

MIGUEL IGNÁCIO TORO CORREA

Engº Mecânico, Escola Engenharia, Univ. de Conc. - Chile, 1975

"ANÁLISE, SIMULAÇÃO NUMÉRICA E SOLUÇÃO DE PROBLEMA
VIBRATÓRIO NUM VENTILADOR DE 2625 KW"

Dissertação apresentada
à Escola Politécnica da
USP para obtenção do tí-
tulo de Mestre em Enge-
nharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Chien-Ching Tu
Professor Assistente Doutor do
Departamento de Engenharia Me-
cânica da Escola Politécnica
da USP.

São Paulo, junho de 1989.

TJ-34

AGRADECIMENTOS

Quero expressar meu agradecimento à Companhia Siderúrgica Paulista pela oportunidade que me otorgou de poder participar no programa de Mestrado da Empresa e pelas facilidades para poder realizar os testes nas próprias instalações.

Especialmente, quero externar minha alegria de ter como orientador ao Professor Dr. Carlos Chien-Ching Tu, pela incansável orientação e enorme incentivo. Sem dúvida, ele forma parte das pessoas que mais me influenciaram nestes anos.

A minha esposa, pela sua ajuda, companhia e compreensão em todos os momentos.

Aos colegas Eng^o Pedrini, Ikoma e Righetto pelo apoio na realização dos testes, confecção dos dispositivos e participação nas discussões. Aos desenhistas de minha Gerência.

A meus filhos Javier Ignácio e Marielita, pela sua assistência e a meus familiares e amigos que me incentivaram e ajudaram na redação, correção do português e datilografia.

Este trabalho é
dedicado a minha es
posa e a meus filhos
Javier Ignácio e Ma
rielita.

Delela 5.10.89

MIGUEL IGNÁCIO TORO CORREA

Engº Mecânico, Escola Engenharia, Univ. de Conc. - Chile, 1975

"ANÁLISE, SIMULAÇÃO NUMÉRICA E SOLUÇÃO DE PROBLEMA
VIBRATÓRIO NUM VENTILADOR DE 2625 KW"

Dissertação apresentada
à Escola Politécnica da
USP para obtenção do tí
tulo de Mestre em Engen
nharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Chien-Ching Tu
Professor Assistente Doutor do
Departamento de Engenharia Meca
cânica da Escola Politécnica
da USP.

São Paulo, junho de 1989.

TJ-34

AGRADECIMENTOS

Quero expressar meu agradecimento à Companhia Siderúrgica Paulista pela oportunidade que me otorgou de poder participar no programa de Mestrado da Empresa e pelas facilidades para poder realizar os testes nas próprias instalações.

Especialmente, quero externar minha alegria de ter como orientador ao Professor Dr. Carlos Chien-Ching Tu, pela incansável orientação e enorme incentivo. Sem dúvida, ele forma parte das pessoas que mais me influenciaram nestes anos.

A minha esposa, pela sua ajuda, companhia e compreensão em todos os momentos.

Aos colegas Eng^o Pedrini, Ikoma e Righetto pelo apoio na realização dos testes, confecção dos dispositivos e participação nas discussões. Aos desenhistas de minha Gerência.

A meus filhos Javier Ignácio e Marielita, pela sua assistência e a meus familiares e amigos que me incentivaram e ajudaram na redação, correção do português e datilografia.

Em minha:

Este trabalho é
dedicado a minha es
posa e a meus filhos
Javier Ignácio e Ma
rielita.

RESUMO.

=====

Em 1976, a COSIPA instalou o segundo sistema de limpeza de gases projetado pela Chemical Air Pollution Control of N. Y. O exaustor de gases do sistema é composto de um rotor centrífugo de dupla sucção, de diâmetro 2.8 m, montado num eixo - de .177 m de diâmetro, suportado por dois mancais hidrodinâmicos (Dodge). Os mancais são apoiados encima de pedestais de concreto armado. O ventilador é acionado por um motor Westinghouse 2911 Kw, 1182 RPM, de 6 polos.

Desde o inicio da operação do sistema, as vibrações horizontais apresentaram altos níveis. A causa desta vibração foi atribuída ao desbalanço do rotor pelo acúmulo de lama nas pás. Isto provocava constantes intervenções para limpeza e correção do desbalanço. Estas intervenções eram não programadas acarretando perdas de produção.

Várias alternativas de solução foram apresentadas, porém, nenhuma delas atingiu o resultado esperado. Antes de tentar novas soluções foi decidido desenvolver um modelo matemático do sistema, o qual, permitisse simular o comportamento deste com alta precisão e apontar as soluções viáveis. O modelo resultante consistiu em um eixo rígido montado em mancais hidrodinâmicos sobre pedestais flexíveis. Estes pedestais são representados por molas e amortecedores lineares. Para garantir que os mancais não sejam afetados pelas modificações, as forças hidrodinâmicas são calculadas a cada passo pela equação de Reynolds e a equação unidimensional da energia mediante o método de diferenças finitas. (mesmo que este método consuma um tempo de processamento relativamente grande, é justificado pelo desejo de levar em conta os efeitos térmicos e a geometria dos mancais). Estas forças são introduzidas em um sistema de equações diferenciais ordinárias, que representam o comportamento dinâmico do sistema, e integradas usando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem com passo fixo em um computador IBM 3090. A resposta em frequência assim como as órbitas dos colos são obtidas e verificadas na prática.

Foram simuladas as seguintes soluções:

a) Mudança nos formatos e folgas dos mancais.

O resultado da análise demonstrou que não trazia grandes benefícios. Porém, se descobriu que os níveis de vibração nos pedestais poderiam ser reduzidos pela ação do amortecimento

do filme lubrificante.

b) Instalação de um absorvedor de inâmico de vibrações simples.

Foi confeccionado e instalado um absorvedor na base do mancal lado não acoplado, obtendo redução dos níveis de vibrações em forma imediata. Este sucesso revelou a real causa da alta sensibilidade do problema e foi utilizado até a implantação da solução definitiva.

c) Enrijecimento dos pedestais.

A solução definitiva foi alcançada mediante o aumento da rigidez dos pedestais. Isto foi realizado aumentando as dimensões dos pedestais utilizando 27 m³ de concreto armado. Durante a implantação desta solução foi necessário excavar sua base até o radier. Os níveis de vibrações foram mantidos em níveis aceitáveis pela utilização de absorvedores de vibração. Depois da cura do concreto foram retirados os absorvedores e as vibrações permaneceram estáveis, em níveis baixos mostrando que a solução adotada estava correta.

A simulação indicou que o formato original do mancal não sofriria nenhum dano tanto com o absorvedor como com o reforço dos pedestais. Com a solução adotada o equipamento operou continuamente por mais de 100 dias sem sofrer intervenções inesperadas. Somente parou para serviços de limpeza e inspeção. Até o presente momento não se tem registros de desgaste de mancais decorrentes de problemas de natureza dinâmica.

ABSTRACT

In 1976, COSIPA installed a B.O.F gas cleaning system designed by the Chemical Air Pollution Control Corp of New York. The main exhaust fan had two opposed centrifugal rotors of 2.8m, diameter, mounted on a 7" diameter axle, and supported by two Dodge hydrodynamic bearings. The bearings, in turn, are bolted to concrete pedestals. The fan was driven by a Westinghouse 2911 KW, 1182 rpm, 6 pole induction motor.

Since the beginning, horizontal radial vibrations were experienced that built up gradually until it reached intolerable levels. Eventually, it was discovered that the cause of the vibration was due to the unbalancing of the rotor by the adherence of small lumps of iron dust weighing as little as 0.05Kg (when lodged at the rim). Therefore, the fan needed to be stopped (for nearly eight hours) for scrubbing and balancing once every 20 days or so. Since this adherence was random in nature, the stoppages were mostly unscheduled which caused great production losses.

Many false starts were made to solve the vibration problem during the past 10 years. Before trying another solution, it was decided that a detailed, experimentally validated mathematical model of the fan should be made. Any proposed solution can then be first simulated on the computer to guarantee results. The resulting model consisted of rigid axle and rotors supported on compliant hydrodynamic bearings and mounted on flexible pedestals represented by linear springs, dashpots and masses. Due to the desire to guarantee that the bearings should withstand any increase in loading caused by the modifications, the bearing forces were calculated at each stage by solving the steady state Reynolds and one-dimensional energy equations by finite differences. (Although this took more computer time than the usual spring and damping bearing coefficient methods, it was justified due to the complexities of the shape of the bearings studied and a desire to take into account thermal effects.)

These forces were in turn fed into the system of ordinary differential equations representing the dynamics of the whole system and integrated using a 4th. order, fixed step Runge-Kutta routine on an IBM 3090 computer. The frequency response as well as bearing orbits were obtained and experimentally validated.

The following three solutions were analyzed in depth:

a) Changing the shape and clearance of the bearings.

It was discovered that not much benefit would result by changing the present lemmon shape with two pockets to other more complex shapes. However, it was discovered that vibration levels could be significantly reduced by increasing the clearance (ie causing more damping).

b) Adapting a dynamic vibration absorber.

A single vibration absorber was made and welded to the base of the bearing farthest from the motor. It was immediately successful (ie. reducing vibration levels to less than $15 \mu\text{m}$). However, since the vibration absorber looked fragile and makeshift and was precariously installed, the management decided that a more "rugged" solution was preferred.

c) Stiffening of the pedestals by pouring concrete.

The final "rugged" solution was achieved by stiffening the base. This was done by the thickening of the two pedestals with 27m^3 of reinforced, fast curing grouting concrete. The pedestals were corroded at the base by oil. Therefore it was necessary to excavate this base. During the excavation, the vibration levels were maintained at acceptable levels by the dynamic absorber. After the corroded concrete was removed, the fan was shut down for only 16 hours to allow the concrete to harden sufficiently. The dynamic absorber was then removed.

The simulations indicated that the present lemmon shaped bearing would not suffer any damage in either the dynamic absorber or the pedestal stiffening solutions. The fan has been in continuous operation for more than 100 days now without any need for balancing. It was stopped once for scrubbing and inspection. No sign of abnormal wear of the abnormal wear the bearing surfaces were noticed.

NOTAÇÃO E NOMENCLATURA

=====

a = Distancia do disco do rotor aos mancais

b = Largura equivalente do disco

W = Peso do rotor

e'_k = Sistema coordenado fixo ao rotor

x_f

y_f Sistema inercial de referência

z_f

x_r

y_r Sistema translacional do centro de massa do rotor

z_r

m_r = Massa do rotor

θ_x, θ_y ângulos de Euler

x_1, y_1, z_1 Sistema translacional do mancal LA

x_2, y_2, z_2 Sistema " " " " LOA

x_3, y_3, z_3 Sistema " " pedestal LA

x_4, y_4, z_4 Sistema " " pedestal LOA

F_{EXTX}, F_{EXTY} = Forças externas sobre o rotor

$F_{HX1}, F_{HX2}, F_{HY1}, F_{HY2}$ = Forças hidrodinâmicas

I_t = Momento de inércia polar do rotor

I_t = Momento de inércia transv. do rotor

ω = velocidade angular do rotor , nominal

F_c = Força centrífuga devido ao desbalanceamento

m_d = Massa desbalanceada

e_d = Excentricidade da massa desbalanceada

LA = Lado acoplamento

LOA = Lado não acoplado

m_{y3} = Massa efetiva do pedestal LA

m_{y4} = Massa efetiva do pedestal LOA

V_2 = Velocidade radial do eixo
 v_x = Velocidade do eixo em x
 v_y = Velocidade do eixo em y
 Δx = Distancia entre o ponto (i-1) e o ponto (i) no eixo x
 Δz = Distancia entre o ponto (j-1) e o ponto (j) no eixo z
 H = adimensional da espessura do filme
 X = adimensional (eq. 3.16)
 Y = adimensional (eq. 3.16)
 V = velocidade de aproximação das superfícies
 L_1 = comprimento do mancal LA
 L_2 = comprimento do mancal LOA
 A_q = erro relativo da eq. 3.22
 T = adimensional do tempo
 C_ω = Folga radial do mancal genérico
 W_b = Coeficiente de relaxação
 P_{cav} = Pressão de cavitação
 h_{min} = espessura mínima do filme
 x_m = excentricidade do lóbulo
 R_m = Raio do lóbulo
 x_b = excentricidade da bolsa de óleo
 β_o = Dimensão angular da bolsa
 T = temperatura
 C_p = calor específico do óleo
 P_e = cte. de Peclet (eq. 4.1)
 t_o = tempo de referência
 \bar{T} = adimensional de temperatura
 μ = viscosidade do óleo
 $\bar{\mu}$ = adimensional de viscosidade
 μ_i = viscosidade entrada do óleo
 μ_{eff} = viscosidade efetiva do óleo
 p' = adimensional de pressão
 Λ = adimensional (pp 77)
 α_1 = coeficiente exponencial

KPY3 = Rigidez do pedestal LA, dir Horiz.
 CPY3 = Fator de amortecimento do pedestal LA, dir Horiz.
 KPY4 = Rigidez do pedestal LOA, Dir Horiz.
 CPY4 = Fator de amortecimento do pedestal LOA, Dir. Horiz.
 e_1 = Excentricidade relativa do mancal LA
 e_2 = " " " " " " LOA
 m_e = Massa do eixo
 m_{di} = " " do disco
 D_d = Diâmetro do disco
 w_n = Frequencia natural do rotor
 q = Massa do eixo do rotor por unidade de comprimento
 d_{est} = deflexão estática do rotor
 L_{p3} = Altura do pedestal LA
 L_{p4} = " " " " LOA
 w_{ny3} = Frequência natural do pedestal LA
 w_{ny4} = " " " " " " LOA
 ψ_3 = Fator de amortecimento pedestal LA
 ψ_4 = " " " " " " LOA
 C_o = Folga radial do mancal cilíndrico
 C_m = Folga radial mínima do mancal do ventilador
 p = Pressão do filme lubrificante
 α = Coordenada circunferencial
 z = " " axial do mancal
 h = Espessura do óleo
 D = Diâmetro do mancal
 R = Raio do eixo
 t = Tempo
 U_1 = Velocidade tangencial do alojamento
 U_2 = Velocidade tangencial do eixo

T_i = temperatura de entrada do óleo

ρ = densidade do fluido lubrificante

ϕ = angulo entre a linha de centros do eixo com a vertical

PATM = Pressão atmosférica

(m,n) = tamanho da malha no modelo de dif. finitas.

θ_{md} = Fase da massa desbalanceada.

ÍNDICE

	Pág.
1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Apresentação do Problema.....	1
1.1.1 Sistema de Gases Nº 2	1
1.1.2 Principais Componentes.....	3
1.1.3 Exaustor Principal.....	3
1.1.4 Histórico.....	5
2. MODELO MATEMÁTICO DO SISTEMA ROTOR-MANCAL-PEDESTAL....	14
2.1 Histórico da Arte Bibliográfica.....	14
2.2 Sistema Rotor Mancal Pedestal (SRMP).....	20
2.2.1 Descrição do Sistema.....	20
2.2.2 Sistema de Coordenadas e Transformações.....	22
2.2.3.2 Movimento Angular ao Redor do Seu Centro de Massa.	26
2.2.3 Equações do Movimento do Rotor.....	26
2.2.3.1 Movimento Translacional do Centro de Gravidade....	27
2.3 Equações do Movimento dos Pedestais.....	31
2.3.1 Descrição do Configuração dos Pedestais.....	31
2.4 Equações do Movimento Translacional dos Pedestais.....	34
2.5 Conjunto de Equações do Movimento do Sistema Rotor-Man cal-Pedestal (SRMP).....	35
2.6 Identificação dos Parâmetros do Sistema.....	37
2.6.1 Determinação do Momento de Inércia Transversal do Ro tor.....	37
2.6.2 Considerações sobre Rigidez do Rotor.....	38
2.6.3 Parâmetros dos Pedestais.....	39
2.6.3.1 Generalidades.....	39
2.6.3.2 Medição Experimental das Frequências Naturais com o Rotor Montado.....	39
2.6.3.3 Testes com Pedestais Isolados.....	45

	Pág.
2.6.3.4 Cálculo da Rigides dos Pedestais.....	46
2.6.3.5 Cálculo da Massa Efetiva de Ambos Pedestais.....	47
2.6.3.6 Cálculo do Fator de Amortecimento CPY.....	48
2.6.4 Comparação da Massa do Rotor.....	48
2.6.5 Forças Externas (FEXTX, FEXTY).....	48
3. MODELO MATEMÁTICO DOS MANCAIS.....	49
3.1 Introdução	49
3.2 Bibliografia. Evolução da Lubrificação Hidrodinâmica.	49
3.3 Aplicação para Mancais Cilíndricos com Alinhamento Perfeito.....	51
3.4 Derivação da Equação de Reynolds em Coordenadas Fixas.	54
3.4.1 Introdução.....	54
3.4.2 Mancais Cilíndricos.....	54
3.4.3 Mancais Não Cilíndricos.....	55
3.5 Método de Resolução por Diferenças Finitas.....	57
3.6 Adimensionais e Equação da Pressão.....	59
3.7 Cálculo dos Coeficientes da Equação em Forma de Diferenças.....	60
3.8 Valor de Sobrerelaxação Ótimo.....	63
3.9 Condições de Contorno para a Equação de Reynolds.....	65
3.10 Forças Hidrodinâmicas.....	65
3.11 Geometria dos Mancais do Ventilador	67
3.11.1. Descrição dos Mancais.....	67
3.11.2. Cálculo da Folga Radial.....	69
3.11.3. Valor Dimensional do Formato "Limão" dos Mancais do Ventilador.....	70

	Pág.
4. AVALIAÇÃO DO CAMPO DE TEMPERATURAS DO FILME LUBRIFICANTE.....	74
4.1 Introdução	74
4.2 Histórico.....	74
4.3 Derivação da Equação da Energia, Modelo Adiabático..	76
4.4 Método Simplificado.....	78
4.5 Viscosidade e Temperaturas dos Mancais do Ventilador da COSIPA.....	79
5. RESULTADOS DO MODELO DE MANCAIS.....	81
5.1 Comparação do Lugar Geométrico.....	81
5.2 Determinação do Erro, Aq.....	81
5.3 Efeito das Ranhuras de Entrada e Saída do Óleo.....	87
5.4 Efeito da Variação da Viscosidade na Excêntricaidade.	89
6. PROGRAMAÇÃO DO SISTEMA DINÂMICO E PROGRAMAÇÃO NUMÉRICA.....	94
6.1 Programação do Sistema Dinâmico.....	94
6.2 Programa de Computação.....	99
6.3 Simulação de um Sistema Rígido.....	102
6.4 Típica saída e listagem do programa LGPED.....	107
7. SIMULAÇÃO DO SISTEMA DINÂMICO.....	129
7.1 Simulação do sistema com mancais do rotor A.....	129
7.1.1 Descrição do sistema.....	129
7.1.2 Simulação do sistema sobre uma gama de velocidades	130
7.1.3 Resposta do sistema com variações na rigidez dos pedestais.....	144
7.2 Simulação do sistema com mancais do rotor B.....	149
7.2.1 Descrição do sistema.....	149

	Pág.
7.2.2 Resposta do sistema sobre uma faixa de velocidades	149
7.3 Verificação experimental do modelo.....	154
7.3.1 Generalidades.....	154
7.3.2 Resultados da verificação experimental.....	157
8. PROPOSTAS DE SOLUÇÃO	160
8.1 Simulação com aumento da rigidez dos pedestais	160
8.1.1 Alteração da rigidez do pedestal LOA.....	160
8.1.2 Alteração da rigidez de ambos pedestais.....	160
8.2 Simulação com alteração nos formatos dos mancais, modelo simplificado.....	164
8.2.1 Característica do modelo simplificado.....	164
8.2.2 Resultado da simulação de vários mancais.....	164
8.2.3 Simulação do sistema com absorvedor dinâmico de vibrações.....	165
9. RESULTADOS DAS IMPLANTAÇÕES E CONCLUSÕES.....	170
9.1 Absorvedor dinâmico de vibrações simples.....	170
9.2 Reforço dos Pedestais.....	176
9.3 Conclusões.....	183
10. BIBLIOGRAFIA.....	184
I. Apêndice I - Equações fundamentais da Lubrifica- ção Hidrodinâmica.....	193
I.1 Equações do Movimento.....	193
I.2 Equação da Lubrificação Hidrodinâmica.....	198
II. Apêndice II - Equações da Energia Aplicada a Man- cais de Deslizamento.....	202

1. INTRODUÇÃO

1.1- Apresentação do Problema

1.1.1- Sistema de Gases Nº 2

Em 1976, a Companhia Siderurgica Paulista (COSIPA), com sede em Cubatão, colocou em operação um sistema de lavagem dos gases provenientes da descarbonização que acontece nos conversores a base de oxigênio (B.O.F.), o Nº 3 e o Nº 4, no prédio da Aciaria 1. Este sistema foi projetado pela Chemical Construction Corporation USA e o seu arranjo foi baseado quase que totalmente no espaço disponível e respeitando as instalações já existentes. Mostra-se um desenho esquemático de seus principais componentes na Figura 1.1.

Este sistema permite a remoção dos gases gerados nos conversores, seu posterior resfriamento, lavagem e descarregamento na atmosfera relativamente limpos de pó. Ao se soprar uma vazão relativamente alta de oxigênio (~ 12.000 SCFM) no gusa líquido, presente no interior do conversor, gera-se uma vazão de 12840 SCFM de CO e CO₂. Estes gases quentes que partem do conversor misturam-se com o ar ambiente e passam através de uma chaminé resfriada. Estes gases, carregados de pó, ao deixarem a chaminé passam por um resfriador tipo venturi, onde são removidas a maior parte das partículas de pó. O gás saturado e o líquido de lavagem então escorre para um duto horizontal. As partículas caem na parte inferior do duto e com a água são carregadas ao longo do mesmo para um coletor. Após o duto horizontal, o gás entra em um venturi de alta energia onde a maior parte das partículas é removida. As partículas menores são arrastadas no líquido com o gás, os quais passam então para um resfriador-separador. Este equipamento separa as partículas de pó e a água do gás. O líquido é drenado para um tanque enquanto que o gás, relativamente livre de umidade, vai para o exaustor e então é descarregado na atmosfera através de uma chaminé separadora. A chaminé é equipada com eliminadores de umidade para remoção da mesma do gás que sai.

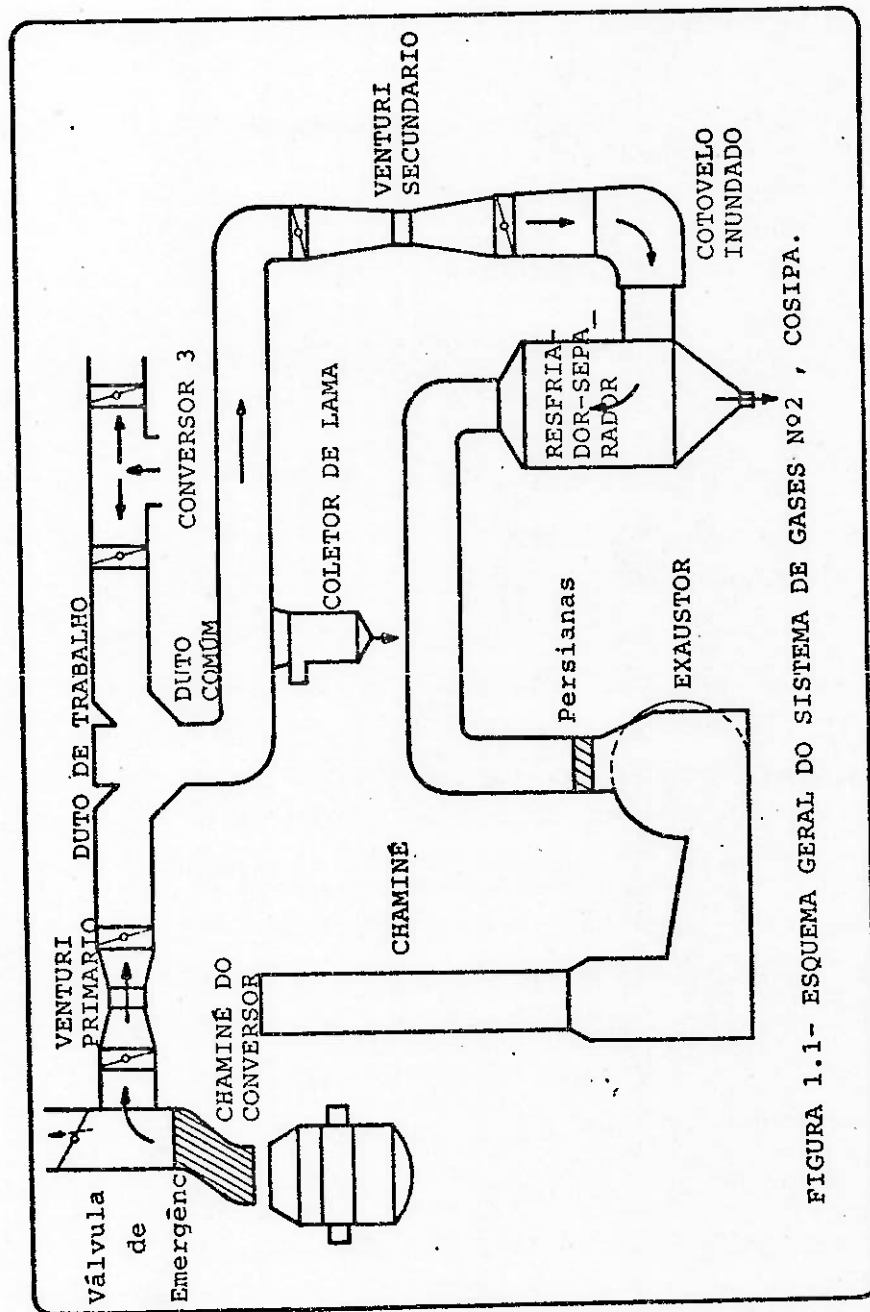


FIGURA 1.1- ESQUEMA GERAL DO SISTEMA DE GASES Nº2 , COSIPA.

1.1.2- Principais Componentes

A Chaminé do Conversor 4. Possui um duto de saída perto da parte superior da mesma, o qual transporta o gás do conversor para o VENTURI PRIMÁRIO. O duto, acima mencionado, dos conversores Nº 3 e Nº 4 vai dar no novo duto comum aos dois conversores. Este duto comum transporta os gases de ambos para o novo sistema de lavagem constituído pelo VENTURI SECUNDÁRIO, COTOVELO INUNDADO, RESFRIADOR-SEPARADOR, EXAUSTOR, e pela CHAMINÉ SEPARADORA, a qual descarrega o gás limpo e lavado na atmosfera.

Em adição ao equipamento descrito acima, o duto de trabalho possui comportas localizadas de tal forma a permitir a operação individual com conversor, Nº 3 ou Nº 4, ou dois ao mesmo tempo.

1.1.3- Exaustor Principal

O exaustor de sucção induzida é projetado e dimensionado para retirar, do sistema de dutos, todos os gases produzidos durante o sopro, pelo conversor. O Exaustor foi projetado e fabricado pela Robinson Industrias Inc. de Pennsylvania e possui entrada dupla com persianas de controle. O rotor é centrífugo biaxial oposto de $\phi 2,6$ m fixado num eixo de 4,9m de comprimento e $\phi 0,409$ m. O peso total do conjunto é de 50960 N e um GD^2 de 1731,3 $Kg.m^2$. O eixo roda em mancais hidrodinâmicos marca Dodge montados no topo de dois pedestais de concreto armado (Figura 2). O acionamento do conjunto é realizado por um motor de indução de seis polos de 2911 KW, Westinghouse, a 1182 RPM.

Para evitar acúmulo de pó no rotor jogam-se 20 galões por minuto de água para o interior das pás mediante o uso de "sprays" instalados em cada lado do rotor. A carcaça do Exaustor tem drenos selados que vão para um poço coletor. A água do sistema de refrigeração do lubrificante dos mancais também é drenada para esse poço. Os níveis de vibração da carcaça de ambos mancais são monitorados na direção horizontal por sensores tipo sísmico da I.R.D. mostrados em mils (pico a pico) na sala de operação.

O exaustor e seu motor possuem um sistema de lubrificação. Este sistema consiste de um reservatório, duas bombas, resfriador de

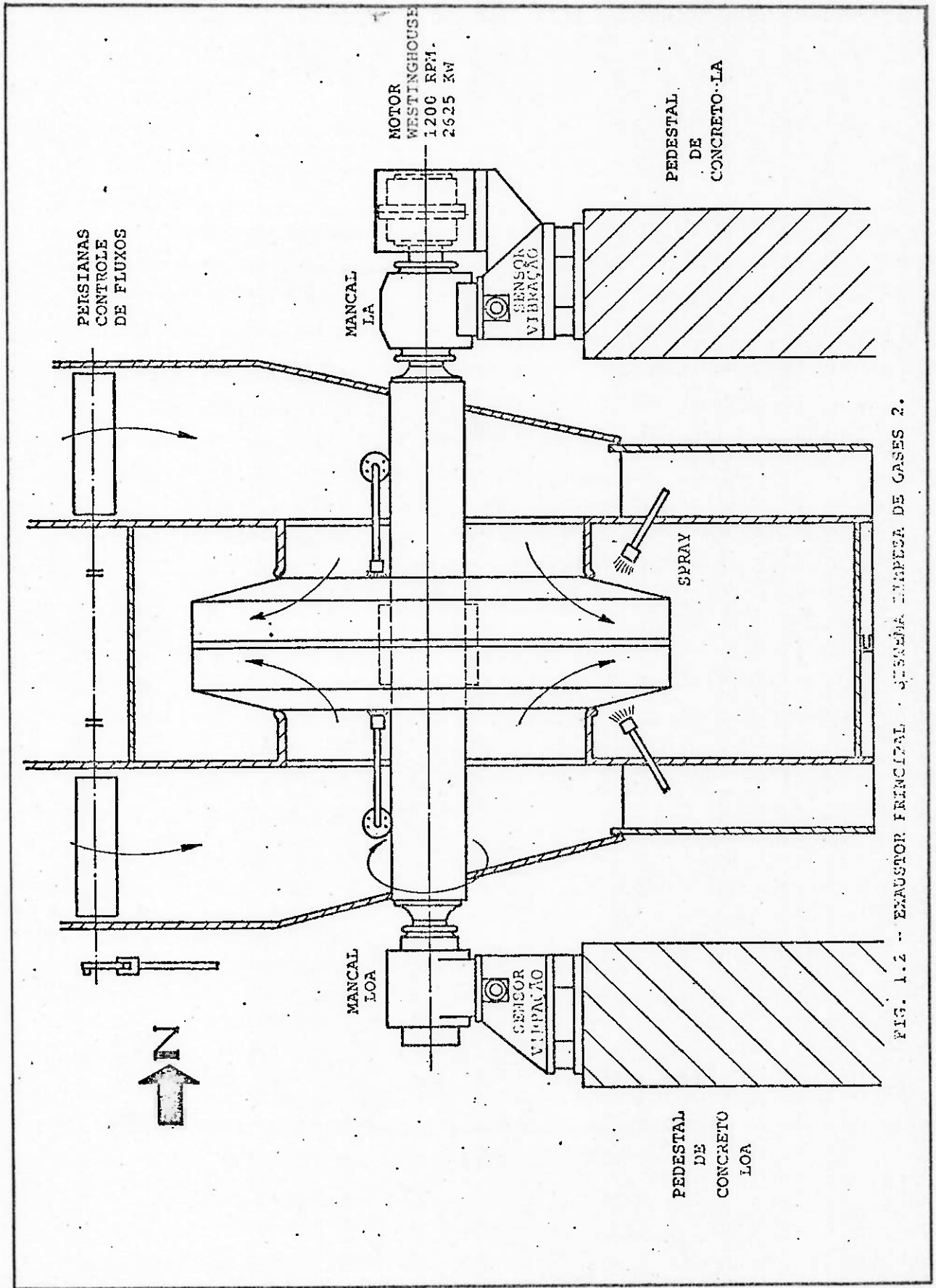


FIG. 1.2 - EXAUSTOR PRINCIPAL - SISTEMA LARGA DE GASES 2.

1.1.4- Histórico

Desde o início da operação do sistema foram observadas vibrações radiais horizontais na carcaça dos mancais do ventilador e que aumentavam gradualmente até chegarem a níveis intoleráveis. Após muita pesquisa verificou-se que as vibrações eram causadas pelo desbalanceamento do rotor devido ao acúmulo de lodo nas pás. Por tanto era necessário parar o ventilador para limpeza e balanceamento a cada 10 dias. Essas paradas eram geralmente não programadas, o que acarretava enormes perdas de produção. Após alguns meses foram instalados mais dois "sprays", dirigidos ao interior das pás, reduzindo a velocidade de acúmulo de pó, que permitiu efetuar o balanceamento a cada 20 dias em média. Mesmo assim, as perdas de produção calculadas eram da ordem de 2.500 toneladas de aço líquido por ano.

Em outubro de 1985 os níveis de vibração do mancal sul (lado acoplado LA), no espaço de 3 dias passaram de 1,8 mils para 2,6mils quando o ventilador foi parado de emergência para que fossem realizados serviços de balanceamento. Durante esta intervenção foi notado que os níveis de vibração apresentaram comportamento anormal, isto é, após um bom nível de balanceamento alcançado, os níveis de vibração começavam a aumentar lentamente até atingir níveis elevados. Em vista do exposto, a COSIPA contratou uma firma especializada em problemas de natureza dinâmica para que realizasse uma análise completa do problema e propusesse soluções para o caso. Após os primeiros testes concluiu-se que os elevados níveis de vibração apresentados por este ventilador eram provocados pelo elevado nível de desbalanceamento em que seu rotor se encontrava. Também foi notado que o ventilador era extremamente sensível a pequenas massas desbalanceadas, isto é, quantidades de massa da ordem de 10 grs, situadas no raio externo do rotor, que são consideradas reduzidas em relação ao peso do rotor, eram suficientes para causar alteração significativa nos níveis de vibração apresentados. Essa alta sensibilidade e a tendência crescente nos níveis de vibração seria provocada por folgas elevadas nos mancais, tendo em vista a prolongada campanha que este ventilador vinha cumprindo, incluindo paradas e partidas.

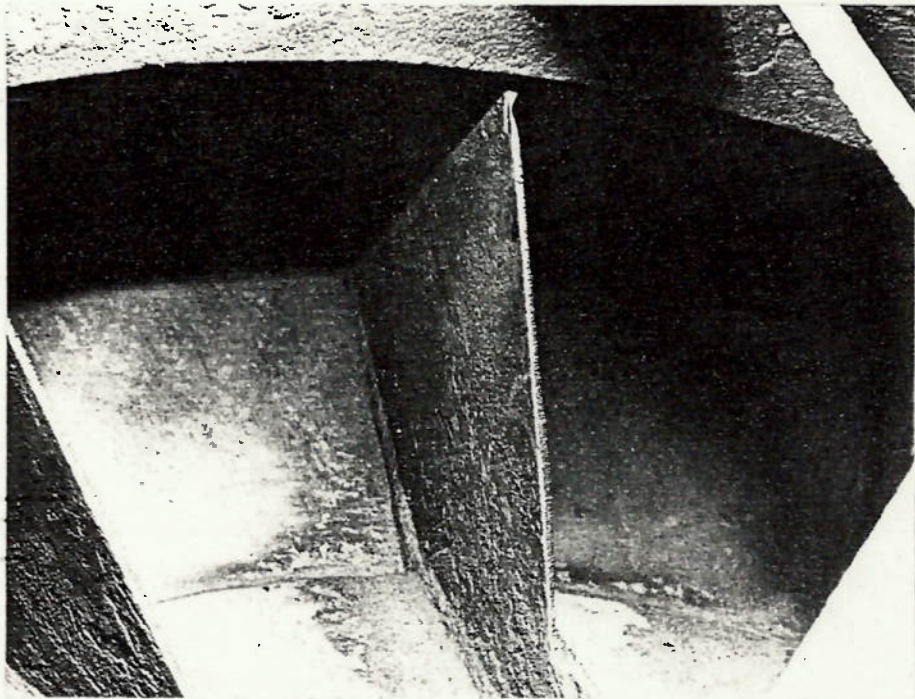
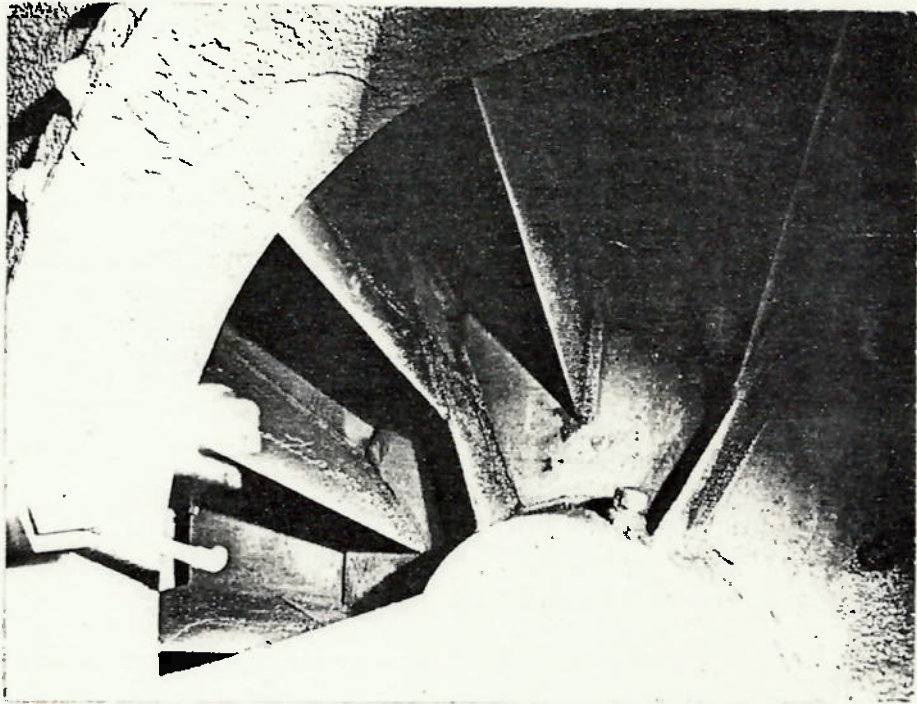


FIGURA 1.3- PRINCIPAIS PONTOS DE DESGASTE NAS PÁS DO ROTOR.

Após essas observações decidiu-se verificar as folgas dos mancais, porém, as medições correspondentes indicam que o metal pa tente estava em perfeito estado. Então pensou-se que alguma trinca no rotor poderia ser a causa principal do problema. Programaram-se uma série de testes que incluíram medições ultrasônicas nos cordões de solda, parafusos, estrutura do rotor, além de medições da espesura remanescente das partes desgastadas por abrasão. Mostra-se, na Figura 1.3, os principais pontos de desgaste e sua intensidade. Ve rificou-se a inexistência de trincas que pudessem estar influenciando no comportamento dinâmico do ventilador, portanto, julgou-se que so mente o desgaste apresentado poderia ser a fonte da elevação do des balanceamento, uma vez que o lodo se situaria nas partes desgastadas e dificilmente poderia ser removido. Foi recomendado, então, pa ra COSIPA, substituir o rotor por outro sobressalente. Este novo ro tor é construtivamente similar, com uma pequena diferença nos colos dos mancais produto de oxidação na estocagem, isto acarretou altera^{ção} no ϕ dos colos e conseqüentemente do formato do mancal.

Após uma parada programada de 47 horas para troca de seu ro tor o 27-11-85 o ventilador apresentou baixos níveis de vibração. Porém, depois de 3 dias de funcionamento foi verificado um aumento da vibração dos mancais, tanto radial como axial. Novamente a vibra^{ção} radial foi atribuída ao desbalanceamento do rotor por acúmulo de lodo em suas pás e a vibração axial atribui-se a algum provável desalinhamento.

Na Fig. 1.4, mostra-se a evolução das vibrações em ambos man cais e as intervenções que se sucederam nos 3 primeiros meses, após a troca de rotor. Observa-se que após cada correção do desbalanceamento a vibração horizontal decresce a níveis considerados bons pa ra operação contínua. Porém a vibração axial permanece inalterada variando em média 5,5 mils, sendo a frequência de rotação a sua principal componente. As sucessivas verificações no acoplamento des cartaram a suspeita que o desalinhamento fosse a causa da exita ção axial.

Isto obrigou a que se realizasse outra pesquisa a fim de ca racterizar as causas da alta oscilação axial agora presente e de an tiga alta sensibilidade do rotor do desbalanceamento. Para isso uti lizou-se também dos serviços de outra consultoria além de assistên- cia direta dos fornecedores do Motor, do Ventilador e do Sistema de Gases.

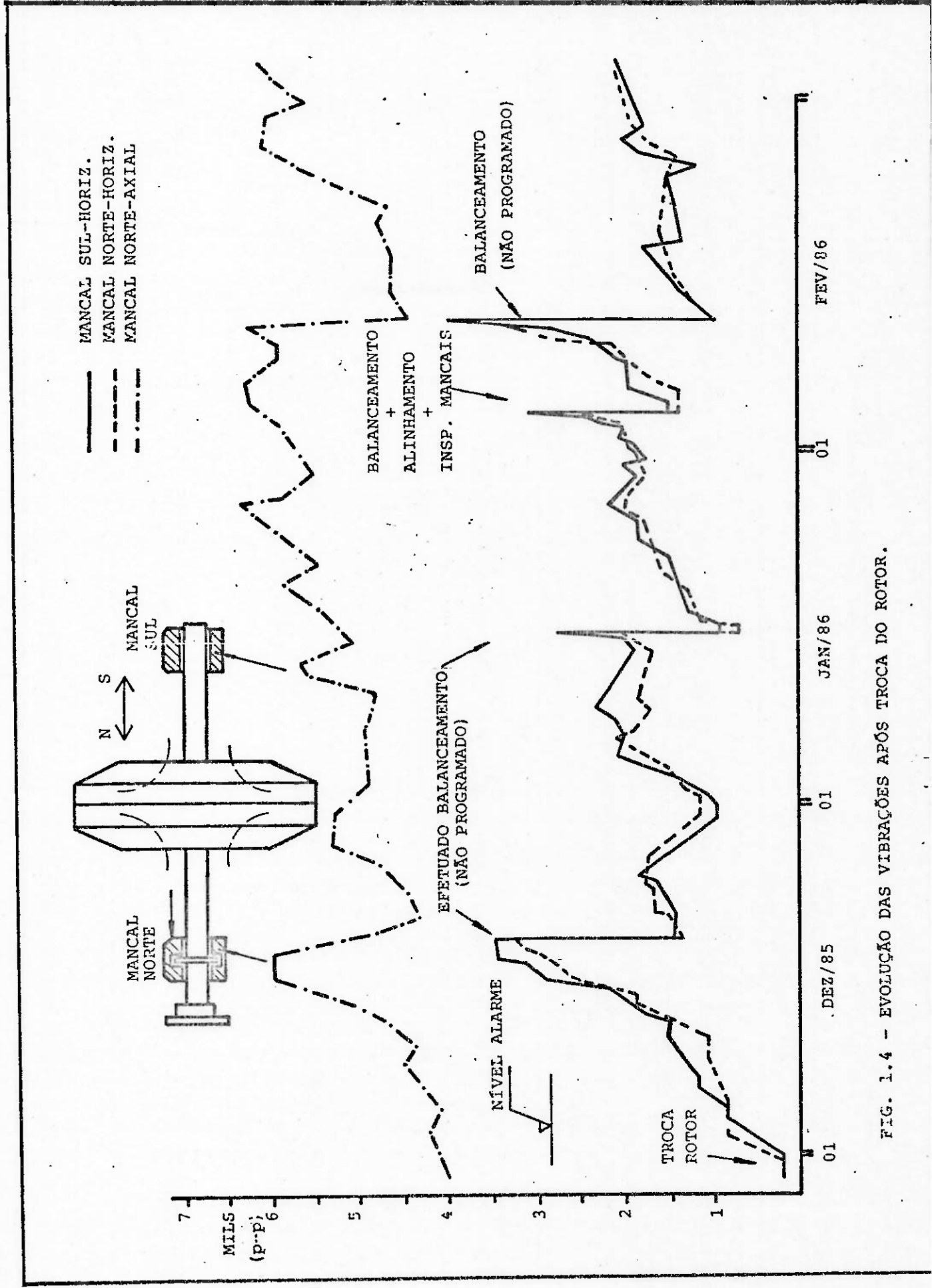


FIG. 1.4 - EVOLUÇÃO DAS VIBRAÇÕES APÓS TROCA DO ROTOR.

Sucederam-se então uma grande quantidade de testes dinâmicos e dimensionais, além da verificação da eficiência da lavagem dos gases. O teste de sensibilidade indicou que o novo rotor é ainda mais sensível em pequenas massas desbalanceadas (1,66 $\mu\text{m}/\text{gr}$ de massa desbalanceada) e o resultado dos testes de frequências naturais (Ver Figura 1.5) indicaram que o eixo estava trabalhando perto de uma crítica e o pedestal norte, na direção axial, também perto de sua frequência natural fundamental (990 CPM), portanto, resolveu enrijecer axialmente o bloco de concreto mediante uma estrutura metálica, porém, sem sucesso tal como mostra a evolução das vibrações ilustradas na Figura 1.6.

Finalmente, após exaustiva observação do comportamento em operação e seguindo orientações do fabricante do Ventilador o colar, que limita o movimento axial do eixo, foi modificado de tal forma a permitir maior ajuste com o colo do eixo. Esta nova trava elevou a resistência ao esforço axial eliminando quase totalmente a oscilação axial.

COMENTÁRIOS FINAIS

Após 8 meses de pesquisa intensa pode-se concluir que o problema fundamental não foi resolvido, isto é, a alta frequência de balanceamentos devido à extrema sensibilidade do Ventilador a pequenas massas desbalanceadas. Este problema tornou-se ainda mais grave no segundo rotor, sendo que a única diferença dinâmica conhecida é a alteração nas folgas dos mancais de deslizamentos. Descartou-se, devido à troca de rotor, ser um problema de natureza mecânica, mostrando-se ser um problema crônico com causa ainda desconhecida.

PROPOSTA DE DISSERTAÇÃO. Quando tivemos contato com o problema, foi decidido que, antes de propor outra solução, fosse feito um modelo matemático vibratório detalhado do ventilador com comprovação experimental. Assim, qualquer solução proposta pode ser simulada no computador antes de ser implantada.

O modelo adotado admite que o eixo é rígido, com a massa do rotor concentrada no meio. O eixo do rotor é suportado por mancais hidrodinâmicos finitos, com fluido incompressível. Inclui-se gravidade, inércia do rotor, inércia dos pedestais e desbalanceamento do disco somente em um plano. Os pedestais serão modelados por molas; massas e amortecedores lineares. Devido, os mancais, serem elementos críticos do equipamento, torna-se necessário garantir que não sofram nenhum dano ou desgaste excessivo. Portanto, o modelo matemático precisa fornecer dados sobre folgas, pressões, temperaturas, órbitas, etc. desses mancais. Para obter esses dados, a equação bidimensional, quase estática de Reynolds em coordenadas fixas assim como a equação unidimensional quase-estática de energia para mancais finitos serão resolvidas pelo método de diferenças finitas (MDF).

