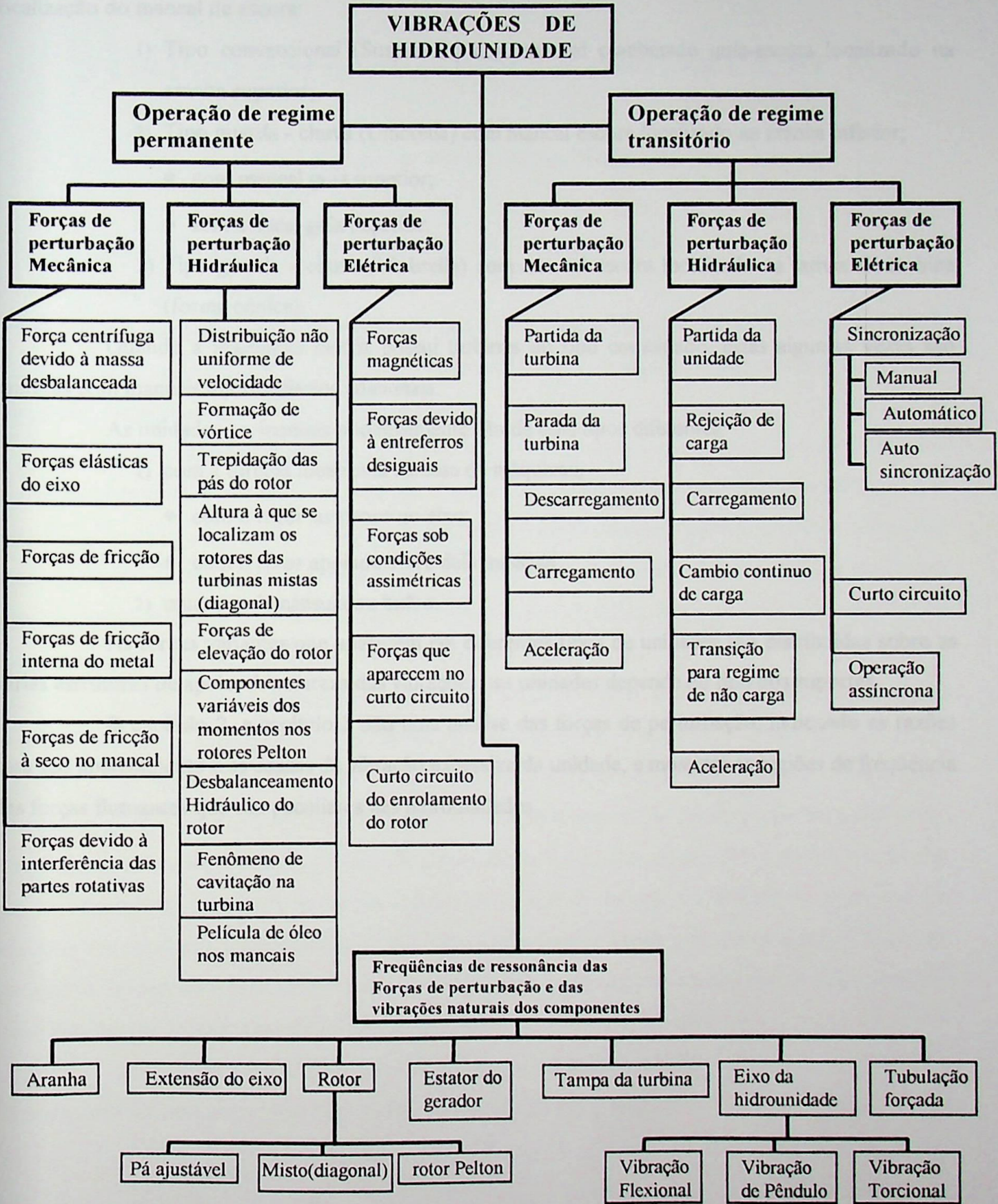


Fig.1.25 Forças de perturbação que causam vibrações nas estações hidrelétricas.

As hidrounidades verticais podem ser classificadas em três categorias em base na localização do mancal de escora:

- 1) Tipo convencional (Suspensão) com mancal combinado guia-escora localizado na aranha superior;
- 2) Tipo guarda - chuva (Umbrella) com mancal escora localizado na aranha inferior;
 - com mancal guia superior;
 - sem mancal guia superior.
- 3) Tipo guarda - chuva (Umbrella) com mancal escora localizado na tampa da turbina (forma cônica).

Quando a instalação matriz possui turbinas do tipo combinado, estas algumas vezes são supridas com mancais intermediários adicionais.

As unidades horizontais principalmente são de dois tipos diferentes:

- 1) com a turbina localizada na casa de máquinas;
 - com o rotor suspenso no eixo;
 - com o rotor apoiado entre dois mancais.
- 2) unidades de cápsula ou bulbo.

As forças variantes que aparecem em diferentes tipos de unidades são distribuídas sobre as várias estruturas de apoio. A natureza das vibrações nas unidades depende do tipo dos suportes.

O capítulo 2, e capítulo 3 dão uma análise das forças de perturbação, indicando as razões para seu aparecimento e as causas da vibração excessiva da unidade, e mostram as regiões de frequência das forças flutuantes que são peculiares nas hidrounidades.

CAPÍTULO 2

CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO EM ESTADO PERMANENTE

A.- Forças de Perturbação Mecânica

2.1.- Forças Centrífugas Devido ao Desequilíbrio das Massas Rotativas

2.1.1.- Princípios Fundamentais.

Os componentes das hidrounidades que podem estar desequilibrados são: o rotor da turbina hidráulica, o rotor do gerador e a armadura do excitador[2.1]. O desequilíbrio pode resultar de defeitos na construção, fabricação, montagem ou operação da unidade.

Os defeitos sob o primeiro caso, isto é, defeitos construtivos são : rigidez insuficiente dos eixos das hidrounidades, que podem resultar em flexão e no aparecimento de forças centrífugas nas massas do rotor e nos pólos do gerador não sendo firmemente calçados, levando a deslocamento não uniforme numa direção radial durante operação da unidade, bem como o aparecimento de forças centrífugas provenientes do desbalanceamento. Aparte disto, o desequilíbrio também pode resultar de desgaste desigual das pás individuais da turbina devido a cavitação, etc.

Os defeitos de fabricação que trazem desequilíbrio são: imprecisões na manufatura dos componentes, heterogeneidade do material das pás do rotor, e outros defeitos.

Os defeitos de montagem ou operação são, antes de tudo, aqueles devido a montagem imprecisa dos componentes, desalinhamento dos acoplamentos do eixo (mais freqüentemente desalinhamento do eixo ou ligeira inclinação do excitador ou do eixo do gerador auxiliar com relação ao eixo do gerador principal), colocação assimétrica do anel de vedação do labirinto no rotor, etc. Os defeitos que aparecem durante funcionamento são principalmente devido à causas que surgem de reparo e reforma das unidades (não uniformidade do material de solda nas pás, centramento e balanceamento insatisfatório das unidades após manutenção, e mudança dos pólos do gerador, etc.).

Uma massa desequilibrada m localizada a uma distância e do eixo de rotação, determina o aparecimento de uma força centrífuga F , como mostrada na Fig.2.1:

$$F = ma = m\omega^2 e = me \left(\frac{\pi n}{30} \right)^2 = m \left(\frac{\pi}{30} \right)^2 en^2,$$

onde

a é a aceleração;

ω é a velocidade angular;

n é a velocidade de rotação (rpm).

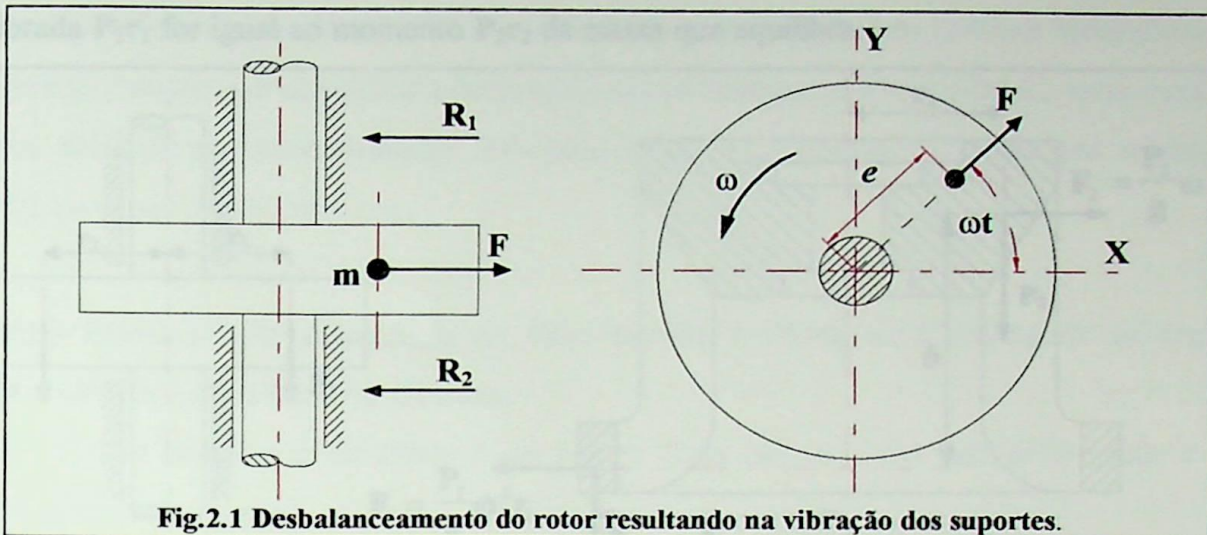


Fig.2.1 Desbalanceamento do rotor resultando na vibração dos suportes.

A força centrífuga pertence a um plano perpendicular ao eixo geométrico do eixo mecânico.

No caso das hidrounidades verticais as forças centrífugas pertencem ao plano horizontal, e daí sua ação influencia na maior parte, na componente horizontal das vibrações dos suportes das hidrounidades.

Os componentes da força centrífuga nas direções X e Y são :

$$F_x = m \left(\frac{\pi}{30} \right)^2 e n^2 \cos(\omega t) ; \quad F_y = m \left(\frac{\pi}{30} \right)^2 e n^2 \sin(\omega t) .$$

Quando o rotor está girando, existe uma força variável em ambas as direções X e Y .

A frequência desta força de perturbação (neste caso uma força centrífuga) corresponde à velocidade de rotação do rotor.

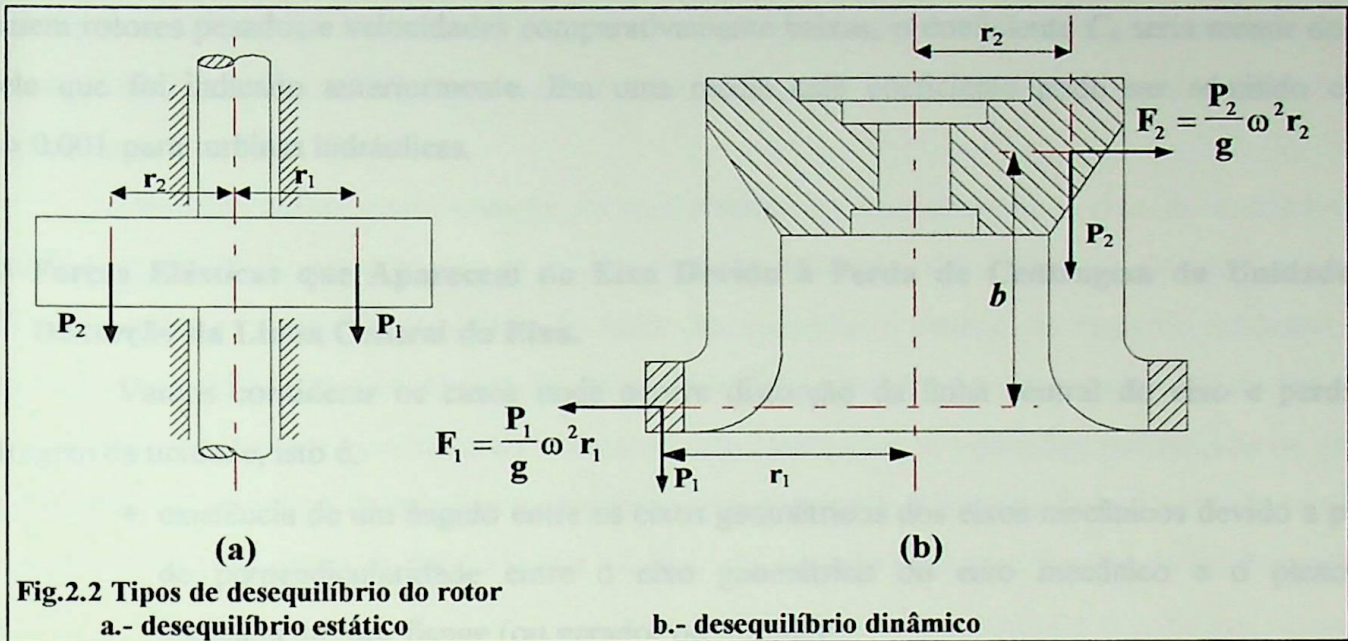
Já que a velocidade de rotação das turbinas verticais está entre 50 e 750 rpm, a primeira frequência da força de perturbação devido ao desequilíbrio das massas rotativas está entre 0,8 e 12,5 Hz.

No caso das turbinas horizontais esta frequência está entre 1,2 e 25 Hz (a velocidade destas turbinas vai de 85,7 a 1500 rpm). Já que a força centrífuga é proporcional ao quadrado da velocidade, fica fácil detectar a presença de massas rotativas desequilibradas na hidrounidade.

O desequilíbrio do rotor pode ser estático ou dinâmico. O desequilíbrio estático freqüentemente é observado nos rotores do gerador de turbinas de alta velocidade específica ($n_s > 200$) e nos rotores de turbinas de baixa velocidade específica ($n_s < 150$). Para o equilíbrio estático é suficiente colocar pesos P_1 , P_2 de equilíbrio no rotor (Fig.2.2a). A soma dos momentos das forças com respeito ao eixo de rotação deve ser igual a zero:

$$P_1 r_1 - P_2 r_2 = 0 .$$

Desta forma o equilíbrio estático será conseguido quando o momento devido a massa desequilibrada $P_1 r_1$ for igual ao momento $P_2 r_2$ da massa que equilibra.



O desequilíbrio dinâmico aparece quando duas massas desequilibradas estabelecem um momento devido às forças centrífugas num plano que passa através do eixo de rotação, embora o rotor seja equilibrado sob condições estáticas (Fig.2.2b).

$$P_1 r_1 - P_2 r_2 = 0 ; \quad F_2 = F_1 = F ; \quad F b = M,$$

onde F é a força centrífuga das massas desequilibradas e b é o braço do binário.

O desequilíbrio dinâmico é freqüentemente observado nos rotores do gerador de turbinas de baixa velocidade específica ($n_s < 150$), e nos rotores de turbinas mistas (diagonal) de alta velocidade específica ($n_s > 200$). Para se obter o equilíbrio dinâmico é necessário aplicar um par de forças cujo momento é igual e oposto ao momento das massas desequilibradas, isto é,

$$F b_1 = P b_2,$$

onde P é o peso de equilíbrio; b_1 e b_2 são os braços dos binários sendo equilibrados.

Em geral um desequilíbrio do rotor leva a um par de forças centrífugas simples.

Em muitos casos, o giro excêntrico dos aros do rotor foi empregado para remover metais do lado mais pesado do rotor. Entretanto isto possui um efeito desfavorável na hidráulica do fluxo nas vedações do rotor.

Freqüentemente admite-se que a força centrífuga residual após o balanceamento não deveria exceder alguns valores definitivos expressados como uma fração da massa do rotor sendo balanceado, isto é,

$$F_m = C_d P_r.$$

Diferentes autores dão diferentes valores para o coeficiente C_d (de 0,01 a 0,5) para rotores de alta velocidade específica, em particular os rotores de turbinas a vapor. Para turbinas hidráulicas, as quais possuem rotores pesados e velocidades comparativamente baixas, o coeficiente C_d seria menor do que aquele que foi indicado anteriormente. Em uma média este coeficiente pode ser admitido como $C_d = 0,001$ para turbinas hidráulicas.

2.2.- Forças Elásticas que Aparecem no Eixo Devido à Perda de Centragem da Unidade ou Distorção da Linha Central do Eixo.

Vamos considerar os casos onde ocorre distorção da linha central do eixo e perda de centragem da unidade, isto é,

- ◆ existência de um ângulo entre os eixos geométricos dos eixos mecânicos devido a perda de perpendicularidade entre o eixo geométrico do eixo mecânico e o plano do acoplamento por flange (ou gerador ou turbina);
- ◆ plano do ressalto de apoio do munhão vertical e do eixo geométrico do eixo mecânico não perpendicular um ao outro;
- ◆ duas superfícies do anel articulado anular não paralelas uma a outra;
- ◆ desalinhamento dos eixos da turbina e do gerador;
- ◆ inclinação do eixo geométrico do eixo mecânico da unidade;
- ◆ buchas do mancal guia não coaxiais com o eixo;
- ◆ superfície de rotação irregular do disco do mancal de escora;
- ◆ encaixe frouxo do anel articulado no eixo;
- ◆ ovalização das mangas dos eixos.

A angularidade entre os eixos geométricos dos eixos mecânicos devido ao eixo geométrico do eixo mecânico e o plano de acoplamento por flange não serem perpendiculares com respeito um ao outro, é algumas vezes o resultado da má qualidade dos eixos[1.8]. A tolerância para folga nas superfícies de flange dos eixos da turbina e do gerador é especificada como de 0,02mm pelos fabricantes. Algumas firmas permitem uma folga na superfície do flange não excedendo 0,03mm durante a manufatura dos eixos.

A perda de perpendicularidade entre o plano dos flanges e o eixo geométrico do eixo mecânico ocorre durante a montagem da unidade. Durante a montagem, a centragem dos eixos da turbina e do gerador é verificado separadamente antes de serem acoplados juntos e a linha central dos eixos acoplados é uma vez mais verificada separadamente. A prática de alinhamento dos hidrogeradores verticais tem mostrado que a folga no eixo da turbina (total sobre uma revolução completa) após manutenção ou montagem não deveria exceder 0,3 a 0,35 mm.

Se as superfícies laterais dos flanges e o eixo geométrico do eixo mecânico não forem mutuamente perpendiculares uma à outra, isto usualmente é corrigido raspando-se as faces do flange ou introduzindo-se um espaçador entre os flanges. O uso de um espaçador pode ser recomendado apenas como uma medida temporária ; ele rapidamente se quebra durante a operação, resultando em folga maior no eixo.

Devemos tornar nossa atenção ao centramento do excitador. Se o eixo do excitador não coincidir com o eixo do gerador, mas se for ligeiramente inclinado com respeito a ele como mostrado na Fig.2.3, então o centro de gravidade do rotor do excitador (mesmo no caso de um rotor bem balanceado) não estará no eixo de rotação da unidade. Isto resultará no estabelecimento de forças de perturbação as quais são transmitidas ao mancal escora. Neste caso as vibrações aumentadas na gaxeta superior são características de geradores suspensos(convencional). A angularidade do eixo geométrico do eixo mecânico nas juntas de flange leva a vibração da unidade com uma frequência fundamental de $n/60$ Hz.

Na prática, o plano no qual os suportes de gaxeta se localizam, está mais freqüentemente torto com o eixo geométrico do que com o eixo mecânico. O desalinhamento na gaxeta leva ao aparecimento de um tipo de rotação cônica do eixo a qual aumenta a folga ao longo de toda a altura do eixo da gaxeta ao rotor. A frequência fundamental de vibrações para o caso em questão era de $n/60$ Hz.

O desalinhamento entre os planos do anel e das ranhuras no munhão de aranha leva a carga excêntrica das ranhuras do anel do cubo. Isto por sua vez leva a distorção do cubo no eixo, se o cubo for montado independentemente. Para eixos longos de gerador a distorção do cubo por um mínimo de 0,05mm leva a folga incrementada no eixo da turbina a qual pode alcançar 0,5mm ou mais. Pode-se mencionar o caso de uma turbina de pá ajustável com um rotor de 7m onde achou-se esta distorção como 0,15mm.

Algumas vezes encontra-se que o eixo da unidade desenvolve uma inclinação da vertical (ou horizontal) após ter estado em operação por algum tempo devido ao estabelecimento não uniforme do edifício e das estruturas.

A montagem das unidades é conduzida, de tal forma que a tolerância para inclinação ao longo do eixo vertical não exceda 0,02mm/m . Entretanto, após um certo período de operação o eixo geométrico do eixo mecânico pode desenvolver alguma inclinação, devido a este estabelecimento não uniforme do edifício da instalação de potência.

As diversas pesquisas da inclinação dos eixos de hidrounidades da vertical devido ao estabelecimento irregular do edifício da instalação após a construção mostram que as inclinações de eixo até 0,5 mm/m não dão surgimento a qualquer mudança notável nas vibrações das hidrounidades.

Foi possível corrigir estas inclinações do eixo da vertical numa data posterior ajustando-se os segmentos dos mancais escora.

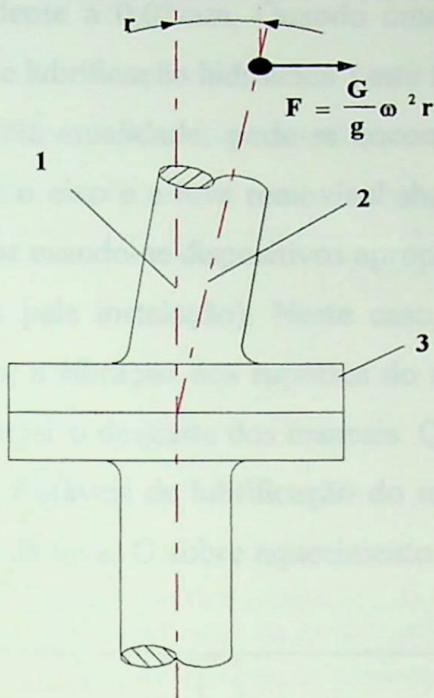


Fig.2.3 Desalinhamento do eixo de excitador:
 1- eixo de rotação;
 2- eixo geométrico do rotor do excitador;
 3- flange superior do eixo do gerador.

O desalinhamento dos eixos da turbina e do gerador pode ser ocasionada por erros na perfuração dos orifícios de centramento durante sua fabricação.

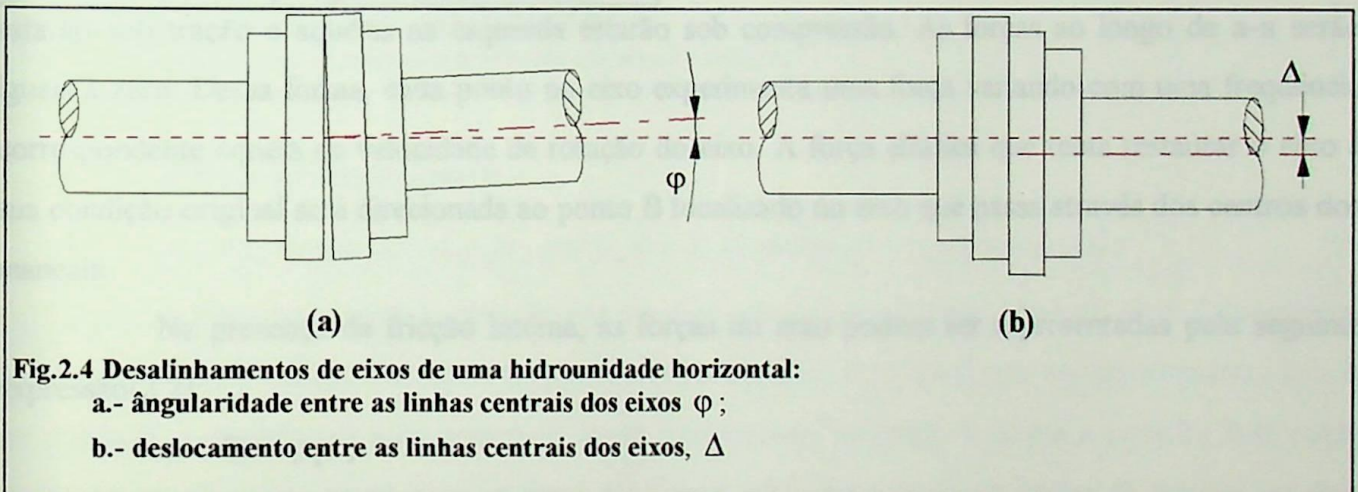
O desalinhamento entre o eixo e os alinhadores dos mancais guia também dá surgimento a inclinação do eixo da vertical durante a rotação, levando ao aparecimento de forças periódicas, empuxo nos suportes e sobrecarga nos mancais. Na maioria dos casos de operação observou-se que o desalinhamento ocorria no mancal inferior do gerador (no caso de geradores tipo suspensão - convencionais). Isto resultou em uma carga adicional no mancal e afrouxamento das clavilhas na aranha de base

do gerador. A frequência fundamental de vibrações da hidrounidade em tais casos foi encontrada como $n/60$ e também $2n/60$ Hz.

Na maioria dos casos, a irregularidade da superfície do disco do mancal de escora resulta da deformação por temperatura do disco, quando o mancal de escora fica aquecido. No caso de uma convexidade radial simples na superfície do disco do mancal de escora, a frequência fundamental de vibrações corresponderia a $k n/60$ Hz onde k é o número de atenuadores de suporte ou o número de ranhuras radiais no disco do mancal de escora.

Em muitos casos a montagem independente do munhão de aranha no eixo resultou em vibração excessiva da hidrounidade. Durante a checagem de unidades notou-se que a vibração da aranha superior do gerador aumentou enquanto a unidade esquentava após a partida. Em particular, houve um aumento na folga na extensão do eixo o que foi causada por um aumento na abertura entre o munhão e o eixo devido ao aquecimento. Num tempo de cerca de 2 horas tanto a amplitude de vibrações quanto a folga na extensão do eixo se tornaram constantes para a carga dada. Pode-se admitir que a montagem independente do munhão no eixo permite um deslocamento relativo irrestrito do eixo do rotor e do embuchamento, quando o rotor está sujeito a forças de perturbação. Este deslocamento relativo, aumenta devido a um aumento no tamanho da abertura entre a bucha do mancal e o eixo conforme o primeiro se aquece após a hidrounidade ter dado partida.

A ovalização da manga do eixo abaixo do mancal dá surgimento a forças periódicas nos mancais. Durante a manufatura, as mangas dos eixos são trabalhadas para se obter uma folga residual não excedente a 0,02mm. Quando uma luva é fornecida abaixo do mancal da turbina (no caso de mancais de lubrificação hidráulica) esta folga nos eixos após o tratamento pode ser permitida a alcançar 0,04mm. Na atualidade, pode-se encontrá-la menor. Durante a operação pode-se tornar necessário esmerilhar o eixo e a luva removível abaixo do mancal quando os reparos no local da unidade, forem conduzidos usando-se dispositivos apropriados para o propósito (por exemplo, conexões e engrenagens planejadas pela instalação). Neste caso, a forma oval é agravada alcançando tanto quanto 0,2mm. Entretanto, a vibração dos suportes do mancal não é grandemente influenciada por este fator, embora possa acelerar o desgaste dos mancais. Quando a ovalização da luva é considerável ela dá surgimento a condições instáveis de lubrificação do mancal o que pode ser tendencioso ao sobre aquecimento dos mancais e da luva. O sobre aquecimento tem levado à rachaduras que aparecem na luva danificando os mancais.



Os principais defeitos de alinhamento das turbinas horizontais são angularidade entre os eixos e o deslocamento lateral entre as linhas centrais do eixo (Fig.2.4). Estes defeitos dão surgimento a vibração dos suportes das hidrounidades (mancais) com uma frequência igual à velocidade de rotação. No caso de acoplamentos rígidos o desalinhamento não deveria exceder 0,02mm.

Em tais casos, deve-se ver durante a manutenção que o acoplamento esteja montado fixamente no eixo e que o acoplamento seja enchavetado no eixo sem qualquer folga.

Em todos estes casos de centramento incorreto, e angularidade entre os eixos do gerador e da turbina os quais impedem a livre rotação do eixo, aparecem forças de perturbação devido à elasticidade do eixo e estas são transmitidas aos suportes da hidrounidade. A frequência fundamental de vibrações pode ser $n/60$ ou $2n/60$ Hz, isto é, para turbinas hidráulicas verticais a frequência fundamental de vibrações seria de 0,8 a 25 Hz e para unidades horizontais de 1,2 a 30 Hz.

2.3.- Forças de Fricção

2.3.1.- Vibrações Auto-Excitadas de um Eixo Rotativo Devido à Fricção Interna do Material do Eixo.

No caso de cargas variáveis, as tensões não seguem a lei de Hooke (relação linear entre a tensão e deformação). Nesse caso, a relação entre tensão e deformação é descrita por uma elipse (Fig.2.5). Este fenômeno é chamado histerese.

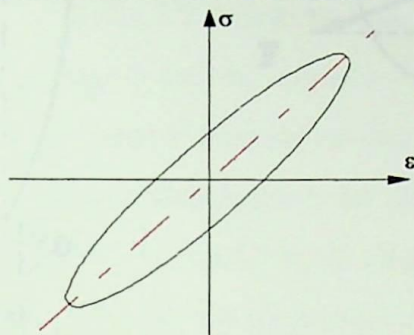


Fig.2.5 Histerese de tensões mecânicas no metal do eixo durante aplicação de cargas variáveis

Se considerarmos a deformação de um eixo vertical girando entre 2 mancais com um disco equidistante, as tensões no eixo com e sem histerese interna são mostradas nas Figs.2.6a, e 2.6b. Vamos admitir que o eixo gire em seu próprio eixo geométrico 0-0. Quando não houver histerese interna, todas as camadas à direita da vertical **a-a**

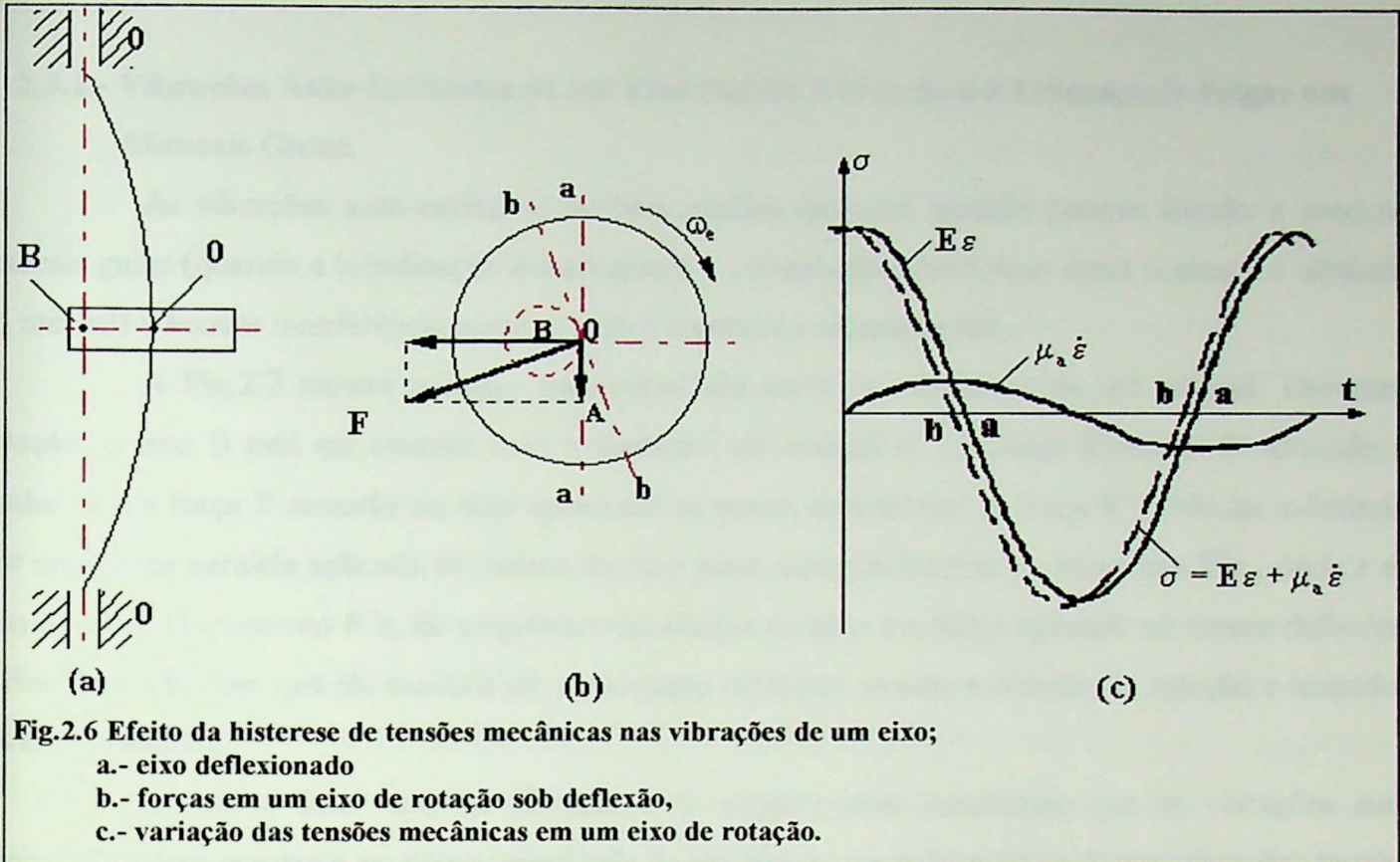
estarão sob tração e aquelas na esquerda estarão sob compressão. As forças ao longo de **a-a** serão iguais a zero. Dessa forma, cada ponto no eixo experimenta uma força variando com uma frequência correspondente àquela da velocidade de rotação do eixo. A força elástica que tenta restaurar o eixo à sua condição original será direcionada ao ponto **B** localizado no eixo que passa através dos centros dos mancais.

Na presença da fricção interna, as forças no eixo podem ser representadas pela seguinte expressão[2.2]:

$$\sigma = E\varepsilon + \mu_a \dot{\varepsilon},$$

onde:

- E** é módulo de elasticidade;
- ε é a deformação unitária, $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos(\omega_e t)$;
- ε_0 é o valor máximo de deformação unitária;
- ω_e é a frequência de variação de deformação;
- t** é o tempo;
- μ_a é o coeficiente de fricção interna;
- $\dot{\varepsilon}$ é a primeira derivada de ε ;
- $\dot{\varepsilon} = -\varepsilon_0 \text{sen}(\omega_e t)$



A força será então igual a:

$$\sigma = E\varepsilon_0 \cos(\omega_e t) - \mu_a \varepsilon_0 \omega_e \sin(\omega_e t) = \varepsilon_0 (E \cos(\omega_e t) - \mu_a \omega_e \sin(\omega_e t)).$$

A Fig. 2.6c mostra a variação das tensões com o tempo num ponto do eixo. Observamos que na presença de fricção interna as forças se tornam iguais a zero um pouco antecipadamente, isto é, no ponto **b**, e portanto o eixo neutro se torna ligeiramente inclinado e ocupa a posição **b-b** como mostrado na Fig. 2.6b. Neste caso, a força elástica **F** será direcionada ao longo da normal ao eixo neutro. Sua componente ao longo do eixo **OB** tentará endireitar o eixo, e a componente **OA** causará a rotação do eixo deflexionado ao redor do ponto **B**. Esta componente **OA** é direcionada contra a força de amortecimento, e sustenta o movimento rotacional do eixo geométrico do eixo mecânico ao redor do ponto **B** na direção de rotação do eixo. Observa-se que:

- ◆ a vibração auto-excitada pode aparecer em um eixo apenas quando as velocidades rotacionais do eixo excederem a crítica ;
- ◆ quanto maior o coeficiente interno de fricção do material do eixo, mais cedo o aparecimento das vibrações auto-excitadas;
- ◆ as vibrações ocorrem a frequência natural do sistema.

Em muitas turbinas hidráulicas de eixo vertical, as vibrações auto-excitadas causadas pela fricção interna do material do eixo [2.1], podem aparecer apenas nas velocidades de disparo já que a frequência crítica usualmente é 2,5 a 5 vezes maior que a velocidade normal de rotação do eixo.

2.3.2.- Vibrações Auto-Excitadas de um Eixo Devido à Fricção e à Presença de Folgas nos Mancais Guias.

As vibrações auto-excitadas também podem aparecer quando houver fricção a seco nos mancais guias (quando a lubrificação é inadequada e existem grandes folgas entre o eixo e o alinhador do mancal) e houver interferência entre as partes rotativas e estacionárias .

A Fig.2.7 mostra a seção transversal em corte do alinhador de um mancal. Durante a rotação, o eixo B está em contato com o alinhador do mancal A . A força friccional F' atuando no alinhador e a força F atuando no eixo aparecem no ponto de contato. A força F' pode ser substituída por uma força paralela aplicada no centro do eixo junto com um binário de momento $F'r$, onde r é o raio do eixo. O momento $F'r$, dá surgimento ao torque no eixo e a força aplicada no centro deflexiona o eixo, fazendo com que ele execute um movimento rotatório oposto a direção de rotação e levando à severas vibrações.

A análise deste tipo de vibração e os experimentos mostraram que as vibrações auto-excitadas podem ocorrer a qualquer velocidade de um eixo e que a frequência destas vibrações iguala à frequência natural do sistema.

As vibrações auto-excitadas apareceram numa turbina hidráulica vertical de 25000kw devido a interferência entre as partes rotativas e estacionárias[2.3],[2.1]. Quando esta turbina foi operada sem carga não houve nenhum aumento perceptível nas vibrações. Quando a velocidade foi aumentada em 10% acima do valor nominal, diversas vibrações apareceram na aranha superior, com a amplitude alcançando de 0,5 a 0,6mm no curso de poucos segundos. O eixo começou a oscilar com o aumento da amplitude. A oscilação do eixo e as vibrações aumentadas também foram obtidas quando a velocidade foi reduzida em 30%. A hidrounidade estava sob carga para a mesma abertura do sistema diretor onde havia começado a oscilação do eixo quando a unidade foi operada sob condições de não carga. Neste caso, a frequência de vibrações tinha permanecido constante (dobro da frequência correspondente à velocidade normal de rotação, ou mais) e era independente da velocidade de rotação do eixo da turbina. Devido a estas vibrações aumentadas não foi possível carregar a turbina e o sistema diretor teve que ser rapidamente fechado.

Quando a turbina foi desmontada observou-se que o labirinto inferior do rotor estava desgastado, formando um degrau de 0,2 a 0,3mm. A própria superfície mostrou as características de trabalho a frio. As oscilações do eixo desapareceram, e a unidade começou a operar normalmente sob todos os regimes operativos, apenas quando a folga neste ponto de contato foi aumentada a 1mm raspando-se o metal dos anéis estacionários da vedação do labirinto.

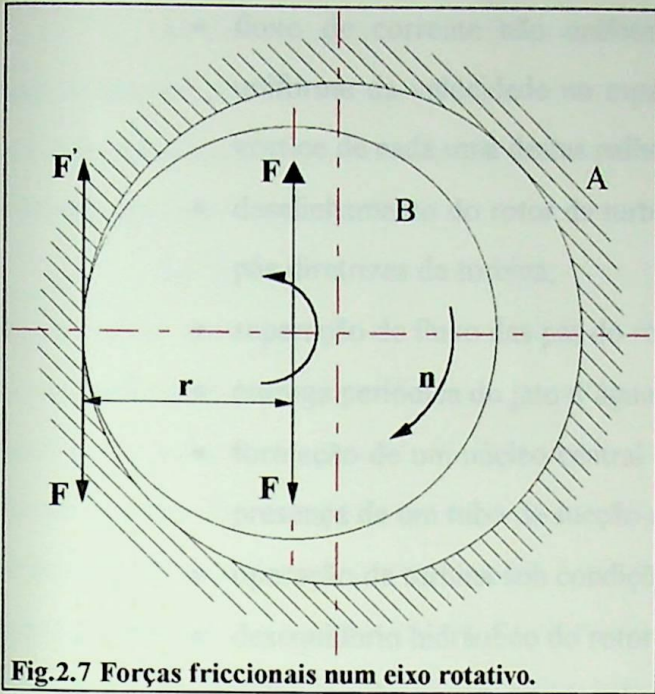


Fig.2.7 Forças friccionais num eixo rotativo.

D. Parmakyan descreveu um caso de vibrações excessivas causadas por fricção nos mancais[2.4]. A turbina mista (diagonal) de 7270,58kw com eixo vertical e gerador suspenso(convencional) tinha mancais de turbina com lubrificação hidráulica. A luva no eixo da turbina era de aço inoxidável. Quando a unidade foi operada numa faixa de abertura do sistema diretor de 20 a 60%, as vibrações aumentadas apareceram com uma frequência de 12Hz (quase o triplo da frequência rotacional). Várias medidas como balanceamento do rotor , centragem do eixo , etc.

não ajudavam a reduzir as vibrações. Quando os mancais foram lubrificados com óleo a amplitude de vibrações diminuiu consideravelmente. Quando um oscilograma foi usado para confirmar o deslocamento do eixo ele mostrou que na faixa das vibrações elevadas, o centro do eixo revolvia-se em uma direção oposta àquela da direção de rotação do eixo. Obviamente tem-se aqui um caso das vibrações auto-excitadas descritas acima. A força friccional que aparece no mancal foi encontrada como a principal causa das vibrações. Quando o sistema de lubrificação da unidade foi substituído pelo óleo essas vibrações desapareceram do eixo da turbina.

B.- Forças de Perturbação Hidráulica

As perturbações que aparecem no fluido que escoam através da turbina podem ser diretamente transmitidas às paredes que limitam o fluxo, fazendo com que elas vibrem. Ou então elas podem estabelecer os componentes variáveis do momento hidráulico e da força axial na turbina. A ação dessas componentes variáveis nas partes operativas da turbina dá surgimento a vibrações das partes individuais bem como da turbina como um todo.

Os componentes variáveis do momento hidráulico estão em seu máximo quando:

- existem perturbações do fluxo devido ao perfilamento pobre das diferentes partes da estrutura na entrada para a caixa espiral da turbina (passagens, palhetas do pré-distribuidor, etc.);
- operação pobre da caixa espiral causando entrega assimétrica do fluxo ao rotor;
- perturbação do fluxo devido a presença das colunas de apoio ao rotor;

- fluxo de corrente não uniforme na montante do rotor devido a distribuição não uniforme da velocidade no espaço entre as palhetas do sistema diretor e a esteira de vórtice de cada uma destas palhetas;
- desalinhamento do rotor da turbina mista (diagonal) na direção vertical com respeito às pás diretrizes da turbina;
- separação de fluxo das pás do rotor;
- entrega periódica do jato d'água nas pás de uma turbina de rotor Pelton;
- formação de um núcleo central de vórtice originando-se do cone do cubo do rotor na presença de um tubo de sucção curvado;
- operação da turbina sob condições de cavitação;
- desequilíbrio hidráulico do rotor da turbina;
- pulsações de pressão ocorrendo no tubo que entrega água à turbina.

2.4.- Campos de Fluxo Não Uniformes e Formação de Vórtices nas Passagens de Fluxo de uma Turbina.

Para conveniência consideraremos as diferentes perturbações que podem ocorrer na passagem de fluxo da turbina uma a uma ao longo da direção do fluxo, começando na caixa espiral da turbina e terminando no tubo de sucção.

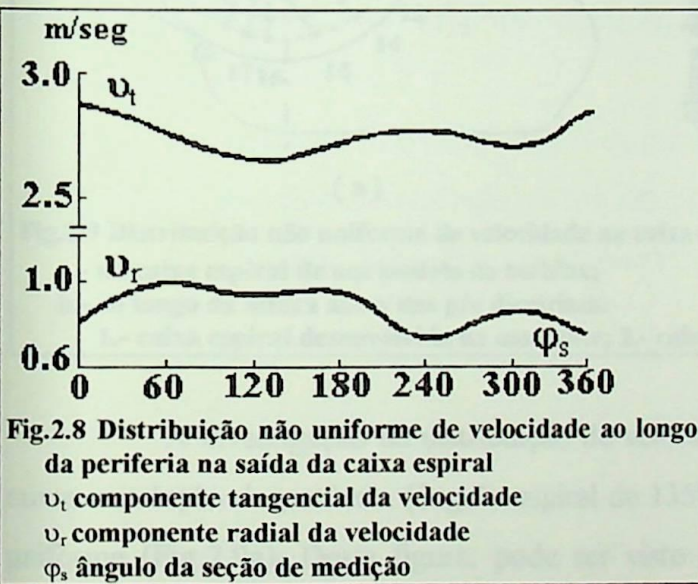
2.4.1.- Caixa Espiral

A construção pobre da parte de entrada da caixa espiral (presença de passagens divisórias próximos ao anel do estator, etc.) é tendenciosa à formação de vórtices sob certas condições operativas [2.5]. Os vórtices individuais se combinam juntos para formarem filamentos de vórtices entrelaçados. Ao alcançarem as pás do rotor eles se quebram e criam forças de perturbação. A intensidade das forças repetitivas, que dependem do tamanho do filamento de vórtice, pode ser bem grande. Em tal caso, a frequência do primeiro harmônico da força de perturbação corresponde à $f = \frac{nz_r}{60}$, onde z_r é o número de pás no rotor e n é a rotação do eixo da hidrounidade. Basicamente, este tipo de ação do fluxo no rotor é encontrada dentro de instalações de potência de baixa queda tendo turbinas hidráulicas de pás ajustáveis. Aqui, a faixa de variação da frequência das forças de perturbação está entre 4 e 25Hz. A formação de vórtices dá surgimento a distribuição irregular do fluxo que passa através dos diferentes compartimentos da caixa espiral da turbina.

Os testes conduzidos pelo CIGRÉ mostraram uma distribuição de fluxo não uniforme através de cada uma das passagens de fluxo numa unidade para todas as condições operativas[2.6].

As diferentes taxas de fluxo através dos compartimentos dão surgimento à diferentes perdas nas seções de entrada, as quais incluem as cremalheiras de retenção de resíduos. Estas perdas resultam em diferentes quedas de pressão nos dois lados das passagens divisórias, promovendo a formação de vórtices em suas bordas de fuga.

As forças de perturbação que agem no rotor da turbina devido a operação insatisfatória da caixa espiral tem ocorrido numa quantidade de turbinas hidráulicas. A caixa espiral principalmente tem com função o estabelecimento de um campo axissimétrico de velocidade na periferia do sistema diretor com perda mínima de energia da água sendo entregue ao rotor. Entretanto, as câmaras espirais que foram construídas, freqüentemente possuem um campo de velocidade um pouco diferente do campo axissimétrico desejado. Como resultado, o vetor velocidade da água entregue ao sistema diretor varia tanto ao longo da periferia quanto na altura da pá. Em algumas hidrounidades essa distribuição não uniforme de velocidade alcança proporções consideráveis. No caso de instalações de potência de baixa queda, a distribuição não uniforme de velocidade ao longo da periferia na entrada, para o sistema diretor, também depende da distribuição de velocidade na entrada para a caixa espiral.

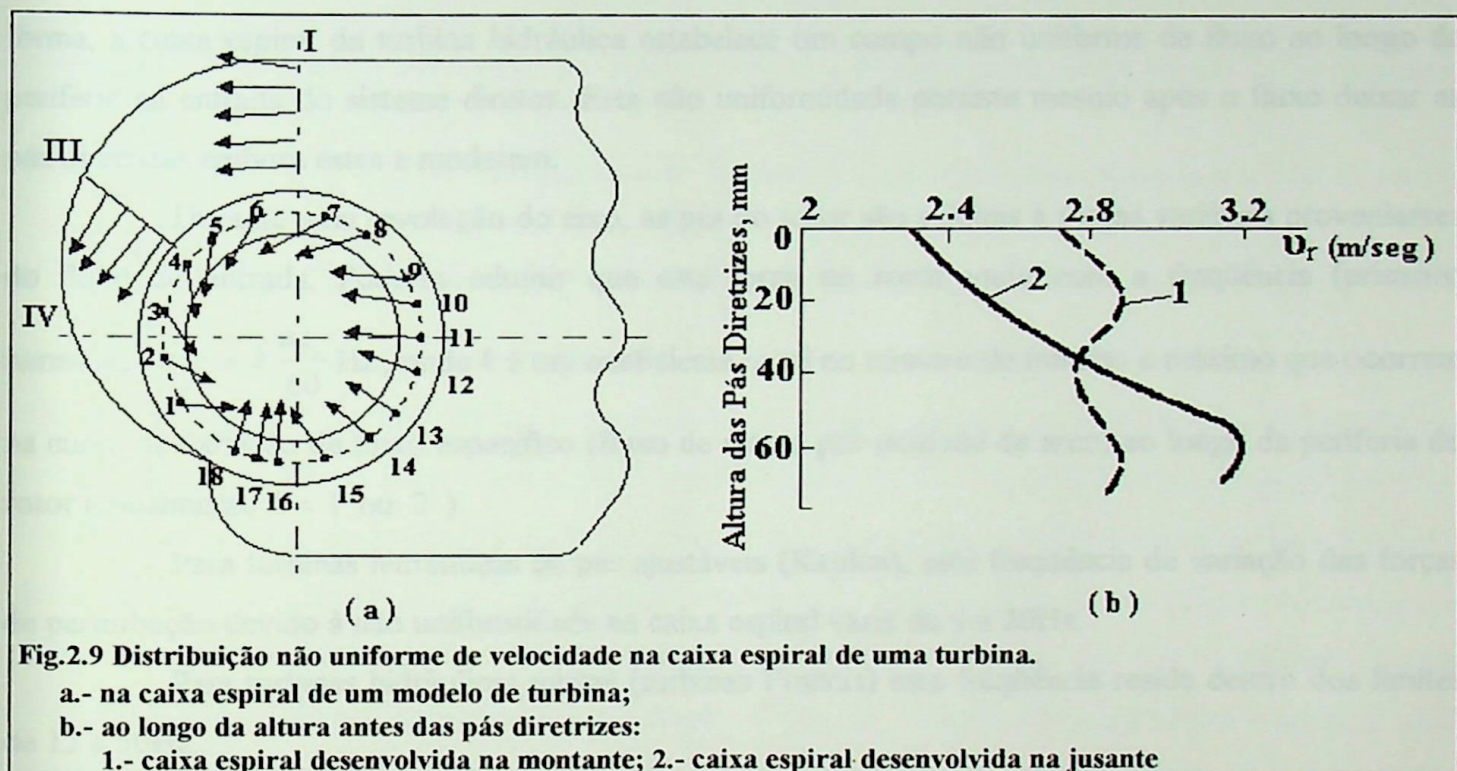


K.I. Bauman[2.7] investigou as caixas espirais projetadas de diferentes formas de acordo com a lei $v_t r = \text{constante}$, e $v_r = \text{constante}$. Ele descobriu que sob condições reais a componente radial da velocidade ao longo da periferia na saída da espiral não permanecem constantes e também que a distribuição de velocidade ao longo da altura na saída da caixa espiral não é uniforme.

Os resultados da pesquisa de Bauman mostram que a presença de uma seção efusiva após a caixa espiral é útil no nivelamento do campo de fluxo após as pás diretrizes da turbina. A não uniformidade do fluxo antes do rotor tem pequena influência nas características de potência da turbina, como foi mostrado pelos experimentos de Bauman. Mas ela pode ser a causa de aparecimento de componentes variáveis de momentos.

A Fig.2.8 mostra as velocidades tangencial e radial v_t e v_r obtidas ao longo da periferia na saída de varias caixas espirais nos experimentos de Bauman. Como pode ser visto da Fig.2.8, os componentes radiais das velocidades, os quais governam o fluxo de massa através das pás diretrizes, mudam intensamente. Por exemplo, a não uniformidade de fluxo para a espiral excede 20% da velocidade radial média. Da curva que descreve a velocidade radial pode ser visto que v_r consegue por duas vezes os valores mínimos, uma vez na seção situada à 240° e outra à 360° (0°) medido na direção

de sentido anti-horário. Nestes pontos, cada uma das pás do rotor da turbina experimenta a energia mínima duas vezes numa revolução. No arco espiral de 60° a 180° a componente radial v_r para a caixa espiral é altamente uniforme. Os dados de teste da caixa espiral, rotor e sistema diretor das turbinas hidráulicas de uma instalação de potência mostram que o fluxo de massa através da seção após as pás diretrizes é não uniforme. Esta não uniformidade, calculada de acordo com as equações $\frac{Q_{\max} - Q_{\min}}{Q_m}$, alcança 43%.



A investigação da distribuição de velocidade conduzida num modelo de uma caixa espiral, numa instalação de potência (ângulo espiral de 135°) também mostrou que o campo de fluxo era não uniforme (Fig.2.9a). Desta figura, pode ser visto que as direções dos componentes tangenciais da velocidade mudam intensamente ao longo da periferia da espiral. Ao passo que as componentes tangenciais de velocidade estão numa direção e próximas um a outra nos pontos de 1 a 8, ela é igual a zero no ponto 13 e do ponto 14 ao 18 elas estão em direção oposta. Tudo isto sem dúvida dá surgimento a um fluxo assimétrico antes do rotor da turbina. Como resultado, a força variante é aplicada em cada pá do rotor durante uma rotação do eixo da turbina.

I. E. Mikhailov examinou as caixas espirais de várias configurações (seção transversal) [2.8]. Seus pareceres mostram a distribuição não uniforme de velocidade ao longo da altura na garganta da caixa espiral para vários perfis da seção transversal.

A Fig.2.9b mostra a variação nas velocidades radiais ao longo da altura na seção de saída para diferentes tipos de caixas espirais. Pode ser visto que a maior divergência na componente radial de

velocidades ao longo da altura ocorre quando a caixa espiral simétrica tem sua maior profundidade à jusante das pás diretrizes do sistema diretor e a mais estreita quando tem sua maior profundidade à montante do sistema diretor. Para espirais de tipo simétricos as maiores velocidades são obtidas no anel inferior das pás diretrizes do sistema diretor. Isto obviamente explica o rápido desgaste do anel inferior do sistema diretor das turbinas hidráulicas comparado ao anel superior. Para caixas espirais simétricas K. I. Bauman[2.7] encontrou que a mudança em v_2 na seção garganta (crítica) era representada por uma curva côncava com a velocidade mínima ocorrendo na seção média da passagem de fluxo. Desta forma, a caixa espiral da turbina hidráulica estabelece um campo não uniforme de fluxo ao longo da periferia na entrada do sistema diretor. Esta não uniformidade persiste mesmo após o fluxo deixar as pás diretrizes embora estes a moderem.

Durante uma revolução do eixo, as pás do rotor são sujeitas à forças variáveis provenientes do fluxo de entrada. Pode-se admitir que esta força no rotor varia com a frequência (primeiro harmônico) $f_F = k \frac{nZ_r}{60}$ Hz, onde k é um coeficiente igual ao número de mínimo e máximo que ocorrem na curva da variação de fluxo específico (fluxo de massa por unidade de arco) ao longo da periferia do rotor (usualmente $k = 1$ ou 2).

Para turbinas hidráulicas de pás ajustáveis (Kaplan), esta frequência de variação das forças de perturbação devido à não uniformidade na caixa espiral varia de 4 a 20Hz.

Para turbinas hidráulicas mistas (turbinas Francis) esta frequência reside dentro dos limites de 12 a 50Hz.

2.4.2.- Anel do Estator e Sistema Diretor

O anel do estator da turbina transmite forças às fundações[2.5], [2.9]. O estator forma uma gaiola consistindo de colunas sobre as quais passa o fluxo da caixa espiral. A presença das colunas dentro do fluxo e a não uniformidade do próprio fluxo dá surgimento a condições tendenciosas, a separação da camada limite da borda de fuga das colunas e a formação de uma esteira hidrodinâmica atrás. A separação da camada limite destes corpos também dá surgimento a formação de vórtices individuais e filamentos de vórtice além deles. Gurevich [2.10] mostrou que para uma grade plana o fluxo é heterogêneo. Ele calculou a não uniformidade do fluxo pelo coeficiente:

$$\lambda_n = \frac{v_{2\max} - v_{2\min}}{2v_{2\infty}},$$

onde $v_{2\max}$ e $v_{2\min}$ são os valores correspondentes ao máximo e mínimo da projeção das velocidades da esteira projetadas sobre um eixo perpendicular ao eixo da grade. $v_{2\infty}$ é a velocidade calculada pela expressão:

$$v_{2\infty} = \frac{1}{t} \int_{x_0}^{x_0+t} v_2 dx,$$

onde t é o passo da grade; v_2 é a velocidade projetada sobre o eixo perpendicular àquele da grade a qualquer ponto no fluxo.

Esta não uniformidade do fluxo decresce abruptamente com o afastamento da grade.

A Fig.2.10a mostra a relação entre a não uniformidade do fluxo λ_n e a razão $\frac{d}{l}$ (razão entre

o afastamento da grade e sua corda). Quando $\frac{d}{l} = 0,05$ a heterogeneidade do campo de fluxo é maior

que 50%, e quando $\frac{d}{l} = 1,0$ a heterogeneidade do fluxo é desprezível não excedendo a 5%. Conforme

o afastamento da grade aumente a não uniformidade do fluxo decresce continuamente. Em $\frac{d}{l} = 0,8$ as

camadas limite que se separam de cada um dos perfis fundem-se e a heterogeneidade do campo de fluxo não excede de 7 a 8%. Estes dados são aplicáveis no projeto do estator e do sistema diretor de uma

turbina hidráulica com grades circulares. V.E. Ryabini [2.11] conduziu uma pesquisa teórica e experimental da não uniformidade do fluxo após uma grade de pás diretrizes numa turbina hidráulica

axial. Ele também mostrou que o fluxo uniforme na entrada de uma grade de pás (Fig.2.10b) sofre uma deformação na distribuição de velocidade durante a passagem através das pás diretrizes. O fluxo

permanece não uniforme após sua saída das pás diretrizes e se iguala gradualmente após a grade conforme ela se afaste. Os valores obtidos dos experimentos e cálculos são mostrados na Fig.2.10c.

Pode ser visto que a uma distância d , igual ao passo t , o fluxo torna-se quase inteiramente uniforme e a

não uniformidade $\frac{\Delta v}{v}$ não excede a 0,5%.

Os experimentos também confirmam que o período de variação das velocidades ao longo da periferia na saída do sistema diretor corresponde ao passo, isto é, cada pá do rotor está sujeita a um componente variável da força com uma frequência igual ao número de pás do sistema diretor ou ao número de colunas do estator, se o fluxo não uniforme originado por eles alcança o rotor.

Aparte disto, todos os experimentos mostram uma rápida equalização das velocidades de fluxo após a saída das pás diretrizes da grade. Portanto esta não uniformidade de fluxo teria um maior efeito no caso de turbinas hidráulicas mistas (diagonal) de baixa velocidade onde a distância entre as bordas de fuga das pás diretrizes e as bordas de fuga das pás do rotor é pequena e a esteira formada pela camada limite que se separa das pás diretrizes alcança as pás do rotor. Os arranjos do sistema diretor que consiste no espaçamento uniforme das pás diretrizes com passagens divisórias são úteis em tornar o fluxo uniforme mesmo que apenas parcialmente.

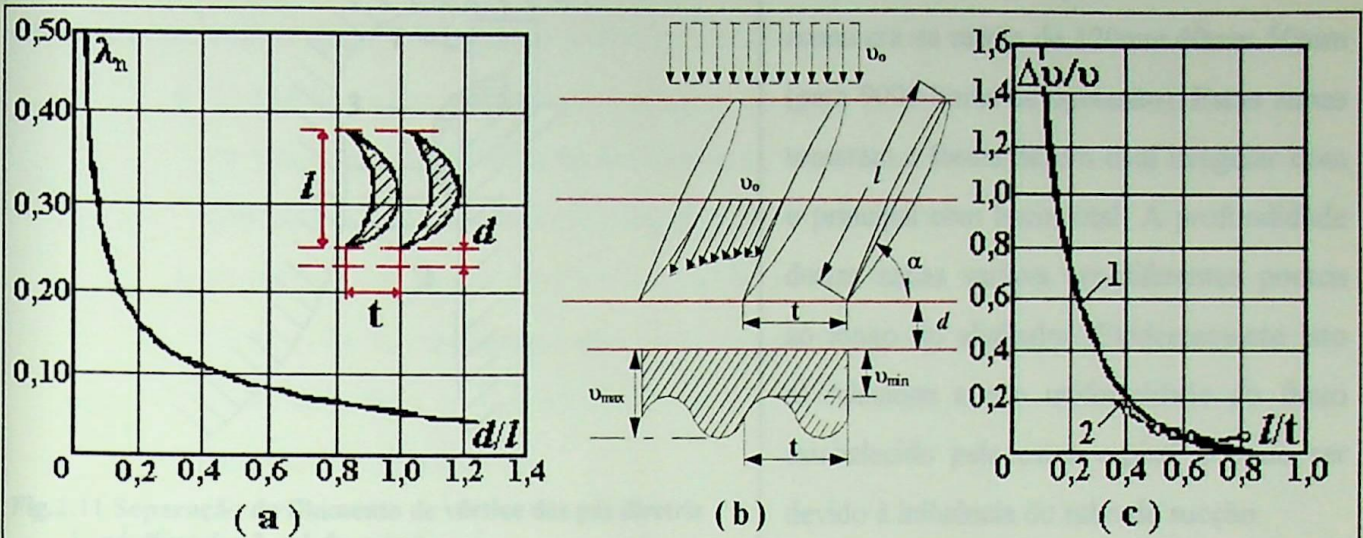


Fig.2.10 Distribuição não uniforme de velocidade após a grade de perfis da pá:

- a.- à alguma distância da grade da pá ;
 b.- durante fluxo através das pás diretrizes;
 c.- depois das pás diretrizes: 1- curva teórica, 2- curva empírica.

A não uniformidade do fluxo após a grade decresce rapidamente com o afastamento e o campo de velocidade no espaço entre as pás diretrizes e as pás do rotor na maioria dos casos se iguala antes que o fluxo alcance o rotor. A separação da camada limite das colunas do estator e especialmente das pás diretrizes é muito perigosa do ponto de vista da vibração da unidade, quando ela tende a criar filamentos de vórtices após as pás diretrizes. Os filamentos de vórtices que se originam das pás diretrizes alcançam as pás do rotor e dão surgimento à intensas mudanças de pressão nelas. A frequência fundamental das mudanças de pressão para cada pá seria de $\frac{nz_d}{60}$, onde z_d é o número de pás diretrizes do sistema diretor.

Foi mostrado por V.S. Kuyatkouskii [2.12] que os vórtices podem aparecer no fluxo conforme ele deixa as pás diretrizes do sistema diretor. Analisando o fluxo após as pás diretrizes, ele observou que a não uniformidade de circulação ao longo da altura delas, conduzia à formação de vórtices no fluxo de saída (desenvolvimento da chamada esteira de vórtices).

A formação de filamentos de vórtices após as pás diretrizes também ocorre em turbinas de pás ajustáveis. Os vórtices se desprendem das bordas inferiores das pás diretrizes (Fig.2.11). De acordo com o teorema de Thompson, se estes filamentos de vórtice forem altamente estáveis eles devem ter uma superfície para conexão em ambas extremidades. Neste caso, a segunda extremidade do filamento de vórtice continua e entra no tubo de sucção, onde ele é periodicamente partido pela rotação do rotor ou é ligado à superfície da caixa da turbina. Isto frequentemente leva à formação de uma zona de danos por cavitação. O número de tais zonas é igual ao número de pás diretrizes. Em uma turbina de uma instalação de potência foi observado as zonas de danos por cavitação no revestimento metálico ao nível

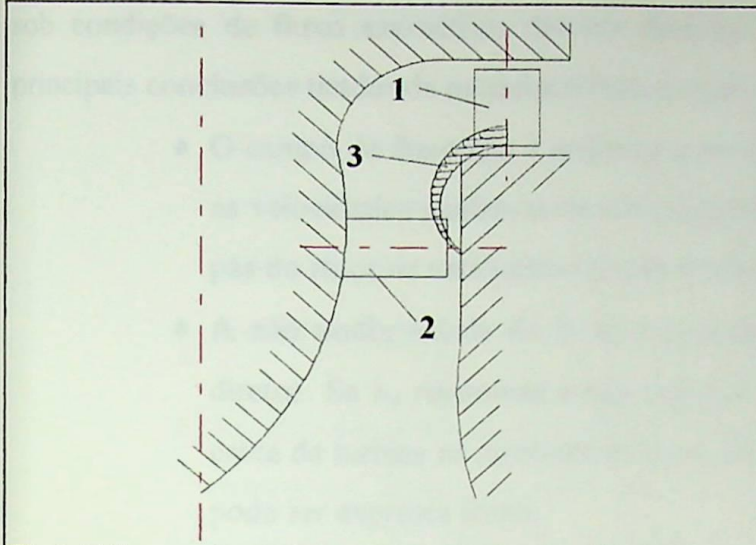


Fig.2.11 Separação do filamento de vórtice das pás diretriz
1- pá diretriz; 2- pá do rotor;
3- filamento de tubo de vórtices.

do eixo da pá do rotor. A dimensão destas zonas era na média de 120mm.40mm.50mm (para 9000 horas de operação). Estas zonas tomaram a forma de um oval irregular com o principal eixo horizontal. A profundidade destas zonas variava em diferentes pontos ao longo do alinhador. Evidentemente isto se relaciona a não uniformidade do fluxo estabelecido pela caixa espiral e pode ser devido à influência do tubo de sucção.

A Fig.2.12 mostra a condição na superfície do alinhador de uma das turbinas de uma instalação de potência, a qual foi danificada por cavitação. As zonas sombreadas representam dentes no alinhador da caixa causados pelo impacto de fragmentos da pá quando o rotor se havia desintegrado. As zonas isoladas localizadas à distâncias uniformes na superfície do revestimento ligeiramente abaixo do eixo do rotor são marcas deixadas pela cavitação provocada pelos filamentos de vórtice que se originavam nas bordas de fuga das pás diretrizes. Foi observado danificação similar na superfície do revestimento do estator nas unidades de outras instalações hidrelétricas.



Fig.2.12 Danos de cavitação no alinhador de uma turbina

2.4.3.- Rotor de Turbina Hidráulica, Influência dos Vórtices de Fluxo na Força de Sustentação.

A presença de uma esteira após as pás diretrizes e a formação de tubos de vórtice estendendo-se às pás do rotor provoca uma mudança no ângulo de ataque do fluxo de entrada. Portanto, a força de sustentação também varia[2.5]. Um estudo detalhado da operação das pás do rotor

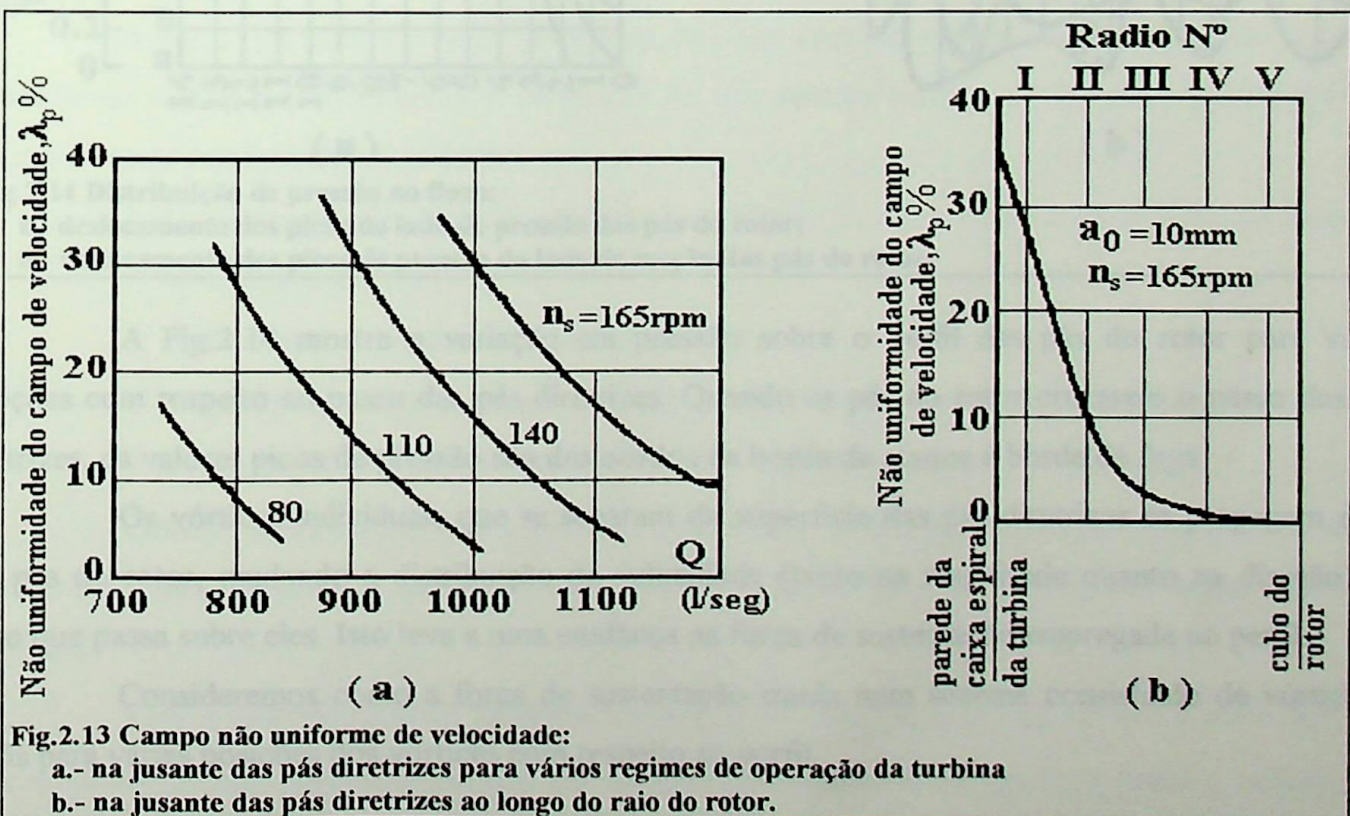
sob condições de fluxo assimétrico das pás diretrizes foi reportado por E.V. Gutovskii[2.13]. As principais conclusões tiradas da pesquisa teórica e experimental conduzida por ele são as seguintes:

- ◆ O campo de fluxo não é uniforme antes do rotor. Ao longo do passo das pás diretrizes, as velocidades mudam tanto em magnitude quanto na direção. Daí a força aplicada nas pás do rotor de uma turbina de pás ajustáveis também varia.
- ◆ A não uniformidade do fluxo é causada pela presença das pás diretrizes do sistema diretor. Se λ_p representa a não uniformidade da pressão estática atuando na parede da caixa da turbina na montante do rotor, dentro dos limites do passo das pás diretrizes, ela pode ser expressa como:

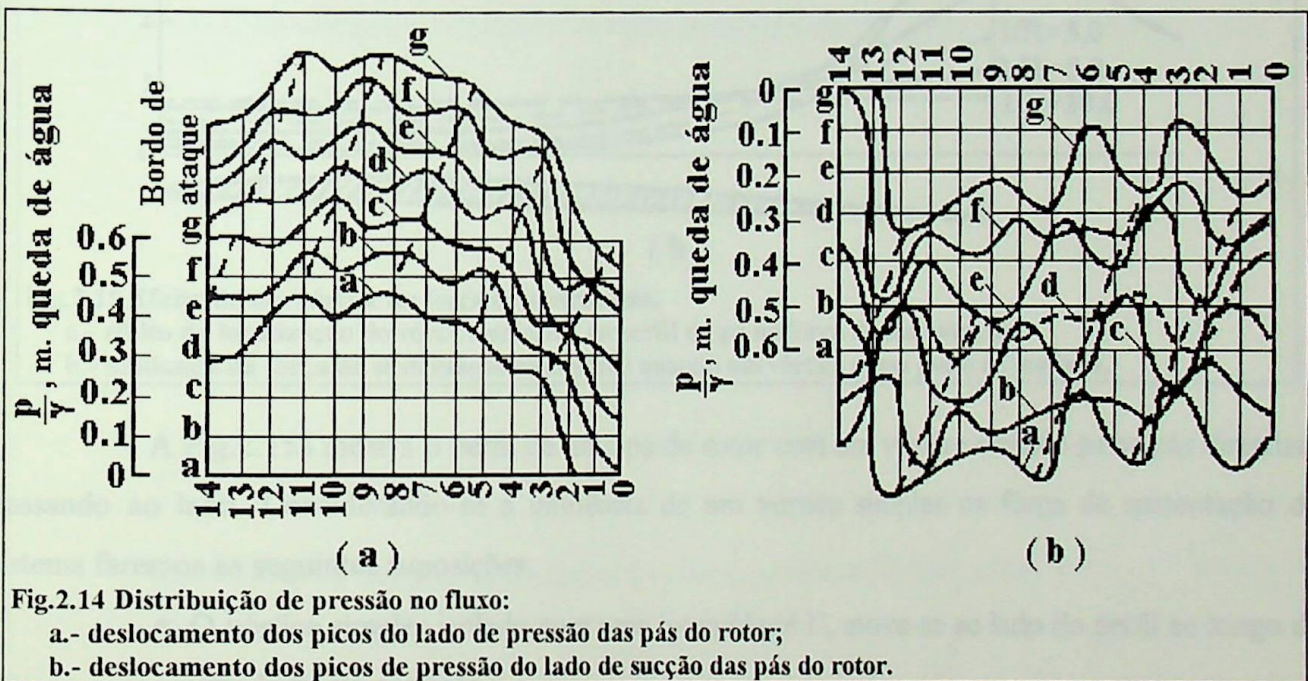
$$\lambda_p = \frac{2(p_{\max} - p_{\min})}{p_{\max} + p_{\min}},$$

onde p_{\max} e p_{\min} são as pressões estáticas máxima e mínima.

Esta não uniformidade muda abruptamente com uma mudança na abertura do sistema diretor (ou vazão do fluxo d'água). A Fig.2.13a mostra a relação entre λ_p e a vazão Q , para uma turbina de pás ajustáveis. Pode ser visto que a não uniformidade máxima de fluxo ocorre à pequenas vazões e para uma dada vazão ela ocorre à altas rotações específicas da turbina e conseqüentemente à baixas cargas atuando numa turbina protótipo.



- ♦ A não uniformidade máxima de fluxo ao longo do raio ocorre na periferia dos perfis das pás do rotor. Na parte central das pás do rotor esta não uniformidade não excede de 2 a 5% mas na periferia ela excede a 30%. A Fig.2.13b, mostra a mudança da não uniformidade de fluxo ao longo do comprimento das pás de uma turbina modelo para um regime de operação particular. Desta figura pode-se ver que a não uniformidade de fluxo que surge no centro das pás torna-se praticamente zero no raio do cubo.
- ♦ As pressões medidas em vários pontos na superfície dos perfis das pás mostraram que dentro dos limites do passo das pás a natureza da variação de pressão em todos os pontos no perfil é idêntica, ela possui um mínimo simples e um máximo simples. A maior mudança nas pulsações de pressão é observada sobre o $\frac{1}{3}$ inicial da corda do perfil.



A Fig.2.14 mostra a variação em pressão sobre o perfil das pás do rotor para várias posições com respeito ao passo das pás diretrizes. Quando as pás do rotor cruzarem o passo das pás diretrizes, os valores picos de pressão são deslocados da borda de ataque à borda de fuga.

Os vórtices individuais que se separam da superfície das pás diretrizes se propagam atrás das pás do rotor, mudando a distribuição de velocidade (tanto na magnitude quanto na direção) do fluxo que passa sobre eles. Isto leva a uma mudança na força de sustentação empregada no perfil.

Consideremos como a força de sustentação muda num sistema consistindo de vórtices e perfis para várias posições dos vórtices com respeito ao perfil.

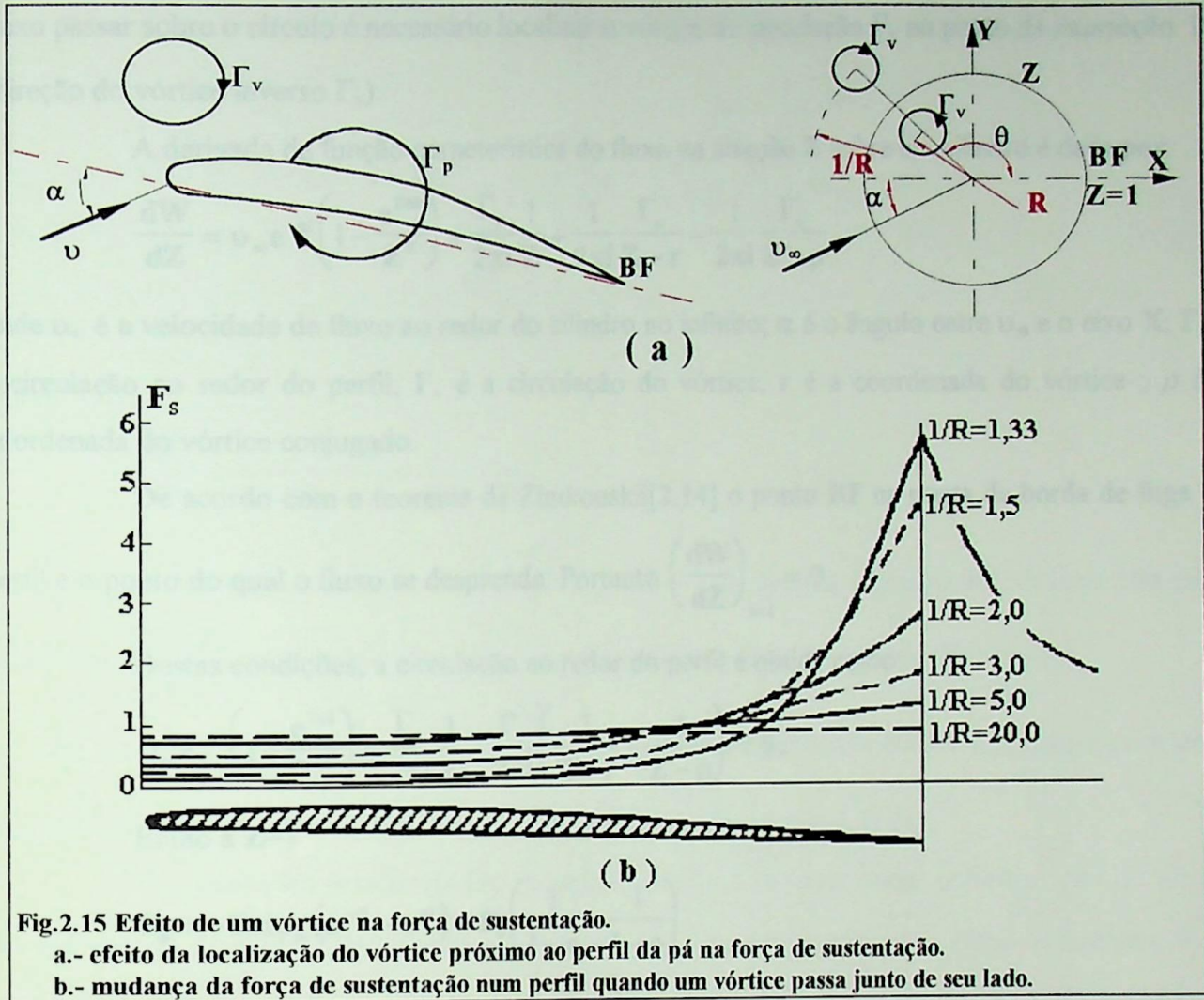


Fig.2.15 Efeito de um vórtice na força de sustentação.

a.- efeito da localização do vórtice próximo ao perfil da pá na força de sustentação.

b.- mudança da força de sustentação num perfil quando um vórtice passa junto de seu lado.

A Fig.2.15a mostra o perfil de uma pá de rotor com um vórtice emitido pelas pás diretrizes passando ao lado. Considerando-se a influência de um vórtice simples na força de sustentação do sistema faremos as seguintes suposições:

- ◆ O vórtice simples isolado com uma intensidade Γ_v move-se ao lado do perfil ao longo de uma linha de corrente.
- ◆ A circulação ao redor do perfil da pá é Γ_p
- ◆ A qualquer ponto dado no tempo, os vórtices são estacionários um com respeito ao outro e a velocidade de fluxo no infinito é igual a v_∞ .

Consideraremos apenas um perfil simples e não toda a grade das pás já que no caso de turbinas hidráulicas de pás ajustáveis com 4 pás de rotor a razão l/t é, na maioria dos casos, menor que a unidade.

Vamos desenhar o perfil do plano $\zeta = \xi + i\eta$ no plano $Z = X + iY$ tal que o perfil do plano ζ se torne um círculo unitário no plano Z e o vórtice Γ_v localizado no ponto ξ_v no plano ζ se torne um vórtice cujo eixo esteja no ponto Z_v no plano Z . Desta forma, a região externa ao perfil torna-se a região externa ao círculo $Z=1$ enquanto que a borda de fuga BF do perfil se torna o ponto $Z=1$. Para o

fluxo passar sobre o círculo é necessário localizar o vórtice de circulação Γ_v no ponto de interseção $1/r$ (direção do vórtice inverso Γ_v).

A derivada da função característica do fluxo na direção Z sobre um cilindro é dada por:

$$\frac{dW}{dZ} = v_\infty e^{-\alpha i} \left(1 - \frac{e^{2\alpha i}}{Z^2} \right) + \frac{\Gamma_p}{2\pi i} \frac{1}{Z} + \frac{1}{2\pi i} \frac{\Gamma_v}{Z-r} - \frac{1}{2\pi i} \frac{\Gamma_v}{Z-\rho},$$

onde v_∞ é a velocidade de fluxo ao redor do cilindro no infinito; α é o ângulo entre v_∞ e o eixo X ; Γ_p é a circulação ao redor do perfil; Γ_v é a circulação do vórtice; r é a coordenada do vórtice ; ρ é a coordenada do vórtice conjugado.

De acordo com o teorema de Zhukouskii[2.14] o ponto **BF** na ponta da borda de fuga do perfil é o ponto do qual o fluxo se desprende. Portanto $\left(\frac{dW}{dZ} \right)_{z=1} = 0$.

Destas condições, a circulação ao redor do perfil é obtida como:

$$v_\infty e^{-\alpha i} \left(1 - \frac{e^{2\alpha i}}{Z^2} \right) + \frac{\Gamma_p}{2\pi i} \frac{1}{Z} + \frac{\Gamma_v}{2\pi i} \left(\frac{1}{Z-r} - \frac{1}{Z-\rho} \right) = 0.$$

Então a $Z=1$

$$\Gamma_p = -2\pi i v_\infty (e^{-\alpha i} - e^{\alpha i}) - \Gamma_v \left(\frac{1}{1-r} - \frac{1}{1-\rho} \right)$$

ou

$$\Gamma_p = -4\pi v_\infty \sin \alpha + \Gamma_v \left(\frac{1}{1-\rho} - \frac{1}{1-r} \right).$$

Sabe-se muito bem que na ausência do vórtice a circulação do perfil é:

$$\Gamma = -4\pi v_\infty \sin \alpha .$$

A diferença de circulação seria dada por:

$$\Delta\Gamma = \Gamma_p - \Gamma = \Gamma_v \left(\frac{1}{1-\rho} - \frac{1}{1-r} \right).$$

Conseqüentemente, a força de sustentação do sistema em questão diferiria da força de sustentação de um perfil na ausência de um vórtice por uma quantia igual à diferença de circulação $\Delta\Gamma$.

Podemos escrever a razão:

$$\frac{\Delta F_s}{F_s} = \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = \frac{\Gamma_v}{\Gamma} \left(\frac{1}{1-\rho} - \frac{1}{1-r} \right),$$

onde $\rho = R e^{0ki}$; $r = \frac{1}{R} e^{0ki}$; $R \leq 1$.

θ é o ângulo entre o eixo X e a linha na qual estão localizados os centros dos vórtices.

A grandeza dentro dos parêntesis pode ser rearranjada como se segue:

$$\left(\frac{1}{1-\rho} - \frac{1}{1-r} \right) = \frac{1}{1-\mathbf{R}e^{0ki}} - \frac{1}{1-\frac{1}{\mathbf{R}}e^{0ki}} = \frac{\left(\mathbf{R} - \frac{1}{\mathbf{R}} \right) e^{0ki}}{1 - \left(\mathbf{R} + \frac{1}{\mathbf{R}} \right) e^{0ki} + e^{20ki}}$$

$$= \frac{\mathbf{R}^2 - 1}{2\mathbf{R} \cos\theta - (\mathbf{R}^2 + 1)}$$

Então

$$\frac{\Delta \mathbf{F}_s}{\mathbf{F}_s} = \frac{\Gamma_v}{\Gamma} \frac{\mathbf{R}^2 - 1}{2\mathbf{R} \cos\theta - (\mathbf{R}^2 + 1)}$$

O fator que multiplica a razão $\frac{\Gamma_v}{\Gamma}$ é positivo e daí quando a direção dos vórtices e do perfil coincide a força de sustentação aumenta. De outra maneira a força de sustentação decresce.

Consideremos como a razão $\frac{\Delta \mathbf{F}_s}{\mathbf{F}_s}$ varia quando a posição do vórtice Γ_v muda com respeito ao perfil (no plano \mathbf{Z} isto corresponde a uma mudança nas coordenadas \mathbf{R} e θ).

Os resultados do cálculo são mostrados na Fig.2.15b para várias posições $1/\mathbf{R}$ do vórtice se distanciando do perfil. Desta figura, pode-se ver que a mudança máxima na força de sustentação de um sistema ocorre quando o vórtice deixa o perfil. Uma mudança intensa na força de sustentação ocorre quando o vórtice está localizado oposto à borda de fuga do perfil. Esta lei de mudança na força de sustentação dá surgimento a um fenômeno similar àquele de trepidação da borda de fuga da asa de um aeroplano. Neste caso, como mostrado pela análise acima, a influência máxima do vórtice no sistema ocorre, não durante sua passagem sobre o perfil, mas conforme ela deixa a borda de fuga do perfil.

A magnitude de Γ_v é impossível de se estimar. Comparado à circulação Γ , o valor de Γ_v pode ser pequeno. Entretanto, se os vórtices emitidos pelas pás diretrizes desenvolvidas numa esteira de vórtice de Karman com arranjo padrão de vórtices, e um período de emissão próximo à frequência natural de vibração das pás do rotor, pode-se esperar vibração considerável das pás. Admitindo-se que os vórtices sejam emitidos por cada uma das pás diretrizes a frequência fundamental de oscilação das forças de perturbação nas pás será:

$$f_F = \frac{kz_d \mathbf{n}}{60},$$

onde z_d é o número de pás diretrizes no sistema diretor; \mathbf{n} é a rotação (rpm); k é o número de vórtices passando as pás do rotor quando as pás do rotor cruzarem um passo das pás diretrizes.

A frequência de saída dos vórtices do perfil se houver uma esteira de vórtices está relacionada ao número adimensional

$$Sh = \frac{f_v d}{v},$$

onde Sh é o número de Strouhal; f_v é a frequência com a qual os vórtices partem; d é a dimensão linear do perfil (por exemplo, espessura da borda de fuga das pás diretrizes); v é a velocidade do fluxo.

Admitindo que $Sh=0,18$. A frequência com a qual os vórtices deixam as pás diretrizes é obtida como se segue:

para $v=5$ e 10 m/s e $d=0,02$ m:

$$f_v = \frac{Sh \cdot v}{d} = \frac{0,18 \times 5}{0,020} = 45\text{Hz},$$

e para $v = 10$ m/s, $f_v = 90\text{Hz}$.

A frequência com a qual as pás do rotor cruzam o passo das pás diretrizes numa turbina operando a 62,5rpm corresponde a quase 35Hz (para $z_d=32$). Daí podemos assumir que $k=1$ a 3, e portanto a frequência de variação da força de perturbação nas pás durante a passagem dos vórtices individuais emitidos na borda de fuga das pás diretrizes reside dentro dos limites de 30 a 90Hz.

Se esta frequência estiver em ressonância com a frequência natural de vibração das pás, o material da pá estará sujeito à fadiga (formação de trincas).

Pode-se notar que a situação mais tendenciosa à emissão de vórtices pelas pás diretrizes das turbinas de pás ajustáveis é uma onde o sistema diretor está aberto ao máximo, quando a corrente na jusante da borda de fuga das pás diretrizes projetam-se sobre a caixa da turbina. As pulsações de pressão de frequência descrita anteriormente atuam nas pás e pode-se esperar que as vibrações ocorram nas aberturas mais amplas do sistema diretor (maior que 70%).

A pesquisa das vibrações de pá conduzida por G.E. Rudasheuskii[2.15], [2.16] em turbinas de uma instalação de potência mostrou que quando a potência de saída cresceu de 14000 à 30000kw a frequência de vibração da pá mudou de 1 para 10Hz. À grandes potências de saída, especialmente à 75000kw, as vibrações observadas eram de 20 para 25,50,70 e 100Hz.

2.4.4.- Separação de Vórtices das Pás do Rotor.

Uma pesquisa do fluxo ao redor de vários tipos de corpos (cilindros, elipses, superfícies planas e aerofólios) tem mostrado que as esteiras de vórtices do tipo Karman Benar, se desenvolvem quando os vórtices são escalonados (Fig2.16a). A trilha de vórtice se desenvolve devido à influência de forças viscosas. Os vórtices que se originam na camada limite são emitidos do corpo devido à influência do fluxo[2.5]. A emissão dos vórtices ocorre alternadamente das superfícies superior e inferior do

corpo. Em tais casos se observa uma vibração do corpo numa direção perpendicular à direção do fluxo. Foi estabelecida uma relação entre a frequência de emissão de vórtice e a velocidade do fluxo sobre o corpo;

$$Sh = \frac{f_e d}{v} = \text{constante},$$

onde:

f_e é a frequência de emissão de vórtice;

d é a dimensão do corpo no fluxo;

v é a velocidade do fluxo

Sh número de Strouhal.

Dependendo da forma do corpo no fluxo, os pesquisadores dão diferentes valores ao número de Strouhal (Tabela 2.1):

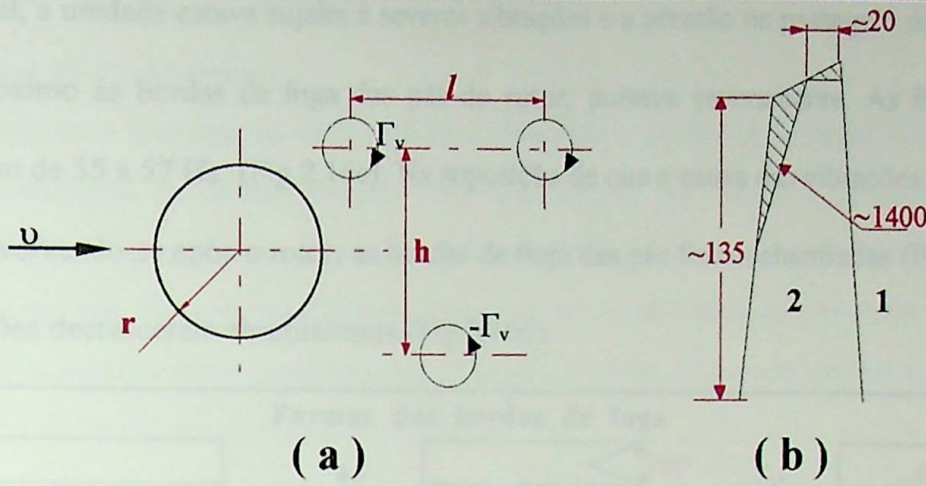
Tabela 2.1

Pesquisador	Número de Strouhal	
	Superfície Plana	Aerofólio
Fage, Johannsen, Tylor	0,148	---
Blenk, Fuchs	0,158	0,150
Liebers	0,180	0,210

$$Sh = \frac{f_e l'}{v}; \quad l' = l \sin \alpha,$$

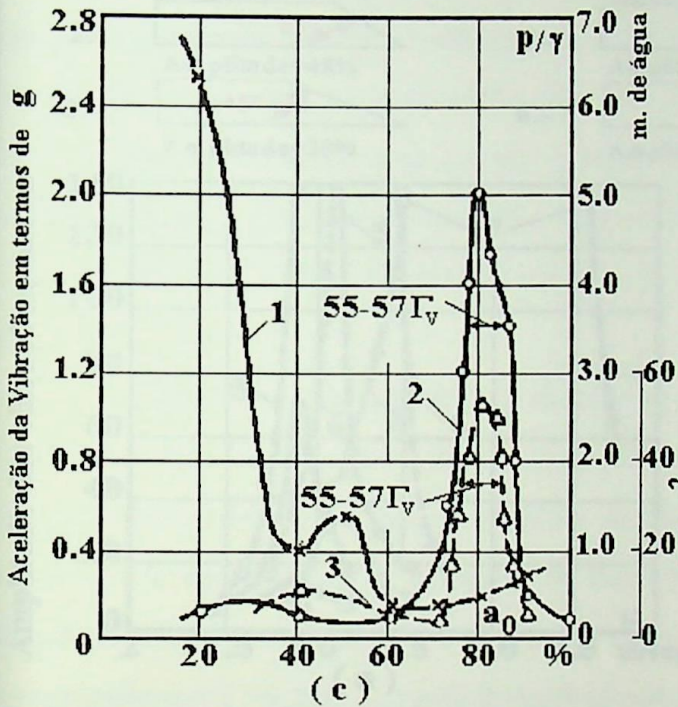
onde l é a corda do aerofólio; α é o ângulo de ataque; $\alpha > 30^\circ$. Karman mostrou que uma trilha estável de vórtice é possível apenas quando os vórtices estão escalonados. Neste caso $\frac{h}{l} = 0,281$ e o número de Strouhal depende do número de Reynolds.

Os experimentos executados por Blyumina e Zakharov[2.17] de um cilindro num fluxo de ar mostraram que quando o cilindro vibrava, os vórtices eram emitidos com uma frequência igual à frequência de vibração do cilindro. Aparte disto, independente das vibrações do cilindro, uma esteira de vórtice de Karman com vórtices escalonados se desenvolvia no fluxo à jusante do cilindro. Achou-se o número de Strouhal igual a 0,2. Quando a frequência natural de vibração do cilindro coincidiu com a frequência de emissão dos vórtices da trilha de vórtice de Karman, a amplitude da vibração do cilindro dentro do fluxo aumentou abruptamente. Neste caso, a vibração do cilindro tem uma frequência igual à sua própria frequência natural.

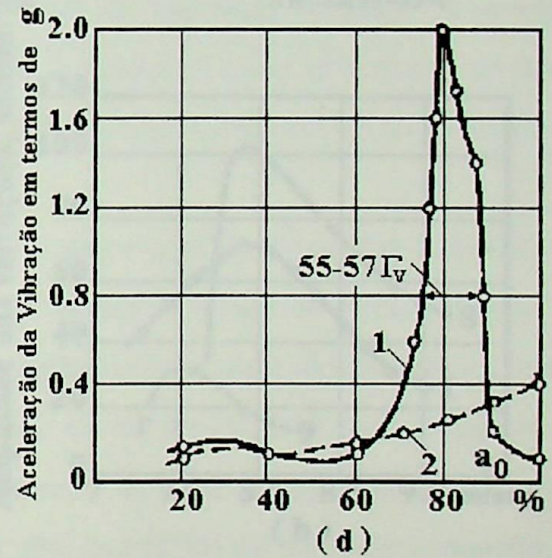


(a)

(b)



(c)



(d)

Fig.2.16 Vibrações das pás do rotor:

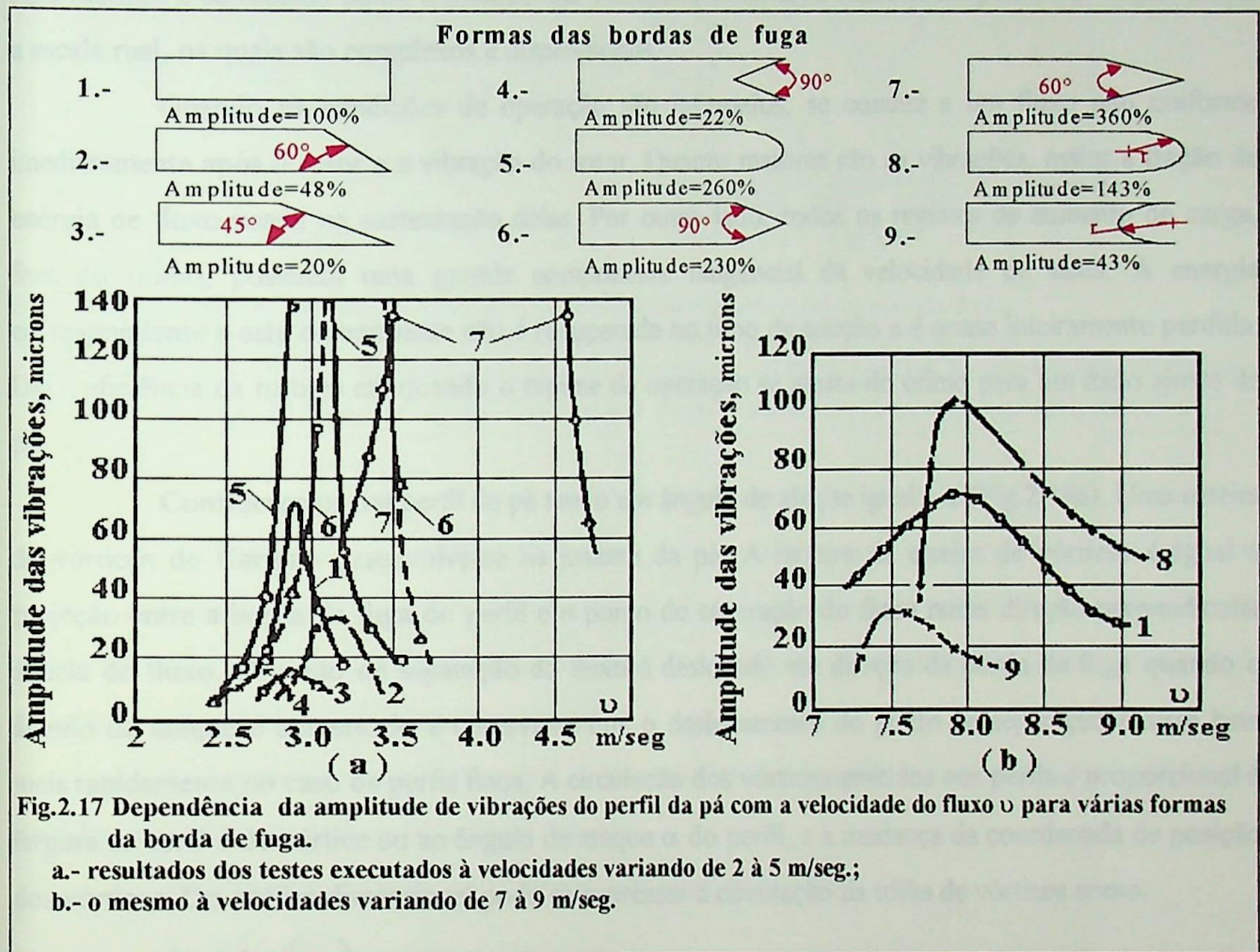
- a.- vórtices atrás do cilindro de radio r no fluxo à velocidade v ;
- b.- formas modificadas da borda de fuga (área tracejada mostra o metal removido da pá) :
 - 1.- lado de sucção do perfil da pá; 2.- lado de pressão do perfil da pá;
- c.- variações na pressão, aceleração da vibração e tensões nas pás em vários regimes de operação da turbina:
 - 1.- pressão na borda de fuga das pás; 2.- aceleração da vibração nas pás; 3.- tensões no material da pá;
- d.- aceleração transversal das vibrações das pás antes da modificação (1) e após (2) da borda de fuga.

2.4.5.- Rotor Misto (diagonal)

Parmakyan[2.4], [2.5] descreve diversos casos de severas vibrações nas turbinas mistas (diagonal) causadas pela formação de uma trilha de vórtices de Karman à jusante das bordas de fuga das pás do rotor.

Numa instalação de potência com uma turbina de 30000kw de saída a 97,4 rpm, uma carga de 25m e tendo um rotor de 15 pás e um diâmetro de 4,3m, foram descobertas trincas nas pás do rotor próximo ao anel superior. Um estudo da vibração da turbina mostrou que as cargas correspondentes a

0,8 da nominal, a unidade estava sujeita à severas vibrações e a pressão na passagem de fluxo da turbina hidráulica próximo às bordas de fuga das pás do rotor, pulsava severamente. As frequências destas vibrações eram de 55 a 57 Hz. (Fig.2.16c). Na suposição de que a causa das vibrações fosse a esteira de vórtice desenvolvendo-se após o rotor, as bordas de fuga das pás foram chanfradas (Fig.2.16b), após o que as vibrações decresceram abruptamente (Fig.2.16d).



Donaldson[2.18] investigou a vibração de um aerofólio num tubo hidrodinâmico. O aerofólio era mantido numa montagem elástica e foi testado a várias velocidades de fluxo com as diferentes formas da borda de fuga dos perfis. Os testes foram executados a velocidades de 2 a 10m/seg. Os resultados são mostrados na Fig.2.17, onde pode-se ver as velocidades de ressonância nas quais aparecem as vibrações de grande amplitude. As formas 1,5,6 de bordas de fuga foram encontradas como inferiores. As melhores formas de bordas de fuga eram aquelas chanfradas num lado a um ângulo de 45° (forma 3) e com chanfros internos simétricos (forma 4). Na construção de turbinas, os fabricantes têm que ajustar as pás de acordo com estes pareceres.

As trincas formadas nas guias das estruturas que entregam água também podem ser explicadas pela emissão de vórtices e pela forma insatisfatória das bordas de fuga.

2.4.6.- Rotor de Pá Ajustável

Quando a abertura do sistema diretor é mudada com as pás do rotor fixadas a um ângulo constante, as vibrações da unidade mudam abruptamente[2.5]. As vibrações mínimas, na maioria dos casos, correspondem ao regime de operação mais vantajoso para este ajuste da pá. Vladislaulev[2.19] propôs que o controle poderia ser melhorado medindo-se as vibrações nos suportes da hidrounidade. Este método é conhecido como o método das vibrações mínimas, é bastante simples e não requer testes a escala real, os quais são complexos e dispendiosos.

Quando as condições de operação são ignorados, se conduz a um fluxo não uniforme imediatamente após o rotor e a vibração do rotor. Quanto maiores são as vibrações, maior a fração de energia de fluxo usada na sustentação delas. Por outro lado, todos os regimes de aumento de carga, fora do ótimo, possuem uma grande componente tangencial da velocidade de saída. A energia correspondente a este componente não é recuperada no tubo de sucção e é quase inteiramente perdida. Daí a eficiência da turbina cai quando o regime de operação se afasta do ótimo para um dado ajuste de pá.

Consideremos um perfil de pá tendo um ângulo de ataque igual à α (Fig.2.18a). Uma esteira de vórtices de Karman desenvolve-se na jusante da pá. A largura da esteira de vórtices é igual à projeção entre a borda de fuga do perfil e o ponto de separação do fluxo numa direção perpendicular àquela do fluxo. O ponto de separação do fluxo é deslocado em direção da borda de fuga quando o ângulo de ataque é aumentado e observa-se que o deslocamento do ponto de separação ocorre bem mais rapidamente no caso de perfis finos. A circulação dos vórtices emitidos nos perfis é proporcional à largura da esteira de vórtice ou ao ângulo de ataque α do perfil, e a mudança da coordenada de posição dos vórtices. Do análise dimensional pode-se expressar a circulação da trilha de vórtices como:

$$\Gamma_v = \frac{h}{l} f\left(\frac{\mu_f}{\rho_f}\right) \text{sen } \alpha ,$$

onde

α é o ângulo de ataque do fluxo,

h é a largura da trilha de vórtice;

l é a dimensão linear do perfil (corda)

μ_f é a viscosidade do fluido;

ρ_f é a densidade do fluido.

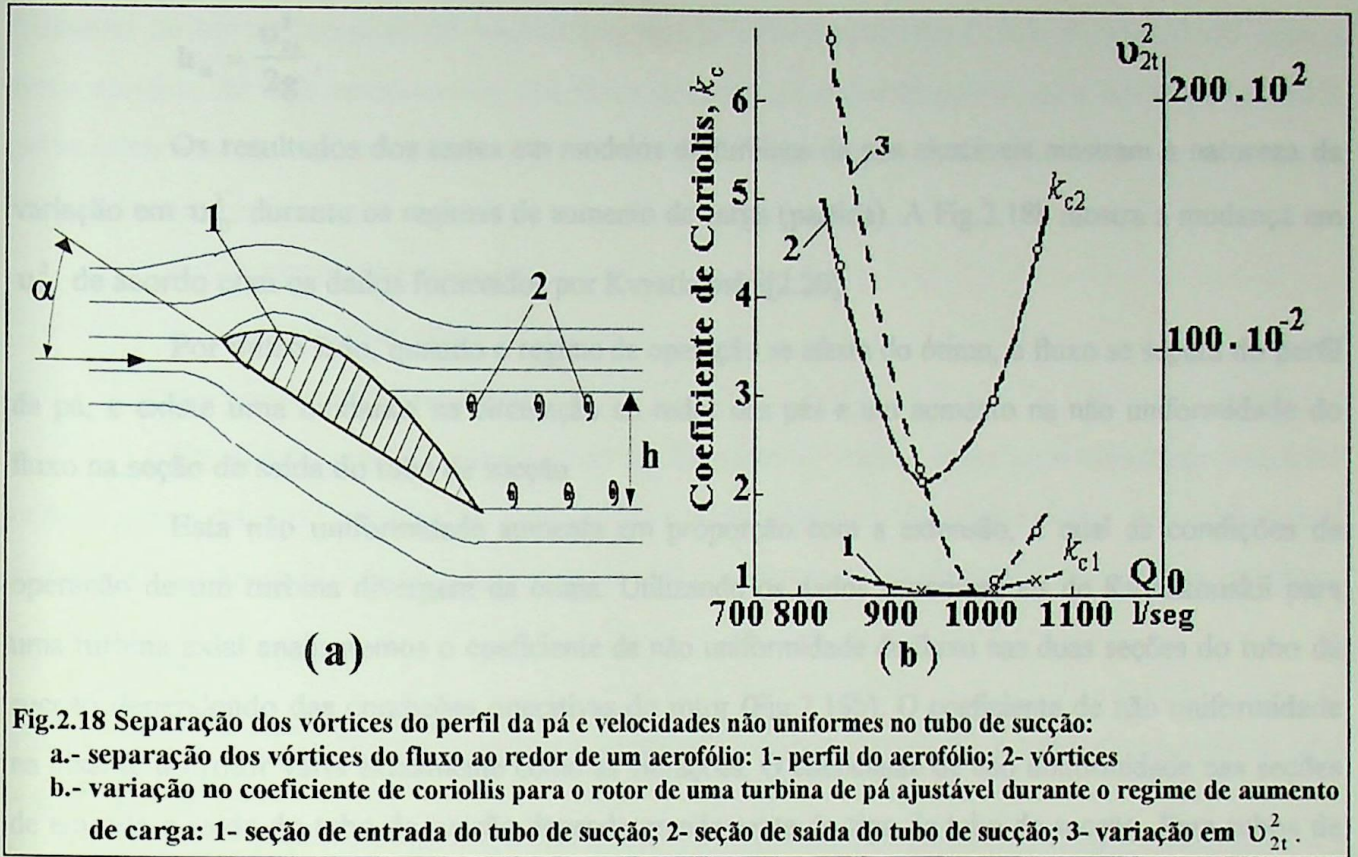


Fig.2.18 Separação dos vórtices do perfil da pá e velocidades não uniformes no tubo de sucção:
 a.- separação dos vórtices do fluxo ao redor de um aerofólio: 1- perfil do aerofólio; 2- vórtices
 b.- variação no coeficiente de coriolis para o rotor de uma turbina de pá ajustável durante o regime de aumento de carga: 1- seção de entrada do tubo de sucção; 2- seção de saída do tubo de sucção; 3- variação em U_{2t}^2 .

Já que os vórtices emitidos no perfil com circulações de $+\Gamma_v$ e $-\Gamma_v$ são de natureza periódica, a circulação ao redor do perfil também muda periodicamente. Isto leva a uma mudança na força de sustentação do perfil e conseqüentemente à vibração periódica das pás. A mudança na força de sustentação altera o torque no eixo da hidrounidade. Isto é notado pelas flutuações na potência de saída da unidade quando ela sai da faixa de operação.

A frequência das vibrações nas pás corresponde à frequência com a qual os vórtices são emitidos e usualmente está na faixa de 10 a 60 Hz.

A circulação ao redor do perfil pode ser expressada como:

$$\Gamma_p = \Gamma - k\Gamma_v,$$

onde:

- Γ é a circulação ao redor do perfil na ausência de vórtices;
- Γ_v é a circulação dos vórtices;
- k é o coeficiente que depende das coordenadas dos vórtices.