O modelo também incorpora os efeitos giroscópicos do rotor, assim como as pequenas diferenças construtivas dos dois mancais. O sistema de seis equações diferenciais totais, que descreve o movimento do rotor e dos pedestais, são escritas como um sistema de equações diferenciais de primeira ordem e são formuladas como um problema de valor inicial. A simulação não linear do movimento do rotor é obtida por integração direta das equações do movimento em um computador digital IBM-3090 usando o método Runge-Kutta de 4ª ordem com passos fixos. As forças e deslocamento dos mancais são obtidas a cada passo de integração, pelo MDF.

São usados, na simulação do movimento do rotor mancais hidrodinâmicos de formato "limão", com dimensões originais da Robinson e formato "limão" com as alterações da COSIPA. Usa-se também mancais cilíndricos completos e parciais, assim como mancais de 2 lóbulos. A solução da equação geral de Reynolds apresentada nesta Dissertação inclui simultaneamente fluxo de lubrificante - circunferencial e axial (mancal finito) e efeitos da cunha hidrodinâmica e compressão do filme. Considera-se o filme lubrificante incompressível, viscosidade dependente da temperatura e com condições de cavitação realistas. O colo do mancal tem a capacidade de ser excêntrico e orbitar com relação ao centro do mancal, porém ignora-se o movimento axial. Considera-se também que o eixo da orbitação é sempre paralelo ao eixo do mancal (orbitação cilíndrica). A equa-

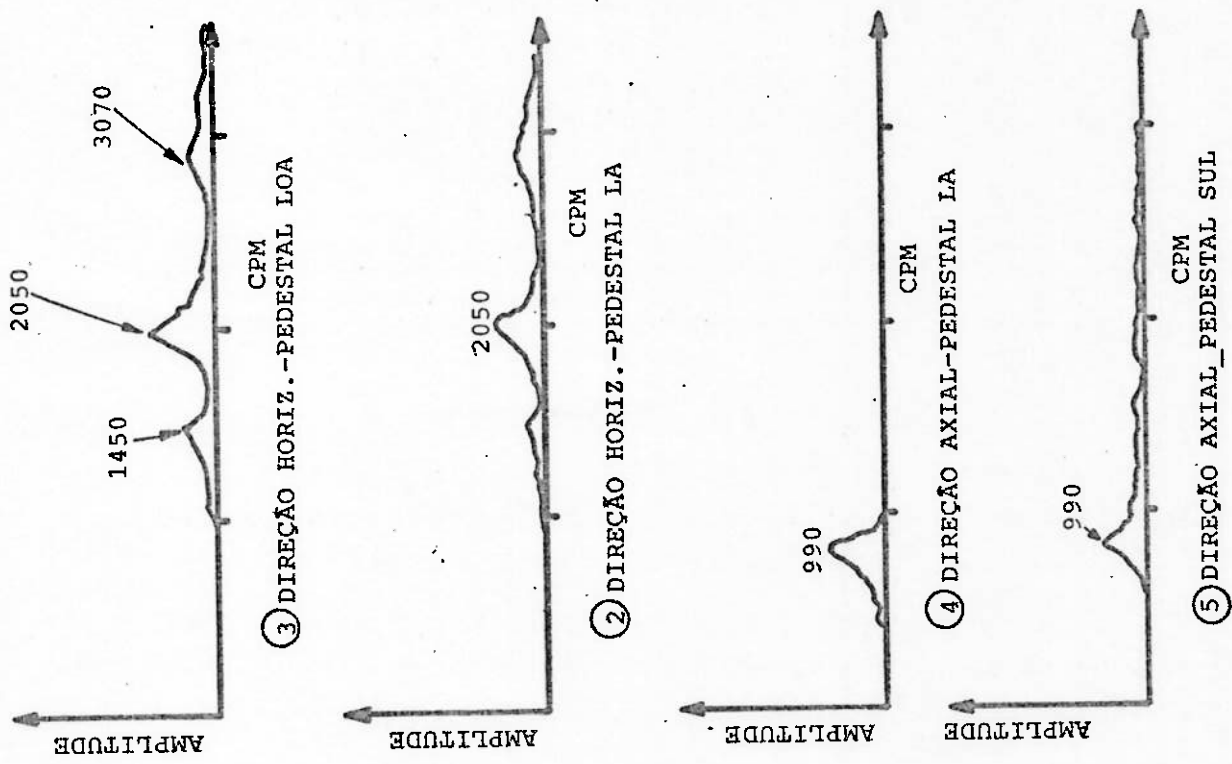
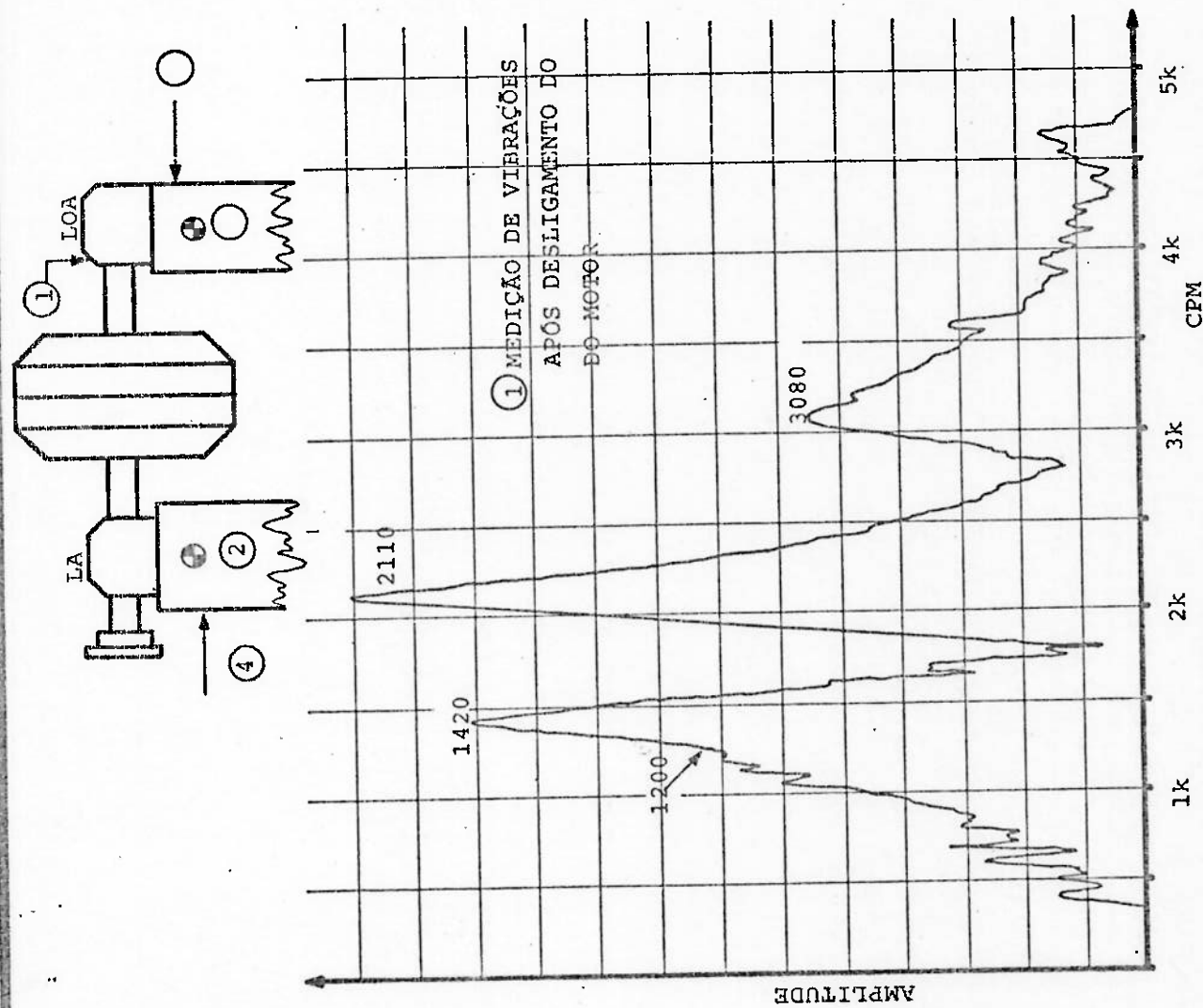


FIGURA 1.5-RESPOSTA EM FREQUENCIA DOS PEDESTAIS (empírico).

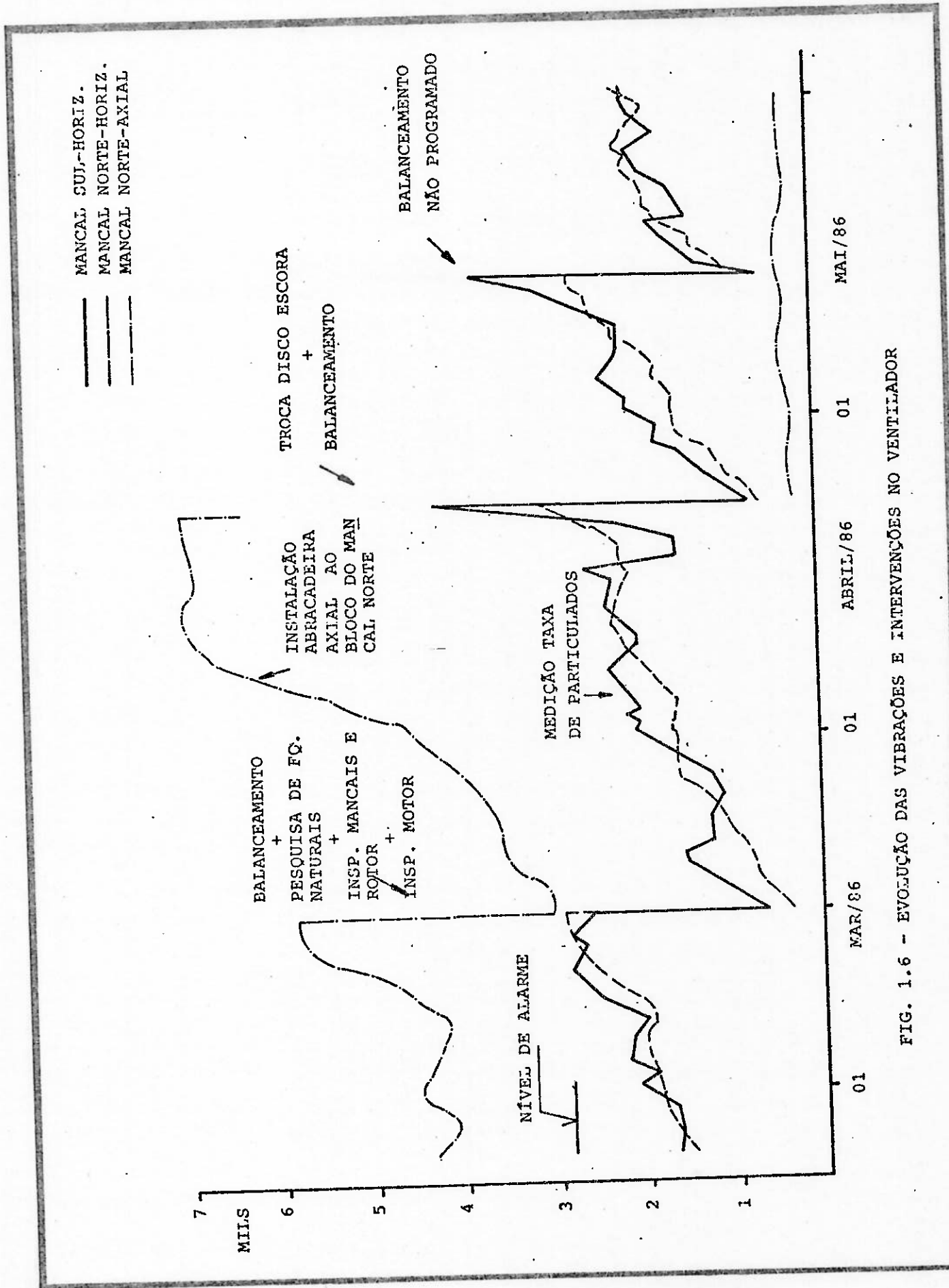


FIG. 1.6 - EVOLUÇÃO DAS VIBRAÇÕES E INTERVENÇÕES NO VENTILADOR

ção de Reynolds, escrita como um conjunto de equações lineares e resolvidas iterativamente num computador digital usando o método de sobre-relaxação (SOR), permite calcular a distribuição de pressões, e corrigi-las mediante o cálculo do campo de temperaturas a partir da equação unidimensional da energia. Consequentemente, podem ser calculadas as forças hidrodinâmicas e o torque de fricção viscosa. Neste estudo optou-se por determinar as forças e deslocamentos dos mancais em forma não linear, a despeito da utilização dos clássicos oito coeficientes linearizados devido à enorme preocupação que se tem com a segurança do desempenho dos destes. O método escolhido permite conhecer em forma precisa a posição do eixo em qualquer instante e consequentemente os limites de oscilação da carga.

São apresentadas simulações da resposta do sistema rotor rígido-mancais-pedestais. São investigados os efeitos dos cambios na qualidade de desbalanceamento no disco (um plano) e das folgas dos mancais sobre a resposta do SRMP. Investiga-se também a resposta do SRMP em função da rotação e em função do tipo de mancal. Pesquisa-se o tempo de computação em função do grau de carregamento do mancal no modelo não linear.

São levantadas experimentalmente as vibrações (amplitude e fase) da carcaça dos mancais e eixo em função da quantidade de desbalanceamento no disco e em função da folga dos mancais. Com vistas a confirmar a validade do método de análise apresentado nesta Dissertação, simula-se numericamente a resposta do modelo analítico para vários graus de desbalanceamento do disco.

Com a finalidade de encontrar uma solução para o problema do alto grau de sensibilidade, obtem-se numericamente a resposta em frequência dos mancais assim como as órbitas dos eixos. Coloca-se, grande ênfase na alteração das frequências naturais do SRMP, para isso, analisa-se em profundidade a mudança de formato e folgas dos mancais. Simulam-se também, o efeito de vários absorvedores dinâmicos de vibração fixados na base dos mancais e finalmente a variação da rigidez dos pedestais. Mostra-se experimentalmente as alterações acontecidas no SRMP após a implantação de estas duas últimas simulações, assim como o seu grau de concordância.

2. MODELO MATEMÁTICO DO SISTEMA ROTOR-MANCAL -PEDESTAL

2.1- Histórico da Arte Bibliográfica

Com o advento da turbina de vapor no século passado e a gradual transição de plantas de força de lentas máquinas recíprocas para unidades rotativas com rotações mais altas, tornou-se necessário entender o comportamento dinâmico destes sistemas, para assegurar um bom desempenho do rotor sob todas as condições de operação. O primeiro a estudar o problema foi Rankine [1], em 1869, que estudou a ação da força centrífuga sobre um eixo, sem atrito. Considera-se este ser o primeiro trabalho referente a vibração de um sistema rotativo. Ele mostrou que um rotor tem certas faixas de velocidades, conhecidas posteriormente como "velocidades críticas", que poderiam comprometer o funcionamento da máquina, transmitindo grandes forças aos suportes e produzindo grandes deflexões no rotor. Poucos anos mais tarde (1894) Rayleigh [2] apresentou um método aproximado baseado na energia, para calcular as frequências naturais de uma barra contínua. No mesmo ano Dunkerley [3], após a realização de experiências em grande escala, usando vários arranjos de eixos e polias desenvolveu um método aproximado para encontrar as suas frequências naturais fundamentais, para isso superpôs as frequências naturais conhecidas de seus rotores individuais. Considerou os mancais como sendo simples suportes (durante esse período a teoria hidrodinâmica de lubrificação estava começando a ser desenvolvida). Sucedeu-se um grupo de pesquisadores que tentaram explicar a natureza fundamental de dinâmica do eixo e que originou um debate entre os dinamicistas sobre as diferenças entre as velocidades críticas calculadas e observadas por Kerr [4], até que em 1919, Jeffcott [5], finalmente clarificou os mecanismos básicos do problema e iniciou uma aproximação analítica mais rigorosa, a qual incluiu amortecimento sobre o rotor. Para isso apresentou os conceitos de orbitação do eixo tal como é entendido atualmente, isto é, a equação, para determinar a trajetória do eixo, deve ser expressada em termos das forças: de inércia, de elasticidade, de amortecimento e desbalanceamento em forma ortogonal. Ele desprezou, como Dunkerley [3] o efeito dos mancais sobre o rotor.

Após a análise de Jeffcott [5] apareceram vários pesquisadores examinando o problema com maiores detalhes, entre eles, Rodgers [6] o qual demonstrou que foi o fato de desprezar a força de Coriolis, que permitiu a Kerr [4] chegar a resultados errôneos.

O primeiro quarto deste século terminou com a conceituação de dois importantes fatos sobre mancais hidrodinâmicos, ambos relacionados com dinâmica de mancais e estabilidade. O primeiro foi realizado por Stodola [7] em 1925, onde conceituou que o filme lubrificante não é um suporte rígido e ao contrário disso pode ser melhor representado por um conjunto de molas e amortecedores os quais tem um notável efeito sobre as velocidades críticas e comportamento dinâmico dos rotores. A outra descoberta foi realizada por B. Newkirk [8], sobre a instabilidade induzida pelo filme lubrificante. Ele encontrou que a vibração do eixo não poderia ser atribuída a desbalanceamento ou o atrito interno, tal como se suspeitava. Newkirk cortou a alimentação de lubrificante e a instabilidade cessou. Desde esse período data o crescimento do estudo do fenômeno que originalmente se denominou "oil whip" e mais tarde generalizado como "half frequency whirl"

As duas décadas seguintes caracterizaram-se como sendo pouco prolíficas para as ciências, devido a grande depressão econômica ' donde a tribologia parece ter participado no declínio generalizado. Houveram poucos nomes que resistiram neste intervalo de crise e contribuíram com algumas realizações importantes. Entre eles Smith [9] estudou a orbitação e estabilidade de um rotor flexível desbalanceado, suportado em mancais flexíveis. Para este estudo considerou a flexibilidade e amortecimento do eixo, a flexibilidade e amortecimento dos mancais, aplicados tanto em rotores simétricos como assimétricos. Este trabalho discute os fatos característicos dos problemas mais importantes na dinâmica rotor-mancal, dando preferência ao equacionamento básico. Outro nome que se destaca neste período é Robertsom [10] que em 1934 publicou o estudo sobre a orbitação de um rotor rígido simples e amortecido e comenta o processo pelo qual o amortecimento sobre o rotor na direção tangencial estabiliza o equilíbrio das forças radiais. Vários outros estudos foram feitos durante este período por Robinson [11-13] desde o movimento transiente de um rotor até o efeito da vibração torsional sobre a orbitação de um rotor. Outro pesquisador que contribuiu em forma destacada durante este período foi Taylor [14] em 1940, publicou um estudo teórico e experimental sobre o efeito da assimetria do eixo

sobre a resposta do desbalanceamento.

Poucos anos após o fim da 2ª Grande Guerra. Seguiu-se um crescimento enorme no desenvolvimento da dinâmica de rotores. Uma das causas de este crescimento foi o advento dos modernos computadores e o outro evento foi o surgimento da indústria aeroespacial a qual precisou de máquinas e sistemas de transmissão mais compactas, mais leves e de desempenho superior, isto exigiu rotações ainda maiores nas máquinas. Esses dois desenvolvimentos juntos trouxeram um verdadeiro renascimento na vida da tribologia e consequentemente na dinâmica de rotores. Isto permitiu o surgimento de pesquisadores, cu grupo de pesquisadores, que realizaram estudos mais abrangentes, estendendo-se inclusive a outras áreas da Roto-dinâmica Avançada.

Na área do movimento precessional não-síncrona do rotor destacou-se Green [16] que em 1947 investigou a orbitação precessional de vários tipos de rotores e destaca a importancia do efeito giroscópico dos discos, principalmente nas velocidades críticas. Em 1964 Yamamoto [17] realizou um estudo analítico e experimental sobre o movimento precessional de um rotor flexível sobre mancais rígidos e flexíveis, com particular aplicação a rolamentos. Vários trabalhos de Yamamoto et al . examinaram as oscilações de um eixo com um disco assimétrico e de um eixo assimétrico com discos de rigidez assimétrica; em ambos casos os eixos são suportados nas extremidades por mancais rígidos.

O estudo da estabilidade de rotores e vibrações autoexcitadas destacam-se vários trabalhos significativos, os quais são comentados nas revisões bibliográficas feitas por Ehrich [18] em 1972 e Gunter [19] em 1966.

As contribuições mais importantes no estudo do efeito das propriedades do rotor e dos suportes pertencem a Downham [20] que em 1957 realizou um trabalho experimental amplo, sobre a orbitação de rotores submetidos a desbalanceamento, em uma variedades de condições. Ele examinou em detalhes as varias propriedades dos mancais ,algumas propriedades dos discos de inercia e a histeresis estrutural de tais rotores. Kellenburger [21], em 1958, estudou analiticamente a resposta ao desbalanceamento e estabilidade de um eixo com elasticidade desigual, rodando em mancais rígidos.

O estudo do carregamento axial e torque motriz sobre os rotores tem sido pesquisado por vários autores. A maioria destes estudos estão relacionados com a alteração das velocidades críticas. Entre eles destacam-se Ziegler [22] que em 1956 apresentou um trabalho sobre a instabilidade de vários eixos submetidos a variedades de cargas combinadas. Curtiss e Riegers [23] em 1970, estudaram o efeito do desbalanceamento e pulsações axiais do torque sobre a vibração de um rotor com 2 discos flexíveis suportado por 3 mancais hidrodinâmicos e mostram que a tendência à instabilidade diminui pela presença de amortecimento nos mancais.

Uma das áreas mais pesquisadas no campo da dinâmica de rotores após a 2ª Grande Guerra foi o estudo da influência dos suportes sobre o comportamento dos sistemas rotor-mancal-fundação. O estudo da influência dos suportes incluem os efeitos e interações de pedestais, mancais e fundações sobre o comportamento dinâmico de rotor.

O primeiro trabalho importante foi realizado em 1946 por Hagg [24] que estudou resposta ao desbalanceamento de um rotor flexível suportado por mancais parciais, representados por coeficientes de rigidez e amortecimento. Estes coeficientes foram modelados em forma idêntica, tanto na direção X como na direção Y. Este estudo chama a atenção devido a possibilidade de realizar estudos mais apurados desde que se leve em consideração uma seleção adequada dos coeficientes. Uma contribuição posterior foi realizada por Miller [25], em 1953, ao estudar um rotor sobre suportes flexíveis e amortecidos. Usou o método iterativo de Holzer aplicado a vigas. Hagg e Samkey [26] em 1956 determinaram experimentalmente algumas propriedades dinâmicas do filme de óleo de um mancal parcial e complementaram o trabalho de Miller [25]. Uma contribuição posterior foi dada por Linn e Prohl [27] sobre o efeito da flexibilidade dos suportes sobre as velocidades críticas. Os gráficos resultantes enfatizaram a necessidade de incluir os efeitos dos mancais e fundações nos cálculos das máquinas, rotativas. Warner [28] em 1962 estendeu a análise de Hagg [24] usando um rotor com 2 discos. No mesmo ano, Lund e Sterlicht [29] realizaram um estudo detalhado sobre a resposta de um rotor simples suportados por mancais hidrodinâmicos com propriedades de molas e amortecedores acoplados. Forneceram a derivação detalhada dos oito coeficientes dinâmicos de um mancal cilíndrico assim como a análise do sistema rotor-man-

cal. Warner e Thoman [30] em 1964 investigaram o efeito de um mancal com um arco de 150° sobre um sistema rotor-mancal com 2 discos simétricos. Lund [31], no mesmo ano, estendeu a aproximação usados por Warner e Thoman e apresenta uma formulação analítica das equações para a resposta ao desbalanceamento e para a instabilidade do rotor. A influência dos pedestais e das fundações não foram considerados. Lund [32], 1965, estendeu este estudo incluindo os efeitos dos pedestais (massas, elasticidade e amortecimento) na análise da instabilidade do sistema. Morrison [33], 1962, realizou o mesmo estudo de Lund e Sternlicht [29], porém com uma grande diferença na derivação dos oito coeficientes dinâmicos para o qual Morrison usou a aproximação de mancal curto. Os resultados experimentais apontam uma boa correlação com o modelo teórico. Lund e Orcutt [34], em 1967 realizaram estudos analíticos (usando matriz de transferência) e experimentais de um rotor flexível desbalanceado. Os discos são montados no centro e nas extremidades do eixo. Os mancais usados possuem sapatas pivotadas e as forças do filme lubrificante são linearizados. Tang e Trumpler [35] em 1964 realizaram um estudo relacionado com os problemas de um rotor com múltiplos discos; para isso usaram o método de matriz de transferência para simular as deflexões em função das rotações.

Stenlich e Lewis [36] em 1968 estudaram os efeitos dos mancais, selos, pedestais e outros elementos estruturais sobre as velocidades críticas e a resposta de um rotor. Rieger [37], em 1971, investigou a resposta ao desbalanceamento de um rotor flexível com mancais hidrodinâmicos em velocidades até 20 vezes a mais baixa velocidade crítica. Kirk e Gunter [38] em 1972 examinaram a influência da elasticidade e amortecimento dos suportes dos mancais hidrodinâmicos sobre a resposta síncrona de um rotor de Jeffcott. Os resultados indicam que, otimizada as características dos suportes, resulta uma considerável atenuação da resposta ao desbalanceamento.

Myrick [39], em 1973, estudou a resposta de um rotor flexível modelado pelo método de elementos finitos. Todo o estudo (da estabilidade, do movimento síncrono e assíncrono) é feito usando o sistema não linear do movimento do rotor e levando em consideração o desalinhamento do mancal. Eshleman [40], em 1974, comentou os principais trabalhos sobre as velocidades críticas e a resposta de rotores flexíveis nos 3 anos precedentes, com ênfase na classificação dos métodos de cálculo.

Uma variação relevante da linha de pesquisa sobre rotor-mancais é a discussão sobre o mérito dos diversos modelos analíticos que tendem a simular o comportamento do sistema. Destacam-se os trabalhos de Lund [34] [41], que para o estudo de estabilidade e determinação de velocidades críticas de um rotor, utilizou o método de Matriz de Transferência. Enquanto o método Modal é discutido por Gunther [42] no estudo da resposta de um rotor. O método de Elementos Finitos tem sido usado por vários pesquisadores principalmente para o estudo de rotores não simétricos, onde o modelo de Jeffcott não pode ser usado. Destacam-se Ruhl e Booker [43], para o estudo da instabilidade de um turborotor. Nelson e Mc Vaugh [44] e Rouch e Kao [45], no estudo da resposta dinâmica.

Nas duas últimas décadas, devido à importância encontrada ao papel desempenhado pelos mancais no comportamento dinâmico dos rotores, realiza-se um esforço grande para se conseguir uma representação acurada das características dos mancais. Na identificação teórica dos 8 coeficientes linearizados destacam-se Haag e Sankey [46], em 1956, usando mancais circulares parciais com arcos de 150° e 125°; Sternlicht [47], em 1959, com mancais cilíndricos; Warner [48], em 1963, com mancais parciais de 120° e vários outros [49-53]. Na identificação empírica, os trabalhos de Morton [54] - [55] e Parkins [56] - [57], são os mais importantes, mostrando diferenças substanciais com os valores teóricos encontrados até hoje.

Nesta breve revisão bibliográfica pode-se perceber claramente que o modelo do Sistema-Rotor-Mancais-Pedestal destacado na Introdução, leva em consideração os mais importantes elementos envolvidos na dinâmica de rotores. A análise apresentada nesta Dissertação constitui um dos poucos trabalhos da resposta transiente e permanente de um sistema rotor-mancais-pedestal onde as equações diferenciais não lineares do rotor são resolvidos em conjunção com as equações de Reynolds e energia, as quais incluiu mancal finito de variados formatos. Estes mancais consideram a cunha hidrodinâmica e o efeito do prensamento do filme, além da cavitação do fluido, excentricidade e variação da viscosidade.

2.2 Sistema Rotor Mancal Pedestal (SRMP)

2.2.1 Descrição do Sistema

A configuração estudada aqui é mostrada na Figura 2.1. O rotor⁽¹⁾ é simétrico e considerado rígido.

Este rotor é composto de um disco central também rígido e com dimensões axiais, conectado a um eixo cilíndrico de seção constante. Os extremos do eixo são suportados por mancais hidrodinâmicos com características não lineares.

Na derivação geral, o rotor terá cinco graus de liberdade e poderá ser desbalanceado no disco por meio de uma massa, m_b , ubicada excêntricamente a uma distancia e_r da linha de centros do eixo. Esta massa não produz momentos ao centro de massa do rotor (desbalanceamento estático). Adicionalmente, o rotor pode sofrer carregamentos radiais externos, gravitacional, giroscópicos e inercial. Considera-se que o rotor não sofrerá ação dinâmica dos gases.

A carcaça dos mancais são montados sobre pedestais flexíveis. Estes suportes são modelados por massas concentradas, molas e amortecedores lineares. Esta linearidade é devida aos pequenos deslocamentos. O pedestal terá dois graus de liberdade e poderá ser excitado apenas pelas forças hidrodinâmicas dos mancais.

No modelo do sistema será levado em consideração as diferenças construtivas entre os mancais e pedestais. Portanto, as equações do movimento poderão ser simplificadas permitindo variações importantes na análise e aplicações a sistemas mais simples.

(1) O termo rotor adotado nesta Dissertação é referido a um sistema constituído por discos, impelidores, cubos de acoplamentos, disco de escora, etc. montados rigidamente num eixo que poderá ser de diâmetro variável ou constante. Este eixo é suportado por mancais em duas ou mais localizações.

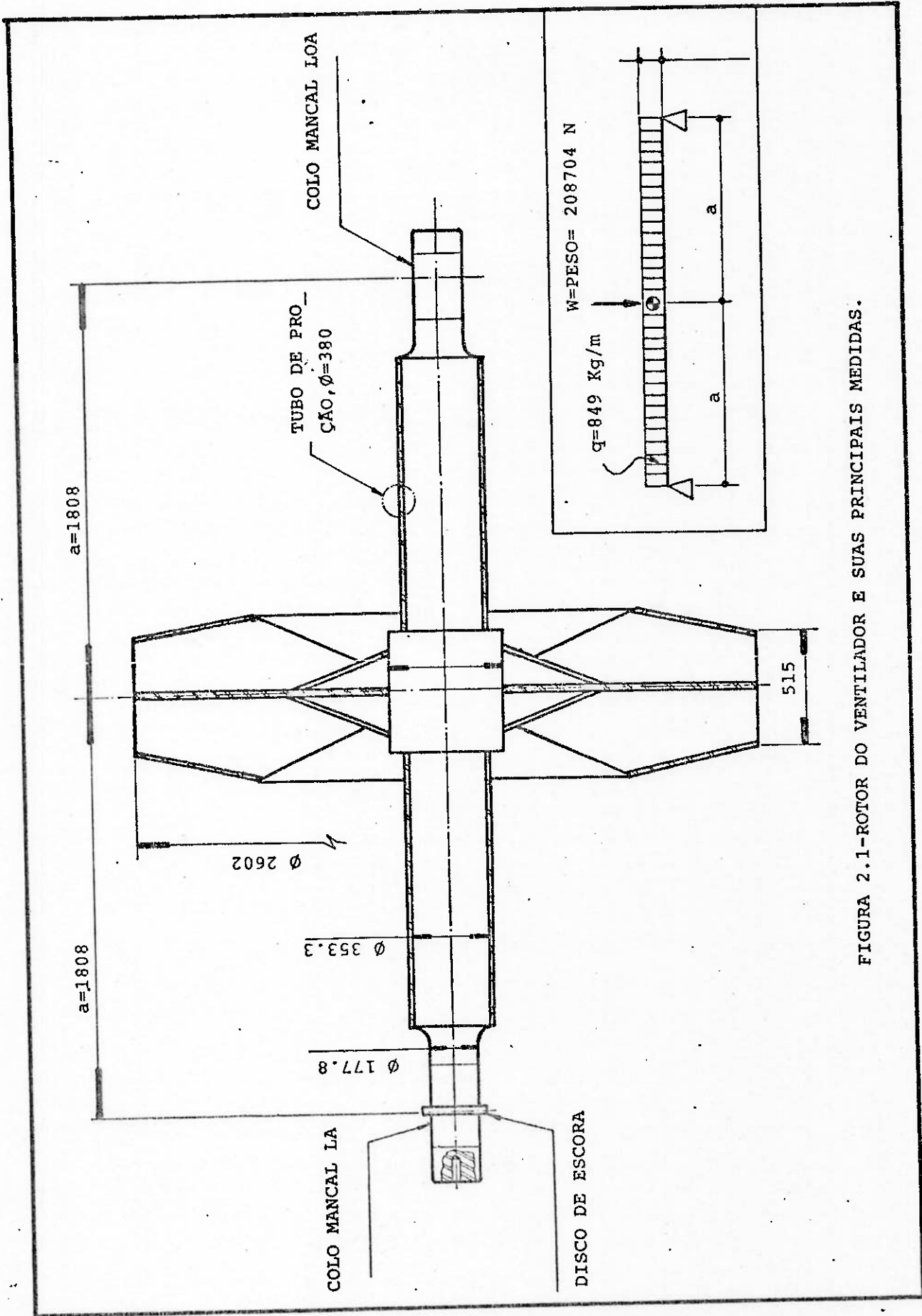


FIGURA 2.1-ROTOR DO VENTILADOR E SUAS PRINCIPAIS MEDIDAS.

2.2.2 Sistema de Coordenadas e Transformações

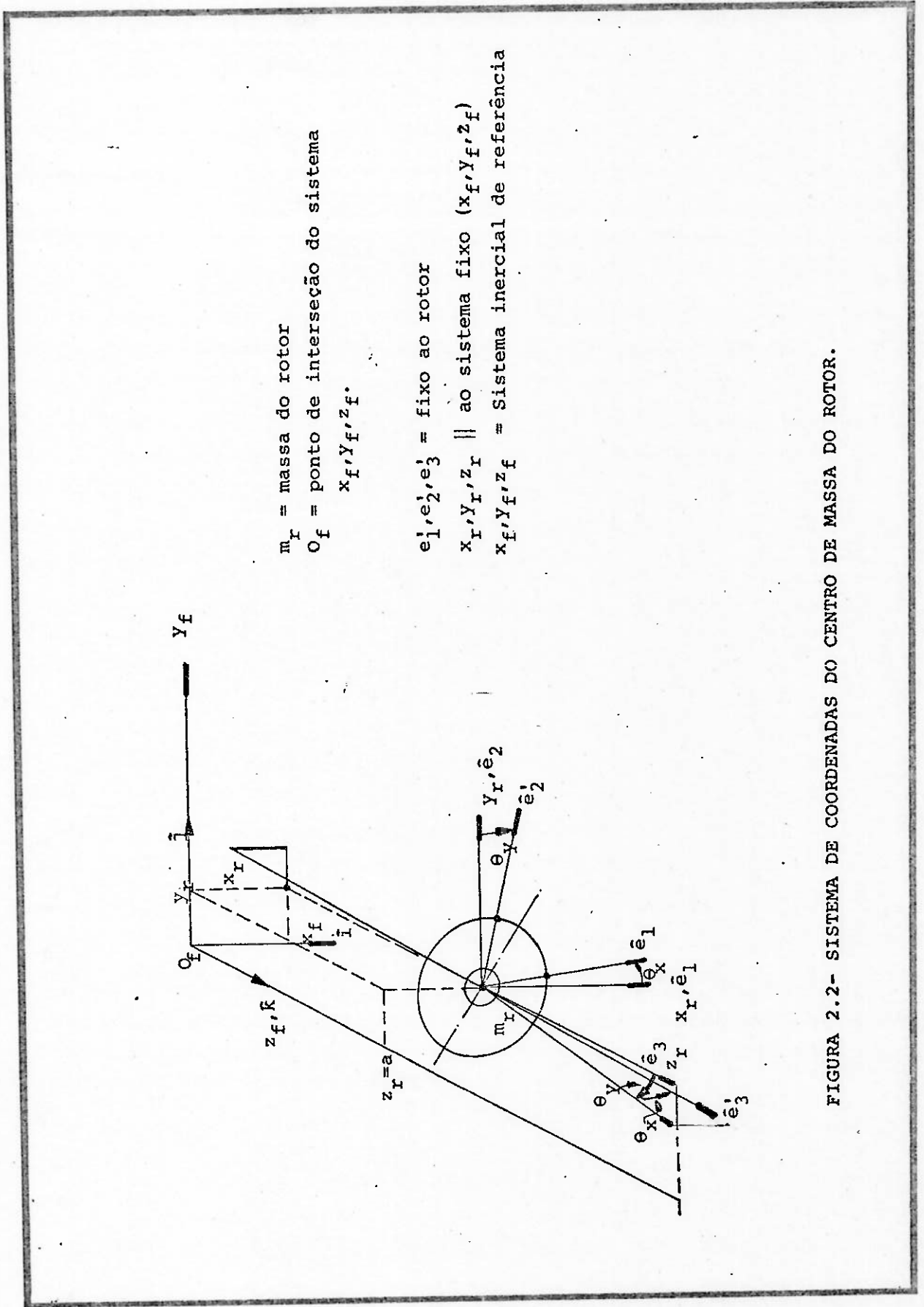
Os três sistemas de coordenadas cartesianas que se ilustram na Figura 2.2, são empregados para definir a posição e movimento do centro de massa do rotor. Estas três estruturas de referências são: (a) um sistema rotacional denotado por e_1^i, e_2^i, e_3^i , (b) um sistema translacional designado por x_r, y_r, z_r , e (c) um sistema inercial indicado por x_f, y_f, z_f . O sistema coordenado rotacional é fixado ao disco do rotor de tal forma que o eixo e_3^i é colinear com a linha de centros dos colos dos mancais. Este sistema é correlacionado com o sistema coordenado translacional através dos ângulos de Euler (θ_x, θ_y) onde os pontos de intersecção dos eixos e_k^i e x_{rk} são coincidentes. Os ângulos de Euler θ_x e θ_y definem, respectivamente, a rotação positiva ao redor dos eixos x_r e y_r . Os eixos x_r, y_r, z_r são forçados a permanecer paralelos, respectivamente, aos eixos estacionários x_f, y_f, z_f .

A Figura 2.3, ilustra os sistemas coordenados que definem a posição e movimento dos colos e carcaças dos mancais. As estruturas de referência translacionais $x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2; x_3, y_3, z_3$ e x_4, y_4, z_4 , indicam respectivamente, a posição e movimento do colo do mancal Norte ou mancal lado acoplado (LA) do rotor, da carcaça do mancal LA, do colo do mancal Sul ou lado oposto ao acoplado (LOA) e carcaça do mesmo. Estes sistemas também são forçados a permanecer paralelos aos eixos estacionários x_f, y_f, z_f .

As localizações de qualquer um dos pontos do rotor no sistema translacional podem ser derivadas mediante transformações adequadas das coordenadas rotacionais, tal como se verá a seguir.

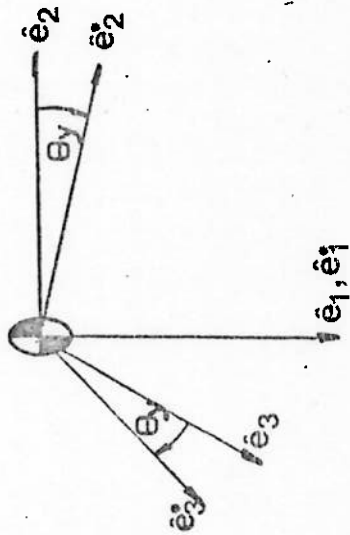
Com referência à Figura 2.4(a), a rotação θ_y ao redor do eixo x_r nos fornece a seguinte relação:

$$\begin{vmatrix} e_1^* \\ e_2^* \\ e_3^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_y & \sin \theta_y \\ 0 & -\sin \theta_y & \cos \theta_y \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{vmatrix} \quad (2.1)$$



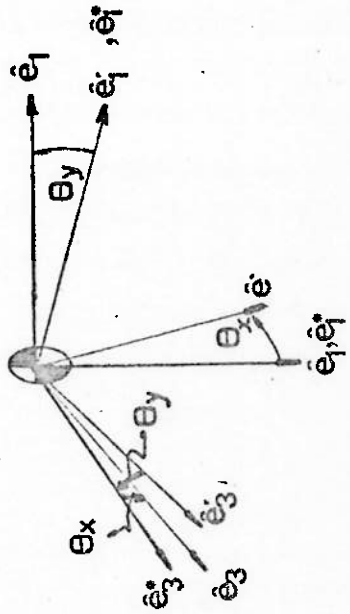
m_r = massa do rotor
 O_f = ponto de interseção do sistema x_f, y_f, z_f .
 e_1, e_2, e_3 = fixo ao rotor
 x_r, y_r, z_r || ao sistema fixo (x_f, y_f, z_f)
 x_f, y_f, z_f = Sistema inercial de referência

FIGURA 2.2- SISTEMA DE COORDENADAS DO CENTRO DE MASSA DO ROTOR.



$$\begin{aligned} \hat{e}_1' &= \hat{e}_1 \\ \hat{e}_2' &= \cos \theta_y \cdot \hat{e}_2 + \sin \theta_y \cdot \hat{e}_3 \\ \hat{e}_3' &= -\sin \theta_y \cdot \hat{e}_2 + \cos \theta_y \cdot \hat{e}_3 \end{aligned}$$

(a)



$$\begin{aligned} \hat{e}_1' &= \cos \theta_x \cdot \hat{e}_1 - \sin \theta_x \cdot \hat{e}_3 \\ \hat{e}_2' &= \hat{e}_2 \\ \hat{e}_3' &= \sin \theta_x \cdot \hat{e}_1 + \cos \theta_x \cdot \hat{e}_3 \end{aligned}$$

(b)

FIGURA 2.4- Sistema coordenada rotacional, com os movimentos dos ângulos de Euler θ_x e θ_y .

Enquanto a rotação θ_x ao redor do eixo y_r , mostrado na Figura 2.4(b) nos fornece a expressão seguinte:

$$\begin{vmatrix} e_1' \\ e_2' \\ e_3' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \theta_x & 0 & -\text{sen } \theta_x \\ 0 & 1 & 0 \\ \text{sen } \theta_x & 0 & \cos \theta_x \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e_1^* \\ e_2^* \\ e_3^* \end{vmatrix} \quad (2.2)$$

Substituindo a Equação (2.1) na Equação (2.2) obtém-se a matriz que transforma o sistema coordenado cartesiano translacional no sistema coordenado cartesiano rotacional. Para obter o sistema translacional a partir do sistema rotacional, se invertem os coeficientes desta matriz, resultando:

$$\begin{vmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \theta_x & 0 & \text{sen } \theta_x \\ \text{sen } \theta_y \cdot \text{sen } \theta_x & \cos \theta_y & -\text{sen } \theta_y \cdot \cos \theta_x \\ -\cos \theta_y \cdot \text{sen } \theta_x & \text{sen } \theta_y & \cos \theta_y \cdot \cos \theta_x \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e_1' \\ e_2' \\ e_3' \end{vmatrix} \quad (2.3)$$

Baseado na premissa que os movimentos translacionais dos mancais (da ordem de 50 μm) são suficientemente pequenos quando comparados com a distância que estes tem ao centro de massa do rotor, podemos adotar:

$$\begin{aligned} \text{sen } \theta_x &= \text{tg } \theta_x = \theta_x \\ \text{sen } \theta_y &= \text{tg } \theta_y = \theta_y \\ \cos \theta_x &= \cos \theta_y = 1 \end{aligned} \quad (2.4)$$

A equação (2.3) se reduz a:

$$\begin{vmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & \theta_x \\ 0 & 1 & -\theta_y \\ -\theta_x & \theta_y & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e_1' \\ e_2' \\ e_3' \end{vmatrix} \quad (2.5)$$

2.2.3.2 Movimento Angular ao Redor do Seu Centro de Massa

A condição do equilíbrio angular transversal é dado pela relação do momento angular para o centro de massa (ver Giacaglia [58] pp. 73).

$$I_G \dot{\vec{\omega}} + \vec{\omega} \Delta I_G \vec{\omega} = \vec{M}'_G \quad (2.8)$$

Sendo I_G = tensor de inércia em relação ao centro de massa

\hat{e}'_k = versores com a direção dos eixos principais de inércia do rotor

$$\vec{\omega} = \omega'_1 \hat{e}'_1 + \omega'_2 \hat{e}'_2 + \omega'_3 \hat{e}'_3$$

$$\dot{\vec{\omega}} = \dot{\omega}'_1 \hat{e}'_1 + \dot{\omega}'_2 \hat{e}'_2 + \dot{\omega}'_3 \hat{e}'_3$$

Desenvolvendo a equação (2.8) fornece as equações escalares seguintes, conhecidas como equações de Euler.

$$I_{11} \cdot \dot{\omega}'_1 - (I_{22} - I_{33}) \omega'_2 \omega'_3 = M'_1 \quad (2.9a)$$

$$I_{22} \cdot \dot{\omega}'_2 - (I_{33} - I_{11}) \omega'_3 \omega'_1 = M'_2 \quad (2.9b)$$

$$I_{33} \cdot \dot{\omega}'_3 - (I_{11} - I_{22}) \omega'_1 \omega'_2 = M'_3 \quad (2.9c)$$

onde $M'_k = \vec{M}'_G \cdot \hat{e}'_k$, sendo \hat{e}'_k os eixos principais de inércia ligados ao rotor, com origem no centro de massa.

2.2.3 Equações do Movimento do Rotor

O equilíbrio dinâmico do rotor rígido pode ser examinado em termos do movimento translacional de seu centro de gravidade e do movimento angular ao redor desse mesmo centro.

2.2.3.1 Movimento Translacional do Centro de Gravidade

Aplicando a lei fundamental de Newton ao centro de massa $m_r \dot{\vec{v}}_G = \vec{R}$ (ver Giacaglia [58], p.53), onde \vec{R} é a resultante das forças externas que atuam sobre m_r , as componentes da aceleração absoluta do centro de gravidade, conseqüentemente, são:

$$m_r \ddot{x}_r = R_x \quad (2.6a)$$

$$m_r \ddot{y}_r = R_y \quad (2.6b)$$

$$m_r \ddot{z}_r = R_z \quad (2.6c)$$

As expressões das forças que atuam sobre o rotor são mostradas na Figura (2.5) de tal forma que as equações (2.6) podem ser escritas:

$$m_r \ddot{x}_r = FEXTX + W + FHX_1 + FHX_2 + Fcx \quad (2.7a)$$

$$m_r \ddot{y}_r = FEXTY + FHY_1 + FHY_2 + Fcy \quad (2.7b)$$

$$m_r \ddot{z}_r = 0.0 \quad (2.7c)$$

Para o rotor rígido deste estudo temos que:

$$I_{11} = I_{22} = I_t \quad (2.10)$$

$$I_{33} = I_p$$

Substituindo (3.10) em (3.9) as componentes da aceleração angular do centro de massa são as seguintes:

$$\begin{aligned} I_t \cdot \dot{\omega}'_1 - (I_t - I_p)\omega'_2 \omega'_3 &= M'_1 \\ I_t \cdot \dot{\omega}'_2 - (I_p - I_t)\omega'_3 \omega'_1 &= M'_2 \\ I_p \omega'_3 &= M'_3 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ademais da Figura (2.5):

$$\omega = \omega'_3 = \text{cte.}$$

$$\omega'_2 = \dot{\theta}_y$$

$$\omega'_1 = \dot{\theta}_x$$

$$\omega'_3 = M'_3 = 0$$

As equações (2.11) simplificam-se para as seguintes expressões

$$I_t \ddot{\theta}_x - (I_t - I_p) \dot{\theta}_y \cdot \omega = M'_1 \quad (2.12a)$$

$$I_t \ddot{\theta}_y - (I_p - I_t) \omega \cdot \dot{\theta}_x = M'_2 \quad (2.12b)$$

De acordo com a análise vetorial realizada por Myrick [39], para pequenos valores de θ_x e θ_y , as componentes do momento angular do rotor podem ser escritos

$$I_t \ddot{\theta}_x + I_p \dot{\theta}_y \omega = M_1 \quad (2.13a)$$

$$I_t \ddot{\theta}_y - I_p \dot{\theta}_x \omega = M_2 \quad (2.13b)$$

onde

$$\vec{M}_G = M_1 \hat{e}_1 + M_2 \hat{e}_2 + M_3 \hat{e}_3$$

a Figura 2.5

$$\begin{aligned} \vec{M}_G = & FHX_1 \hat{i} \wedge a(-\hat{e}_3) + FHX_2 \hat{i} \wedge a \hat{e}_3 + \\ & + FHY_1 \hat{j} \wedge a(-\hat{e}_3) + FHY_2 \hat{j} \wedge a \hat{e}_3 \end{aligned}$$

$$M_1 = (FHX_2 - FHX_1) \cdot a \quad (2.14)$$

$$M_2 = (FHY_1 - FHY_2) \cdot a$$

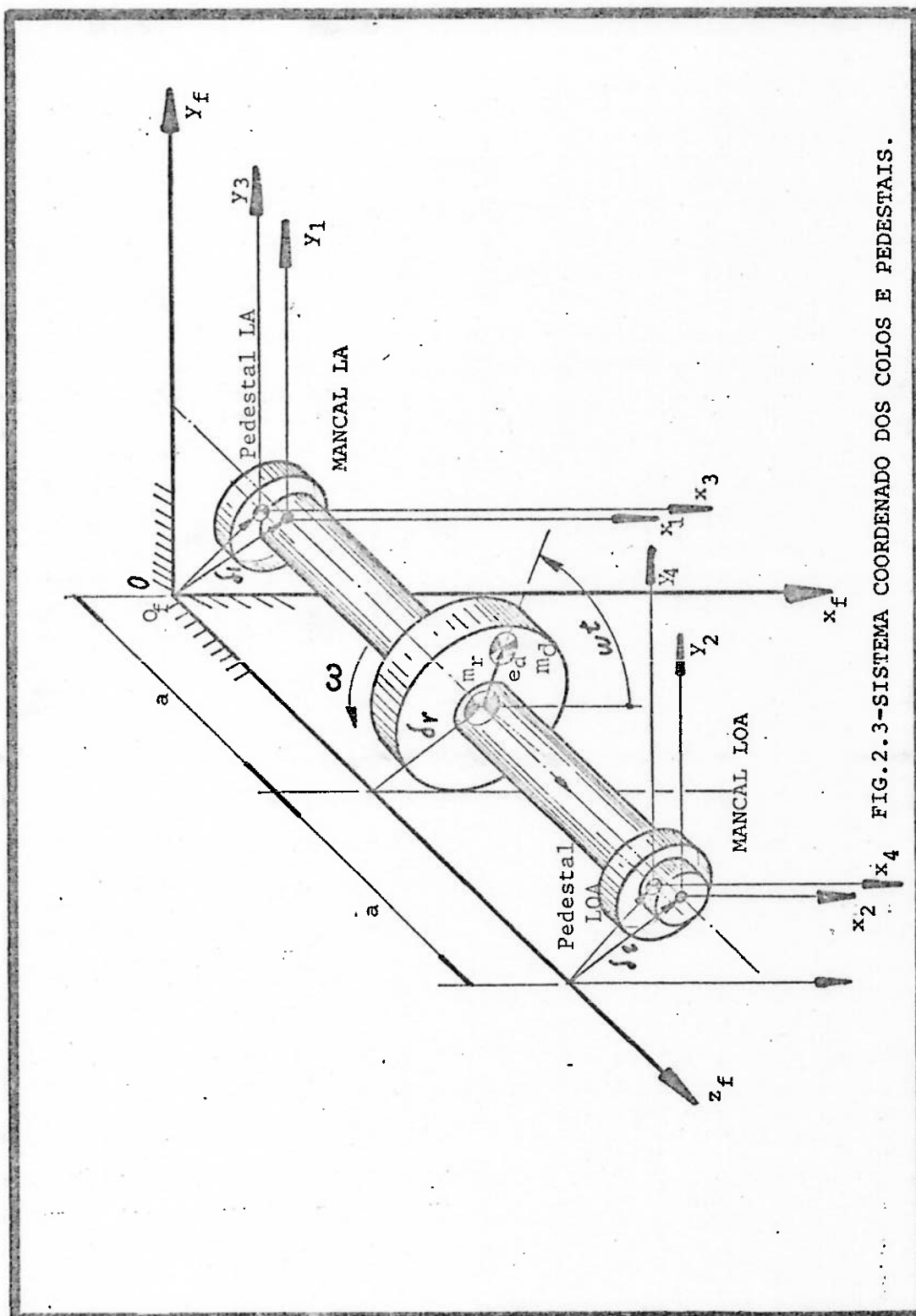
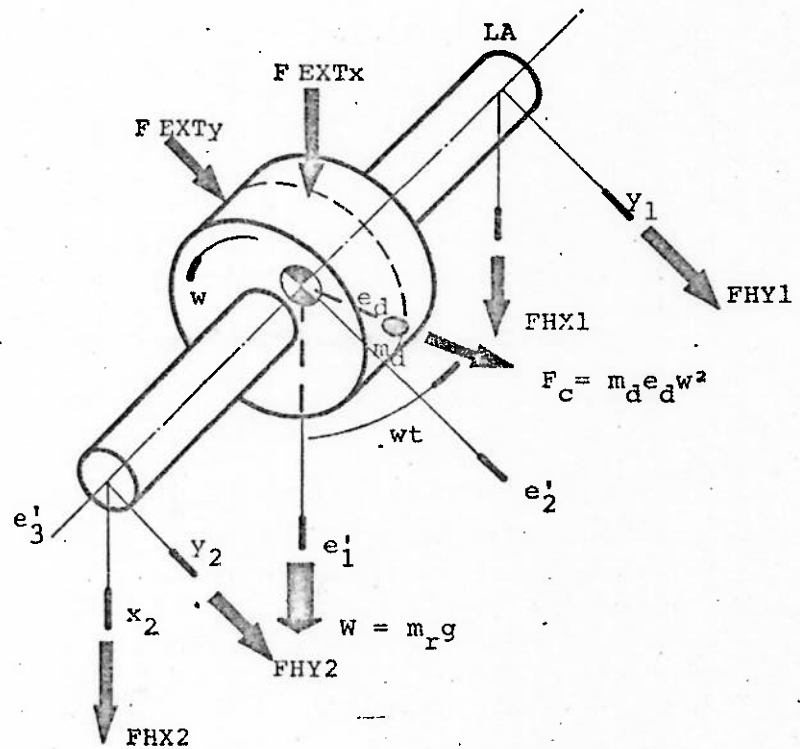


FIG.2.3-SISTEMA COORDENADO DOS COLOS E PEDESTAIS.



F_{EXTx} = Força externa ,dir.x (N)
 F_{EXTy} = Força externa ,dir.y (N)
 W = Força peso (N)
 F_c = Força centrífuga (N)
 F_{HX1}, F_{HX2} = Forças hidrodinâmicas,dir.x (N)
 F_{HY1}, F_{HY2} = Forças hidrodinâmicas,dir.y (N)

Mancal lado acoplado, LA
 Mancal lado não acoplado, LOA

FIGURA 2.5- CORPO LIVRE DO ROTOR RIGIDO.

Substituindo as equações (2.14) nas equações (2.13), finalmente, as equações do momento angular do rotor, tomam a seguinte forma:

$$I_t \ddot{\theta}_x + I_p \dot{\theta}_y \cdot \omega = (FHX_2 - FHX_1) a \quad (2.15a)$$

$$I_t \ddot{\theta}_y - I_p \dot{\theta}_x \cdot \omega = (FHY_1 - FHY_2) a \quad (2.15b)$$

2.3 Equações do Movimento dos Pedestais

2.3.1 Descrição da Configuração dos Pedestais

Os pedestais são colunas esbeltas de concreto armado. Na parte inferior são solidários a uma grande plataforma do mesmo material, chamado comumente de "radier", de 0,8 m de espessura donde saem as estruturas que sustentam diversos equipamentos da Aciaria.

A Figura 2-6, ilustra um setor do topo do radier onde se destacam as estruturas de concreto do motor, pedestais e suporte da carga do motor. Mostra-se também as principais dimensões destas estruturas vista de planta.

No topo das colunas que suportam os mancais estão instaladas outras estruturas de aço laminado que permitem a montagem e alinhamento dos mesmos. A Figura 2.7 mostra-se as dimensões da coluna LOA e LA destacando a posição do concreto magro, baixo do qual existe um enchimento de areia. Este enchimento deverá ter influência nas características dinâmicas do pedestal.

Enquanto ao modelo, como foi dito, nas direções X,Y os pedestais serão considerados flexíveis, com massas concentradas, molas e amortecedores lineares (devido aos pequenos deslocamentos). Na direção Z, o movimento dos pedestais não serão considerados, devido à orientação apenas radial das forças hidrodinâmicas. (paralelismo entre o eixo dos mancais e o eixo de rotação dos colos).

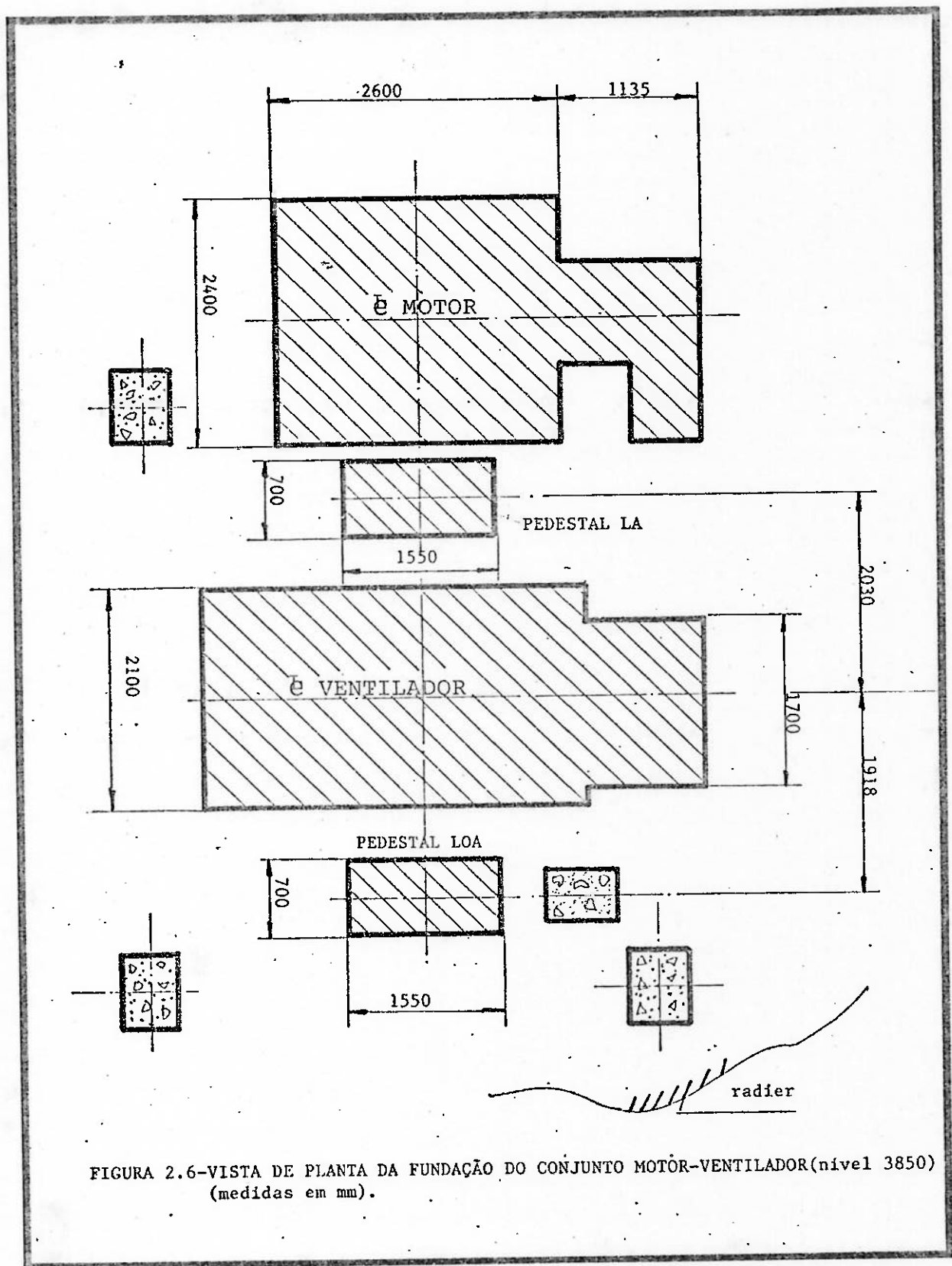


FIGURA 2.6-VISTA DE PLANTA DA FUNDAÇÃO DO CONJUNTO MOTÔR-VENTILADOR(nível 3850)
(medidas em mm).

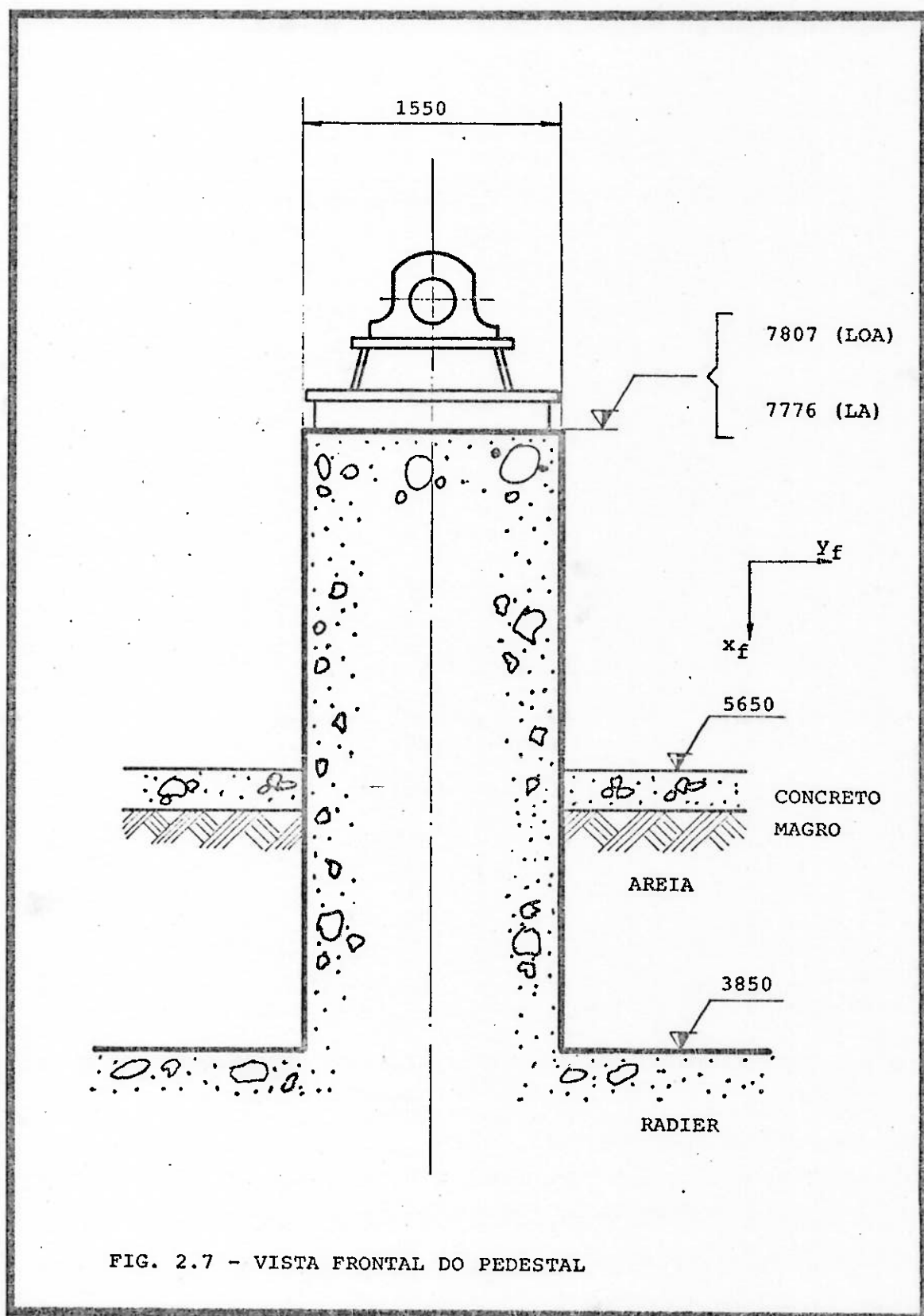


FIG. 2.7 - VISTA FRONTAL DO PEDESTAL

2.4 Equações do Movimento Translacional dos Pedestais

O equilíbrio dinâmico dos pedestais pode ser examinado em termos do movimento translacional do centro de gravidade da massa equivalente.

Da Figura 2.3, e aplicando novamente o teorema da quantidade de movimento, temos:

$$\frac{d}{dt} (m_{y_3} \cdot \dot{y}_3) = F_{HY_1} - K_{PY_3} \cdot y_3 - C_{PY_3} \cdot \dot{y}_3 \quad (2.16)$$

$$\frac{d}{dt} (m_{y_4} \cdot \dot{y}_4) = F_{HY_2} - K_{PY_4} \cdot y_4 - C_{PY_4} \cdot \dot{y}_4 \quad (2.17)$$

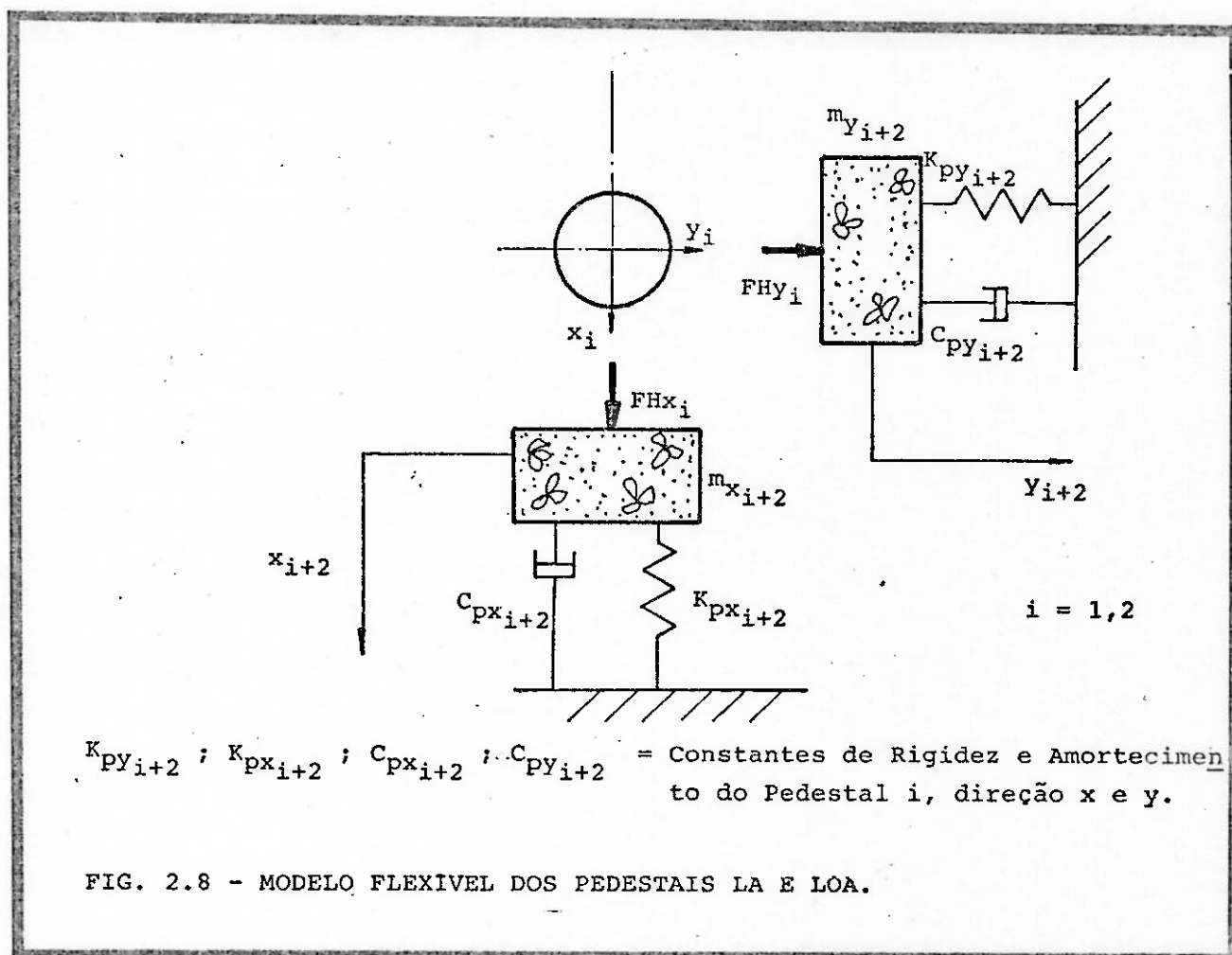


FIG. 2.8 - MODELO FLEXÍVEL DOS PEDESTAIS LA E LOA.

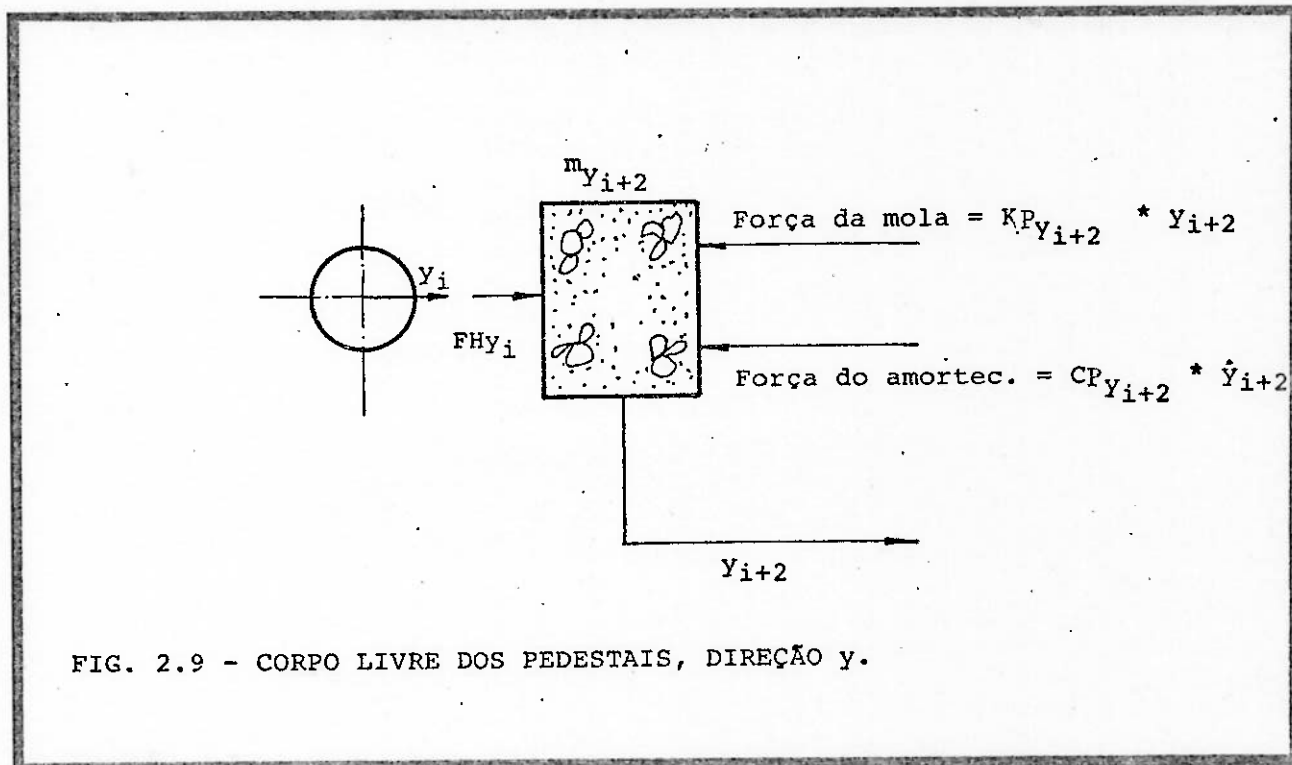


FIG. 2.9 - CORPO LIVRE DOS PEDESTAIS, DIREÇÃO y.

Analogamente para a direção x :

$$\frac{d}{dt} (m_{x_3} \cdot \dot{x}_3) = FHX_1 - KPX_3 \cdot X_3 - CPX_3 \cdot \dot{x}_3 \quad (2.18)$$

$$\frac{d}{dt} (m_{x_4} \cdot \dot{x}_4) = FHX_2 - KPX_4 \cdot X_4 - CPX_4 \cdot \dot{x}_4 \quad (2.19)$$

2.5 Conjunto de Equações do Movimento do Sistema Rotor-Mancal-Pedestal (SRMP).

Das equações 2.7 e 2.15, pertencentes ao rotor, e das equações 2.16, 2.17, 2.18 e 2.19, pertencentes ao movimento dos pedestais, pode-se deduzir o conjunto de acelerações do sistema dinâmico deste estudo:

$$\ddot{x}_r = \left| FHX_1 + FHX_2 + W + FEXTX + F_c \cos \omega t \right| / m_r \quad (2.20a)$$

$$\ddot{y}_r = \left| FHY_1 + FHY_2 + FEXTY + F_c \sin \omega t \right| / m_r \quad (2.20b)$$

$$\ddot{\theta}_x = \left| (FHX_2 - FHX_1)a - I_p \omega \dot{\theta}_y \right| / I_t \quad (2.20c)$$

$$\ddot{\theta}_y = \left| (FHY_1 - FHY_2)a + I_p \omega \dot{\theta}_x \right| / I_t \quad (2.20d)$$

$$\ddot{y}_3 = \left| FHY_1 - KPY_3 \cdot y_3 - CPY_3 \cdot \dot{y}_3 \right| / my_3 \quad (2.20e)$$

$$\ddot{x}_3 = \left| FHX_1 - KPX_3 \cdot x_3 - CPX_3 \cdot \dot{x}_3 \right| / mx_3 \quad (2.20f)$$

$$\ddot{y}_4 = \left| FHY_2 - KPY_4 \cdot y_4 - CPY_4 \cdot \dot{y}_4 \right| / my_4 \quad (2.20g)$$

$$\ddot{x}_4 = \left| FHX_2 - KPX_4 \cdot x_4 - CPX_4 \cdot \dot{x}_4 \right| / mx_4 \quad (2.20h)$$

As forças hidrodinâmicas, como já foi mencionado, serão derivadas da equação de Reynolds e levarão em conta as velocidades relativas do eixo e mancal, isto é, as equações das forças hidrodinâmicas tomarão a forma:

$$FHX1 = f \left| (x_1 - x_3), (y_1 - y_3), (\dot{x}_1 - \dot{x}_3), (\dot{y}_1 - \dot{y}_3) \right| \quad (2.20a)$$

$$FHY1 = f \left| (x_1 - x_3), (y_1 - y_3), (\dot{x}_1 - \dot{x}_3), (\dot{y}_1 - \dot{y}_3) \right| \quad (2.20b)$$

$$FHX2 = f \left| (x_2 - x_4), (y_2 - y_4), (\dot{x}_2 - \dot{x}_4), (\dot{y}_2 - \dot{y}_4) \right| \quad (2.20c)$$

$$FHY2 = f \left| (x_2 - x_4), (y_2 - y_4), (\dot{x}_2 - \dot{x}_4), (\dot{y}_2 - \dot{y}_4) \right| \quad (2.20d)$$

sendo $(x_1 - x_3)$, $(y_1 - y_3)$, $(x_2 - x_4)$, $(y_2 - y_4)$ os deslocamentos relativos e $(\dot{x}_1 - \dot{x}_3)$, $(\dot{y}_1 - \dot{y}_3)$, $(\dot{x}_2 - \dot{x}_4)$, $(\dot{y}_2 - \dot{y}_4)$ as velocidades relativas. As excentricidades dos centros dos colos, relativas aos centros de seus respectivos mancais, são dadas pelas relações:

$$e_1^2 = (x_1 - x_3)^2 + (y_1 - y_3)^2 \quad \text{para o mancal LA, e}$$

$$e_2^2 = (x_2 - x_4)^2 + (y_2 - y_4)^2 \quad \text{para o mancal LOA.}$$

Portanto, cada vez que se precise determinar as forças hidrodinâmicas o conhecimento do deslocamento do centro de gravidade do rotor e a rotação ao redor do mesmo centro, permitirá determinar os deslocamentos dos colos dos eixos usando as transformações algébricas (2.5).

$$\begin{aligned}
 X_2 &= x_r + a \cdot \theta_x \\
 Y_2 &= y_r - a \cdot \theta_y \\
 X_1 &= x_r - a \cdot \theta_x \\
 Y_1 &= y_r + a \cdot \theta_y
 \end{aligned}
 \tag{2.21}$$

Do mesmo modo as velocidades absolutas dos colos são calculadas. Derivando as relações 2.21 no tempo, temos que:

$$\begin{aligned}
 \dot{x}_2 &= \dot{x}_r + a \dot{\theta}_x \\
 \dot{y}_2 &= \dot{y}_r - a \dot{\theta}_y \\
 \dot{x}_1 &= \dot{x}_r - a \dot{\theta}_x \\
 \dot{y}_1 &= \dot{y}_r + a \dot{\theta}_y
 \end{aligned}
 \tag{2.22}$$

2.6 Identificação dos Parâmetros do Sistema

2.6.1 Determinação do Momento de Inércia Transversal do Rotor

A partir da Figura 2.1, e dos seguintes dados de fabricante:

massa do eixo, m_e	3070 Kg
massa do disco, m_{di}	2130 kg
momento de inércia polar, I_p	1860 Kg*m ²
peso específico do aço, τ_{ac}	76928 N/m ³
diâmetro do disco, D_d	2,606 m

O diâmetro equivalente do eixo, d_e , pode ser determinado usando a equação que relaciona a massa de um cilindro com o seu volume, fornecendo a seguinte igualdade:

$$d_e = (4 m_e g / 2 / a / \tau_{ac})^{.5} = 0,371 \text{ m}$$

A largura equivalente do disco, b , também pode ser calculada mediante a mesma relação.

$$b = \frac{4 m_{di} g}{D_d^2 r ac} = 0,048 \text{ m}$$

O momento de inércia transversal, I_t , em relação ao centro de massa do rotor determina-se somando os momentos de inércia transversal do eixo, I_{te} , e do disco, I_{tr} ,

$$I_t = I_{te} + I_{tr}$$

$$I_t = \frac{m_e}{12} (.75 d_e^2 + 4 a^2) + \frac{m_{di}}{12} (.75 D_d^2 + b^2)$$

$$I_t = 4275,56 \text{ Kg-m}^2$$

2.6.2 Considerações sobre Rigidez do Rotor

Se considerarmos o eixo do rotor sendo uma viga com massa distribuída, biapoiada e com carga concentrada no centro (tal como se ilustra na Figura 2.1), a frequência natural será encontrada usando a relação de Dunkerley (ver Thomson [60], pp.215)

$$\omega_n^2 = \frac{6 E I_v}{a^3 (m_r + 0,5 m_e)}$$

onde

Massa da viga por unidade de comprimento, q ..	849 Kg/m
Momento de inércia da seção reta da viga, I_v ..	$9,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^4$
Distância de carga aos apoios, a	1,808 m
Módulo de Elasticidade do eixo, E	$2,1 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$
Frequência de rotação nominal, ω	125,66 rd/seg

$$\omega_n = 213,7 \text{ rd/seg (2040 CPM)}$$

Por outro lado, a rigidez do eixo é dado por $K_e = 48 E \cdot I_v / (2a)^3$ (Ver Thomson [60], pp.35), que nos permite calcular a deflexão estática do eixo, d_{est} , devido a seu próprio peso e à ação da carga do disco mediante a seguinte relação:

$$d_{est} = m_r \cdot g / K_e + q \cdot (2a) / E \cdot I_v = 0,11 \text{ m}$$

O valor da relação da frequência de rotação e a frequência natural é $\omega/\omega_n = 0,588$ que é inferior ao valor $\sqrt{2}/2$ que determina a máxima velocidade de operação para rotores rígidos, dado pela Norma API 610.

Do mesmo modo, o valor da deflexão calculada é pequena quando comparada com aquelas perto da 1ª velocidade crítica e que são superiores a 3 vezes a deflexão estática.

2.6.3 Parâmetros dos Pedestais

2.6.3.1 Generalidades

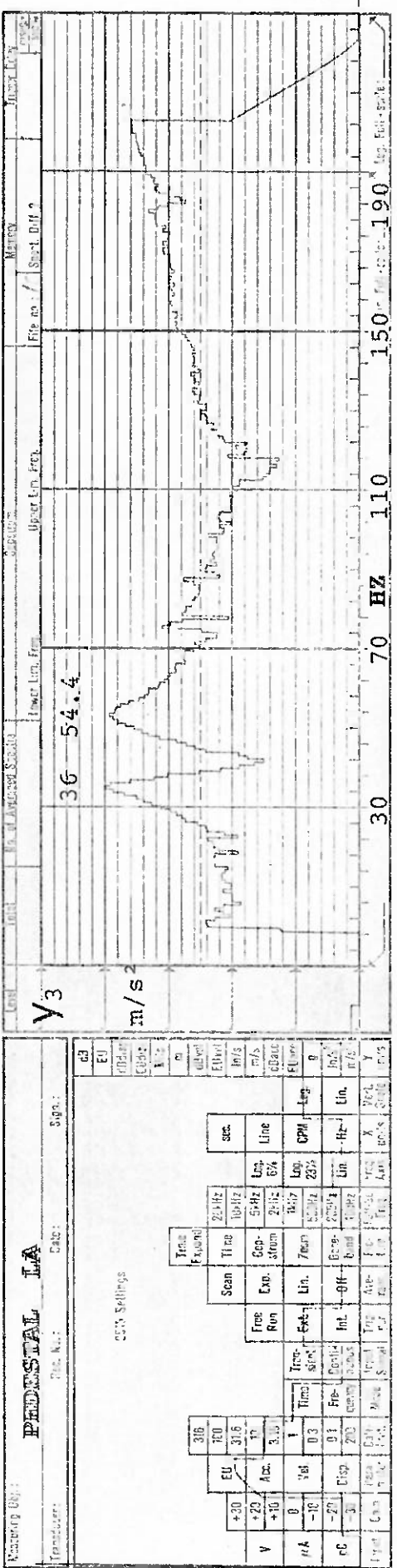
Os pedestais modelados na seção 3.4, são colunas esbeltas de concreto armado, engastados em uma grande plataforma do mesmo material. A determinação dos parâmetros por via analítica resultam imprecisos, devido a que o módulo de rigidez do material deve ter sofrido influência das violentas oscilações a que estes elementos periodicamente foram submetidos. É por isto que optou-se excitar as estruturas dos pedestais mediante impulsos.

2.6.3.2 Medição Experimental das Frequências Naturais com o Rotor Montado.

Na Figura 2.10 mostra-se os resultados da oscilação horizontal do pedestal LA e LOA, e seus respectivos espectros de vibração. Verifica-se que no pedestal LOA as frequências predominantes estão em 1.392 CPM e 2.160 CPM acopladas com outras frequências. O decrescimento da oscilação, obviamente é uma composição destas frequências. Do mesmo modo, a oscilação horizontal do pedestal LA é composta de duas frequências predominantemente (23,2 e 36 Hz), também sendo o decrescimento da oscilação composição destas frequências. A determinação, conseqüentemente, de seus amortecimentos, sem dúvida podem ser obtidos através de laboriosos cálculos, porém existe alguns complicadores que dificultam a interpretação dessas frequências. A primeira observação é a proximidade da velocidade crítica fundamental do rotor, calculada analiticamente na seção (2.6.2). O valor calculado é em torno de 2040 CPM. Isto sugere que a frequência -

Brüel & Kjaer

QP 0110



Brüel & Kjaer

QP 0110

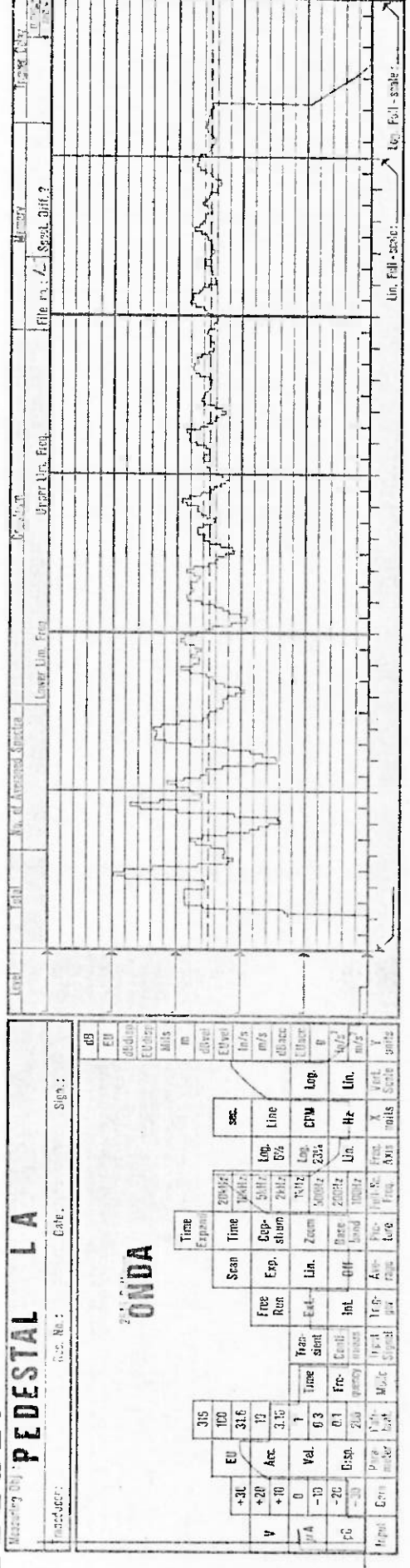
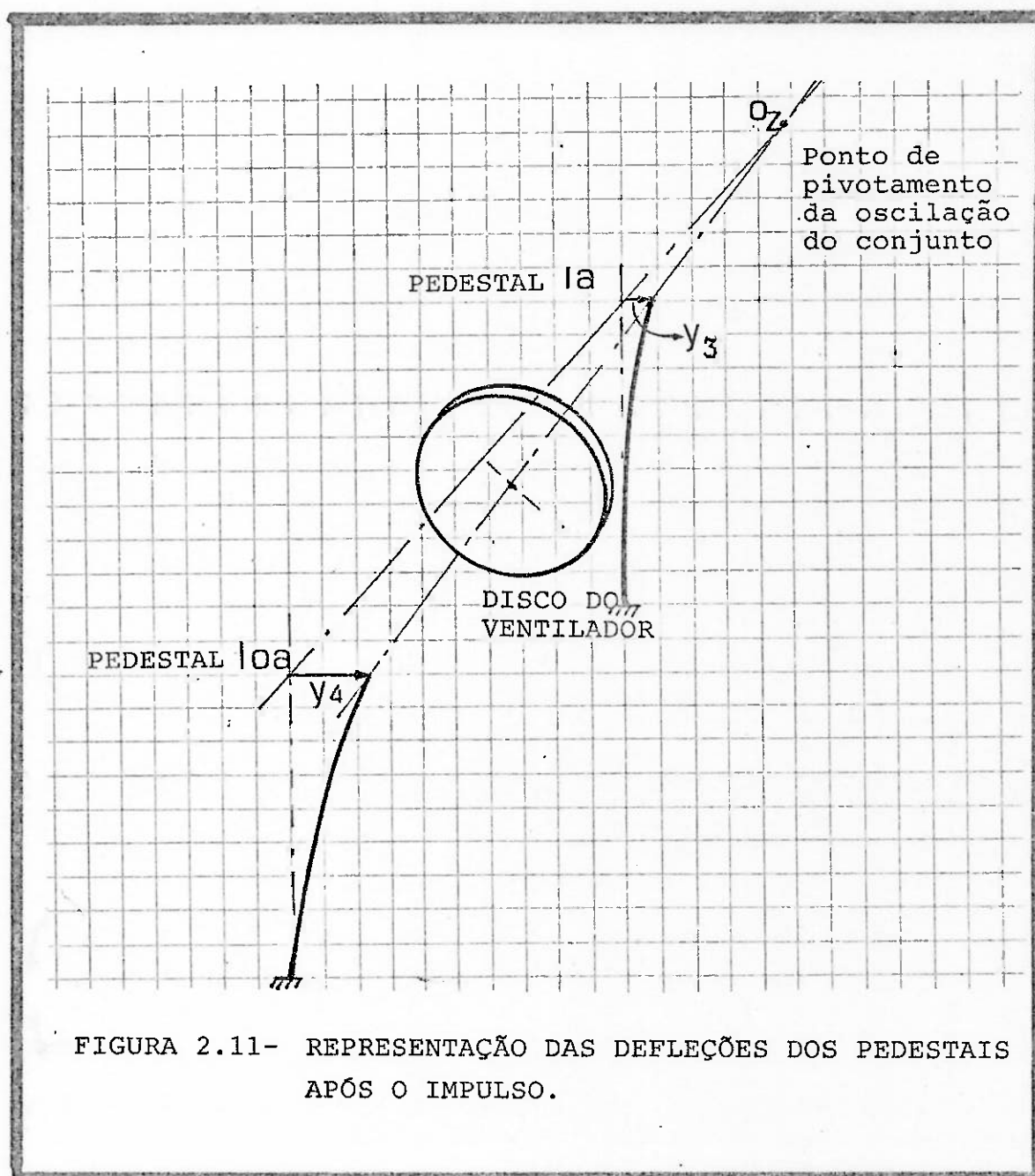
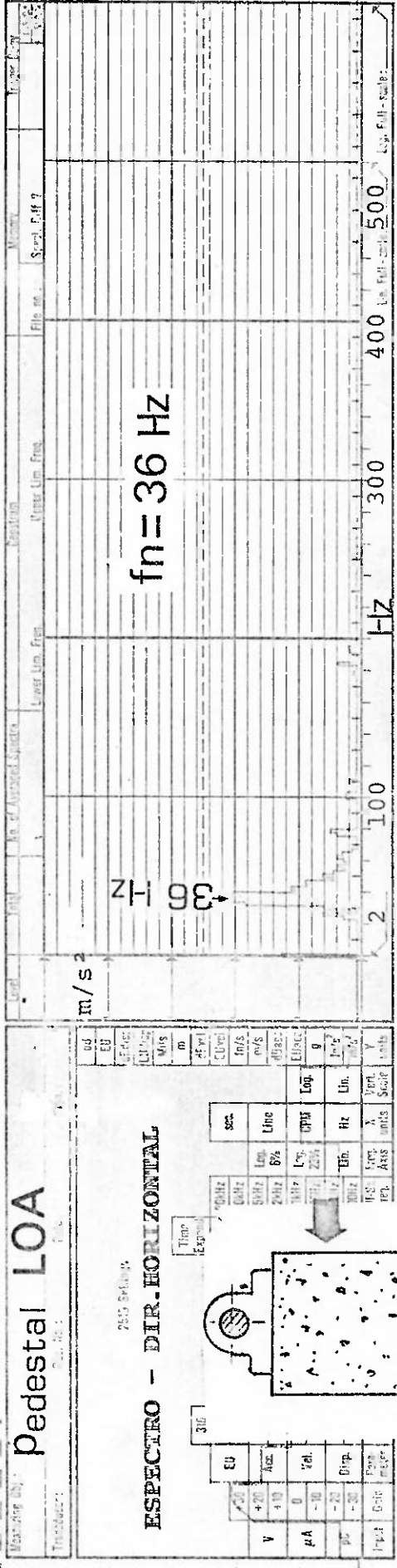


FIGURA 2.10b. ESPECTRO E FORMA DE ONDA DO PEDESTAL LA, APÓS IMPULSO. (ROTOR MONTADO)



Brüel & Kjaer

QP 0110



QP 0110

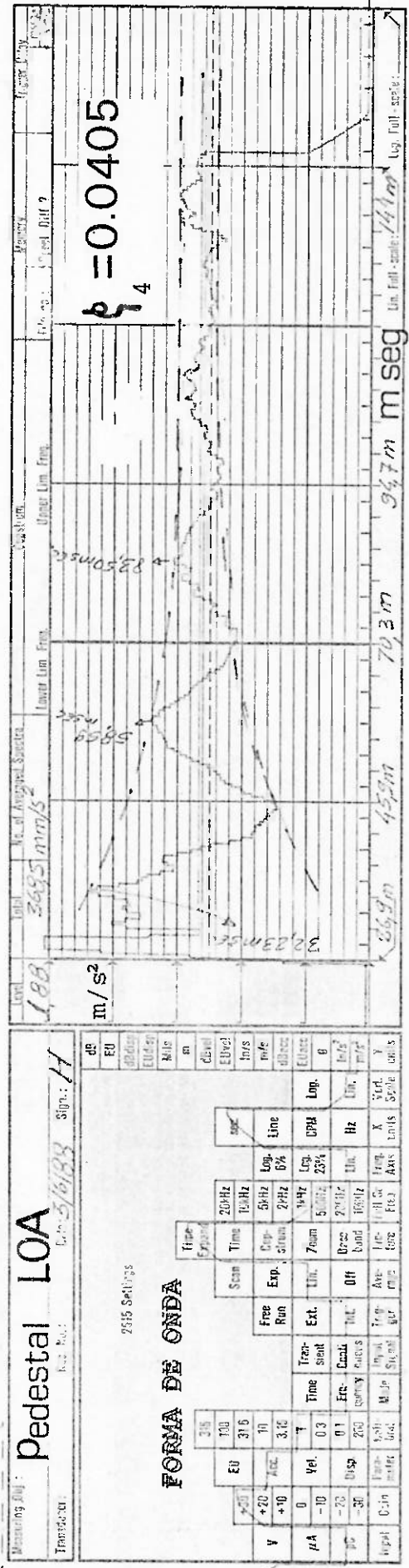
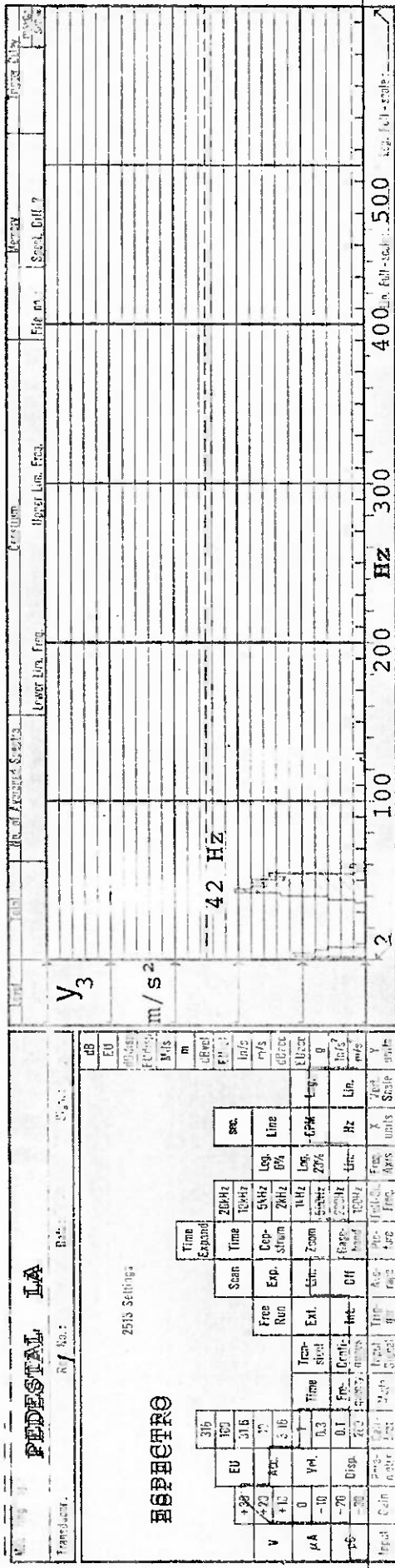


FIGURA 2.12- VALORES EXPERIMENTAIS DA FREQUÊNCIA NATURAL DO PEDESTAL LOA E SEU DECREMENTO LOGARÍTMICO (SEM ROTOR).