Quando a operação da unidade vai além da faixa de operação a eficiência da turbina cai devido as perdas de energia no tubo de sucção, correspondente à componente tangencial da velocidade de saída. Pode-se admitir que toda a carga cinética é perdida no tubo de sucção devido à componente tangencial, isto é,

$$h_{ts} = \frac{v_{2t}^2}{2g}$$

Os resultados dos testes em modelos de turbinas de pás ajustáveis mostram a natureza da variação em v_{2t}^2 durante os regimes de aumento de carga (partida). A Fig.2.18b mostra a mudança em v_{2t}^2 de acordo com os dados fornecidos por Kvyatkovskii[2.20].

Por outro lado, quando o regime de operação se afasta do ótimo, o fluxo se separa do perfil da pá, e existe uma mudança na circulação ao redor das pás e um aumento na não uniformidade do fluxo na seção de saída do tubo de sucção.

Esta não uniformidade aumenta em proporção com a extensão, à qual as condições de operação de um turbina divergem da ótima. Utilizando os dados experimentais de Kvyatkouskii para uma turbina axial analisaremos o coeficiente de não uniformidade de fluxo nas duas seções do tubo de sucção dependendo das condições operativas do rotor (Fig.2.18b). O coeficiente de não uniformidade na jusante do rotor varia exatamente como as vibrações. O coeficiente de não uniformidade nas seções de entrada e saída do tubo de sucção depende grandemente do tipo de tubo de sucção. Para tubos de sucção curvados, o coeficiente de não uniformidade em regimes de aumento de carga (e também quando as condições de operação estão fora da faixa de operação) aumentam abruptamente quando as condições operativas se afastam da faixa de operação, atingindo um valor de 5 ou mais, contra 1,1 quando a operação da unidade está dentro da faixa de operação.

2.4.7.- Tubo de Sucção

A não uniformidade do fluxo na seção de entrada do tubo de sucção é tendenciosa à formação de filamentos de vórtice, os quais resultam da combinação de vários vórtices emitidos no perfil da pá do rotor[2.21], [2.22]. Eles também podem tomar a forma de uma espiral originando-se desde o rotor ou de um filamento de vórtice central residindo ao longo da linha central do tubo de sucção. Estes filamentos de vórtice dão surgimento à mudança na distribuição de velocidade e pressão no tubo de sucção e aumento da não uniformidade da distribuição de velocidade em diferentes seções. Uma ruptura na continuidade do filamento de vórtice é acompanhada de ruído, choques e flutuações de pressão no tubo de sucção. Sob certas condições, a última se propaga sobre toda a passagem de fluxo da turbina incluindo a caixa espiral e o tubo de admissão. Em muitas turbinas hidráulicas, a formação do filamento de vórtice no tubo de sucção é devida à dimensões e forma incorreta dos vários componentes do rotor da turbina hidráulica.

A não uniformidade de fluxo e a origem das pulsações de pressão na jusante do rotor foram investigadas por I.N. Filatov[2.23]. Ele examinou a influência de um filamento de vórtice linear localizado ao longo do eixo do tubo de sucção na distribuição de velocidade em sua seção de saída. O

filamento de vórtice consiste de duas partes: vertical e horizontal (Fig.2.19a). Vamos admitir que o fluxo consista de dois componentes: um fluxo simétrico estabelecido pelo rotor e um fluxo induzido pelos filamentos de vórtice. Os componentes de velocidade na seção de entrada do tubo de sucção são designados conforme segue:

v_m - componente meridional;

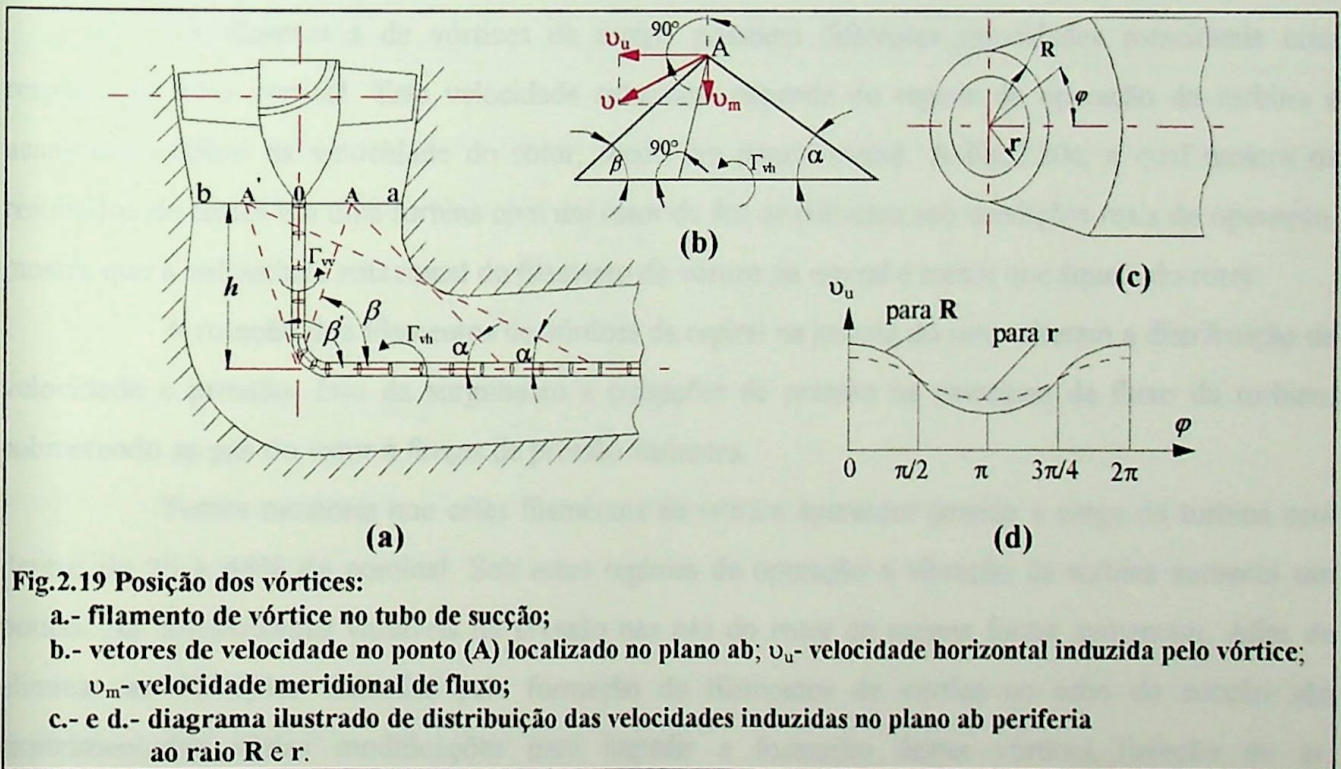
v_r - componente radial;

v_t - componente tangencial.

Em algum ponto a parte vertical do filamento de vórtice induz uma velocidade simétrica com respeito ao eixo vertical. A parte horizontal do filamento de vórtice induz uma velocidade assimétrica com respeito ao eixo vertical numa seção localizada à uma distância h do centro do vórtice:

$$|v| = \frac{\Gamma_{vh}}{4\pi h} (\cos\alpha + \cos\beta).$$

Examinando a Fig.2.19 podemos ver que a velocidade induzida no raio $0A$ é maior que aquela no raio $0A'$.



Um gráfico ilustrando a variação destas velocidades é mostrado na Fig.2.19b. Desta figura, podemos ver que à qualquer raio na seção de entrada, a velocidade e conseqüentemente a pressão mudam. Como resultado, o fluxo se torna não uniforme na jusante do rotor. Durante a rotação as pás do rotor estão sujeitas à contínuas diferenças de pressão. A variação na pressão ao longo da circunferência de um círculo de raio r tem um mínimo e um máximo, os quais dão a frequência de variação nas forças no rotor igual à frequência de variação na velocidade de rotação.

Conforme aumenta a não uniformidade de fluxo, a amplitude da variação de pressão ao longo da circunferência de raio r na seção de entrada do tubo, aumenta, e daí a variação nas forças de perturbação sobre o rotor aumentam. A não uniformidade de fluxo seria maior no caso de tubos de sucção curtos.

Conforme foi indicado anteriormente, a forma do corpo no fluxo influencia a formação de filamentos de vórtices. Uma superfície convexa ou reta num fluxo é mais tendenciosa à separação do fluxo do que um perfil côncavo. (Fig.2.20a e 2.20b). Um cone truncado também promove a separação do fluxo. Ele faz com que os vórtices individuais emitidos nas pás do rotor desenvolvam filamentos individuais de vórtices na jusante do rotor. Fundindo-se juntos, estes formam uma trança espiral ou axial de vórtices. Uma ruptura nesta trança de vórtices leva a choques severos na cavidade abaixo do rotor e à pulsações de pressão no tubo de sucção.

Uma pesquisa nas turbinas sob condições normais de operação mostra que os espirais de filamentos de vórtices que se formam após o rotor, rotacionam a si mesmas. A direção de rotação depende tanto da velocidade do fluxo quanto da velocidade angular do vórtice.

Os filamentos de vórtices da espiral possuem diferentes velocidades rotacionais com respeito ao eixo vertical. Esta velocidade rotacional depende do regime de operação da turbina e usualmente difere da velocidade do rotor, sendo um pouco menor. A Fig.2.20c, a qual mostra os resultados de testes em uma turbina com um rotor de 4m de diâmetro sob condições reais de operação, mostra que a velocidade rotacional do filamento de vórtice da espiral é menor que àquela do rotor.

A rotação dos filamentos de vórtices da espiral na jusante do rotor alteram a distribuição da velocidade e pressão. Isto dá surgimento à pulsações de pressão na passagem de fluxo da turbina, submetendo as pás do rotor à forças de pressão variantes.

Testes mostram que estes filamentos de vórtice aparecem quando a carga da turbina está dentro de 25 a 45% da nominal. Sob estes regimes de operação a vibração da turbina aumenta um pouco. As componentes variáveis da pressão nas pás do rotor da mesma forma aumentam. Afim de eliminar as vibrações causadas pela formação de filamentos de vórtice no tubo de sucção são experimentadas várias modificações para impedir a formação destes vórtices (injeção de ar, fornecimento de tipos especiais de corpos aerodinâmicos, etc.) sobre os quais se dirá mais posteriormente. De acordo com os pareceres de Donaldson[2.18], para tubos de sucção de profundidade normal a frequência das pulsações de pressão na jusante do rotor devido à ruptura do filamento de vórtices pode ser aproximadamente estimada de acordo com a fórmula:

$$f_p = \frac{n}{60k} = \frac{n}{60 \times 3,6},$$

onde n é a rotação da turbina.

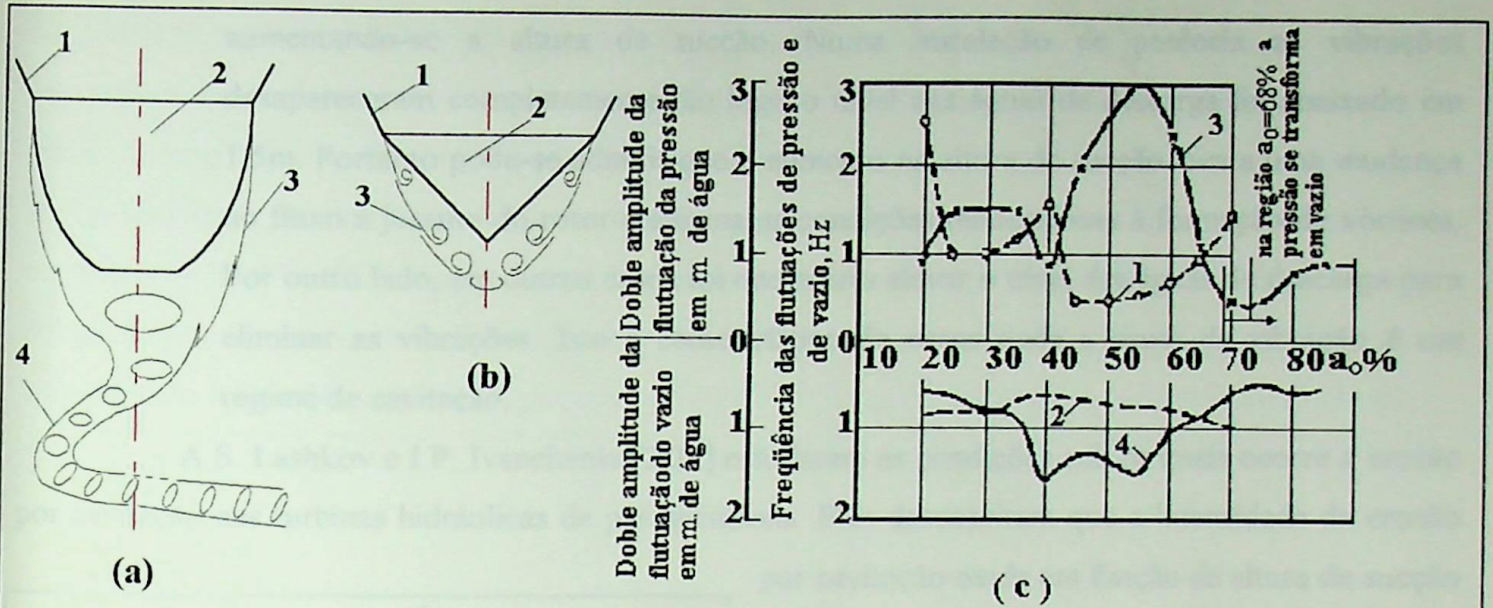


Fig.2.20 Influência da forma do corpo no fluxo nas vibrações da turbina:

(a e b).- perfis convexos lineares do cubo do rotor: 1.-rotor; 2- cubo do rotor; 3- zona de separação de fluxo e formação de vórtice; 4.- filamentos de vórtices;

c.- freqüência e amplitude das vibrações de pressão no tubo de sucção da turbina de 34000 kw operando à carga de 32,5m (freqüência rotacional de 1,78Hz): 1- freqüência das variações de pressão na periferia do tubo; 2.- freqüência das variações de pressão no centro do tubo de sucção; 3.- amplitude dupla das variações de pressão na periferia do tubo; 4- amplitude dupla das variações de pressão no centro do tubo.

Nota: Os valores discretos da freqüência foram arbitrariamente conectados pela linha tracejada

A pesquisa conduzida por Pazi[2.24] produziu uma fórmula analítica bem mais exata para a freqüência e amplitudes das pulsações de pressão no tubo de sucção:

$$f_p = (0,56 \text{ a } 0,60) \left(1 - \frac{n_{so} Q}{n_s Q_o} \right) n ,$$

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = (0,65 \text{ a } 0,85) \left(1 - \frac{n_{so} Q}{n_s Q_o} \right) \frac{(n_s)^2}{g} H ,$$

onde n é a rotação da turbina; H é a altura disponível; n_s é a rotação específica e Q a vazão num ponto indicado; n_{so} é a rotação específica e Q_o a vazão do regime ótimo para uma abertura dada do sistema diretor.

Pazi mostrou que a fórmula que obteve confere com os dados empíricos. Testes em turbinas hidráulicas confirmaram diversos fatos interessantes:

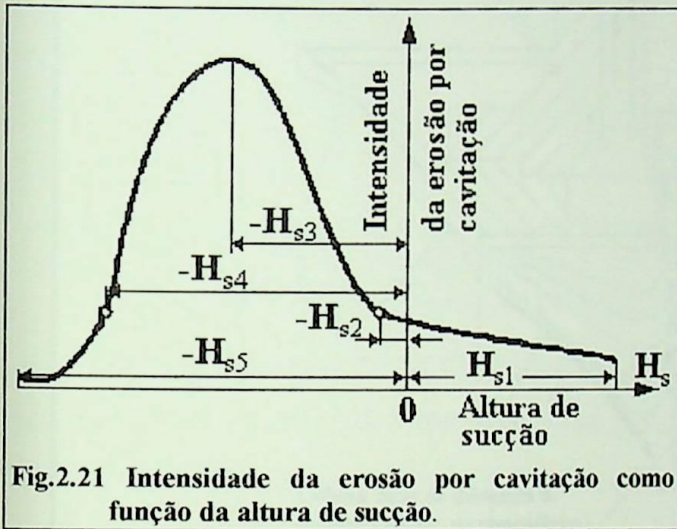
- ◆ A freqüência das variações de pressão no tubo de sucção depende não apenas da rotação do eixo da turbina mas também da carga na turbina.

Para uma turbina mista (diagonal) pode-se admitir para cálculos preliminares que o coeficiente k na fórmula de Donaldson é igual a 3,6 e que para turbinas de pás ajustáveis $k=4,2$ a 4,6.

- ◆ A intensidade da variação de pressão no tubo de sucção depende do nível de água no canal de descarga. Em muitos casos foi possível eliminar a vibração da hidrounidade

aumentando-se a altura de sucção. Numa instalação de potência as vibrações desapareceram completamente tão logo o nível nas águas de descarga foi abaixado em 1,5m. Portanto pode-se admitir que o aumento na altura de sucção leva a uma mudança no fluxo à jusante do rotor e elimina as condições tendenciosas à formação de vórtices. Por outro lado, em outros casos foi necessário elevar o nível das águas de descarga para eliminar as vibrações. Isto é característico de casos onde a causa da vibração é um regime de cavitação.

A.S. Lashkov e I.P. Ivanchenko[2.25] estudaram as condições sob os quais ocorre a erosão por cavitação nas turbinas hidráulicas de pás ajustáveis. Eles descobriram que a intensidade da erosão



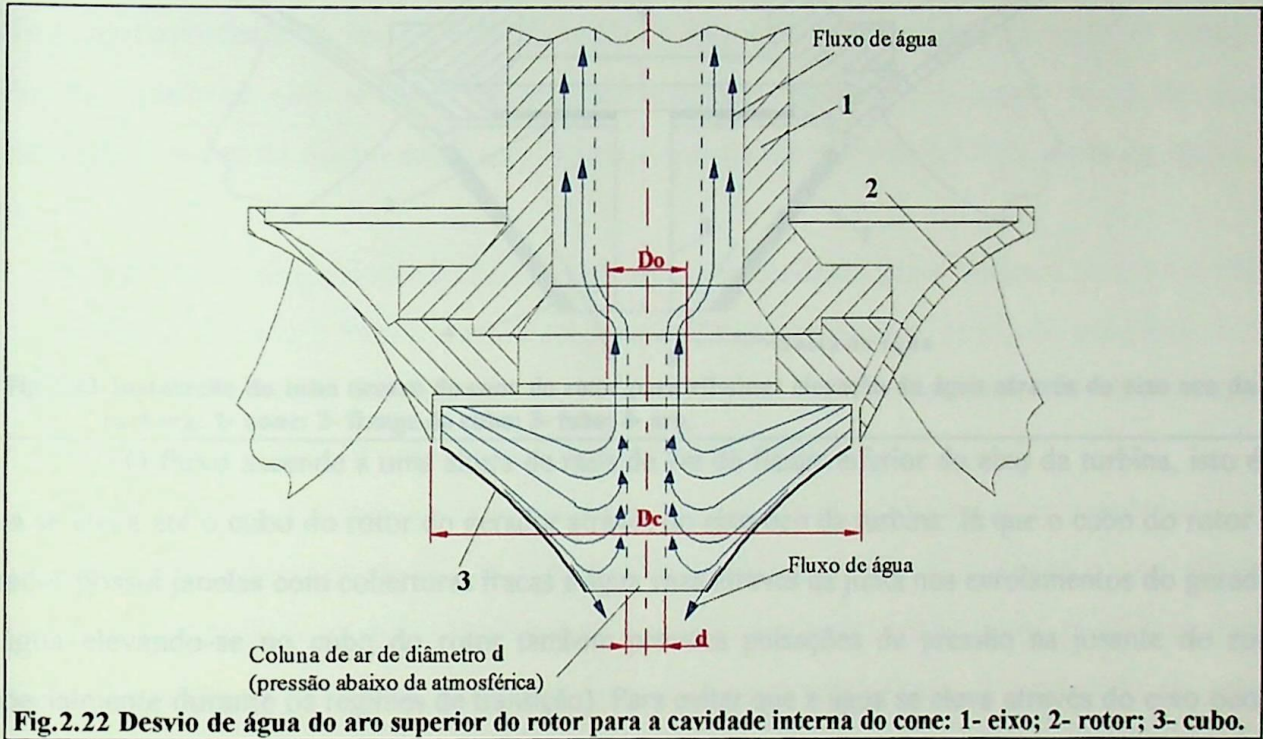
por cavitação muda em função da altura de sucção (Fig.2.21). O desgaste severo por cavitação das pás do rotor e da caixa da turbina, ocorre quando a altura de sucção está entre $-H_{s2}$ e $-H_{s3}$. A maior intensidade de erosão por cavitação é observada numa altura de sucção de $-H_{s3}$. Os autores observaram que nestes regimes de operação as bolhas de cavitação se coalesceram nas pás do rotor, dando surgimento a uma erosão muito intensa.

A redução da intensidade de erosão por cavitação como resultado de um aumento na altura de sucção (de $-H_{s2}$ para H_{s1}) é explicada pelos autores como devida à coalescência de bolhas além das pás do rotor (regime de super cavitação). A erosão da mesma forma não ocorre a alturas de sucção de $-H_{s4}$ por que a submersão da turbina elimina as condições tendenciosas à cavitação. O fato de que as vibrações das hidrounidades bem como a erosão da pá diminuem com o aumento das alturas de sucção mostra que estes fenômenos podem estar interrelacionados.

Numa instalação de potência, sob condições de níveis baixos de água de descarga e abertura de 40 a 60% do sistema diretor, a operação de uma ou duas turbinas deu pulsações de pressão no tubo de sucção alcançando 30% da carga da turbina.

Nestas turbinas, a água passando ao longo do aro superior do rotor é desviada para o tubo de sucção através do cone (Fig.2.22). Ao entrar na parte superior do cone à velocidade tangencial v_t , o fluxo se comporta como, o fluxo num hidrociclone. O movimento das partículas dentro do cone ocorre ao longo de complexas trajetórias. Parte do fluxo, revolvendo-se em alta velocidade, desce espiralmente ao longo das paredes do cone em direção do anel tubular inferior, formando um fluxo descendente externo(entrando no tubo de sucção). O volume da massa de fluido que volta para cima, formando um

fluxo interno ascendente entrando ao eixo oco da turbina. Aparte destes dois fluxos (interno e externo), uma coluna de ar desenvolve-se no centro do cone e do eixo, dentro dele é observado a formação de vácuo. A magnitude do vácuo depende da velocidade e pressão do fluido entrando ao cone. Entretanto, se um diafragma for instalado entre o cone e o eixo, o diâmetro médio da coluna de ar (de dados empíricos) é de 50 a 60% do diâmetro do orifício no diafragma ($d=0,5$ a $0,6D_o$). Do lado interno, a coluna de ar limita a ascensão do fluido. A formação da coluna de ar dentro do cone pode ser explicada pela redução na pressão quando a água emerge do cubo adotando a forma da parte inferior do cone.



Muitos pesquisadores estabeleceram que a velocidade tangencial (periférica) do fluxo num hidrociclone segue a lei $v_t \cdot r^k = \text{constante}$, onde k pode variar de 1 a 0.

A água no fluxo ascendente estabelece uma queda igual a:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{k_1^2}{k_2} \left[\left(\frac{D_c}{D_o} \right)^{2k_2} - 1 \right] \frac{v_t^2}{2g},$$

onde $k_1=0,45$ e $k_2=0,8$ de acordo com os dados empíricos.

Exemplo:

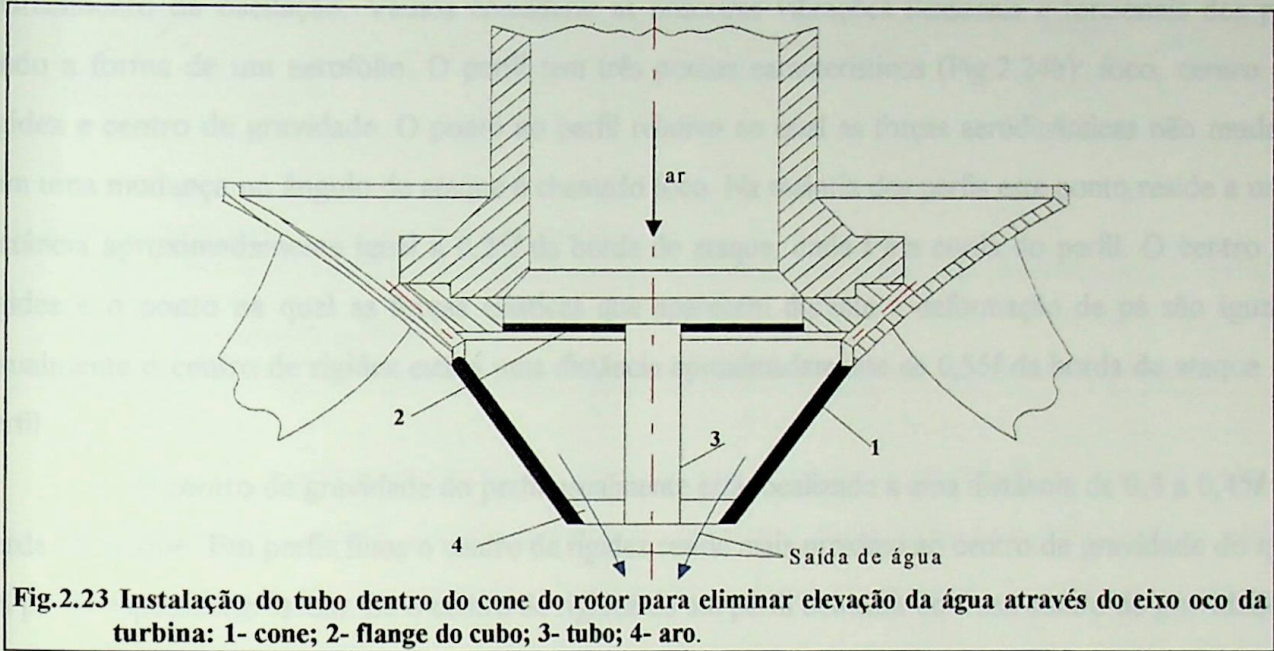
Vamos admitir que a turbina tenha $\frac{D_c}{D_o} = 2$; $D_c = 1,5\text{m}$; $n = 214\text{rpm}$. Então:

$$v_t = \frac{\pi D_c n}{60} = \frac{\pi \times 1,5 \times 214}{60} = 16,8\text{m / seg.}$$

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{0,2025}{0,8} \left[2^{2 \times 0,8} - 1 \right] \frac{16,8^2}{2g} = 7,35\text{m.}$$

Os cálculos mostram que quanto maior a razão $\frac{D_c}{D_o}$ maior a altura à qual a água pode

ascender. A instalação de um diafragma no flange inferior do eixo agrava a condição.



O fluxo ascende a uma altura de mais de 7m do flange inferior do eixo da turbina, isto é, a água se eleva até o cubo do rotor do gerador através do eixo oco da turbina. Já que o cubo do rotor do gerador possui janelas com coberturas fracas a água vaza através da junta nos enrolamentos do gerador. A água elevando-se no cubo do rotor também provoca pulsações de pressão na jusante do rotor (especialmente durante os regimes de transição). Para evitar que a água se eleve através do eixo oco as seguintes medidas podem ser adotadas:

- ◆ remoção da água da cavidade acima do aro superior, não do dentro do cone senão do lado dele;
- ◆ instalação de um tubo central estendendo-se à face inferior do cone (Fig.2.23) (com a intenção de remover o ar debaixo do rotor através do eixo oco);
- ◆ instalação de um amortecedor no oco central do eixo da turbina (se a remoção do ar através do eixo oco não for planejada).

2.5.- Oscilação das Pás do Rotor

Oscilação quer dizer combinação das vibrações flexional e torcional de uma pá as quais surgem a uma certa velocidade de fluxo sobre o perfil da pá.

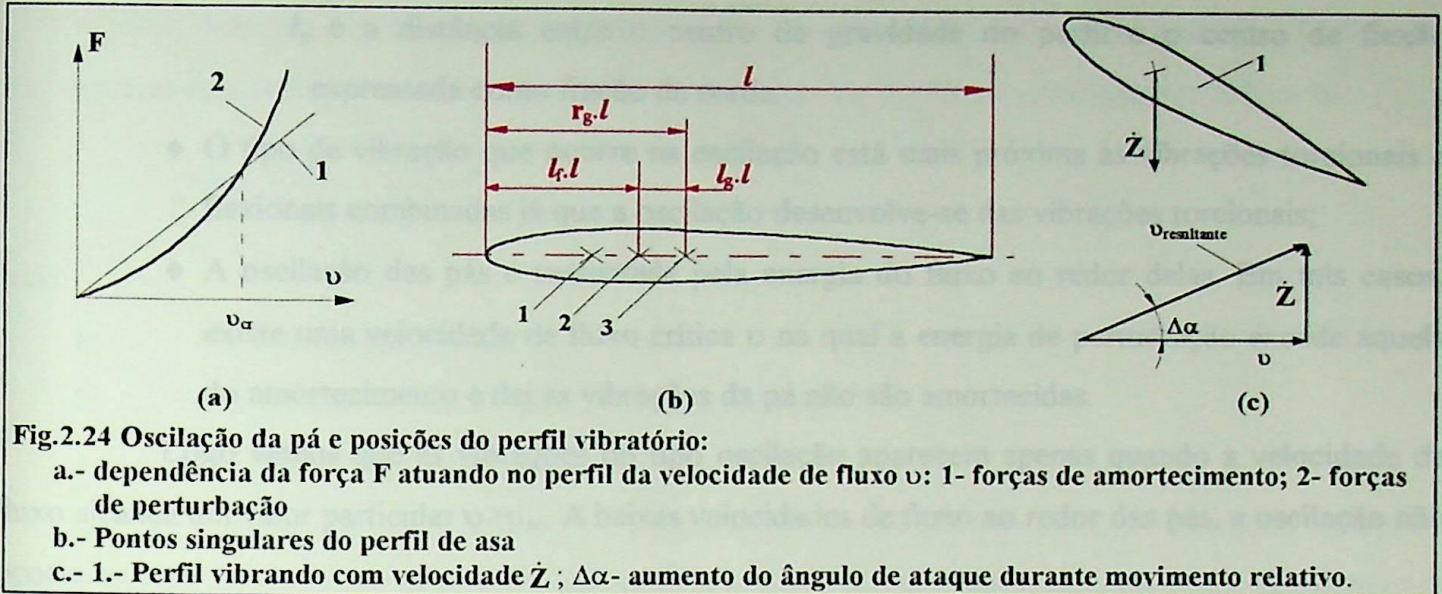
As forças aerodinâmicas aplicadas nas pás mudam sempre que elas estão sujeitas à deformações adicionais. Uma destas forças atua na direção oposta àquela da deformação e a outra na direção da deformação. A primeira amortece as deformações da pá e a última tende a aumentá-las. A pesquisa de cientistas no comportamento dos perfis de asa durante a oscilação mostrou que as forças de

amortecimento aumentam em proporção ao quadrado da velocidade (Fig.2.24a). À velocidade crítica v_{cr} consegue-se um equilíbrio entre as forças de amortecimento e de perturbação. À velocidade $v > v_{cr}$ o menor afastamento da pá das condições de equilíbrio leva a um aumento na amplitude de vibração e ao aparecimento da oscilação. Vamos considerar as primeiras vibrações flexionais e torcionais das pás tendo a forma de um aerofólio. O perfil tem três pontos característicos (Fig.2.24b): foco, centro de rigidez e centro de gravidade. O ponto no perfil relativo ao qual as forças aerodinâmicas não mudam com uma mudança no ângulo de ataque é chamado foco. Na maioria dos perfis este ponto reside a uma distância aproximadamente igual a $0,25l$ da borda de ataque, onde l é a corda do perfil. O centro de rigidez é o ponto na qual as forças elásticas que aparecem durante a deformação da pá são iguais. Usualmente o centro de rigidez está a uma distância aproximadamente de $0,35l$ da borda de ataque do perfil.

O centro de gravidade do perfil usualmente está localizado a uma distância de $0,4$ a $0,45l$ da borda de ataque. Em perfis finos o centro de rigidez reside mais próximo ao centro de gravidade do que em perfis espessos(grossos). Se o centro de rigidez de um perfil coincidir com seu centro de gravidade a pá pode executar vibrações flexionais e torcionais independentemente.

A pá de uma turbina pode ser considerada como uma viga fixa numa extremidade. Vamos considerar o comportamento da pá sob vibrações flexionais puras. Seja a pá sujeita a uma vibração flexional sob a ação de alguma força particular. Se a pá for inclinada, por exemplo, para baixo dentro do fluxo (aumento da curvatura, Fig.2.24c) com uma velocidade relativa \dot{Z} , o ângulo de ataque decrescerá em uma quantia de $\Delta\alpha$ e conseqüentemente a força de sustentação também será reduzida.

Quando o perfil for inclinado para cima, o ângulo de ataque em relação ao fluxo crescerá e a força de sustentação também crescerá. Neste caso, a mudança na força de sustentação está numa direção oposta àquela da velocidade de fluxo atuando no perfil e daí as vibrações resultantes do perfil serão amortecidas. São também observados fenômenos semelhantes durante a deformação torcional. Se por alguma razão a pá da turbina recebe um impulso e começa a executar vibração torcional, então com qualquer aumento no ângulo de ataque o momento oposto induzirá um aumento na rotação do perfil da pá. Quando os perfis de pá são girados na direção inversa o ângulo de ataque decresce, reduzindo o momento aerodinâmico, cuja direção é oposta àquela da velocidade angular de vibrações de perfis de pá. Neste sentido, as vibrações torcional e flexional das pás que aparecem por qualquer razão serão sempre amortecidas.



Quando o centro de rigidez não coincidir com o centro de gravidade um tipo de vibração pode induzir um outro, isto é, durante as vibrações torcionais as vibrações flexionais também podem aparecer e vice-versa. Se por exemplo, as vibrações torcionais aparecerem (próximo ao centro de rigidez) então, devido à aceleração angular, as forças de inércia aparecem no centro de gravidade do perfil. Estas forças de inércia provocam as vibrações flexionais do perfil.

Semelhantemente, as vibrações flexionais do perfil tendo uma aceleração \ddot{Z} dão surgimento à forças de inércia $m\ddot{Z}$, cujo momento com respeito ao centro de flexão produz vibrações torcionais do perfil da pá.

Mesmo que os dois tipos de vibrações (flexional e torcional) sejam supostos terem sido amortecidos, em combinação as vibrações podem não ser amortecidas devido à diferença de fase entre elas. A pesquisa de Grossman[2.26] na oscilação da pá mostrou o seguinte:

- ◆ A oscilação é possível apenas quando existe um intervalo de fase entre as vibrações torcional e flexional;
- ◆ A frequência da oscilação está próxima à frequência natural das vibrações torcionais:

$$f_{os}^2 = f_{tor}^2 (1 + \zeta);$$

$$\zeta = \frac{l_r - 0,5}{r_g^2 + (l_g + l_r - 0,5)^2} \left\{ \left[\left(\frac{F_{os}}{F_{tor}} \right)^2 - 1 \right] (l_r - 0,5) - 2l_g \right\},$$

onde l_r é a distância do centro de flexão a borda de ataque do perfil expressada como função da corda;

r_g é o raio de giro do perfil com respeito ao centro de gravidade expressado como uma fração da corda;

l_g é a distância entre o centro de gravidade do perfil e o centro de flexão expressada como fração da corda.

- ◆ O tipo de vibração que ocorre na oscilação está mais próxima às vibrações torcionais e flexionais combinadas já que a oscilação desenvolve-se das vibrações torcionais;
- ◆ A oscilação das pás é sustentada pela energia do fluxo ao redor delas. Em tais casos, existe uma velocidade de fluxo crítica v na qual a energia de perturbação excede aquela do amortecimento e daí as vibrações da pá não são amortecidas.

Logo vemos que as vibrações do tipo oscilação aparecem apenas quando a velocidade de fluxo alcança um valor particular $v > v_{cr}$. A baixas velocidades de fluxo ao redor das pás, a oscilação não ocorre.

A velocidade crítica pode ser aproximadamente determinada da fórmula de Kussner[2.27] dada a frequência das vibrações torcionais:

$$v_{cr} = \frac{f_{os} l}{2\varpi},$$

onde l é a corda do perfil da pá no raio médio; f_{os} é a frequência de oscilação, próxima à frequência das vibrações torcionais da pá (para o perfil usado nas pás de turbina hidráulica encontrou-se dos cálculos que $f_{os} = 1,02$ à $1,15 f_{tor}$); ϖ o coeficiente proposto por Kussner[2.27] é igual de 0,7 à 1,14.

De acordo com a pesquisa conduzida por Schlippe[2.28] encontrou-se ϖ igual de 0,89 à 1,15. Para cálculos aproximados pode-se admitir ϖ igual à unidade e a frequência de oscilação igual àquela das vibrações torcionais da pá.

Se a frequência das vibrações torcionais for determinada num perfil de pá modelo, podemos determinar v_{cr} tendo em conta que:

- ◆ a variação simultânea da rigidez da pá em torção e flexão por a vezes muda a velocidade crítica em \sqrt{a} vezes;
- ◆ o aumento ou redução do tamanho da pá várias vezes não alteraria o valor da velocidade crítica (para pás do mesmo material);
- ◆ a frequência de oscilação decresce por a vezes se aumentamos as dimensões das pás por \sqrt{a} vezes;
- ◆ a frequência natural de vibração da pá é maior no ar do que na água;
- ◆ na água a frequência pode cair em 50%.

A baixas frequências de vibração isto pode ser devido à inércia extra da massa de água vibrando junto com as pás e em altas frequências isto pode ser causada pela ação retardadora da água.

A conversão da freqüência natural de vibrações do modelo àquela do protótipo é efetuada pela seguinte expressão, se a turbina do modelo e do protótipo forem geometricamente idênticas:

$$\frac{f_{\text{mod}}}{f_{\text{pro}}} = \frac{D_{\text{pro}}}{D_{\text{mod}}} \sqrt{\frac{E_{\text{mod}} \gamma_{\text{pro}}}{E_{\text{pro}} \gamma_{\text{mod}}}},$$

onde

- D** é o diâmetro do rotor;
E é o módulo de elasticidade do material da pá;
 γ é o peso específico do material da pá.

A variação da velocidade v de corrente livre com as pás a um ângulo de ataque constante para diferentes aberturas do sistema diretor tomaria a forma de um crescimento contínuo, como mostra a Fig.2.25. É obvio que as velocidades próximas à crítica podem ocorrer em turbinas hidráulicas apenas

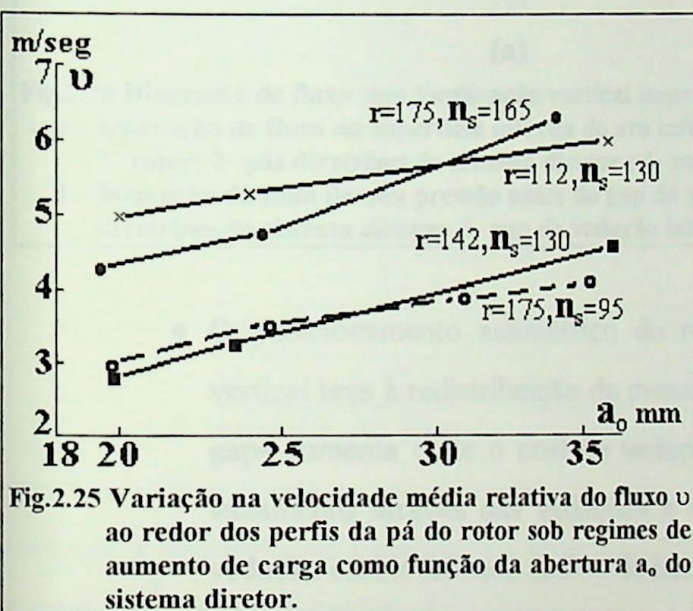


Fig.2.25 Variação na velocidade média relativa do fluxo v ao redor dos perfis da pá do rotor sob regimes de aumento de carga como função da abertura a_0 do sistema diretor.

sob condições excessivas (aceleração da turbina, casos isolados de repentina descarga do gerador). Testes em turbinas para condições excessivas mostraram que os rotores estavam sujeitos à severas vibrações, as quais poderiam ter sido devido às vibrações do tipo oscilação da pá do rotor.

Cálculos detalhados de oscilação da pá mostram que para aumentar a velocidade crítica é necessário localizar o centro de flexão longe da borda de ataque e mais próximo ao centro de gravidade do perfil. A oscilação não

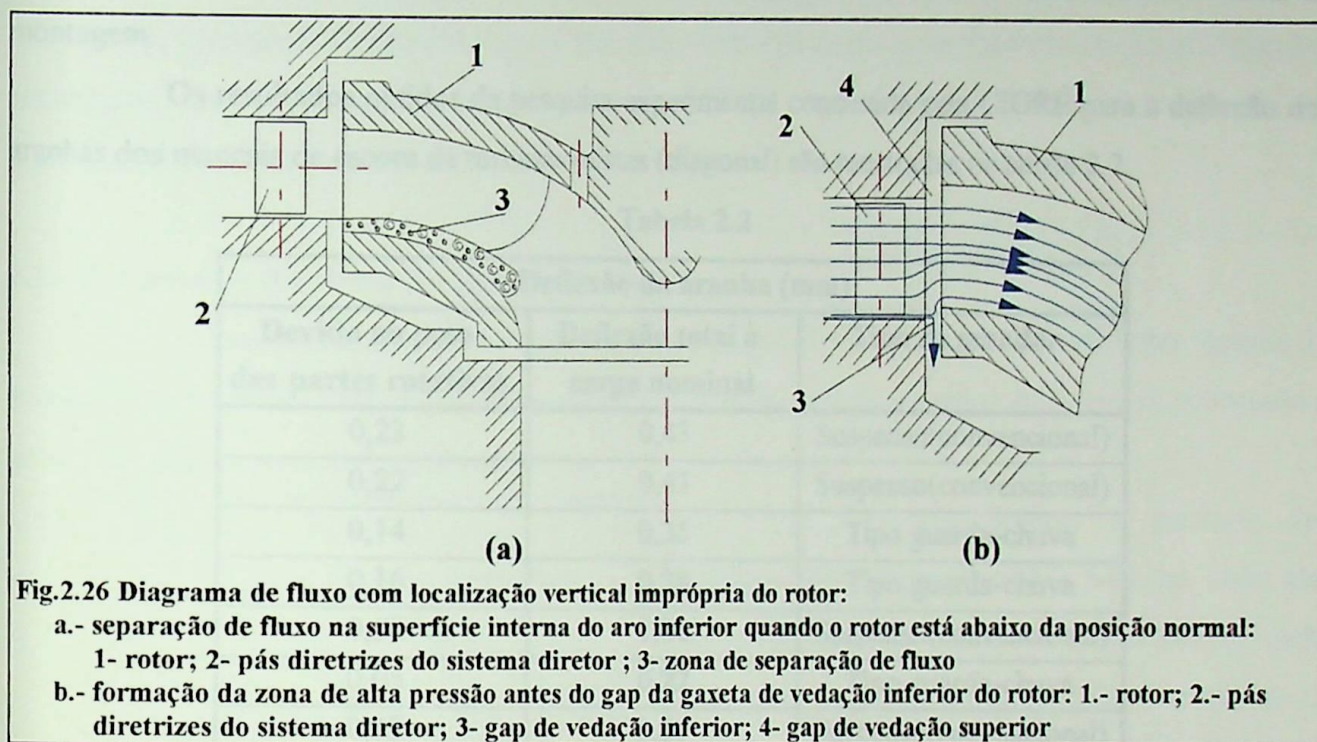
ocorreria se o centro de gravidade se pusesse à frente do foco independente da localização do centro de flexão. O ponto no eixo ao redor do qual as pás giram não tem influência na oscilação.

2.7.- Localização do Rotor da Turbina Mista (diagonal) / Vertical

A altura à qual o rotor de uma turbina mista (baixa velocidade) deveria estar localizado, requer considerável atenção durante a montagem por duas razões[1.8]:

- ◆ O posicionamento assimétrico das passagens do rotor em relação à altura do sistema diretor é tendencioso à separação de fluxo da superfície interna do aro do rotor. Isto leva à pulsações de pressão no rotor e vibração da turbina. A separação de fluxo é consideravelmente facilitada pela grande curvatura da superfície no aro inferior e pelo posicionamento do rotor ligeiramente mais baixo em relação ao sistema diretor

(Fig.2.26a). A separação começa a uma certa carga e com aumento da abertura do sistema diretor (aumento de carga) a zona de separação de fluxo torna-se maior e as vibrações da turbina aumentam.



- ◆ O posicionamento assimétrico do rotor com respeito ao sistema diretor na direção vertical leva à redistribuição de pressão à frente dos gaps de vedação. A pressão ante os gaps aumenta onde o anel de vedação sobressai no fluxo (Fig.2.26b). Isto aumenta o vazamento através das vedações e desgastam-se mais rapidamente do que quando a vedação está localizada abaixo da borda inferior da abertura do sistema diretor. Devido à separação do fluxo antes da vedação a pressão decresce e o vazamento através da vedação é reduzido. O desgaste não uniforme da gaxeta de vedação nos gaps, leva à mudanças na força hidráulica axial exercida no rotor. O desgaste desigual nas vedações pode levar a uma situação onde devido ao rápido desgaste (por exemplo, da vedação inferior) a componente axial da força hidráulica seja direcionado para cima. Sob certas condições de carga isto pode elevar o rotor da hidrounidade. Este fenômeno foi observado em turbinas de instalações de alta carga (grande porte).

Os valores de desgaste da gaxeta da vedação observado no rotor(1460mm) de uma turbina (de 9500kw, 200m de carga) após 2000 horas de operação foram: 0,9mm no anel superior e 2,2 a 2,6mm no anel inferior contra um gap projetado de 0,75mm. Sob estas condições se observou que o rotor foi elevado na faixa de carga de 0 a 6000 kw. A elevação do rotor levou à fusão da parte inferior do mancal da turbina como resultado da fricção no aro do anel de óleo. O rotor se elevou suavemente e

foi inicialmente acompanhado por algum aumento nas vibrações verticais. A frequência das vibrações verticais neste caso foram quase de 2,5Hz.

A deflexão da aranha do mancal de escora e a expansão térmica do eixo do gerador devem ser levadas em conta quando, se determine a altura à qual o rotor vá ser localizado no curso da montagem.

Os resultados obtidos da pesquisa experimental conduzida pela CIGRÉ para a deflexão das aranhas dos mancais de escora de turbinas mistas (diagonal) são mostradas na tabela 2.2.

Tabela 2.2

Deflexão da aranha (mm)		
Devido ao peso das partes rotativas	Deflexão total à carga nominal	Tipo de gerador
0,23	0,43	Suspenso(convencional)
0,22	0,43	Suspenso(convencional)
0,14	0,35	Tipo guarda-chuva
0,16	0,28	Tipo guarda-chuva
0,58	1,08	Suspenso(convencional)
0,05	0,22	Tipo guarda-chuva
0,28	0,57	Suspenso(convencional)
0,32	0,60	Suspenso(convencional)
0,22	0,36	Suspenso(convencional)
0,22	0,82	Suspenso(convencional)

A expansão do eixo do gerador tem que ser permitida por que durante a operação o gerador pode aquecer-se até temperaturas acima de 35°C, sendo que uma unidade usualmente é montada a temperaturas próximas ou abaixo de 0°C. A expansão térmica do eixo, a partir do mancal escora até o flange da turbina, é:

$$\Delta L = kL\Delta T,$$

onde ΔT é a diferença de temperatura; k é o coeficiente de expansão linear. Para o aço o coeficiente k pode ser admitido igual a $12 \cdot 10^{-6}$.

Admitindo que a diferença de temperatura entre a montagem e a carga nominal seja igual a $\Delta T=20^\circ\text{C}$ e o coeficiente k igual a $12 \cdot 10^{-6}$, a expansão do eixo é obtida como $\Delta L=0,00024L$.

Se o comprimento médio do eixo do gerador desde o mancal escora ao flange da turbina é de 5m temos $\Delta L=1,2\text{mm}$.

Desta forma o arqueamento do rotor sob carga nominal seria na média, dada por $\Delta L_{\text{def}} + \Delta L_{\text{temp}} \approx 0,8 + 1,2 \approx 2\text{mm}$ (alongamento do eixo devido à força hidráulica não é levado em consideração por que é desprezível).

Para as condições anteriores a turbina deve ser montada com o rotor da turbina elevado em 2mm acima de sua posição média.

A eliminação das vibrações de uma turbina introduzindo-se calços em baixo da aranha do mancal de escora e desta forma alterando-se a altura à qual o rotor estava localizado foi efetuada por primeira vez pelo prof. Thoma (Munique). Em uma instalação de potência observou-se que as vibrações aumentaram quando a carga da turbina alcançou 50% da nominal. Após o rotor ter-se elevado em 1,8mm as vibrações não excediam os limites permissíveis.

2.7.- Elevação do Rotor de Turbinas Hidráulicas

Numa turbina hidráulica de pás ajustáveis foi observada a elevação do rotor sob regimes de bombeio e com fechamento das válvulas no tubo de sucção quando a turbina ainda estava conectada à rede (velocidade constante de rotação).

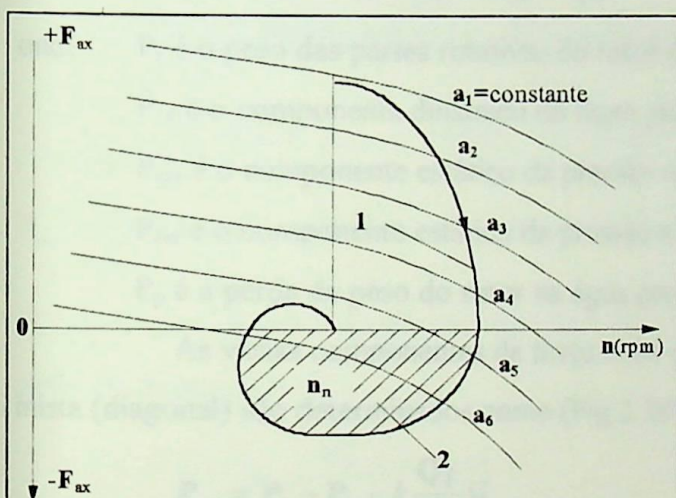


Fig.2.27 Variação da força axial no rotor:
 a_1 - a_6 - diferentes aberturas do sistema diretor; 1- variação da força axial durante descarga do gerador; 2- zona de força axial negativa (para força axial vertical direcionada para cima).

Das características de potência das turbinas hidráulicas (Fig.2.27) pode ser visto que se a velocidade de rotação para uma abertura dada do sistema diretor excede aquela correspondente ao valor zero de empuxo axial, a turbina começa a operar no regime de bombeio. A pressão na jusante do rotor torna-se maior do que àquela acima dele e a força axial hidráulica é direcionada para cima. A magnitude desta força depende da rotação da turbina (quanto maior o valor de n , maior é a força F_{ax}), da abertura do sistema diretor e do ângulo ao qual as pás do rotor estão girados

(Fig.2.27). Quando no regime de bombeio o empuxo axial excede o peso do rotor da hidrounidade (peso das partes rotativas) o rotor se eleva. Devera-se notar que um aumento nas vibrações do rotor aparece no momento quando ele se eleva bem como quando as partes rotativas do rotor se atritam contra o estator o qual restringe o deslocamento do rotor. Estas vibrações são rapidamente amortecidas. Como regra a frequência de vibrações é baixa, não excedendo 5Hz (ela depende do peso do rotor e de quão rápido a turbina comuta-se ao regime de bombeio).

A força axial num rotor de pás ajustáveis durante condições de operação normais é direcionada para baixo. Ela é obtida da fórmula

$$F_{ax} = k \frac{\pi D^2}{4} H_{max}$$

onde k é um coeficiente que é igual a 0,80 para um rotor de 4 pás;
 0,85 para um rotor de 5 pás;
 0,86 para um rotor de 6 pás;
 0,87 para um rotor de 7 pás;

D é o diâmetro do rotor;

H_{\max} é a carga máxima na turbina;

F_{ax} é a força axial obtida.

A força axial em turbinas de pás ajustáveis depende tanto da abertura do sistema diretor quanto do ângulo ao qual as pás do rotor estão giradas.

No caso de turbinas hidráulicas mistas (diagonal) a força axial total pode ser expressada como[2.29]:

$$F_{ax} = P_r + P_{cd} + P_{ces} + P_{cei} - P_p,$$

onde P_r é o peso das partes rotativas do rotor da hidrounidade;

P_{cd} é o componente dinâmico do fluxo atuando no rotor;

P_{ces} é o componente estático da pressão no aro superior do rotor;

P_{cei} é o componente estático da pressão no aro inferior do rotor;

P_p é a perda de peso do rotor na água por Arquimedes.

As várias componentes da força axial que atuam no rotor de uma turbina hidráulica vertical mista (diagonal) são determinados como (Fig.2.28):

$$P_{cd} = P_l - P_e - k \frac{Q\gamma}{g} \bar{v},$$

onde P_l é o componente axial da força total atuando na superfície lateral na seção de saída do rotor, para turbinas de baixa rotação pode-se admitir que é igual a zero ($P_l = p_l S_l$);

p_l é a pressão na seção de saída do rotor;

S_l é a projeção da superfície lateral da seção de saída do rotor no plano horizontal;

P_e é a força devido à pressão do fluxo no plano na seção de saída do rotor ($P_e = p_2 S_2$);

k é um coeficiente dependente do tipo do rotor (na primeira aproximação pode-se admitir $k=1$);

Q é a vazão da água através da turbina;

γ é o peso específico da água;

g é a aceleração gravitacional;

\bar{v} é a velocidade axial média na seção de saída do rotor.