QP0110

Brüel & Kjaer



QP0110

Brüel & Kjaer

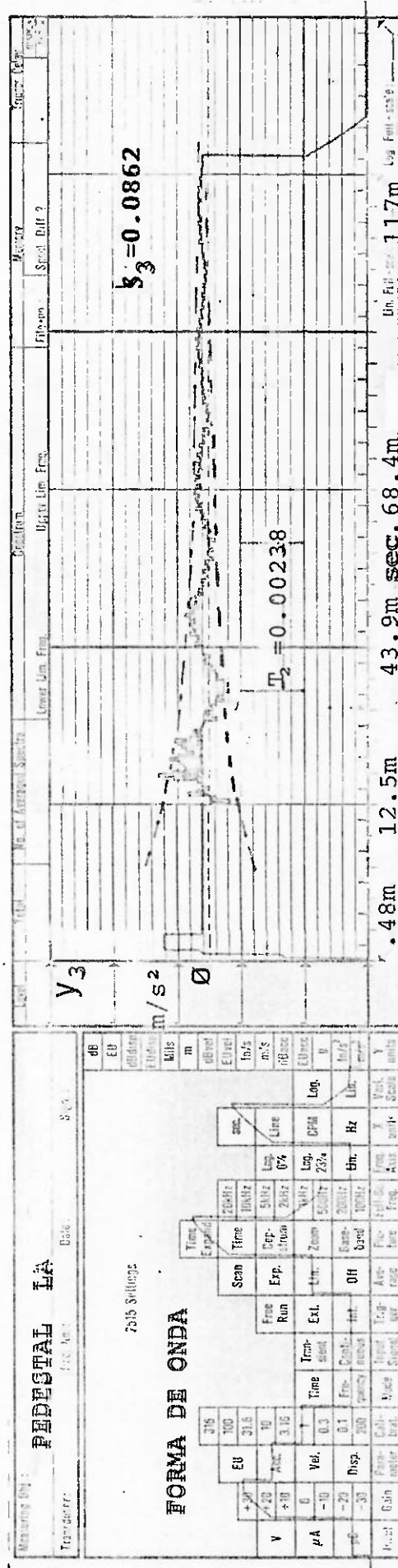


FIGURA 2.13 - VALORES EXPERIMENTAIS DA FREQUÊNCIA NATURAL DO PEDESTAL IA E SEU DECREMENTO LOGARÍTMICO (SEM ROTOR).

experimental de 2.160 CPM (mostrada na Figura 2.10) não estaria associada com a estrutura dos pedestais.

O segundo complicador apresentado neste teste é a dificuldade de se conhecer o modo de oscilação do conjunto, ou especificamente qual é o ponto de pivotamento, O_z , do eixo do rotor e esquemmatizado na Figura 2.11. O conhecimento do ponto de pivotamento serviria para o cálculo do momento de inércia transversal do conjunto, relativo a esse ponto. Para isso precisa-se realizar este tipo de teste com instrumental mais sofisticado (com 2 ou mais canais de entrada não disponíveis na época).

Por outro lado, impulsos aplicados na direção vertical dos pedestais, não se registraram oscilações significativas, demonstrando alta rigidez nessa direção (cálculos analíticos indicam que a rigidez vertical é 22 vezes maior que o maior valor da rigidez horizontal). Para efeito de rapidez na simulação numérica o movimento vertical dos pedestais não serão considerados.

2.6.3.3 Testes com Pedestais Isolados.

Para evitar acoplamentos de outras oscilações e aproveitamento de uma nova troca de rotor, mediu-se a oscilação dos pedestais isolados, isto é, sem a presença do rotor e parte do suporte metálico dos mancais. Novamente os pedestais foram excitados por meio de impulsos na direção horizontal e os gráficos são mostrados nas Figuras 2.12 e 2.13. Verifica-se que as frequências apresentadas são muito mais puras e o cálculo do seu decaimento logarítmico é quase direta. O pedestal LA isolado tem uma frequência natural de 42Hz com um decaimento logarítmico de $\zeta_3 = .0862$.

O pedestal LOA tem uma frequência natural de 36 Hz com um decaimento logarítmico de $\zeta_4 = 0.0405$. Os dados para calcular a rigidez de ambos pedestais estão na Tabela 2.1.

2.6.3.4 Cálculo da Rigidez dos Pedestais

Consideram-se os pedestais como sendo barras uniformemente carregadas de massa, m_i , e com uma massa M_{bf} concentrada na extremidade, a rigidez das colunas pode ser determinada da seguinte relação (ver Thomson [60], p.214).

TABELA 2.1 - Dados para o Cálculo da Rigidez dos Pedestais

Altura do pedestal LA, L_{p3}	3.926 m
Altura do pedestal LOA, L_{p4}	3.957 m
Área da seção transversal dos pedestais, A_p	1.085 m ²
Massa específica do concreto armado, m_{esp}	2400 Kg/m ³
Módulo de Elasticidade concreto armado, E_p	2.4×10^{10} N/m ²
Base metálica fixa acima do pedestal, M_{bf}	150 Kg
Momento de inércia da seção transversal da coluna, I_{zz}	0,24 m ⁴
Carcaça de mancais fixa à base metálica, M_{mb}	650 Kg
Massa do pedestal LA, m_1	$1,055 \times 10^4$ Kg
Massa do pedestal LOA, m_2	$1,063 \times 10^4$ Kg
Frequência natural do pedestal LA, na direção y, ω_{ny3}	42 Hz
Frequência natural do pedestal LOA, na direção y, ω_{ny4}	36 Hz
Fator de Amortecimento viscoso, do pedestal LA, na direção y, ζ_3	0.0862 AD.
Fator de Amortecimento viscoso, do pedestal LOA, na direção y, ζ_4	0,0405 AD.

$$\omega_{ni}^2 = \frac{Kpy_i}{M_b + 0.23 m_i} ; \quad i = 3,4 \quad (2.18)$$

portanto,

$$Kpy_3 = 1.74 \times 10^8 \text{ N/m} \quad \text{para o pedestal LA, e}$$

$$Kpy_4 = 1.29 \times 10^8 \text{ N/m} \quad \text{para o pedestal LOA.}$$

Se usarmos a relação dada por Thomson [60], p.35,

$Kpy_i = 3 \cdot E_p \cdot I_{zz} / L_{pi}^3$, $i = 3,4$; os valores analíticos da rigidez dos pedestais são

$$Kpy_3 = 1.51 \times 10^8 \text{ N/m}$$

$$Kpy_4 = 1.41 \times 10^8 \text{ N/m}$$

demonstrando que os valores analíticos da rigidez são bastante diferentes com os seus respectivos valores empíricos. Do mesmo modo os valores dos seus módulos de elasticidade, E_p , (calculados a partir das rigidez empíricas) são, para o pedestal LA, $1,46 \times 10^{10}$ N/m e $1,11 \times 10^{10}$ N/m para o pedestal LOA. Esta falta de homogeneidade reforça o conceito que o caminho experimental era o mais adequado porém mais laborioso. Existe também a influência da braçadeira da Introdução.

Se tomarmos um valor médio do módulo de Elasticidade do concreto armado a rigidez vertical para estes pedestais é de 3.8×10^9 N/m, i.é, nessa direção os pedestais são altamente rígidos, tal como as sucessivas medições de vibrações demonstram-o.

2.6.3.5 Cálculo da Massa Efetiva de ambos Pedestais

Observa-se da relação 2.18 que a participação da massa de concreto, no cálculo da frequência natural, é de apenas 23%, portanto a massa efetiva de toda a estrutura do pedestal é dada pela soma das massas da estrutura metálica e da massa ativa do concreto armado.

$$m_{eff_i} = M_{bf} + M_{mb} + 0,23 m_i ; \quad i = 3,4$$

Finalmente,

$$m_{y_3} = m_{\text{eff}_3} = 3227,0 \text{ Kg}$$

$$m_{y_4} = m_{\text{eff}_4} = 3245,0 \text{ Kg}$$

2.6.3.6 Cálculo do Fator de Amortecimento. C_{py}

Para o cálculo dos coeficientes de amortecimento dos pedes tais usaremos a relação de Meirovitch [61], p.13, $C_{py_i} = 2 \cdot \zeta_i \cdot m_{y_i} \cdot \omega_{y_i}$
 $i = 3,4$;

$$C_{py_3} = 246813 \text{ N/(m/s)}$$

$$C_{py_4} = 59454 \text{ N/(m/s)}$$

2.6.4 Comparação da Massa do Rotor

A massa do rotor foi determinada experimentalmente antes de sua montagem, é por ocasião de seu balanceamento dinâmico no fornecimento. Para isso, todas as suas partes solidarias ao rotor (disco de escora cubo do acoplamento, etc), foram previamente montados. O valor real de sua massa foi de 5.200 Kg.

2.6.5 Forças Externas ($F_{\text{ext}x}$, $F_{\text{ext}y}$)

As forças externas $F_{\text{ext}x}$ e $F_{\text{ext}y}$, ilustradas na Figura 2.5 poderão ser incorporadas no sistema dinâmico quando seja necessário excitar o rotor com forças não síncronas. Neste estudo estas forças serão nulas, significando que não acontecerão outras excitações além da força de desbalanceamento.

3. MODELO MATEMÁTICO DOS MANCAIS

3.1 INTRODUÇÃO

Para determinar as forças que atuam no colo do eixo deverá se solucionar a Equação (I.18), chamada universalmente Equação de Reynolds para fluido incompressível. No Apêndice I apresenta-se a derivação desta, a partir da combinação das equações de continuidade e Navier-Stokes. Esta equação permite determinar o campo de pressões do fluido lubrificante, e através de integração, calcular as forças hidrodinâmicas e o torque de fricção viscosa. A Equação de Reynolds será usada, nesta Dissertação, em sua forma completa, isto é, incluindo simultaneamente o fluxo de lubrificante circunferencial e axial (mancal finito) e os efeitos da cunha hidrodinâmica e compressão do filme.

Considera-se o filme lubrificante incompressível e sua viscosidade dependente da temperatura. A espessura do filme será dependente apenas das variações geométricas radiais do mancal e da excentricidade do colo, devido ao paralelismo e rigidez das superfícies do colo e carcaça do mancal.

Finalmente, a Equação de Reynolds será derivada usando um sistema de coordenadas cartesianas fixo à carcaça do mancal que servirá para modelar diversos formatos de mancais: cilíndricos, elípticos, de dois e três lóbulos.

3.2 Bibliografia - Evolução da Lubrificação hidrodinâmica

O reconhecido lugar que Osborne Reynolds ocupa na história da lubrificação é, obviamente, devido à formulação da equação diferencial aplicada a mancais. Ele coloca um novo conceito na sua formulação, além do conceito de aproximação das superfícies, é que a ação hidrodinâmica requer que $\partial h / \partial x < 0$. A presença da cunha é, obviamente, o fato básico em toda lubrificação hidrodinâmica.

A evolução do tema consistiu em grande medida em resolver a equação de Reynolds. A equação (3.5) é uma equação diferencial parcial não homogênea, com coeficientes variáveis e de difícil resolu-

ção analítica. Mesmo quando, em casos especiais consegue-se resolver resulta incômodo usar os seus resultados. Uma das primeiras soluções consistiu em considerar o mancal infinitamente longo. Nesta área o nome de A.Sommerfeld [62] ocupa o lugar mais destacado. Para integrar a Equação de Reynolds, em 1905, estabelece que a pressão é periódica e o óleo preenche todos os espaços e permite pressão - sub-atmosférica. Alguns fatos inerentes a seu trabalho tem resultados fisicamente absurdos: (a) o perfil de pressão positiva e negativa de igual intensidade, (b) capacidade de carga o dobro do valor real para altas cargas, (c) o deslocamento do eixo sempre permanece em ângulo reto à carga aplicada.

Pinkus [15] aponta uma série de trabalhos que se sucederam baseados nas hipóteses de Sommerfeld, mas tem sido meros exercícios matemáticos.

Em 1929, Michell [63] sugeriu cortar o primeiro termo da equação de Reynolds, tendo como idéia um mancal infinitamente curto. Porém, foi Cardullo [64] em 1930 que conseguiu determinar a distribuição de pressões. Em 1952, Ocvirk [65] forneceu detalhadamente a solução completa do mancal curto.

Tal como foi mencionado no item 2.1, na segunda década deste século surgiram dois fatos bastante importantes, ambos tratando da estabilidade e dinâmica de rotores. O primeiro destes descobrimentos foi realizado por Stodola [7] em 1925. Ele estabeleceu que o eixo não é suportado em forma rígida pelo filme lubrificante, ao contrário, este pode ser representado por uma série de molas e amortecedores que tem um efeito fundamental na velocidade crítica e comportamento dinâmico do rotor. Desde esse tempo que os coeficientes de rigidez e amortecimento do filme de óleo se tornaram um elemento básico nos estudos de mancais. O outro fato foi o descobrimento feito por Newkirk [8] também em 1925. Ele encontrou que a vibração no eixo de um rotor pode ser induzida por instabilidades do filme, fenômeno chamado originalmente por "oil whip". Este achado incorporou serias ramificações não somente para o campo de mancais mas também para o projeto de máquinas em geral. Salvo poucas exceções, tal como aponta Hersey [66], passou-se 20 anos sem ter grandes contribuições à teoria de lubrificação hidrodinâmica. Porém, surge a era dos computadores eletrônicos de alta velocidade. O primeiro a usar os modernos computadores e usando suas próprias condições de contorno foi Pinkus [67] em 1956. Ele obteve a solução de mancais cilindri-

cos, elípticos e de escora. Dentro de um curto espaço de tempo apareceram uma grande quantidade de soluções para a equação de Reynolds em mancais circulares, parciais, elípticos, sejam eles lubrificadas a gás ou líquidos. Uma das maiores contribuições foram dadas por Boyd e Raimondi [68] em 1958, que forneceram resultados meticulosos de mancais circulares e parciais com diferentes comprimentos usando fluido incompressível. Hays [69] em 1958 provou os resultados de uma ampla variedade de mancais de escora. Gross [70] em 1962 calcula mancais a gás para várias condições de operação e Castelli e Pirvics [71] em 1967 fornecem a solução de diferentes tipos de mancais a gás. Numerosos outros trabalhos estão aparecendo a cada dia, é claro que graças à ajuda dos modernos computadores que, num período curto de tempo, permitiu gerar um espectro de soluções para mancais finitos tão grande que no passado seria altamente laborioso e inexato.

3.3 Aplicação para Mancais Cilíndricos com Alinhamento Perfeito.

Considere-se mancal rígido e circular, o eixo com velocidade de angular constante ω e a velocidade do mancal não nula.

O colo do eixo tem movimento de rotação e translação. A velocidade \vec{V}_2 de um ponto arbitrário Q, fixo à superfície girante tal como se ilustra na Figura 3.1, é dada pela soma de suas velocidades de translação $\vec{V}_{2,t}$ e a velocidade $\vec{V}_{2,r}$ causada pela rotação do eixo. Dess figura nos temos:

$$U_{2,r} = |\vec{V}_{2,r}| \cos \alpha'$$

como

$$\cos \alpha' = \left| 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + \dots \right|$$

$$U_{2,r} = |\vec{V}_{2,r}| \quad (3.1)$$

$$v_{2,r} = | \vec{v}_{2,r} | \operatorname{sena}$$

como

$$\operatorname{sena} \approx \operatorname{tga} = \frac{\partial h}{\partial x}$$

$$v_{2,r} = | \vec{v}_{2,r} | \frac{\partial h}{\partial x} \quad (3.2)$$

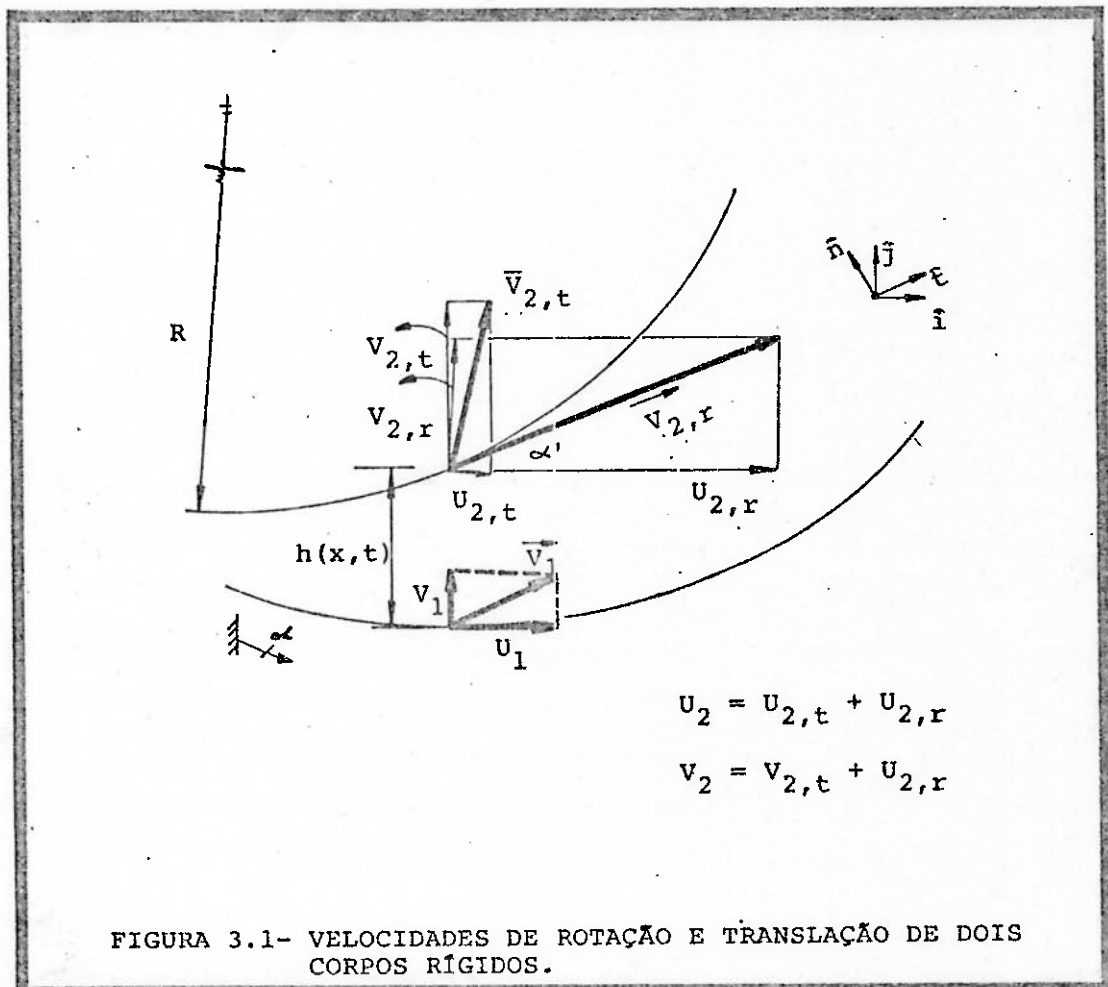
Szeri [59] demonstra que:

$$\frac{U_{2,t}}{U_{2,r}} = 0 \quad (10^{-3})$$

$$U_{2,t}$$

$$U_2 \approx U_{2,r}$$

(3.3)



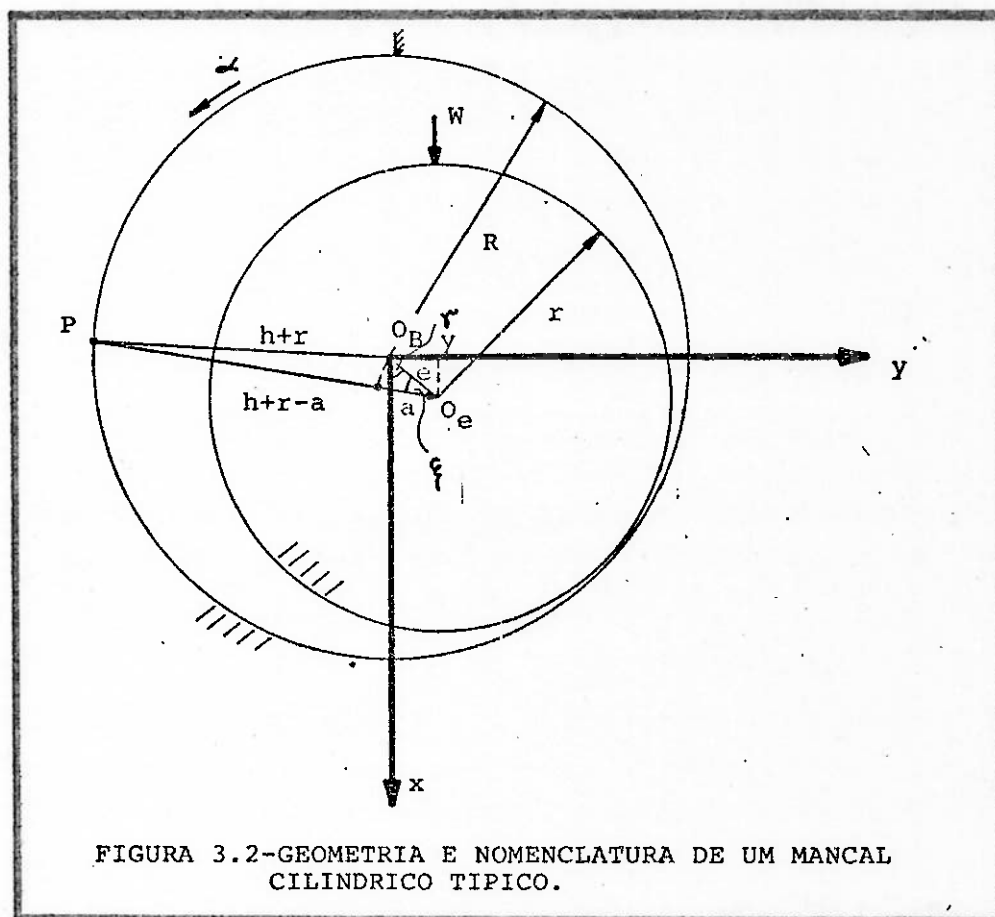


FIGURA 3.2-GEOMETRIA E NOMENCLATURA DE UM MANCAL CILINDRICO TÍPICO.

De (3.1), (3.2) e (3.3)

$$V_{2,r} = U_2 \frac{\partial h}{\partial x}$$

$$V_2 = V_{2,t} + U_2 \frac{\partial h}{\partial x} \quad (3.4)$$

Considerando a relação (3.3), a equação 18 do Apêndice I reduz-se a

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \frac{\partial}{\partial x} \left[h(U_1 + U_2) \right] + 12(V_{2,t} - V_1)$$

Se a superfície do mancal é estacionária, logo $V_1 = U_1 = 0$ e fazendo $x = R\alpha$

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{6U_2}{R} \frac{\partial h}{\partial \alpha} + \frac{6h}{R} \frac{\partial U_2}{\partial \alpha} + 12V_2 \quad (3.5)$$

Esta é a eq. de Reynolds aplicada a mancais cilíndricos, os quais não tem variação de espessura na direção normal à Figura 3.1, i.é, $\partial h / \partial z = 0$. O primeiro membro representa a soma da variação do

fluxo circunferencial devido a $\partial p / \partial \alpha$ e da variação do fluxo axial devido a $\partial p / \partial z$; o segundo membro representa a soma dos fluxos gerados pelo cisalhamento e pela aproximação das superfícies.

3.4 Derivação da Equação de Reynolds em Coordenadas Fixas

3.4.1 Introdução

Desde que foi formulada a equação de Reynolds a tendência foi sempre fixar o sistema coordenado ao eixo ou ao mancal quando este está girando. Grande parte das publicações técnicas disponíveis a equação de Reynolds é escrita neste sistema coordenado. Constantines [72], p.113, aponta como útil o sistema coordenado rotativo quando a carga ou a linha de centros estão rodando ou sendo deslocados com ângulos relativos muito grandes. Pode ser o caso de mancais de motores de combustão interna. Porém, quando os deslocamentos angulares são pequenos, tal como em problemas de vibrações e estabilidade é mais apropriado considerar um sistema de coordenadas cartesianas tal como a Figura 3.2. Numericamente este sistema, além disso, adapta-se melhor à geometria de mancais reais.

3.4.2 Mancais Cilíndricos

Se considerarmos sendo e a excentricidade do centro do eixo respeito ao centro do mancal, da figura 3.2:

$$x = e \cos \gamma \quad (3.6a)$$

$$y = e \sin \gamma \quad (3.6b)$$

$$\gamma = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{y}{x} \right) \quad (3.6c)$$

$$\epsilon = \alpha - \gamma \quad (3.7)$$

A folga do mancal é:

$$C_0 = R - r$$

Do triangulo P O_B O_J

$$\overline{PO_B} \approx \overline{PS}$$

$$C_o + r = h + r - a \quad (3.8)$$

$$a = e \cos \gamma \quad (3.9)$$

Portanto, de (3.8) e (3.9)

$$\begin{aligned} h &= C_o + e \cos (\alpha - \gamma) \\ h &= C_o + e (\cos \alpha \cos \gamma) + \text{sena} \text{sen} \gamma \end{aligned} \quad (3.10)$$

De (3.10) e (3.6)

$$h = C_o + x \cos \alpha + y \text{sena} \quad (3.11)$$

3.4.3 Mancais Não Cilíndricos

Se considerarmos o eixo sem excêntricidade a espessura do filme lubrificante será igual à folga radial. Esta folga vai ter uma variação dada somente pela geometria do mancal, de tal forma que $C = f(\alpha)$. A equação (3.11) genericamente pode ser escrita da seguinte maneira:

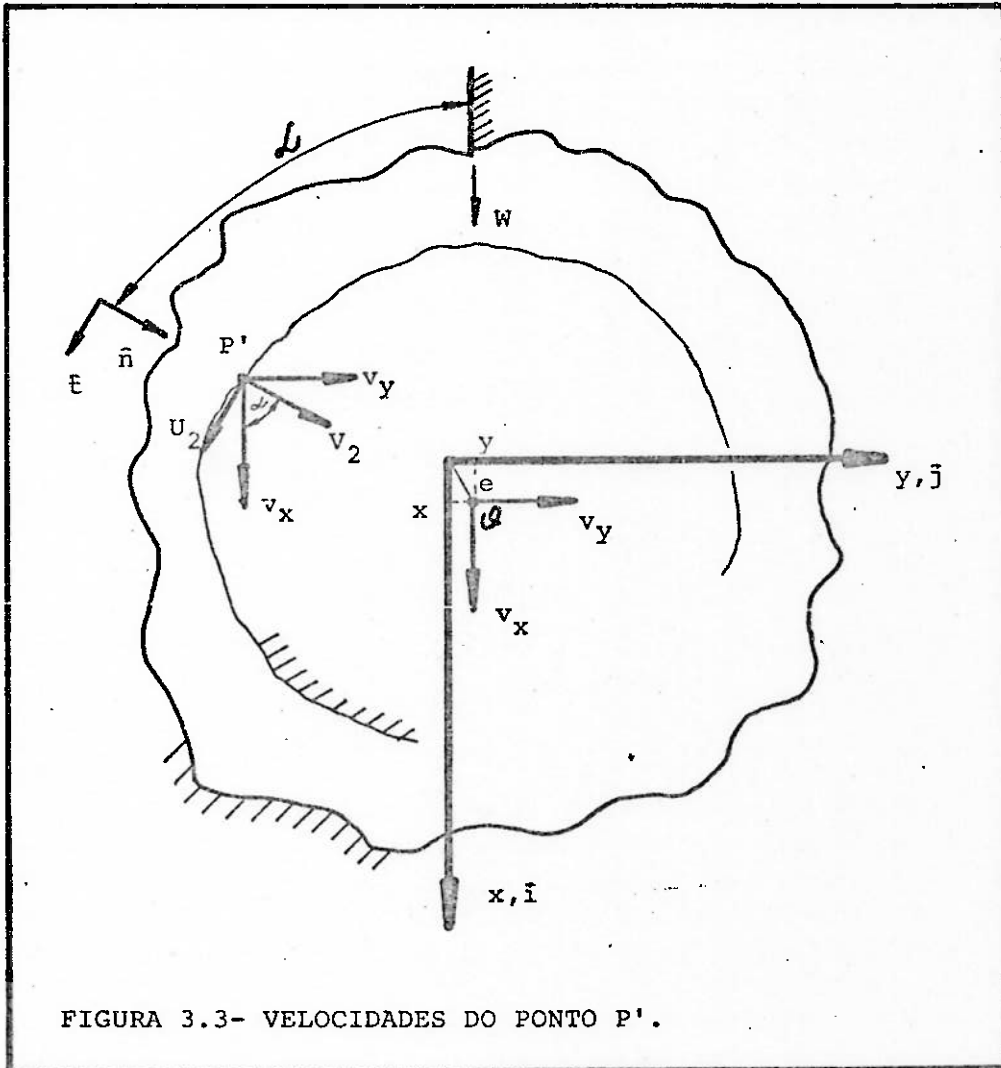
$$h = C(\alpha) + x \cos \alpha + y \text{sena} \quad (3.12)$$

Para o cálculo das velocidades do ponto P', da Figura 3.3, deriva-se a equação (3.12) no tempo, t

$$\frac{dh}{dt} = \dot{x} \cos \alpha + \dot{y} \text{sena} = V_2 \hat{n} \quad (3.13a)$$

$$\vec{U}_2 = \omega R \hat{t} \quad (3.13b)$$

$$\frac{\partial h}{\partial \alpha} = \frac{\partial C(\alpha)}{\partial \alpha} - x \text{sena} + y \cos \alpha \quad (3.13c)$$



$$\frac{\partial U_2}{\partial \alpha} = 0 \quad ; \quad \dot{x} = v_x \quad ; \quad \dot{y} = v_y \quad (3.13d)$$

Substituindo estas relações na Equação (3.5) resulta:

$$\frac{\partial}{R^2 \partial} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial \alpha} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\omega \left| \frac{\partial C(\alpha)}{\partial \alpha} - x \operatorname{sen} \alpha + y \operatorname{cos} \alpha \right| + 12(v_x \operatorname{cos} \alpha + v_y \operatorname{sen} \alpha) \quad (3.14)$$

Esta é a equação de Reynolds usando coordenadas fixas. É uma equação diferencial parcial de 2ª ordem, tendo duas variáveis, α, z , independentes e uma variável dependente, p . Portanto, se precisará de 4 condições de contorno para a sua solução.

O mancal que se estudará é finito na longitude e tem capacidade de variar o lugar geométrico do centro do eixo em relação ao centro do mancal; desse modo, contrariamente à teoria do mancal infinitamente longo, a variação da pressão no sentido axial, $\partial p / \partial z$, não pode ser desprezado. O mancal, também, não pode ser considerado infinitamente curto, isto é, calcular o mancal conforme a aproximação da teoria do mancal curto, onde a variação da pressão na direção circunferencial, $\partial p / \partial \alpha$, considera-se nulo.

3.5 Método de Resolução por Diferenças Finitas

Para resolver as equações parciais utiliza-se aproximações que serão apresentadas como diferenças.

Se pegarmos a superfície do mancal e considerarmos somente a metade do comprimento, L , do mancal, a malha a configuração da Figura (3.4). Com M pontos na direção circunferencial e N pontos na direção axial, teremos $M-1$ divisões em α e $N-1$ divisões em z . O valor do incremento em α é igual a $2\pi/(M-1)$ e em z igual a $L/2(N-1)$.

Referindo-se à malha da superfície extendida do mancal temos que:

$$\frac{\partial p}{\partial \alpha} \approx \frac{p(\alpha + \Delta\alpha, z) - p(\alpha - \Delta\alpha, z)}{2\Delta\alpha} \quad (3.15a)$$

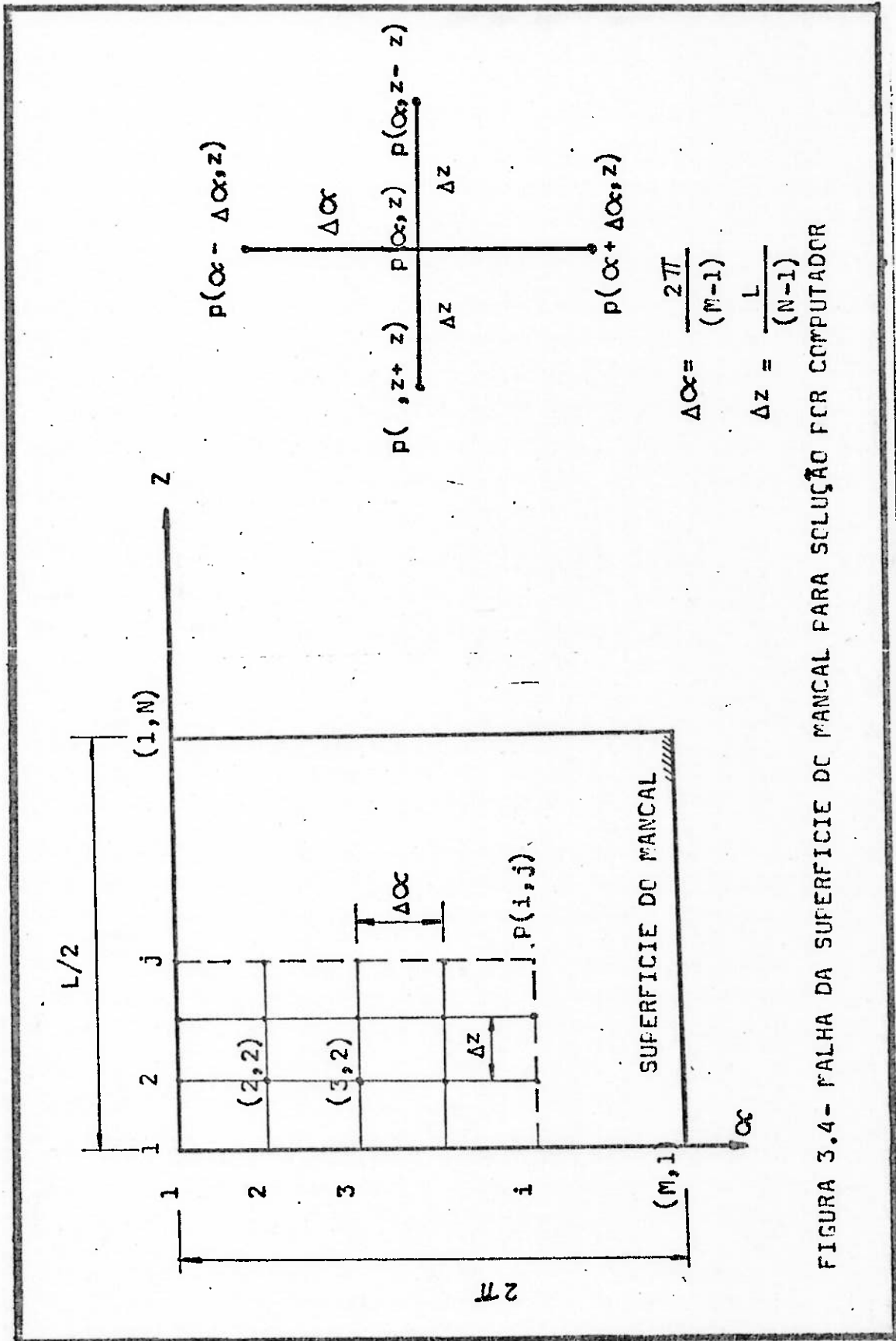


FIGURA 3.4- FALHA DA SUPERFICIE DO MANCAL PARA SOLUÇÃO POR COMPUTADOR

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \alpha^2} \approx \frac{p(\alpha + \Delta\alpha, z) + p(\alpha - \Delta\alpha, z) - 2p(\alpha, z)}{(\Delta\alpha)^2} \quad (3.15b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} \approx \frac{p(\alpha, z + \Delta z) - p(\alpha, z - \Delta z)}{2 \cdot \Delta z} \quad (3.15c)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \approx \frac{p(\alpha, z + \Delta z) + p(\alpha, z - \Delta z) - 2p(\alpha, z)}{(\Delta z)^2} \quad (3.15d)$$

3.6 Adimensionais e Equação da Pressão

Se transformarmos a Equação de Reynolds (3.14) em forma adimensional podemos trabalhar em forma mais fácil. Para isso se usarmos as seguintes adimensionais.

$$X = x/C_m$$

$$Y = y/C_m$$

$$\bar{C}_\alpha = C_\alpha/C_m$$

sendo C_m a folga mínima.

Substituindo na Equação (3.12) a espessura do filme é:

$$\frac{h}{C_m} = H = \bar{C}_\alpha + X \cos\alpha + Y \operatorname{sen}\alpha \quad (3.16)$$

Se também usamos as seguintes relações:

$$D = 2R$$

$$x = R\alpha$$

$$U = R\omega$$

$$V = \partial h / \partial t$$

$$z = L \cdot Z / 2$$

$$P = (c_m^2 / \mu_1 N_O R^2) \cdot p$$

$$T = N_0 t$$

$$\gamma = \text{tg}^{-1} (Y/X)$$

$$N_0 = 2\pi/\omega \text{ (RPS).}$$

μ_i = viscosidade de entrada

$$V_x = v_x / (C_m \cdot N_0) \quad ; \quad V_y = v_y / (C_m \cdot N_0)$$

a Equação (3.14), escrita em forma adimensional é:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(H^3 \frac{\partial P}{\partial \alpha} \right) + \left(\frac{D}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial Z} \left(H^3 \frac{\partial P}{\partial Z} \right) = 12\pi \frac{\partial H}{\partial \alpha} + 12 \frac{\partial H}{\partial T} \quad (3.17)$$

Sendo

$$\frac{\partial H}{\partial t} = V_x \cos \alpha + V_y \text{ sen} \alpha \quad (3.18a)$$

$$\frac{\partial H}{\partial \alpha} = \frac{\partial \bar{C}_\alpha}{\partial \alpha} - X \cos \alpha + Y \text{ sen} \alpha \quad (3.18b)$$

$$H^3 = (\bar{C}_\alpha + X \cos \alpha + Y \text{ sen} \alpha)^3 \quad (3.18c)$$

Se expandirmos a Equação (3.17)

$$\begin{aligned} H^3 \frac{\partial^2 P}{\partial \alpha^2} + 3H^2 \frac{\partial H}{\partial \alpha} \frac{\partial P}{\partial \alpha} + \left(\frac{D}{L} \right)^2 H^3 \frac{\partial^2 P}{\partial Z^2} + \left(\frac{D}{L} \right)^2 3H^2 \frac{\partial H}{\partial Z} \frac{\partial P}{\partial Z} = \\ = 12\pi \frac{\partial H}{\partial \alpha} + 12 \frac{\partial H}{\partial T} \end{aligned}$$

e sabendo que $\partial H / \partial Z = 0$, finalmente temos:

$$\frac{\partial P}{\partial \alpha^2} + \frac{3}{H} \frac{\partial H}{\partial \alpha} \frac{\partial P}{\partial \alpha} + \left(\frac{D}{L} \right)^2 \frac{\partial^2 P}{\partial Z^2} = \frac{12\pi}{H^3} \frac{\partial H}{\partial \alpha} + \frac{12}{H^3} \frac{\partial H}{\partial T} \quad (3.19)$$

Substituindo as diferenças finitas centrais (3.15) pelas derivadas parciais da Equação (3.19), e resolvendo a pressão no ponto (α, z) , obtemos a equação de Reynolds em forma de diferenças finitas:

$$\begin{aligned}
P(\alpha, z) = & \frac{(\Delta\alpha)^2 (\Delta z)^2}{2 \left| z^2 + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \Delta\alpha^2 \right|} \left\{ \left| \frac{1}{(\Delta\alpha)^2} + \frac{3}{2H \Delta\alpha} \frac{\partial H}{\partial \alpha} \right| P(\alpha + \Delta\alpha, z) + \right. \\
& + \left| \frac{1}{(\Delta\alpha)^2} - \frac{3}{2H \Delta\alpha} \frac{\partial H}{\partial \alpha} \right| P(\alpha - \Delta\alpha, z) + \left. \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{1}{H} \left| \frac{H}{(\partial z)^2} \right. \right. \\
& + \left. \frac{3}{2\Delta z} \frac{\partial H}{\partial z} \right| P(\alpha, z + \Delta z) + \left. \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{1}{H} \left| \frac{H}{(\Delta z)^2} - \frac{3}{2\Delta z} \frac{\partial H}{\partial z} \right| \right. \\
& \left. \cdot P(\alpha, z - \Delta z) - \frac{12\pi}{H^3} \frac{\partial H}{\partial \alpha} + \frac{12}{H^3} \frac{\partial H}{\partial l} \right\} \quad (3.20)
\end{aligned}$$

Esta Equação pode ser escrita na forma:

$$P(I, J) = a_0 + a_1 P_{I+1, J} + a_2 P_{I-1, J} + a_3 P_{I, J+1} + a_4 P_{I, J-1} \quad (3.21)$$

onde os coeficientes a_0, a_1, a_2, a_3, a_4 são constantes para cada ponto (I, J) da malha e a pressão $P_{I, J}$ é uma função destas constantes assim como das quatro pressões circundantes.

Para $M \times N$ pontos na malha existem $M \times N$ equações simultâneas as quais podem ser resolvidas tanto por métodos diretos (eliminação de Gauss) ou por métodos iterativos.

Usa-se para resolver o sistema linear definido pela Equação (3.21), o método de sobrerelaxação (SOR) ou método de Liebman. Este procedimento de sobrerelax. matemática é especialmente efetiva quando aplicado a equação de diferenças de tipo elíptico. Este método é focalizado exaustivamente no livro de D.D. McCracken e W. Dorn [73] e somente será feita uma pequena discussão aqui.

Aplicando o método de sobrerelax. à equação (3.21) resulta que a equação geral de Reynolds se transforma em:

$$P_{I,J}^{(k+1)} = W_b (a_0 + a_1 P_{I+1,J}^{(k)} + a_2 P_{I-1,J}^{(k+1)} + a_3 P_{I,J+1}^{(k)} + a_4 P_{I,J-1}^{(k+1)}) + (1 - W_b) P_{I,J}^{(k)}$$

onde os sobrescritos indicam a iteração, enquanto W_b é o parâmetro de relaxação. O processo iterativo é repetido até que se atinga um erro menor a um valor, A_q , pré-estabelecido.

O erro é definido por:

$$\frac{\sum_{I=1}^N \sum_{J=1}^N |P(I,J)^k - P(I,J)^{k-1}|}{\sum_{I=1}^N \sum_{J=1}^N P(I,J)^k} < A_q \quad (3.22)$$

onde o k é o número de iterações realizadas.

Deverá se selecionar um valor de W_b que permita à distribuição de pressões convergir com um mínimo número de iterações, porém antes disso se deverá determinar as Equações dos coeficientes a_0, a_1, a_2, a_3 e a_4 .

3.7 Cálculo dos Coeficientes da Equação em Forma de Diferenças

Igualando as Equações (3.20) e (3.21) e fazendo

$$K_1 = (\Delta\alpha)^2 (\Delta z)^2 / 2 / (\Delta z^2 + (\Delta z)^2 + (\frac{D}{L})^2 \Delta\alpha^2)$$

temos que

$$a_0 = \left(-\frac{12\pi}{H^3} \frac{\partial H}{\partial \alpha} + \frac{12}{H^3} \frac{\partial H}{\partial l} \right) * K_1 \quad (3.23a)$$

$$a_1 = \left(\frac{1}{(\Delta\alpha)^2} + \frac{3}{2H\Delta\alpha} \cdot \frac{\partial H}{\partial \alpha} \right) * K_1 \quad (3.23b)$$

$$a_2 = \left(\frac{1}{(\Delta\alpha)^2} - \frac{3}{\Delta\alpha} \cdot \frac{\partial H}{\partial \alpha} \right) * K_1 \quad (3.23c)$$

$$a_3 = \left(\frac{(D/L)^2}{(\Delta z)^2} \right) * K_1 = a_4 \quad (3.23d)$$

Substituindo as Equações (3.18) em (3.23) podemos calcular os coeficientes mediante as relações seguintes:

$$a_0 = \frac{-12\pi \left(\frac{\partial \bar{C}}{\partial \alpha} - X \text{sen} \alpha + Y \text{cos} \alpha \right) + 12(V_x \text{cos} \alpha + V_y \text{sen} \alpha)}{(1 + X \text{cos} \alpha + Y \text{sen} \alpha)^3} * K_1 \quad (3.24a)$$

$$a_1 = K_1 * \left\{ 1/\Delta \alpha^2 - \frac{3}{2} \frac{\left(\frac{\partial \bar{C}}{\partial \alpha} - X \text{sen} \alpha + Y \text{cos} \alpha \right)}{(\bar{C}_\alpha + X \text{cos} \alpha + Y \text{sen} \alpha)} \right\} \quad (3.24b)$$

$$a_2 = K_1 * \left\{ 1/\Delta \alpha^2 - \frac{3}{2} \frac{\left(\frac{\partial \bar{C}}{\partial \alpha} - X \text{sen} \alpha + Y \text{cos} \alpha \right)}{(\bar{C}_\alpha + X \text{cos} \alpha + Y \text{sen} \alpha)} \right\} \quad (3.24c)$$

$$a_3 = a_4 = \frac{(D \cdot \Delta \alpha)^2}{2((L \cdot \Delta z)^2 + (D \cdot \Delta \alpha)^2)} \quad (3.24d)$$

3.8 Valor de Subrelaxação Ótimo

O parâmetro de relaxação, em geral, varia entre 1 e 2 e permite economizar tempo de computação, podendo-se obter reduções da ordem de 2 a 1. Neste caso particular mostra-se o número de iterações requeridas para convergir, em função de diversos valores de W_b . O método de obtenção do valor ótimo consiste em supor um valor de W_b e observar a velocidade de convergência. Logo, mudando o W_b e observando o câmbio na convergência pode-se prever os câmbios subsequentes até atingir o menor número de iterações. A Figura 3.5 mostra que, para os mancais do Ventilador em estudo, e com uma malha de 10×60 , o valor ótimo de W_b é 1.64.

Nº DE ITERAÇÕES PARA ATINGIR O RESÍDUO, $A_q = 0,001$

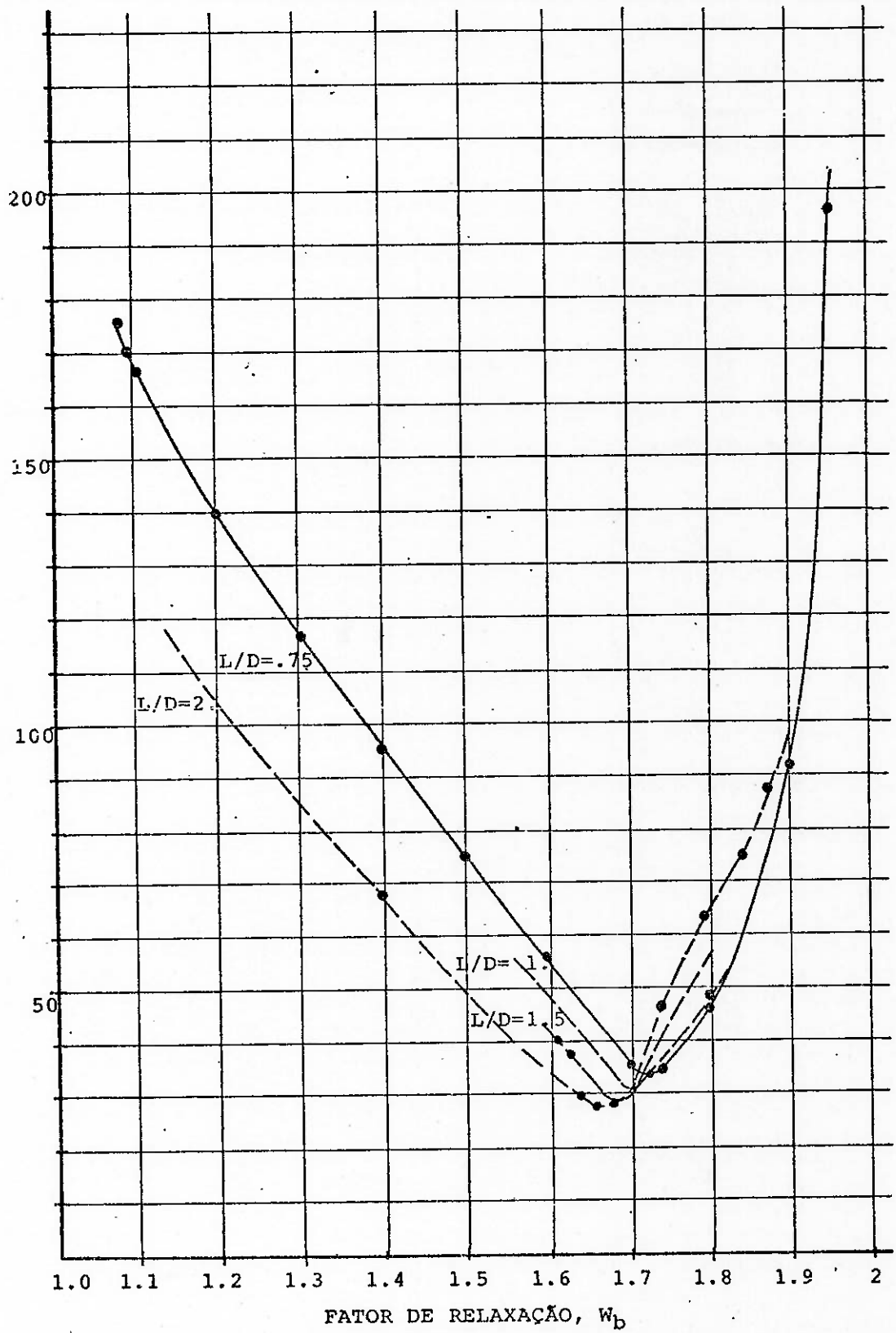


FIGURA 3.5-Nº DE ITERAÇÕES REQUERIDA PARA CONVERGÊNCIA DO PROGRAMA (MALHA DE 60×10).

3.9 Condições de Contorno para a Equação de Reynolds

Tal como foi discutido no ítem 3.4.3, a solução da Equação de Reynolds precisa de 4 condições de contorno. Muitos pesquisadores tem usado variadas condições de contorno, e mais especificamente, condições de contorno aplicáveis à ruptura do filme, com o intuito de se aproximar do desempenho real do mancal (o fenômeno de cavitação em mancais constitui objeto de estudos teóricos e experimentais, não existindo resposta satisfatória ao respeito). Dowson e Taylor (74) examinaram o tema em profundidade e apontam, com referência à Figura 3.6, que as melhores aproximações são nas seguintes condições de contorno:

(a) A pressão é ambiente ou atmosférica (pressão zero) na região entre α_1 e α_2 , chamada zona de ruptura do filme ou cavitação, (b) o gradiente de pressões $\partial P / \partial \alpha$ é igual a zero em α_1 , (c) a pressão é zero nas laterais do mancal ($p(\alpha, L/2) = P(\alpha, -L/2) = 0$), e (d) o filme é periódico na direção circunferencial ($P(0, Z) = P(2\pi, Z)$)

A verificação experimental de Servaes (75) demonstra que a substituição da condição $P(\alpha, Z) = 0$ por qualquer pressão negativa calculada pela Equação (3.20) satisfaz tanto a condição (a) como a condição de cavitação (b).

Tal como aponta Dowson e Taylor (74), a cavitação de um filme lubrificante acontece na zona divergente quando a pressão sub-atmosférica atinge a pressão de vapor do lubrificante. Por esta razão, qualquer pressão negativa calculada pela Equação (3.20) será igualada nesta Dissertação à uma "pressão de cavitação", P_{cav}. Pinkus e Sternlicht (76), p.435, determinaram experimentalmente um valor de 0.13 psia abaixo da pressão atmosférica.

3.10 Forças Hidrodinâmicas

Uma vez determinada a distribuição de pressão as forças hidrodinâmicas que são exercidas sobre o colo de mancal mostrado na Figura 3.7a, podem ser calculadas mediante a somatoria das forças. Com a pressão do filme atua em forma perpendicular à superfície do mancal, $p(\alpha, Z)$ é dirigido a O_j de tal sorte que as componentes das

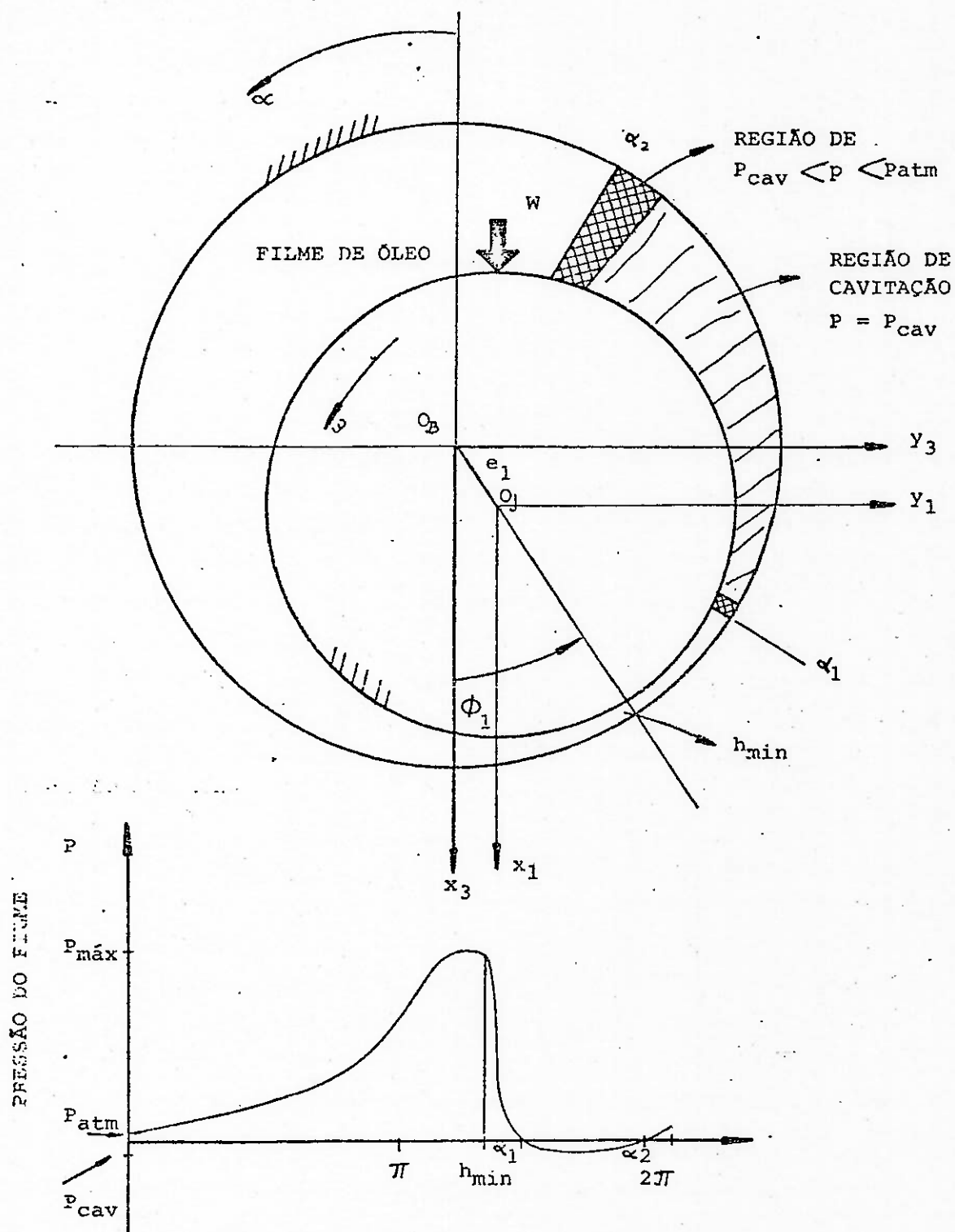


FIGURA 3.6 -- MANCAL CILÍNDRICO EM POSIÇÃO DE EQUILÍBRIO, DESTACANDO A CAVITAÇÃO DO FILME.

forças são dadas por:

$$F_{HX} = -R \int_{\phi}^{2\pi} \int_{\phi}^{L/2} F(\alpha, Z) \cos\alpha \, dz d\alpha \quad (3.25a)$$

$$F_{HY} = R \int_{\phi}^{2\pi} \int_{\phi}^{L/2} P(\alpha, Z) \operatorname{sen}\alpha \, dz d\alpha \quad (3.25b)$$

Formulando estas expressões para a solução por computador as forças hidrodinâmicas (F_{HX} , F_{HY}) são dadas por:

$$F_{HX} = -R \Delta\alpha \Delta Z \sum_{I=2}^M \sum_{J=2}^N P_{I,J} \cos((I-1)\Delta\alpha) \quad (3.25c)$$

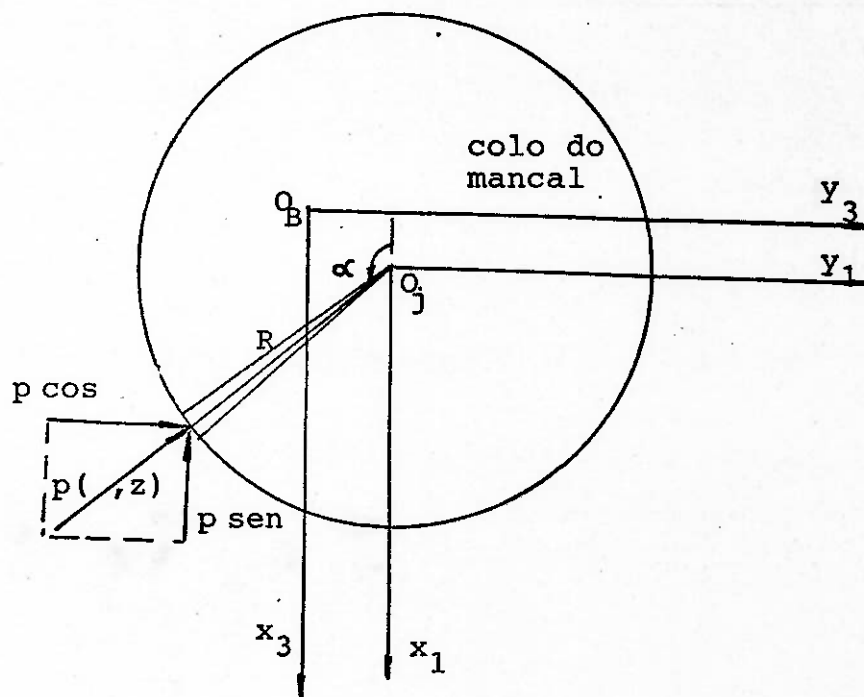
$$F_{HY} = R \Delta\alpha \Delta Z \sum_{I=2}^M \sum_{J=2}^N P_{I,J} \operatorname{sen}((I-1)\Delta\alpha) \quad (3.25d)$$

Pinkus e Sternlicht (74) afirmam que a distribuição de pressão não é muito afetada pela densidade da malha, porém, a capacidade de carga do mancal é influenciada pela integração numérica. Sugere-se dois caminhos para melhorar esta integração, (a) ajustar a pressão nas adjacências e logo integrar por meio das equações (3.25), e (b) integrar ordinariamente, mas, previamente, se deve atribuir a cada ponto das bordas da superfície da malha um fator de 3/4, exceto nas esquinas onde multiplica-se por 9/16, tal como mostra-se na Figura 3.7b. Os pontos restantes conservam seu valor original.

3.11 Geometria dos Mancais do Ventilador

3.11.1 Descrição dos Mancais

O Ventilador em estudo possui 2 mancais de deslizamento bipartidos situados nas extremidades do eixo, tal como ilustra a Figura (1.2). O formato destes mancais são idênticos, assim como suas folgas internas; diferenciando-se apenas na configuração de seu comprimento. O mancal LA possui uma ranhura central com metal patente,



(a) Forças Hidrodinâmicas

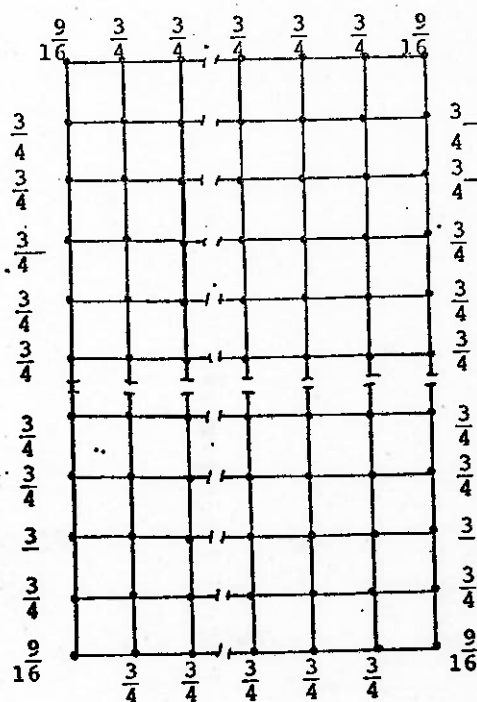


FIGURA 3.7- DISPOSIÇÃO DOS FATORES DE PRESSÃO NA MALHA, E ESQUEMA DAS FORÇAS HIDRODINÂMICAS.

capacitando-o para suportar cargas axiais do rotor. Para efeitos do cálculo da força hidrodinâmica radial deste mancal, deverá se considerar, simultaneamente, as forças de 2 mancais de 126,5 mm de comprimento (Ver Figura 3.8). O mancal LOA tem um comprimento de 351mm e não possui discontinuidades.

3.11.2 Cálculo da Folga Radial

Da Figura (3.8b) temos

$$C(\alpha) = C_b + C_m \quad (3.26 \text{ a})$$

$$R_c = r + C_m \quad (3.26b)$$

$$X_m + C_m = R_m - r \quad (3.26c)$$

Do triângulo $O_b O_m P'$

$$P' O_B = P' S'$$

$$r + C(\alpha) = R_m - x_m \cos\alpha$$

Substituindo (3.26) nesta última relação temos

$$C(\alpha) = C_m + x_m (1 - \cos\alpha) \quad (3.27)$$

Se introduzirmos a relação (3.27) na Equação (3.16), a espessura do filme, escrita em forma adimensional, é

$$H = h/C_m = 1 + \bar{X}_m (1 - \cos\alpha) + X \cos\alpha + Y \operatorname{sen}\alpha \quad (3.28)$$

onde: $\bar{X}_m = x_m/C_m$

Muitos autores tem preferência para usar como referência o centro do lóbulo, escrevendo os adimensionais relativos a $(C_m + X_m)$, porém, nesta Dissertação, todos valores estarão referenciados a C_m .

Mesmo assim, as relações entre uma referência e outra são fáceis de deduzir. Da Figura (3.9) se tem

$$x = e \cos\phi = x_m + e_p \operatorname{sen}\phi_p$$

$$y = e \operatorname{sen}\phi = e_p \operatorname{cos}\phi_p$$

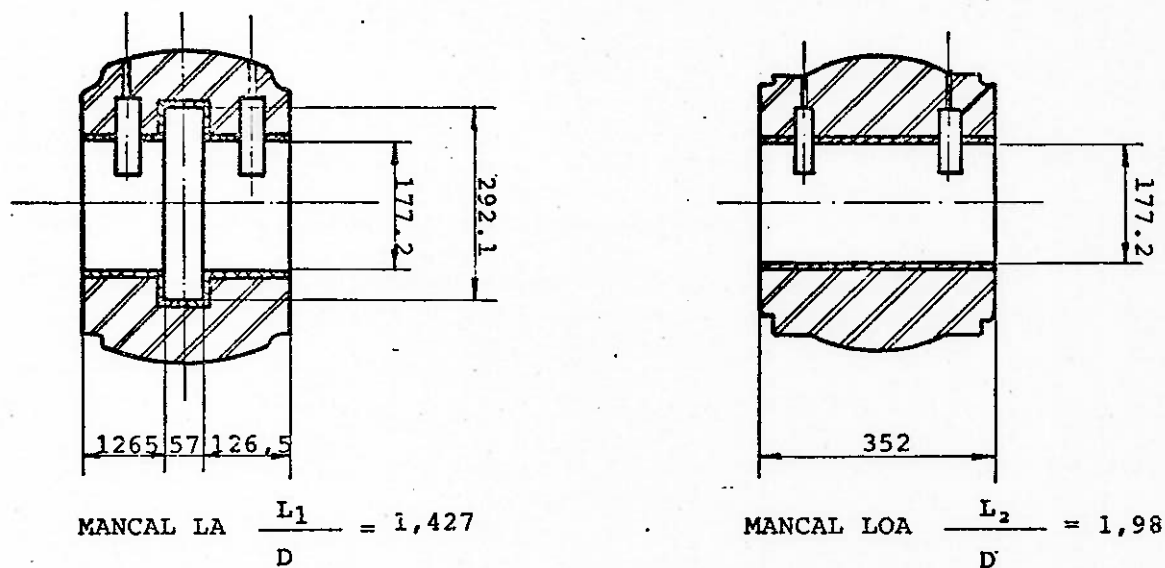
$$e_p = \sqrt{(e \cos\phi + x_m)^2 + (e \operatorname{sen}\phi)^2} \quad (3.29)$$

$$\phi_p = \operatorname{tg}^{-1} \frac{e \operatorname{sen}\phi}{(e \cos\phi + x_m)}$$

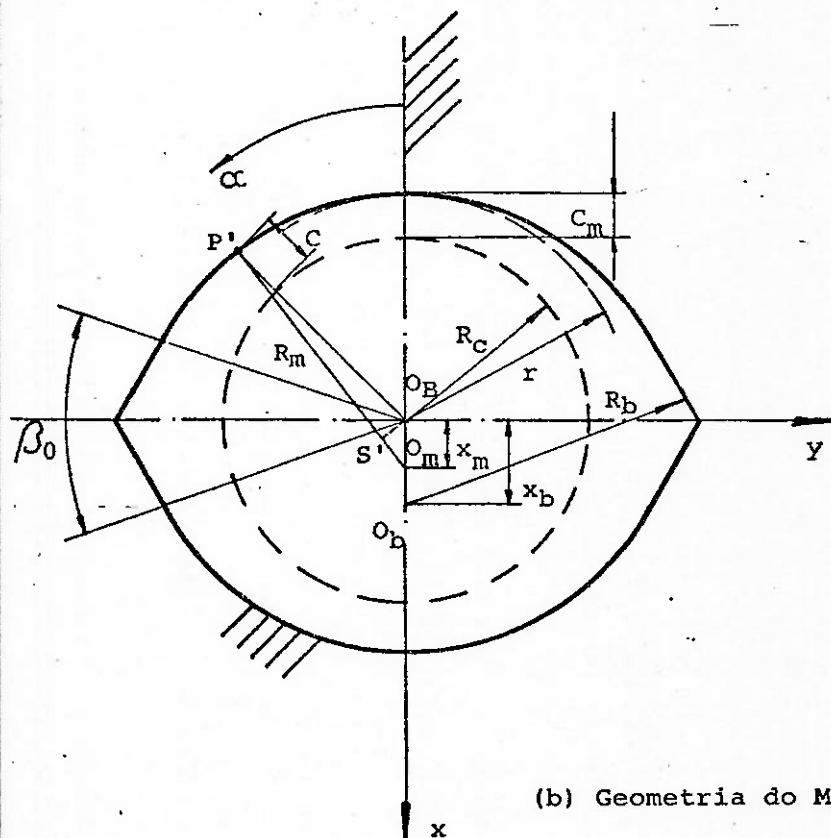
3.11.3 Valor Dimensional do Formato "Limão" dos Mancais do Ventilador

Como foi visto na Introdução, durante o transcurso do tempo e devido às circunstâncias, foram alteradas as folgas dos mancais por ocasião da troca do conjunto rotor; para a nossa análise se considerará as duas situações com o fim de compará-las e pesquisar a influência das folgas dos mancais no comportamento dinâmico do Ventilador. A situação original obedece às folgas calculadas a partir dos dados fornecidos pelo fabricante e que denominaremos "mancais do rotor A". A segunda situação obedece às folgas dos mancais a partir das alterações realizadas pela COSIPA e que passaremos a chamar de "mancais do rotor B".

Na Tabela 3.1 se encontra os dados dimensionais dos mancais para o cálculo das folgas, tanto do mancal do ROTOR A como do mancal do ROTOR B. Uma listagem das folgas calculadas encontra-se na Tabela 3.2.



(a) Dimensões dos Mancais em mm.



(b) Geometria do Mancal

- C = Folga do Mancal
- x_m = Excentricidade do Lóbulo
- x_b = Excentricidade da "bolsa"
- r = Raio do Eixo
- R_b = Raio da "bolsa"
- O_B = Centro do Mancal
- O_m = Centro do Lóbulo
- O_b = Centro da "bolsa"
- β_0 = Dimensão angular da "bolsa de óleo"

FIG. 3.8 - NOTAÇÃO E GEOMETRIA DOS MANCAIS DE 2 LÓBULOS COM "BOLSAS DE ÓLEO".

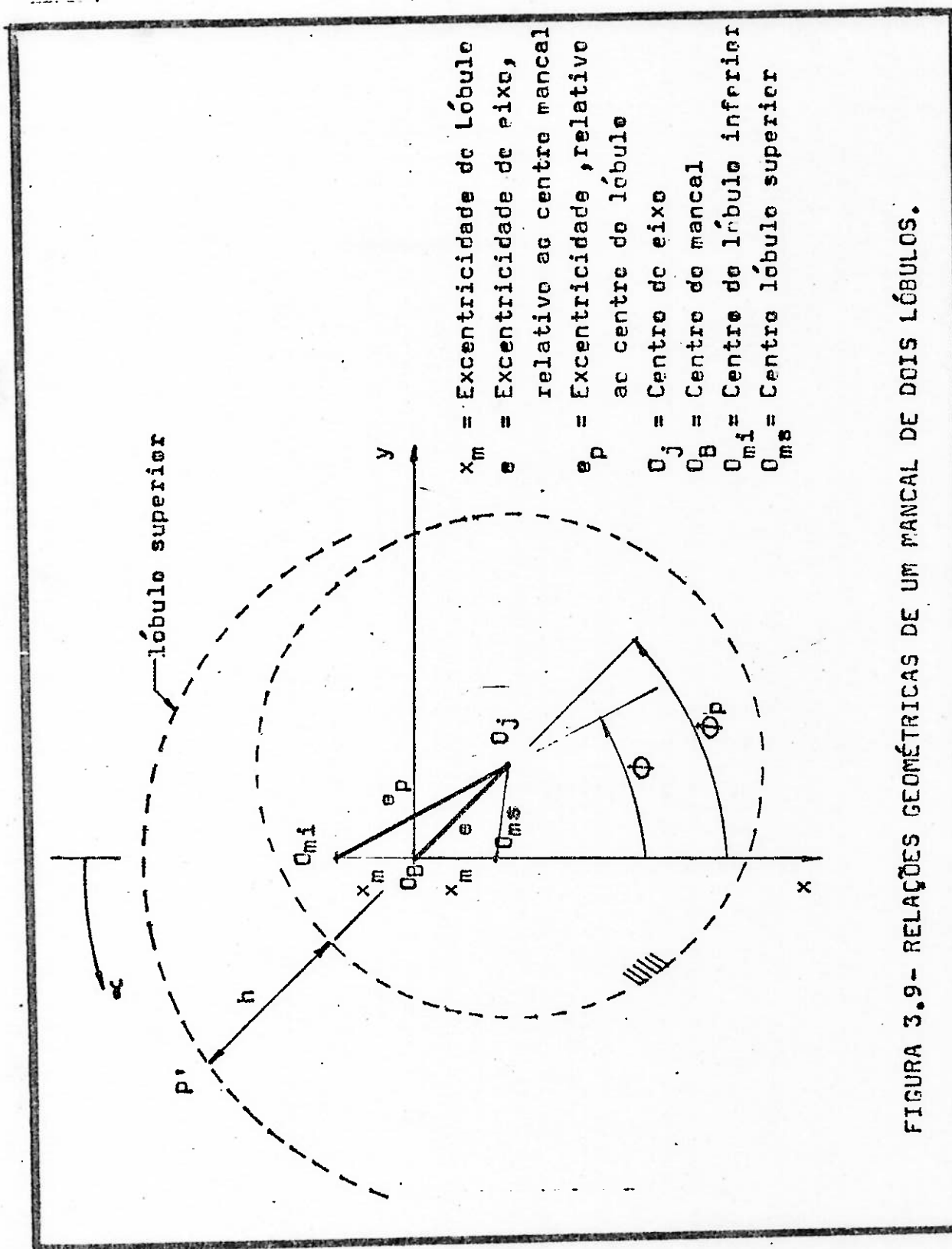


FIGURA 3.9- RELAÇÕES GEOMÉTRICAS DE UM MANCAL DE DOIS LÓBULOS.

Tabela 3.1 - Dados dimensionais para a determinação das folgas dos mancais do ROTOR A e B.

	Mancal ROTOR A	Mancal ROTOR B
r	0,0886 m	0,08855 m
R_m	0,0890 m	0,088935 m
C_m	150 μm	110 μm
x_m	250 μm	275 μm
\bar{X}_m	1,66	2,5
R_b	0,0908 m	0,0908 m
x_b	350 μm	350 μm
β_o	60°	60°

ROTOR A FOLGA DIMENSIONAL, MM ,F(I)

I	F(I)	I	F(I)	I	F(I)
1	0.1554158	2	0.1513336	3	0.1554158
4	0.1621702	5	0.1715234	6	0.1833737
7	0.1975923	8	0.2140244	9	0.2324913
10	0.2527917	11	0.3993725	12	0.7200862
13	1.573837	14	1.4077240	15	1.7673847
16	2.1324965	17	1.7673847	18	1.4077240
19	1.573837	20	0.7200862	21	0.3993725
22	0.2527917	23	0.2324913	24	0.2140244
25	0.1975923	26	0.1833737	27	0.1715234
28	0.1621702	29	0.1554158	30	0.1513336
31	0.1499679	32	0.1513336	33	0.1554158
34	0.1621702	35	0.1715234	36	0.1833737
37	0.1975923	38	0.2140244	39	0.2324913
40	0.2527917	41	0.3993725	42	0.7200862
43	1.573837	44	1.4077240	45	1.7673847
46	2.1324965	47	1.7673847	48	1.4077240
49	1.573837	50	0.7200862	51	0.3993725
52	0.2527917	53	0.2324913	54	0.2140244
55	0.1975923	56	0.1833737	57	0.1715234
58	0.1621702	59	0.1554158	60	0.1513336

ROTOR B FOLGA DIMENSIONAL, MM ,F(I)

I	F(I)	I	F(I)	I	F(I)
1	0.1153989	2	0.1113166	3	0.1153989
4	0.1221533	5	0.1315065	6	0.1433568
7	0.1575753	8	0.1740074	9	0.1924742
10	0.2127747	11	0.3993725	12	0.7200862
13	1.573837	14	1.4077240	15	1.7673847
16	2.1324965	17	1.7673847	18	1.4077240
19	1.573837	20	0.7200862	21	0.3993725
22	0.2127747	23	0.1924742	24	0.1740074
25	0.1575753	26	0.1433568	27	0.1315065
28	0.1221533	29	0.1153989	30	0.1113166
31	0.1099510	32	0.1113166	33	0.1153989
34	0.1221533	35	0.1315065	36	0.1433568
37	0.1575753	38	0.1740074	39	0.1924742
40	0.2127747	41	0.3993725	42	0.7200862
43	1.573837	44	1.4077240	45	1.7673847
46	2.1324965	47	1.7673847	48	1.4077240
49	1.573837	50	0.7200862	51	0.3993725
52	0.2127747	53	0.1924742	54	0.1740074
55	0.1575753	56	0.1433568	57	0.1315065

TABELA 3.2 -Valores dimensionais da fogas dos mancais.

4. AVALIAÇÃO DO CAMPO DE TEMPERATURAS DO FILME LUBRIFICANTE

4.1 INTRODUÇÃO

Os efeitos térmicos na lubrificação são importantes porque afetam a capacidade de carga do mancal, a espessura e características dinâmicas do filme lubrificante. A operação satisfatória de um mancal hidrodinâmico depende fundamentalmente tanto da temperatura como dos gradientes térmicos da carcaça que podem gerar distorções ou influir gravemente nas propriedades dos lubrificantes e consequentemente no perfil de pressões. As variações de temperaturas no filme são geradas basicamente por dissipação viscosa e transferência de calor devido a fontes externas. A consequência mais importante desses efeitos é o decréscimo da capacidade de carga devido à queda de viscosidade.

Uma análise completa do problema requer a solução simultânea da Equação de Reynolds, a equação da energia e a condução de calor na carcaça do mancal e eixo do rotor. Vários investigadores tem resolvido esse problema introduzindo algumas simplificações que passaremos a discutir seguidamente.

4.2 HISTÓRICO

Existem três caminhos que os vários investigadores tem adotado para determinar o efeito térmico em mancais de deslizamento.

O primeiro caminho é a teoria clássica isotérmica, onde estabelece-se que a temperatura do lubrificante é uniforme e constante através do filme, e consequentemente viscosidade do óleo permanece inalterada. Em mancais poucos carregados a elevação de T^0 é pequena e os cálculos podem basear-se numa viscosidade efetiva ou de operação, ou simplesmente na viscosidade do óleo de entrada. Raymondi e Boyd [68], em 1958 determinaram uma relação de viscosidade efetiva em um simples modelo de balanço de energia. Num processo

iterativo calcula-se a relação $T_e^{k+1} = T_i + k' f(T_e^k)$, onde T_e^{k+1} é o valor da temperatura efetiva na $k+1$ iteração, T_i é a temperatura de entrada e k' é um parâmetro que $1/2 < k' < 1$. Muitos pesquisadores posteriores adotam esta relação. Cameron [77], p.403, sugere usar uma relação experimental definida por $T_{eff} = T_i + k_t (T_s - T_i)$ onde T_s é a temperatura de saída e $k_t = 0,8$.

O célebre trabalho de Mc Callion [78] estabelece que, quando comparadas as capacidades de carga dos mancais calculadas pelo método isotérmico com o método adiabático, o erro que se comete com o primeiro modelo é da ordem de 20% para $\epsilon < 0,3$ e atinge 60% para $\epsilon = 0,9$.

Uma análise mais rigorosa deve procurar considerar o efeito do fluxo de calor para o eixo e para a carcaça do mancal, além de considerar os efeitos dissipativos e convectivos. A teoria que calcula a variação pontual da temperatura e viscosidade denomina-se teoria termohidrodinâmica expressada pela equação (II.12).

As primeiras aplicações de uma equação de energia na lubrificação foi feita por Christopherson [79] em 1941 e por Cameron e Wood [80] em 1946. Cope [81] em 1949 fez uma análise da equação (II.12) e chegou à equação (II.14) por vias de ordem de grandezas. Ele afirma que todo o calor gerado é utilizado para elevar a temperatura e depois levado pelo lubrificante. Ele deu início à análise adiabática dos regimes térmicos em mancais. Em outras palavras a equação (II.14) transforma-se em

$$\rho C_p \left| u \frac{dT}{dx} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right| = \mu \left| \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right| \quad (4.1)$$

porém válida para a relação $(1/P_e) = (1/\frac{\rho C_p R U}{P}) + \phi$; P_e = número de Peclet.

Os modelos isotérmicos e adiabáticos eram aceitos como capazes de descrever o comportamento dos mancais reais, até que as observações de Dowson, et al. [82] em 1967 e as análises de McCallion et al. [78] destacaram a importância do termo correspondente à condução. Logo sucederam-se uma série de trabalhos procurando considerar o efeito do fluxo de calor também para o eixo-mancais. Portanto, os parâmetros do filme são avaliados da equação bidimensional de Reynolds, da equação tridimensional de energia tridimensional de con

dução nos corpos sólidos. Isto obriga, porém, a um tempo demasiado prolongado para o cálculo de tais parâmetros.

O presente trabalho focaliza o efeito térmico, conforme o modelo adiabático de um mancal lubrificado com óleo. McCallion, et al [78] e Wilcock, et al [83] afirmam que o erro que se comete, para $\epsilon > 0,7$, não ultrapassa os 9%, enquanto que o tempo de processamento para escalar o campo de temperaturas é mínimo, igual assertiva foi feita por Artiles [84] na conclusão de seu trabalho sobre mancais mal alimentados.

4.3 DERIVAÇÃO DA EQUAÇÃO DA ENERGIA, MODELO ADIABÁTICO

Seguindo os trabalhos de Artiles [84] e McCallion [78], depois de omitir os termos menos significativos da equação (II.12), se integra através da altura do filme, obtém-se a seguinte equação da energia em forma bidimensional:

$$\begin{aligned} \rho C_p h \left(6\omega R - \frac{h^2}{\mu R} \frac{\partial P}{\partial \alpha} \right) \frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial \alpha} - \rho C_p \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial z} = \\ = \frac{12\mu \omega^2 R^2}{h} + \frac{h^3}{\mu} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial P}{\partial \alpha} \right)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

As seguintes variáveis adimensionais são definidas

$$Z = \frac{z}{R}$$

$$\tau' = t/t_0$$

$$t_0 = \frac{12 \mu_i R^2}{(C_m^2 p_0)} \quad , \text{ tempo de referência}$$

$$P' = \frac{P}{p_0} \quad p_0 = \text{pressão referência}$$

$$H = \frac{h}{C_m}$$

$$\eta = \frac{\rho C_p (T - T_{in})}{P_0}$$

$$\Lambda = \frac{6 \mu_i \omega R^2}{C_m^2 P_0}$$

$$\bar{\mu} = \frac{\mu}{\mu_i} \quad \mu_i = \text{viscosidade à temperatura } (T_i) \text{ de entrada}$$

$$\alpha_1 = \frac{\alpha P_0}{\rho C_p} \quad \alpha_1 = \text{coeficiente exponencial}$$

A equação (4.2) então pode ser escrita em forma adimensional:

$$\begin{aligned} H \left(\Lambda - \frac{H^2}{\bar{\mu}} \frac{\partial P'}{\partial \alpha} \right) \frac{\partial \eta}{\partial \alpha} - \frac{H^3}{\bar{\mu}} \frac{\partial P'}{\partial Z} \frac{\partial \eta}{\partial Z} = \\ = \frac{\bar{\mu} \Lambda}{3H} \left[1 + \frac{3H^4}{\bar{\mu}^2 \Lambda^2} \left\{ \left(\frac{\partial P'}{\partial \alpha} \right)^2 + \left(\frac{\partial P'}{\partial Z} \right)^2 \right\} \right] \end{aligned} \quad (4.3)$$

Se fizermos a seguinte transformação da variável da temperatura (Ver Artiles [84] eq.28)

$$\eta = \int_0^T \frac{dT}{\mu(T)} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} H \left(\Lambda - \frac{H^2}{\bar{\mu}} \frac{\partial P'}{\partial \alpha} \right) \frac{\partial \eta}{\partial \alpha} - \frac{H^3}{\bar{\mu}} \frac{\partial P'}{\partial Z} \frac{\partial \eta}{\partial Z} = \\ = \frac{\Delta^2}{3H} \left[1 + \frac{3H^4}{\bar{\mu}^2} \left\{ \left(\frac{\partial P'}{\partial \alpha} \right)^2 + \left(\frac{\partial P'}{\partial Z} \right)^2 \right\} \right] \end{aligned} \quad (4.5)$$

A vantagem desta transformação que permite explicitar a viscosidade em conjunção com os gradientes de pressão que são de 2ª ordem.

4.4 MÉTODO SIMPLIFICADO

É possível manter a essência da solução térmica e evitar manusear ao mesmo tempo a Equação de Reynolds e a equação da Energia. Tal como mostra Pinkus [85], para mancais com lubrificação forçada, a eliminação dos gradientes de pressão ($\partial P'/\partial x$) e ($\partial P'/\partial z$) da Equação da Energia não introduzem erros significativos no cálculo do campo de temperaturas. Com esta aproximação a Equação da Energia é reduzida a:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \alpha} = \frac{\Delta}{3H^2} \quad (4.6)$$

Se usarmos a relação viscosidade-temperatura presentes em vários textos [59], [76], [77]

$$\mu = \mu_{in} e^{-\alpha(T-T_{in})} \quad (4.7)$$

Dos adimensionais definidos neste Capítulo esta relação transforma-se em:

$$\bar{\mu} = e^{\alpha_1 \eta} \quad (4.8)$$

Se esta última relação é calculada a partir da transformada (4.4)

$$\eta = \int_0^T \frac{1}{e^{\alpha_1 \eta}} \cdot dT = \frac{(1 - e^{-\alpha_1 T})}{\alpha_1} \quad (4.9)$$

Por outro lado, se integrarmos a Equação (4.6) teremos o valor de η na forma de

$$\eta = \frac{\Delta}{3} \int \frac{d\alpha}{H^2} \quad (4.10)$$

Igualando (4.9) e (4.10)

$$\left(\frac{1 - e^{-\alpha_1 \eta}}{\alpha_1} \right) = \frac{\Delta}{3} \int \frac{d\alpha}{H^2}$$

Dos adimensionais relacionados no ítem 4.3, esta relação pode ser escrita então:

$$\left(1 - \frac{1}{\bar{\mu}} \right) = \frac{\Delta}{3} \int \frac{d\alpha}{H^2} \quad (4.11)$$

Finalmente temos que:

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = 1 - \Delta \frac{\alpha_1}{3} \int \frac{d\alpha}{H^2} \quad (4.12)$$

Se agora a equação 4.12 é escrita em forma dimensional, a viscosidade pode ser calculada através da relação seguinte:

$$\mu = \frac{\mu_i}{1 - \frac{\mu_i \omega \alpha_1}{C_p \cdot \rho} \left(\frac{R}{C_m} \right)^2 \int \frac{d\alpha}{H^2}} \quad (4.13)$$

O campo de temperaturas então, é calculado da relação (4.7)

$$T = T_i + \ln \left(\frac{\mu}{\mu_i} \right) \quad (4.14)$$

4.5 VISCOSIDADE E TEMPERATURAS DOS MANCAIS DO VENTILADOR DA COSIPA

Com referência à Tabela 4.1 e à Figura 3.8, a equação da viscosidade 4.13, aplicada aos mancais deste estudo, toma a seguinte forma:

$$\mu = \frac{0,0375}{1 + 2.283 \times 10^{-4} \cdot \omega \int_{\frac{2\pi}{3}}^{\frac{3\pi}{2}} H^{-2} d\alpha} \text{ Pa.s} \quad (4.15)$$

Na região da ranhura de entrada do óleo as viscosidades terão o valor experimental de μ_i .

A equação que determina o campo de temperaturas do filme é:

$$T = 48 + \ln \left(\frac{\mu}{0,0375} \right) \text{ } ^\circ\text{C} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} R &= 88,6 \times 10^{-3} \text{ m} \\ \mu_i &= 0,0375 \text{ Pa.s (experimental)} \\ \rho &= 885 \frac{\text{N} \cdot \text{sec}^2}{\text{m}^4} \\ C_p &= 2,04 \times 10^3 \frac{\text{m}^2}{\text{sec}^2 \text{ } ^\circ\text{C}} \\ T_i &= 48 \text{ } ^\circ\text{C} \\ \alpha_1 &= -0,032 \frac{1}{^\circ\text{C}} \\ C_m &= 1,5 \times 10^{-4} \text{ m} \end{aligned}$$

Tabela 4.1 Dados do lubrificante e dimensões do mancal COSIPA para o seu cálculo de viscosidade.

5. RESULTADO DO MODELO DE MANCAIS

5.1 COMPARAÇÃO DO LUGAR GEOMÉTRICO

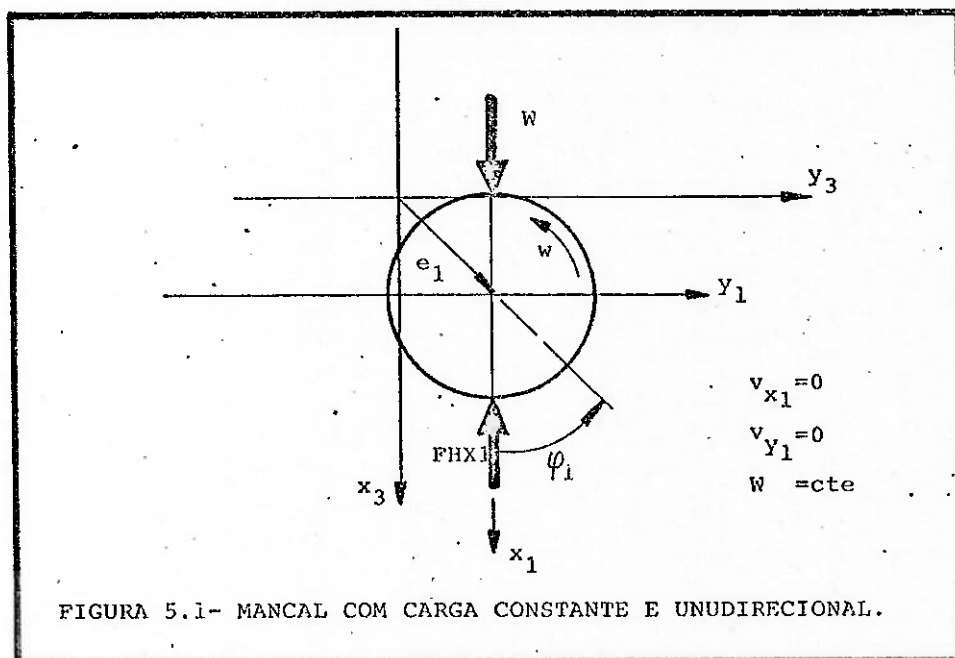
O problema clássico de determinar tanto a excêntricaidade como o ângulo que forma o colo do mancal quando se aplica a este uma carga, W , constante e unidirecional, servirá de base de comparação para conhecer o grau de precisão do modelo de diferenças finitas apresentando nesta Dissertação. Os resultados serão comparados com os fornecidos pela bibliografia disponível.

Para se obter os resultados, o eixo ilustrado na Fig.5.1, gira com velocidade angular constante e o seu centro não tem qualquer velocidade transversal ($V_{x_1} = V_{y_1} = 0$). Utiliza-se arbitrariamente a nomenclatura do mancal LA.

Na Figura 5.2 compara-se o lugar geométrico dum mancal cilíndrico que tem uma relação $L/D = 1$, tal como é apresentado - por Pinkus e Sternlicht (76), p.86, Raymond e Boyd (68), Myrick (39), p.68, e o presente modelo. Compara-se também (Ver Fig.5.3) o lugar geométrico dum mancal de 2 lóbulos, $L/D = 1$, $\beta_o = \emptyset$ e $\bar{X}_m = 1$ publicado por Constantinescu (70), TAb. 2.8a, com os valores computados pelo presente modelo de um mancal $L/D = 1$, $\beta_o = \emptyset$ e $\bar{X}_m = 0,75$. Pode-se observar que os resultados apresentam uma boa concordância. Adicionalmente comparam-se os valores da excêntricaidade dum mancal cilíndrico em função do adimensional da capacidade de carga, S , calculados por Constantinescu (70), Tab.2.1, e o atual modelo com uma malha de 10×60 . A concordância é excelente. (Ver Figura 5.4).