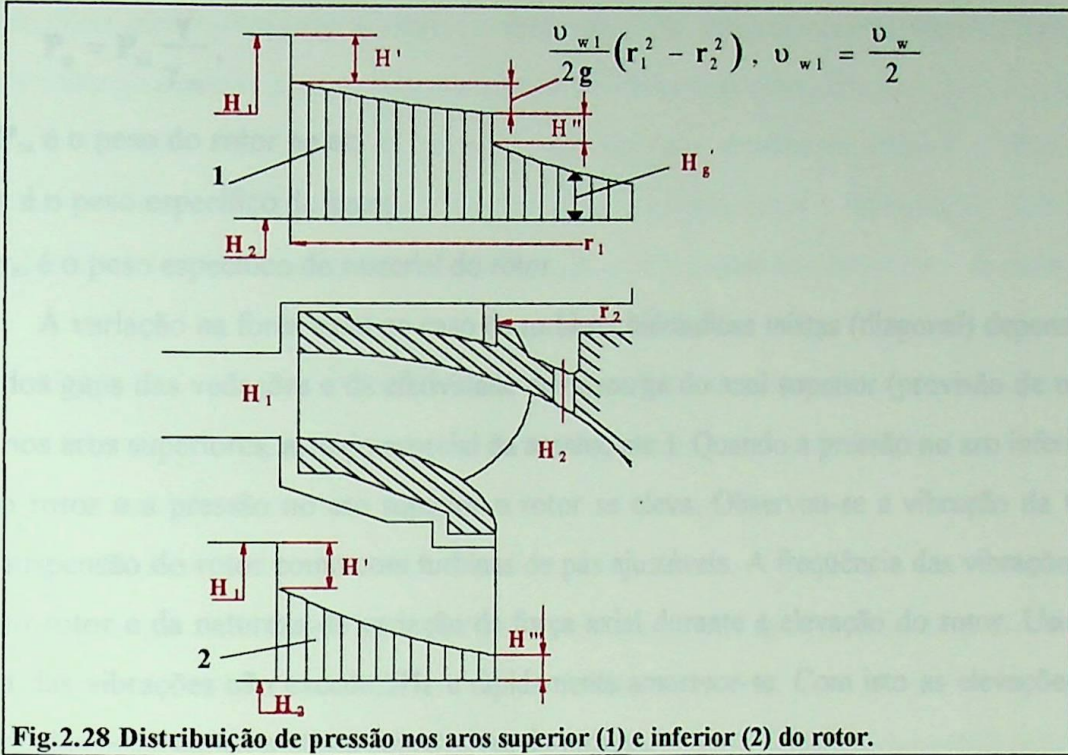


Fig.2.28 Distribuição de pressão nos aros superior (1) e inferior (2) do rotor.

A força P_{ccs} é obtida da distribuição de pressão no aro em base da fórmula

$$P_{ccs} = \int_{r_1}^{r_2} 2\pi r H \gamma dr, \text{ onde } H \text{ é a carga de água em metros, no raio } r. \text{ A mudança do valor de } H \text{ depende}$$

da construção do rotor (anéis de vedação), etc. Se conhece-se a carga H_0 a algum raio r_0 , a carga a qualquer ponto será:

$$H = H_0 + \frac{v_w^2}{2g} (r^2 - r_0^2),$$

onde v_w é a velocidade angular do fluido entre o rotor e a tampa; usualmente v_w é admitida igual a 0,7 vezes a velocidade do rotor.

A queda da pressão nos gaps de vedações é determinada pela vazão de vazamento e pelo tamanho do gap.

$$\text{O vazamento } Q_g = k_d S_g \sqrt{2g(H_1 - H_g)} = k_o S_o \sqrt{2g(H_g - H_2)},$$

onde $k_d=0,42$ a $0,50$ é o coeficiente de descarga para o gap;

$k_o=0,52$ é o coeficiente de descarga através dos orifícios de equalização de pressão;

S_g é a área de fluxo no gap;

S_o é a área total dos orifícios de equalização de pressão.

A força P_{cei} é determinada de forma semelhante. A direção da força P_{cei} depende do projeto da vedação no aro inferior.

A força P_p pode ser admitida igual a:

$$P_p = P_{ra} \frac{\gamma}{\gamma_m},$$

onde P_{ra} é o peso do rotor no ar;

γ é o peso específico da água;

γ_m é o peso específico do material do rotor.

A variação na força axial no caso de turbinas hidráulicas mistas (diagonal) depende mais do tamanho dos gaps das vedações e da efetividade de descarga do anel superior (provisão de orifícios de descarga nos aros superiores, arranjo especial da aranha, etc.). Quando a pressão no aro inferior excede o peso do rotor e a pressão no aro superior o rotor se eleva. Observou-se a vibração da turbina no início da suspensão do rotor como com turbinas de pás ajustáveis. A frequência das vibrações depende do peso do rotor e da natureza de variação da força axial durante a elevação do rotor. Usualmente a frequência das vibrações não excede 5Hz e rapidamente amortece-se. Com isto as elevações do rotor são controladas pelas características construtivas da turbina.

2.8.- Filme de Lubrificação em Mancais Escora e Munhão

Quando não existirem forças laterais atuando no eixo rotativo o filme de óleo entre o eixo e o mancal ocupa uma posição central [2.30],

[2.31], [2.32]. O aparecimento de forças laterais devido, por exemplo, ao desbalanceamento, da surgimento ao deslocamento do eixo e em algum ponto o eixo toma uma posição excêntrica (Fig.2.29, onde F_o é a força no eixo devido à pressão do óleo; F_c é a força centrífuga devido ao desbalanceamento do rotor).

A resultante das forças F_o e F_c tentam mudar o eixo dentro do mancal num sentido anti-horário, determinando um jogo no eixo.

A diferença entre esta vibração auto-

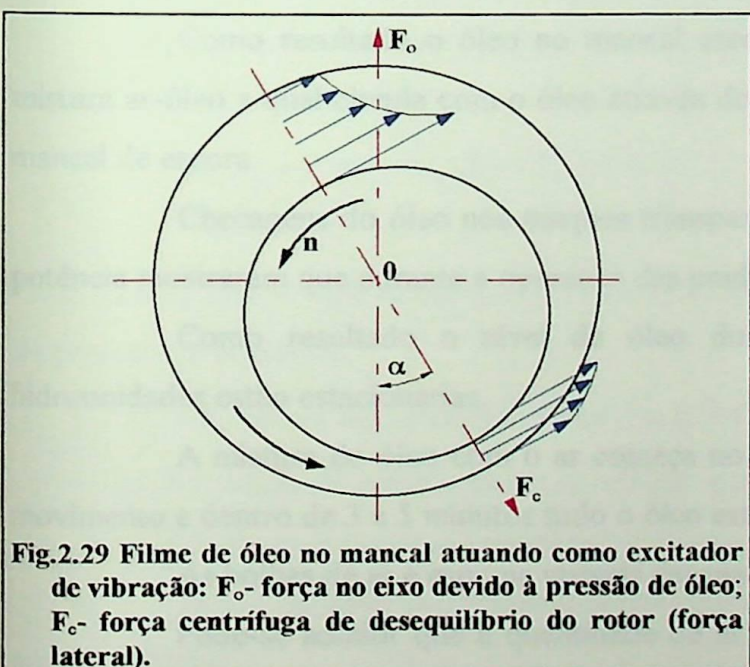


Fig.2.29 Filme de óleo no mancal atuando como excitador de vibração: F_o - força no eixo devido à pressão de óleo; F_c - força centrífuga de desequilíbrio do rotor (força lateral).

excitada com um filme de óleo e a vibração com fricção à seco é : no segundo caso o deslocamento do eixo é oposto à direção de rotação do eixo e no primeiro caso eles rotacionam da mesma forma. O aumento de óleo injetado nos mancais guia usualmente reduz o jogo e a vibração do eixo. Testes no mancal escora de muitas instalações de potência mostraram que estes mancais são lubrificados não

apenas com óleo senão com uma mistura de óleo e ar. O ar está presente no óleo na forma de uma mistura mecânica (suspensão), formando praticamente uma mistura óleo - ar.

O tamanho das bolhas de ar é tal que elas são claramente visíveis a olho nu e são comparáveis em diâmetro à espessura do filme de óleo. Algumas vezes o diâmetro da bolha excede a espessura do filme de óleo. Outras vezes as bolhas de ar são pequenas demais para se detectar a olho nu.

Os seguintes fatores dão surgimento à saturação do óleo com o ar nos mancais escora:

- ◆ descarga de óleo do mancal através do gap entre o disco de fricção e os atenuadores do mancal de escora para a superfície do óleo no tanque;
- ◆ turbulência na superfície do óleo dentro do tanque;
- ◆ presença de espuma na superfície devido à agitação do óleo causada por obstruções em seu caminho (refrigeradores de óleo, defletores, etc.).

A formação de espuma de óleos minerais também promove a saponificação devido à interação química com certos metais, em particular estanho, o qual está presente no metal babite dos atenuadores do mancal de escora. A formação de espuma cresce abruptamente na presença mesmo de uma pequena quantia de umidade. A umidade poderia estar presente no óleo devido à condensação de vapor d'água do ar no tanque de óleo, vazamento de água nos tubos refrigeradores de óleo, etc.

Como resultado o óleo no mancal escora é saturado com bolhas de ar, formando uma mistura ar-óleo a qual circula com o óleo através dos gaps entre os discos de fricção e atenuadores do mancal de escora.

Checagens do óleo nos tanques transparentes do mancal escora de diversas instalações de potência mostraram que durante a operação das unidades todo o óleo está misturado com bolhas de ar.

Como resultado o nível de óleo durante a operação é maior do que quando as hidrounidades estão estacionárias.

A mistura do óleo com o ar começa no momento em que as hidrounidades são postas em movimento e dentro de 3 a 5 minutos tudo o óleo está saturado com ar.

As bolhas de ar e espuma visíveis desaparecem entre 5 a 10 minutos após a unidade parar.

Pode-se admitir que a quantidade de ar no óleo (sem considerar a espuma) alcança tanto quanto 20% do volume.

A presença de bolhas de ar na mistura ar - óleo dentro dos mancais de escora das hidrounidades pode ser uma das causas do contato direto entre as superfícies do mancal, dando surgimento à vibração das unidades.

Vamos considerar o comportamento dos mancais escora na presença de vibrações verticais. O sistema elástico do “segmento-disco” pode ser representado pelo arranjo esquemático mostrado na Fig.2.30.

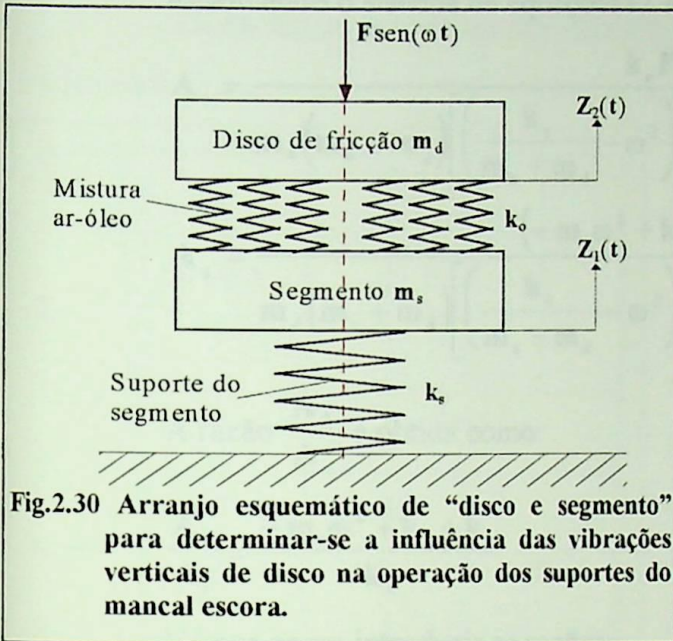


Fig.2.30 Arranjo esquemático de “disco e segmento” para determinar-se a influência das vibrações verticais de disco na operação dos suportes do mancal escora.

Entre o disco de fricção e os segmentos existe um meio elástico com um coeficiente de elasticidade equivalente k_o . Os atenuadores do mancal de escora são montados numa fundação elástica tendo um coeficiente de elasticidade k_s .

Arbitrariamente pode-se admitir que todos os atenuadores do mancal de escora se comportam semelhantemente e a compressão do óleo de lubrificação nas direções laterais é a mesma considerando ou não a compressibilidade

do fluido. O amortecimento das vibrações pode ser desprezado. Admitiremos que uma força de perturbação variável igual a $F \text{ sen}(\omega t)$ atua no disco onde F é a amplitude da força com respeito a um segmento; ω é a frequência angular; t é o tempo.

A equação diferencial das vibrações forçadas na direção vertical para um sistema de duas massas pode ser escrita como:

$$\left. \begin{aligned} m_s \ddot{Z}_s + k_s Z_s - k_o (Z_d - Z_s) &= 0 \\ m_d \ddot{Z}_d + k_o (Z_d - Z_s) &= F \text{ sen}(\omega t) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

onde Z_d e Z_s são os deslocamentos verticais dos centros das massas do disco de fricção e do segmento da posição de equilíbrio:

\ddot{Z}_d e \ddot{Z}_s são as segundas derivadas das coordenadas com respeito ao tempo;

m_d é a massa do rotor e do disco referido a um segmento;

m_s é a massa reduzida do segmento e os suportes.

Já que estamos considerando as vibrações forçadas a solução da equação diferencial toma a seguinte forma:

$$Z_s = A_s \text{ sen}(\omega t) ; Z_d = A_d \text{ sen}(\omega t), \quad (2.2)$$

onde A_d e A_s são as amplitudes da vibração forçada do disco e do segmento.

Substituindo (2.2) em (2.1) e eliminando $\text{sen}(\omega t)$ obtemos um sistema de duas equações algébricas com respeito a A_d e A_s ;

$$\left. \begin{aligned} (-m_s \omega^2 + k_s + k_o)A_s - k_o A_d &= 0; \\ -k_o A_d + (-m_d \omega^2 + k_o)A_d &= F. \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

Resolvendo o sistema de equações (2.3), temos:

$$\begin{aligned} A_s &= \frac{k_o F}{m_d(m_s + m_d) \left[\left(\frac{k_s}{m_s + m_d} - \omega^2 \right) \left(\frac{k_o}{m_d} - \omega^2 \right) - \frac{m_d}{m_s + m_d} \omega^4 \right]}, \\ A_d &= \frac{(-m_s \omega^2 + k_s + k_o) F}{m_d(m_s + m_d) \left[\left(\frac{k_s}{m_s + m_d} - \omega^2 \right) \left(\frac{k_o}{m_d} - \omega^2 \right) - \frac{m_d}{m_s + m_d} \omega^4 \right]}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

A razão $\frac{A_d}{A_s}$ é obtida como:

$$\frac{A_d}{A_s} = \frac{-m_s \omega^2 + k_s + k_o}{k_o}.$$

Vamos agora introduzir as razões:

$$\frac{k_o}{k_s} = k; \quad \frac{m_s}{k_s} = \frac{1}{\omega_s^2},$$

onde ω_s é a frequência natural das vibrações dos suportes do segmento.

Finalmente, temos:

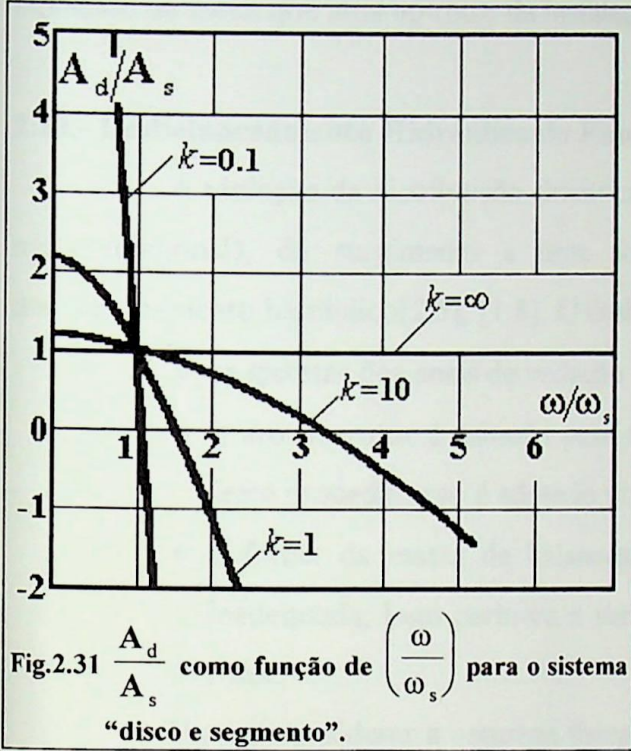
$$\frac{A_d}{A_s} = \frac{-\frac{\omega^2}{\omega_s^2} + 1 + k}{k}. \quad (2.6)$$

Após a substituição de $\frac{A_d}{A_s} = f\left(\frac{\omega}{\omega_s}\right)$ por valores de k (Fig.2.31) encontramos que:

- ◆ quando $k = \infty$, isto é, quando o meio entre o disco e o segmento é incompressível, a razão $\frac{A_d}{A_s} = 1$ (ausência de ar no óleo). Isto mostra que as vibrações verticais do disco são transmitidas aos segmentos e todo o sistema vibra como uma só unidade (Fig.2.31) independente da frequência e a amplitude das vibrações. Obviamente neste caso não existe perigo das irregularidades da superfície do disco de fricção.
- ◆ quando a razão $\frac{\omega}{\omega_s} > 1$ (a razão da frequência das forças de perturbação à frequência natural dos suportes sendo empurrados), então $\frac{A_d}{A_s} = -1$. Quando as amplitudes das vibrações estão 180° desfasados uma da outra o disco de metal e os segmentos podem

entrar em contato um com outro a certas amplitudes de vibração, isto é, o filme de óleo será quebrado e ocorrerá a fricção a seco ou pelo menos semi fricção a seco, levando ao rápido aquecimento das superfícies de atrito dos segmentos e do disco.

Desta forma, a natureza das vibrações verticais de uma hidrounidade é inteiramente fortuita e é impossível prever quando elas podem ocorrer.



O arranjo acima considerado é uma versão simplificada de operação do mancal escora durante a vibração. De fato, a forma que as vibrações são transmitidas do disco aos segmentos do atenuador do mancal de escora é bem mais complexa. Mas este registro simplificado nos permite avaliar a operação do mancal escora qualitativamente quando um meio compressível está presente entre o disco de fricção e os atenuadores do mancal de escora. As turbinas com mancais escora localizados dentro de suas cobertas operam sob condições bem rígidas por que a vibração da tampa da turbina causada pelo fluxo de água através dela pode ser inteiramente

independente da vibração do disco de fricção. Neste caso, quando as vibrações verticais do rotor da hidrounidade, as quais são transmitidas ao disco de fricção, ou o jogo no próprio disco de fricção estão em fases opostas com as vibrações da tampa da turbina (atenuadores do mancal de escora), então o filme de óleo pode entrar em ruptura independente da razão das frequências destas forças operantes. Para estes tipos de unidades, as vibrações verticais são bem mais perigosas. As tampas da turbina têm que ser projetadas de tal forma que minimize as vibrações devido às forças de perturbação que atuam nelas.

2.9.- Momentos de Componente Variável nas Turbinas de Rotor Pelton

Na turbina Pelton o jato d'água do injetor incidem nas pás periodicamente com uma frequência $\frac{nz_c}{60}$ onde z_c é o número de pás no rotor; n é a rotação do eixo.

Cada pá é acionada por uma força devido ao jato de água com uma frequência $\frac{nz_b}{60}$, onde z_b é o número de injetores.

O rotor Pelton de uma instalação de potência de 375rpm de velocidade de rotação tem 18 pás. A água esguichado por um par de injetores localizados diametralmente opostos um do outro. Um destes golpeia as pás com uma frequência de $375 \times \frac{18}{60} = 112,5\text{Hz}$. O outro injetor entrega água às pás à mesma frequência, mas com uma mudança de fase de 10° . Portanto, a componente periódica do momento da força que atua no rotor da instalação tem uma frequência de 225Hz.

2.10.- Desbalanceamento Hidráulico do Rotor da Turbina Mista (diagonal)

A violação da distribuição simétrica de pressão na superfície lateral de um rotor de turbina mista (diagonal), dá surgimento a uma força de perturbação variável nela, conhecida como desbalanceamento hidráulico[2.5], [1.8]. O desbalanceamento hidráulico do rotor ocorre quando:

- ◆ as gaxetas dos anéis de vedação no rotor se desgastam excentricamente;
- ◆ o aro do rotor é usinado para remover-se metal de um lado durante o balanceamento (este procedimento é adotado por muitos fabricantes);
- ◆ a forma da massa de balanceamento ligada à superfície externa do aro do rotor é inadequada, logo perturba a simetria da distribuição de pressão na superfície lateral do rotor.

Vamos considerar a natureza física das forças variáveis que dão surgimento a aumento da vibração do eixo.

Admitiremos que a gaxeta do anel de vedação rotativo está localizado excentricamente. Então o anel de vedação rotativo também estará excêntrico em relação ao anel de vedação estacionário(Fig.2.32a, 2.32b).

A pressão p_1 na montante da vedação e a pressão p_2 na jusante são admitidas constantes ao longo da periferia. Admitiremos também que o gap de vedação é reto, como na Fig.2.32. Então a perda de pressão por vazamento de água através do gap será:

$$p_1 - p_2 = \gamma \left(\zeta_{ent} + \zeta_{sai} + \frac{\lambda_a L_g}{2\Delta_r} \right) \frac{v_g^2}{2g},$$

onde γ é o peso específico da água;

ζ_{ent} é o coeficiente de perda na entrada, o qual na média é 0,3;

ζ_{sai} é o coeficiente de perda na saída igual a 1,0;

λ_a é o coeficiente de perda devido à fricção no gap, o qual é função do número de Reynolds,

Re.

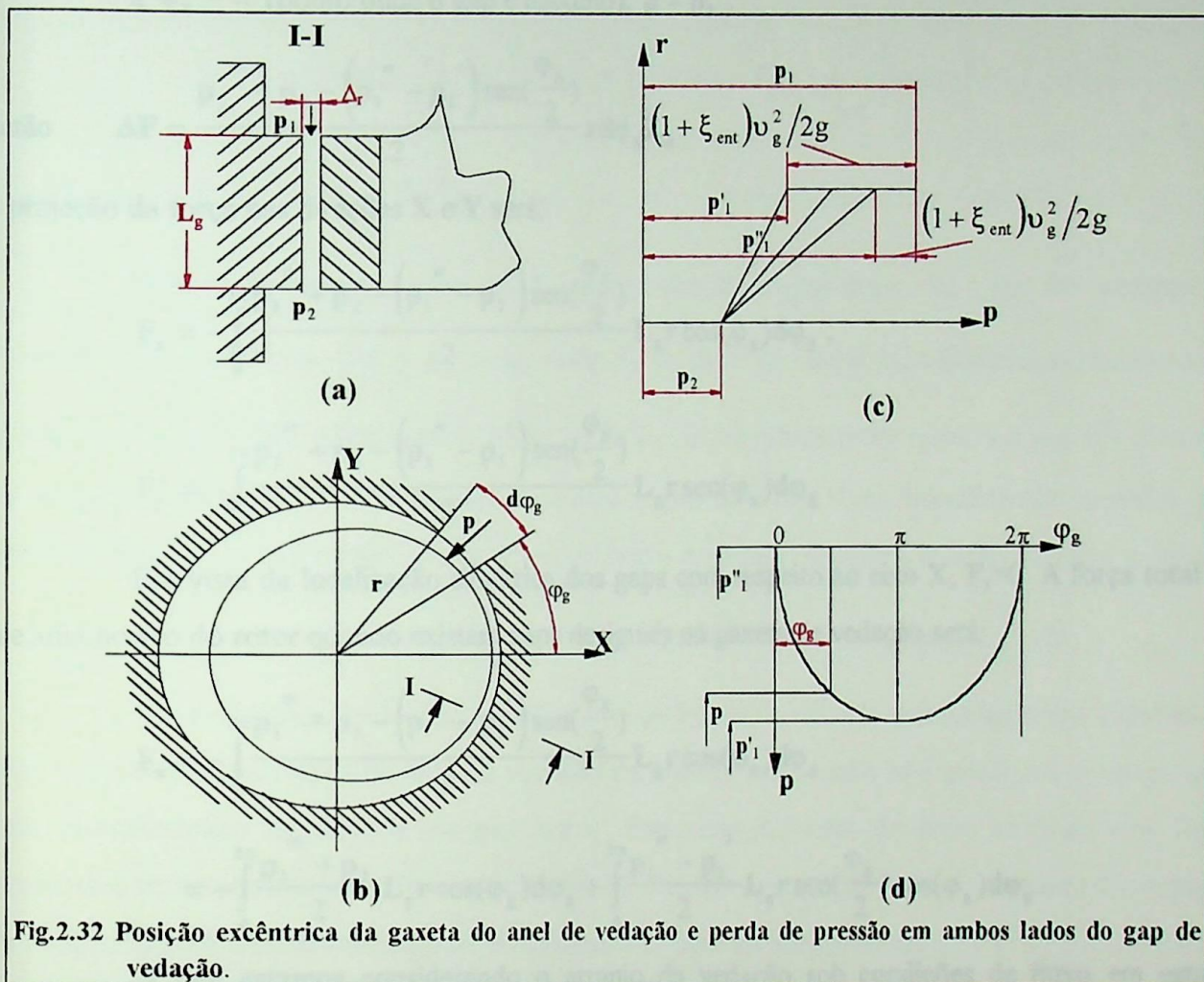
Para gaps cilíndricos E. I. Kozhevnikova [2.33] dá o seguinte valor para λ_a :

$$\lambda_a = \frac{2,0}{\text{Re}^{0,45}}, \quad \text{Re} = \frac{v_g \cdot 2\Delta_r}{\mu_c};$$

onde v_g é a velocidade de fluxo de vazamento através do gap ;

Δ_r é o gap radial;

μ_c é a viscosidade cinemática da água.



A variação na perda de pressão através do gap é mostrada na Fig. 2.32c, da qual pode-se ver que a pressão na entrada no lado do gap maior será menor que aquela do gap menor.

Vamos determinar a força lateral que atua no rotor. Admitiremos que a variação na pressão ao longo da periferia na entrada varia de acordo com a lei do seno (Fig. 2.32d).

É óbvio que a força que atua no elemento de área $r \cdot d\varphi_g$ localizada a um ângulo φ_g com respeito à abcissa será:

$$\Delta F = \frac{p + p_2}{2} r d\varphi_g L_g,$$

onde r é o raio da gaxeta de vedação

L_g é o comprimento do gap.

De acordo com a lei selecionada da variação de pressão na entrada do gap

$$p = p_1'' - (p_1'' - p_1') \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right),$$

a $\varphi_g = 0$ (ponto onde o gap é mínimo), $p = p_1''$

a $\varphi_g = \pi$ (ponto onde o gap é máximo), $p = p_1'$.

$$\text{Então } \Delta F = \frac{p_1'' + p_2 - (p_1'' - p_1') \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right)}{2} r d\varphi_g L_g.$$

A projeção da força nas direções X e Y será:

$$F_x = - \int_0^{2\pi} \frac{p_1'' + p_2 - (p_1'' - p_1') \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right)}{2} L_g r \cos(\varphi_g) d\varphi_g;$$

$$F_y = - \int_0^{2\pi} \frac{p_1'' + p_2 - (p_1'' - p_1') \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right)}{2} L_g r \operatorname{sen}(\varphi_g) d\varphi_g.$$

Em vista da localização simétrica dos gaps com respeito ao eixo X, $F_y=0$. A força total F_x que atua no aro do rotor quando existem gaps desiguais na gaxeta de vedação será:

$$\begin{aligned} F_x &= - \int_0^{2\pi} \frac{p_1'' + p_2 - (p_1'' - p_1') \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right)}{2} L_g r \cos(\varphi_g) d\varphi_g \\ &= - \int_0^{2\pi} \frac{p_1'' + p_2}{2} L_g r \cos(\varphi_g) d\varphi_g + \int_0^{2\pi} \frac{p_1'' - p_1'}{2} L_g r \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) \cos(\varphi_g) d\varphi_g. \end{aligned}$$

Já que estamos considerando o arranjo da vedação sob condições de fluxo em estado permanente as pressões p_1'' , p_2 , e p_1' bem como L_g e r serão constantes. Elas podem ser tirados fora da integral de forma que temos:

$$F_x = - \frac{p_1'' + p_2}{2} L_g r \int_0^{2\pi} \cos(\varphi_g) d\varphi_g + \frac{p_1'' - p_1'}{2} L_g r \int_0^{2\pi} \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) \cos(\varphi_g) d\varphi_g.$$

A primeira integral é zero e daí:

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{p_1'' - p_1'}{2} L_g r \int_0^{2\pi} \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) \cos(\varphi_g) d\varphi_g = \frac{p_1'' - p_1'}{2} L_g r \int_0^{2\pi} \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) \left(1 - 2 \operatorname{sen}^2\left(\frac{\varphi_g}{2}\right)\right) d\varphi_g \\ &= \frac{p_1'' - p_1'}{2} L_g r \left[\int_0^{2\pi} \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) d\varphi_g - 2 \int_0^{2\pi} \operatorname{sen}^3\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) d\varphi_g \right]. \end{aligned}$$

A integral
$$\int_0^{2\pi} \text{sen}\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) d\varphi_g = -2 \cos\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) \Big|_0^{2\pi} = 2.$$

Substituindo-se na segunda integral

$$\begin{aligned} \frac{\varphi_g}{2} = x; \quad d\varphi_g = 2dx; \quad -2 \int_0^{2\pi} \text{sen}^3\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) d\varphi_g &= -4 \int_0^{2\pi} \text{sen}^3(x) dx \\ &= -4 \left[-\frac{1}{3} \text{sen}^2\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) \cos\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) \Big|_0^{2\pi} + \frac{2}{3} \int_0^{2\pi} \text{sen}(x) dx \right] \\ &= -4 \left[-\frac{2}{3} \cos\left(\frac{\varphi_g}{2}\right) \Big|_0^{2\pi} \right] = -\frac{8}{3}. \end{aligned}$$

Desta forma:
$$\mathbf{F}_x = -\frac{2(p_1'' - p_1')}{3} \mathbf{L}_g \mathbf{r}.$$

O sinal de menos, mostra que \mathbf{F}_x está na direção do gap maior. Se o gap for uniforme ao redor de toda a periferia, isto é $p_1'' = p_1'$ então $\mathbf{F}_x = 0$. A força lateral hidrodinâmica máxima ocorre quando o gap num lado tende a zero; então $p_1'' = p_1$. Conseqüentemente quando o gap for diferente em diversos pontos na periferia do anel de vedação, aparecerá uma força hidrodinâmica lateral a qual estará na direção do gap maior. Já que o gap mínimo é deslocado durante a rotação do rotor a direção na qual atua, a força lateral também muda com uma frequência fundamental igual a $\frac{n}{60}$ Hz.

Podemos mencionar que, quando o eixo estiver localizado excentricamente (devido ao pobre centramento) os gaps do anel de vedação da mesma forma serão não uniformes e haverá uma força hidrodinâmica na direção do gap maior. Entretanto no caso de eixos verticais está força pressionará ao rotor para centralizá-lo sem estimular vibrações já que ele é constantemente direcionado em direção oposta ao deslocamento do eixo (força de vibrações amortecidas).

Em uma turbina horizontal, devido à curvatura do eixo os gaps nos anéis de vedação serão menores abaixo do que acima. Sob certas condições de operação pode acontecer que a magnitude das forças hidrodinâmicas sejam comparáveis ao peso das partes rotativas e do eixo. Mas a elevação do rotor alarga o gap de vedação na base, a força hidrodinâmica diminui e o eixo cai. Isto dá surgimento à severa vibração do eixo.

O professor A.A. Lomakin[2.34] mostrou que as forças friccionais do fluido nas vedações influenciam a estabilidade de rotação dos eixos de máquinas hidráulicas de grande porte. Em tais casos, as vibrações ocorrem em alguns regimes particulares de operação e a estabilidade do sistema é alterada. As vibrações mostram um crescimento periódico e queda na amplitude. O aumento nas vibrações finalmente põe em contato ao rotor com as partes estacionárias e as vibrações diminuem abruptamente. Logo elas começam a crescer de novo.

Desta forma, as forças de perturbação hidráulica que crescem nas vedações são diretamente proporcionais à pressão no gap da vedação. Conseqüentemente, como a carga na turbina aumenta, a vibração da unidade também aumenta. Como exposto anteriormente, a frequência de vibração e a variação nas forças de perturbação corresponde à velocidade de rotação. A magnitude da força devido à fricção do fluido é pequena em comparação com as forças elásticas e inerciais. Daí as vibrações ocorrem com a frequência natural das vibrações laterais do eixo.

O desbalanceamento hidráulico também pode ocorrer quando a massa de balanceamento ligada ao aro do rotor projeta-se sobre a superfície usinada, interpondo-se no parabolóide de rotação do fluido na cavidade abaixo do rotor. Isto dá surgimento à distribuição de pressão assimétrica no aro e a flutuações de pressão de água entre a tampa da turbina e rotor ou de seu aro e a gaxeta. A operação uniforme da turbina é perturbada.

A massa de balanceamento deveria ser localizada, de tal forma que não perturbe a simetria da distribuição de pressão na cavidade abaixo do rotor.

2.11.- Fenômeno de Cavitação em Turbinas Hidráulicas

O fenômeno de cavitação nas turbinas hidráulicas, aparte de sua ação destrutiva no metal do rotor e outras partes da turbina, também leva à vibração excessiva da unidade e a golpe de aríete no tubo de sucção[2.35], [2.36]. A cavitação ocorre nas passagens de fluxo da turbina onde a pressão cai até uma pressão de vapor à temperatura d'água correspondente. Isto leva a um vácuo parcial, formação de bolhas e distúrbio da uniformidade de fluxo. O fluxo muda para aquele de uma mistura bifásica (água e bolhas de vapor de água). As bolhas de vapor que caem na zona de pressão crescente se condensam parcialmente e como resultado disto, ocorrem choques hidráulicos locais. A coalescência das bolhas de vapor individuais ocorre num período de tempo bem curto, levando na prática a um crescimento intenso da pressão. Se a coalescência das bolhas ocorre à superfície do metal, ela consegue gradualmente erosionar nesses lugares. A frequência das flutuações de pressão no fluxo nos pontos onde ocorre a cavitação varia numa ampla faixa, desde uma fração de Hz até frequências ultra-sônicas. O aparecimento do fenômeno de cavitação nas turbinas é acompanhado por ruído e golpe de aríete os quais são transmitidos ao rotor, ao tubo de sucção e à outras partes da turbina. As condições de cavitação numa turbina são avaliadas em termos de um coeficiente de cavitação:

$$C_{cav} = \frac{p_b - H_s - p_v}{H},$$

onde p_b é a pressão barométrica;

H_s é a altura de sucção;

p_v é a pressão do vapor;

H é a altura disponível da turbina.

A altura de sucção permissível para uma potência de saída e carga, é obtida das curvas características de operação da turbina.

As distribuições da pressão e velocidade na seção de entrada do tubo de sucção têm uma influencia considerável nas condições de cavitação.

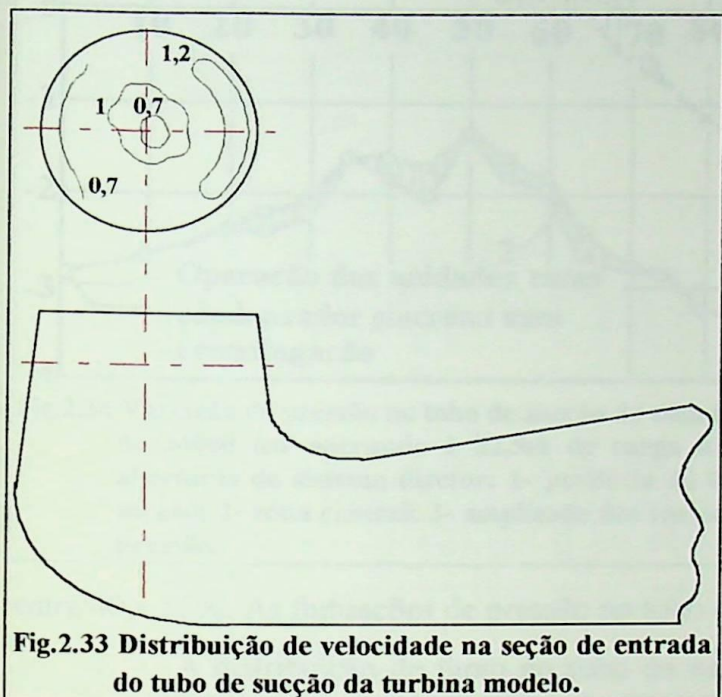


Fig.2.33 Distribuição de velocidade na seção de entrada do tubo de sucção da turbina modelo.

A Fig.2.33 mostra a distribuição de velocidade na seção de entrada de um modelo de um tubo de sucção. Pode-se ver que as maiores velocidades (>70%) ocorrem no cotovelo do tubo de sucção na superfície superior do lado direito. A pressão aqui é consideravelmente mais baixa do que aquela no lado oposto. Daí é necessário introduzir-se o coeficiente de Coriolis k_c na fórmula para determinar a pressão mínima na seção de entrada do tubo de sucção. Este coeficiente, especialmente sob condições fora de projeto, pode alcançar grandes valores (>3) os

quais não podem ser desprezados na determinação da altura de sucção permissível.

A equação de Bernoulli para as seções de entrada e saída do tubo de sucção pode ser escrita como:

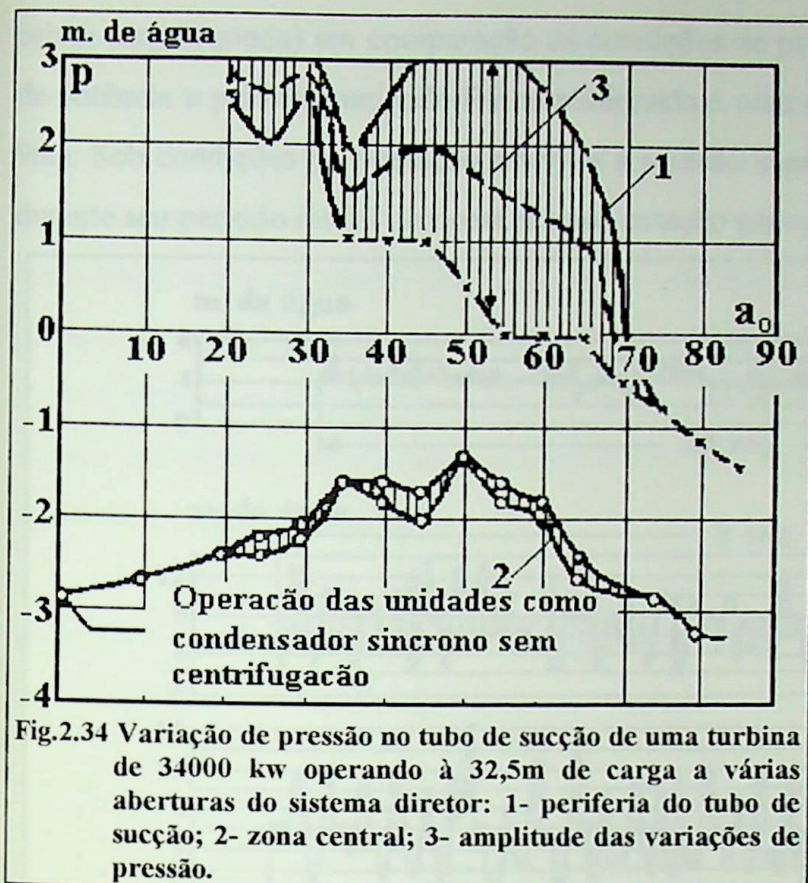
$$\frac{p_e}{\gamma} + k_{ce} \frac{v_e^2}{2g} + Z_e = \frac{p_s}{\gamma} + Z_s + k_{cs} \frac{v_s^2}{2g} + h_{e-s},$$

onde p_e é a pressão média, v_e é a velocidade média, e Z_e é o nível d'água na entrada do tubo de sucção; e p_s , v_s , e Z_s da seção de saída do tubo de sucção; e h_{e-s} é a perda hidráulica sobre a seção de entrada e saída.

Desta equação pode-se ver que quanto maior a não uniformidade de fluxo após o rotor (k_{ce}), menor é a pressão $\frac{p_e}{\gamma}$. Os testes em diversas turbinas hidráulicas têm mostrado que quando a

abertura do sistema diretor é reduzida a pressão na seção de entrada do tubo de sucção aumenta na periferia mas cai no centro. A Fig.2.34 mostra a natureza da variação de pressão no tubo de sucção de uma turbina sob condições de carga variável através da abertura do sistema diretor. Observou-se que variando as aberturas do sistema diretor de 45 a 65% ocorreram severos choques hidráulicos.

Da Fig.2.34 pode-se ver que na faixa de aberturas do sistema diretor de 45 a 60% a pressão na periferia do tubo de sucção é positiva enquanto que na parte central ela é negativa.



A Fig.2.35 é um diagrama das variações de pressão na periferia do tubo de sucção registrado durante teste numa unidade. A unidade foi sujeita a severos choques hidráulicos no tubo de sucção. A força destes choques, o ruído e as vibrações que elas causaram variava com as condições de operação da turbina. Encontrou-se que a unidade operava suavemente nas condições de projeto correspondentes a uma abertura do sistema diretor de 75 a 80%. Uma redução na abertura do sistema diretor originou vibrações maiores na aranha superior do gerador. Elas alcançaram o máximo nas aberturas do sistema diretor

entre 40 e 55%. As flutuações de pressão no tubo de sucção alcançaram o máximo simultaneamente.

A distribuição de fluxo no tubo de sucção pode ser aproximadamente descrita como: sob condições de projeto o fluxo de água é próximo ao axial. Sob estas circunstâncias o fluxo de água ao redor dos perfis das pás do rotor é o mais favorável e a pressão na entrada do tubo de sucção à jusante do rotor é quase idêntica em todos os pontos.

Quando existe um desvio das condições de operação nominais (de projeto) da turbina, aparecem componentes tangenciais de velocidade na saída do rotor. Encontrou-se que quanto menor a abertura do sistema diretor, maior é a rotação do fluxo que deixa o rotor. Isto leva a um crescimento de pressão na periferia do tubo de sucção devido à maior força centrífuga do fluxo. A pressão na zona central do tubo de sucção cai continuamente com a diminuição da abertura do sistema diretor e finalmente existe uma transição para um vácuo.

A separação de fluxo nas pás do rotor dá surgimento à formação de bolhas de ar as quais provocam golpe de aríete no tubo de sucção quando elas são injetadas na região de alta pressão. A separação de fluxo pode ser observada em algumas faixas particulares da velocidade do fluxo. Este fenômeno pode ser devido a perfilamento insatisfatório das pás do rotor. Em tais casos, a freqüências das vibrações corresponde à freqüência de pulsação da pressão no tubo de sucção.

Pode ser notado que durante a construção de instalações de força hidráulica (especialmente de grande capacidade) é economicamente desejável comissionar as primeiras unidades antes que a construção da instalação seja completada. Entretanto, isto leva a operar as primeiras unidades sob

baixas cargas (queda) em comparação às condições de projeto. Durante a construção de uma instalação de potência a primeira unidade foi comissionada a uma carga de 49m contra uma carga de projeto de 96m. Sob condições de operação normais a rotação específica desta turbina é de 70rpm, ao passo que durante seu período inicial de operação sua rotação específica era de 100rpm.

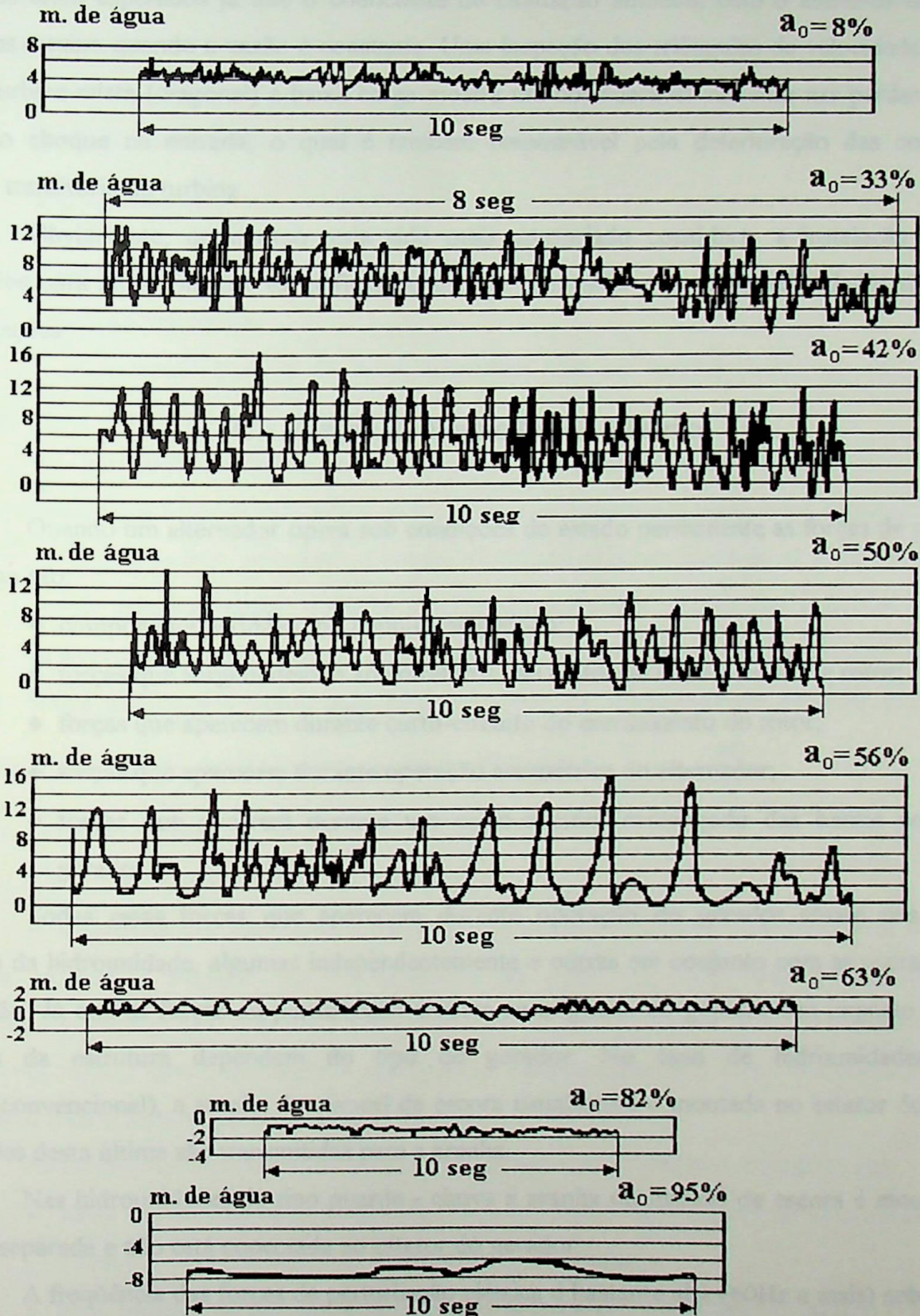


Fig. 2.35 Variação de pressão na periferia do tubo de sucção sem injeção de ar: a_0 - abertura do sistema diretor.

A operação destas turbinas a baixa carga (para as quais não foram projetadas) levou à cavitação, o qual danificou severamente as pás do rotor devido à erosão por cavitação. Além disso, a operação destas turbinas sob estas condições provocou pulsações excessivas de pressão e golpe de ariete nas passagens de fluxo da turbina: Trincas desenvolveram-se nas pás do rotor da turbina. Estes fenômenos eram esperados já que o coeficiente de cavitação aumenta com o aumento nas rotações específicas mesmo quando a vazão é constante. Uma inspeção dos triângulos de velocidade na entrada de uma turbina mista (diagonal) a baixa carga mostra um considerável aumento nas perdas de energia devido ao choque na entrada, o qual é também responsável pela deterioração das condições de operação transitória da turbina.

Obviamente, neste caso teria sido mais apropriado considerar a instalação de rotores temporários para altas rotações específicas ou uso de alternadores de duas velocidades síncronas em tais instalações.

C.- Forças de Perturbação Elétrica

Quando um alternador opera sob condições de estado permanente as forças de perturbação no trabalho são:

- ◆ componente periódico do impulso magnético;
- ◆ forças que surgem devido ao entreferro não uniforme entre o estator e rotor;
- ◆ forças que aparecem durante curto-circuito do enrolamento do rotor;
- ◆ forças que aparecem durante operação assimétrica do alternador;
- ◆ forças que ocorrem durante um curto-circuito prolongado das barras coletoras do gerador.

Todas estas forças que aparecem durante operação do gerador atuam nos diferentes elementos da hidrounidade, algumas independentemente e outras em conjunto com as outras forças de perturbação. Já que as forças de perturbação elétrica se originam no gerador seu impacto nos vários elementos da estrutura dependem do tipo de gerador. No caso de hidrounidades do tipo suspenso(convencional), a aranha do mancal de escora usualmente é montada no estator do gerador e as vibrações desta última são transmitidas para a aranha.

Nas hidrounidades de tipo guarda - chuva a aranha do mancal de escora é montada numa fundação separada e não está conectada ao estator do gerador.

A frequência das forças de perturbação elétrica é bastante alta (60Hz a mais) sob condições de operação de estado permanente. Seu impacto é restringido ao estator (deformação e deslocamento) e num grau menor à turbina. Daí, as vibrações causadas pelas forças de perturbação elétrica nos

geradores do tipo guarda - chuva são transmitidas à aranha do mancal de escora num grau menor do que nos geradores do tipo suspenso (convencionais)[1.8].

2.12.- Componente Periódico do Impulso Magnético

A corrente que flui através dos enrolamentos do rotor do gerador estabelece uma força magnetomotriz no rotor e uma indução magnética no entreferro. Forças radiais entre o rotor e o estator aparecem ao redor da periferia do rotor. Estas tentam trazer-los mais próximos um do outro.

As forças radiais num elemento de arco do rotor:

$$F = \frac{SB}{25 \times 10^6},$$

onde S é a área de superfície do elemento do rotor ;

B é a indução magnética ;

A componente variável da força magnética atua no rotor à frequência de polo, isto é, 120Hz, quando a rotação do rotor é nominal.

Um entreferro assimétrico entre rotor e estator (por exemplo quando o estator é elíptico devido ao deslocamento radial dos pólos individuais, etc.) conduz a uma força radial unidirecional, direcionada ao ponto onde o entreferro é menor. O desvio máximo permissível entre rotor e estator para máquinas de pólos salientes, é de 10 a 15% do entreferro médio. Se o desvio da norma é apreciável, ele deve ser corrigido centrando ou ajustando o rotor e estator. Se for necessário, podem ser colocados calços abaixo dos pólos para este propósito. A frequência de variação nas forças de perturbação que atuam no rotor ou estator serão então iguais a: $\frac{ni}{60}$ ou $2\frac{ni}{60}$,

onde n é a rotação do eixo;

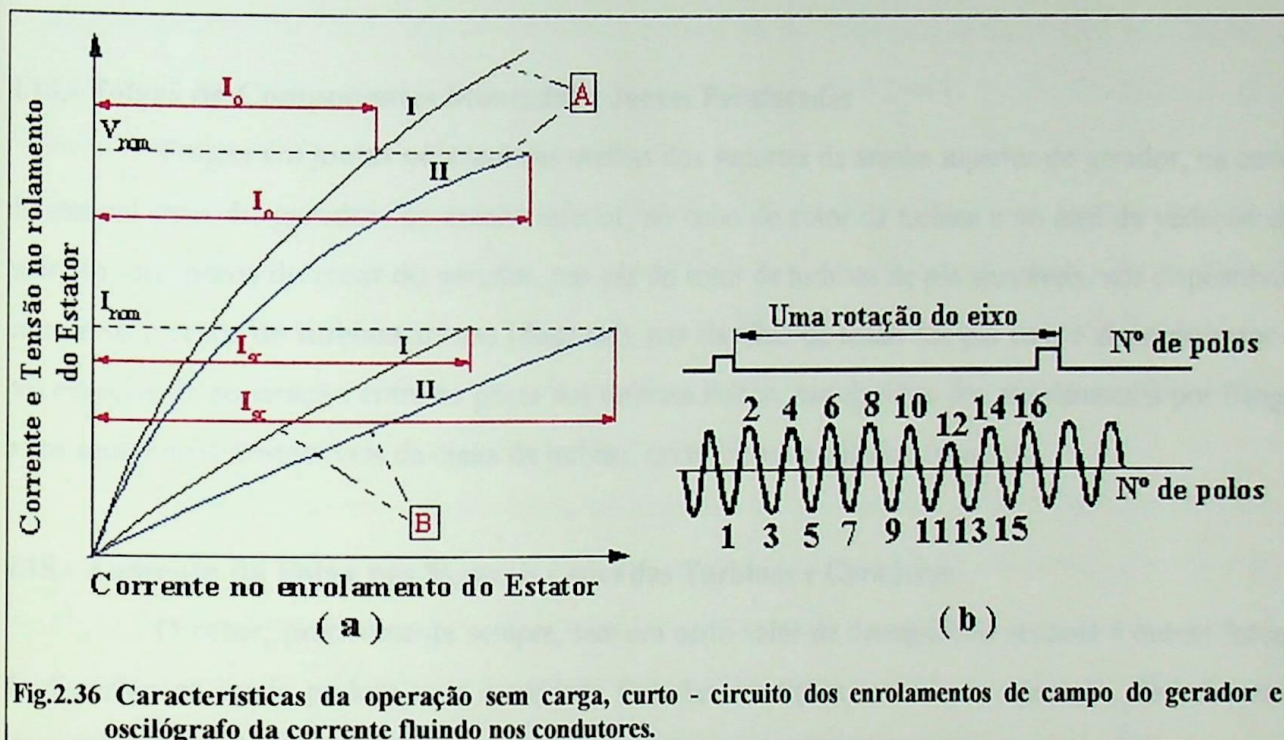
$i=1,2,3,\dots$ representa a ordem dos harmônicos.

A assimetria do entreferro é verificada aferindo-se quando a unidade está estacionária. Entretanto, quando a unidade está em operação ela pode dar surgimento a um deslocamento unidirecional do rotor o qual não pode ser medido por aferidores. Neste caso a assimetria magnética pode ser vista melhor num oscilógrafo o qual registra simultaneamente a força eletrodinâmica nos três enrolamentos localizados na periferia do entreferro a 120° um do outro.

As indicações características de violação da simetria da indução magnética são:

- ◆ baixa vibração da unidade quando opera em baixa carga e sem excitação ou aumento nas vibrações com um aumento na corrente de excitação;
- ◆ com rotação normal do eixo e tensão normal nos terminais do estator a corrente de excitação é maior após o repentino aumento das vibrações;

- ◆ as curvas II desenhadas para operação sem carga (A) e de curto-circuito trifásico nos terminais do estator (B) residem abaixo das curvas I, das características correspondentes obtidas para operação antes do aumento repentino das vibrações(Fig.2.36a);
- ◆ o decréscimo gradual das vibrações com a redução gradual na tensão nos terminais do estator;
- ◆ o desaparecimento instantâneo das vibrações quando a excitação é removida através da supressão automática do campo do rotor.



2.13.- Curto-Circuito do Enrolamento de Campo do Gerador

Se alguns dos enrolamentos de campo no rotor estão curto-circuitados, (ou estão parcialmente derivados por uma resistência externa) a distribuição da indução magnética no entreferro torna-se desigual e existe uma força unidirecional resultante a qual, atuando no rotor e no estator, dá surgimento à vibrações. A frequência destas vibrações podem ser um múltiplo da rotação do eixo da hidrounidade.

Um curto-circuito completo dos enrolamentos de campo do rotor ou uma derivação parcial pode ser facilmente detectado com o oscilógrafo. Com este propósito um condutor abrangendo o passo simples entre pólos é fixado no espaço entre rotor e estator. O gerador é operado em não-carga e a excitação é introduzida. A força eletromotriz no condutor é registrada no oscilógrafo. Se o enrolamento do rotor for imperfeito o oscilógrafo mostra um mergulho no traço senoidal da f.e.m. quando o pólo com o enrolamento danificado atravessa o condutor.

A Fig.2.36b mostra o oscilógrafo obtido em um gerador de 465Mw de saída sob condições de não-carga com uma corrente de excitação de 75amp. Encontrou-se que o 12º pólo estava

danificado. Para se identificar o pólo danificado, foi conectado um contator ao eixo do gerador para fechar o circuito a cada revolução. A tensão do contator era transmitida a um outro loop do oscilógrafo. Após o defeito ser retificado (curto-circuito do enrolamento da bobina adjacente) a vibração da aranha superior caiu de 0,22 para 0,06mm.

D.- Folgas Provocadas por Vibração Excessiva

2.14.- Folgas de Componentes Montados e Juntas Parafusadas

Folgas em juntas ocorrem nas orelhas dos suportes da aranha superior do gerador, na caixa do mancal guia do gerador, na aranha inferior, no cubo do rotor da turbina e no anel de vedação do labirinto, nos pólos do rotor do gerador, nas pás do rotor de turbinas de pás ajustáveis, nos dispositivos entre eixo e rotor de turbinas mistas (diagonal), nas clavilhas de união das pás com o disco do rotor e nos espaços de separação entre as peças nas turbinas Pelton, nas clavilhas dos acoplamentos por flange e nos segmentos destacáveis da caixa da turbina, em turbinas de pás ajustáveis[1.8].

2.15.- Aumento da Folga nos Mancais Guias das Turbinas e Geradores

O rotor, praticamente sempre, tem um certo valor de desequilíbrio residual e outras forças de distúrbio as quais podem tirar a unidade fora das condições estáveis de operação. Se sob estas circunstâncias as folgas nos mancais guia se tornarem excessivas o eixo pode começar a vibrar.

No movimento harmônico a aceleração máxima do movimento de vibração é igual à $A\omega^2$, onde A é a amplitude das vibrações.

Esta aceleração do rotor aumenta em proporção direta à amplitude da vibração, a qual é governada pela folga nos mancais. Já que o produto de massa e aceleração é igual à força, o componente dinâmico da força devido à pressão nos mancais da hidrounidade também aumenta, e assim também as vibrações. Daí as folgas nos mancais devem ser mantidas dentro dos limites permissíveis prescritos pelo fabricante.

2.16.- Ressonância Entre a Frequência das Forças de Perturbação e a Frequência Natural das Vibrações dos Componentes Montados

A amplitude das vibrações aumenta abruptamente se a frequência das forças de perturbação aproxima-se a frequência natural de vibração da estrutura. Neste caso temos o fenômeno de ressonância. Algumas vezes a amplitude das vibrações é tão grande que é impossível operar a unidade

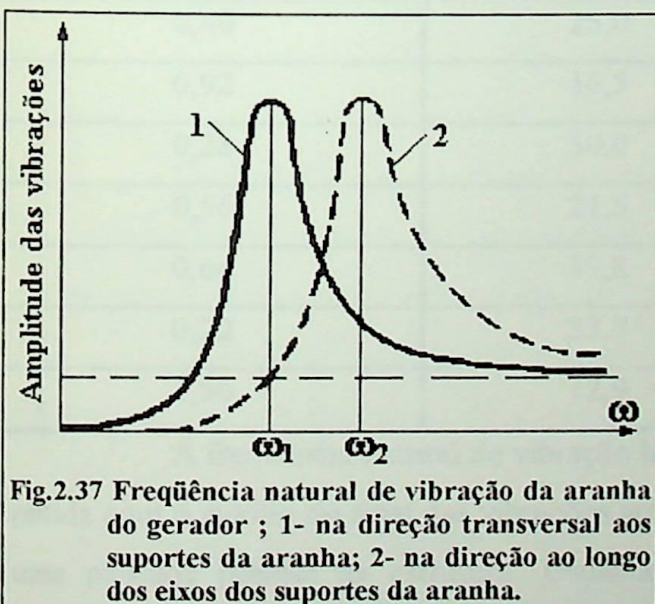
sob condições na carga de projeto. Não apenas os suportes e o eixo da hidrounidade podem estar em ressonância com as forças de perturbação mas também os elementos individuais como trilhos de segurança, tampa do estator, tubulação de óleo, hastes de regulagem, etc., bem como a tubulação de conduto forçado que entrega água às turbinas da instalação de potência.

Em cada caso é necessário descobrir se existe ressonância e tomar medidas para eliminá-la. Usualmente isto pode ser feito eliminando-se ou reduzindo-se as forças de perturbação e aumentando-se a rigidez da estrutura ou instalando-se suportes adicionais. Ao conduzir-se as verificações é necessário avaliar ou determinar a frequência natural de vibração dos componentes individuais da unidade cujas vibrações pareçam ser excessivas. Isto pode ser determinado através de analisadores de vibração usando a onda de vibração livre no tempo.

Deve ser conhecida a frequência natural de vibração dos seguintes componentes da unidade:

Aranha do gerador; caixa do excitador e regulador; estator do gerador; tampa da hidrounidade; pás do rotor; eixo da hidrounidade (vibrações torcional, flexional e de pêndulo); extensão do eixo (eixo do excitador) e outros componentes da hidrounidade; dutos de condução forçada que entrega água às turbinas.

A frequência natural das vibrações pode ser determinada pelo registro das vibrações livres amortecidas de um componente, ou seja, quando as condições de equilíbrio são perturbadas. O último pode ser conseguido por uma pancada leve ou um golpe preciso na estrutura. Deveria-se notar que a



frequência natural das vibrações é diferente em diferentes direções e primariamente é dependente da rigidez da estrutura numa direção particular. Por exemplo, a seção transversal dos suportes da aranha é bem mais esbelta (baixa rigidez) na direção transversal do que na direção horizontal ao longo dos eixos dos suportes. Daí a frequência natural de vibração da aranha na direção transversal aos suportes será menor do que aquela na direção ao longo dos eixos dos suportes da aranha (Fig.2.37).

A frequência natural de vibração da aranha do gerador, na direção vertical pode ser aproximadamente determinada de sua deflexão estática;

$$f_{av} = \frac{15,8}{\sqrt{\delta_{sg}}},$$

onde δ_{sg} está em mm.

A tabela 2.3 mostra os valores de deflexão e frequência natural, da vibração vertical da aranha do mancal de escora determinados teoricamente, para um exemplo real de unidades Francis e Kaplan.

Neste exemplo, as frequências naturais dos suportes da aranha do gerador no plano vertical residem dentro dos seguintes limites:

para geradores do tipo suspenso(convencional)	20 - 35 Hz;
para geradores do tipo guarda-chuva	12 - 40 Hz;

Tabela 2.3

Deflexão estática devido ao peso das partes rotativas em (mm)	Frequência natural das vibrações verticais em (Hz)	Tipo de turbina	Tipo de Gerador
0,22	33,7	mista (Francis)	suspenso(convencional)
0,28	30,0	mista (Francis)	suspenso(convencional)
0,22	33,7	mista (Francis)	suspenso(convencional)
0,32	28,0	mista (Francis)	suspenso(convencional)
0,16	39,6	mista (Francis)	guarda-chuva
0,58	20,7	mista (Francis)	suspenso(convencional)
0,42	24,4	mista (Francis)	suspenso(convencional)
0,40	25,0	Propulsor	suspenso(convencional)
0,92	16,5	mista (Francis)	suspenso(convencional)
0,28	30,0	pá ajustável (Kaplan)	suspenso(convencional)
0,56	21,5	pá ajustável (Kaplan)	guarda-chuva
0,64	19,8	pá ajustável (Kaplan)	suspenso(convencional)
0,22	33,7	mista (Francis)	suspenso(convencional)
1,50	12,9	pá ajustável (Kaplan)	guarda-chuva

A frequência natural de vibração horizontal da caixa do excitador e regulador usualmente é obtida com o auxílio do sinal das vibrações amortecidas após a introdução de um distúrbio na forma de uma pancada precisa na estrutura. Usualmente estas frequências não são maiores que 20Hz. A frequência natural de vibração do estator do gerador é bastante alta. Checagens instrumentais da frequência natural de vibração em várias instalações de potência na direção radial e na tangencial mostraram que a frequência na direção radial residia entre 50 e 150 Hz , e a tangencial entre 25 e 50 Hz.

A frequência natural de vibração da tampa da turbina de hidrounidades onde o mancal escora está localizado na tampa é obtida de sua deflexão devido ao peso das partes rotativas.

Usualmente para turbinas de potência de saída grande, esta frequência reside entre 40 e 65 Hz. Para pequenas turbinas ela pode alcançar de 80 a 120 Hz.

As vibrações torcionais no aro inferior do rotor das turbinas são perigosas no caso de turbinas mistas (diagonal). Isto por que o aro inferior atua como uma massa conectada à lâminas flexíveis (pás). Estas frequências, de acordo com dados disponíveis, estão entre 40 e 80 Hz.

As turbinas Pelton, usualmente, possuem uma frequência natural de vibração das pás entre 100 e 150 Hz ou mais.

2.17.- Vibrações Torcionais do Eixo

As vibrações torcionais do eixo são obtidas por cálculo[1.8].

As vibrações flexionais transversais do eixo dependem de sua rigidez, localização dos suportes, carga e comprimento do eixo. Se conhece-se a deflexão do sistema composto, o modo principal de vibração pode ser aproximadamente determinado pela equação de Rayleigh:

$$\omega_{cr} = \sqrt{\frac{g \sum_1^n F_i \delta_i}{\sum_1^n F_i \delta_i^2}}; \quad n_{cr} = \frac{30\omega_n}{\pi},$$

onde δ_i é a deflexão estática no ponto onde é aplicada a carga F_i ;

g é a aceleração devido à gravidade.

Com a finalidade de estimar-se n_{cr} o eixo vertical é considerado como horizontal entre os suportes carregados com a massa do excitador, gerador, acoplamento e rotor da turbina.

Dependendo da localização e número dos rotores e mancais o sistema indeterminado é resolvido para se obter as deflexões nos pontos onde a carga devido à massa dos rotores é aplicada. Em tais casos é mais conveniente usar o método de elementos finitos.

O desgaste considerável ou afrouxamento dos parafusos de um dos mancais guias pode reduzir intensamente a rotação crítica, o qual poderia causar ressonância.

2.17.1.- Vibração Torcional do Eixo

O período das vibrações torcionais do sistema turbina - gerador é estimado pelo período natural, dado abaixo:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J_t J_g L}{G_o J_o (J_t + J_g)}},$$

onde $J_t = \frac{(GD^2)_t}{4g}$, é o momento de inércia do rotor da turbina;

$J_g = \frac{(GD^2)_g}{4g}$, é o momento de inércia do rotor da gerador;

G_o é o módulo de cisalhamento, para aços é igual a $85 \cdot 10^4 \text{kgf/cm}^2$;

J_o , é o momento de inércia da área da seção transversal do eixo;

$$J_o = \frac{\pi}{32}(D_s^4 - d_s^4),$$

onde D_s é o diâmetro externo do eixo;

d_s é o diâmetro interno do eixo;

L é o comprimento do eixo desde o eixo do anel do rotor do gerador ao centro do rotor da turbina.

Quando o peso do eixo também é levado em conta, a fórmula usada é:

$$T' = 2\pi \sqrt{\frac{J'_t J'_g L}{G_o J_o (J'_t + J'_g)}}.$$

Os valores de J'_t e J'_g são obtido das equações:

$$J'_t = J_t + \frac{1}{3} J_s \frac{J_g}{J_t + J_g}, \quad J'_g = J_g + \frac{1}{3} J_s \frac{J_t}{J_t + J_g}; \quad J_s = \frac{\gamma_m L J_o}{g},$$

onde γ_m é o peso específico do material do eixo;

J_s é o momento de inércia do eixo.

Se a frequência de revolução do eixo da hidrounidade coincide com a frequência natural das vibrações torcionais do sistema rotor da turbina - rotor do gerador, pode-se observar um aumento na vibração do eixo e vibração acentuada dos suportes.

Exemplo Ilustrativo

Uma turbina com uma velocidade de rotação de 75 rpm tem um eixo cujos diâmetros externo e interno são de 900mm e 350mm respectivamente. O período das vibrações torcionais T tem que ser determinado. O momento de inércia do rotor do gerador $(GD^2)_g = 13,3 \cdot 10^8 \text{kgf.m}^2$, o momento de inércia da turbina $(GD^2)_t = 1,1 \cdot 10^8 \text{kgf.m}^2$. O comprimento do eixo, desde o eixo do anel do rotor do gerador ao centro do rotor da turbina é $L=11745\text{mm}$. O módulo de cisalhamento $G_o=85 \cdot 10^4 \text{kgf/cm}^2$; $\gamma_m=7800 \text{kgf/cm}^3$.

* Desprezando a massa do eixo

Os momentos de inércia dos rotores da turbina e do gerador são:

$$J_t = \frac{(GD^2)_t}{4g} = \frac{1,1 \cdot 10^8}{4g} = 28 \cdot 10^5 \text{ kgf.m.s}^2 ;$$

$$J_g = \frac{(GD^2)_g}{4g} = \frac{13,3 \cdot 10^8}{4g} = 339 \cdot 10^5 \text{ kgf.m.s}^2 ;$$

$$J_o = \frac{\pi}{32} (D_s^4 - d_s^4) = \frac{\pi}{32} (90^4 - 35^4) = 630 \cdot 10^4 \text{ cm}^4 ;$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J'_t J'_g L}{G_o J_o (J'_t + J'_g)}} = 2\pi \sqrt{\frac{28 \times 10^7 \times 339 \times 10^7 \times 1174,5}{85 \times 10^4 \times 630 \times 10^4 (339 + 28) \times 10^7}} = 1,49 \text{ seg} .$$

$$\text{Frequência da vibração } f = \frac{1}{T} = \frac{1}{1,49} = 0,66821 \text{ Hz} ;$$

$$n_{cr} = 60f = 60 \times 0,66821 \text{ Hz} = 40,0939 \text{ rpm} .$$

* Levando em conta a massa do eixo:

$$J_s = \frac{\gamma_m L J_o}{g} = \frac{7,8 \times 10^9 \times 11,75 \times 630 \times 10^4 \times 10^{-8}}{9,81} = 587 \cdot 10^3 \text{ kgf.m.s}^2 ;$$

$$J'_t = J_t + \frac{1}{3} \frac{J_s J_g}{J_t + J_g} = 28 \cdot 10^5 + \frac{1}{3} \frac{587 \cdot 10^3 \times 339}{339 + 28} = 28180 \cdot 10^2 \text{ kgf.m.s}^2 ;$$

$$J'_g = J_g + \frac{1}{3} \frac{J_s J_t}{J_t + J_g} = 339 \cdot 10^5 + \frac{1}{3} \times 587 \cdot 10^3 \times \frac{28}{339 + 28} = 339015 \cdot 10^2 \text{ kgf.m.s}^2 ;$$

$$T' = 2\pi \sqrt{\frac{J'_t J'_g L}{G_o J_o (J'_t + J'_g)}} = 2\pi \sqrt{\frac{28,18 \times 339,015 \times 1174,5 \times 10^9}{85 \times 10^4 \times 630 \times 10^4 (339,015 + 28,18)}} = 1,50095 \text{ seg} .$$

da qual

$$n'_{cr} = \frac{60}{T'} = 33,975 \text{ rpm} .$$

Deste exemplo, pode-se ver que quando a massa do eixo é levada em conta ela abaixa ligeiramente a frequência natural das vibrações torcionais do eixo.

Esta turbina foi parada, quando a velocidade de rotação tinha diminuído para 35 a 40 rpm, e foram observadas crescentes pulsações do eixo. Esta condição não persistiu muito por que à $n=45$ rpm a força de frenagem foi aplicada à hidrounidade.

Pode-se mencionar também que no caso de turbinas de pás ajustáveis a frequência da vibração torcional do eixo depende num certo grau do ângulo ao qual são fixadas as pás do rotor.

2.17.2.- Vibração de Pêndulo do Eixo.

Um eixo de hidrounidade suportado por um mancal escora e tendo folgas no mancal guia se comporta como um sistema de pêndulo. Ele pode oscilar no mancal escora como um pivô no plano vertical passando através dele. Desprezando-se o efeito de amortecimento das forças friccionais, a equação da frequência natural de oscilação de pêndulo pode ser escrita como:

$$J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + (M_1 - M_2) \varphi = 0 .$$

onde J é o momento reduzido de inércia do rotor da hidrounidade

φ é o ângulo de rotação do assento do mancal escora;

M_1 é o momento elástico de rotação do assento do mancal escora por unidade de ângulo;

M_2 é o momento de restauração devido ao peso do rotor por unidade de ângulo de rotação dos assentos do mancal escora.

A solução desta equação dá a frequência fundamental das oscilações de pêndulo:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{M_1 - M_2}{J}} .$$

Usualmente, a frequência fundamental f_p reside entre 2 e 8 Hz.

2.18.- Vibrações da Tubulação de Conduto Forçado

O fenômeno da ressonância também pode ocorrer em uma hidrounidade quando a frequência das forças de perturbação hidráulica (por exemplo, variações de pressão no tubo de sucção devido à condições de cavitação ou separação de vórtices do rotor) coincide com a frequência natural de vibração da tubulação ou de alguma parte dela ou com a velocidade de propagação das ondas de pressão ao longo da tubulação[2.22]. Se estas frequências se aproximarem uma da outra, podem ser estabelecidos pulsações com amplitude de vibração crescente e decrescente de forma alternada.

Como bem se sabe, o tempo levado para propagação das ondas de pressão ao longo da tubulação desde a turbina até o nível da chaminé de equilíbrio ou câmara de carga e volta é igual a

$$t = \frac{2L}{V_{po}} ,$$

onde L é o comprimento da tubulação;

V_{po} é a velocidade de propagação das ondas de pressão (depende do material, espessura da parede e diâmetro da tubulação).

$$V_{po} = \frac{1,425}{\sqrt{1 + k \frac{DE_o}{e_t E}}}$$

onde k é o coeficiente adimensional dependente do material do tubo (para tubos de aço pode-se admitir que $k=1$);

D é o diâmetro da tubulação;

e_t é a espessura da parede da tubulação ;

E_o é o módulo volumétrico de elasticidade da água , aproximadamente igual a $2,1 \cdot 10^4$ kgf/cm²;

E é $2,1 \cdot 10^6$ kgf/cm².

A velocidade de propagação das ondas de pressão nas tubulações pode ser determinada do gráfico da Fig.2.38.

Pode-se notar que as variações transitórias de pressão na tubulação e a vibração são causadas por operação instável do regulador de velocidade da turbina. A vibração da tubulação se torna especialmente severa quando, o tempo levado para mudar a abertura do sistema diretor pelo regulador de velocidade se aproxima ou é múltiplo do tempo levado para propagar as ondas de pressão através da tubulação (linha de derivação).

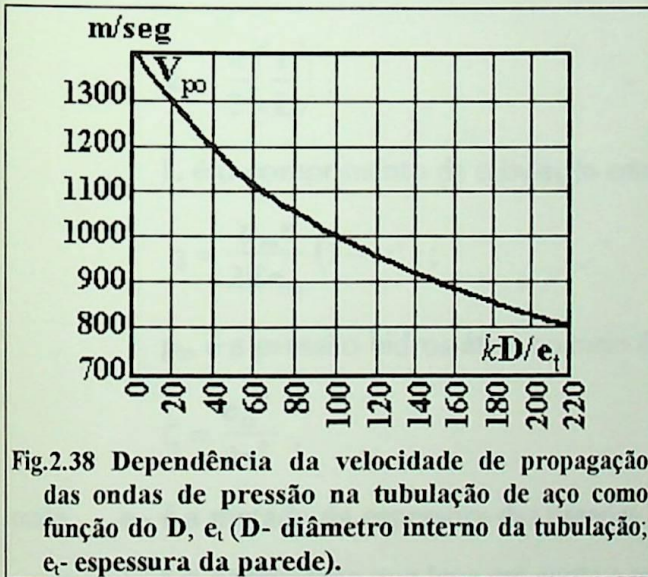


Fig.2.38 Dependência da velocidade de propagação das ondas de pressão na tubulação de aço como função do D , e_t (D - diâmetro interno da tubulação; e_t - espessura da parede).

A variação de pressão na tubulação pode ser devida tanto à operação errada dos componentes do regulador de velocidade quanto às características do sistema de potência, se a potência de saída estiver próxima à potência máxima da instalação.

Estes indesejáveis fenômenos são eliminados ajustando-se o sistema regulador das turbinas hidráulicas (alterando-se o tempo de resposta dos servomotores, válvulas de

amortecimento, etc.).

Desprezando-se a massa de água de dentro, a frequência de amortecimento das vibrações laterais da tubulação pode ser, aproximadamente determinada como aquela de uma viga apoiada em diversos pontos tendo uma seção transversal igual àquela da tubulação forçada[2.37]. Uma fórmula mais exata para estas vibrações, onde a massa de água é levada em conta, é dada por F. Kito[2.38].

De acordo com Kito a frequência de vibrações da carcaça do tubo é igual à:

$$f_{ct} = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{Eg}{\gamma}} \frac{1}{\sqrt{1+\lambda_a}} \frac{1}{n\sqrt{n^2+1}} \times \sqrt{k^2 + \frac{n^4(n^2-1)^2}{1-\nu^2} \zeta + (n^2-1)(n+k^2)^2 \frac{\eta}{(1-\nu^2)}},$$

onde f_{ct} é a frequência de vibração;

r é o raio da tubulação;

E é o módulo de elasticidade do material do tubo ;

ν é a razão de Poisson para o material do tubo; para aços ν é 0,29.

n é o coeficiente que caracteriza a variação da seção transversal do tubo quando a tubulação vibra (Fig.2.39);

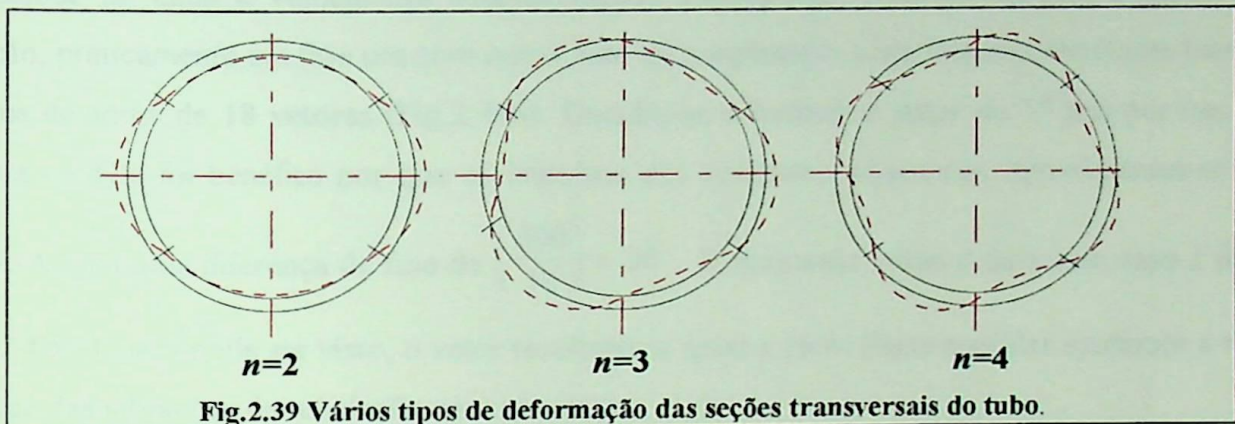


Fig.2.39 Vários tipos de deformação das seções transversais do tubo.

$$k = \frac{\pi}{2} \left(\frac{r}{L} \right);$$

L é o comprimento da tubulação entre os suportes adjacentes;

$$\eta = \frac{p_m r}{2Ee_{t2}} (1-\nu^2);$$

p_m é a pressão hidrostática no meio da tubulação:

$$\zeta = \frac{e_{t2}^2}{3r^2},$$

onde e_{t2} é a metade da espessura das paredes da carcaça (do tubo);

λ_a é o coeficiente que leva em conta a massa específica da água na tubulação:

$$\lambda_a = \frac{\gamma}{\gamma_t} \frac{r}{e_{t2}} \lambda \frac{n^2}{n^2+1},$$

onde γ é o peso específico da água ;

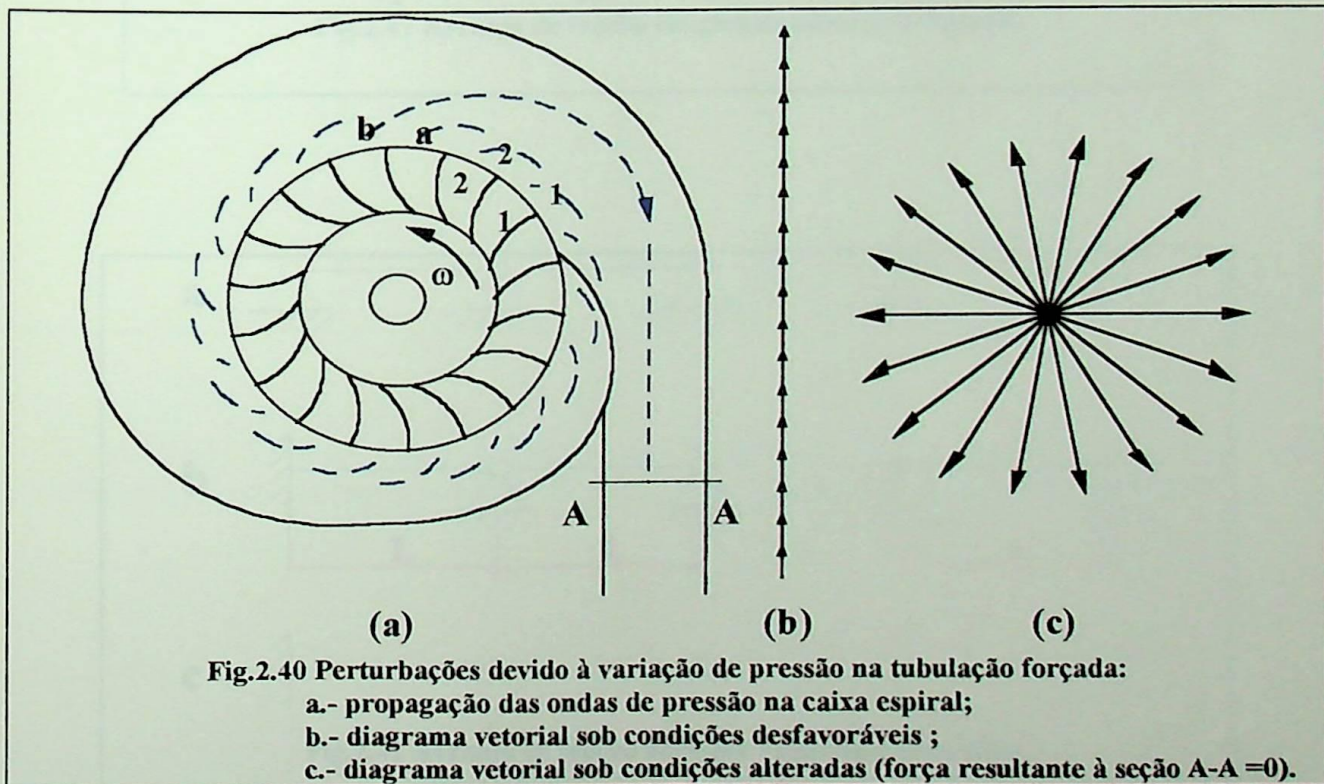
γ_t é o peso específico do material do tubo;

λ é o coeficiente que para propósitos práticos é igual a $(1/n)$. (veja Fig.2.39).

No exemplo descrito por Den-Hertog[2.39], a vibração do tubo forçado e da hidrounidade a uma frequência de 113,3Hz, tornou-se tão severa que eles eram um perigo para a estrutura da instalação de potência. A hidrounidade tinha 18 pás diretrizes no sistema diretor e 17 pás no rotor. A

velocidade de rotação era de 400rpm $\left(f = \frac{400}{60} \times 17 = 113,3\text{Hz} \right)$. A análise das vibrações mostrou que suas frequências coincidiam com aquelas das pás do rotor. Den-Hertog deu a seguinte explicação para a causa destas vibrações.

As correntes **a** e **b** que passam através de pás diretrizes adjacentes do sistema diretor (Fig.2.40a). Durante uma revolução do rotor cada corrente experimenta 17 impulsos correspondentes ao número de pás no rotor. Daí, as correntes recebem 113,3 impulsos por segundo os quais são transmitidos à tubulação forçada. Estes impulsos de todas as passagens de fluxo do sistema diretor propagam-se na água a velocidades sônicas (quase 1400m/seg) e se aproximam a seção A-A da tubulação, praticamente em fase um com outro. Isto dá surgimento a um impulso resultante bem grande na forma de soma de 18 vetores (Fig.2.40b). Decidiu-se substituir o rotor de 17 pás por um com 18 pás. Esta medida foi benéfica por que os impulsos das correntes adjacentes, aproximaram-se agora a seção A-A com uma diferença de fase de $\left(\frac{360}{18} \right) = 20^\circ$. O diagrama vetorial para este caso é mostrado na Fig.2.40c. Como pode ser visto, o vetor resultante é igual a zero. Estas medidas ajudaram a reduzir a amplitude das vibrações da tubulação para um terço.



A frequência natural das vibrações transversais da tubulação forçada (sem levar em conta o peso de água) apoiada em rígidos suportes (não elásticos) pode ser aproximadamente determinada pela fórmula:

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \frac{a_i^2}{L^2} \sqrt{\frac{EJ}{m_t}}$$

onde f_i é a frequência do i -ésimo modo de vibração;

a_i é um coeficiente (tabelas 2.4 e 2.5) dependente do número de trechos, tipo de vibrações e método de ancoragem dos terminais da tubulação (Figs.2.41, 2.42);

L é a distância entre os suportes da tubulação forçada;

EJ é a rigidez da seção transversal da tubulação;

m_t é a massa por metro de tubulação.

Usualmente as 4 vibrações seguintes são de interesse: os valores fundamentais superior e inferior, e os seguintes primeiros valores superior e inferior.

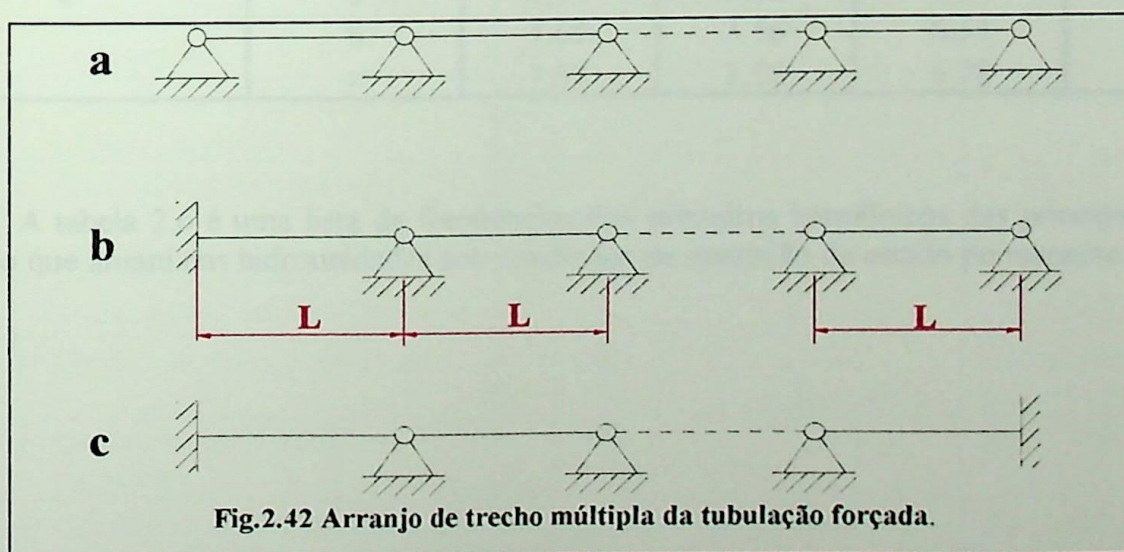
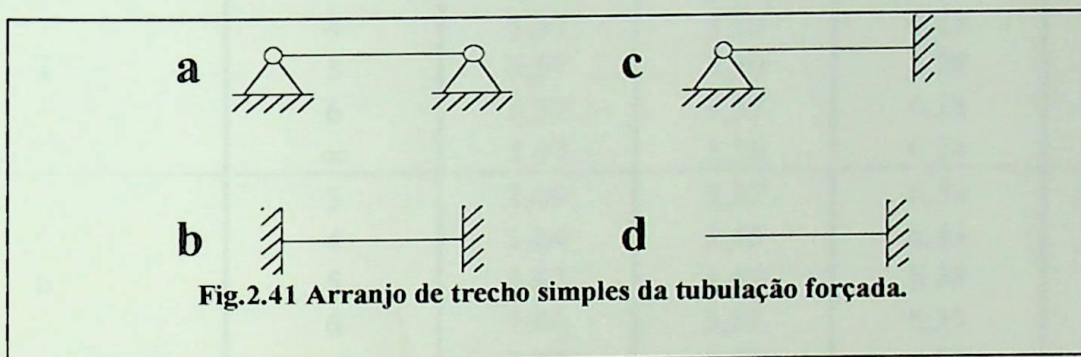


Tabela 2.4

Disposição conforme a Fig.2.41	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
a	3,1416	6,2832	9,4248	12,5664	15,7080
b	4,7300	7,8532	10,9956	14,1372	17,2788
c	3,9266	7,0685	10,2100	13,3520	16,4940
d	1,8751	4,6941	7,8548	10,9955	14,1378

Tabela 2.5

Disposição conforme a Fig.2.42	Nº. de trechos	$\frac{a_0^2(\text{baixo})}{2\pi}$	$\frac{a_0^2(\text{alto})}{2\pi}$	$\frac{a_1^2(\text{baixo})}{2\pi}$	$\frac{a_1^2(\text{alto})}{2\pi}$
a	3	1,57	2,94	6,28	8,78
	4	1,57	3,17	6,28	9,17
	5	1,57	3,30	6,28	9,38
	6	1,57	3,37	6,28	9,50
	∞	1,57	3,56	6,28	9,82
b	3	1,69	3,37	6,54	9,50
	4	1,64	3,45	6,43	9,63
	5	1,62	3,49	6,38	9,70
	6	1,60	3,51	6,35	9,73
	∞	1,57	3,56	6,28	9,82
c	3	2,01	3,56	7,16	9,82
	4	1,83	3,56	6,82	9,82
	5	1,74	3,56	6,64	9,82
	6	1,69	3,56	6,54	9,82
	∞	1,57	3,56	6,28	9,82

A tabela 2.6 é uma lista de frequências dos primeiros harmônicos das principais forças de perturbação que atuam nas hidrounidades sob condições de operação de estado permanente.

Tabela 2.6

Tipos de Forças	Forças de perturbação e causa de vibração	Frequência		Tipos de Turbinas Hidráulicas
		Fórmula	Magnitude Hz	
M E C Â N I C A	• Forças centrífugas devido ao desbalanceamento do rotor	$\frac{n}{60}$	1 a 5 1 a 12,5 5 a 12,5	pá ajustável(Kaplan) mista (Francis) Pelton
	• Forças elásticas do eixo	$\frac{n}{60}, \frac{2n}{60}$	1 a 10 1 a 25 5 a 25	pá ajustável (Kaplan) mista (Francis) Pelton
	• Forças friccionais	$(2 \text{ a } 5)n/60$	5 a 40	para todos os tipos
H I D R Á U L I C A	• Distribuição de velocidade não uniforme e formação de vórtice	$\frac{(nz_r)}{60}$	4 a 20 10 a 80	pá ajustável (Kaplan) mista (Francis)
	• Desbalanceamento hidráulico do rotor	$\frac{n}{60}$	1 a 12,5	mista (Francis)
	• Fenômeno de cavitação	-----	0,5 a 100	para todos os tipos
	• Formação de vórtice no tubo de sucção	$\frac{nk}{60}$ ($k=4,2 \text{ a } 4,6$)	0,2 a 1,5	pá ajustável (Kaplan)
		$\frac{nk}{60}$ ($k=3,2 \text{ a } 4,2$)	0,3 a 4	mista (Francis)
• Componentes variáveis de momentos devido a um injetor no rotor Pelton	$\frac{(nz_c)}{60}$	60 a 300	Pelton	
E L É T R I C A	• Componente periódico do campo magnético	$2f_r$	120	para todos os tipos
	• Variação no entreferro	$\frac{n}{60}, \frac{2n}{60}$	1 a 25	para todos os tipos
	• Curto-circuito dos enrolamentos de polo do rotor	$\frac{n}{60}$	1 a 12,5	para todos os tipos
	• Carga assimétrica do gerador	$2f_r$	120 (240 - 360)	para todos os tipos para todos os tipos
	• Operação assíncrona sem excitação	$2f_g$	110	para todos os tipos
	• Operação assíncrona com excitação	$f_g, 2f_g$	55, 110	para todos os tipos
	• Curto-circuito contínuo de uma fase do gerador	$2f_r$	120	para todos os tipos
• Curto-circuito contínuo de duas fases do gerador	$2f_r$	120	para todos os tipos	

CAPÍTULO 3

CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO EM ESTADO TRANSITÓRIO

As forças de excitação durante as condições de operação transitória exercem diferentes efeitos nos diferentes componentes da hidrounidade. As forças desenvolvidas no gerador, as quais possuem as mais altas frequências, afetam principalmente a estrutura do gerador e exercem menor impacto nos componentes da turbina. Igualmente, as forças de alta frequência que se originam na turbina hidráulica afetam principalmente a turbina e em menor proporção ao gerador. Isto se explica pelo fato de que o rotor do gerador, o qual possui uma grande massa, atua como um amortecedor bloqueando a transmissão das forças de impulso de alta frequência[1.8].

Vejam os como as tensões variam no eixo da turbina quando, o rotor do gerador está sujeito a forças de impulso de diferentes durações de tempo.

Admitiremos que quando a unidade está operando suavemente e que o gerador receba uma carga representada por um impulso retangular. No momento em que o impulso é sentido, aparece um momento elétrico de rotação M_{el} entre o rotor e estator o qual é k vezes o momento nominal de rotação da turbina M_t , isto é,

$$M_{el} = kM_t.$$

Faremos as seguintes suposições para estimar as tensões mecânicas que aparecem no eixo da turbina sob estas circunstâncias: o momento M_{el} continua atuando durante o tempo T na forma de um impulso instantâneo (Fig.3.1a); a massa do eixo e a mudança em seu diâmetro podem ser desprezados; com o desaparecimento do momento M_{el} após o tempo T aparece a vibração livre torcional, fazendo com que o eixo da turbina e o gerador oscilem em direções opostas com períodos iguais.

Durante estas vibrações a seção **a-a** do eixo permanecerá estacionária (Fig.3.1b) e o período será igual à:

Para o rotor da turbina,

$$T_t = 2\pi \sqrt{\frac{J_t l_t}{G_o J_o}}$$

Para o rotor do gerador,

$$T_g = 2\pi \sqrt{\frac{J_g l_g}{G_o J_o}}$$

Tabela 2.6

Tipos de Forças	Forças de perturbação e causa de vibração	Frequência		Tipos de Turbinas Hidráulicas
		Fórmula	Magnitude Hz	
M E C Â N I C A	• Forças centrífugas devido ao desbalanceamento do rotor	$\frac{n}{60}$	1 a 5 1 a 12,5 5 a 12,5	pá ajustável(Kaplan) mista (Francis) Pelton
	• Forças elásticas do eixo	$\frac{n}{60}, \frac{2n}{60}$	1 a 10 1 a 25 5 a 25	pá ajustável (Kaplan) mista (Francis) Pelton
	• Forças friccionais	$(2 a 5)n/60$	5 a 40	para todos os tipos
H I D R Á U L I C A	• Distribuição de velocidade não uniforme e formação de vórtice	$\frac{(nz_r)}{60}$	4 a 20 10 a 80	pá ajustável (Kaplan) mista (Francis)
	• Desbalanceamento hidráulico do rotor	$\frac{n}{60}$	1 a 12,5	mista (Francis)
	• Fenômeno de cavitação	-----	0,5 a 100	para todos os tipos
	• Formação de vórtice no tubo de sucção	$\frac{nk}{60}$ (k=4,2 a 4,6)	0,2 a 1,5	pá ajustável (Kaplan)
		$\frac{nk}{60}$ (k=3,2 a 4,2)	0,3 a 4	mista (Francis)
• Componentes variáveis de momentos devido a um injetor no rotor Pelton	$\frac{(nz_c)}{60}$	60 a 300	Pelton	
E L É T R I C A	• Componente periódico do campo magnético	$2f_r$	120	para todos os tipos
	• Variação no entreferro	$\frac{n}{60}, \frac{2n}{60}$	1 a 25	para todos os tipos
	• Curto-circuito dos enrolamentos de polo do rotor	$\frac{n}{60}$	1 a 12,5	para todos os tipos
	• Carga assimétrica do gerador	$2f_r$	120 (240 - 360)	para todos os tipos para todos os tipos
	• Operação assíncrona sem excitação	$2f_g$	110	para todos os tipos
	• Operação assíncrona com excitação	$f_g, 2f_g$	55, 110	para todos os tipos
	• Curto-circuito contínuo de uma fase do gerador	$2f_r$	120	para todos os tipos
	• Curto-circuito contínuo de duas fases do gerador	$2f_r$	120	para todos os tipos

CAPÍTULO 3

CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO EM ESTADO TRANSITÓRIO

As forças de excitação durante as condições de operação transitória exercem diferentes efeitos nos diferentes componentes da hidrounidade. As forças desenvolvidas no gerador, as quais possuem as mais altas freqüências, afetam principalmente a estrutura do gerador e exercem menor impacto nos componentes da turbina. Igualmente, as forças de alta freqüência que se originam na turbina hidráulica afetam principalmente a turbina e em menor proporção ao gerador. Isto se explica pelo fato de que o rotor do gerador, o qual possui uma grande massa, atua como um amortecedor bloqueando a transmissão das forças de impulso de alta freqüência[1.8].

Vejam os como as tensões variam no eixo da turbina quando, o rotor do gerador está sujeito a forças de impulso de diferentes durações de tempo.

Admitiremos que quando a unidade está operando suavemente e que o gerador receba uma carga representada por um impulso retangular. No momento em que o impulso é sentido, aparece um momento elétrico de rotação M_{el} entre o rotor e estator o qual é k vezes o momento nominal de rotação da turbina M_t , isto é,

$$M_{el} = kM_t.$$

Faremos as seguintes suposições para estimar as tensões mecânicas que aparecem no eixo da turbina sob estas circunstâncias: o momento M_{el} continua atuando durante o tempo T na forma de um impulso instantâneo (Fig.3.1a); a massa do eixo e a mudança em seu diâmetro podem ser desprezados; com o desaparecimento do momento M_{el} após o tempo T aparece a vibração livre torcional, fazendo com que o eixo da turbina e o gerador oscilem em direções opostas com períodos iguais.

Durante estas vibrações a seção **a-a** do eixo permanecerá estacionária (Fig.3.1b) e o período será igual à:

Para o rotor da turbina,

$$T_t = 2\pi \sqrt{\frac{J_t l_t}{G_o J_o}}$$

Para o rotor do gerador,

$$T_g = 2\pi \sqrt{\frac{J_g l_g}{G_o J_o}}$$

onde J_t e J_g são os momentos de inércia da turbina e do gerador; l_t e l_g são as distâncias medidas da seção a-a aos centros da turbina e do gerador respectivamente; $l_t + l_g = L$; G_o é o módulo de elasticidade transversal (módulo de cisalhamento); J_o é o momento polar de inércia do eixo da hidrounidade.

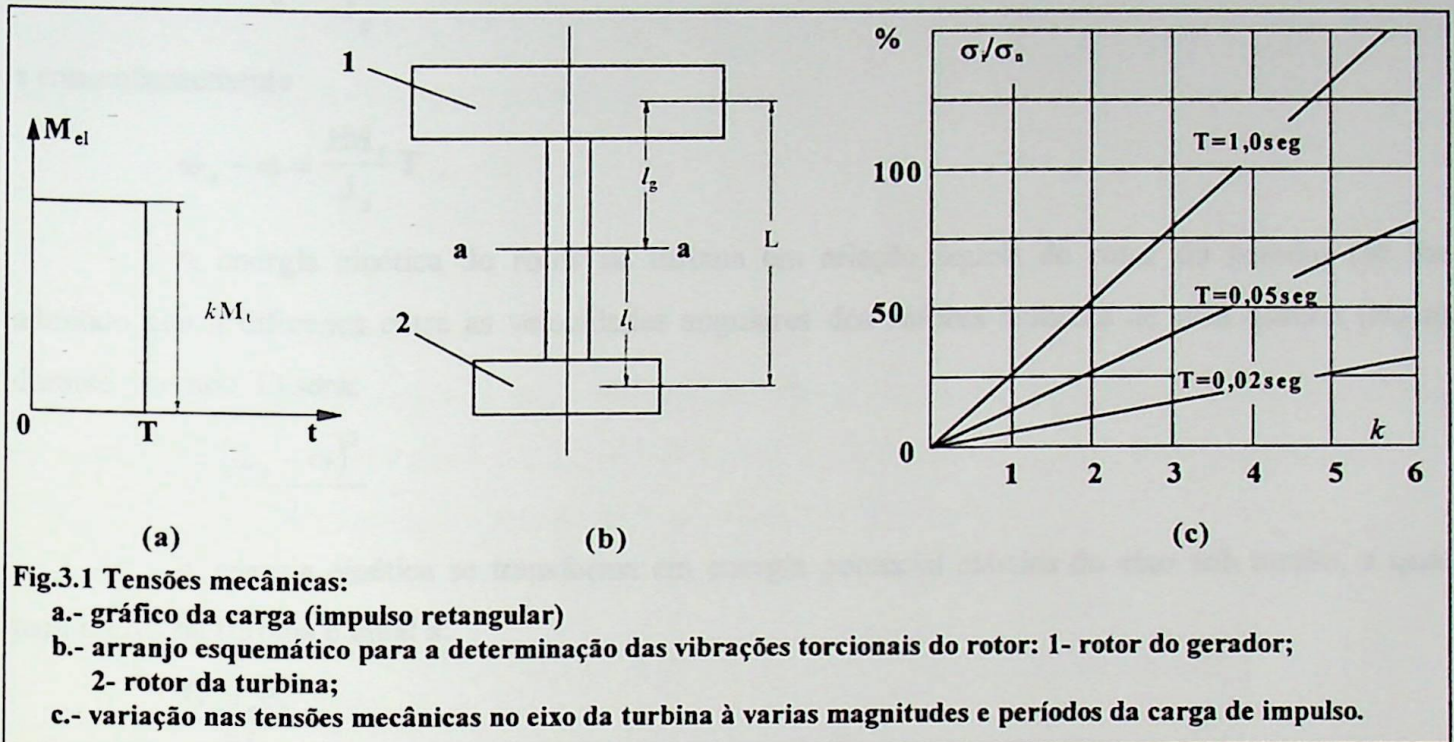


Fig.3.1 Tensões mecânicas:

a.- gráfico da carga (impulso retangular)

b.- arranjo esquemático para a determinação das vibrações torcionais do rotor: 1- rotor do gerador; 2- rotor da turbina;

c.- variação nas tensões mecânicas no eixo da turbina à varias magnitudes e períodos da carga de impulso.

Já que os períodos são idênticos durante estas vibrações, isto é,

$$T_t = T_g ; \quad J_t l_t = J_g l_g ;$$

$$l_t = \frac{J_g L}{J_g + J_t} ; \quad l_g = \frac{J_t L}{J_t + J_g} ,$$

o período das vibrações torcionais é obtida como:

$$T_t = T_g = 2\pi \sqrt{\frac{J_g J_t L}{G_o J_o (J_t + J_g)}} .$$

Antes da aplicação do impulso o rotor estava girando com uma velocidade angular constante ω_o . O momento M_{el} aparece no instante em que o impulso é aplicado, e o rotor começa a diminuir de velocidade. A equação de movimento do gerador pode, portanto, ser escrita como[3.1]:

$$J_g \frac{d\omega}{dt} = -kM_t .$$

Se for admitido que M_{el} permaneça constante durante o intervalo de tempo $0 < t < T$ temos:

$$\omega = \frac{kM_t}{J_g} t + c .$$

Em $t=0$, $\omega=\omega_o$ e portanto $c=\omega_o$. substituindo o valor de c na equação anterior.

$$\omega = \omega_0 - \frac{kM_t}{J_g} t .$$

No tempo $t=T$ o rotor do gerador terá uma velocidade angular

$$\omega = \omega_0 - \frac{kM_t}{J_g} T ,$$

e conseqüentemente

$$\omega_0 - \omega = \frac{kM_t}{J_g} T .$$

A energia cinética do rotor da turbina em relação àquela do rotor do gerador (se for admitido que a diferença entre as velocidades angulares dos rotores aumenta de uma quantia $(\omega_0 - \omega)$ durante o tempo T) será:

$$J_t \frac{(\omega_0 - \omega)^2}{2} .$$

A energia cinética se transforma em energia potencial elástica do eixo sob torção, a qual para o eixo da turbina é igual a:

$$\frac{G_o J_o \theta_t^2}{2I_t} ,$$

onde θ_t é o ângulo de torção. Daí podemos escrever

$$J_t \frac{(\omega_0 - \omega)^2}{2} = \frac{G_o J_o}{2I_t} \theta_t^2 ,$$

da qual

$$\theta_t = (\omega_0 - \omega) \sqrt{\frac{J_t I_t}{G_o J_o}} = \frac{kM_t T T_t}{2\pi J_g} .$$

Desta forma durante as vibrações torcionais livres a turbina se torce através de um ângulo

$$\theta_t = \frac{kM_t T T_t}{2\pi J_g} .$$

Por outro lado, quando a unidade está operando sob condições normais o ângulo de torção devido à ação de torque na turbina é:

$$\theta_o = \frac{kM_t L}{J_o G_o} .$$

Sabe-se bem que a tensão torcional em um eixo é proporcional ao ângulo de torção do eixo e portanto a razão dos ângulos de torção θ_t/θ_o iguala-se a razão das tensões no eixo à estes ângulos de torção, isto é,

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_n} = \frac{\text{tensão no instante que e' aplicado um impulso}}{\text{tensão no eixo sob carga normal}} = \frac{kT T_t J_o G_o}{2\pi J_g L}$$

Substituindo

$$T_t = 2\pi \sqrt{\frac{J_g J_t L}{G_o J_o (J_t + J_g)}}$$

Na expressão anterior e re-arranjando, temos

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_n} = k 2\pi \frac{T}{T_g} \frac{J_t}{J_t + J_g}$$

Exemplo Ilustrativo

Os principais dados de uma hidrounidade são os seguintes: $N=55\text{Mw}$; velocidade nominal $n_n=62,5\text{rpm}$; $GD_g^2=50.10^6\text{kgf.m}^2$; $GD_t^2=45.10^5\text{kgf.m}^2$; $L=18000\text{mm}$: Diâmetro externo do eixo $D_s=1250\text{mm}$; diâmetro interno do eixo $d_s=550\text{mm}$; $G_o=85.10^4\text{kgf/cm}^2$.

Os momentos de inércia dos rotores da turbina e do gerador são

$$J_g = \frac{50.10^6}{4 \times 9,81} = 1275.10^3 \text{kgf.m.sec}^2 \quad ; \quad J_t = \frac{45.10^5}{4 \times 9,81} = 115.10^3 \text{kgf.m.sec}^2$$

O momento polar de inércia do eixo é obtido como

$$J_o = \frac{\pi}{32} (D_s^4 - d_s^4) = 0,23.10^8 \text{cm}^4$$

O período da freqüência natural de vibração do sistema é

$$T_t = T_g = 2\pi \sqrt{\frac{1275 \times 10^5 \times 115 \times 10^5 \times 18 \times 10^2}{85 \times 10^4 \times 0,23 \times 10^8 \times 1390 \times 10^5}} = 0,198\text{seg} \approx 0,2\text{seg}$$

então

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_n} = kT \frac{115}{1390} \frac{2\pi}{0,2} = 2,6kT$$

Tabela 3.1

k	$(\sigma_i/\sigma_n).100\%$		
	T=0,02seg	T=0,05seg	T=0,10seg
2	10,4	26	52
3	15,6	39	78
4	20,8	52	104
5	26,0	65	130
6	31,2	78	156

A tabela 3.1 mostra os valores de (σ_i/σ_n) para vários múltiplos k do momento M_{ei} e duração T do impulso .

A Fig.3.1c foi plotada em base aos dados fornecidos na tabela 3.1. Conforme pode ser visto destes cálculos, a tensão que aparece no eixo da turbina hidráulica durante a aplicação do impulso retangular no estator do gerador não excede à tensão existente no eixo sob carga nominal para as condições encontradas na prática, onde M_{ei} dura de 0,02 a 0,05 segundos e k varia até 6.

O análise dos resultados obtidos nos cálculos confirma, o fato de que a grande inércia do gerador comparada àquela da turbina de alguma forma protege a turbina da ação de choque das cargas elétricas (auto sincronização, curto-circuito , etc.).

No caso de turbinas a vapor a força transmitida à seus eixos seria um tanto maior do que para as turbinas hidráulicas devido à inércia relativamente menor dos geradores acoplados à elas.

Como pode ser observado das equações dadas anteriormente, a razão das tensões é proporcional a $(J_t/(J_t + J_g))$. O momento de inércia das turbinas hidráulicas não constitui mais que 0,1 do momento de inércia dos geradores. Portanto,

$$\frac{J_t}{J_t + J_g} = \frac{0,1}{0,1+1} = 0,09 ,$$

mas para turbinas a vapor a razão $(J_t/(J_t + J_g))$ é na média, igual a 0,450, isto é, a razão é $\frac{0,450}{0,09} = 5$.