5.2 DETERMINAÇÃO DO ERRO, A_q

A escolha do tamanho da malha, assim como o erro, A_q , de terminam a precisão dos resultados do modelo de diferenças finitas. A malha selecionada para esta Dissertação é $M \times N = 60 \times 10$. Com referência à Figura 5.5 o cálculo da capacidade de carga com alta precisão necessita de valor, A_q , igual a 10^{-3} . Isto significa que o número de iterações seja apenas de 32 iterações. O tempo de com



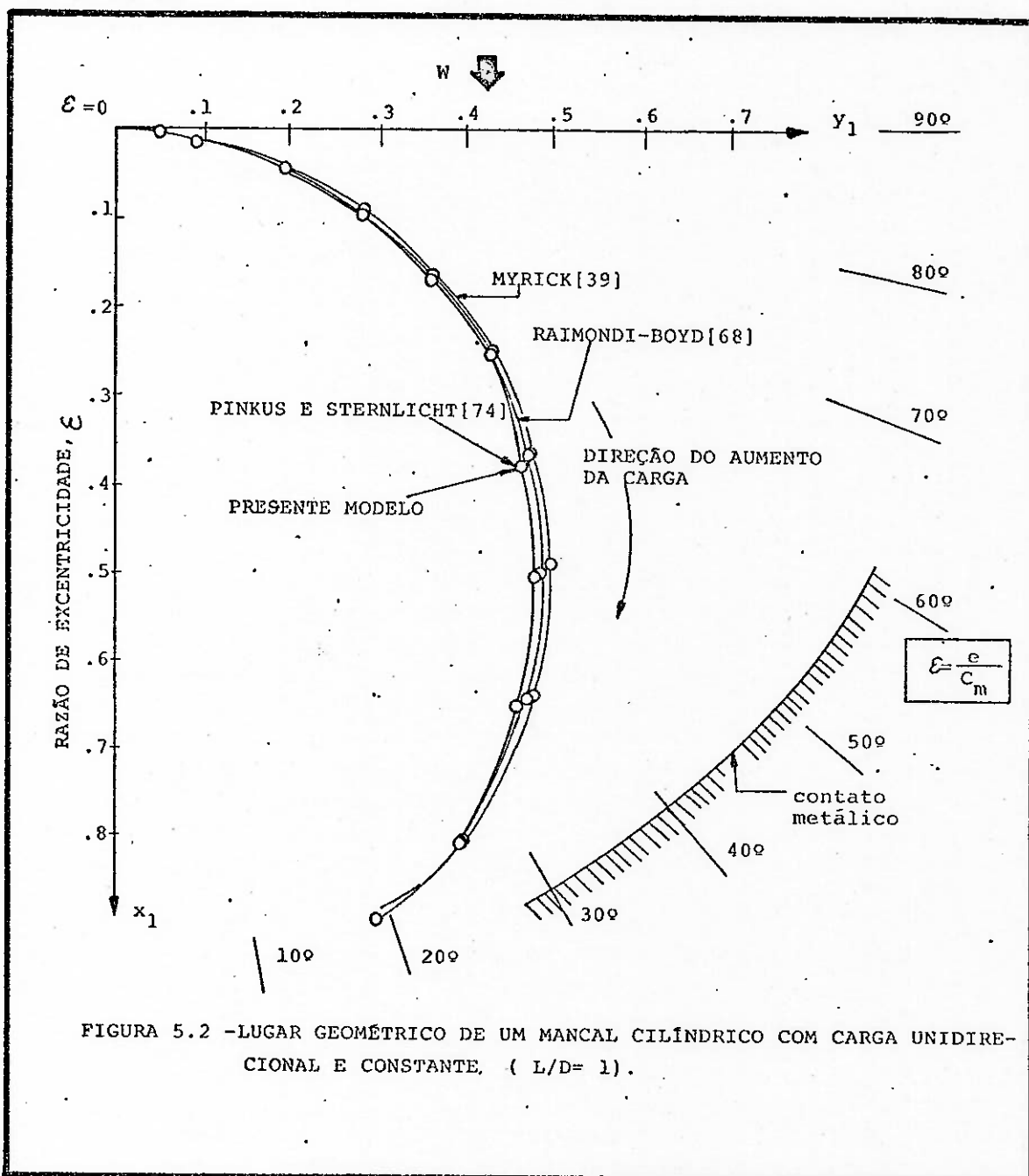


FIGURA 5.2 -LUGAR GEOMÉTRICO DE UM MANCAL CILÍNDRICO COM CARGA UNIDIRECIONAL E CONSTANTE, (L/D= 1).

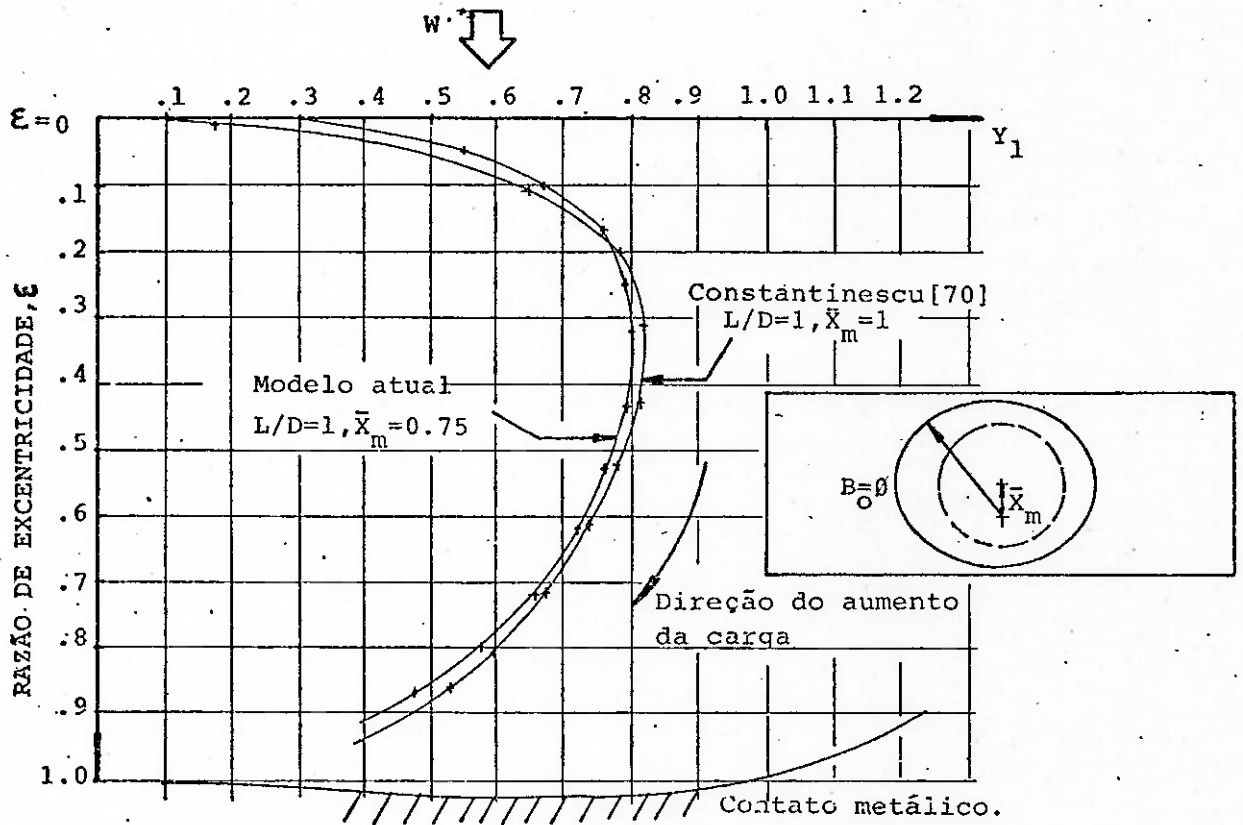


FIGURA 5.3- PONTOS DE EQUILIBRIO, PARA UM MANCAL ELÍPTICO ($L/D=1, B_0=0$).

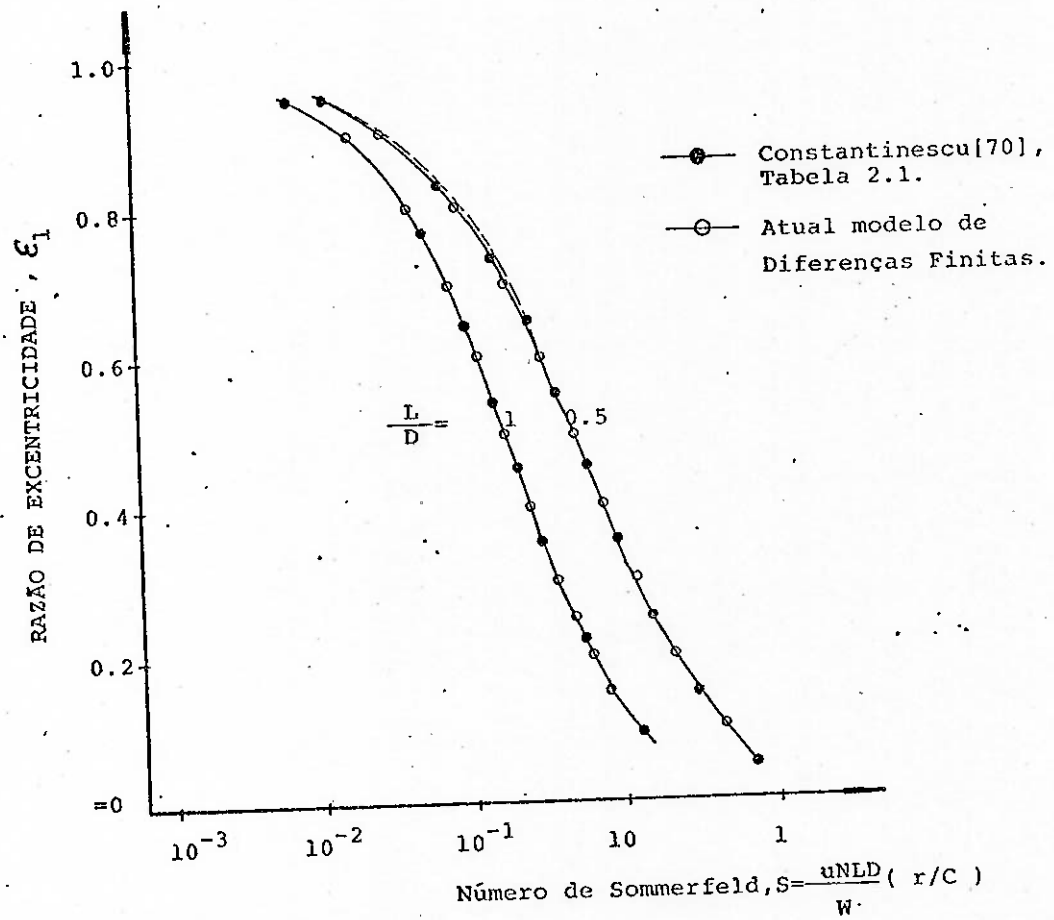


FIGURA 5.4- EXCENTRICIDADE DE UM MANCAL CILÍNDRICO EM FUNÇÃO DO NÚMERO DE SOMMERFELD.

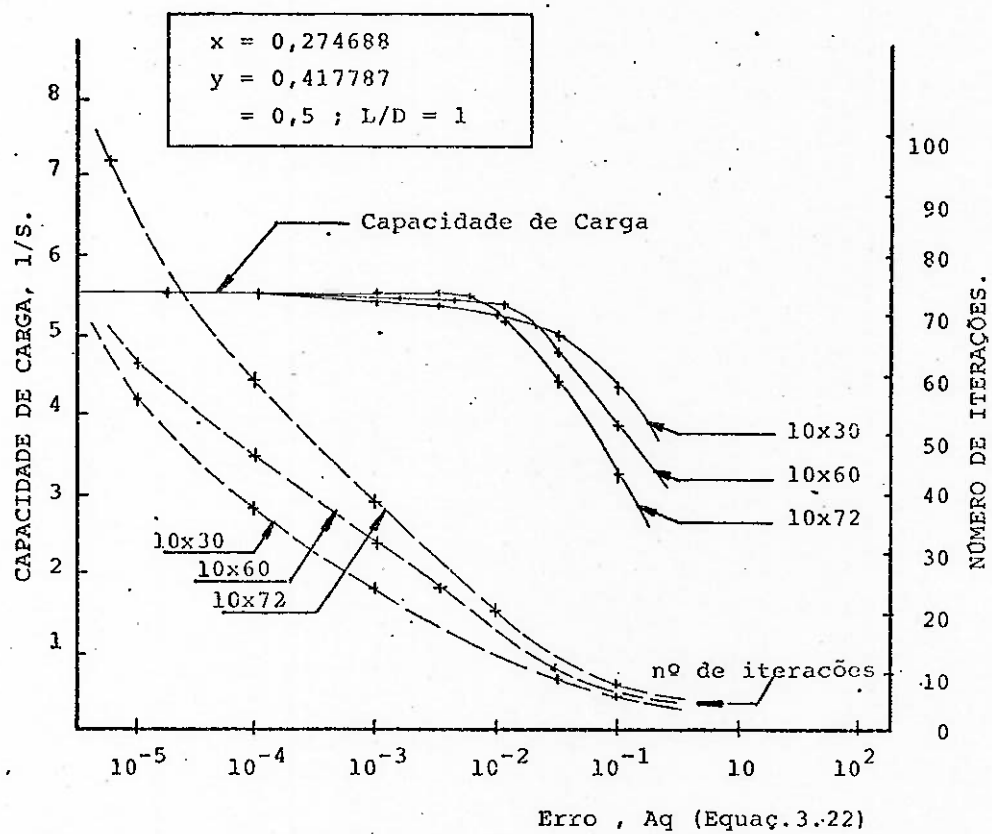


FIGURA 5.5- EXEMPLO DE VARIAÇÃO DA CAPACIDADE DE CARGA E O NÚMERO DE ITERAÇÕES PARA CONVERGIR COM A MALHA (M,N).

putação necessário para convergir a malha selecionada (60 x 10), e com um erro 10^{-3} , é de 0,084 segundos, em um computador IBM 3090.

5.3 EFEITO DAS RANHURAS DE ENTRADA E SAÍDA DO ÓLEO

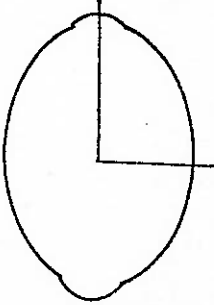
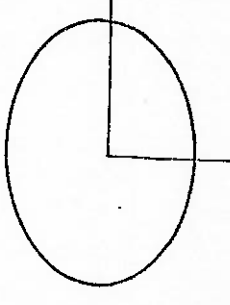
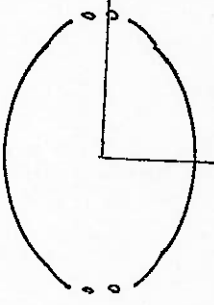
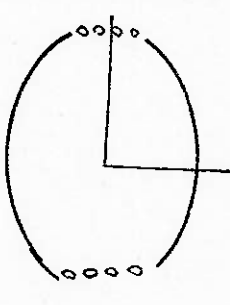
Os mancais do Ventilador possuem ranhuras laterais, chamadas comumente de "Bolsas de óleo". A questão levantada na simulação é se estas ranhuras tem influência no comportamento dinâmico do rotor. Especificamente, qual é a variação das forças hidrodinâmicas com o tipo do modelo escolhido para esta zona dos mancais.

A partir das dimensões dos mancais do Ventilador, ilustrado na figura 3.8, os valores da espessura do filme destas zonas pode também ser determinada pelas relações geométricas, tal como estão listadas na Tabela 3.2. Consequentemente, pode ser calculada a sua distribuição de pressões. Os modelos (a) e (b) mostrados na Tabela 5.1 usam este modelo; enquanto o modelo (a) considera a geometria das ranhuras segundo o fabricante, o modelo (b) considera que os lóbulos, superior e inferior, possuem um arco de 180° , isto é, a ranhuras laterais são formadas pela aproximação dos lóbulos. Um terceiro modelo calcula parcialmente as pressões internas da ranhura nominal do modelo (a) e a pressão no resto dos nós a mantém constante à medida que a distribuição de pressões é matematicamente relaxada. Por último o modelo (d) considera a pressão constante em todos os nós das ranhuras além dos nós das adjacências.

A Tabela 5.1 compara os resultados dos 4 modelos para uma excêntricidade do colo, relativa à folga mínima, de 0.5. Verifica-se que os quatro modelos são relativamente precisos, porém o tempo de computação necessários para a sua convergência que os torna mais ou menos interessantes. Enquanto o modelo (a) é altamente preciso seu tempo de computação é em torno de .084 s tal como foi visto no item 5.2, os 2 últimos modelos convergem mais rapidamente e sua precisão é muito boa. O modelo (b) sua precisão é razoável porém sua convergência é muito demorada.

A conclusão emanada desta análise é clara. A precisão da simulação do rotor e a velocidade de computação requer de uma adequada seleção do modelo empregado para as ranhuras de entrada e saída do lubrificante.

TABELA 5.1- COMPARAÇÃO DE 4 MODELOS DE RANHURAS PARA OS MANCAIS DO VENTILADOR

MODELO	ESQUEMA	RESULTADOS
<p>(a)</p> <p>Formato real; com cálculo das pressões dentro da bolsa.</p>		<p>* ITERAÇÕES = 32 ad</p> <p>* Nº SOMMERFELD = 0.622 ad</p> <p>* TEMPO DE CONVERGÊNCIA = 0.084 s</p>
<p>(b)</p> <p>Formato sem bolsas laterais.</p>		<p>* ITERAÇÕES = 39 ad</p> <p>* Nº SOMMERFELD = 0.669 ad</p> <p>* TEMPO DE CONVERGÊNCIA = 0.097 s</p>
<p>(c)</p> <p>Formato real; com cálculo parcial das pressões dentro das bolsas de óleo.</p>		<p>* ITERAÇÕES = 30 ad</p> <p>* Nº SOMMERFELD = 0.665 ad</p> <p>* TEMPO DE CONVERGÊNCIA = 0.025 s</p>
<p>(d)</p> <p>Formato real; sem cálculo das pressões dentro das bolsas de óleo.</p>		<p>* ITERAÇÕES = 27 ad</p> <p>* Nº SOMMERFELD = 0.668 ad</p> <p>* TEMPO DE CONVERGÊNCIA = 0.015 s</p>

O modelo selecionado nesta Dissertação corresponde à quarta configuração indicada na Tabela 5.1; além de manter uma boa precisão o tempo de computação se reduz mais de 5 vezes.

5.4 EFEITO DA VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE NA EXCÊNTRICIDADE

Uma aplicação particular do sistema dinâmico (2.20) desta Dissertação é considerar os pedestais rígidos e a massa do rotor concentrada nos mancais. Na massa do rotor é aplicada uma força centrífuga ($m_d e_d \omega^2$) de tal forma que o movimento permanente do colo do mancal é síncrono. Os parâmetros são listados na Tabela 5.2. Os valores de viscosidade absoluta presentes na tabela correspondem a:

- (1) viscosidade de entrada (experimental) a 48°
- (2) viscosidade efetiva conforme o modelo isotermico de Lund [52]
- (3) viscosidade em função da temperatura (conforme modelo adiabático simplificado deste estudo).

Das Figuras (5.6), (5.7) e (5.8) a não linearidade das forças é evidente, e esta não linearidade é que induz aos dinamicistas a modelar o filme lubrificante com um sistema de coeficientes (de molas e amortecedores) linearizados ao redor de seu ponto de equilíbrio. Por isso é óbvio que suas investigações são aplicáveis somente a pequenos deslocamentos do mancal.

A sensibilidade das forças hidrodinâmicas a mudar conforme os câmbios da viscosidade absoluta do lubrificante requer que a escolha do modelo térmico seja importante, principalmente quando se está preocupado com a capacidade e desempenho do mancal, tal como na Dissertação presente. Mostra-se nas Figuras (5.6, 5.7 e 5.8)) que se a T^0 do mancal não é bem conhecida, pode resultar em grandes erros da posição do mancal e a forma de órbitas.

Finalmente observa-se que para o mancal do Ventilador o movimento síncrono quando se considera a viscosidade pontual, é diferente para excêntriciades grandes (70,5). Conseqüentemente as amplitudes das órbitas são maiores quando comparadas com as correspondentes órbitas isotérmicas.

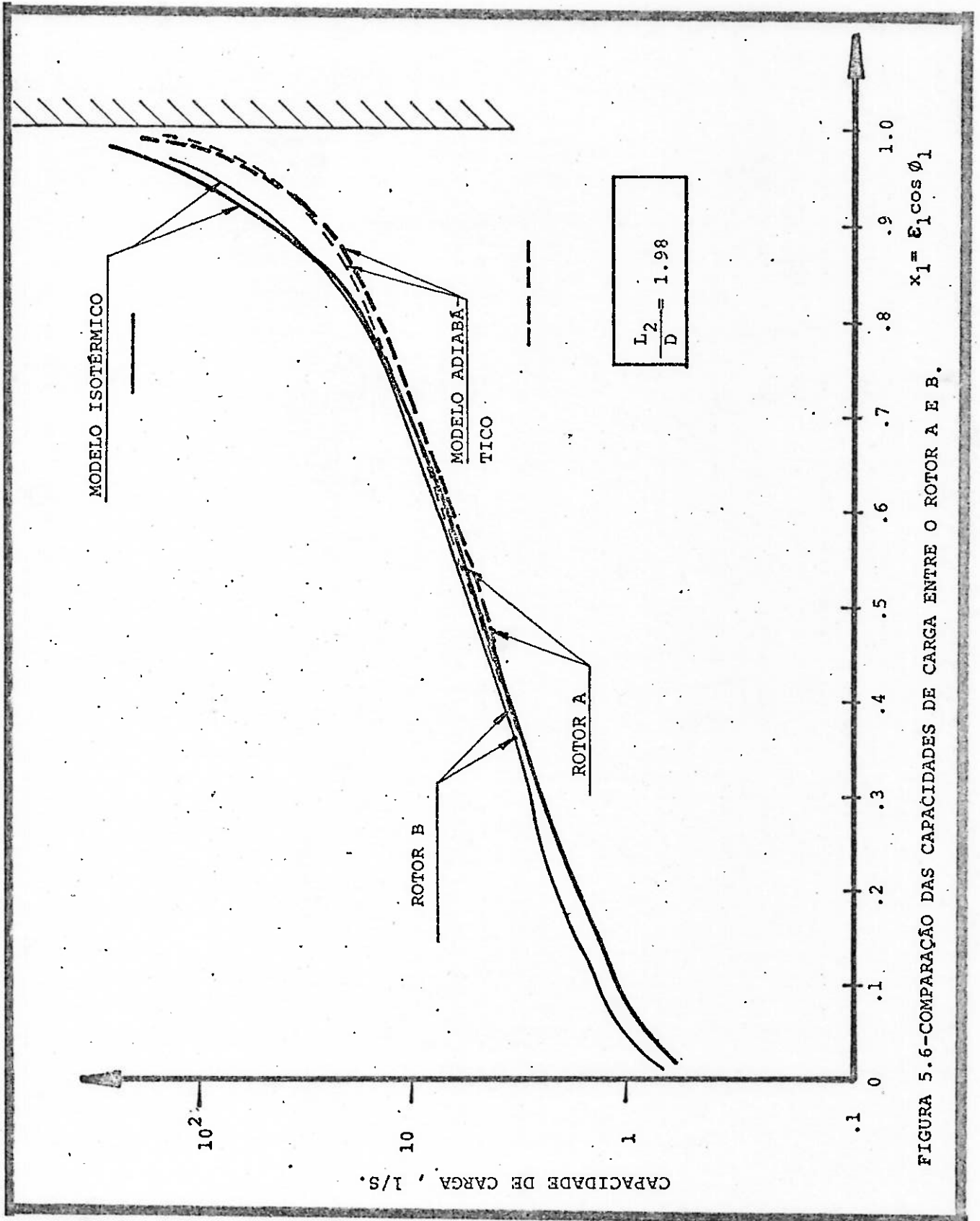


FIGURA 5.6-COMPARAÇÃO DAS CAPACIDADES DE CARGA ENTRE O ROTOR A E B.

TABELA 5.2 - PARÂMETROS PARA ESTUDAR A EXCENTRICIDADE DE UM
MANCAL EM FUNÇÃO DA VISCOSIDADE.

Velocidade do rotor: 125.66 rd/seg (1200 RPM)

Força centrífuga : $1.4 \cdot 10^4$ N

Viscosidade Absoluta :

$$\mu_i = 0.24 \text{ Pa-s}$$

$$\mu_{\text{eff}} = 0.2025 \text{ Pa-s}$$

$$\mu = f(T^\circ)$$

Massa concentrada no mancal : 2600 kg

Mancal LOA ; $L_2/D=1.98$; $\beta_0=60^\circ$

Folga radial : 150 μm

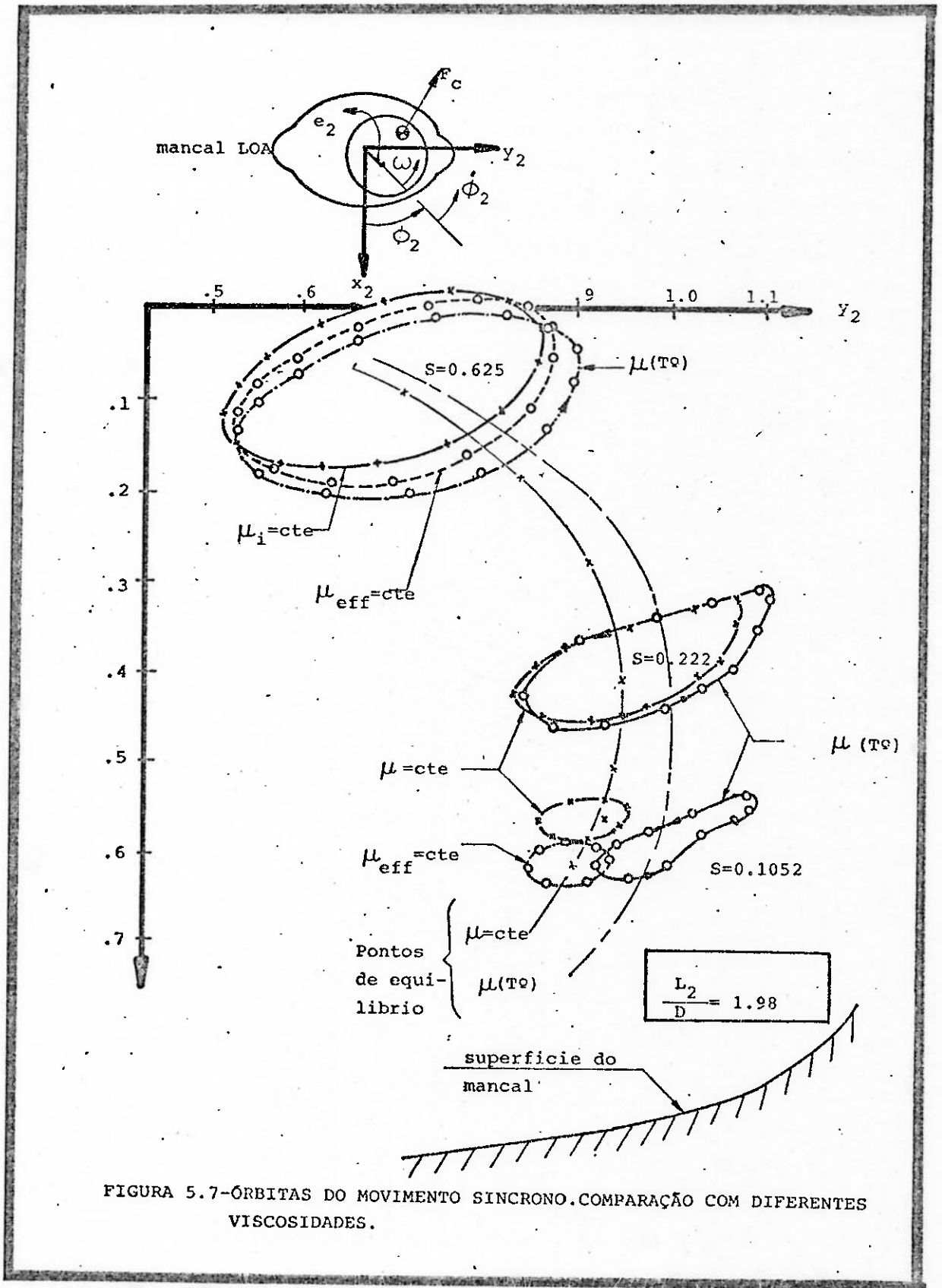


FIGURA 5.7-ÓRBITAS DO MOVIMENTO SINCRONO.COMPARAÇÃO COM DIFERENTES VISCOSIDADES.

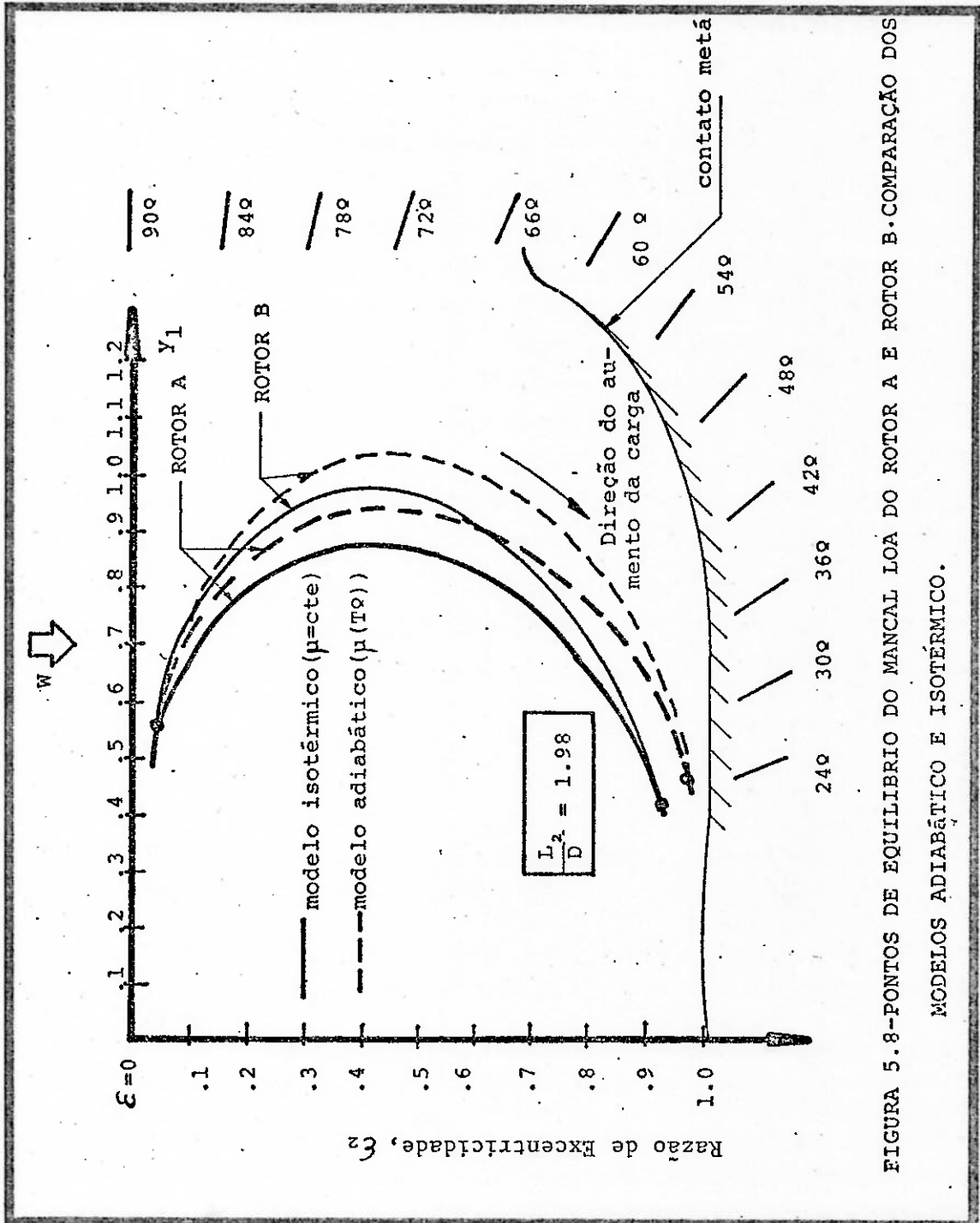


FIGURA 5.8--PONTOS DE EQUILIBRIO DO MANCAL LOA DO ROTOR A E ROTOR B. COMPARAÇÃO DOS MODELOS ADIABÁTICO E ISOTÉRMICO.

6. PROGRAMAÇÃO DO SISTEMA DINÂMICO E PROGRAMAÇÃO NUMÉRICA

6.1 PROGRAMAÇÃO DO SISTEMA DINÂMICO

A partir das considerações e valores determinados no item 2.6, o conjunto de equações (2.20) do sistema dinâmico SRMP, ilustrado nas Figuras (6.1) e (6.2), reduzem-se às seguintes acelerações:

$$\begin{aligned}
 \ddot{x}'_r &= |F_{Hx_1} + F_{Hx_2} + W + F_c \cos \omega t| / m_r \\
 \ddot{y}'_r &= |F_{Hy_1} + F_{Hy_2} + F_c \sin \omega t| / m_r \\
 \ddot{\theta}_x &= |F_{Hx_2} - F_{Hx_1}| \cdot a - I_p \cdot \ddot{\theta}_y | / I_t \\
 \ddot{\theta}_y &= |F_{Hy_1} - F_{Hy_2}| \cdot a - I_p \cdot \ddot{\theta}_x | / I_t \\
 \ddot{y}_3 &= |F_{Hy_1} - KPy_3 \cdot y_3 - CPy_3 \cdot \dot{y}_3| / my_3 \\
 \ddot{y}_4 &= |F_{Hy_2} - KPy_4 \cdot y_4 - CPy_4 \cdot \dot{y}_4| / my_4
 \end{aligned}
 \tag{6.1}$$

e as equações (3.16) que descrevem as forças hidrodinâmicas tomam agora a forma seguinte:

$$\begin{aligned}
 F_{Hx_1} &= f | x_1, (y_1 - y_3), \dot{x}_1, (\dot{y}_1 - \dot{y}_3) | \\
 F_{Hy_1} &= f | x_1, (y_1 - y_3), \dot{x}_1, (\dot{y}_1 - \dot{y}_3) | \\
 F_{Hx_2} &= f | x_2, (y_2 - y_4), \dot{x}_2, (\dot{y}_2 - \dot{y}_4) | \\
 F_{Hy_2} &= f | x_2, (y_2 - y_4), \dot{x}_2, (\dot{y}_2 - \dot{y}_4) |
 \end{aligned}
 \tag{6.2}$$

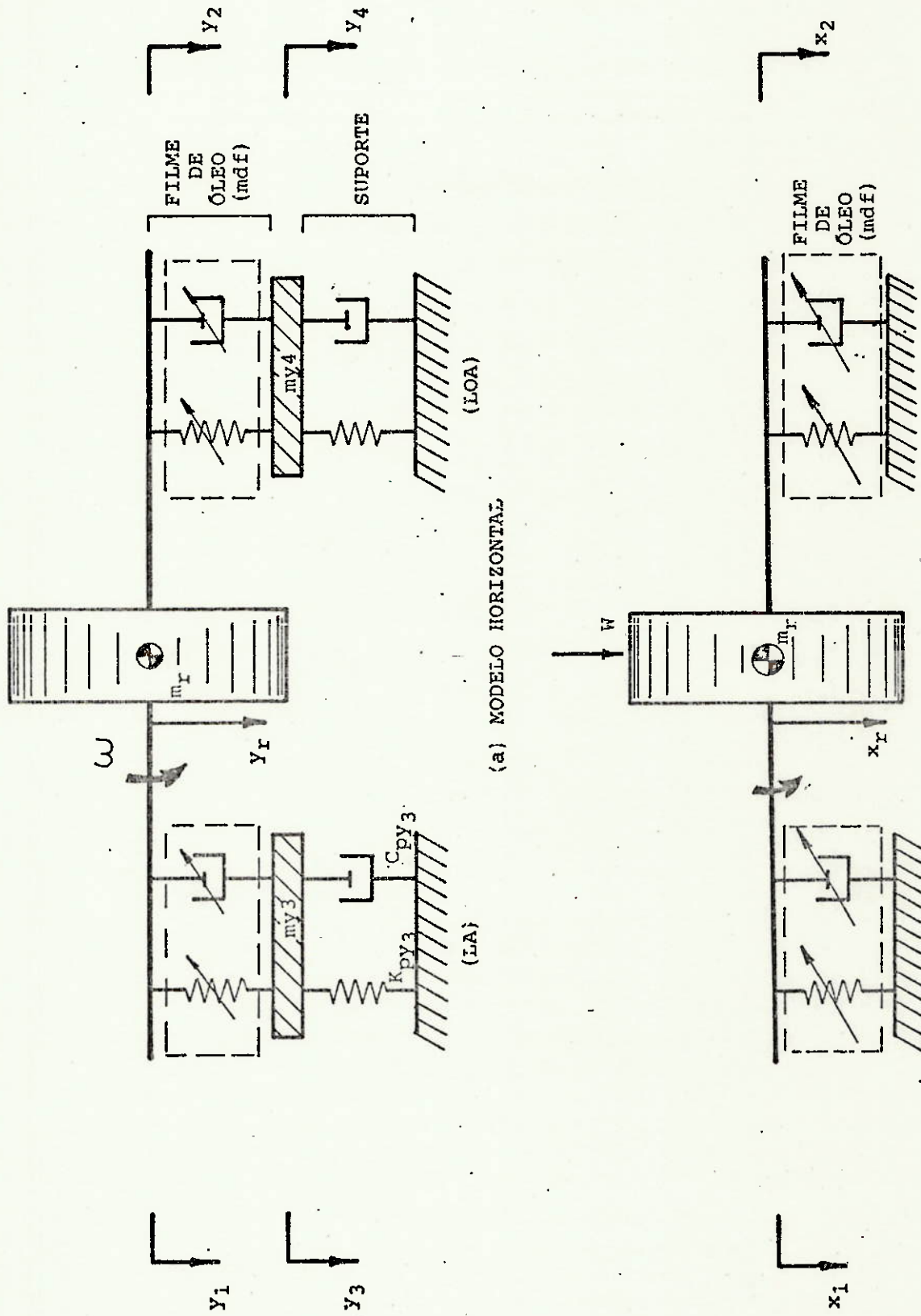
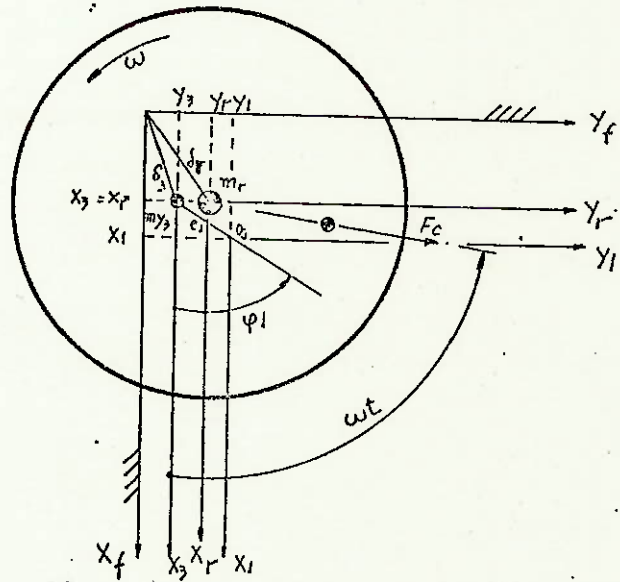
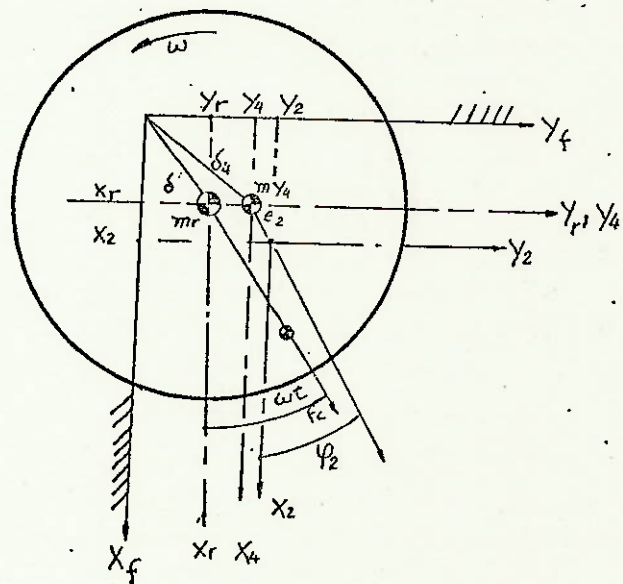


FIG. 6.1. - MODELO DO SISTEMA ROTOR-MANCAIS-SUPORTE.

149



(a) MANCAL LA



(b) MANCAL LOA

FIGURA 6.2- NOMENCLATURA DAS COORDENADAS DOS MANCAIS.

Se transformarmos as equações (6.1) em equações de 1ª ordem fazendo:

$$V_1 = x_r$$

$$\frac{dx_r}{dt} = \frac{\partial V_1}{\partial t} = V_2 = \dot{x}_r \quad (6.2a)$$

$$\frac{dV_2}{dt} = (FHx_1 + FHx_2 + F_c \cos \omega t) / m_r \quad (6.2b)$$

$$V_3 = y_r$$

$$\frac{dy_r}{dt} = \frac{\partial V_3}{\partial t} = V_4 = \dot{y}_r \quad (6.2c)$$

$$\frac{dV_4}{dt} = (FHy_1 + FHy_2 + F_c \sin \omega t) / m_r \quad (6.2d)$$

$$V_5 = \theta_x$$

$$\frac{d\theta_x}{dt} = \frac{dV_5}{dt} = V_6 = \dot{\theta}_x \quad (6.2e)$$

$$\frac{dV_6}{dt} = (FHx_2 \cdot a - FHx_1 \cdot a - I_p \cdot \omega \cdot V_8) / I_T \quad (6.2f)$$

$$V_7 = \theta_y$$

$$\frac{d\theta_y}{dt} = \frac{dV_7}{dt} = V_8 = \dot{\theta}_y \quad (6.2g)$$

$$\frac{dV_8}{dt} = (FHy_1 \cdot a - FHy_2 \cdot a + I_p \cdot \omega \cdot V_6) / I_T \quad (6.2h)$$

$$y_3 = V_9$$

$$\frac{dy_3}{dt} = \frac{dV_9}{dt} = V_{10} = \dot{y}_3 \quad (6.2i)$$

$$\frac{dV_{10}}{dt} = \frac{d\dot{y}_3}{dt} = |FHy_1 - KPy_3 \cdot V_9 - CPy_3 \cdot V_{10}|/my_3 \quad (6.2j)$$

$$y_4 = V_{11}$$

$$\frac{dy_4}{dt} = \frac{dV_{11}}{dt} = V_{12} = \dot{y}_4 \quad (6.2k)$$

$$\frac{dV_{12}}{dt} = \frac{d\dot{y}_4}{dt} = (FHy_2 - KPy_4 \cdot V_{11} - CPy_4 \cdot V_{12})/my_4 \quad (6.2L)$$

Em forma indexada as equações (6.2) tomam a forma final.

$$\begin{aligned} F(1) &= V(2) \\ F(2) &= (FHx_1 + FHx_2 + W + F_c \cos t)/m_r \\ F(3) &= V(4) \\ F(4) &= (FHy_1 + FHy_2 + F_c \sin t)/m_r \\ F(5) &= V(6) \\ F(6) &= (FHx_2 \cdot a - FHx_1 \cdot a - I_p V(8))/I_T \\ F(7) &= V(8) \\ F(8) &= (FHy_1 \cdot a - FHy_2 \cdot a + I_p V(6))/I_T \\ F(9) &= V(10) \\ F(10) &= (FHy_1 - KPy_3 \cdot V(9) - CPy_3 \cdot V(10))/my_3 \\ F(11) &= V(12) \\ F(12) &= (FHy_2 - KPy_4 \cdot V(11) - CPy_4 \cdot V(12))/my_4 \end{aligned} \quad (6.3)$$

Na derivação da equação (6.3), que descreve o movimento do rotor do Ventilador, considera-se que a velocidade deste permanece sempre constante. Myrick (39) examina a validade desta consideração demonstrando que o momento produzido pelas forças viscosas do filme lubrificante retarda a velocidade angular do rotor apenas em 0.06%, em 12 revoluções.

Para a solução do sistema dinâmico (6.3), usaremos o Método de Runge-Kutta de 4ª ordem (RK4), com incrementos fixos. O algoritmo deste método encontra-se explicado com detalhes, entre outros, em Maron [86], p.403.

6.2. PROGRAMA DE COMPUTAÇÃO

O programa FORTRAN que segue implementa as equações do movimento, definidas no ítem anterior, para um rotor rígido e simétrico em conjunção com um modelo de mancais hidrodinâmicos, suportados por pedestais flexíveis, e que foram derivados nos capítulos 2,3, e 4. As soluções são obtidas por integração direta de um sistema acoplado de equações diferenciais ordinárias e não lineares (6.3) usando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem com passo fixo as forças dos mancais hidrodinâmicos são calculadas a cada incremento de tempo de solução iterativa da equação geral de Reynolds (Equação 3.20) usando o método de sobrerelaxação (SOR). O programa calcula a posição e velocidade do centro de massa do rotor, dos colos dos mancais e pedestais como uma função do tempo.

Como as forças hidrodinâmicas estão contidas dentro das equações diferenciais do movimento e devido à solução iterativa da equação geral de Reynolds, que fornece estas forças, gastam um tempo relativamente grande de computação ($\sim 0,0155$ sec por solução em um IBM 3090), foi empregado o método RK4 com passo fixo "ótimo" para minimizar o número de evoluções das equações do movimento.

O programa fornece dados completos para graficar os movimentos do rotor, pedestal e colos do eixo, que quando graficados fornecem trajetórias como da Figura 5.7. A simulação de uma órbita estável, em média, requer 320 seg num computador IBM 3090.

1)- Programa LGPED. O propósito deste programa é a introdução de dados de entrada, cálculo do sistema dinâmico e fornecimento de dados de saída. Logo após ler os dados de entrada chama a SUBROUTINE FOLGAS, seguidamente integra o sistema dinâmico mediante a FUNCTION RUNGE e permanece em funcionamento até completar o processamento.