Assim, sob condições idênticas (por exemplo, na sincronização de um conjunto em paralelo com outros na rede elétrica) a razão das tensões (σ_i/σ_n) é encontrada como sendo cinco vezes maior nas turbinas a vapor do que nas turbinas hidráulicas.

Os principais regimes transitórios na operação de turbinas hidráulicas são durante a partida, sincronização de um conjunto com outros da rede elétrica, curto circuito repentino do gerador, carga e descarga repentina do gerador, operação de chaveamento do gerador àquela do regime de não carga e retorno, parada do conjunto e frenagem; regime de disparo da unidade, repetição do chaveamento automático da unidade com auto sincronização e resincronização do gerador.

Todos estes regimes de operação ocorrem freqüentemente durante a operação de uma instalação de potência.

3.1.- Forças de Perturbação Hidráulica e Mecânicas

O aparecimento e ação das forças de perturbação hidráulicas e mecânicas durante regimes transitórios é melhor entendido quando se considera a natureza dos próprios processos transitórios.

A partida de uma hidrounidade pode ser dividida em três fases distintas:

- ◆ a abertura do sistema diretor ao mínimo requerido para pôr a turbina em movimento (durante este período o eixo permanece estacionário);
- ◆ o tempo quando a unidade começa a girar e ganhar velocidade ;
- ◆ o aumento permanente da velocidade da turbina até ou próxima à velocidade de não carga.

Inicialmente o sistema diretor está aberto o suficiente para pôr a turbina em movimento: isto é, mais do que o necessário para o funcionamento em não carga do conjunto. A água que entra na turbina exerce uma pressão nas pás do rotor e desenvolve o torque necessário para superar as forças resistivas. Ao mesmo tempo ela exerce uma força axial no rotor. A força axial aplicada no rotor aumenta a deflexão da aranha que suporta o rotor. O espaço dentro da caixa da turbina entre o rotor e estator se preenche e é estabelecido um fluxo permanente o qual dá origem à vibração da hidrounidade. Estas vibrações não têm uma periodicidade particular. Sua amplitude depende das características do fluxo que percorre a turbina e da natureza do vazamento do rotor pela folga entre rotor e estator[3.2]. No instante em que o eixo começa a girar o torque tem que ser um tanto quanto maior do que durante o movimento afim de superar as forças friccionais estáticas dos mancais da turbina.

Após a hidrounidade ser colocada em movimento a velocidade do eixo segue aumentando permanentemente e a força de atrito nos mancais guia e escora segue variando. Quando o disco e os atenuadores do mancal escora perdem contato, o coeficiente de fricção muda apreciavelmente, e o eixo começa a vibrar. Significa que a fricção nos atenuadores do mancal escora muda periodicamente enquanto muda da fricção de semi-fluido à fricção de fluido, devido à mudança na velocidade de deslocamento relativo entre o disco de suporte e os atenuadores do mancal de escora. Estas vibrações são transmitidas como carga à aranha do mancal essencialmente numa direção tangencial. Elas podem ter amplitudes muito grandes. Entretanto, estas vibrações são completamente eliminadas conforme a velocidade de rotação do eixo aumenta.

O aumento posterior na velocidade de rotação do eixo usualmente leva a um aumento nas vibrações horizontais nos suportes da unidade. Estas possuem uma frequência correspondente à velocidade de rotação. Isto pode-se dever a algum desbalanceamento residual do rotor ou centramento incorreto do eixo. As vibrações agora alcançam um valor de estado permanente correspondente àqueles das condições de não carga. Entretanto, a magnitude das vibrações é afetada por vários outros fatores tais como a vibração dos componentes individuais da hidrounidade em ressonância com suas

freqüências naturais de vibração ou o rápido fechamento do sistema diretor através do regulador quando a velocidade do rotor se aproxima a velocidade normal de operação. No ultimo caso, ocorre golpe de aríete na passagem de fluxo da turbina[3.2], [3.3], provocando funcionamento desigual da unidade por um curto período. No caso de turbinas de pás ajustáveis, o regime de fluxo mais desfavorável do ponto de vista do regulagem, ocorre durante a partida do conjunto quando as pás do rotor são giradas em seus eixos. Usualmente há um crescimento nítido das vibrações durante este período.

Em diversas turbinas hidráulicas de pás ajustáveis foi observado que o rotor se eleva durante a partida. Freqüentemente esta anormalidade é eliminada por uma escolha apropriada do ajuste para as pás do rotor na partida, da velocidade de ajuste das pás e da abertura do sistema diretor.

Durante a partida das turbinas Pelton, freqüentemente encontra-se a zona de ressonância entre a freqüência natural das vibrações torcionais do eixo e a freqüência com a qual o jato incide as pás do rotor Pelton.

Os oscilogramas obtidos durante a partida de uma turbina de pá ajustável e uma radial - axial (diagonal) são mostrados nas Figs.3.2 e 3.3

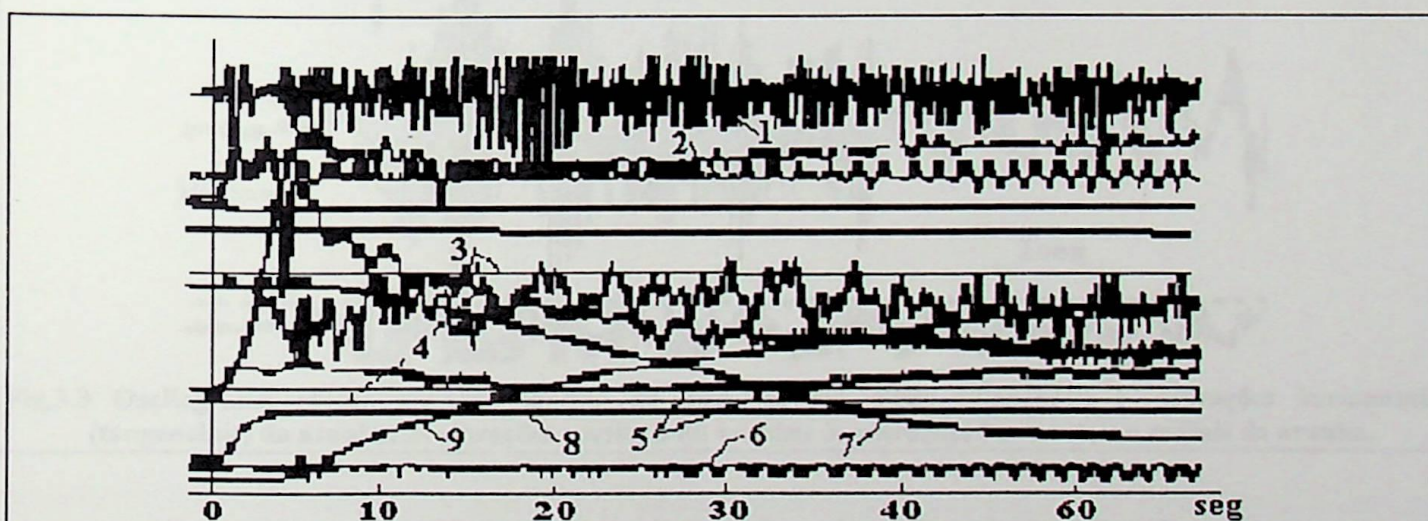


Fig.3.2 Oscilograma obtido durante a partida de uma turbina de pás ajustáveis:

- 1- vibrações da tampa da turbina (vibrações verticais); 2- Vibrações do suporte da aranha (vibrações radiais)
 3- empuxo axial; 4- torque no eixo; 5-tensão na tampa da turbina; 6- vibrações do flange do estator (vibrações verticais); 7- ajuste das pás do rotor; 8- golpe do pistão do servomotor; 9- velocidade de rotação.

Quando a carga total em uma hidrounidade é rejeitada acontece[3.4]:

- ◆ O gerador é aliviado do torque pleno de carga, como resultado do qual o estator executa vibrações torcionais amortecidas. No caso de geradores do tipo suspenso (convencional) estas vibrações são transmitidas como carga à aranha do mancal.
- ◆ A velocidade do eixo aumenta rapidamente de 30 a 40% acima da velocidade nominal [3.5], [3.6]. Se o rotor tiver algum desbalanceamento residual, isto leva a um aumento nos componentes radiais e tangenciais de vibração dos suportes do mancal guia e da

aranha. A amplitude das vibrações horizontais aumentam de 1,5 a 2 vezes com uma frequência correspondente àquela da velocidade.

- ◆ Quando o sistema diretor fecha rapidamente ocorre golpe de aríete na caixa espiral e no canal de admissão.
- ◆ A turbina pode começar a operar como uma bomba, o que pode dar origem a golpe de aríete no tubo de sucção, e freqüentemente a forças hidráulicas dirigidas axialmente para cima.
- ◆ No caso de turbinas de pás ajustáveis, as condições normais de regulagem são transgredidas devido ao ajuste lento das pás do rotor, comparado com o tempo que o sistema diretor leva para fechar. Este descasamento do regime de regulagem também leva a um aumento na vibração da hidrounidade.

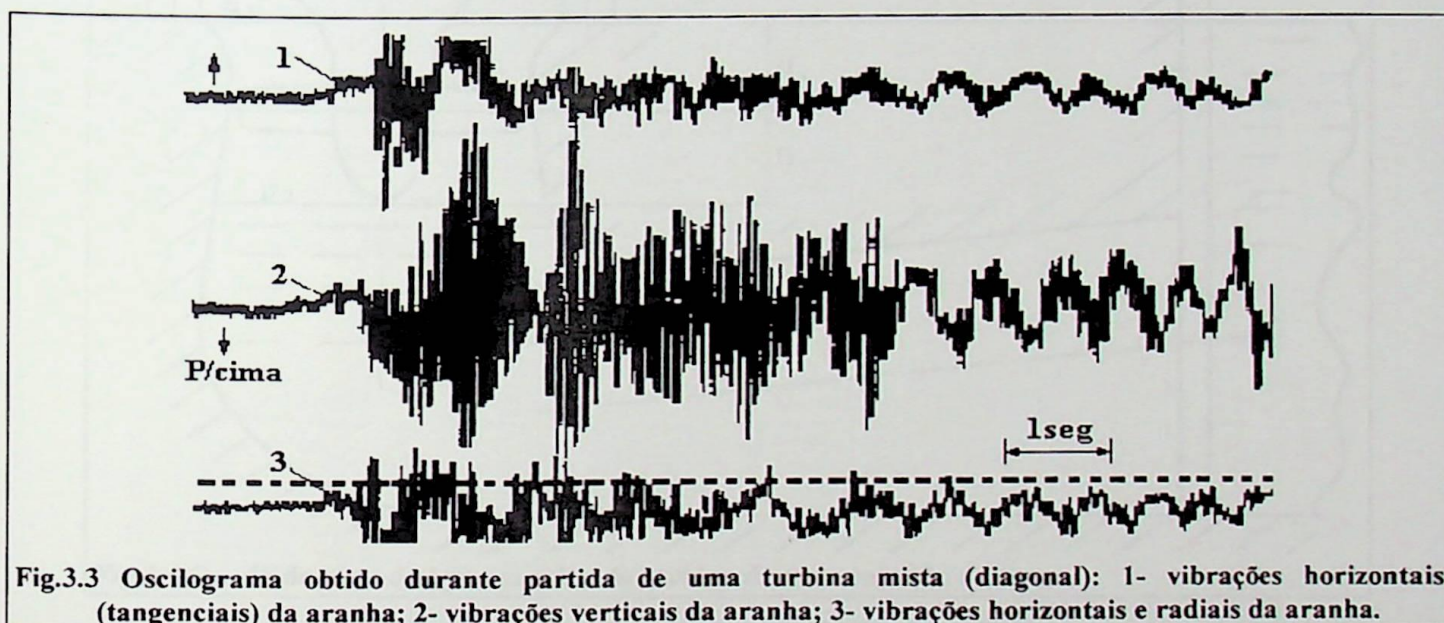


Fig.3.3 Oscilograma obtido durante partida de uma turbina mista (diagonal): 1- vibrações horizontais (tangenciais) da aranha; 2- vibrações verticais da aranha; 3- vibrações horizontais e radiais da aranha.

Para turbinas de pás ajustáveis o fenômeno mais perigoso é o golpe de aríete no tubo de sucção [3.3], [3.7], que surge quando a hidrounidade é repentinamente descarregada. O fenômeno pode ser descrito conforme segue:

Após a unidade ser descarregada e o sistema diretor ser fechado o rotor da turbina gira a uma velocidade incrementada e força a água para abaixo (Fig.3.4). O ar que entra através das válvulas enche a caixa da turbina e devido à inércia o nível d'água cai uma altura H_q até que se estabilize, criando uma queda igual a $H_q + H_s$. Sob esta queda a água começa a fluir na direção oposta. Quando ela alcança o rotor rotativo ela recebe uma força de impulso oposto (retardamento) já que o movimento do rotor procura forçar o nível de água para abaixo.

Se este retardamento leva menos tempo que o requerido para a propagação de ondas de pressão no tubo de sucção (para grandes unidades este tempo está na faixa de 0,05 a 0,1seg.), então

ocorre um choque normal. O aumento na pressão devido ao choque normal pode ser obtido da fórmula de Zhukouskii conforme segue:

$$H_{\max} = \frac{V_{po} v}{g},$$

onde V_{po} é a velocidade de propagação da onda de choque (para um tubo de sucção de concreto $V_{po}=1400\text{m/seg}$); v é a velocidade da água no momento que ela alcança o rotor; g é $9,81\text{m/seg}$.

Admitindo $v=0,4\text{m/seg}$, temos:

$$H_{\max} = \frac{1400 \times 0,4}{9,81} = 57\text{m}.$$

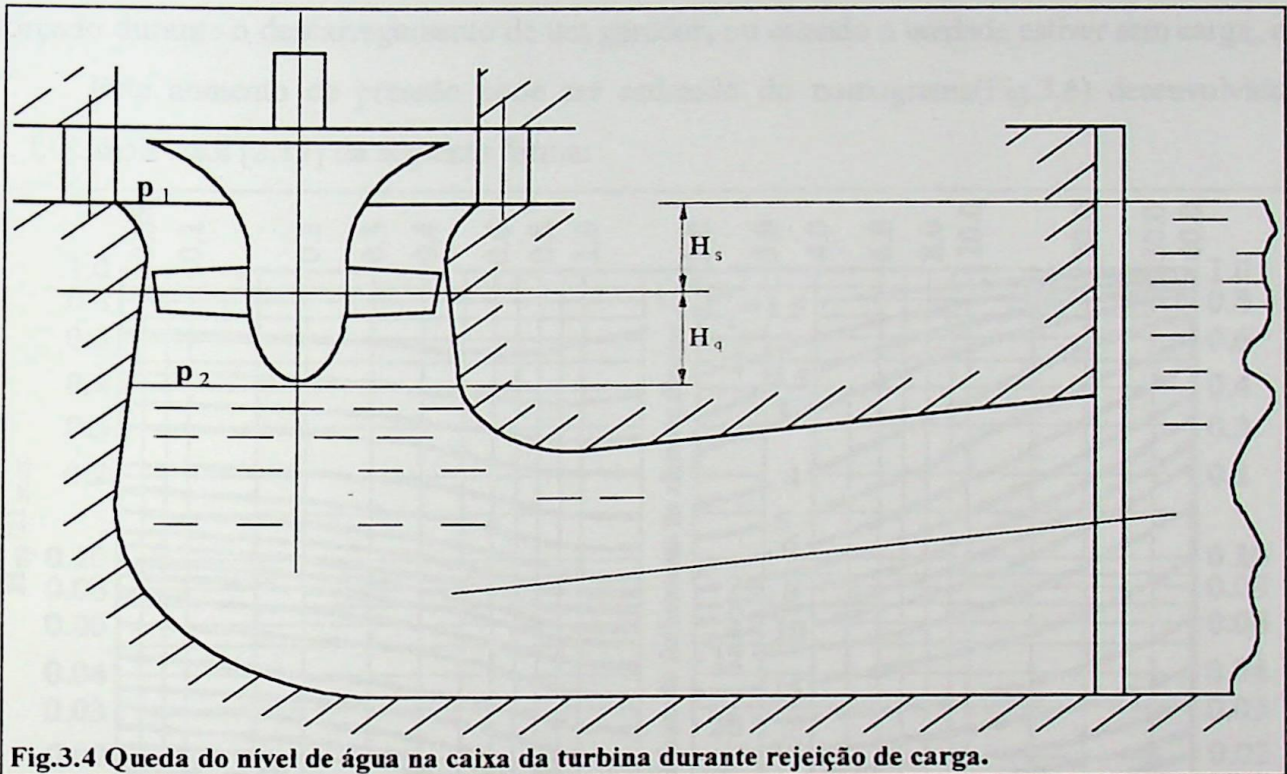


Fig.3.4 Queda do nível de água na caixa da turbina durante rejeição de carga.

Quando o diâmetro do rotor é de 8m, a força determinada na direção ascendente é próxima à $25 \cdot 10^5 \text{kgf}$, a qual é suficiente para elevar o rotor de $8 \cdot 10^5 \text{kgf}$ de peso (para a hidrounidade em questão).

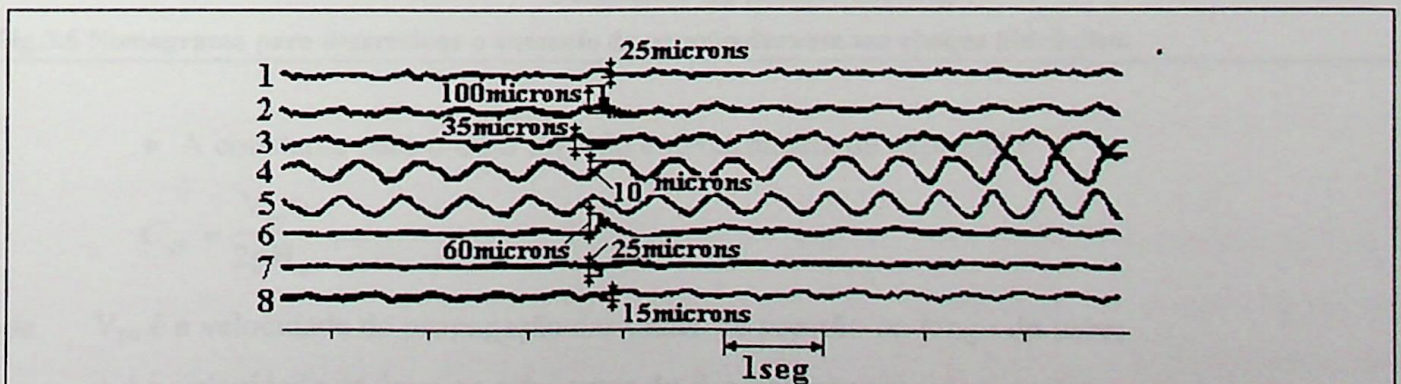


Fig.3.5 Oscilograma obtido durante descarregamento de uma turbina de pás ajustáveis: 1- vibrações verticais da aranha superior; 2- vibrações tangenciais da aranha superior; 3- vibrações radiais da aranha superior; 4- vibrações tangenciais da aranha inferior; 5- vibrações radiais da aranha inferior; 6- vibrações verticais do flange do estator; 7 e 8- vibrações tangenciais e radiais do flange.

Pode-se esperar que o maior choque hidráulico ocorra onde as pás do rotor estão fechadas no instante em que a coluna de água retorna e golpeia o rotor. Afim de reduzir o choque hidráulico no tubo de sucção por um repentino descarregamento da unidade, o tempo para o fechamento completo das pás do rotor é consideravelmente prolongado (de 40 a 60 segundos ou mais) e o fechamento do sistema diretor é retardado durante os últimos 20% de seu curso. Estas medidas ajudam a evitar a separação de fluxo das pás do rotor.

As variações de alguns dos parâmetros característicos que ocorrem durante o descarregamento de um gerador são mostrados na Fig3.5.

Algumas vezes pode ser necessário estimar aproximadamente o aumento de pressão no duto forçado durante o descarregamento de um gerador, ou quando a unidade estiver sem carga, etc..

Este aumento de pressão pode ser estimado do nomograma(Fig.3.6) desenvolvido pelo prof. I. I. Kukolevskii [2.19] da seguinte forma:

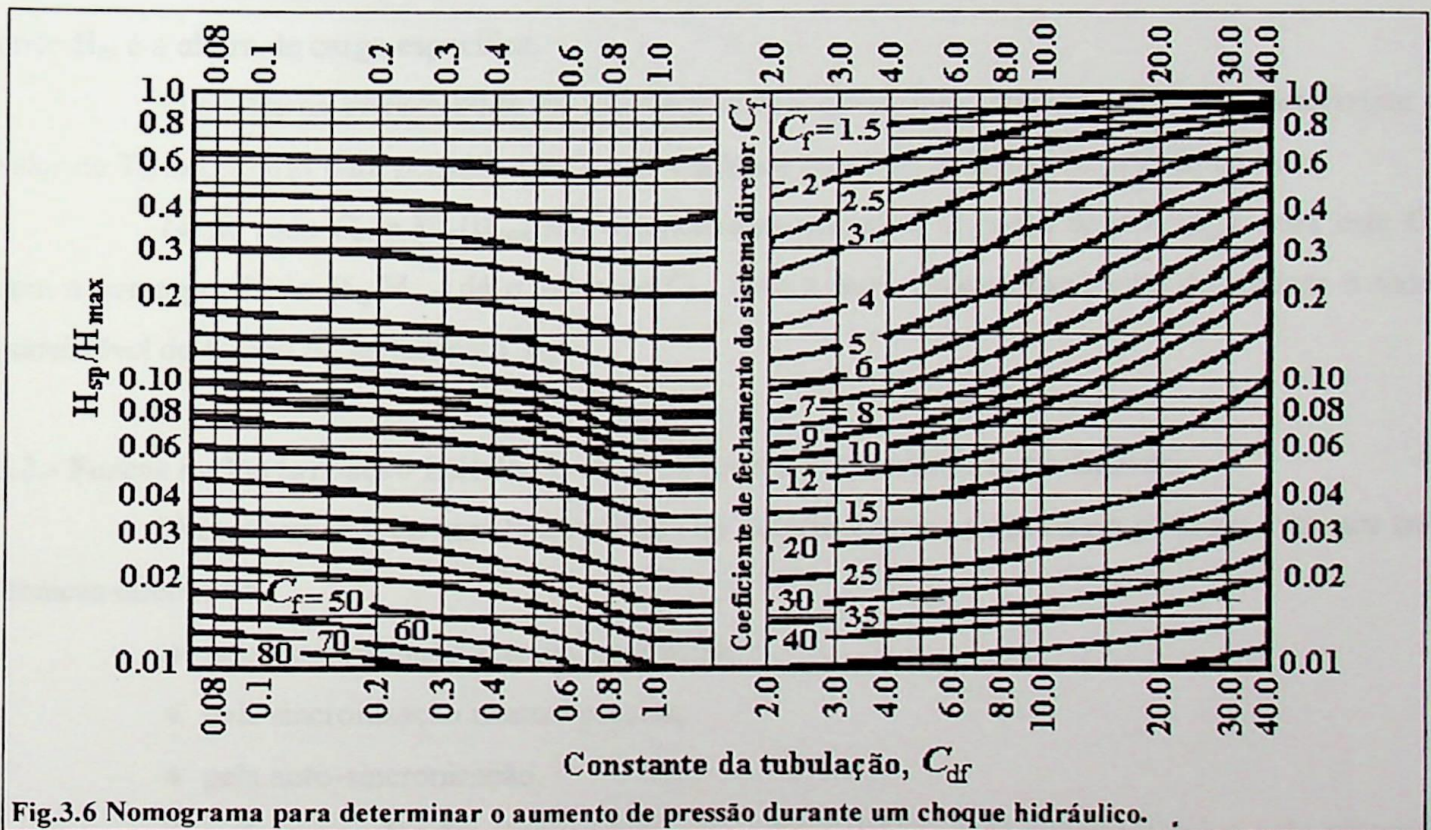


Fig.3.6 Nomograma para determinar o aumento de pressão durante um choque hidráulico.

♦ A constante para o duto forçado é determinada da expressão

$$C_{df} = \frac{V_{po} v}{2gH_0},$$

onde V_{po} é a velocidade de propagação das ondas de pressão ao longo do tubo;

v é a velocidade da água no tubo antes do descarregamento do gerador;

H_0 é a altura de carga estática.

A grandeza V_{po} é determinada da Fig.2.38 como função do diâmetro médio e espessura média do tubo. A grandeza k , a qual aparece como fator de multiplicação no produto plotado na abcissa desta figura, é igual a unidade para tubos de aço.

◆ O fechamento do sistema diretor é determinado em termos do coeficiente

$$C_f = \frac{T_{cl}}{2} \frac{V_{po}}{L},$$

onde T_{cl} é o tempo de fechamento,

L é o comprimento do duto forçado.

Conhecendo os valores de C_{df} e C_f , determina-se a razão H_{sp}/H_{max} do nomograma. H_{max} é determinado da expressão $H_{max} = V_{po} v/g$ de forma que H_{sp} possa ser calculado.

$$H_{max} = \frac{H_{sp} - H_o}{H_o} \times 100\%,$$

onde H_{sp} é a altura de carga específica.

O problema inverso pode ser resolvido com a ajuda deste nomograma, isto é, determinar o valor de T_{cl} necessário para permitir que ocorra qualquer aumento desejado de pressão no tubo.

Neste caso C_{df} e H_{sp}/H_{max} são determinadas primeiro. O ponto de interseção para este C_{df} com a correspondente H_{sp}/H_{max} dá o valor de C_f , com a qual pode-se facilmente determinar o valor permissível do tempo de fechamento T_{cl} .

3.2.- Forças de Perturbação Elétrica Durante Processos Transitórios no Gerador

O chaveamento de uma hidrounidade no sistema elétrico de potência pode ser feito por três técnicas diferentes:

- ◆ pela sincronização automática precisa;
- ◆ pela sincronização manual precisa;
- ◆ pela auto-sincronização.

Quando o gerador for sincronizado com outras unidades do sistema elétrico pelo primeiro ou segundo método é necessário ter ângulos de fase, freqüências e tensões idênticas no gerador e na rede, no instante em que a unidade é chaveada.

Com a auto-sincronização não é necessário casar as freqüências e os ângulos de fase. A unidade é chaveada no sistema elétrico à velocidade subsíncrona e sem excitação, a qual é introduzida mais tarde. Como resultado a unidade é trazida à velocidade síncrona pelo momento de sincronização da unidade.

A auto-sincronização tem-se tornado muito difundida na operação de instalações de potência hidráulica. Isto tem levado ao problema de se avaliar o impacto das forças desenvolvidas no gerador durante a auto - sincronização, na unidade como um todo e nos componentes individuais.

As Figs.3.7 e 3.8 mostram os oscilogramas obtidos durante a auto-sincronização de geradores hidrelétricos com vários graus de escorregamento. Como pode-se ver destes oscilogramas, o efeito dinâmico nos componentes da unidade depende imensamente do estado do gerador no instante em que é chaveado na rede elétrica (grau de escorregamento, taxa de mudança da velocidade do rotor, etc.).

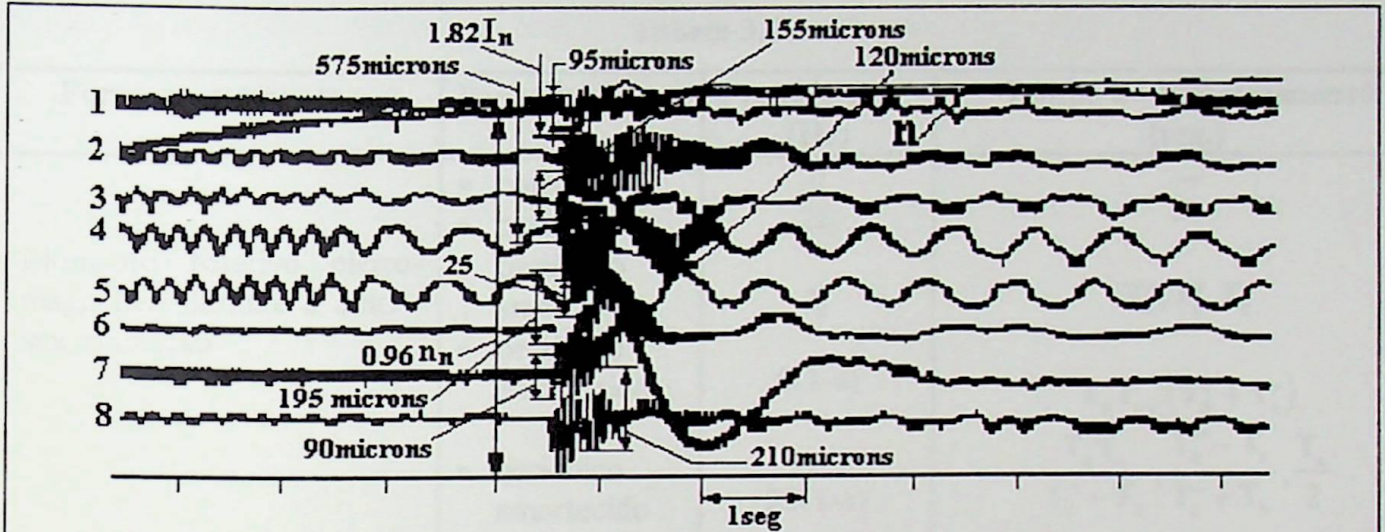


Fig.3.7 Oscilograma de auto - sincronização da hidrounidade: 1 a 8.- nomenclatura conforme na Fig.3.5

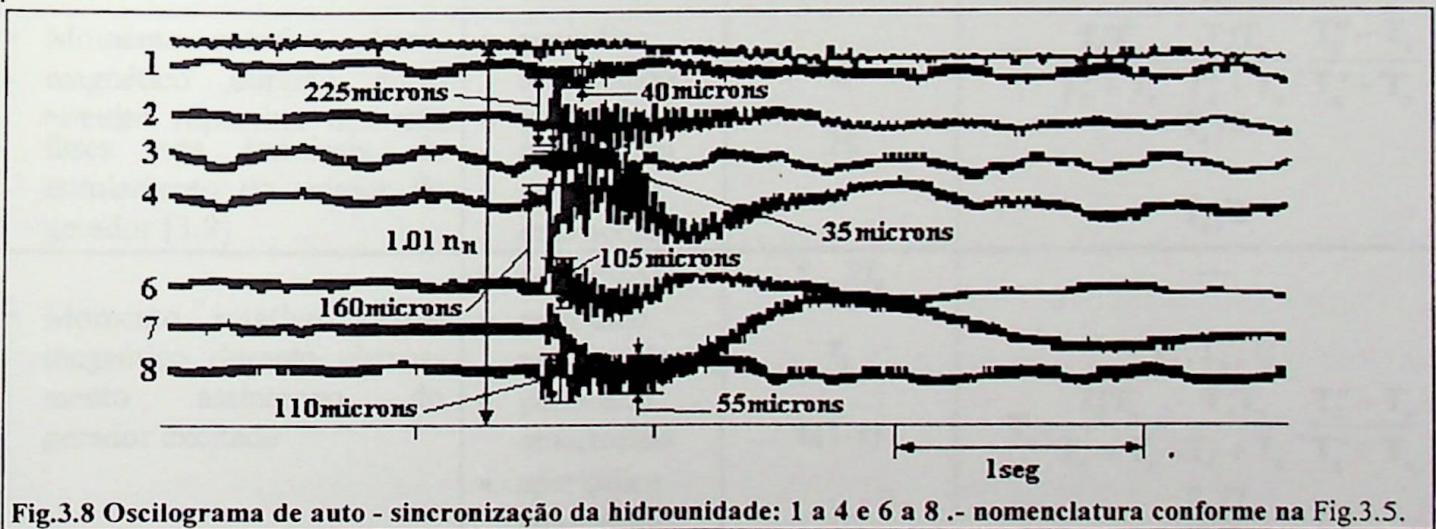


Fig.3.8 Oscilograma de auto - sincronização da hidrounidade: 1 a 4 e 6 a 8.- nomenclatura conforme na Fig.3.5.

A tabela 3.2 mostra as freqüências e as constantes de tempo de amortecimento de vários componentes dos momentos e das forças eletromagnéticas que aparecem durante os processos transitórios no gerador[3.8].

Pode-se ver da tabela 3.2 que as freqüências principais de variação das forças de perturbação (momentos), que ocorrem durante processos transitórios possuem valores médios de f_1 (60Hz) e $2f_1$ (120Hz). Quando a freqüência da unidade difere do nominal, no instante em que ela é

chaveada na rede elétrica a variação das forças de perturbação possuem frequências iguais a f_g e $2f_g$ as quais na prática residem nas faixas de 55 a 65 e de 110 a 130Hz.

Quando os geradores são providos de enrolamentos estabilizadores, os processos transitórios eletricamente são amortecidos bem mais rapidamente e os componentes alternativos dos momentos eletrodinâmicos diminuem apreciavelmente em amplitude. Porém, em geradores com enrolamentos estabilizadores os processos transitórios são usualmente um tanto quanto amortecidos e as vibrações que eles provocam são de magnitude muito menor comparadas àquelas sem enrolamentos estabilizadores.

Tabela 3.2

Força ou momento	Periodicidade	Frequência (Hz)	Tempo de amortecimento (seg.)
* Momento rotativo eletromagnético durante a auto-sincronização	• constante	0	---
	• periódico	$2f_g$	---
	• periódico amortecido	f_g	T_d'', T_q', T_d'
	• periódico amortecido	$f_r(1-s)$	$T_d T_a / (T_d' + T_a')$
	• periódico amortecido	$2f_r(1-s)$	$\frac{T_d' T_a}{T_d'' + T_a} \cdot \frac{T_q'' - T_a}{T_q' + T_a} \cdot \frac{T_a}{2}$
* Momento rotativo eletromagnético durante curto circuito repentino das três fases nos terminais do enrolamento do estator do gerador [3.9]	• periódico amortecido	f_r	$T_a, \frac{T_d' T_a}{T_d'' + T_a}, \frac{T_d' T_a}{T_d' + T_a}, \frac{T_q'' - T_a}{T_q' + T_a}$
	• periódico amortecido	$2f_r$	$T_a/2$
	• aperiódica amortecida	---	$T_a/2$
* Momento rotativo eletromagnético durante chaveamento assíncrono do gerador excitado	• periódico	$f_g, 2f_g$	---
	• periódico amortecido	f_g	T_d'', T_q'', T_d'
	• periódico amortecido	$f_r(1-s)$	$T_a, \frac{T_d' T_a}{T_d' + T_a}, \frac{T_d' T_a}{T_d' + T_a}, \frac{T_d'' - T_a}{T_q'' + T_a}$
	• aperiódico amortecido	---	$T_a/2$
	• aperiódico amortecido	---	$T_a/2$
* Forças eletrodinâmicas que aparecem no enrolamento do estator do gerador	• periódico	$2f_r$	---
* Momento rotativo eletromagnético durante operação assíncrona com excitação	• periódico	f_r	---
	• amortecido	f_g	---
	• periódico	$2f_g$	---

Nota: f_g frequência do gerador ; f_r frequência da rede elétrica; s escorregamento $s = \left(\frac{f_r - f_g}{f_r} \right)$; (o valor positivo corresponde a velocidade menor que a velocidade síncrona); T_d' e T_d'' constantes de tempo de amortecimento dos componentes aperiódicos das correntes nas fendas longitudinais do rotor; T_q'' constante de tempo de amortecimento dos componentes aperiódicos de corrente em fendas transversais do rotor; T_a constante de tempo de amortecimento dos componentes aperiódicos de correntes no estator.

Entretanto, as magnitudes da vibração e das deformações da hidrounidade durante processos transitórios dependem tanto do tipo de estrutura quanto da forma em que os componentes individuais estão montados. Mas, hidrounidades do mesmo tipo podem ter valores inteiramente diferentes de vibração e deformação durante condições transitórias.

Uma análise das forças de perturbação elétrica que ocorrem durante as condições transitórias nos permite isolar os seguintes tipos de forças de impulso*, [3.10]:

- ◆ Forças que rapidamente aumentam de zero ao valor nominal durante um intervalo de tempo Δt de 0,005 a 0,02seg.

Esta força de impulso pode ser expressada da seguinte forma (Fig.3.9):

$$F(t) = \begin{cases} 0 & \text{para } t \leq 0 ; \\ \frac{t}{\Delta t} & \text{para } \Delta t \geq t \geq 0 ; \\ e^{-k(t-\Delta t)} & \text{para } t \geq \Delta t \text{ (quando } k \rightarrow 0, e^{-k(t-\Delta t)} \rightarrow 1) . \end{cases}$$

A densidade espectral será igual a:

$$S(\omega) = \frac{2 \operatorname{sen}(\pi f \Delta t)}{4\pi^2 f^2 \Delta t} ,$$

sendo f a frequência .

Assumindo vários valores para a frequência f para $\Delta t=0,005$; 0,01 e 0,1seg, obtemos o espectro do impulso devido a força , a qual cresce rapidamente ao valor nominal. O espectro de impulsos mostrados na Fig.3.9 ilustra que os componentes fundamentais dos impulsos são senoidais com uma frequência igual a 200Hz.

- ◆ Um impulso na forma de uma senoide amortecida com frequências de 20, 50 e 100Hz, com períodos de 0,02 a 0,03seg e duração do impulso de 0,2 a 0,4seg.

A função de impulso é

$$F(t) = e^{-ht} \operatorname{sen}(\omega t) .$$

A densidade espectral será:

* Estes cálculos espectrais foram feitas por Yu. M. Elkind para uma frequência de rede igual a 50Hz.

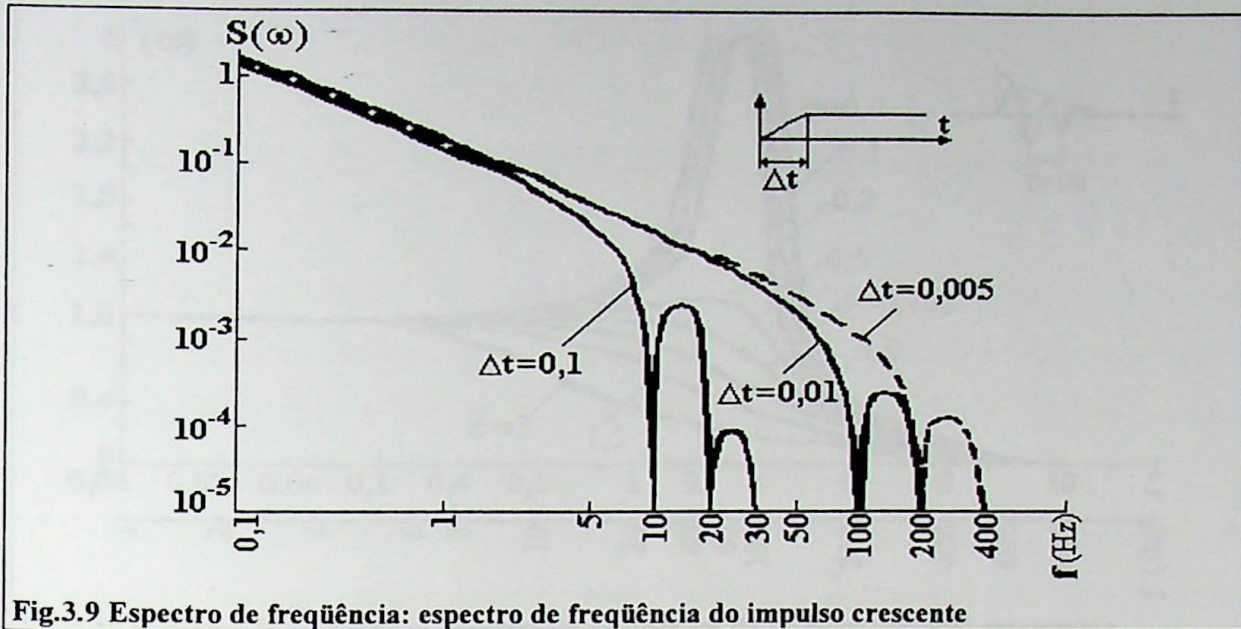


Fig.3.9 Espectro de frequência: espectro de frequência do impulso crescente

$$S(\omega) = \frac{\omega_1}{\omega_0^2} \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + i \cdot 2c \frac{\omega}{\omega_0}} ;$$

$$c = \frac{1}{2\pi f_0 T} ; f_0^2 = \frac{k^2}{4\pi^2} + f_2^2 .$$

Para $\omega = 0 \rightarrow S(0) = S_0 = \frac{\omega_1}{\omega_0^2}$, e escrevendo $\zeta = \frac{\omega}{\omega_0}$,

temos

$$S^*(\omega) = \frac{S(\omega)}{S_0} = \frac{1}{1 - \zeta^2 + 2ic\zeta} .$$

Re-arranjando a expressão para $S(\omega)/S_0$, multiplicando o numerador e o denominador por $[1 - \zeta^2 - 2ic\zeta]$, e separando as partes real e imaginária, obtemos

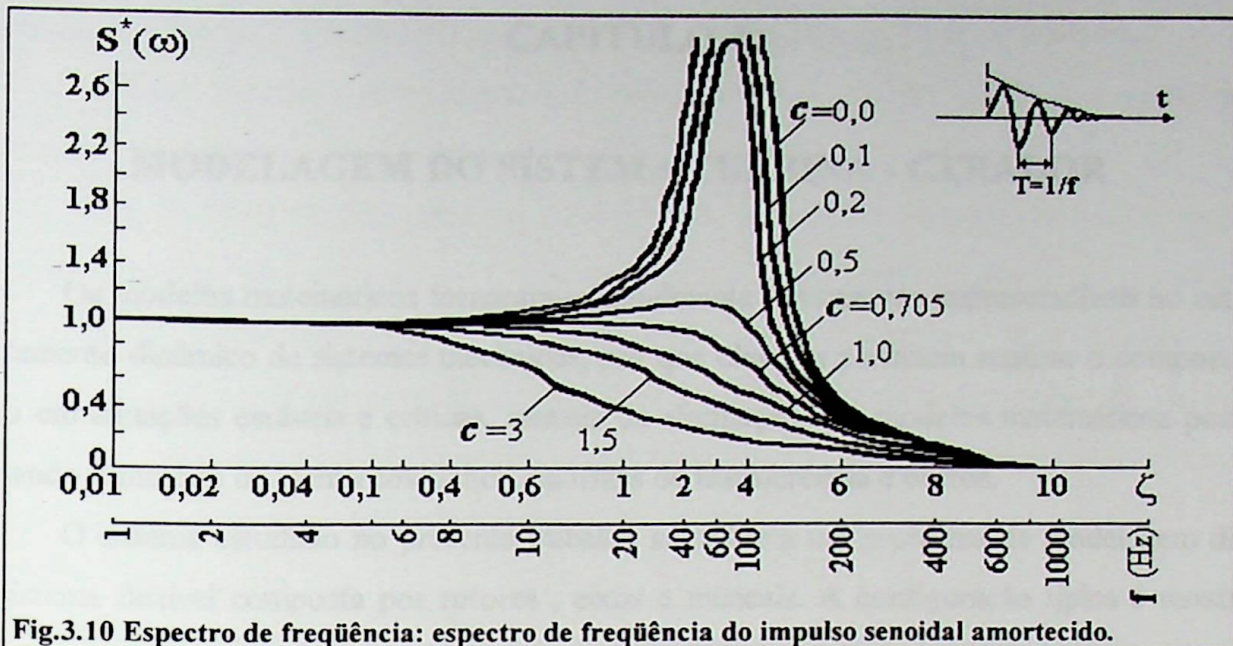
$$S^*(\omega) = \sqrt{\frac{1}{1 + 2\zeta^2(2c^2 - 1) + \zeta^4}} .$$

O espectro deste impulso para $f_0=100\text{Hz}$, T de 0,02 a 0,03seg.; $f_2=20; 50$ e 100Hz e Δt de 0,2 a 0,4 seg. é mostrado na Fig.3.10. Pode-se ver desta figura que as frequências fundamentais dos componentes do impulso senoidal estão na faixa de 200 a 300Hz.

- ◆ Um impulso na forma de coseno com tempo de duração Δt de 0,02 a 0,01seg, a função do impulso é:

$$F(t) = A \cos\left(\frac{\pi t}{\Delta t}\right) ;$$

$$F(t) = 0 \text{ para } t \leq -\frac{\pi}{2} \text{ e } t \geq +\frac{\pi}{2} .$$

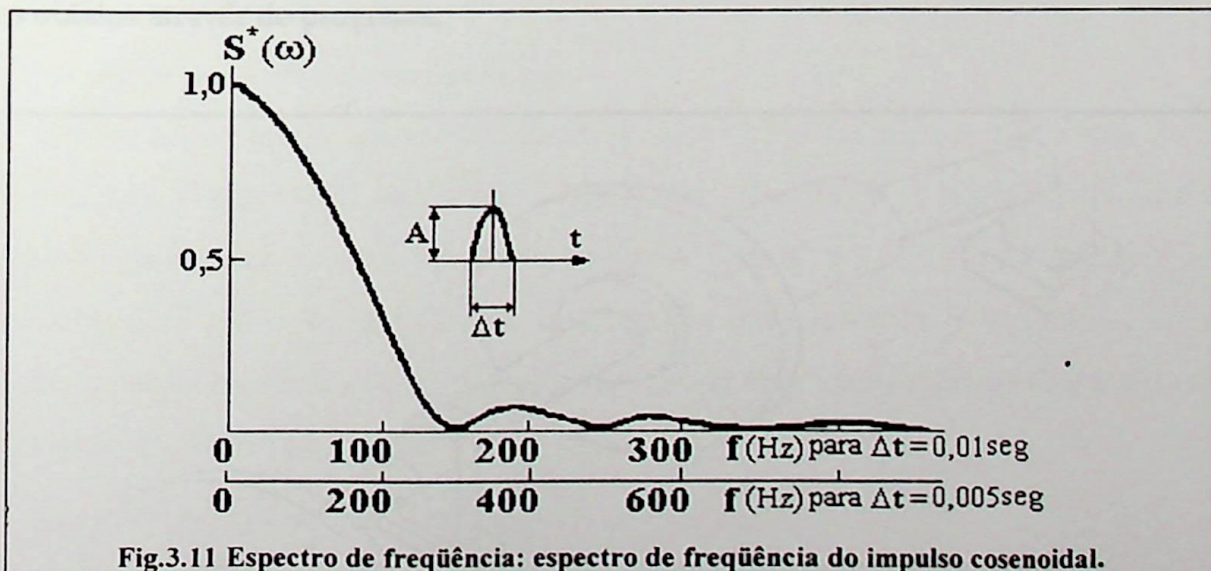


Então, a densidade espectral será igual à:

$$S(\omega) = \frac{\cos(\pi f \Delta t)}{1 - 4f^2(\Delta t)^2}.$$

O espectro deste impulso é mostrado na Fig.3.11 da qual pode-se ver que as frequências fundamentais dos componentes deste impulso residem numa faixa menor que 150Hz para $\Delta t = 0,01$ seg e menor que 300Hz para $\Delta t = 0,005$ seg.

Dos espectros dos três impulsos típicos encontrados em unidades hidrelétricas durante as operações transitórias, pode-se concluir que as frequências de vibração geralmente variam até 300Hz.



CAPÍTULO 4

MODELAGEM DO SISTEMA TURBINA - GERADOR

Os modelos matemáticos tornaram-se atualmente ferramentas imprescindíveis no estudo do comportamento dinâmico de sistemas mecânicos, por que eles nos permitem analisar o comportamento dinâmico em situações estáveis e críticas, através da simulação. Os modelos matemáticos podem ser feitos usando o método de elementos finitos, matrizes de transferência e outros.

O sistema estudado no presente trabalho se reduz a um problema de modelagem dinâmica de um sistema flexível composta por rotores, eixos e mancais. A configuração típica é mostrada na Fig.4.1.

Neste capítulo apresentamos o equacionamento do fenômeno usando o método de elementos finitos no modelamento matemático para estabelecer a equação geral do sistema. Apresentamos também a solução deste pelo método Pseudo-Modal que foi utilizado no programa desenvolvido pelo Instituto Nacional de Ciências Aplicadas, Lyon. O qual usamos para determinar as frequências naturais do sistema em função de rotação, as respostas da mesma à ação de forças de perturbação devido ao desbalanceamento ou a forças assíncronas.

Finalmente fazemos uma descrição das características básicas e possibilidade de cálculo do programa, apresentamos também um exemplo de aplicação para mostrar e conferir alguns dos resultados obtidos através do programa.

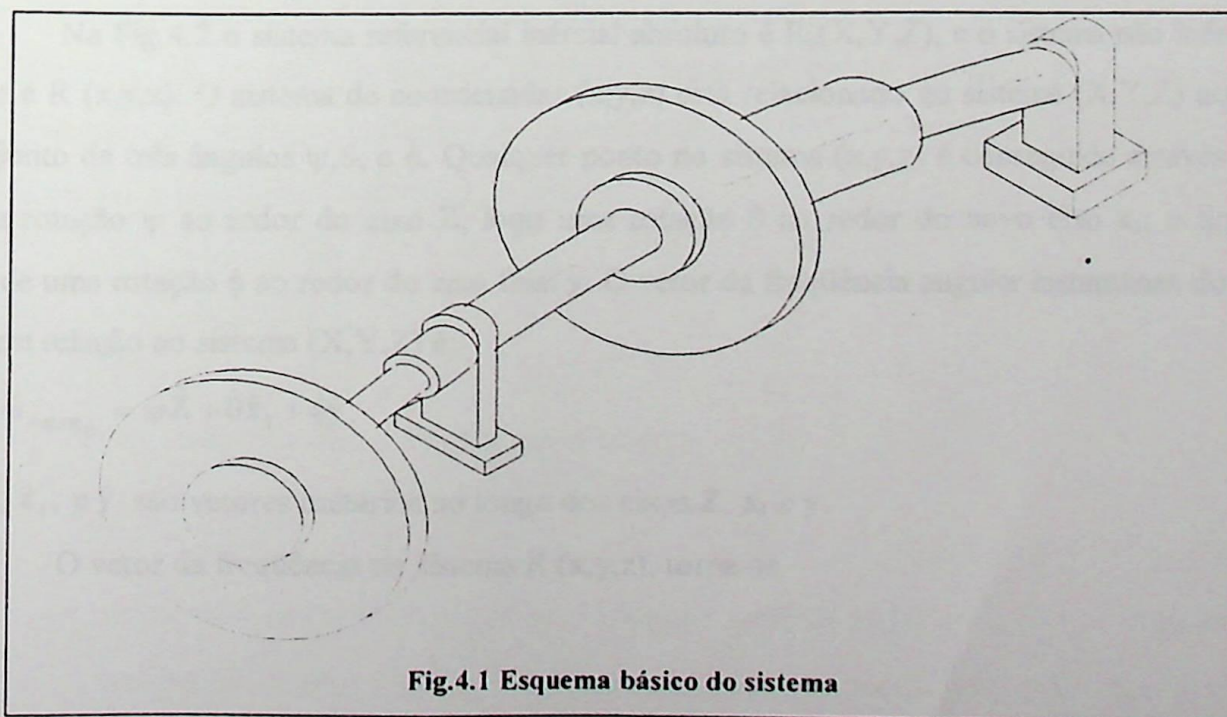


Fig.4.1 Esquema básico do sistema

4.1.- Equações do Sistema Turbina-Gerador Através do Método de Elementos Finitos

O sistema abordado neste trabalho é simplificado por que não considera a massa de água que passa pelo rotor da turbina e que interage sobre ela, nem a massa dos mancais e dos suportes destes [4.1], [4.2], [4.3]. O sistema pode ser simétrico ou assimétrico dependendo das características dos componentes (rotor, eixo e mancais). O equacionamento do sistema é desenvolvido considerando-se: o eixo em flexão, o efeito giroscópico, o cisalhamento e a inércia rotacional da seção transversal.

As equações que são consideradas para avaliar o comportamento dinâmico do sistema são: a energia cinética E_c ; a energia de deformação ou potencial U ; e o trabalho virtual das forças externas. As quais são usadas na equação de Lagrange que é da forma:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial q_i} + \frac{\partial U}{\partial q_i} = F_{q_i} ; \quad (1)$$

onde

- i ($1 \leq i \leq n$) é o número de graus de liberdade
- q_i são as coordenadas generalizadas independentes
- F_{q_i} são as forças generalizadas
- $\dot{}$ indica derivada com respeito ao tempo t .

Geralmente a trajetória descrita pelo eixo no plano transversal ao eixo será uma elipse a qual poderá ser percorrida no sentido positivo ou negativo (precessão direta ou inversa) dependendo da frequência de vibração do sistema.

4.1.1.- Definições dos Sistemas Referenciais

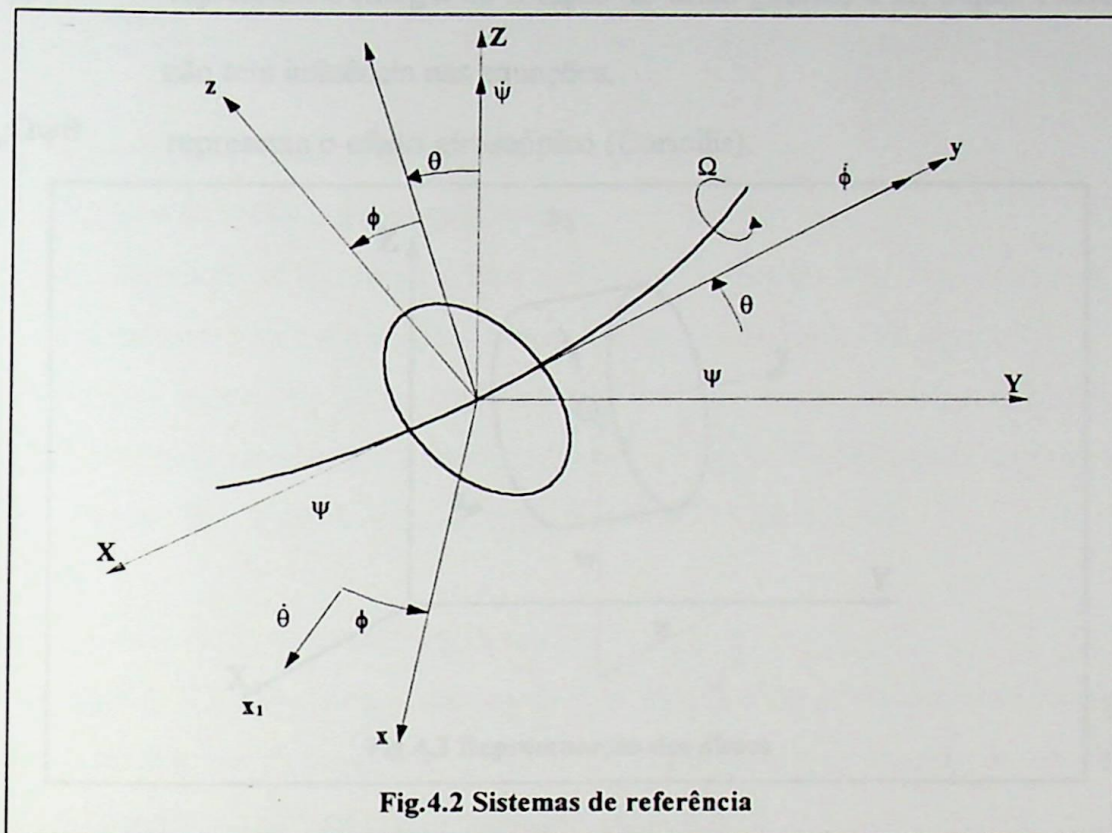
Na Fig.4.2 o sistema referencial inercial absoluto é $R_0(X, Y, Z)$, e o sistema não inercial fixo ao rotor é $R(x, y, z)$. O sistema de coordenadas (x, y, z) está relacionado ao sistema (X, Y, Z) através de um conjunto de três ângulos ψ, θ , e ϕ . Qualquer ponto no sistema (x, y, z) é conseguido através de uma primeira rotação ψ ao redor do eixo Z ; logo uma rotação θ ao redor do novo eixo x_1 ; e finalmente através de uma rotação ϕ ao redor do eixo final y . O vetor da frequência angular instantânea do sistema (x, y, z) em relação ao sistema (X, Y, Z) é:

$$\bar{\omega}_{nR/R_0} = \dot{\psi} \hat{Z} + \dot{\theta} \hat{x}_1 + \dot{\phi} \hat{y} \quad (2)$$

onde \hat{Z} , \hat{x}_1 , e \hat{y} são vetores unitários ao longo dos eixos Z , x_1 e y .

O vetor da frequência no sistema $R(x, y, z)$, torna-se

$$\bar{\omega}_{nR/R_0}^R = \begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\dot{\psi} \cos\theta \sin\phi + \dot{\theta} \cos\phi \\ \dot{\phi} + \dot{\psi} \sin\theta \\ \dot{\psi} \cos\theta \cos\phi + \dot{\theta} \sin\phi \end{bmatrix} \quad (3)$$



4.1.2.- Rotores do Sistema

Os rotores da turbina e do gerador são assumidos como discos rígidos como mostra a Fig.4.3. Porém são caracterizados só por sua energia cinética com respeito a seu centro de massa O , a qual é calculada em relação ao sistema $R(x,y,z)$. Designaremos as coordenadas de O no sistema (X,Y,Z) por (u,w,y) , sendo y constante. A massa do disco é M_D , e seu tensor de inércia em O com relação às direções principais de inércia $x, y, e z$, é:

$$\mathbf{J}_{D/O} = \begin{bmatrix} J_{Dx} & 0 & 0 \\ 0 & J_{Dy} & 0 \\ 0 & 0 & J_{Dz} \end{bmatrix} \quad (4)$$

A expressão da energia cinética dos rotores é

$$Ec_D = \frac{1}{2} M_D (\dot{u}^2 + \dot{w}^2) + \frac{1}{2} (J_{Dx} \omega_x^2 + J_{Dy} \omega_y^2 + J_{Dz} \omega_z^2) \quad (5)$$

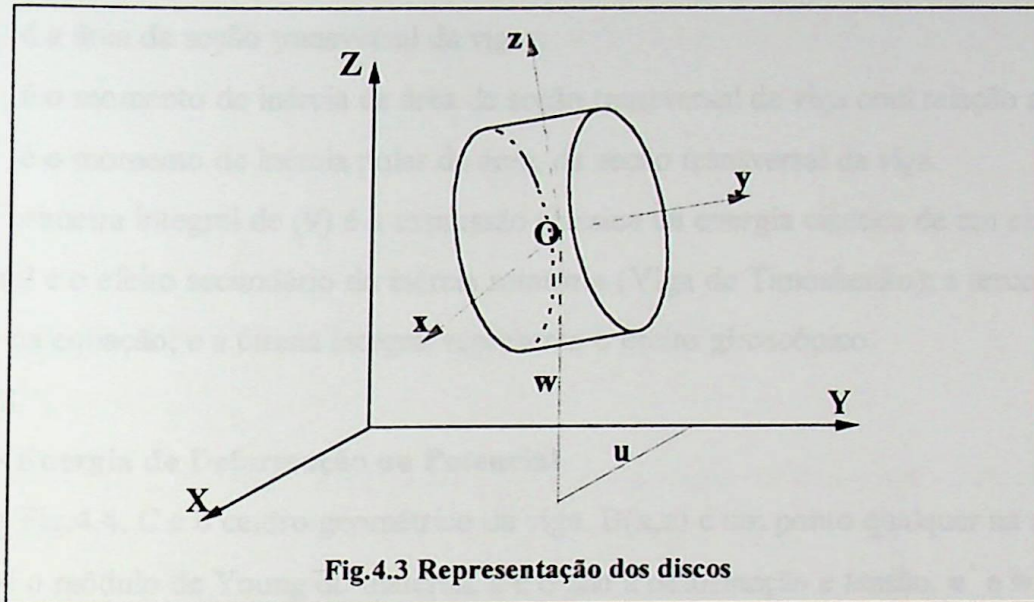
a qual pode ser simplificada considerando-se os discos simétricos ($J_{Dx}=J_{Dz}$), e os ângulos θ , e ϕ pequenos, e a velocidade angular $\dot{\phi}$ sendo constante; isto é, $\dot{\phi} = \Omega$. Então a equação (5) torna-se

$$\mathbf{Ec}_D = \frac{1}{2} \mathbf{M}_D (\dot{\mathbf{u}}^2 + \dot{\mathbf{w}}^2) + \frac{1}{2} \mathbf{J}_{Dx} (\dot{\theta}^2 + \dot{\psi}^2) + \frac{1}{2} \mathbf{J}_{Dy} (\Omega^2 + 2\Omega\dot{\psi}\theta) \quad (6)$$

onde:

$\frac{1}{2} \mathbf{J}_{Dy} \Omega^2$ representa a energia de rotação do disco girando a Ω , a qual é uma constante e não tem influência nas equações.

$\mathbf{J}_{Dy} \Omega \dot{\psi} \theta$ representa o efeito giroscópico (Coriolis).



O disco é considerado como um elemento com um nó sobre o eixo, tendo quatro graus de liberdade: dois deslocamentos \mathbf{u} , \mathbf{w} ; e duas rotações ao redor do eixo \mathbf{X} e \mathbf{Z} os quais são θ e ψ respectivamente. Então, o vetor deslocamento nodal \mathbf{q} do centro do disco é

$$\mathbf{q} = [\mathbf{u}, \mathbf{w}, \theta, \psi]^T \quad (7)$$

Aplicando a equação de Lagrange à equação (6) dá

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathbf{Ec}}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) - \frac{\partial \mathbf{Ec}}{\partial \mathbf{q}} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_D & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{M}_D & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{J}_{Dx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{J}_{Dx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\mathbf{u}} \\ \ddot{\mathbf{w}} \\ \ddot{\theta} \\ \ddot{\psi} \end{bmatrix} + \Omega \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\mathbf{J}_{Dy} \\ 0 & 0 & \mathbf{J}_{Dy} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\mathbf{u}} \\ \dot{\mathbf{w}} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

onde a primeira matriz é a matriz massa, e a segunda é a matriz giroscópica (Coriolis).

4.1.3.- Eixo do Sistema

O eixo é representado como uma viga em flexão com uma seção transversal circular, sendo caracterizada através da sua energia cinética e energia de deformação ou potencial.

4.1.3.1.- Energia Cinética

A fórmula geral da energia cinética do eixo vem da extensão da equação (6) do disco. Para um elemento de comprimento L , a expressão da energia cinética é

$$Ec_s = \frac{\rho}{2} \int_0^L S(\dot{u}^2 + \dot{w}^2) dy + \frac{\rho}{2} \int_0^L J_{sx}(\dot{\theta}^2 + \dot{\psi}^2) dy + \frac{\rho\Omega^2}{2} \int_0^L J_s dy + \rho\Omega \int_0^L J_s \dot{\psi} \theta dy \quad (9)$$

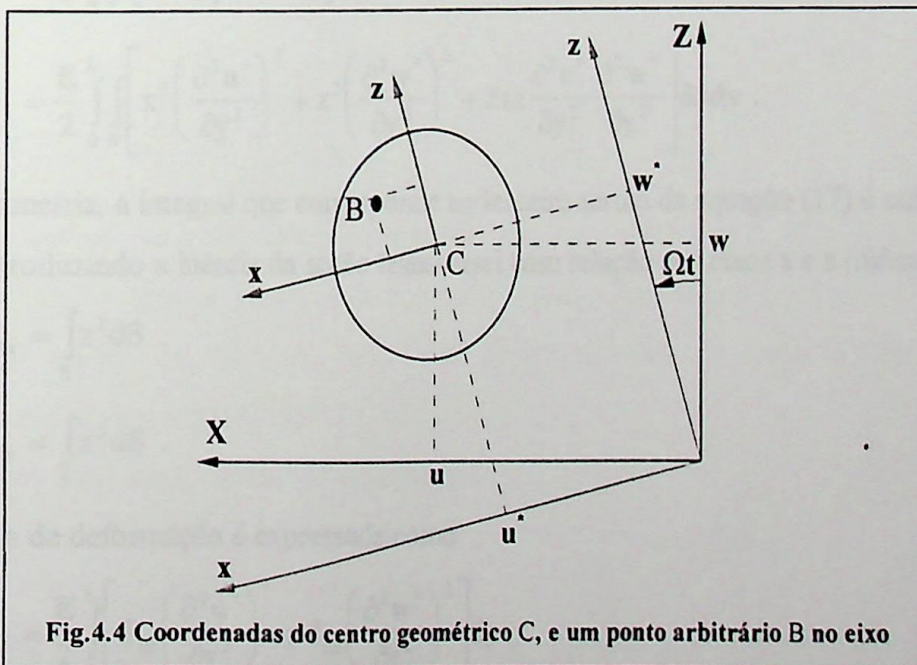
onde:

- ρ é a massa por unidade de volume
- S é a área da seção transversal da viga
- J_{sx} é o momento de inércia de área da seção transversal da viga com relação ao eixo x .
- J_s é o momento de inércia polar de área, da seção transversal da viga.

A primeira integral de (9) é a expressão clássica da energia cinética de um eixo em flexão; a segunda integral é o efeito secundário da inércia rotatória (Viga de Timoshenko); a terceira integral não tem influência na equação; e a última integral representa o efeito giroscópico.

4.1.3.2.- Energia de Deformação ou Potencial

Na Fig.4.4, C é o centro geométrico da viga. $B(x,z)$ é um ponto qualquer na seção transversal. E é o módulo de Young do material. ε e σ são a deformação e tensão. u^* e w^* são os deslocamentos do centro geométrico com relação aos eixos x , z .



Se considerarmos até o termo de segundo ordem a deformação longitudinal do ponto B pode ser expressado como

$$\varepsilon = -x \frac{\partial^2 \mathbf{u}^*}{\partial y^2} - z \frac{\partial^2 \mathbf{w}^*}{\partial y^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{w}^*}{\partial y} \right)^2, \quad (10)$$

ou

$$\varepsilon = \varepsilon_l + \varepsilon_{nl}, \quad (11)$$

onde ε_l representa os termos lineares, e ε_{nl} os termos não lineares. A energia de deformação é

$$U_1 = \frac{1}{2} \int_V \boldsymbol{\varepsilon}^t \boldsymbol{\sigma} d\tau, \quad (12)$$

onde t é o símbolo de matriz transposta. A relação entre tensão e deformação é

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{E} \boldsymbol{\varepsilon}. \quad (13)$$

Logo

$$U_1 = \frac{\mathbf{E}}{2} \int_V (\varepsilon_l^2 + 2\varepsilon_l \varepsilon_{nl} + \varepsilon_{nl}^2) d\tau. \quad (14)$$

Pela simetria da seção transversal da viga, com respeito a x e z tem-se

$$\int_V \varepsilon_{nl} \varepsilon_l d\tau = 0, \quad (15)$$

e o terceiro termo sob a integral da equação (14) é de segundo ordem sendo desprezada. Então a energia de deformação é

$$U_1 = \frac{\mathbf{E}}{2} \int_0^L \int_S \left(-x \frac{\partial^2 \mathbf{u}^*}{\partial y^2} - z \frac{\partial^2 \mathbf{w}^*}{\partial y^2} \right)^2 dS dy \quad (16)$$

$$U_1 = \frac{\mathbf{E}}{2} \int_0^L \int_S \left[x^2 \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}^*}{\partial y^2} \right)^2 + z^2 \left(\frac{\partial^2 \mathbf{w}^*}{\partial y^2} \right)^2 + 2xz \frac{\partial^2 \mathbf{u}^*}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \mathbf{w}^*}{\partial y^2} \right] dS dy. \quad (17)$$

Por razão da simetria, a integral que corresponde ao terceiro termo da equação (17) é nula.

Introduzindo a inércia da seção transversal com relação aos eixos x e z (diâmetro) temos

$$J_{Sx} = \int_S z^2 dS, \quad (18)$$

$$J_{Sz} = \int_S x^2 dS. \quad (19)$$

Então a energia de deformação é expressada como

$$U_1 = \frac{\mathbf{E}}{2} \int_0^L \left[J_{Sz} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}^*}{\partial y^2} \right)^2 + J_{Sx} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{w}^*}{\partial y^2} \right)^2 \right] dy. \quad (20)$$

Se o eixo está sujeito a uma força axial constante F_0 , existe uma segunda contribuição na energia de deformação do eixo, dada por

$$U_2 = \frac{1}{2} \int_V \frac{F_0}{S} (\varepsilon_l + \varepsilon_{nl}) d\tau. \quad (21)$$

Devido a simetria, o primeiro termo sob a integral será nula sobre a área da seção transversal. Assim, usando (10) e (11), a equação (21) torna-se

$$U_2 = \frac{F_0}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{w}^*}{\partial y} \right)^2 \right] dy . \quad (22)$$

A energia de deformação total, U_1+U_2 , é expressada por

$$U_s = \frac{E}{2} \int_0^L \left[J_{sz} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}^*}{\partial y^2} \right)^2 + J_{sx} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{w}^*}{\partial y^2} \right)^2 \right] dy + \frac{F_0}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{w}^*}{\partial y} \right)^2 \right] dy . \quad (23)$$

Para evitar os termos periódicos como função do tempo, é necessário expressar a energia de deformação como função de \mathbf{u} e \mathbf{w} , que são as componentes do deslocamento em R_0 . Usando

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u} \cos(\Omega t) - \mathbf{w} \sin(\Omega t) , \quad (24)$$

$$\mathbf{w}^* = \mathbf{u} \sin(\Omega t) + \mathbf{w} \cos(\Omega t) , \quad (25)$$

o qual pode ser deduzido da Fig4.4. Então a equação(23) é escrita como

$$U_s = \frac{E}{2} \int_0^L J_{sz} \left(\cos(\Omega t) \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} - \sin(\Omega t) \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial y^2} \right)^2 dy + \frac{E}{2} \int_0^L J_{sx} \left(\sin(\Omega t) \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} + \cos(\Omega t) \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial y^2} \right)^2 dy + \frac{F_0}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{w}^*}{\partial y} \right)^2 \right] dy . \quad (26)$$

Finalmente, para a maioria dos casos de eixo simétrico (isto é $J_{sx}=J_{sz}$), a energia de deformação torna-se

$$U_s = \frac{E}{2} \int_0^L J_{sx} \left[\left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial y^2} \right)^2 \right] dy + \frac{F_0}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial y} \right)^2 \right] dy . \quad (27)$$

O eixo ao ser modelado é considerado como constituído por elementos de barra, cujas características (seção circular transversal e inércia) variam linearmente ao longo do elemento. O elemento finito usado tem dois nós, pelo qual as matrizes são de maior ordem, tendo quatro deslocamentos e quatro rotações (Fig.4.5).

A relação entre deslocamentos e rotações são:

$$\theta = \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial y} , \quad (28)$$

$$\psi = -\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} , \quad (29)$$

o vetor deslocamento nodal é

$$\mathbf{q} = [u_1, w_1, \theta_1, \psi_1, u_2, w_2, \theta_2, \psi_2]' . \quad (30)$$

o qual contém os deslocamentos q_u e q_w correspondente aos deslocamentos nas direções \mathbf{X} e \mathbf{Z} ; isto é,

$$\mathbf{q}_u = [u_1, \psi_1, u_2, \psi_2]' \quad (31)$$

$$\mathbf{q}_w = [w_1, \theta_1, w_2, \theta_2]' \quad (32)$$

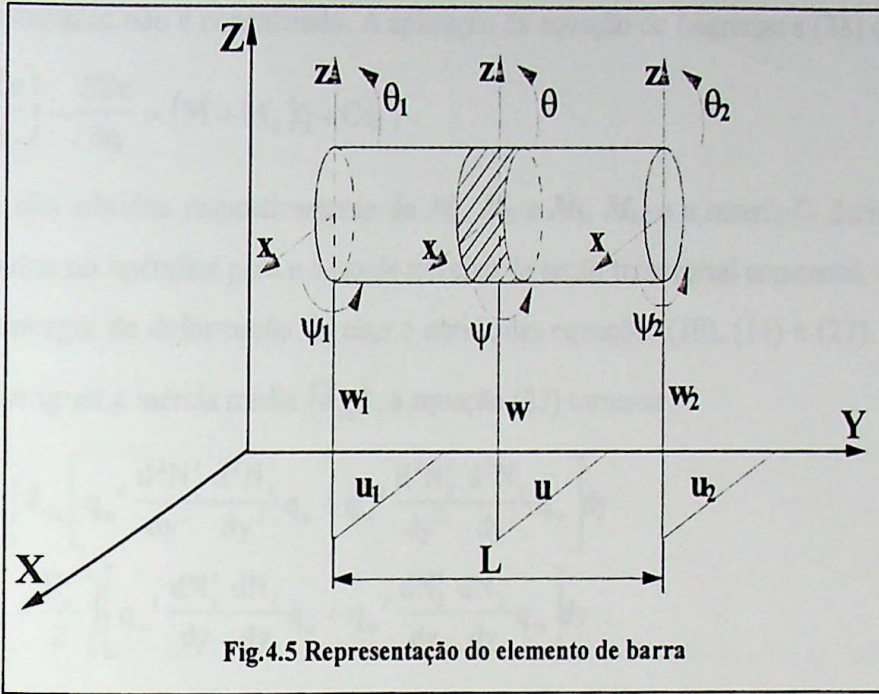


Fig.4.5 Representação do elemento de barra

Os deslocamentos do elemento finito são definidos como:

$$\mathbf{u} = \mathbf{N}_1(y) \mathbf{q}_u \quad (33)$$

$$\mathbf{w} = \mathbf{N}_2(y) \mathbf{q}_w \quad (34)$$

onde $\mathbf{N}_1(y)$ e $\mathbf{N}_2(y)$ são as funções deslocamento de uma viga em flexão:

$$\mathbf{N}_1(y) = \left[1 - \frac{3y^2}{L^2} + \frac{2y^3}{L^3}; -y + \frac{2y^2}{L} - \frac{y^3}{L^2}; \frac{3y^2}{L^2} - \frac{2y^3}{L^3}; \frac{y^2}{L} - \frac{y^3}{L^2} \right] \quad (35)$$

$$\mathbf{N}_2(y) = \left[1 - \frac{3y^2}{L^2} + \frac{2y^3}{L^3}; y - \frac{2y^2}{L} + \frac{y^3}{L^2}; \frac{3y^2}{L^2} - \frac{2y^3}{L^3}; -\frac{y^2}{L} + \frac{y^3}{L^2} \right]. \quad (36)$$

A energia cinética do eixo é obtida da equação (9), a qual na forma compacta é,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}c_s &= \frac{\rho}{2} \int_0^L \mathbf{S} \left[\dot{\mathbf{q}}_u' \mathbf{N}_1' \mathbf{N}_1 \dot{\mathbf{q}}_u + \dot{\mathbf{q}}_w' \mathbf{N}_2' \mathbf{N}_2 \dot{\mathbf{q}}_w \right] dy \\ &+ \frac{\rho}{2} \int_0^L \mathbf{J}_{sx} \left[\dot{\mathbf{q}}_u' \frac{d\mathbf{N}_1'}{dy} \frac{d\mathbf{N}_1}{dy} \dot{\mathbf{q}}_u + \dot{\mathbf{q}}_w' \frac{d\mathbf{N}_2'}{dy} \frac{d\mathbf{N}_2}{dy} \dot{\mathbf{q}}_w \right] dy \\ &- \rho \Omega \int_0^L \mathbf{J}_s \dot{\mathbf{q}}_u' \frac{d\mathbf{N}_1'}{dy} \frac{d\mathbf{N}_2}{dy} \dot{\mathbf{q}}_w dy + \frac{\rho \Omega^2}{2} \int_0^L \mathbf{J}_s dy. \end{aligned} \quad (37)$$

Substituindo (35) e (36) e suas derivadas na equação (37) dá, após a integração:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}c_s &= \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_u' \mathbf{M}_1 \dot{\mathbf{q}}_u + \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_w' \mathbf{M}_2 \dot{\mathbf{q}}_w + \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_u' \mathbf{M}_3 \dot{\mathbf{q}}_u \\ &+ \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}_w' \mathbf{M}_4 \dot{\mathbf{q}}_w + \Omega \dot{\mathbf{q}}_u' \mathbf{M}_5 \dot{\mathbf{q}}_w + f(y), \end{aligned} \quad (38)$$

onde as matrizes M_1 e M_2 são as matrizes massa, M_3 e M_4 dão a influência do efeito secundário da inércia rotacional, e M_5 dá o efeito giroscópico. Como tem sido observado previamente, o último termo a qual é uma constante não é considerado. A aplicação da equação de Lagrange a (38) dá

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathbf{E}c}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) - \frac{\partial \mathbf{E}c}{\partial \mathbf{q}} = (\mathbf{M} + \mathbf{M}_s) \ddot{\mathbf{q}} + \mathbf{C} \dot{\mathbf{q}}, \quad (39)$$

onde \mathbf{M} e \mathbf{M}_s são obtidas respectivamente de M_1 , M_2 e M_3 , M_4 , e a matriz \mathbf{C} deriva de M_5 . Estas matrizes são dadas no apêndice para o caso de um eixo de seção transversal constante.

A energia de deformação do eixo é obtida das equações (10), (11) e (27). Considerando a inércia constante igual a inércia média (\bar{J}_{sx}), a equação (27) torna-se

$$U = \frac{E}{2} \int_0^L \bar{J}_{sx} \left[\mathbf{q}_u' \frac{d^2 N_1'}{dy^2} \frac{d^2 N_1}{dy^2} \mathbf{q}_u + \mathbf{q}_w' \frac{d^2 N_2'}{dy^2} \frac{d^2 N_2}{dy^2} \mathbf{q}_w \right] dy + \frac{F_o}{2} \int_0^L \left[\mathbf{q}_u' \frac{dN_1'}{dy} \frac{dN_1}{dy} \mathbf{q}_u + \mathbf{q}_w' \frac{dN_2'}{dy} \frac{dN_2}{dy} \mathbf{q}_w \right] dy. \quad (40)$$

Após a integração U torna-se

$$U = \frac{1}{2} \mathbf{q}_u' \mathbf{K}_1 \mathbf{q}_u + \frac{1}{2} \mathbf{q}_w' \mathbf{K}_2 \mathbf{q}_w + \frac{1}{2} \mathbf{q}_u' \mathbf{K}_3 \mathbf{q}_u + \frac{1}{2} \mathbf{q}_w' \mathbf{K}_4 \mathbf{q}_w, \quad (41)$$

onde:

\mathbf{K}_1 , \mathbf{K}_2 são as matrizes rigidez

\mathbf{K}_3 , \mathbf{K}_4 são as matrizes devido as forças axiais.

É freqüentemente necessário considerar o efeito de cisalhamento, o qual é caracterizado pela magnitude de

$$a_c = \frac{12E\bar{J}_{sx}}{G_o S_r L^2} \quad (42)$$

com o módulo de cisalhamento

$$G_o = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (43)$$

ν é a razão de Poisson, e S_r ($\cong S$) é a área reduzida da seção transversal.

A influência do efeito de cisalhamento o qual origina a matriz \mathbf{K}_5 não é demonstrada neste trabalho, mas sua influência está considerado dentro da matriz rigidez [4.4]. A matriz rigidez \mathbf{K}_c deriva de \mathbf{K}_1 , \mathbf{K}_2 e \mathbf{K}_5 , e a matriz \mathbf{K}_F devido à força axial procede de \mathbf{K}_3 e \mathbf{K}_4 . Logo se a equação de Lagrange é aplicado a (41) temos

$$\frac{\partial U}{\partial \mathbf{q}} = \mathbf{K} \mathbf{q}, \quad (44)$$

com

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}_C + \mathbf{K}_F \quad (45)$$

A expressão das matrizes \mathbf{K}_C , \mathbf{K}_F são dadas no apêndice para o caso de um eixo de seção transversal constante.

4.1.4.- Mancais e Selos do Sistema

A rigidez e o amortecimento viscoso dos mancais e selos são considerados conhecidos. Mas a influência da flexão pode ser em geral desprezada (Fig.4.6). O trabalho virtual δW das forças que atuam sobre o eixo em relação ao sistema $R_0(X,Y,Z)$, pode ser escrita como

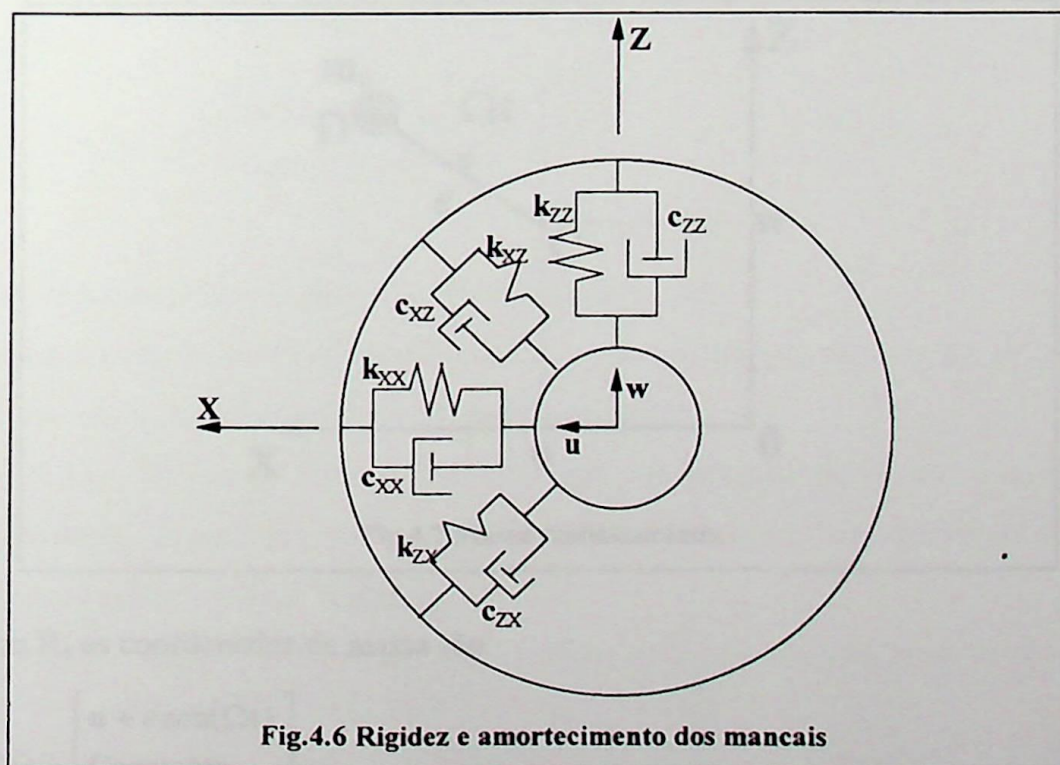
$$\begin{aligned} \delta W = & -k_{xx} u q_u - k_{xz} w q_u - k_{zz} w q_w - k_{zx} u q_w \\ & - c_{xx} \dot{u} q_u - c_{xz} \dot{w} q_u - c_{zz} \dot{w} q_w - c_{zx} \dot{u} q_w \end{aligned} \quad (46)$$

ou

$$\delta W = F_u q_u + F_w q_w \quad (47)$$

onde F_u e F_w são as componentes da força generalizada. Frequentemente $k_{xx} \neq k_{zz}$ e $c_{xx} \neq c_{zz}$, além disto é muito comum que $k_{xz} \neq k_{zx}$ e $c_{xz} \neq c_{zx}$.

As equações para os mancais em relação ao sistema de coordenadas $R(x,y,z)$ é mostrada no apêndice.



Na modelagem dos Mancais e Selos do sistema, serão consideradas as forças de ligação e os deslocamentos. Mas a influência das rotações e dos momentos fletores é desprezada. As matrizes são diretamente obtidas das equações (46) e (47), da seguinte forma

$$\mathbf{F}_u = -\mathbf{k}_{xx}\mathbf{u} - \mathbf{k}_{xz}\mathbf{w} - \mathbf{c}_{xx}\dot{\mathbf{u}} - \mathbf{c}_{xz}\dot{\mathbf{w}} \quad (49)$$

$$\mathbf{F}_w = -\mathbf{k}_{zz}\mathbf{w} - \mathbf{k}_{zx}\mathbf{u} - \mathbf{c}_{zz}\dot{\mathbf{w}} - \mathbf{c}_{zx}\dot{\mathbf{u}} . \quad (50)$$

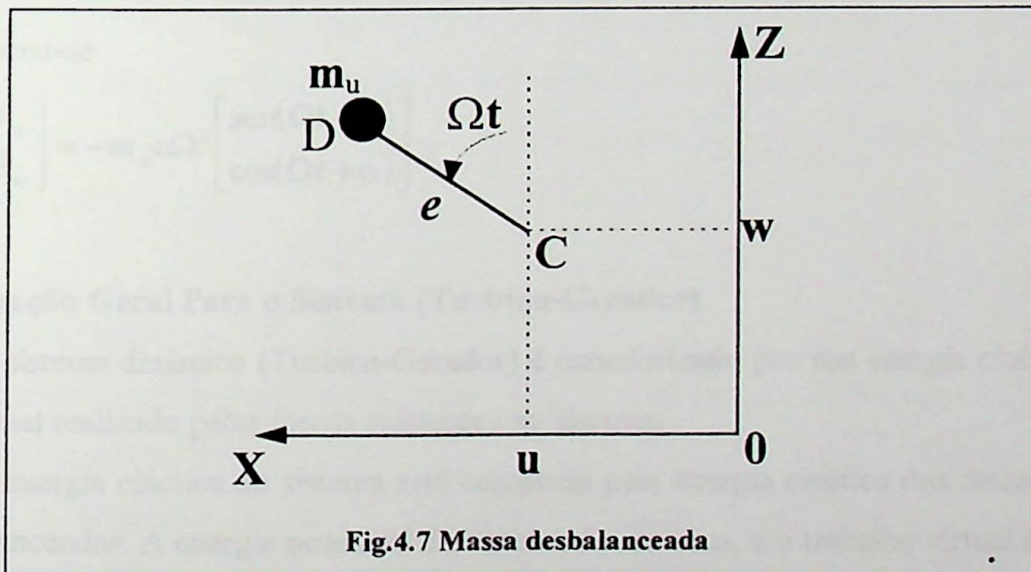
Como $\mathbf{F}_\theta = \mathbf{F}_\psi = \mathbf{0}$, na forma matricial teremos

$$\begin{bmatrix} \mathbf{F}_u \\ \mathbf{F}_\theta \\ \mathbf{F}_w \\ \mathbf{F}_\psi \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \mathbf{k}_{xx} & 0 & \mathbf{k}_{xz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{k}_{zx} & 0 & \mathbf{k}_{zz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u} \\ \theta \\ \mathbf{w} \\ \psi \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \mathbf{c}_{xx} & 0 & \mathbf{c}_{xz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{c}_{zx} & 0 & \mathbf{c}_{zz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\mathbf{u}} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\mathbf{w}} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} . \quad (51)$$

A primeira matriz é a matriz rigidez e a segunda a matriz amortecimento viscoso. Estas matrizes são geralmente assimétricas (isto é, $\mathbf{k}_{xz} \neq \mathbf{k}_{zx}$ e $\mathbf{c}_{xz} \neq \mathbf{c}_{zx}$) e os termos das matrizes podem variar significativamente como uma função da velocidade de rotação. Porém neste trabalho estes são considerados constantes.

4.1.5.- Massa Desbalanceada

O desbalanceamento é definido como uma massa m_u localizado a uma distância e do centro geométrico do eixo; e será caracterizada por sua energia cinética E_{c_u} . A massa permanece num plano perpendicular ao eixo y e sua coordenada ao longo do eixo y é constante (Fig.4.7).



Em R_0 as coordenadas da massa são

$$OD = \begin{bmatrix} \mathbf{u} + e \sin(\Omega t) \\ \text{Constante} \\ \mathbf{w} + e \cos(\Omega t) \end{bmatrix} . \quad (52)$$

Logo

$$\frac{dOD}{dt} = \begin{bmatrix} \dot{u} + e\Omega \cos(\Omega t) \\ 0 \\ \dot{w} - e\Omega \sin(\Omega t) \end{bmatrix}, \quad (53)$$

e a energia cinética da massa é:

$$Ec_u = \frac{m_u}{2} (\dot{u}^2 + \dot{w}^2 + \Omega^2 e^2 + 2\Omega e \dot{u} \cos(\Omega t) - 2\Omega e \dot{w} \sin(\Omega t)) . \quad (54)$$

O termo $m_u \Omega^2 e^2 / 2$ é uma constante e não tem influência nas equações. A massa m_u é bem menor daquela do rotor, portanto a expressão da energia cinética pode ser escrita como

$$Ec_u \cong m_u \Omega e (\dot{u} \cos(\Omega t) - \dot{w} \sin(\Omega t)) \quad (55)$$

A aplicação da equação de Lagrange a (55) dá

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial Ec}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial Ec}{\partial q} = -m_u e \Omega^2 \begin{bmatrix} \sin(\Omega t) \\ \cos(\Omega t) \end{bmatrix}, \quad (56)$$

com

$$q = [u, w]^T . \quad (57)$$

A equação (56) corresponde a uma massa desbalanceada localizado no eixo z para $t=0$. Mas, quando se tem a influência de uma massa desbalanceada localizada numa posição α com relação ao eixo z para $t=0$, a força torna-se

$$\begin{bmatrix} F_u \\ F_w \end{bmatrix} = -m_u e \Omega^2 \begin{bmatrix} \sin(\Omega t + \alpha) \\ \cos(\Omega t + \alpha) \end{bmatrix} . \quad (58)$$

4.1.6.- Equação Geral Para o Sistema (Turbina-Gerador)

O sistema dinâmico (Turbina-Gerador) é caracterizado por sua energia cinética, potencial e o trabalho virtual realizado pelas forças existentes no sistema.

A energia cinética do sistema está composta pela energia cinética dos discos, do eixo e das massas desbalanceadas. A energia potencial do sistema é a do eixo, e o trabalho virtual é realizado pelas forças nos mancais e selos e outras fontes.

Quando a equação de Lagrange é aplicada ao sistema a equação geral torna-se da forma:

$$M\ddot{q} + C(\Omega)\dot{q} + Kq = F(t) \quad (59)$$

com

$$F(t) = F_1 + F_2 \sin(\Omega t) + F_3 \cos(\Omega t) + F_4 \sin(s\Omega t) + F_5 \cos(s\Omega t) \\ + F_6 \sin(\omega t) + F_7 \cos(\omega t) \quad (60)$$

onde:

- q é o vetor contendo todos os deslocamentos nodais
- M é a matriz massa simétrica
- $C(\Omega)$ é a matriz assimétrica que é composta por a matriz giroscópica em função de Ω , e uma matriz freqüentemente assimétrica devido às características dos mancais
- K é a matriz rigidez freqüentemente assimétrica devido as características dos mancais
- $F(t)$ é o vetor força, que pode ser composta por: um vetor constante F_1 por exemplo o peso; forças por desbalanceamento F_2, F_3 ; forças assíncronas F_4, F_5 ; e forças harmônicas F_6, F_7
- s escorregamento

A equação (59) pode ser resolvida pelo método direto a qual não reduz o número de equações do sistema ou pelo método pseudo-modal que reduz grandemente o número de equações obtendo assim, um novo conjunto de equações a serem resolvidas.

4.1.7.- Solução da Equação Geral pelo Método Pseudo-Modal

O método pseudo-modal [4.5], [4.6], permite uma redução no tempo de computação e usa pouca memória. Os resultados obtidos são muito próximos, a aqueles obtidos através do método direto. Além do mais, é possível introduzir nas equações amortecimentos modais, o qual é de interesse quando: o amortecimento é baixo, os mecanismos de amortecimento não sejam bem conhecidos, e os modos razoavelmente desacoplados. A partir da equação (59) uma base modal é definida através da solução de

$$M\ddot{q} + K^*q = 0 \quad (61)$$

onde:

M é matriz massa;

K^* é a matriz rigidez obtida de K , onde os termos tais como k_{xz} e k_{zx} introduzido pelos mancais são cancelados.

Os n primeiros modos de (61) são facilmente obtidos usando uma técnica iterativa simultânea. Os n primeiros modos Φ_1, \dots, Φ_n formam a matriz:

$$\Phi = [\Phi_1, \dots, \Phi_n] \quad (62)$$

o qual é usado para obter um novo conjunto de equações a partir de fazer

$$q = \Phi f. \quad (63)$$

Isto produz, ao substituir na equação (59), e após uma pré multiplicação por Φ' :

$$\Phi' M \Phi \ddot{f} + \Phi' C(\Omega) \Phi \dot{f} + \Phi' K \Phi f = \Phi' F(t) \quad (64)$$

O amortecimento modal pode ser introduzido nas equações, pela analogia com um sistema de um grau de liberdade (massa, mola, amortecimento viscoso), os termos c_i tais como

$$c_i = 2\beta_i \sqrt{\Phi_i' \mathbf{K} \Phi_i \cdot \Phi_i' \mathbf{M} \Phi_i} \quad (65)$$

são somados na diagonal da matriz $\Phi' \mathbf{C} \Phi$. Os valores dos fatores de amortecimento modal β_i , são determinados a partir da experiência do projetista.

- As frequências naturais do sistema são determinadas através da solução da equação (64), fazendo:

$$\Phi' \mathbf{M} \Phi \ddot{\mathbf{f}} + \Phi' \mathbf{C}(\Omega) \Phi \dot{\mathbf{f}} + \Phi' \mathbf{K} \Phi \mathbf{f} = 0 \quad (66)$$

e assumindo para os diferentes valores de Ω , uma solução da forma

$$\mathbf{f} = \mathbf{F} e^{rt} \quad (67)$$

e substituindo na equação (66) teremos

$$[\mathbf{r}^2 \mathbf{m} + \mathbf{r} \mathbf{c} + \mathbf{k}] \mathbf{F} = 0 \quad (68)$$

onde:

$$\mathbf{m} = \Phi' \mathbf{M} \Phi = \text{diag} \{ \Phi_i' \mathbf{M} \Phi_i \}, \quad (69)$$

$$\mathbf{c} = \Phi' \mathbf{C} \Phi + \text{diag} \{ \mathbf{C}_i \}, \quad (70)$$

$$\mathbf{k} = \Phi' \mathbf{K} \Phi = \text{diag} \{ \Phi_i' \mathbf{K}^* \Phi_i \} + \Phi_i' \mathbf{K}^{**} \Phi_i, \quad (71)$$

e

$$\mathbf{K}^{**} = \mathbf{K} - \mathbf{K}^*. \quad (72)$$

A equação (68) pode ser escrita como

$$\begin{bmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ -\mathbf{k}^{-1} \mathbf{m} & -\mathbf{k}^{-1} \mathbf{c} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{rF} \\ \mathbf{F} \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathbf{r}} \begin{bmatrix} \mathbf{rF} \\ \mathbf{F} \end{bmatrix}. \quad (73)$$

Os autovalores e autovetores (frequências naturais e formas dos modos) de (73) são quantidades complexas e são obtidas usando o método numérico [4.7]. Os autovalores são do tipo

$$\frac{-\beta_j \omega_j}{(1 - \beta_j^2)^{1/2}} \pm i \omega_j, \quad (74)$$

onde

ω_j é a frequência natural

β_j é o fator de amortecimento viscoso

se $\frac{-\beta_j \omega_j}{(1 - \beta_j^2)^{1/2}} > 0$, o sistema é instável. A partir dos resultados obtidos o diagrama de

Campbell pode ser desenhada e as velocidades críticas encontradas.

As respostas às diferentes forças de excitação sob o estado permanente é calculada da seguinte forma:

- **Para uma Força Constante**

A equação (59) torna-se da forma:

$$\mathbf{K}\mathbf{q} = \mathbf{F}_1 \quad (75)$$

A qual é resolvida diretamente pelo método bem conhecido de Gauss.

- **Para uma Massa desbalanceada**

A equação a ser resolvida é:

$$\mathbf{m}\ddot{\mathbf{f}} + \mathbf{c}\dot{\mathbf{f}} + \mathbf{k}\mathbf{f} = \Phi' \mathbf{F}_2 \text{ sen}(\Omega t) + \Phi' \mathbf{F}_3 \text{ cos}(\Omega t) \quad (76)$$

A solução assumida é da forma:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_2 \text{ sen}(\Omega t) + \mathbf{f}_3 \text{ cos}(\Omega t) \quad (77)$$

ao substituir (77) em (76) e da identificação dos termos em $\text{Sen}(\Omega t)$ e $\text{Cos}(\Omega t)$ temos a equação

$$\begin{bmatrix} \mathbf{k} - \mathbf{m}\Omega^2 & \Omega\mathbf{c} \\ -\Omega\mathbf{c} & \mathbf{k} - \mathbf{m}\Omega^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{f}_2 \\ \mathbf{f}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi' \mathbf{F}_2 \\ \Phi' \mathbf{F}_3 \end{bmatrix} \quad (78)$$

O sistema (78) é resolvido para cada valor de Ω , e os valores de \mathbf{f}_2 e \mathbf{f}_3 determinados para um valor de Ω , associados com a equação (63) dá o vetor deslocamento:

$$\mathbf{q} = \Phi \left[\mathbf{f}_2(\Omega) \text{ sen}(\Omega t) + \mathbf{f}_3(\Omega) \text{ Cos}(\Omega t) \right] \quad (79)$$

- **Para uma Força Assíncrona**

A equação a ser resolvidas é:

$$\mathbf{m}\ddot{\mathbf{f}} + \mathbf{c}\dot{\mathbf{f}} + \mathbf{k}\mathbf{f} = \Phi' \mathbf{F}_4 \text{ sen}(s\Omega t) + \Phi' \mathbf{F}_5 \text{ cos}(s\Omega t) \quad (80)$$

A solução assumida é da forma:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_4 \text{ sen}(s\Omega t) + \mathbf{f}_5 \text{ cos}(s\Omega t) \quad (81)$$

ao substituir (81) em (80) e da identificação dos termos em $\text{Sen}(s\Omega t)$ e $\text{Cos}(s\Omega t)$ temos a equação

$$\begin{bmatrix} \mathbf{k} - \mathbf{m}(s\Omega)^2 & s\Omega\mathbf{c} \\ -s\Omega\mathbf{c} & \mathbf{k} - \mathbf{m}(s\Omega)^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{f}_4 \\ \mathbf{f}_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi' \mathbf{F}_4 \\ \Phi' \mathbf{F}_5 \end{bmatrix} \quad (82)$$

O sistema é resolvido para cada valor de Ω , e o vetor deslocamento é:

$$\mathbf{q} = \Phi \left[\mathbf{f}_4(s\Omega) \text{ sen}(s\Omega t) + \mathbf{f}_5(s\Omega) \text{ cos}(s\Omega t) \right] \quad (83)$$

- Para uma Força Harmônica fixada no espaço

A equação a ser resolvida é:

$$m\ddot{f} + c\dot{f} + kf = \Phi'F_6 \text{ sen}(\omega t) + \Phi'F_7 \text{ cos}(\omega t) \quad (84)$$

A solução assumida é da forma

$$f = f_6 \text{ sen}(\omega t) + f_7 \text{ cos}(\omega t) \quad (85)$$

analogamente ao caso anterior da identificação dos termos em Sen(ωt) e Cos(ωt) temos a equação

$$\begin{bmatrix} k - m\omega^2 & \omega c \\ -\omega c & k - m\omega^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_6 \\ f_7 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi'F_6 \\ \Phi'F_7 \end{bmatrix} \quad (86)$$

O sistema é resolvido para algum valor de ω , então o vetor deslocamento é:

$$q = \Phi \left[f_6(\omega) \text{ sen}(\omega t) + f_7(\omega) \text{ cos}(\omega t) \right] \quad (87)$$

Neste caso o sistema gira a uma velocidade de rotação constante Ω e a frequência de excitação ω varia.

4.2.- Descrição do Programa

O programa é chamado monorotor, este programa permite o estudo estático e dinâmico de sistemas de só um eixo[4.1].

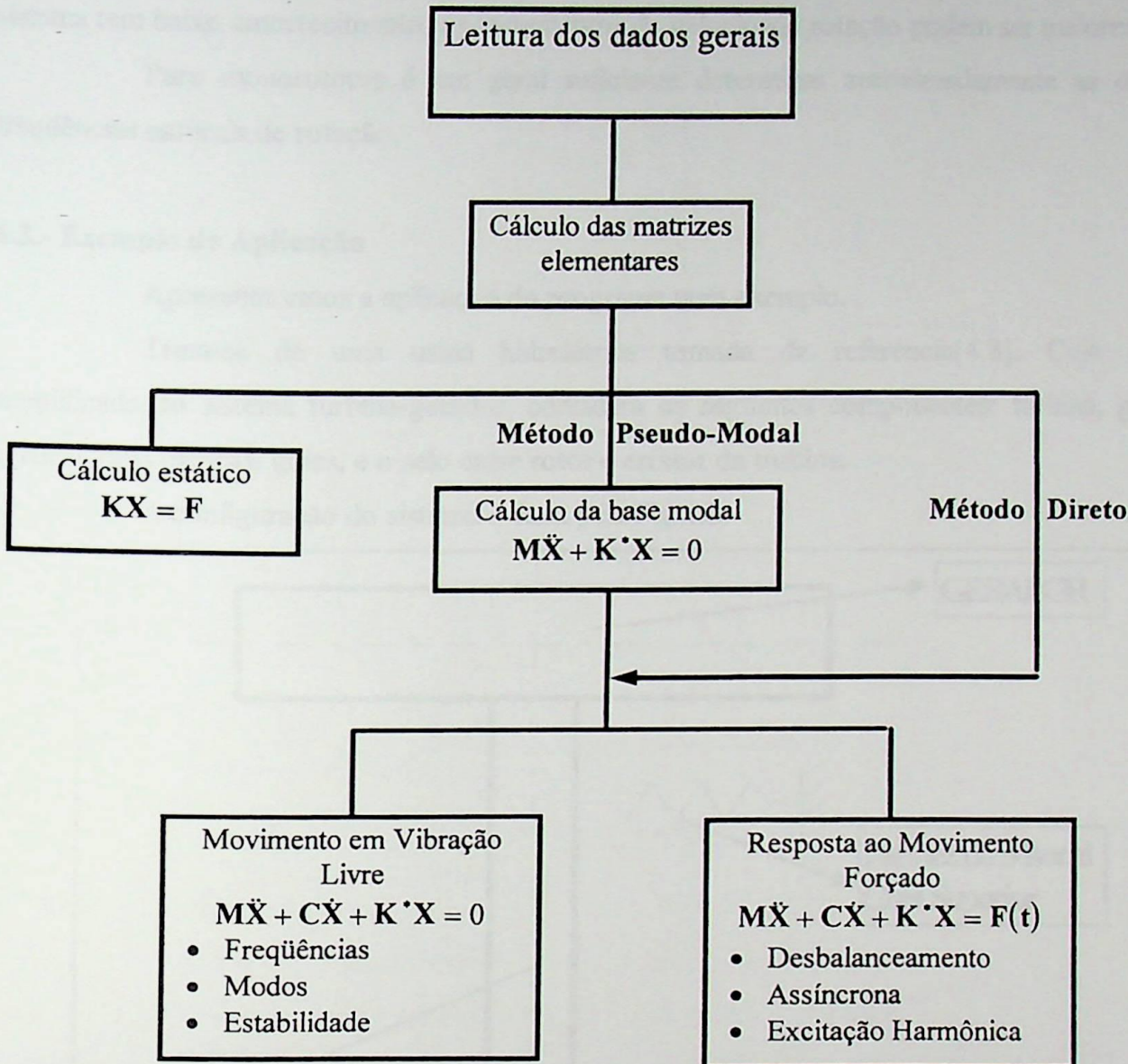
O cálculo estático é realizado sobre o sistema completo e se pode considerar tanto uma aceleração aplicada num plano perpendicular ao eixo do sistema, como também forças pontuais aplicadas.

Os cálculos dinâmicos como: a determinação das frequências críticas e os modos correspondentes em função das velocidades de rotação do eixo(diagrama de Campbell); a estabilidade do sistema são feitos usando a base modal do sistema não-giroscópico. Assim também, se estabelece as respostas do sistema ao desbalanceamento ou à aplicação de forças assíncronas.

Este programa contém três partes importantes:

- Leitura dos dados e cálculo dos elementos
- Cálculo estático
- Cálculo dinâmico.

O fluxograma genérico do programa é apresentado a continuação:

FLUXOGRAMA

Quando o eixo tem muitos mancais não é fácil determinar o giro de precessão direta ou inversa, algumas partes do rotor podem estar em precessão direta, e outras em precessão inversa. O seguinte método é usado aqui, a máxima elipse descrita pelo eixo nos nós são calculados, e todos os valores são somados com sinal positivo se o giro for positivo e no caso contrário com um sinal negativo. O sinal da soma de todas essas quantidades dará o sentido do giro sendo de precessão direta ou inversa.

O programa permite que uma ou mais massas desbalanceadas, forças assíncronas e forças harmônicas com diferentes fases possam ser aplicadas simultaneamente. As respostas a cada destas excitações podem ser calculadas em todos os nós ou em alguns deles para as diferentes velocidades de rotação do eixo. Como os sistemas são geralmente assimétricos, as trajetórias do eixo num plano transversal são elípticas.

Os cálculos para uma vibração forçada precisa mais memória do que no caso de vibração livre. A varredura da velocidade de rotação geralmente é feito com pequenos incrementos; e se o sistema tem baixo amortecimento, os incrementos da velocidade rotação podem ser maiores.

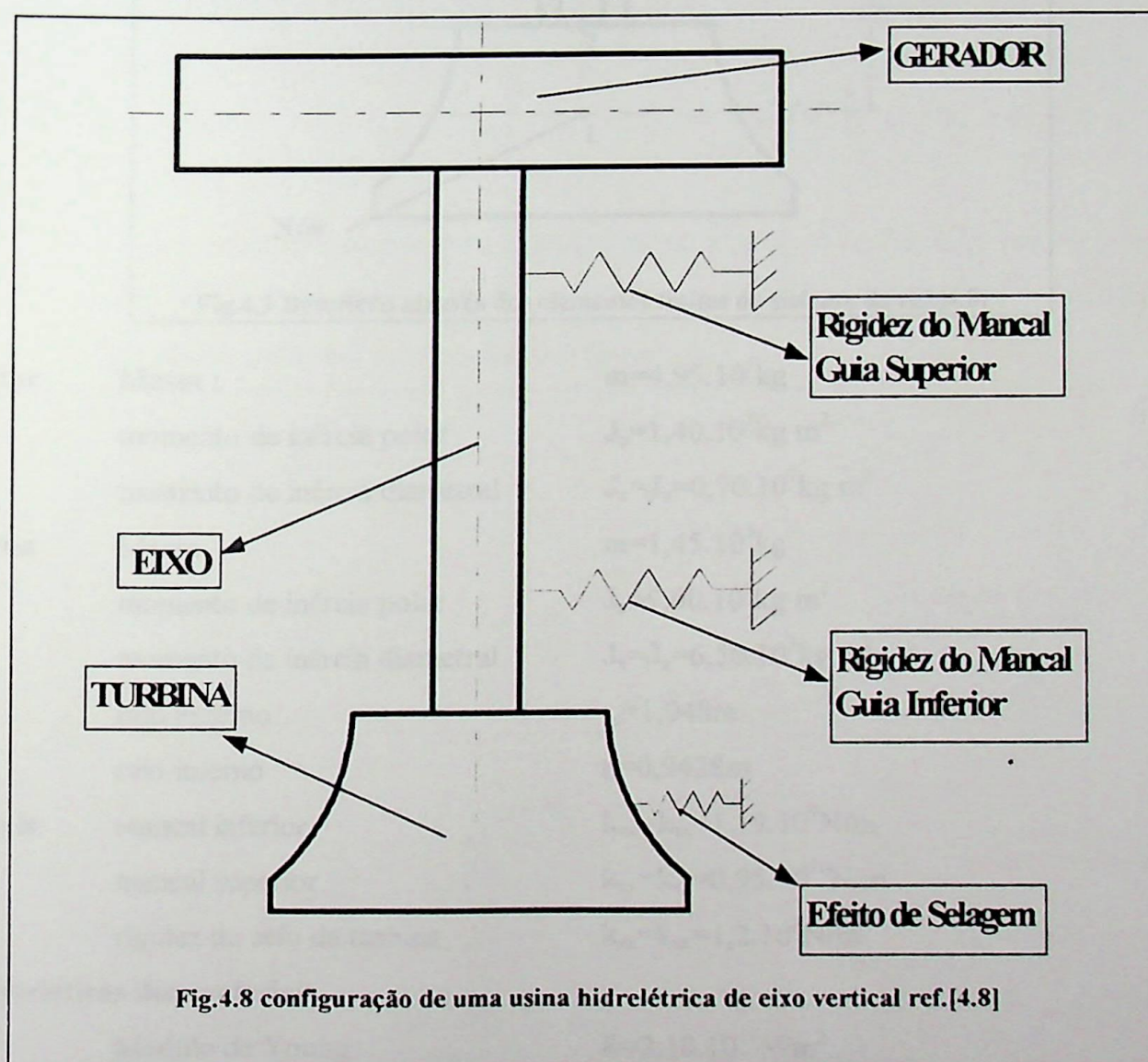
Para monorotores é em geral suficiente determinar aproximadamente as dez primeiras freqüências naturais de rotação.