Pressupondo como válidos os parâmetros do rotor e mancais do sistema, que tem sido previamente conferidos, os dados de entrada necessários são:

T valor inicial do tempo, t_0 (s);
 TMAX..... valor final do tempo, t_f (s);
 HI valor inicial do incremento do tempo, Δt (s);
 V(12)..... matriz dos valores iniciais das variáveis
 ERRO..... erro máx. permitido (ad)
 HMIN mínimo incremento ΔT desejado (seg);
 HMAX máximo incremento ΔT desejado (seg);
 IFREQ..... N° de incrementos antes de imprimir (ad)
 RPM..... rotação do rotor
 DESB1..... desbalanceamento, $m_d e_d$ (Kg.m)
 MASSA..... massa do rotor, m_r (Kg)
 MY3 massa do pedestal, dir. y, m_{y_3} (Kg)
 MY4 massa do pedestal, dir. y, m_{y_4} (Kg)
 KPY3..... coef.de mola ped. 3, dir. y, K_{py_3} (N/m)
 KPY4..... coef.de mola ped. 4, dir. y, K_{py_4} (N/m)
 FAVY1..... fator amortec.viscoso,ped.3, dir.,y, ζ_{y_3} (ad)
 FAVY2 fator amortec.viscoso,ped.4, dir.,y, ζ_{y_4} (ad)
 OMNY3..... freq.natural do pedestal 3, dir.,y, n_{y_3} (rd/s)
 OMNY4..... freq.natural do pedestal 4, dir.,y, n_{y_4} (rd/s)
 TRANSI..... momento de inércia trans. do rotor, I_t (kg.m²)
 POLINE..... momento de inércia polar do rotor, I_p (Kg.m²)

2. FUNCTION RUNGE. Esta função permite integrar um sistema acoplado de N equações de primeira ordem com condições iniciais já dadas, com controle do erro. Esta rotina usa o algoritmo de Runge-Kutta - Feblberg (Ver Maron [86], p.406). Os vetores são gerados em dupla precisão como precaução dos efeitos acumulados dos resíduos de cada incremento.

3. SOUBROUTINE FOLGAS. Esta subrotina permite calcular a folga radial dos mancais, somente uma vez em cada processamento, conforme as relações geométricas determinadas na seção (3.11.2). Os vetores também são processados em dupla precisão.

XM Excentricidade do lóbulo, x_m (m)
 RM Raio do lóbulo, r (m)
 XB Excêntrica da bolsa de óleo, x_b (m)
 RB Raio da bolsa de óleo, r_b (m)
 FOLG(I).... Folga radial, C_α (m)

FOLD(I)..... Folga adimensional, C_α/C_m , (ad) $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$
 DFDA(I)..... Variação circunferencial da folga, $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$ (ad)

4. SUBROUTINA REYN1 e REYN2 Estes subprogramas usam o método SOR um fator de relaxação ótimo e empírico, W_b , para resolver a equação de Reynolds completa, para mancal hidrodinâmico de comprimento finito, com filme cavitado e incompressível. REYN1 calcula o LA e REYN2 o mancal LOA. A linha de centros dos colos destes mancais podem estar excêntricos e podem-se deslocar sempre em forma paralela à linha de centros de seu respectivo mancal. Cada vez que se precise determinar o campo de viscosidade do filme, esta subrotina chama ao subprograma ENERG.

As subroutines REYN1 e REYN2 calcula as distribuições das pressões dos mancais 1 e 2 respectivamente e as respectivas forças hidrodinâmicas. Essas variáveis são:

P(I,J).... pressão do filme, $p(\alpha, Z)$ (Equação 3.20), N/m^2
 FHX1, FHY1, FHX2, FHY2... forças hidrodinâmicas, F_{hx}, F_{hy} , (IV)
 (Equação 3.25).

Os parâmetros de interesse desta subrotina, e que não tenham sido definidos previamente, são denotados como segue:

QUOC..... critério do erro relativo da distrib.de press.Aq (ad)
 NN nº de divisões do comprimento do mancal, N
 MM nº de divisões na direção circunferencial, M
 PTAM..... cond.de contorno da press.axial e das bolsas de óleo,
 P_{atm} (ad).
 PCAV..... pressão de cavitação, P_{cav} (adm)
 W_b fator de relaxação, W_b ;
 ITERAC.... nº de interações de cada convergência (ad);
 REL1..... razões de comprimento/diâm. do mancal 1, L_1/D_1 , (ad)
 REL2 razões de comprimento/diâm.do mancal 2, L_2/D_2 , (ad)
 DIAM..... diâmetro dos mancais 1 e 2, D, (m).

5. SUBROUTINE ENERGIA. Este subprograma permite integrar a relação (4.15) mediante o método trapezoidal e determinar a distribuição de viscosidades e conseqüentemente o campo de temperaturas do filme lubrificante, em cada incremento do programa principal. As variáveis calculadas são:

VISC (60)..... campo de viscosidade, μ , (Pa.s)

TEMP (60)..... campo de temperaturas, T, ($^{\circ}$ C)

Os parâmetros do lubrificante necessários para o cálculo das variáveis anteriores são:

VISC(15)..... viscosidade do lubrificante a T° de entrada,

TENTR..... temp.de entrada do lubrificante, T_i ($^{\circ}$ C)

ALFAV..... coef.expon.viscosidade-temperatura, α ($1/^{\circ}$ C)

RHO densidade do lubrificante, ρ , ($N\text{-s}^2/m^4$)

CV calor específico do lubrif., C_p ($m^2/s^2/^{\circ}$ C)

6.3 SIMULAÇÃO DE UM SISTEMA RÍGIDO

O caso considerado nesta seção é de um rotor altamente carregado externamente na direção vertical. O propósito da simulação deste problema clássico é obter alguma verificação da análise e a verificação das rotinas do computador desta Dissertação.

O sistema ilustrado na Figura 6.3, consiste um rotor rígido, com uma carga vertical externa e simetricamente suportada por dois mancais hidrodinâmicos idênticos. Estes mancais estão rigidamente montados. O rotor consiste de um disco desbalanceado estaticamente por uma massa, m_d , situada a uma distância, e_d , da linha de centros do eixo. A distância entre os mancais é pequena, portanto considera-se a massa do rotor concentrada nos mancais e o efeito giroscópico desprezível. O lubrificante dos mancais cilíndricos é isoviscoso e incompressível. Os parâmetros do rotor e dos mancais, para simulação, encontram-se na Tabela 6.1.

O sistema dinâmico (6.2), aplicado a este caso, resume-se à equações seguintes:

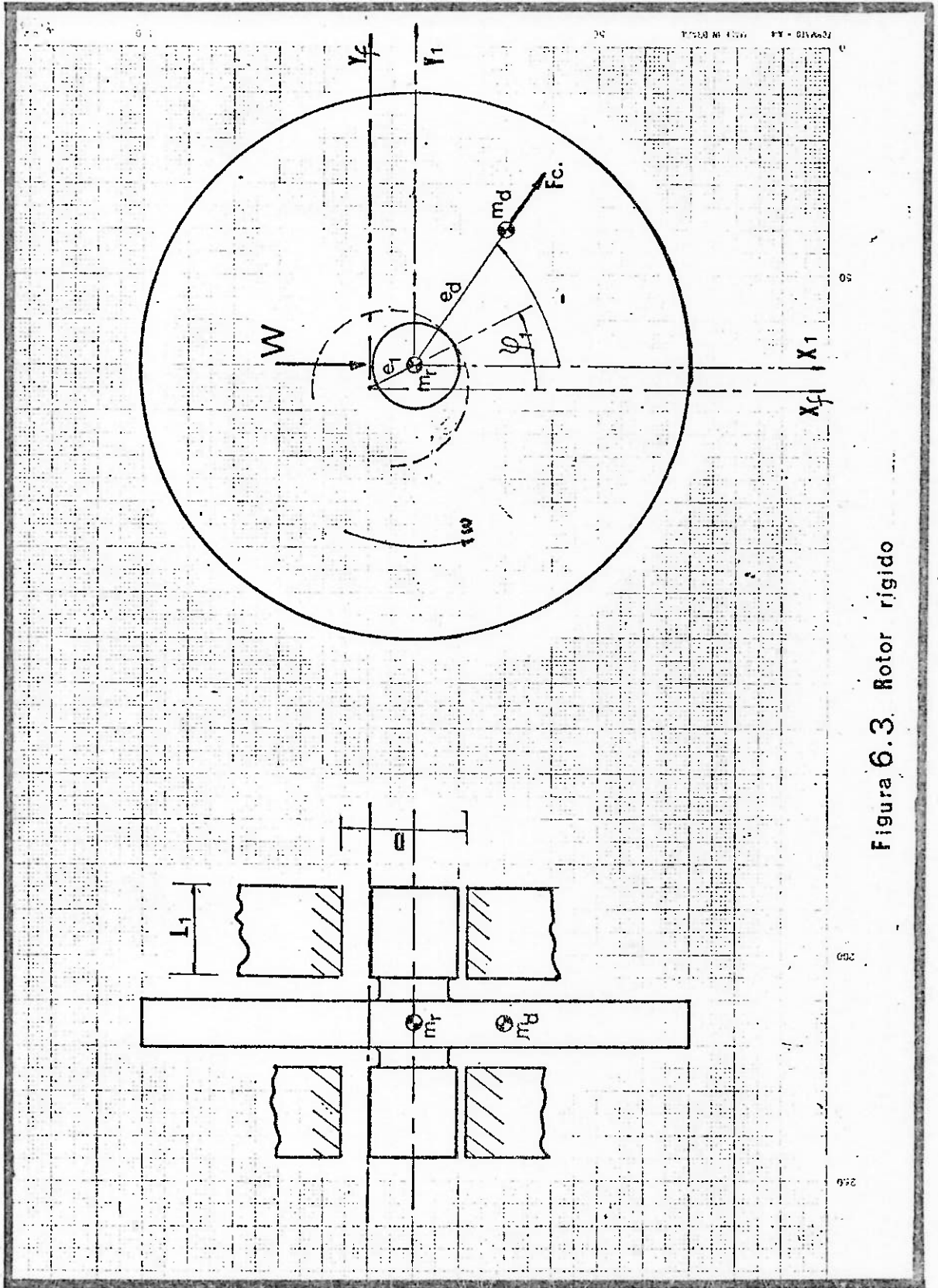


Figura 6.3. Rotor rígido

$$F(1) = V(2)$$

$$F(2) = (2FHX1 + W + F_c \cdot \cos \omega t) / m_r$$

$$F(3) = V(4)$$

$$F(4) = (2FHY1 + F_c \cdot \sin \omega t) / m_r$$

Tabela 6.1 - Parâmetros para a Simulação de um Sistema Rígido

Rotação do rotor, n_r	10 000 RPM
Massa do rotor, m_r	27,72 Kg
Carga Vertical Externa	28375 N
Desbalanceamento, $m_d \cdot e_d$	$1,44 \times 10^{-3}$ Kg.m
Mancal cilíndricos:	
Excentr. lób. \bar{X}_m	0.0 ad.
Ang.bolsa β_o	0.0 ad.
Diâmetro, D	$7,62 \times 10^{-3}$ m
Comprimento, L_1	$7,02 \times 10^{-3}$ m
Folga radial, C_o	$7,62 \times 10^{-3}$ m
Viscosidade do óleo, μ (cte.)	$1,52 \times 10^{-2}$ Pa.s
Velocidade angular do rotor, ω	1042,2 rd/sec

Condições iniciais: $X = x/C_o = 0,02$, $V_x = Y = V_y = 0.0$.

De acordo com a referência de Constantinescu [72], p.208, a orbitação do eixo deverá acontecer ao redor do ponto de equilíbrio definido por $\bar{X} = 0,187$ e $\bar{Y} = 0,353$. A simulação numérica da resposta está ilustrada na Figura 6.4, e pode-se observar que a concordância com Constantinescu é excelente. Com relação à simulação, para o mesmo problema, feita por Myrick [39] também é muito boa. O resultado é um movimento permanente síncrono, causado por um desbalanceamento de $1,44 \times 10^{-3}$ Kg.m, ao redor de um ponto definido por $\bar{X} = -1,8$

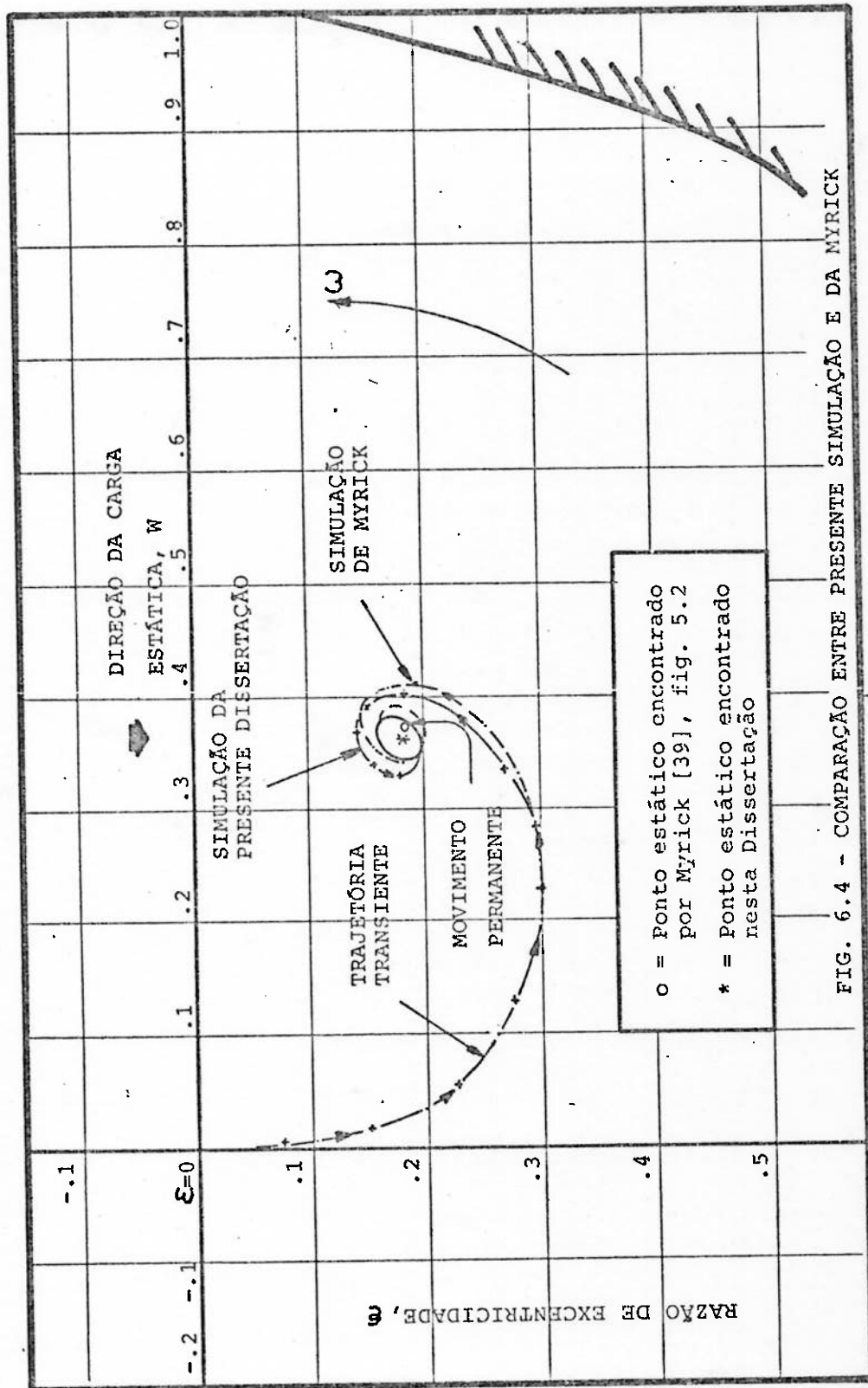


FIG. 6.4 - COMPARAÇÃO ENTRE PRESENTE SIMULAÇÃO E DA MYRICK

$\bar{Y} = 3,60$. As pequenas discrepâncias com a simulação de Myrick devem-se a que as condições de cavitação, deste estudo, estão em concordância com as recomendações de Pinkus e Sterlicht [76]. O tamanho das órbitas será discutido em simulações posteriores.

A convergência da solução, para este problema, aconteceu em forma direta e rápida. Com um grid ou malha de 60×10 e um fator de relaxação de 1.58 o tempo de computação (IBM 3090) é da ordem de 198 seg para 8 revoluções apresentadas na Figura 6.4, isto é, 24,75 seg por cada revolução. Cada revolução precisou acercar a equação de Reynolds 103 vezes, gastando cada vez um tempo de 0,024 segundos de computador. O incremento médio do tempo foi de 0,00052 segundos.

6.4- Típica saída e listagem do programa

FILE L5P36PR SA2D A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT87J1+ SLU415

***** DADOS PARA O CONTROLE DO PROGRAMA *****

HI = 9.000125000
IPREQ = 5
THAX = 0.00000000
PMAX = 0.000100000 SEG
PMIN = 0.000000010 SEG

***** DADOS PARA O SISTEMA DINAMICO *****

EP4 = 1900.000
DES91 = 0.130 KG-M
PESQ-ROTGR = 5000.000 N
MPO = 2100.000 KG
INERPOL(O) = 4100.000 KG-M**2
PTEXT = 0.000 N
PCENTRIF = 5704.798 N
OMEGA = 198.967 RD/SEC
DESS = 0.032 M/SEC**2
MASS = 5200.000 KG
INERPOL = 15172.000 L2F*POLG*SEG**2
INER-TRANS = 2300.560 KG-M**2
FYEXT = 0.000 N
G = 9.8 M/SEC**2

***** CARACTERISTICAS DOS PEDESTAIS *****

***** PED LOA ***** PED LOA *****
KPx3 = 0.475E+11 (N/M)
CPx3 = 350754.1 (N)/(CM/SEC**2)
KPy3 = 0.475E+11 (N/M)
CPy3 = 150603.723 (N)/(CM/SEC)
CPy4 = 5750.62 (N)/(CM/SEC)

F.AMORT.VISC-X = 0.000 AD.
F.AMORT.VISC-Y1 = 0.031 AD.
KPx4 = 0.175E+11 (N/M)
CPx4 = 350754.115 (N)/(CM/SEC)
KPy4 = 0.128E+09 (N/M)
F.AMORT.VISC-X = 0.000 AD.
F.AMORT.VISC-Y2 = 0.039 AD.

***** DADOS PARA A EQ. REYNOLDS *****

DIV. ALF MR = 0.000 AD.
RELAX. M = 1.640 AD
COMP2 = 13.576 AD
DIAM = 6.876 POLG
DY.COMP.NN = 0.000 AD
COMPI = 4.980 AD
VISC.FNT. = 0.000 PSI*SEC
FOLGCI) = 0.006 POLG

FILE LGP36PR SAIDA A1 VMWSP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

*****TIPICA SAIDA DO PROGRAMA*****

TIPICA SAIDA DO PROGRAMA

TEMPOCSEG	X	EX	VX	Y	EY	VY	ANG.GIRO (GR)
0.000625	C.G.	0.23350826	0.079997	0.82000209		0.000491	WT= 7.1250
	TESTS	-0.00000000	-0.00000000	0.00000000		-0.000000	
	1 NORTE	0.23351154	-0.560311	0.82000209	0.820	0.000498	
	2 SUL	0.23350539	0.234	0.82000209	0.820	0.000498	
	3 PEON	0.00000000	0.00000000	0.00000000		0.000000	
	4 PEDS	0.00000000	0.00000000	0.00000000		0.000000	
0.001250	C.G.	0.235892251	0.159859	0.82000209		0.001979	WT= 14.2500
	TESTS	-0.00000000	-0.00000000	0.00000000		-0.000000	
	1 NORTE	0.23587480	0.236	0.82000209	0.820	0.001906	
	2 SUL	0.23586962	-0.236	0.82000209	0.820	0.001906	
	3 PEON	0.00000000	0.00000000	0.00000000		0.000000	
	4 PEDS	0.00000000	0.00000000	0.00000000		0.000000	
0.001875	C.G.	0.239834057	0.239435	0.82000209		0.004440	WT= 21.3750
	TESTS	-0.00000000	-0.00000000	0.00000000		-0.000000	
	1 NORTE	0.23983452	0.240	0.82000209	0.820	0.004235	
	2 SUL	0.239834651	0.240	0.82000209	0.820	0.004235	
	3 PEON	0.00000000	0.00000000	0.00000000		0.000000	
	4 PEDS	0.00000000	0.00000000	0.00000000		0.000000	
0.002500	C.G.	0.245837340	0.318632	0.82000209		0.007836	WT= 28.5000
	TESTS	-0.00000000	-0.00000000	0.00000000		-0.000000	
	1 NORTE	0.245811515	-0.245	0.82000209	0.820	0.007426	
	2 SUL	0.245831166	0.245	0.82000209	0.820	0.007426	
	3 PEON	0.00000000	0.00000000	0.00000000		0.000000	
	4 PEDS	0.00000000	0.00000000	0.00000000		0.000000	

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

CTE = (1./16)*(1./12)*(1./G) LGP00560
 DESB = DESB1*CTE LGP00570
 OMGT = OMGT LGP00580
 FCENTR = OMGT**2*DESB LGP00590
 MPED = 18.488 LGP00600

C FREQ. NAT. DO CONJUNTO =====> ROTANT LGP00610

T = 0.00 LGP00620
 FACTM = (MASA + 2*MPED)/MPED/2 LGP00630
 FRONX = 1000 LGP00640
 FAVX = 1.0 LGP00650
 FAVY1 = 0.081 LGP00660
 FAVY2 = 0.039 LGP00670
 CPX = 2000 LGP00680
 KPX = 99999999 LGP00690
 MY3 = MPED LGP00700
 MY4 = 18.591 LGP00710
 OMNAY1 = 2.64 LGP00720
 OMNAY2 = 226.2 LGP00730

KPY1 = .984E+06*FDAMOR LGP00740
 KPY2 = .728E+06*FDAMOR LGP00750
 CPY1 = 2*FAVY1*MY3*OMNAY1 LGP00760
 CPY2 = 2*FAVY2*MY4*OMNAY2 LGP00770
 READ(7,707) CDW LGP00780

708 FORMAT('VALOR DO CDW _____ CDIDCAR : 0.78')

COMP1 = REL1*DIAM LGP00800
 REL2 = COMP2/DIAM LGP00810
 DZETA = 1./FLOAT(NN) LGP00820
 DALFA = 2.*PI/FLOAT(MM) LGP00830
 P1NUM = 1./(DALFA**2) LGP00840
 P3NUM1 = (COMP1*DZETA)**2 LGP00850
 P3NUM2 = (COMP2*DZETA)**2 LGP00860
 P4NUM = (DIAM*DALFA)**2 LGP00870
 CN1 = P4NUM/2./(P3NUM1+P4NUM) LGP00880
 CN2 = P4NUM/2./(P3NUM2+P4NUM) LGP00890
 DENOM1 = (2*(DZETA*REL1)**2+2.*DALFA*DALFA)/(DALFA*DZETA*REL1)**2 LGP00900
 DENOM2 = (2*(DZETA*REL2)**2+2.*DALFA*DALFA)/(DALFA*DZETA*REL2)**2 LGP00910

C***** CHAMA SUBROTINA FOLGAS ***** LGP00920

C***** CHAMA SUBROTINA FOLGAS ***** LGP00930

CALL FOLGAS LGP00940

C***** LGP00950

C***** LGP00960

C LOOP PZERAR A MATRIZ LGP00970

C ***** LGP00980

KM = MM + 1 LGP00990

L = NN + 1 LGP01000

DO 2 I = 1, KM LGP01010

DO 2 J = 1, L LGP01020

PI(I, J) = PATM LGP01030

2 CONTINUE LGP01040

C***** LGP01050

COUNT = 0 LGP01060

WRITE(16,199) LGP01070

WRITE(16,200) HI, IFREQ, TMAX, HMAX, HMIN LGP01080

WRITE(16,299) LGP01090

C PARA A SAIDA..... LGP01100

IMPRESSO PARA USO EXCLUSIVO DO ENCOMENDANTE

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

BPM=0.0057020
KPXS=KPX/BPM
CPXS=CPX/BPM
KPY3=KPY1/3PM
CPY3=CPY1/BPM
KPY4=KPY2/BPM
CPY4=CPY2/BPM
WRITE(7,*) KPY3
WRITE(7,*) KPY4
WRITE(16,399)
WRITE(16,400) KPXS, KPXS, CPXS, CPXS,
* KPY3, KPY4, CPY3, CPY4, FAVX, FAVX, FAVY1, FAVY2, FRQNY1, FRQNY2, FREQ
* X, FREQX
400 FORMAT(' KPXS          =', E9.3, 2X, '(N / M) ', 22X,
* KPX4          =', E9.3, 2X, '(N / M) ' //
* CPX3          =', F12.3, 2X, '(N) / ( M / SEC**2) ', 13X,
* CPX4          =', F12.3, 2X, '(N) / (M/SEC) ',
* KPY3          =', E9.3, 2X, '(N / M) ', 22X,
* KPY4          =', E9.3, 2X, '(N / M) ' //
* CPY3          =', F12.3, 2X, ' N / ( M/SEC ', 13X,
* CPY4          =', F12.3, 2X, ' N / ( M / SEC) ' //
* F. AMORT.VISC-X=', F12.3, 2X, ' AD. ', 27X,
* F. AMORT.VISC-X=', F12.3, 2X, ' AD. ' //
* F. AMORT.VIS.Y1=', F12.3, 2X, ' AD. ', 27X,
* F. AMORT.VIS.Y2=', F12.3, 2X, ' AD. ', /,
* FN.CJ-Y1      =', F12.3, 2X, ' RAD/SEG ', 23X,
* FN.CJ-Y2      =', F12.3, 2X, ' RAD/SEG ' //
* FN.CJ-X1      =', F12.3, 2X, ' RAD/SEG ', 23X,
* FN.CJ-X2      =', F12.3, 2X, ' RAD/SEG ' //
WRITE(16,498)
WRITE(16,500) MM, NN, W, COMP1, COMP2, VISC(15), DIAM, FOLG(1)
ICOUNT=0
HEHI
C
WRITE(7,91) KPX, FRQNX, CPX
91  FORMAT(//, 10X, ' KPX=', E9.3, 2X, ' FRQNX=', E9.3, 2X, ' CPX=', E9.3 //)
WRITE(7,92) KPY1, FRQNY1, CPY1
92  FORMAT(10X, ' KPY1=', E9.3, 2X, ' FRQNY1=', E9.3, 2X, ' CPY1=', E9.3 //)
WRITE(7,932) KPY2, FRQNY2, CPY2
932 FORMAT(10X, ' KPY2=', E9.3, 2X, ' FRQNY2=', E9.3, 2X, ' CPY2=', E9.3 //)
WRITE(18,191)
191  FORMAT(//, '          A R Q U I V O          P A R A          L P R I N T          ', //)
C
C      X          =V(1).....
C      ADIM.  <== | VX          =V(2)..... ==> DIMENSION.
C      | Y          =V(3).....
C      | VY         =V(4).....
C      R.D. E RD/SEG | TETAX      =V(5)..... RAD.
C      ESPECIAL <== | VTETAX     =V(6)..... RAD/SEG
C      NA O M U D A N A D A | TETAY     =V(7).....
C      | VTETAY    =V(8).....
C      | X3         =V(9).....
C      ADIM.  <== | VX3         =V(10)..... ==> DIMENSION.
C      | Y3         =V(11).....
C      | VY3        =V(12)..... (POLG, POLG/SEG)

```

IMPRESSO PARA USO EXCLUSIVO DO ENCOMENDANTE

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

C      | X4      =V(13)..... | LGP01660
C      ADIM.  <== | VX4      =V(14)..... | ==> DIMENSION. LGP01670
C      | Y4      =V(15)..... | LGP01680
C      | _VY4     =V(16)..... | (POLG,POLG/SEG) LGP01690
C      | LGP01700
C      COORD. NAT. DIMENSIONAL ( POLG, POLG/SEG ) LGP01710
C      V(1) =X*FOLG(1) LGP01720
C      V(2) =VX*FOLG(1)*ROTA LGP01730
C      V(3) =Y*FOLG(1) LGP01740
C      V(4) =VY*FOLG(1)*ROTA LGP01750
C      V(5) =TETAX LGP01760
C      V(6) =VTETAX LGP01770
C      V(7) =TETAY LGP01780
C      V(8) =VTETAY LGP01790
C      V(9) =X3*FOLG(1) LGP01800
C      V(10) =VX3*FOLG(1)*ROTA LGP01810
C      V(11) =Y3*FOLG(1) LGP01820
C      V(12) =VY3*FOLG(1)*ROTA LGP01830
C      V(13) =X4*FOLG(1) LGP01840
C      V(14) =VX4*FOLG(1)*ROTA LGP01850
C      V(15) =Y4*FOLG(1) LGP01860
C      V(16) =VY4*FOLG(1)*ROTA LGP01870
C**** ***** MUITO UTIL ***** LGP01880
C      M 14 I=1,16 LGP01890
C 14 WRITE(17,17) I,V(I) LGP01900
C 177 FORMAT(2X,'V(',I2,')= ',F10.5) LGP01910
C**** ***** LGP01920
C      WRITE(16,201) LGP01930
C      WRITE(17,27) LGP01940
C      WRITE(7,27) LGP01950
C      LGP01960
C      COORDENADAS NATURAIS AD. (POLG/POLG; POLG/SEG/POLG/SEG) LGP01970
C      PARA IMPRESSAO LGP01980
C      8 WRITE(7,100) T LGP01990
C      100 FORMAT('T=',F10.6) LGP02000
C      IF(T.LT.0.250) GO TO 11 LGP02010
C      X=V(1)/FOLG(1) LGP02020
C      VX=V(2)/FOLG(1)/ROTA LGP02030
C      Y=V(3)/FOLG(1) LGP02040
C      VY=V(4)/FOLG(1)/ROTA LGP02050
C      TETA X=V(5) LGP02060
C      VTETAX=V(6) LGP02070
C      TETA Y=V(7) LGP02080
C      VTETAY=V(8) LGP02090
C      X3=V(9)/FOLG(1) LGP02100
C      VX3=V(10)/FOLG(1)/ROTA LGP02110
C      Y3=V(11)/FOLG(1) LGP02120
C      VY3=V(12)/FOLG(1)/ROTA LGP02130
C      X4=V(13)/FOLG(1) LGP02140
C      VX4=V(14)/FOLG(1)/ROTA LGP02150
C      Y4=V(15)/FOLG(1) LGP02160
C      VY4=V(16)/FOLG(1)/ROTA LGP02170
C      LGP02180
C      EPS=DSORT(X**2+Y**2) LGP02190
C      FI=DATAN2(Y,X)*180/P I LGP02200

```

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

OMGT=OMG*T
WT=OMG*T*180/PI
C
CALCULO DO L.G. DAS PONTAS ADIM.....
X1=(V(1)-A*V(5))/FOLG(1)
VX1=(V(2)-A*V(6))/FOLG(1)/ROTA
Y1=(V(3)+A*V(7))/FOLG(1)
VY1=(V(4)+A*V(8))/FOLG(1)/ROTA
X2=(V(1)+A*V(5))/FOLG(1)
VX2=(V(2)+A*V(6))/FOLG(1)/ROTA
Y2=(V(3)-A*V(7))/FOLG(1)
VY2=(V(4)-A*V(8))/FOLG(1)/ROTA
IF(T.LE.0.000) GO TO 11
WRITE(16,204)T,X,VX,Y,VY,WT,TETAX,VTE TAX,TETAY,VTE TAY,
*X1,EX1,VX1,Y1,EY1,VY1,X2,EX2,VX2,Y2,EY2,VY2,X3,VX3,Y3,VY3,X4,VX4,
*
Y4,VY4
FCX=OMG**2*DESB*DCOS(OMGT)
C****
C****
C****
C****
CALCULO DO SISTEMA DINAMICO
C****
C****
11 K=RUNGE(16,V,F,T,H)
IF(K.NE.1)GO TO 12
OMGT=OMG*T
CALL REYN1
CALL REYN2
F(1)=V(2)
F(2)=(FFX1+FFX2+PESO+FXEXT+DESB*OMG**2*DCOS(OMGT))/MASA
F(3)=V(4)
F(4)=(FFY1+FFY2+FYEXT+DESB*OMG**2*DSIN(OMGT))/MASA
F(5)=V(6)
F(6)=(FFX2*A-FFX1*A)+(TRANSI-POLINE)*OMG*V(8)/TRANSI
F(7)=V(8)
F(8)=(FFY1*A-FFY2*A)+(POLINE+TRANSI)*OMG*V(6)/TRANSI
F(9)=V(10)
F(10)=(-KPX*V(9)-CPX*V(10)-FFX1)/MPED
F(11)=V(12)
F(12)=(-KPY1*V(11)-CPY1*V(12)-FFY1)/MY3
F(13)=V(14)
F(14)=(-KPX*V(13)-CPX*V(14)-FFX2)/MPE D
F(15)=V(16)
F(16)=(-KPY2*V(15)-CPY2*V(16)-FFY2)/MY4
GO TO 11
12 IF(KKK.EQ.1) GO TO 179
C
C****
C****
C****
C*
C*
C*
**** VERIFICA SE O TEMPO ALCANCOU O TMAX.*****
C*
179 H=H1
181 IF(T.LE.TMAX) GO TO 16
GO TO 88

```

IM 55 AR 50 DL TO EN ME IN

LGP02210
LGP02220
LGP02230
LGP02240
LGP02250
LGP02260
LGP02270
LGP02280
LGP02290
LGP02300
LGP02310
LGP02320
LGP02330
LGP02340
LGP02350
LGP02360
LGP02370
LGP02380
LGP02390
LGP02400
LGP02410
LGP02420
LGP02430
LGP02440
LGP02450
LGP02460
LGP02470
LGP02480
LGP02490
LGP02500
LGP02510
LGP02520
LGP02530
LGP02540
LGP02550
LGP02560
LGP02570
LGP02580
LGP02590
LGP02600
LGP02610
LGP02620
LGP02630
LGP02640
LGP02650
LGP02660
LGP02670
LGP02680
LGP02690
LGP02700
LGP02710
LGP02720
LGP02730
LGP02740
LGP02750

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT9701+ SLU415

```

16  ICOUNT=ICOUNT+1
C
C
C
C
      IMPRIME QDO.ICOUNT=IFREQ .....
IF( ICOUNT.NE.IFREQ) GO TO 11
19  CONTINUE
      ICOUNT=0
      GO TO 8
C*****
321  WRITE(16,322)
322  FORMAT(1X,'BANDEIRA PARA PREVENIR ERROS FORA DO LIMITE')
300  FORMAT('RPM          =',F11.3,3X,
*OMEGA      =',F11.3,3X,'RD/SEC'/,
*DESB1     =',F11.3,3X,'OZ.*POL',27X,
*DESB      =',F11.3,3X,'LBF*SEC**2'/,
*PE SO     =',F11.3,3X,'LBF',31X,
*MASS      =',F11.3,3X,'LBM*( POLG/SEC**2)/12/32'/,
*MPED      =',F11.3,3X,'LBM*( POLG/SEG**2)/12/32',11X,
*INERPOL   =',F11.3,3X,'LBF*POLG*SEC**2'/,
*INERPOL(O)=',F11.3,3X,'LBF*POLG*SEC**2',19X,
*INER-TRANS=',F11.3,3X,'LBF*POLG*SEC**2'/,
*FXEXT     =',F11.3,3X,'LBF',19X,
*FYEXT     =',F11.3,3X,'LBF'/,
*FCENTRIE  =',F11.3,3X,'LBF',31X,
*G         =',F11.3,3X,'PE/SEC**2'/)
27  FORMAT(2X,'T',9X,'EX1',4X,'VEX1',3X,'EY1',4X,'VEY1',5X,'EX2',
*4X,'VEX2',4X,'EY2',3X,'VEY2',3X,'WT')
28  FORMAT(F8.6,4(1X,F6.3),4(1X,F6.3),1X,F6.1/)
30  FORMAT(8X,'X1=',F7.5,1X,'VX1=',F9.5,1X,'Y1=',F7.5,1X,
*VY1=',F9.5,1X,'FFX1',F9.1)
31  FORMAT(8X,'X3=',F7.5,1X,'VX3=',F9.5,1X,'Y3=',F7.5,1X,
*VY3=',F9.5,1X,'FFY1',F9.2//)
399  FORMAT(100(''*)/25(''*)1,5X,'CARACTERISTICAS DOS PEDESTAIS:',
*5X,25(''*)/5(''*)3X,'PED:1  ',53(''*)3X,'PED:2  ',15(''*)/)
299  FORMAT(100(''*)/25(''*)5X,'DADOS PARA O SISTEMA DINAMICO:',
*35(''*)//)
      WRITE(16,300) RPM,OMG,DESB1,DESB,PE SO,MA SA,MPED,POLINE,POLINZ,
*TRAN SI,FXEXT,FYEXT,FCENTR,G
199  FORMAT(100(''*)/25(''*)5X,'DADOS PARA O CONTROLE DO PROGRAMA:',
*37(''*)//)
200  FORMAT('HI          =',F16.9/,
*IFREQ      =',I6/,*TMAX   =',F16.9/,
*HMAX      =',F16.9,2X,'SEG'/,*HMIN   =',F16.9,2X,'SEG')
201  FORMAT('TEMPO(SEG)',13X,'X(POLG)',3X,'EX',3X,'VX(POLG/SEG)'
1,6X,'Y(POLG)',6X,'EY',4X,'VY(POLG/SEG)',9X,'| |'/)
202  FORMAT(1X,F11.8,6X,F15.9,2X,F15.9,6X,F15.9,6X,F12.9,2X,F11.9,2X,
*F11.9,2X,E14.4)
204  FORMAT(1X,F8.6,1X,
*      C.G. : ',F12.9,7X,F10.6,7X,F15.9,7X,F9.6,4X,'WT=',F9.4/,
*10X,' TETAS : ',F12.9,7X,F10.6,7X,F15.9,7X,F9.6,/,
*10X,' 1:NORTE : ',F12.9,1X,F5.3,1X,F10.6,7X,F15.9,1X,F5.3,1X,F9.6,
*/,10X,' 2: SUL  : ',F12.9,1X,F5.3,1X,F10.6,7X,F15.9,1X,F5.3,1X,F9.6,
*/,10X,' 3: PEDN : ',F12.9,7X,F10.6,7X,F15.9,7X,F9.6,/,
*10X,' 4: PEDS : ',F12.9,7X,F10.6,7X,F15.9,7X,F9.6,//)
498  FORMAT(100(''*)/25(''*)5X,'DADOS PARA A EQ. REYNOLDS  :',

```

IMPRESSO PARA USO EXCLUSIVO DO ENCOMENDANTE

LGP02760
 LGP02770
 LGP02780
 LGP02790
 LGP02800
 LGP02810
 LGP02820
 LGP02830
 LGP02840
 LGP02850
 LGP02860
 LGP02870
 LGP02880
 LGP02890
 LGP02900
 LGP02910
 LGP02920
 LGP02930
 LGP02940
 LGP02950
 LGP02960
 LGP02970
 LGP02980
 LGP02990
 LGP03000
 LGP03010
 LGP03020
 LGP03030
 LGP03040
 LGP03050
 LGP03060
 LGP03070
 LGP03080
 LGP03090
 LGP03100
 LGP03110
 LGP03120
 LGP03130
 LGP03140
 LGP03150
 LGP03160
 LGP03170
 LGP03180
 LGP03190
 LGP03200
 LGP03210
 LGP03220
 LGP03230
 LGP03240
 LGP03250
 LGP03260
 LGP03270
 LGP03280
 LGP03290
 LGP03300

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

M=M+1
GO TO(1,2,3,4,5),M
C      PASSO 1
1  RUNGE=1
   RETURN
C
C      PASSO 2
C
2  DO 22 J=1,N
   SAVE Y(J)=Y(J)
   PHI(J)=F(J)
   Y(J)=SAVEY(J)+.5*H*F(J)
22 CONTINUE
   X=X+.5*H
   RUNGE=1
   RETURN
C
C      PASSO 3
C
3  DO 33 J=1,N
   PHI(J)=PHI(J)+2*F(J)
   Y(J)=SAVEY(J)+.5*H*F(J)
33 CONTINUE
   RUNGE=1
   RETURN
C
C      PASSO 4
C
4  DO 44 J=1,N
   PHI(J)=PHI(J)+2.*F(J)
   Y(J)=SAVEY(J)+H*F(J)
44 CONTINUE
   X=X+.5*H
   RUNGE=1
   RETURN
C
C      PASSO 5
C
5  DO 55 J=1,N
   Y(J)=SAVEY(J)+(PHI(J)+F(J))*H/6.
55 CONTINUE
   M=0
   RUNGE=0
   RETURN
C  DEBUG SUBCHK, TRACE
C  AT 1
C  TRACE ON
C  END
C
C*****
C*****
C*****
C*****
C* I.- SUBROTINA REYNOLDS.      COORD. FIXAS

```

LGP03860

LGP03870

LGP03880

LGP03890

LGP03900

LGP03910

LGP03920

LGP03930

LGP03940

LGP03950

LGP03960

LGP03970

LGP03980

LGP03990

LGP04000

LGP04010

LGP04020

LGP04030

LGP04040

LGP04050

LGP04060

LGP04070

LGP04080

LGP04090

LGP04100

LGP04110

LGP04120

LGP04130

LGP04140

LGP04150

LGP04160

LGP04170

LGP04180

LGP04190

LGP04200

LGP04210

LGP04220

LGP04230

LGP04240

LGP04250

LGP04260

LGP04270

LGP04280

LGP04290

LGP04300

LGP04310

LGP04320

LGP04330

LGP04340

LGP04350

LGP04360

LGP04370

LGP04380

LGP04390

LGP04400

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

C*          MANCAL LADO NORTE          DELTA ALFA CONSTANTE          LGP04410
C****          *****          *****          *****          LGP04420
SUBROUTINE REYN1
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)          LGP04430
INTEGER CONT,REYN          LGP04440
COMMON/BLOCO1/P(100,100),V(16),FFX1,FFY1,FFX2,FFY2,EI,PI,NN,MM          LGP04450
COMMON/BLOCO2/FOLG(100),DZETA,DALFA,P1NUM,P2NUM,COMP1,COMP2,REL1,          LGP04460
*REL2,DENOM1,DENOM2,CN1,CN2,DIAM,ROTA,W,CONT          LGP04470
COMMON/BLOCO3/FOLD(100),DFDA(100),PCAV,PATM          LGP04480
COMMON/BLOCO4/X3,VX3,Y3,VY3,X4,VX4,Y4,VY4,T,A,EX1,VEX1,EY1,VEY1,          LGP04490
*EX2,VEX2,EY2,VEY2          LGP04500
COMMON/BLOCO5/P2(65,12),CDW          LGP04510
COMMON/BLOCO6/VISC(80)          LGP04520
C          LGP04530
C          LGP04540
1 CONTINUE          LGP04550
CONT=CONT+1          LGP04560
C          LGP04570
X=V(1)/FOLG(1)          LGP04580
X1=(V(1)-A*V(5))/FOLG(1)          LGP04590
X3=V(9)/FOLG(1)          LGP04600
C          LGP04610
WRITE(7,*) X,X1,X3          LGP04620
C          LGP04630
X11=(V(1)-A*V(5))/FOLG(1)-V(9)/FOLG(1)          LGP04640
Y11=(V(2)-A*V(6))/FOLG(1)/ROTA-V(10)/FOLG(1)/ROTA          LGP04650
V11=(V(3)+A*V(7))/FOLG(1)-V(11)/FOLG(1)          LGP04660
W11=(V(4)+A*V(8))/FOLG(1)/ROTA-V(12)/FOLG(1)/ROTA          LGP04670
C          LGP04680
KM=MM+1          LGP04690
L=NN+1          LGP04700
C          LGP04710
ITERAC=0          LGP04720
C          LGP04730
27 SUM1=0.          LGP04740
SUM2=0.          LGP04750
DO 4 J=1,L          LGP04760
P(KM,J)=P(1,J)          LGP04770
4 CONTINUE          LGP04780
DO 6 I=1,KM          LGP04790
P(I,1)=PATM          LGP04800
6 CONTINUE          LGP04810
C****          *****          *****          *****          LGP04820
C          B.          CALCULO DA MATRIZ          LGP04830
C          *****          *****          *****          *****          LGP04840
DO 8 I=1,MM          LGP04850
IF((I-12)*(I-20)*(I-42)*(I-50).LE.0) GO TO 8          LGP04860
ALFA=FLOAT(I-1)*DALFA          LGP04870
P5NUM=FOLD(I)+X11*DCOS(ALFA)+Y11*DSIN(ALFA)          LGP04880
P2NUM=(3.*(DFDA(I)-X11*DSIN(ALFA)+Y11*DCOS(ALFA)))/2./DALEA/P5NUM          LGP04890
B8=(P2NUM+P1NUM)/DENOM1          LGP04900
AA=(P1NUM-P2NUM)/DENOM1          LGP04910
EE=-12.*(PI*(DFDA(I)-X11*DSIN(ALFA)+Y11*DCOS(ALFA))+          LGP04920
*V11*DCOS(ALFA)+          LGP04930
*W11*DSIN(ALFA))/P5NUM**3/DENOM1          LGP04940
C          LGP04950
DO 8 J=2,L

```


FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

AUX=P(I,J) LGP04960
IF(J.NE.L) GO TO 444 LGP04970
IF(I.NE.1) GO TO 2000 LGP04980
P(1,L)=W*(P(MM,L)*AA+P(2,L)*BB+2.*CN1*P(1,NN)+EE)-P(1,L)*(W-1.) LGP04990
P(KM,L)=P(1,L) LGP05000
GO TO 1201 LGP05010
2000 P(I,L)=W*(P(I-1,J)*AA+P(I+1,J)*BB+2.*CN1*P(I,NN)+EE)-P(I,L)*(W-1) LGP05020
C LGP05030
GO TO 1201 LGP05040
444 IF(I.NE.1) GO TO 1000 LGP05050
P(1,J)=W*(P(MM,J)*AA+P(2,J)*BB+CN1*(P(1,J+1)+P(1,J-1))+EE)-P(1,J LGP05060
)*(W-1.) LGP05070
IF(P(I,J)-PCAV) 127,126,126 LGP05080
127 P(I,J)=PCAV LGP05090
P(KM,J)=P(1,J) LGP05100
126 GO TO 1201 LGP05110
1000 P(I,J)=W*(P(I-1,J)*AA+P(I+1,J)*BB+CN1*(P(I,J+1)+P(I,J-1))+EE)-P(I LGP05120
)*J*(W-1.) LGP05130
1201 IF(P(I,J)-PCAV) 1260,1265,1265 LGP05140
1260 P(I,J)=PCAV LGP05150
1265 REST1=DABS(AUX-P(I,J)) LGP05160
SUM1=SUM1+REST1 LGP05170
SUM2=SUM2+P(I,J) LGP05180
8 CONTINUE LGP05190
IF(SUM2) 38,40,38 LGP05200
42 FORMAT('C',T3,15HDENOMINADOR =0.,I' QUOC=' ,E10.5,' IT=' ,I5) LGP05210
SUM2=0.00001 LGP05220
38 QUOC=SUM1/SUM2 LGP05230
C LGP05240
ITERAC=ITERAC+1 LGP05250
IF(ITERAC.LT.25) GO TO 271 LGP05260
WRITE(7,404) LGP05270
404 FORMAT(20X,' 25 ITER. MANCAL 1 ') LGP05280
GO TO 10 LGP05290
271 IF(QUOC.GT.0.001100) GO TO 27 LGP05300
C LGP05310
C**** ***** LGP05320
C IMPRESSAO DOS VALORES DE PRESSAO (AD.) LGP05330
C ***** LGP05340
C WRITE(17,138) CONT,ITERAC,((P(I,J),J=1,L),I=1,KM) LGP05350
C138 FORMAT(///,T20,'VALORES ADIMENS. DE PRESSAO: X - Y ',/, LGP05360
C *' NUMERO DE ENTRADA NO REYNOLDS =',I3,/, LGP05370
C *' NUMERO DE ITERACOES =',I3,/, LGP05380
C *11(E10.4,1X)) LGP05390
C**** ***** LGP05400
GO 10 J=1,L LGP05410
P(1,J)=P(1,J)*.75 LGP05420
P(KM,J)=P(KM,J)*.75 LGP05430
10 CONTINUE LGP05440
C LGP05450
C**** ***** LGP05460
C**** ***** LGP05470
C** CHAMA A SUBROTINA ENER G ** LGP05480
C LGP05490
CALL ENER G LGP05500