4.3.- Exemplo de Aplicação

Apresentaremos a aplicação do programa num exemplo.

Trata-se de uma usina hidrelétrica tomada da referencia[4.8]. Cujas configuração simplificada do sistema turbina-gerador, considera os seguintes componentes: turbina, gerador, eixo vertical, dois mancais guias, e o selo entre rotor e estator da turbina.

A configuração do sistema é dada pela Fig.4.8:



Através dos elementos finitos o sistema é descrito conforme a Fig.4.9:

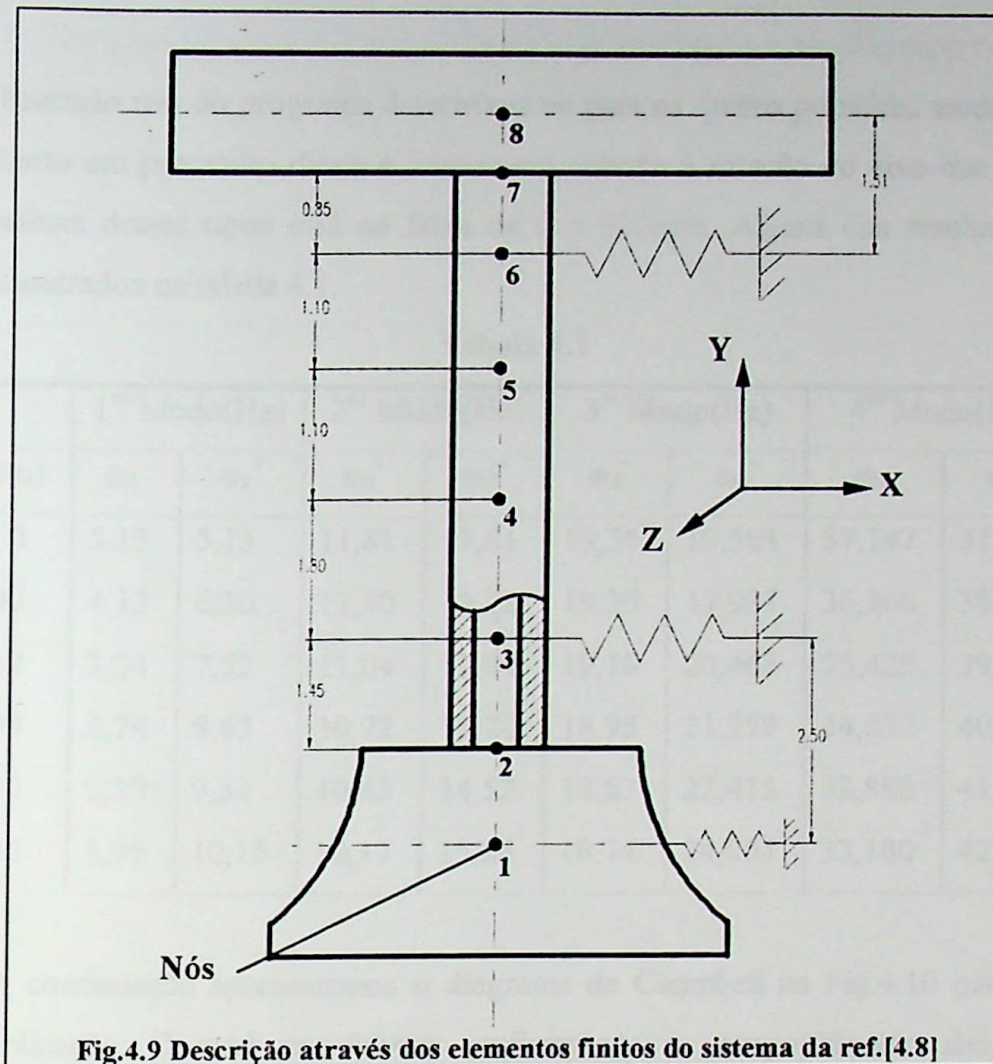


Fig.4.9 Descrição através dos elementos finitos do sistema da ref.[4.8]

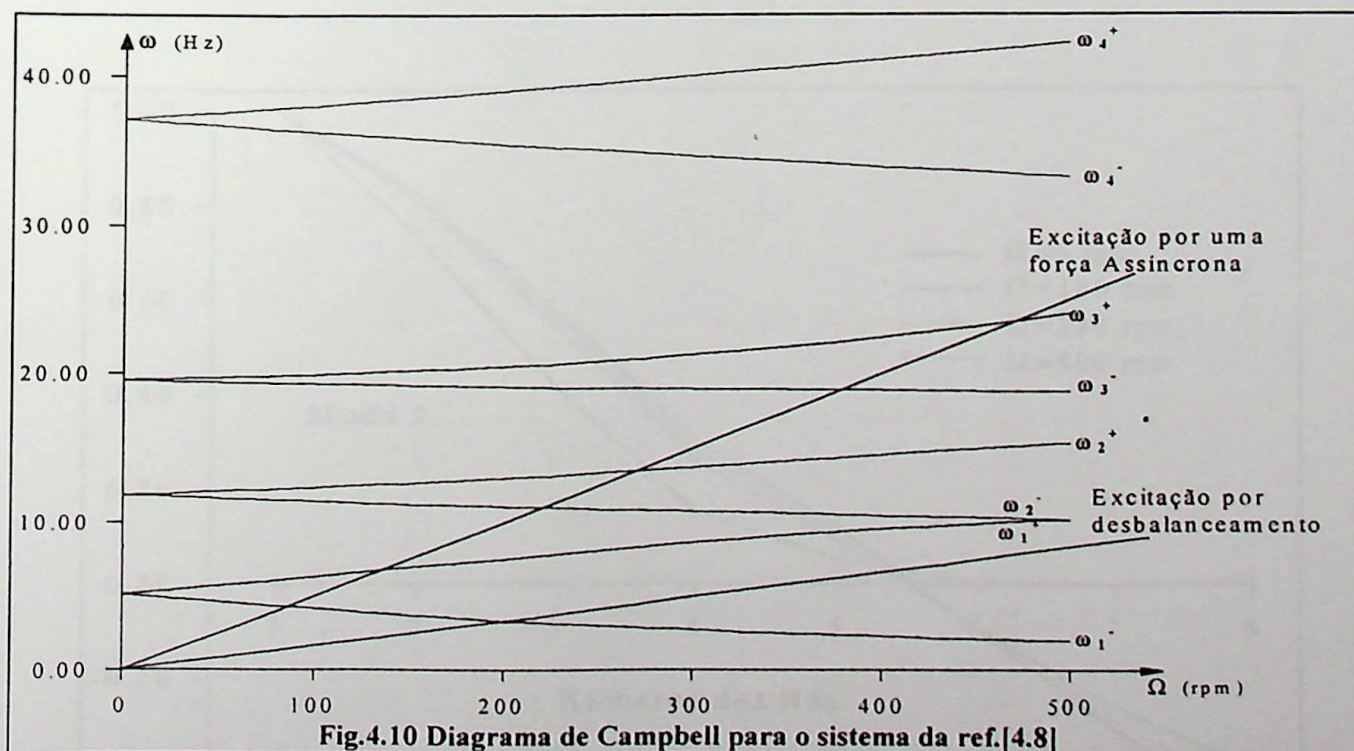
Gerador	Massa :	$m=4,95 \cdot 10^5 \text{ kg}$
	momento de inércia polar	$J_p=1,40 \cdot 10^7 \text{ kg m}^2$
	momento de inércia diametral	$J_x=J_z=0,70 \cdot 10^7 \text{ kg m}^2$
Turbina	Massa:	$m=1,45 \cdot 10^5 \text{ kg}$
	momento de inércia polar	$J_p=9,00 \cdot 10^5 \text{ kg m}^2$
	momento de inércia diametral	$J_x=J_z=6,50 \cdot 10^5 \text{ kg m}^2$
Eixo	raio externo	$r_e=1,048 \text{ m}$
	raio interno	$r_i=0,9428 \text{ m}$
Mancais:	mancal inferior	$k_{xx}=k_{zz}=1,19 \cdot 10^9 \text{ N/m}$
	mancal superior	$k_{xx}=k_{zz}=0,95 \cdot 10^{10} \text{ N/m}$
	rigidez do selo da turbina	$k_{xx}=k_{zz}=1,2 \cdot 10^8 \text{ N/m}$
Características dos materiais		
	Modulo de Young	$E=2,10 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$
	Densidade do material	$\rho=7,85 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$
	Coefficiente de Poisson	$\nu=0,3$

- Fazendo uso do programa determinamos para os quatro primeiros modos as frequências tanto em precessão direta e inversa em relação à rotação do eixo que geralmente para usinas destes tipos está na faixa de 0 a 500rpm. Alguns dos resultados obtidos são mostrados na tabela 4.1.

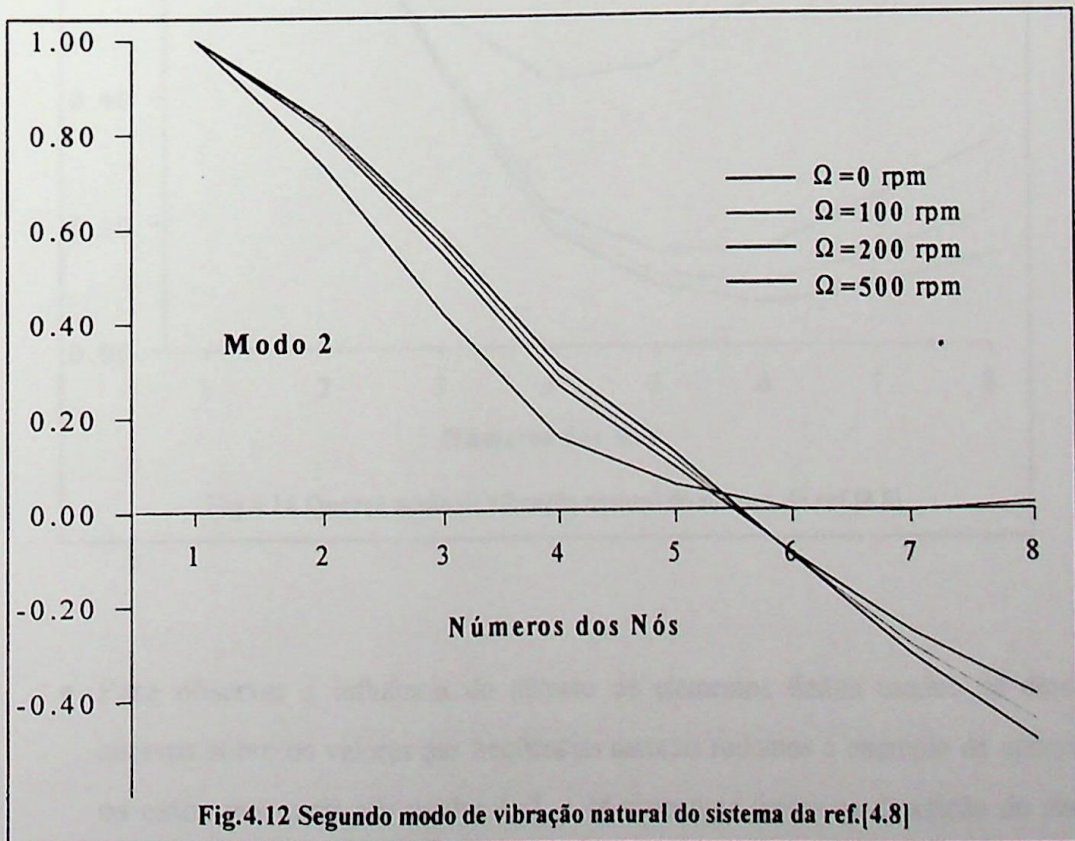
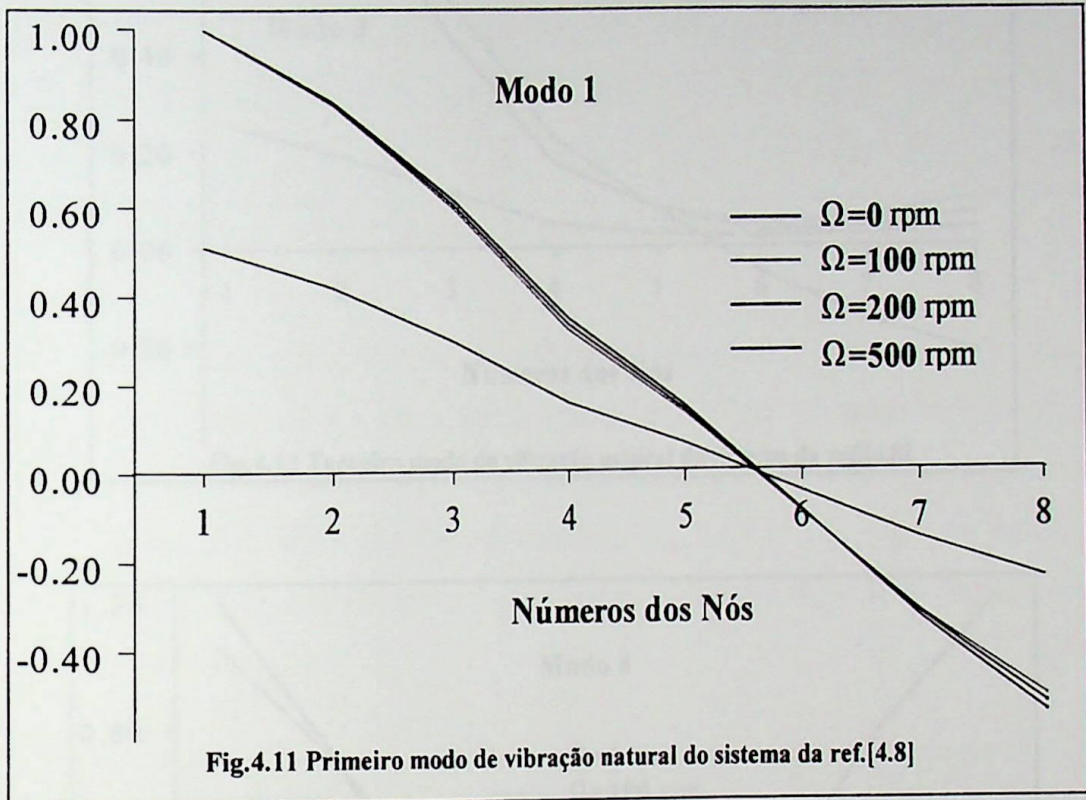
Tabela 4.1

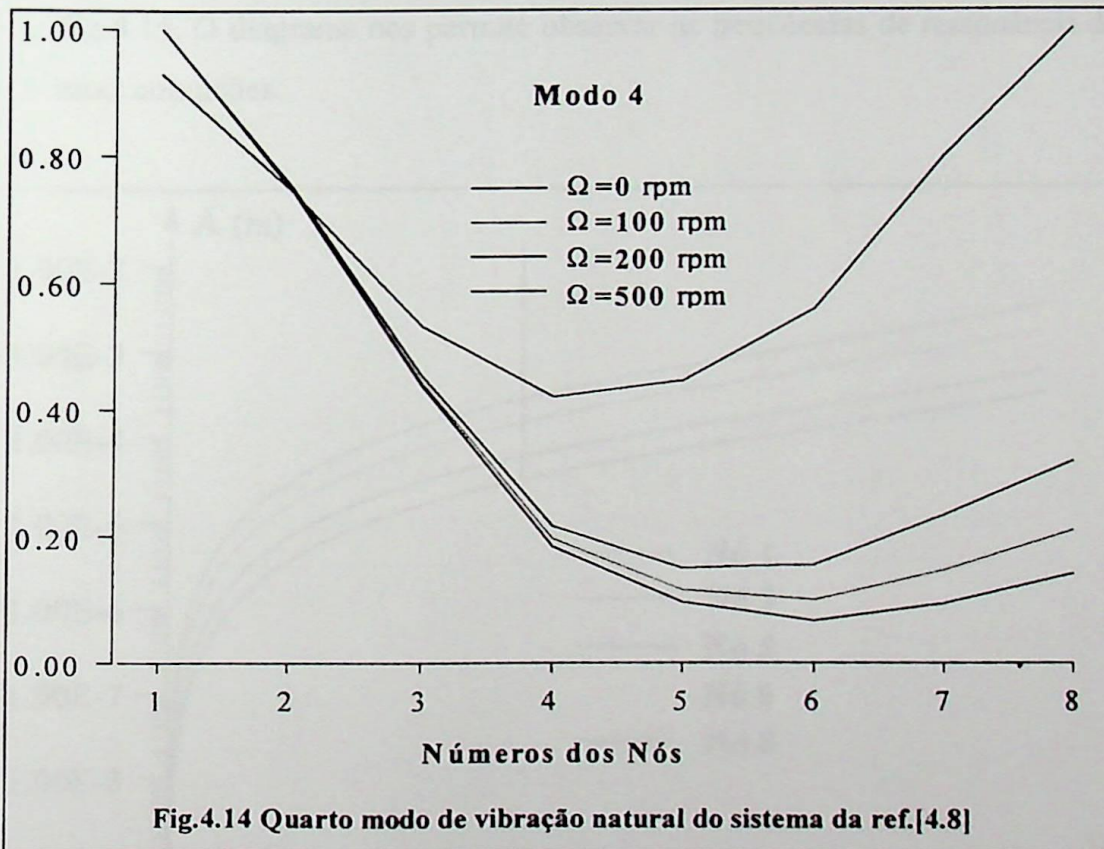
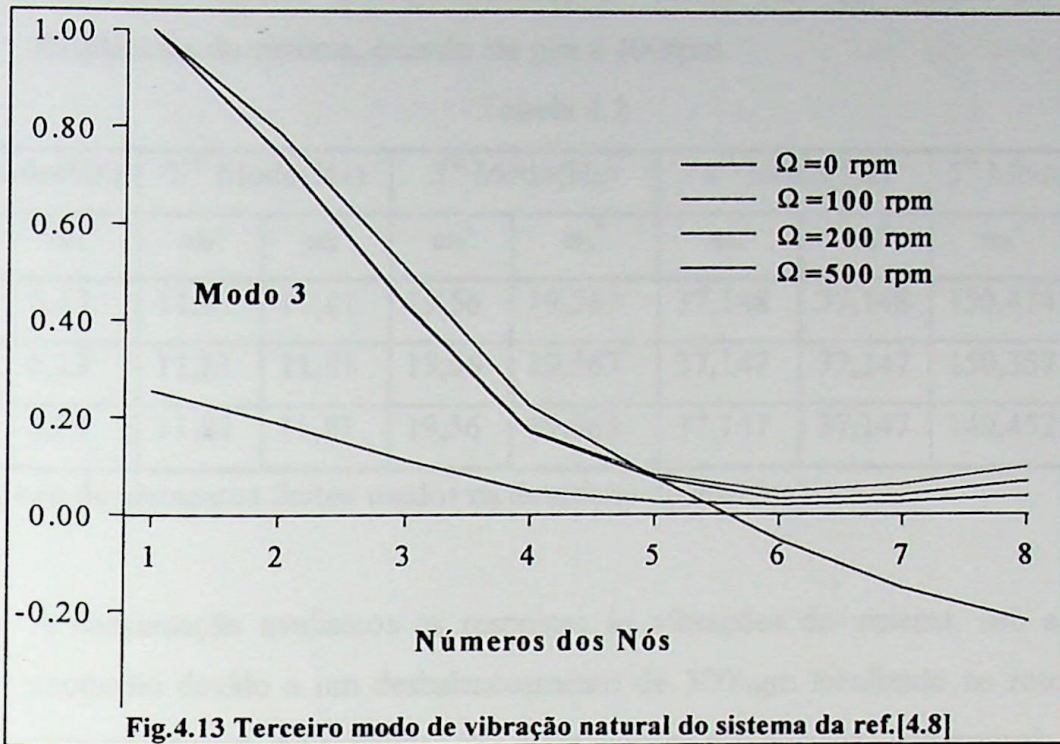
Ω (rpm)	1 ^o Modo(Hz)		2 ^o Modo(Hz)		3 ^o Modo(Hz)		4 ^o Modo(Hz)	
	ω_1^-	ω_1^+	ω_2^-	ω_2^+	ω_3^-	ω_3^+	ω_4^-	ω_4^+
0	5,13	5,13	11,81	11,81	19,56	19,563	37,147	37,147
100	4,13	6,30	11,40	12,32	19,30	19,933	36,266	38,073
200	3,34	7,52	11,04	12,94	19,10	20,468	35,429	39,047
300	2,74	8,63	10,72	13,70	18,95	21,259	34,637	40,066
400	2,29	9,51	10,43	14,52	18,83	22,415	33,888	41,134
500	1,95	10,15	10,17	15,26	18,74	24,005	33,180	42,248

- A continuação apresentamos o diagrama de Campbell na Fig.4.10 para o exemplo de aplicação. O qual nos mostra graficamente o comportamento das frequências de ressonância do sistema em relação à rotação.



- Também mostramos os quatro primeiros modos de vibração natural do sistema, nas rotações de 0,100,200,e 500rpm. Nas figuras 4.11 a 4.14. Os quais nos permitem observar a mudança destes com a rotação.





- Para observar a influência do número de elementos finitos usados na descrição do sistema sobre os valores das frequências naturais rodamos o exemplo de aplicação, para os casos nas quais são usadas 4, 7, e 14 elementos finitos na descrição do sistema. Os

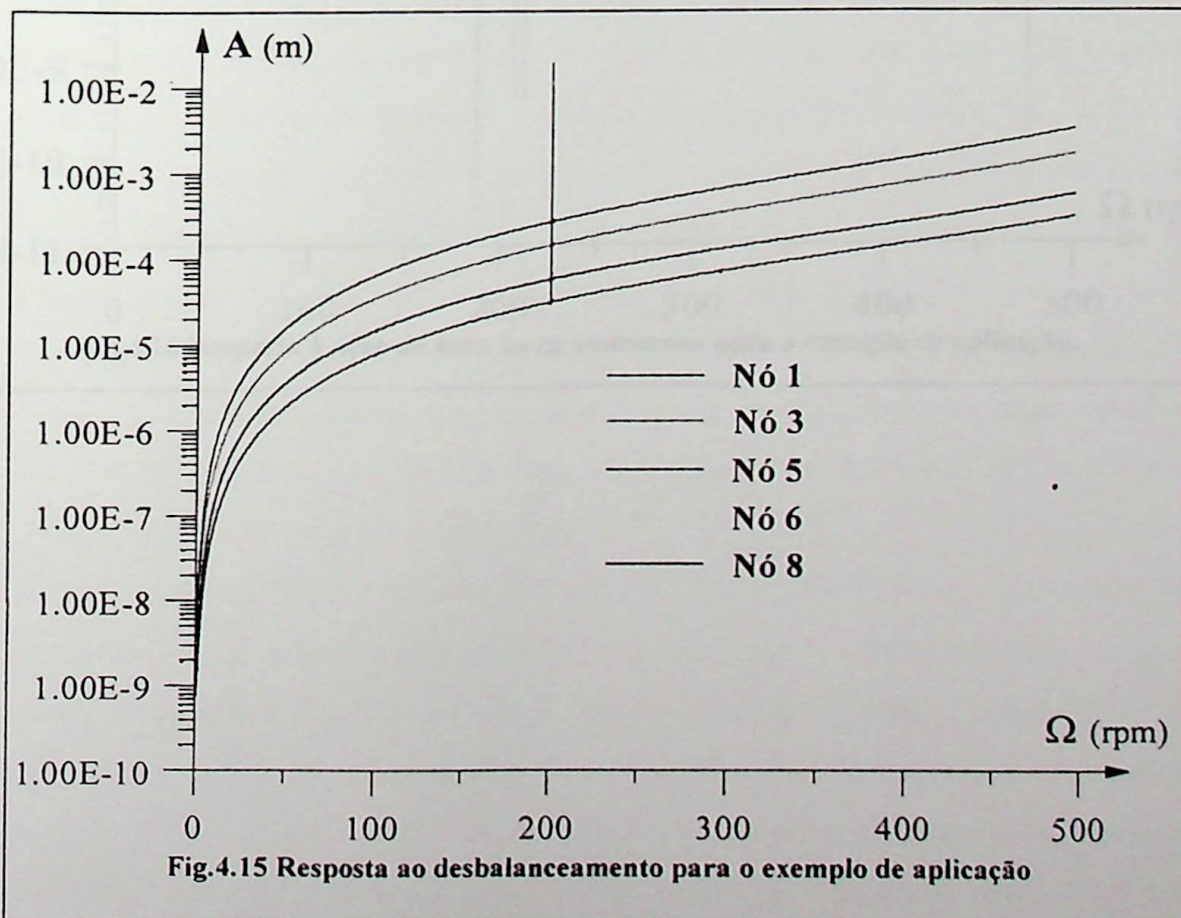
resultados obtidos são apresentados na tabela 4.2, que mostra as dez primeiras frequências do sistema, quando ela gira a 400rpm.

Tabela 4.2

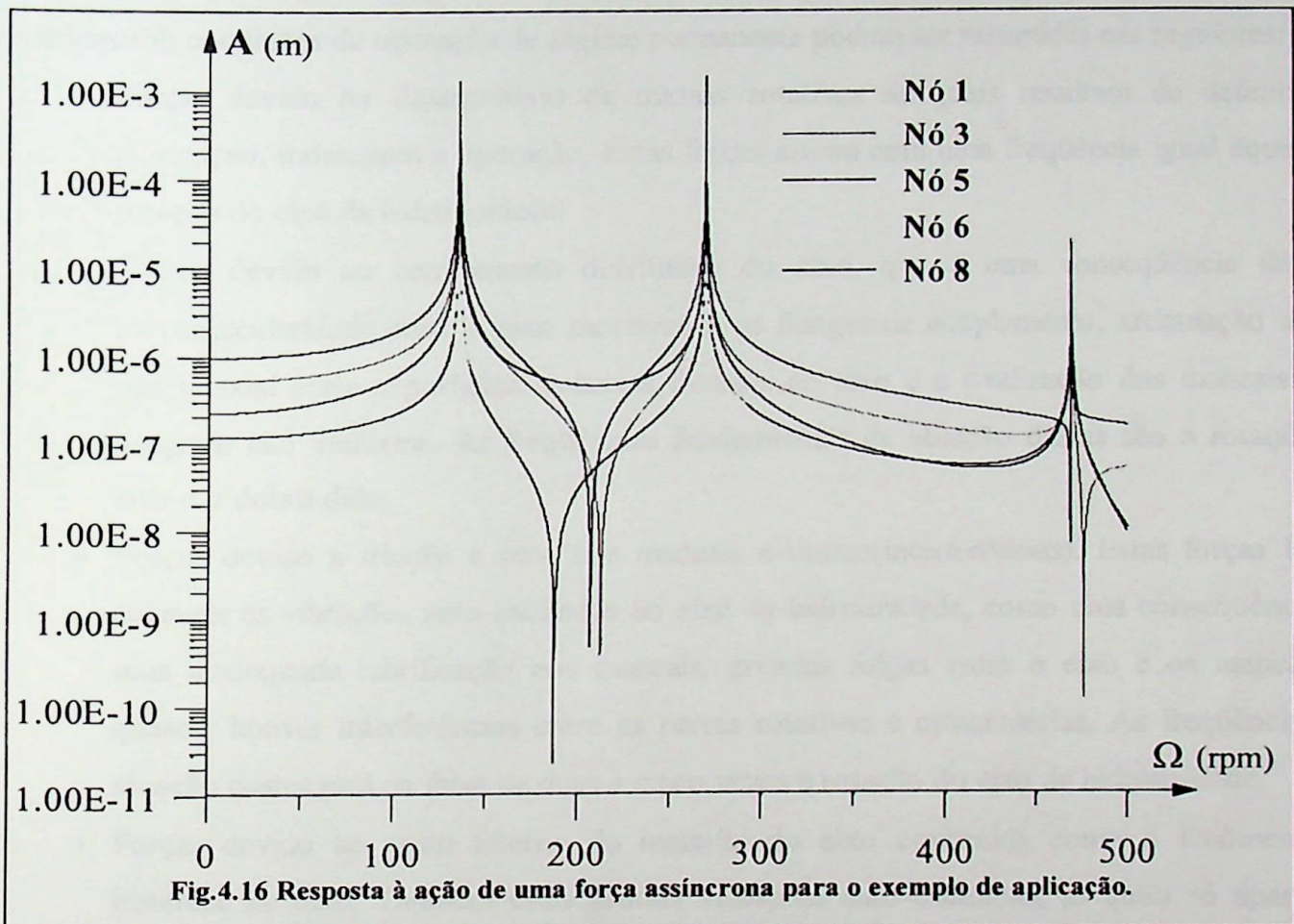
E.F.	1 ^o Modo(Hz)		2 ^o Modo(Hz)		3 ^o Modo(Hz)		4 ^o Modo(Hz)		5 ^o Modo(Hz)	
	ω_1^-	ω_1^+	ω_2^-	ω_2^+	ω_3^-	ω_3^+	ω_4^-	ω_4^+	ω_5^-	ω_5^+
4	5,13	5,13	11,81	11,81	19,56	19,563	37,148	37,148	150,474	150,519
7	5,13	5,13	11,81	11,81	19,56	19,563	37,147	37,147	150,357	150,381
14	5,13	5,13	11,81	11,81	19,56	19,563	37,147	37,147	149,452	149,476

(E.F. → Número de elementos finitos usados na descrição do sistema)

- A continuação avaliamos as respostas às vibrações do sistema, sob a ação de uma excitação devido a um desbalanceamento de 300kgm localizado no rotor da turbina e num raio de 3m. As respostas são determinadas nas posições dos mancais, da turbina, do gerador e outros que correspondem aos nós 1,3,5,6, e 8. Estas são apresentadas na Fig.4.15. O diagrama nos permite observar as frequências de ressonância do sistema sob estas condições.



- Também, avaliamos as respostas do sistema à ação de uma força assíncrona de 1000N e com uma frequência de excitação igual a três vezes a frequência de rotação do eixo, localizada na turbina. As respostas são determinadas nas posições dos mancais, da turbina, do gerador e outros (nós 1,3,5,6,8), os resultados são apresentados na Fig.4.16. Este diagrama nos permite observar as frequências de ressonância do sistema sob estas condições.



CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

5.1.-Conclusões

As principais conclusões extraídas deste trabalho são descritas a seguir:

◆ As forças de perturbação de origem mecânica, que aparecem nas hidrounidades das centrais hidrelétricas sob condições de operação de regime permanente podem ser resumidas nas seguintes:

- Forças devido ao desequilíbrio de massas rotativas as quais resultam de defeitos de fabricação, montagem e operação. Estas forças atuam com uma frequência igual àquela de rotação do eixo da hidrounidade.
- Forças devido ao centramento defeituoso do eixo, que é uma consequência da não perpendicularidade entre o eixo mecânico e os flanges de acoplamento, articulação anular não coaxial entre superfícies, encaixes frouxos no eixo e a ovalização dos mancais pelo desgaste não uniforme. As frequências fundamentais de atuação destes são a rotação do eixo e o dobro dela.
- Forças devido a fricção a seco nos mancais e outras(interferências). Estas forças fazem aparecer as vibrações auto-excitadas no eixo da hidrounidade, como uma consequência de uma inadequada lubrificação nos mancais, grandes folgas entre o eixo e os mancais, e quando houver interferências entre as partes rotativas e estacionárias. As frequências de atuação destes está na faixa de duas a cinco vezes a rotação do eixo da hidrounidade.
- Forças devido ao atrito interno do material do eixo conhecida como o fenômeno de histerese no eixo. Também estes produz vibrações auto-excitadas, as quais só aparecem quando a rotação do eixo excede a rotação crítica e geralmente aparecem nas velocidade de disparo das hidrounidades. A frequência de atuação deste tipo de força está na faixa de duas a cinco vezes a rotação normal do eixo.

Pode-se dizer que as forças de origem mecânica têm frequências de atuação bem definidas.

◆ As forças de perturbação hidrodinâmica que aparecem nas hidrounidades sob condições de regime permanente é variada e atuam numa ampla faixa de frequências desde frações de Hz até 300Hz. Estas forças aparecem devido aos seguintes fatores: perturbação do fluxo pelo pobre acabamento das diferentes partes da estrutura, operação inadequada da caixa espiral, posição incorreta dos componentes de um com relação a um outro, separação da camada limite das superfícies percorridas pelo fluxo e

conseqüentemente a formação de vórtices, esteira de vórtices, distribuição de fluxo não uniforme sobre o rotor e nas diferentes passagens da hidrounidade, operação das unidades sob condições de cavitação.

◆ As forças de perturbação de origem elétrica sob condições de regime permanente aparecem nas hidrounidades(gerador) como conseqüência de: variação do impulso magnético, entreferro desigual entre o rotor e estator do gerador, curto-circuito do enrolamento do rotor e das barras coletoras do gerador, e pelo funcionamento assimétrico do gerador. As freqüências de atuação destes são a rotação do eixo e o dobro dela.

◆ Também tem-se as forças de perturbação que aparecem provocadas pela vibração excessiva da hidrounidade produzindo um aumento nas diferentes folgas e pelo fenômeno de ressonância que pode acontecer não somente na freqüência natural do eixo senão também nas freqüências naturais dos diferentes componentes da instalação de potência (tampa da turbina, tubulação de óleo, conduto forçado, etc.).

◆ As condições de operação transitória da hidrounidade acontecem durante a partida, sincronização na rede elétrica, curto-circuito do gerador, carga e descarga do gerador, frenagem do sistema, condições de disparo da unidade, e chaveamento automático da unidade. Todos estes regimes ocorrem freqüentemente durante a operação de uma instalação hidrelétrica. E sob estas condições da análise das forças de perturbação que aparecem temos que suas freqüências de atuação residem dentro de uma ampla faixa desde 0,5Hz até 300Hz.

◆ A grande variedade de forças de perturbação que aparecem numa turbina hidráulica de uma instalação hidrelétrica e conseqüentemente as vibrações que originam nela são complexas, dificultando a identificação da causa de vibração da hidrounidade.

◆ No modelamento matemático do sistema mecânico turbina-gerador através do método de elementos finitos, pode-se dizer que para obter com grande exatidão as primeiras freqüências naturais do sistema, o número de elementos finitos usados na descrição do sistema não precisa ser grande como tem sido mostrado na tabela 4.2.

◆ As freqüências naturais do sistema turbina-gerador que correspondem aos modos de precessão inversa, são muito menos sensíveis daquelas freqüências naturais que correspondem aos modos de precessão direta como tem sido observado nas Fig.4.15, e Fig.4.16.

◆ Como é bem sabido as velocidades de rotação das turbinas hidráulicas são baixas em relação as turbinas a vapor. Porém as freqüências naturais do sistema não mudam apreciavelmente com a rotação delas o qual é verificado através do programa usado no presente trabalho(Fig.4.9).

5.2.-Sugestões para Futuros Trabalhos

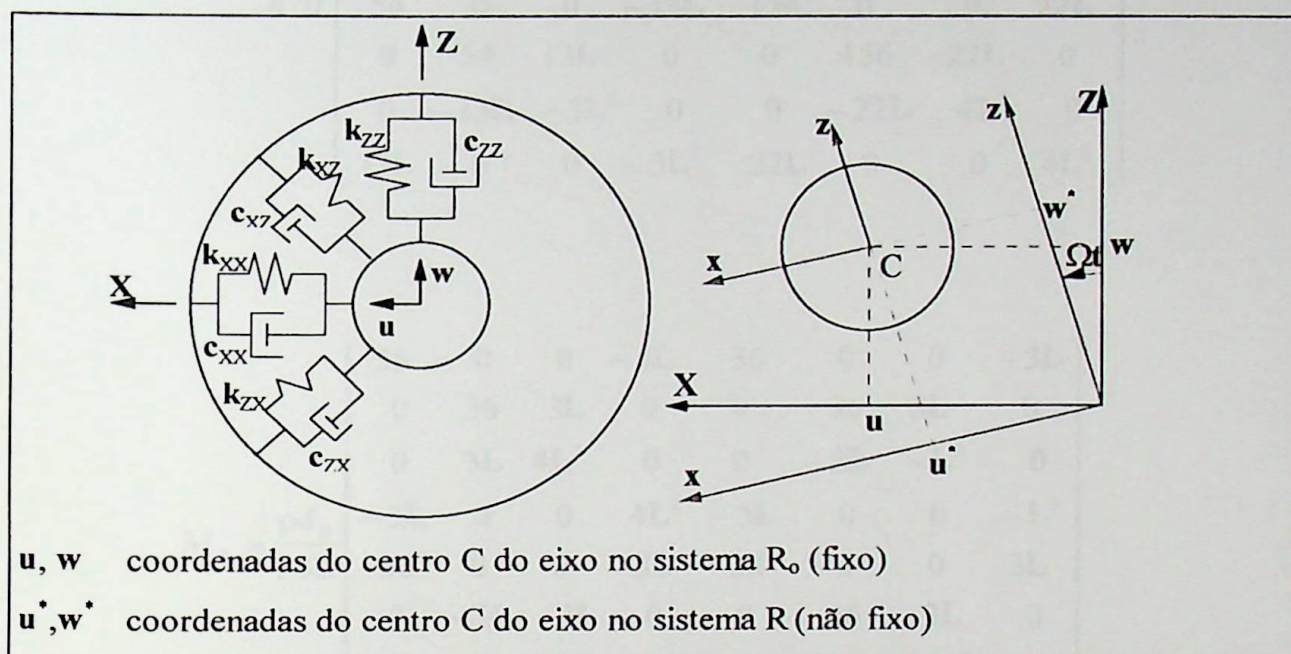
Neste sentido, dentro da área da dinâmica de máquinas hidráulicas de centrais hidrelétricas, pode-se indicar os seguintes tópicos como uma continuação do presente trabalho:

- ◆ Desenvolver trabalhos experimentais em campo, procurando identificar melhor os diferentes parâmetros de projeto e sua influência no sistema com relação as excitações vibracionais.
- ◆ Realizar trabalhos experimentais mais aprofundados sobre as forças de perturbação de origem mecânica, hidráulica, e elétrica que aparecem no sistema turbina-gerador durante os regimes transitórios de operação.
- ◆ Desenvolver modelos matemáticos que nos permitam simular o comportamento dinâmico do sistema nos regimes transitórios.
- ◆ Desenvolver modelos matemáticos que além de considerar os graus de liberdade e deflexão do eixo como no programa usado, considerem o eixo submetido a torção para nos aproximar melhor das condições reais de operação do sistema turbina-gerador.

APÊNDICE

A equação do trabalho virtual sobre o eixo nos mancais em relação ao sistema de referência não inercial $R(x,y,z)$ é:

Considerando que $k_{xz}=k_{zx}=0$



$$\delta W = -k_{xx}(u^* \cos(\Omega t) + w^* \sin(\Omega t))(q_u^* \cos(\Omega t) + q_w^* \sin(\Omega t)) \\ - k_{zz}(-u^* \sin(\Omega t) + w^* \cos(\Omega t))(-q_u^* \sin(\Omega t) + q_w^* \cos(\Omega t))$$

ou

$$\delta W = - \left[(k_{xx} \cos^2(\Omega t) + k_{zz} \sin^2(\Omega t))u^* + \frac{\sin(2\Omega t)}{2}(k_{xx} - k_{zz}) \right] q_u^* \\ - \left[(k_{xx} \sin^2(\Omega t) + k_{zz} \cos^2(\Omega t))w^* + \frac{\sin(2\Omega t)}{2}(k_{xx} - k_{zz})u^* \right] q_w^*$$

Esta equação mostra que no sistema R , a equação do trabalho virtual tem uma forma mais extensa, do que no sistema R_0 (sistema inercial).

- As matrizes correspondentes a equação (39) do capítulo 4 são:

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

$$\mathbf{M}_s = \frac{\rho J_s}{30L} \begin{bmatrix} 36 & 0 & 0 & -3L & 36 & 0 & 0 & -3L \\ 0 & 36 & 3L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ 0 & 3L & 4L^2 & 0 & 0 & -3L & -L^2 & 0 \\ -3L & 0 & 0 & 4L^2 & -3L & 0 & 0 & -L^2 \\ -36 & 0 & 0 & 3L & 36 & 0 & 0 & 3L \\ 0 & -36 & -3L & 0 & 0 & 36 & -3L & 0 \\ 0 & 3L & -L^2 & 0 & 0 & -3L & 4L^2 & 0 \\ -3L & 0 & 0 & -L^2 & 3L & 0 & 0 & 4L^2 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{C} = \frac{\rho J_s \Omega}{15L} \begin{bmatrix} 0 & -36 & -3L & 0 & 0 & 36 & -3L & 0 \\ 36 & 0 & 0 & -3L & -36 & 0 & 0 & -3L \\ 3L & 0 & 0 & -4L^2 & -3L & 0 & 0 & L^2 \\ 0 & 3L & 4L^2 & 0 & -0 & -3L & -L^2 & 0 \\ 0 & 36 & 3L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ -36 & 0 & 0 & 3L & 36 & 0 & 0 & 3L \\ 3L & 0 & 0 & L^2 & -3L & 0 & 0 & -4L^2 \\ 0 & 3L & L^2 & 0 & 0 & -3L & 4L^2 & 0 \end{bmatrix}$$

- As matrizes correspondentes a equação (45) do capítulo 4 são:

$$\mathbf{K}_c = \frac{EJ_s}{(1+a_c)L} \begin{bmatrix} 12 & 0 & 0 & -6L & 12 & 0 & 0 & -6L \\ 0 & 12 & 6L & 0 & 0 & -12 & 6L & 0 \\ 0 & 6L & (4+a_c)L^2 & 0 & 0 & -6L & (2-a_c)L^2 & 0 \\ -6L & 0 & 0 & (4+a_c)L^2 & 6L & 0 & 0 & (2-a_c)L^2 \\ -12 & 0 & 0 & 6L & 12 & 0 & 0 & 6L \\ 0 & -12 & -6L & 0 & 0 & 12 & -6L & 0 \\ 0 & 6L & (2-a_c)L^2 & 0 & 0 & -6L & (4+a_c)L^2 & 0 \\ -6L & 0 & 0 & (2-a_c)L^2 & 6L & 0 & 0 & (4+a_c)L^2 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{K}_F = \frac{F_o}{30L} \begin{bmatrix} 36 & 0 & 0 & -3L & -36 & 0 & 0 & -3L \\ 0 & 36 & 3L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ 0 & 3L & 4L^2 & 0 & 0 & -3L & L^2 & 0 \\ -3L & 0 & 0 & 4L^2 & 3L & 0 & 0 & -L^2 \\ -36 & 0 & 0 & 3L & 36 & 0 & 0 & 3L \\ 0 & -36 & -3L & 0 & 0 & 36 & -3L & 0 \\ 0 & 3L & -L^2 & 0 & 0 & -3L & 4L^2 & 0 \\ -3L & 0 & 0 & -L^2 & 3L & 0 & 0 & 4L^2 \end{bmatrix}$$

BIBLIOGRAFIA

- [1.1] Thomson, W. T. **Teoria da vibração com aplicações**. Rio de Janeiro, Ed. Interciência, 1978. 463p.
- [1.2] Almeida, M. T., **Vibrações mecânicas para engenheiros**. São Paulo, Ed. Edgard Blucher, 1990, 445p.
- [1.3] Rice, S. O. **Mathematical Analysis of Random Noise**. Nova Iorque: Dover Publications, Inc., 1954.
- [1.4] Egusquiza, E. **Noise of hydraulic machinery**. In: Ohashi, H. *Vibration and oscillation of hydraulic machinery*. Great Britain, University Press, Cambridge, 1992. p. 251-281.
- [1.5] Radha Krishna, H. C. de et alii. **Vibration and noise measurements in Francis turbine power plants**. In: International symposium on large hidraulic mahinery and associated equipmets. 1989, Beijin, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 434-445.
- [1.6] Keldysh, M. V. et al. **Vibrations in Aeroplanes**. BNT TsAGI, 1942.
- [1.7] Marin, N. I. **Static Endurance Limits of Airplane Components**. Oborongiz, Moscow, 1969.
- [1.8] Vladislavlev, L. A. **Vibration of hydro units in hydroelectric power plants**, Amerind Publishing Co. PVT. LTD., New Delhi, 1979. 327p.
- [2.1] Dung Yu-Xing. **Structural vibration due to mechanical excitation**. In: Ohashi, H. *Vibration and oscillation of hydraulic machinery*. Great Britain, University Press, Cambridge, 1992. p. 85-98.
- [2.2] Novikov, L. V. Avtokolebaniya Vrashchayushchikhaya Valov. **Self-Induced vibrations of rotating shafs**. Abstrac of the thesis presented for the degree of Kandidat of Technical Sciences, Moscow, 1955.
- [2.3] Vladislavlev, L. A. **Vibration of Vertical Hydro Units**. Gosenergoizdat, Moscow, 1948.
- [2.4] Parmakian, J. **Hydraulic turbine deficiencies**, Water Power, Nº 7, 1955.
- [2.5] Netsch, H. **Strustural vibration due to hydraulic excitation**. In: Ohashi, H. *Vibration and oscillation of hydraulic machinery*. Great Britain, University Press, Cambridge, 1992. p. 101-132.
- [2.6] Guo, Q. S. & Zhang, P. Z. **Variational principles for type-A hybrid problems of axial-flow hydraulic machinery**. In: International symposium on large hidraulic mahinery and associated equipmets. 1, 1989, Beijin, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 275-307.
- [2.7] Bauman, K. I. **Experimental investigation of the flow in the spiral casing of radial-axial turbines**. Trudy VIGM, Nº 18, 1954.

- [2.8] Mikhailov, I. E. **Types of cross-sections of hydraulic turbine spiral casings and tests on flow therein.** Dissertation, 1955.
- [2.9] Muskatirovic, J. & Predic, Z. **Analysis of hidrodinamic pressure acting on stay vanes of Kaplan turbines.** In: International symposium on large hidraulic mahinery and associated equipmets. 1, 1989, Beijin, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 90-101.
- [2.10] Gurevich, Kh. A. **Investigation of the aerodynamics trail downstream of a turbine blade cascade.** Kotloturbostroenie, N° 1, 1950.
- [2.11] Ryabinin, V. E. **Selecting the gap between the wicket gate and the runner of a hydroturbine.** Trudy VIGM, N° 19, 1956.
- [2.12] Kvyatkovskii, V. S. **The operation of axial hydraulic turbines.** Part. I and II, Mashgiz, Moscow, 1951.
- [2.13] Gutovskii, E. V. **Investigation of the perturbation force acting on the runner blades of a hydraulic turbine.** Dissertation, Leningrad, 1955.
- [2.14] Warsi, Z. U. A. **Flow of inviscid fluids.** In: Warsi, Z. U. A. Fluid dynamic theoretical and computational approaches. United States of America, CRC Press, 1993, cap.4, p. 128-152.
- [2.15] Rudashevskii, G. E. **Tests on pressures, stresses, and vibrations in blades and other components of hydroturbines at operational hydro power plants.** Izvestiya AN SSSR(OTN) N° 3, 1959.
- [2.16] Rudashevskii, G. E. **Problems of multiple measurements of strain, pressures, vibrations on large machines and investigation of these parameters on large hydroturbines under operating conditions.** Abstrac of thesis, Institut machinovedeniya AN SSSR, 1959.
- [2.17] Blyumina, L. Kh. And Yu. G. Zakharov. **Vibrations of a cylinder in an air flow.** In Issledovaniya po Dinamike Sooruzhenii, Trudy TsNIISK, 1957.
- [2.18] Donaldson, R. **Hydraulic-turbine runner vibrations.** ASME, N° 5, 1956.
- [2.19] Vladislavlev, L. A. **Testing hydraulic equipment of hydro power plants.** Gosenergoizdat, Moscow-Leningrad, 1957.
- [2.20] Kvyatkovskii, V. S. **The operation of axial hydraulic turbines.** Part. I and II, Mashgiz, Moscow, 1951.
- [2.21] Nishi, M. **Pressure surge due to vortex core in draft tube.** In: International symposium on large hidraulic mahinery and associated equipmets. 1, 1989, Beijin, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 210-218.
- [2.22] Koelle, E. **Trasient, oscillatory flow and control on large hydro-electric installations.** In: International symposium on large hidraulic mahinery and associated equipmets. 1, 1989, Beijin, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 446-459.

- [2.23] Loitsyanskii, L. G. **Mechanics of fluids and gases**. Izdatelstvo Nauka, 3rd edition, Moscow, 1970.
- [2.24] Pazi, L. G. **Test on periodic pressure pulsations in the draft tubes of hydraulic turbines**. Trudy VNII gidromash, N° 37, 1968.
- [2.25] Lashkov, A. S. and I. P. Ivanchenko, **Study of the development of cavitation erosion of adjustable-blade turbines on the basis of empirical data**. Trudy TsKTI, N° 5-9, 1969.
- [2.26] Grossman, E. P. **On the causes de flutter**. Trudy TsAGI, N° 350, 1938.
- [2.27] Kussner, H. **Augenblicklicher Entwicklungsstand der Frage des Flugel-Flatterns**, Luftfahrtforschung, N° 6, 1935.
- [2.28] Schlippe, B. **Zur frage der selbsterragten flugelschwingungen**, Luftfahrtforschung, N° 2, 1936.
- [2.29] Kolton, A. Yu. and I. E. Etinger, **Determining the axial forces acting on the runner of a radial-axial turbine**. Turbomashinostroenie, N° 1, 1960.
- [2.30] Korneev, N. A. et alii. **Study on the flow in the oil bath of the hydrogenerator thrust bearing**. In: International symposium on large hydraulic machinery and associated equipments. 1, 1989, Beijing, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 687-695.
- [2.31] Ding yuxin, Ma Zhenyue. **A two-dimensional thermo elastic hydrodynamic analysis of the thrust bearing with finite element method**. In: International symposium on large hydraulic machinery and associated equipments. 1, 1989, Beijing, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 698-708.
- [2.32] Diewald, W. & Nordmann R. **Influence of fluid forces in journal bearings and seals**. In: Ohashi, H. Vibration and oscillation of hydraulic machinery. Great Britain, University Press, Cambridge, 1992. p. 147-159.
- [2.33] Kozhevnikova, E. I. **Investigation of the hydraulic resistance of narrow gaps**. Trudy VIGM, N° 24, 1959.
- [2.34] Lomakin, A. A. **Calculation of critical speeds and provision of dynamic stability conditions for rotors of high-head hydraulic machines, taking into account the forces appearing at the gland seal arrangements**. Energomashinostroenie, N° 4, 1958.
- [2.35] Nishi, M. **Cavitation induced oscillation and two-phase flow instability**. In: Ohashi, H. Vibration and oscillation of hydraulic machinery. Great Britain, University Press, Cambridge, 1992. p. 225-244.
- [2.36] Nishiyama, T. & Nishiyama, H. **Dynamic responses of partially cavitating hydrofoil cascade to axial gust in bubbly water**. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 106, N° 3, 1984. p. 312-318.

- [2.37] Timoshenko, S. P. **Theory of vibrations in engineering work.** GNTI, Moscow, 1931.
- [2.38] Kito, F. **The vibration of penstocks,** Water Power, N° 10, 1959.
- [2.39] Den-Hartog, J. P. **Theory of vibrations.** Fizmatgiz, Moscow, 1960.
- [3.1] Krivchenko, G. I. de et alii. **The effect of characteristics of hydraulic machines and pressure systems on transient processes in hydroelectric plants and hydroelectric pumped storages.** In: International symposium on large hydraulic machinery and associated equipments. 1, 1989, Beijing, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 579-590.
- [3.2] Tomita, H. **Modelling and analysis.** In: Ohashi, H. **Vibration and oscillation of hydraulic machinery.** Great Britain, University Press, Cambridge, 1992. p. 79-83
- [3.3] Boldy, A. P. **Simulation of hydraulic transients in large hydraulic systems.** In: International symposium on large hydraulic machinery and associated equipments. 1, 1989, Beijing, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 674-686.
- [3.4] Szeredi, I. **Hydraulic transients of low head Bulb turbines.** In: International symposium on large hydraulic machinery and associated equipments. 1, 1989, Beijing, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 625-634.
- [3.5] Gohringer, J. **Blade spindle torques on the runner blades of Kaplan turbines, particularly under runaway conditions with regard to the cavitation effect.** In: Symposium AIRH, 11th, 1982, Amsterdam
- [3.6] Lazaro, B. & Rossi, G. **Laboratory measurements of torque and bending moment on a runner blades of a Kaplan turbine.** In: International symposium on large hydraulic machinery and associated equipments. 1, 1989, Beijing, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 569-578.
- [3.7] Pjovic, S., Boldy, A. P. and Obradovic, D. **Guidelines to Hydraulic transient Analysis.** Technical Press, 1987.
- [3.8] El'kind, Yu. M. **Experimental Research on Electromechanical Processes in Synchronous Machines.** Gosenergoizdat, Moscow, 1961.
- [3.9] Quian, X. & Dong, Y. **The twisting vibration response analysis of unit shaft system when sudden short circuit take place.** In: International symposium on large hydraulic machinery and associated equipments. 1, 1989, Beijing, IRCHM(B) & IAHR, 1989. p. 460-470.
- [3.10] Yang, D. & Dong, Y. **The twisting vibration of vertical turbine generator set.** Large electric machine and hydraulic turbine, N° 5, 1989.
- [4.1] Lalane, M. & Ferraris, G. **Rotordynamics prediction in engineering.** Great Britain, Ed. Biddles. 1990. 197p.
- [4.2] Nelson, H. D. , McVaugh, J. M., **The dynamics of rotor bearing systems using finite elements.** ASME J. Eng. Ind., 98, May 1976.

- [4.3] Tran, D. M., **Etude du comportement dynamique des rotors flexibles**. These D. I., Lyon, 1981.
- [4.4] Imbert, J. F. **Analyse des Structures par Eléments Finitis**. Cepadues Editions, 1979.
- [4.5] Berthier, P., Ferraris, G., Lalanne, M., **Prediction of critical speeds, unbalance and nonsynchronous forced response of rotors**. 53th Shock and Vib. Bull., 1983.
- [4.6] Berthier, P., Ferraris, G., Der Hagopian, J., Lalanne, M., **Application d'une méthode pseudo-modale à la détermination du comportement dynamique des monorotors et des multirotors coaxiaux**. Proceedings 7th World IFToMM Congress, Pergamon Press, 1987.
- [4.7] Wilkinson, J. H. **The Algebraic Eigenvalue Problem**. Oxford University Press, 1965.
- [4.8] Paula do Nascimento, L. **Estudos das forças excitadoras e da modelagem matemática de máquinas hidroelétricas**. Campinas, UNICAMP, 1987. Dissertação (mestrado em engenharia mecânica).