```

IMPRESSO PARA USO EXCLUSIVO DO ENCOMENDANTE

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

DO 11 I=1,K
DO 11 J=1,L
P(I,J)=P(I,J)*VISC(I)/VISC(15)
11 CONTINUE
FY=0.
FX=0.
DO 112 I=2,KM
DO 112 J=2,NN
ALFA2=FLDAT(I-1)*DALFA
FY=FY+DSIN(ALFA2)*DZETA*DALFA*P(I,J)
FX=FX+DCOS(ALFA2)*DZETA*DALFA*P(I,J)
112 CONTINUE
C
DO 114 I=2,KM
ALFA3=FLDAT(I-1)*DALFA
FY=FY+DSIN(ALFA3)*DZETA*DALFA*P(I,L)/2.
FX=FX+DCOS(ALFA3)*DZETA*DALFA*P(I,L)/2.
114 CONTINUE
FX=FX/2.
FY=FY/2.
C          CALCULO DA FORCA E COORDENADAS
EX1=X11
VEX1=VX11
EY1=Y11
VEY1=VY11
C
FFX1=FX*VISC(15)*ROTA*(DIAM/2./FOLG(1))*2*COMP1*DIAM
FFY1=FY*VISC(15)*ROTA*(DIAM/2./FOLG(1))*2*COMP1*DIAM
FFX1=2*FFX1
FFY1=2*FFY1
RETURN
C  DEBUG SUBCHK , TRACE
C  AT 1
C  TRACE ON
C  END
C****
C****
C****
C  I. - SUBROTINA REYNOLDS      COORD. FIXAS
C          MANCAL LADO SUL      DELTA ALFA COINANTE
C****
SUBROUTINE REYN2
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
INTEGER CONT,REYN
COMMON/BLOCO1/P(100,100),V(16),FFX1,FFY1,FFX2,FFY2,FI,PI,NN,MM
COMMON/BLOCO2/FOLG(100),DZETA,DALFA,P1NUM,P2NUM,COMP1,COMP2,REL1,
*REL2,DENOM1,DENOM2,CN1,CN2,DIAM,ROTA,W,CENT
COMMON/BLOCO3/FOLD(100),DFDA(100),PCAV,PATM
COMMON/BLOCO4/X3,VX3,Y3,VY3,X4,VX4,Y4,VY4,T,A,EX1,VEX1,EY1,VEY1,
*EX2,VEX2,EY2,VEY2
COMMON/BLOCO5/P2(55,12),CDW
COMMON/BLOCO6/VISC(80)
C
C 1 CONTINUE
CONT=CONT+1

```

IMPRESSO PARA USO EXCLUSIVO DO EMPLEADO

LGP05510
LGP05520
LGP05530
LGP05540
LGP05550
LGP05560
LGP05570
LGP05580
LGP05590
LGP05600
LGP05610
LGP05620
LGP05630
LGP05640
LGP05650
LGP05660
LGP05670
LGP05680
LGP05690
LGP05700
LGP05710
LGP05720
LGP05730
LGP05740
LGP05750
LGP05760
LGP05770
LGP05780
LGP05790
LGP05800
LGP05810
LGP05820
LGP05830
LGP05840
LGP05850
LGP05860
LGP05870
LGP05880
LGP05890
LGP05900
LGP05910
LGP05920
LGP05930
LGP05940
LGP05950
LGP05960
LGP05970
LGP05980
LGP05990
LGP06000
LGP06010
LGP06020
LGP06030
LGP06040
LGP06050

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

X22=(V(1)+A*V(5))/FOLG(1)-V(13)/FOLG(1) LGP06060
VX22=(V(2)+A*V(6))/FOLG(1)/ROTA-V(14)/FOLG(1)/ROTA LGP06070
Y22=(V(3)-A*V(7))/FOLG(1)-V(15)/FOLG(1) LGP06080
W22=(V(4)-A*V(8))/FOLG(1)/ROTA-V(16)/FOLG(1)/ROTA LGP06090
W=CDW*W LGP06100
KM=MM+1 LGP06110
L=NN+1 LGP06120
ITERAC=0 LGP06130
27 SUM1=0. LGP06140
SUM2=0. LGP06150
DO 4 J=1,L LGP06160
P2(KM,J)=P2(1,J) LGP06170
4 CONTINUE LGP06180
DO 6 I=1,KM LGP06190
P2(I,1)=PATM LGP06200
6 CONTINUE LGP06210
C**** ***** LGP06220
C B. CALCULO DA MATRIZ LGP06230
C * ***** LGP06240
DO 8 I=1,MM LGP06250
IF((I-12)*(I-20)*(I-42)*(I-50).LE.0) GO TO 8 LGP06260
ALFA=FLOAT(I-1)*DALFA LGP06270
P5NUM=FOLD(I)+X22*DCOS(ALFA)+Y22*DSIN(ALFA) LGP06280
P2NUM=(3.*(DFDA(I)-X22*DSIN(ALFA)+Y22*DCOS(ALFA)))/2./DALFA/P5NUM LGP06290
BB=(P2NUM+P1NUM)/DENOM2 LGP06300
AA=(P1NUM-P2NUM)/DENOM2 LGP06310
EE=-12.*(PI*(DFDA(I)-X22*DSIN(ALFA)+Y22*DCOS(ALFA))+
*VX22*DCOS(ALFA)+
*WY22*DSIN(ALFA))/P5NUM**3/DENOM2 LGP06330
DO 3 J=2,L LGP06340
AUX=P2(I,J) LGP06360
IF(J.NE.L) GO TO 444 LGP06370
IF(I.NE.1) GO TO 2000 LGP06380
P2(I,L)=W*(P2(MM,L)*AA+P2(2,L)*BB+2.*CN2*P2(1,NN)+EE)-
*P2(1,L)*(W-1.) LGP06390
P2(KM,L)=P2(I,L) LGP06410
GO TO 1201 LGP06420
2000 P2(I,L)=W*(P2(I-1,J)*AA+P2(I+1,J)*BB+2.*CN2*P2(I,NN)+EE)-
*P2(I,L)*(W-1) LGP06440
GO TO 1201 LGP06450
444 IF(I.NE.1) GO TO 1000 LGP06460
P2(1,J)=W*(P2(MM,J)*AA+P2(2,J)*BB+CN2*(P2(1,J+1)+P2(1,J-1))+EE)-
*P2(1,J)*(W-1.) LGP06470
IF(P2(I,J)-PCAV) 127,126,126 LGP06490
127 P2(I,J)=PCAV LGP06500
P2(KM,J)=P2(1,J) LGP06510
126 GO TO 1201 LGP06520
1000 P2(I,J)=W*(P2(I-1,J)*AA+P2(I+1,J)*BB+CN2*(P2(I,J+1)+P2(I,J-1))+
*EE)-P2(I,J)*(W-1.) LGP06540
1201 IF(P2(I,J)-PCAV) 1260,1265,1265 LGP06550
1260 P2(I,J)=PCAV LGP06560
1265 REST1=DABS(AUX-P2(I,J)) LGP06570
SUM1=SUM1+REST1 LGP06580
SUM2=SUM2+P2(I,J) LGP06590
8 CONTINUE LGP06600

```

IMPRESSO PARA USO EXCLUSIVO DO ENCOMENDANTE

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

IF(SUM2) 38,40,38
SUM2=0.00001
38 QUOC=SUM1/SUM2
ITERAC=ITERAC+1
IF(ITERAC.LT.25) GO TO 271
GO TO 10
C
C
C*****
C      .IMPRESSAO DOS VALORES DE PRESSAO (AD.)
C      *****
WRITE(17,138) CONT,ITERAC,((P2(I,J),J=1,L),I=1,KM)
138 FORMAT(///,T20,'VALORES ADIMENS. DE PRESSAO: X - Y ',/,
*      NUMERO DE ENTRADA NO REYNOLDS =',I3,/,
*      NUMERO DE ITERACOES =',I3,/,
*11(E10.4,1X))
C*****
DO 10 J=1,L
P2(1,J)=P2(1,J)*.75
P2(KM,J)=P2(KM,J)*.75
10 CONTINUE
C
C      *****
C
CALL ENERG
DO 11 I=1,K
DO 11 J=1,L
P(I,J)=P(I,J)*VISC(I)/VISC(15)
11 CONTINUE
FX=0.
FY=0.
DO 112 I=2,KM
DO 112 J=2,NN
ALFA2=FLOAT(I-1)*DALFA
FY=FY+DSIN(ALFA2)*DZETA*DALFA*P2(I,J)
FX=FX+DCOS(ALFA2)*DZETA*DALFA*P2(I,J)
112 CONTINUE
DO 114 I=2,KM
ALFA3=FLOAT(I-1)*DALFA
FY=FY+DSIN(ALFA3)*DZETA*DALFA*P2(I,L)/2.
FX=FX+DCOS(ALFA3)*DZETA*DALFA*P2(I,L)/2.
114 CONTINUE
FX=FX/2.
FY=FY/2.
C      COORDENADAS ADIMENSIONADAS
EX2=X22
VEX2=VX22
FY2=Y22
VEY2=VY22
C
C      CALCULO DA FORCA
FFX2=FX*VISC(15)*ROTA*(DIAM/2./FOLG(1))*2*COMP2*DIAM
FFY2=FY*VISC(15)*ROTA*(DIAM/2./FOLG(1))*2*COMP2*DIAM
RETURN
C
DEBUG SUBCHK , TRACE

```

LGP06610
LGP06620
LGP06630
LGP06640
LGP06650
LGP06660
LGP06670
LGP06680
LGP06690
LGP06700
LGP06710
LGP06720
LGP06730
LGP06740
LGP06750
LGP06760
LGP06770
LGP06780
LGP06790
LGP06800
LGP06810
LGP06820
LGP06830
LGP06840
LGP06850
LGP06860
LGP06870
LGP06880
LGP06890
LGP06900
LGP06910
LGP06920
LGP06930
LGP06940
LGP06950
LGP06960
LGP06970
LGP06980
LGP06990
LGP07000
LGP07010
LGP07020
LGP07030
LGP07040
LGP07050
LGP07060
LGP07070
LGP07080
LGP07090
LGP07100
LGP07110
LGP07120
LGP07130
LGP07140
LGP07150

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

C AT 112 LGP07160
C TRACE ON LGP07170
C END LGP07180
C ***** LGP07190
C ***** LGP07200
C ESTE PROGRAMA CALCULAR A FOLGA LGP07210
C DUM MANCAL LG2 LGP07220
C LGP07230
C SUBROUTINE FOLGAS LGP07240
C IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z) LGP07250
C DIMENSION DF2DA2(100) LGP07260
C COMMON/BLOCO1/P(100,100),V(16),FFX1,FFY1,FFX2,FFY2,FI,PI,NN,MM LGP07270
C COMMON/BLOCO2/FOLG(100),DZETA,DALFA,P1NUM,P2NUM,COMP1,COMP2,REL1, LGP07280
C *REL2,DENOM1,DENOM2,CN1,CN2,DIAM,RCTA,W,CNT LGP07290
C COMMON/BLOCO3/FOLD(100),DFDA(100),PCAV,PATM LGP07300
C K=0 LGP07310
C LGP07320
C LGP07330
C ***** TEM QUE MUDAR O "W" PARA CADA FORMATO LGP07340
C DE MANCAL: CILINDRICO=1.72 LGP07350
C LG-2 =1.20 (EPS=.9, LGP07360
C 1.58 (EPS=0.==>.7) LGP07370
C ELITICO =1.28 (EPS=.9), LGP07380
C 1.72 (EPS=.C==>.7) LGP07390
C DADOS PARA O CALCULO ***** LGP07400
C VALORES PARA O MANCAL (EM POLGS.) * LGP07410
C YM=-.25/25.4 LGP07420
C YM=0. LGP07430
C PARA MANCAL XM=150 MICR LGP07440
C RM=89./25.4 LGP07450
C VALORES (EM POLGS.) LGP07460
C YB=-3.5/25.4 LGP07470
C RB=90.8/25.4 LGP07480
C VALORES PARA O SHAFT * LGP07490
C RS=DIAM/2+(0.04/25.4) LGP07500
C RM=RS+.150/25.4 LGP07510
C 34 K=K+1 LGP07520
C GO TO (21,31,41),K LGP07530
C LGP07540
C DO 1 I=1,11 LGP07550
C ALFA=FLOAT(I-1)*DALFA LGP07560
C X3=R*S*DSIN(ALFA) LGP07570
C Y3=R*S*DCOS(ALFA) LGP07580
C TAG=1+DTAN(ALFA)**2 LGP07590
C Y2=YM/TAG+DSQRT(4*YM**2-4*(YM**2-RM**2)*TAG)/TAG/2 LGP07600
C X2=Y2*DTAN(ALFA) LGP07610
C FOLG(I)=DSQRT((Y3-Y2)**2+(X3-X2)**2) LGP07620
C 1 CONTINUE LGP07630
C GO TO 9 LGP07640
C DO 2 I=11,16 LGP07650
C ALFA=FLOAT(I-1)*DALEA LGP07660
C X3=R*S*DSIN(ALFA) LGP07670
C Y3=R*S*DCOS(ALFA) LGP07680
C TAG=1+DTAN(ALFA)**2 LGP07690
C Y1=YE/TAG+DSQRT(4*YB**2-4*(YB**2-RB**2)*TAG)/TAG/2 LGP07700

```

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

X1=Y1*DTAN(ALFA)
FOLG(I)=DSQRT((Y3-Y1)**2+(X3-X1)**2)
2 CONTINUE
#####
#####
SERVE PARA MANCAL ELITICO
*****
DO 6 I=1,16
ALFA=FLOAT(I-1)*DALEA
X3=R*S*DSIN(ALFA)
Y3=R*S*DCOS(ALFA)
YE=DSQRT((A*B)**2/(A**2+(B*DTAN(ALFA))**2))
XE=Y*E*DTAN(ALFA)
FOLG(I)=DSQRT((Y3-YE)**2+(X3-XE)**2)
WRITE(7,11)XE,YE,X3,Y3,I
6 CONTINUE
#####
#####
9 FOLG(46)=FOLG(16)
FOLG(31)=FOLG(01)
FOLG(61)=FOLG(01)
FOLG(17)=FOLG(15)
FOLG(45)=FOLG(15)
FOLG(47)=FOLG(15)
FOLG(18)=FOLG(14)
FOLG(44)=FOLG(14)
FOLG(48)=FOLG(14)
FOLG(19)=FOLG(13)
FOLG(43)=FOLG(13)
FOLG(49)=FOLG(13)
FOLG(20)=FOLG(12)
FOLG(42)=FOLG(12)
FOLG(50)=FOLG(12)
FOLG(21)=FOLG(11)
FOLG(41)=FOLG(11)
FOLG(51)=FOLG(11)
FOLG(22)=FOLG(10)
FOLG(40)=FOLG(10)
FOLG(52)=FOLG(10)
FOLG(23)=FOLG(09)
FOLG(39)=FOLG(09)
FOLG(53)=FOLG(09)
FOLG(24)=FOLG(08)
FOLG(38)=FOLG(08)
FOLG(54)=FOLG(08)
FOLG(25)=FOLG(07)
FOLG(37)=FOLG(07)
FOLG(55)=FOLG(07)
FOLG(26)=FOLG(06)
FOLG(36)=FOLG(06)
FOLG(56)=FOLG(06)
FOLG(27)=FOLG(05)
FOLG(35)=FOLG(05)
FOLG(57)=FOLG(05)
FOLG(28)=FOLG(04)

```

```

LGP07710
LGP07720
LGP07730
LGP07740
LGP07750
LGP07760
LGP07770
LGP07780
LGP07790
LGP07800
LGP07810
LGP07820
LGP07830
LGP07840
LGP07850
LGP07860
LGP07870
LGP07880
LGP07890
LGP07900
LGP07910
LGP07920
LGP07930
LGP07940
LGP07950
LGP07960
LGP07970
LGP07980
LGP07990
LGP08000
LGP08010
LGP08020
LGP08030
LGP08040
LGP08050
LGP08060
LGP08070
LGP08080
LGP08090
LGP08100
LGP08110
LGP08120
LGP08130
LGP08140
LGP08150
LGP08160
LGP08170
LGP08180
LGP08190
LGP08200
LGP08210
LGP08220
LGP08230
LGP08240
LGP08250

```

IMPRESSO PARA USO EXCLUSIVO DO ENCOMENDANTE

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

```

FOLG(34)=FOLG(04) LGP08260
FOLG(58)=FOLG(04) LGP08270
FOLG(29)=FOLG(03) LGP08280
FOLG(33)=FOLG(03) LGP08290
FOLG(59)=FOLG(03) LGP08300
FOLG(30)=FOLG(02) LGP08310
FOLG(32)=FOLG(02) LGP08320
FOLG(60)=FOLG(02) LGP08330
C LGP08340
WRITE(15,44) (I,FOLG(I),I=1,61) LGP08350
44 FORMAT(///,T20,'FOLGA DIMENSIONAL,PLG,F(I) ',/ ,5(I2,2X,F09.7,2X)) LGP08360
11 FORMAT(5X,'X2=',F10.3,2X,'Y2=',F10.3, LGP08370
*5X,'X3=',F10.3,2X,'Y3=',F10.3,2X,'I=',I2) LGP08380
DO 3 I=1,61 LGP08390
FOLD(I)=FOLG(I)/FOLG(I) LGP08400
3 CONTINUE LGP08410
C WRITE(15,45) (FOLD(I),I,I=1,61) LGP08420
C45 FORMAT(///,T20,'VALORES DE FOLGA: FOLD(I) ADIMENSIONAIS ' LGP08430
C *,/ ,5 (F10.7,3X,I2,3X) ) LGP08440
C LGP08450
C CALCULO DE DFOLGA/DALFA LGP08460
DFDA(1)=(FOLD(2)-FOLD(60))/2/DALFA LGP08470
DFDA(61)=DFDA(1) LGP08480
DO 4 I=2,60 LGP08490
4 DFDA(I)=(FOLD(I+1)-FOLD(I-1))/2/DALFA LGP08500
C WRITE(15,46) (DFDA(I),I,I=1,61) LGP08510
C46 FORMAT(///,T20,'VALORES DA VARIACAO DA FOLGA COM ALFA :DFDA(I) ' LGP08520
C *,/ ,5 (F10.4,3X,I2,3X) ) LGP08530
C LGP08540
C CALCULO DE DFOLFA2/DALFA 2 LGP08550
DF2DA2(1)=(FOLD(60)+FOLD(2)-2*FOLD(1))/DALFA**2 LGP08560
DF2DA2(61)=DF2DA2(1) LGP08570
DO 5 I=2,60 LGP08580
5 DF2DA2(I)=(FOLD(I+1)+FOLD(I-1)-2*FOLD(I))/DALFA**2 LGP08590
C WRITE(15,47) (DF2DA2(I),I,I=1,61) LGP08600
C47 FORMAT(///,T20,'SEGUNDA DERIVADA DE DFOG/DALFA: DF2DA2(I) ' LGP08610
C *,/ ,5 (F10.4,3X,I2,3X) ) LGP08620
RETURN LGP08630
END LGP08640
C LGP08650
C***** LGP08660
C ESTE PROGRAMA CALCULARA A INTEGRAL F(a) LGP08670
C PELO METODO TRAPEZOIDAL LGP08680
C***** LGP08690
C***** LGP08700
C LGP08710
C A=LIMITE INFERIOR LGP08720
C B=LIMITE SUPERIOR LGP08730
C C=DELTA X LGP08740
C FUNNCX= FUNCAO DE X LGP08750
C SOMA = VALOR DA INTEGRAL LGP08760
C MM = NUMERO DE INTERVALOS NA DIRECAO CIRCUNFERENCIAL LGP08770
C LGP08780
C***** LGP08790
C FOLG = FOLGA RADIAL POLG LGP08800

```

FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8 701+ SLU415

```

C          DIAM      = DIAMETRO EIXO      POLG          LGP08810
C          ROTA      = VELOC.CIRCULAR    R.P.S.         LGP08820
C  VISC(15)=VISCIN   = VISC.INIC.OLEO    PSI*SEG        LGP08830
C          RHO      = DENSIDADE OLEO    LBF*SEG**2/(POLG**4) LGP08840
C          CV       = CALOR ESPEC."      (POLG/SEG)**2/GRADOS FARENH LGP08850
C          ALFAV    = COEF.EXP.VISC/T.  1/GRADOS FARENHAIT LGP08860
C          TENTR    = TEMP.ENTRADA      GRADOS FARENHAIT LGP08870
C          PIN      = PRESS.ENTRADA     PSI             LGP08880
C*****
C          SUBROUTINE ENERG
C          IMPLICIT REAL*8 (A-H, O-Z)
C          REAL LAMEDA
C          DIMENSION TEMP(80)
C*****
C*          ALOCACAO DE MEMORIA
C          COMMON/BLOCO1/P(100,100),V(16),FFX1,FFY1,FFX2,FFY2,FI,PI,NN,MM
C          COMMON/BLOCO2/FOLG(100),DZETA,DALFA,P1NJM,P2NJM,COMP1,CCMP2,REL1,
C          *REL2,DENOM1,DENOM2,CN1,CN2,DIAM,ROTA,W,CNT
C          COMMON/BLOCO3/FOLD(100),DFDA(100),PCAV,PATM
C          COMMON/BLOCO4/X3,VX3,Y3,VY3,X4,VX4,Y4,VY4,T,A,EX1,VEX1,EY1,VEY1,
C          *EX2,VEX2,EY2,VEY2
C          COMMON/BLOCO5/P2(65,12),CDW
C          COMMON/BLOCO6/VISC(80)
C*****
C          DATA LMN/0/
C          LMN=LMN+1
C          OMG=2*PI*ROTA
C          KM=MM+1
C          TENTR=120.
C          DO 43 I=1,KM
C          VISC(I)=VISC(15)
C          TEMP(I)=TENTR
C          43 CONTINUE
C          PIN=PATM*VISC(15)*ROTA*(DIAM/2/FOLG(1))**2
C          LAMBDA=6*VISC(15)*OMG*DIAM**2/4/FOLG(1)**2/PIN
C          ALFA=-0.0178
C          RHO=7.76E-05
C          CV=1.75E+06
C          ADCV=ALFAV*PIN/RHO/CV
C          C          UMA DIVISAO CORRESPONDE A 6 GRAUS
C          SOMA=0.
C          GO TO(1,2),LMN
C          1  WRITE(16,13)
C          SOMA=0
C          DO 4 I=11,21
C          ALFA=FLOAT(I-1)*DALFA
C          H=FOLG(I)+V(1)*DCOS(ALFA)+V(3)*DSIN(ALFA)
C          FINV=H**2
C          VALOR DE H E INFINITO=====>FALFA=0.0
C          FALFA=0.000
C          RETANG=FALFA*DTETA
C          SOMA=SOMA+RETANG
C          VISC(I)=VISC(15)
C          TEMP(I)=TENTR
C          GO TO(41,4),LMN
C          41 WRITE(16,11)H,I,DALFA,ALFA,FALFA,RETANG,SOMA,VISC(I),TEMP(I),TENTR

```


FILE: LGPPR FORTRAN A1 VM/SP RELEASE 4 EXPRESS PUT8701+ SLU415

4	CONTINUE	LGP09360
	DO 8 I=22,41	LGP09370
	ALFA=FLOAT(I-1)*DALFA	LGP09380
	H=FOLG(I)+V(1)*DCOS(ALFA)+V(3)*DSIN(ALFA)	LGP09390
	FINV=(H/FOLG(I))**2	LGP09400
	FALFA=1/FINV	LGP09410
	RETANG=FALFA*DALFA	LGP09420
	SOMA=SOMA+RETANG	LGP09430
	VISC(I)=VISC(15)/(1-LAMBDA*ADCV*SOMA/3)	LGP09440
	TEMP(I)=(DLOG(VISC(I))-DLOG(VISC(15)))/ALFAV+TENTR	LGP09450
	GO TO(81,8),LMN	LGP09460
81	WRITE(16,11)H,I,DALFA,ALFA,FALFA,RETANG,SOMA,VISC(I),TEMP(I),TENTR	LGP09470
8	CONTINUE	LGP09480
	SOMA=0	LGP09490
	DO 2 I=50,60	LGP09500
	ALFA=FLOAT(I-1)*DALFA	LGP09510
	H=FOLG(I)+V(1)*DCOS(ALFA)+V(3)*DSIN(ALFA)	LGP09520
	FINV=(H/FOLG(I))**2	LGP09530
	FALFA=1/FINV	LGP09540
	RETANG=FALFA*DALFA	LGP09550
	SOMA=SOMA+RETANG	LGP09560
	VISC(I)=VISC(15)/(1-LAMBDA*ADCV*SOMA/3)	LGP09570
	VIAD=VISC(I)/VISC(15)	LGP09580
	DVIAD=DLOG(VIAD)	LGP09590
	TTT=(1/ALFAV)*DLOG(VIAD)+TENTR	LGP09600
	TEMP(I)=(DLOG(VISC(I))-DLOG(VISC(15)))/ALFAV+TENTR	LGP09610
	GO TO(21,2),LMN	LGP09620
21	WRITE(16,11)H,I,DALFA,ALFA,FALFA,RETANG,SOMA,VISC(I),TEMP(I),TENTR	LGP09630
2	CONTINUE	LGP09640
	DO 3 I=1,10	LGP09650
	ALFA=FLOAT(I-1)*DALFA	LGP09660
	H=FOLG(I)+V(1)*DCOS(ALFA)+V(3)*DSIN(ALFA)	LGP09670
	EINV=(H/FOLG(I))**2	LGP09680
	FALFA=1/EINV	LGP09690
	RETANG=FALFA*DALFA	LGP09700
	SOMA=SOMA+RETANG	LGP09710
	VISC(I)=VISC(15)/(1-LAMBDA*ADCV*SOMA/3)	LGP09720
	TEMP(I)=(DLOG(VISC(I))-DLOG(VISC(15)))/ALFAV+TENTR	LGP09730
	GO TO(31,3),LMN	LGP09740
31	WRITE(16,11)H,I,DALFA,ALFA,FALFA,RETANG,SOMA,VISC(I),TEMP(I),TENTR	LGP09750
3	CONTINUE	LGP09760
13	FORMAT(' H ', ' I ', 10X, ' DALFA ', ' ALFA ', ' FALFA ',	LGP09770
	' RETANG ', ' SOMA ', ' VISC ', ' TEMP ', ' TEMP ENTR.')	LGP09780
11	FORMAT(F7.3,1X,I3,2X,5(F10.3,2X),2X,E10.4,2X,F6.2,2X,F6.2)	LGP09790
	LMN=1	LGP09800
	RETURN	LGP09810
C	DEBUG SUBCHK, TRACE	LGP09820
C	AT 1	LGP09830
C	TRACE ON	LGP09840
	END	LGP09850

7. SIMULAÇÃO DO SISTEMA ROTOR MANCAL PEDESTAL

7.1. SIMULAÇÃO DO SISTEMA COM MANCAIS DO ROTOR A

7.1.1 Descrição do Sistema

Tal como foi exposto no item 4.11.3, os mancais do rotor A correspondem à instalação original do Ventilador. As dimensões deste rotor e as folgas de seus mancais hidrodinâmicos estão de acordo com os dados fornecidos pelo fabricante. Da Tabela 4.1, pode-se observar que o rotor A diferencia-se do rotor B apenas porque a excentricidade relativa do lóbulo, \bar{X}_m , é menor em 36%.

Nesta parte do estudo determinará-se a resposta do sistema original ao desbalanceamento. Os desbalanceamentos que foram escolhidos para esta simulação são : 0.065 , 0.13 e 0.26 kg-m. Isto equivale a colocar, respectivamente, 50 , 100 e 200 grs. na periferia do Ventilador. A máxima rotação pesquisada será 3000 RPM.

As dimensões do sistema (SRPM) simulado , com referência às Figuras (2.1) , (2.8) e (3.8), estão listadas na Tabela 7.1. A Tabela 7.2 lista os parâmetros do rotor usados neste estudo.

7.1.2 Resposta de Sistema sobre uma Gama de Velocidades

A resposta do sistema é mostrada na Figura 7.1, como uma função da velocidade de rotação do rotor. O desbalanceamento do disco, $m_d e_d$, corresponde a uma massa desbalanceada, m_d , de 0.1Kg colocada excêntrica a uma distância, e_d , de 1,3 m. Observa-se na Figura que a curva, correspondente ao pedestal LOA, cresce mais rapidamente que a curva do pedestal LA, até alcançar o valor maior em 1350 RPM, para depois cair a valores da ordem de 0,08 (ad). Nesta rotação de 2100 RPM o pedestal LA volta apresentar valores altos para depois cair em rotações maiores. A resposta do pedestal LOA é maior que a resposta do pedestal LA quase em toda a faixa de velocidades pesquisadas, exceto entre 2000 e 2800 RPM. Na rotação nominal, 1200 RPM, a amplitude de vibr, a amplitude de vibração do pedestal LOA é 40 % maior que a amplitude de vibração do outro pedestal. Isto está em concordância com o histórico de vibrações deste rotor e que está amplamente ilustrado na Figura 1.6 da INTRODUÇÃO. Esta simulação confirma os valores das frequências naturais mostradas na Figura 2.10. As pequenas diferenças são atribuídas à própria natureza do teste; enquanto a oscilação, medida após o impulso com o rotor detenido, o filme lubrificante dos mancais não tem nenhuma influência; no modelo usado nesta Dissertação, tanto os coeficientes de rigidez como os coeficientes de amortecimento do filme de óleo, tem bastante influência a ponto de deslocar os valores das frequências naturais a valores levemente inferiores.

A Figura 7.2 ilustra a máxima amplitude dos pedestais em função da rotação e do desbalanceamento do disco. Os valores de desbalanceamento são 0,065, 0,13 e 0,26 Kg.m. A vibração horizontal do pedestal lado acoplado cresce com o aumento do grau de desbalanceamento, observando-se certa proporcionalidade o mesmo acontece com o pedestal lado não acoplado. Isto permitiu determinar a Figura 7.3, onde se relaciona o valor do desbalanceamento, encontrados nos sucessivos testes dinâmicos da INTRODUÇÃO, e a amplitude da vibração horizontal de ambos pedestais. Compara-se com os valores encontrados por esta simulação. O desvio é da ordem de 8%, e considera-se que existe uma boa concordância tendo em vista que os valores experimentais, pela própria natureza do teste, não tem a precisão desta simulação².

Uma das grandes preocupações com o Ventilador sempre foi conhecer a capacidade de seus mancais, principalmente quando estas estão sendo submetidos a forças produzidas pelo desbalanceamento. O atual modelo é altamente adequado para conhecer os seus limites, principalmente porque permite calcular, com alta precisão, a posição dos colos em qualquer instante.

²Para determinar a sensibilidade do rotor e, em forma frequente, o seu grau de desbalanceamento, se agrega uma pequena massa soldada na periferia do disco. A quantidade de solda não é perfeitamente controlada e apenas estimada.

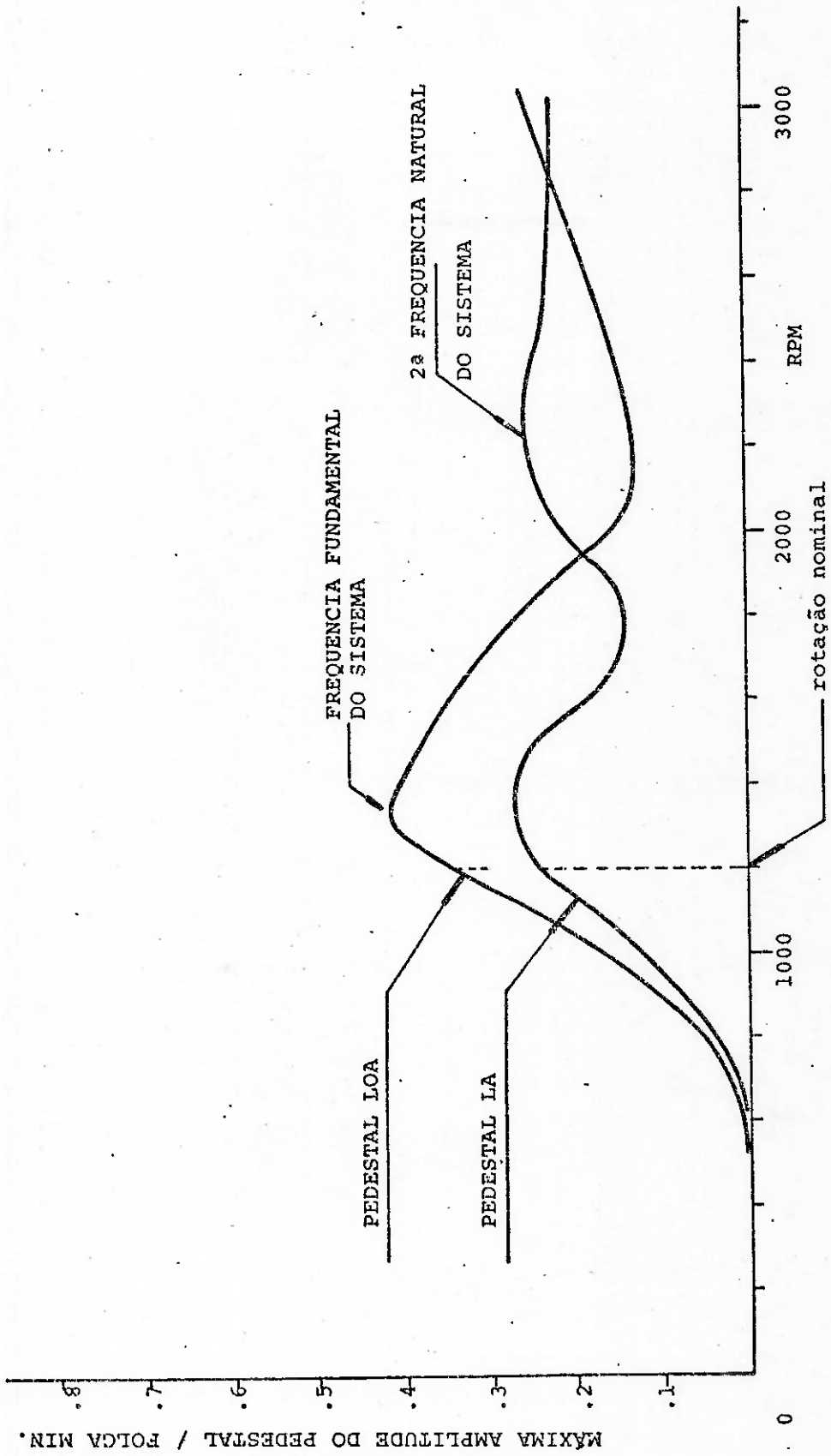


FIGURA 7.1-RESPOSTA DE AMBOS PEDESTAIS EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO DO ROTOR A (desb=0.13 kg-m)

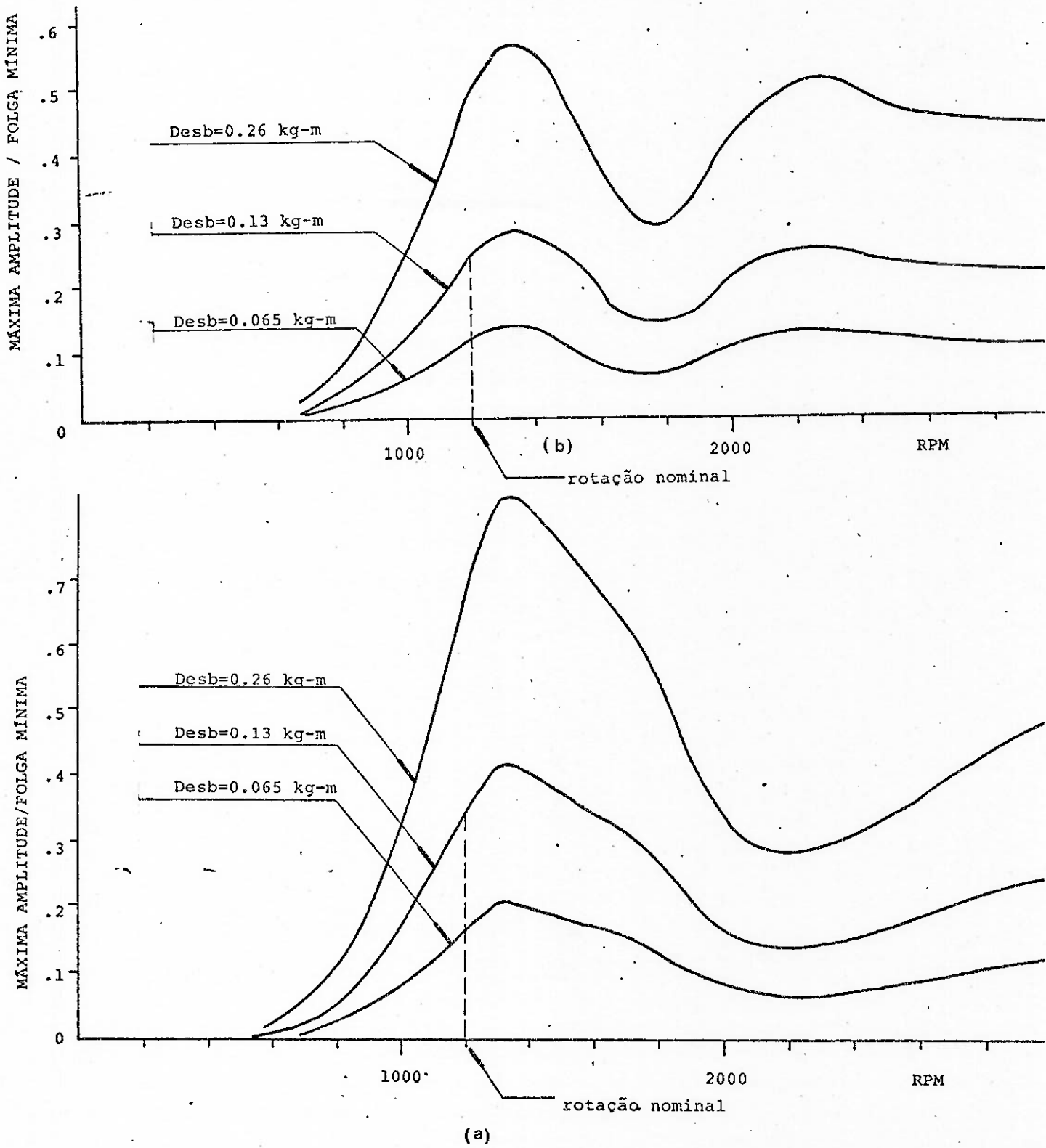


FIGURA 7.2 a) RESPOSTA DO PEDESTAL LOA EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO E DESBALANCEAMENTO DO DISCO (ROTOR A).
 b) RESPOSTA DO PEDESTAL LA EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO E DESBALANCEAMENTO DO DISCO (ROTOR A)

Tabela 7.1 - Dimensões do Sistema Dinâmico (SRMP)
para as Simulações.

Diâmetro do disco central, D_d	2,602 m
Diâmetro do eixo, D_e	0,367 m
Distância do disco central aos mancais, a	1,808 m
Diâmetro do colo dos mancais, D	0,1772m
Comprimento do mancal LA, L_1	0,253 m
Comprimento do mancal LOA, L_2	0,352 m
Dimensão da bolsa do óleo, β_0	60°
Lubrificante	SAE 10
Distância entre mancais, $2a$	3,616 m
Altura do pedestal LA, Lp_3	3,926 m
Altura do pedestal LOA, Lp_4	3,957 m
Área seção transversal pedestais, A_p	1,085 m ²
Excêntricidade dos lóbulos dos mancais, x_m	250 x 10 ⁻⁶ m
Folga mínima dos mancais, 0_m	150 x 10 ⁻⁶ m

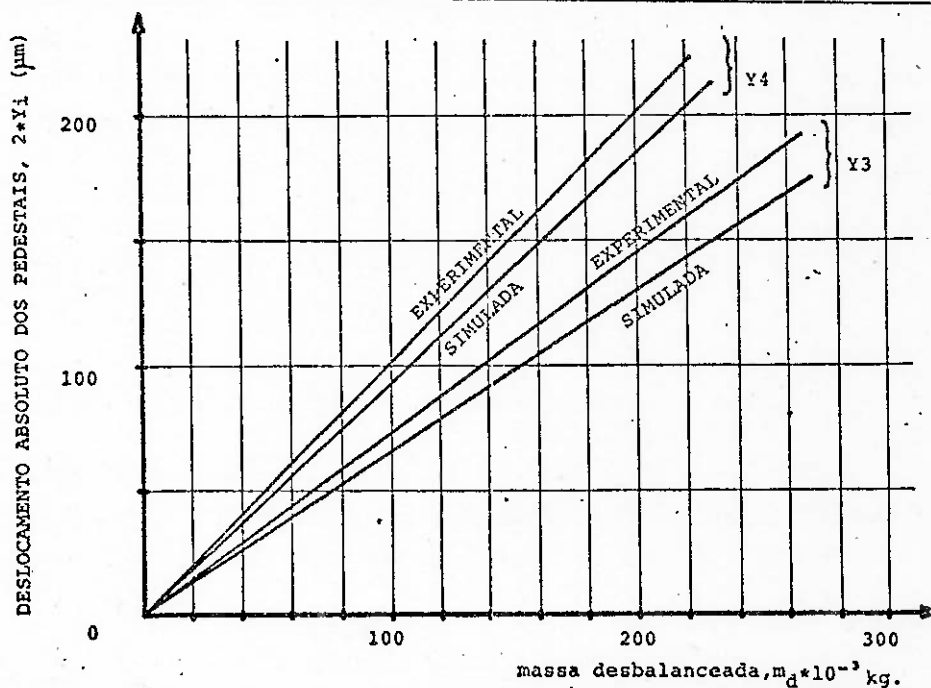


FIGURA 7.3- COMPARAÇÃO DA RESPOSTA SIMULADA E EXPERIMENTAL DO ROTOR A
(1200 RPM).

Tabela 7.2 - Parâmetros do SRMP para as simulações do Rotor A.
(Solução das equações 6.1).

Peso do Rotor, W	50960 N
Massa do Rotor, m_r	5200 Kg
Momento de Inércia Polar do Rotor, I_p	1860 Kg.m ²
Momento de Inércia Transversal do Rotor, I_t	4275,56 Kg.m ²
Massa efetiva do pedestal LA, my_3	3227,0 Kg
Massa efetiva do pedestal LOA, my_4	3245,0 Kg
Rigidez horizontal, pedestal LA, Kpy_3	$1,74 \times 10^8$ N/m
Rigidez horizontal, pedestal LOA, Kpy_4	$1,29 \times 10^8$ N/m
Coef. amortecimento horiz., pedestal LA, Cpy_3	146813 N/(m/s)
Coef. amortecimento horiz., pedestal LOA, Cpy_4	59454 N/(m/s)
Freq.natural fundamental, pedestal LA, ω_{ny_3}	42 Hz
Freq.natural fundamental, pedestal LOA, ω_{ny_4}	36 Hz
Tamanho da malha, (m,n)	60 x 10
Fator de relaxação, (SOR), ω_b	1,68
Pressão atmosférica, PATM	10146,1 Pa
Pressão de cavitação do óleo, p_{cav}	10056,6 Pa
Pressão de entrada do óleo, p_{in}	10146,1 Pa
Critério de convergência, A_q	10^{-4} (ad)
Viscosidade entrada do óleo, μ_i	0,0375 (N-s)/m ²
Densidade do óleo, ρ	885(N-s ²)/m ⁴
Calor específico do óleo, C_v	$2,04 \times 10^{-3}$ m ² /s ² /°C
Coeficiente exponencial visc.-temp., α_1	-0,032 1 °C ⁻¹
Velocidade do rotor, ω	314,16 rd/s
Massa desbalanceada, m_d	0,5; 0,10; 0,2 Kg
Excentricidade da massa desbalanceada, e_d	0,13 m
Condições iniciais: $X=0,23$; $y = 0,23$; $\dot{x}=\dot{y}=\theta_x = \theta_y = \theta_x = \theta_y = 0.0$	

A seguir se analisará o movimento orbital dos mancais em toda a faixa de rotações definida. O movimento transiente, expressado em termos do movimento do colo relativo ao centro do mancal, mostra-se através da Figura 7.4. Pode-se observar que os seus deslocamentos estão acoplados e interrelacionados com o movimento do outro mancal. As condições iniciais no $t = 0$, para todas as variáveis dependentes do sistema de equações estão listadas na tabela 7.2. O movimento permanente se alcança em média em 10 rotações, porém em rotações maiores a 1.800 RPM, a estabilização demora entre 18 e 25 revoluções. Isto é devido a que o ponto estático do eixo está se tornando menos excêntrico e portanto o mancal menos carregado. Nessa região o amortecimento do filme de óleo é muito pequena. O movimento permanente mostrado na Figura 7.5 precisou de 10 rotações do rotor. Para se atingir esta situação o computador gastou 300 segundos de CPU. Isto significa que cada volta precisou em média 395 incrementos e chamar 3.160 vezes o modelo de diferenças finitas da equação de Reynolds. O tempo gasto na convergência deste modelo foi, em média, 0,009 seg de CPU.

O resultado de diversas simulações para uma mesma rotação empregando variadas condições iniciais, o movimento permanente que se alcança sempre é o mesmo, porém o tempo gasto apresenta pequenas diferenças.

Na Figura 7.5 se ilustram os movimentos orbitais, permanentes de ambos mancais na rotação nominal do rotor com um desbalanceamento de 0,26 Kg.m. Define-se aqui a amplitude máxima da órbita nos movimentos permanentes que tem a direção do eixo longitudinal da mesma. Desta figura pode-se concluir que o movimento orbital do mancal LA está menos defasada e sua maior excêntricidade relativa é devida a sua menor capacidade de carga. A diferença de fases indica que o rotor tem um movimento transversal cônico (os registros de fase confirmam esta diferença).

Mostra-se, na Figura 7.6, o movimento orbital do mancal LA para várias rotações do Ventilador e para um desbalanceamento de 0,26 Kg.m. Pode-se observar a variação de fase da massa desbalanceada, θ_{md} , responsável pela amplitude da órbita e conseqüentemente pela vibração do pedestal. A maior das órbitas justamente coincide com a rotação nominal do rotor. É esta rotação que maior interesse

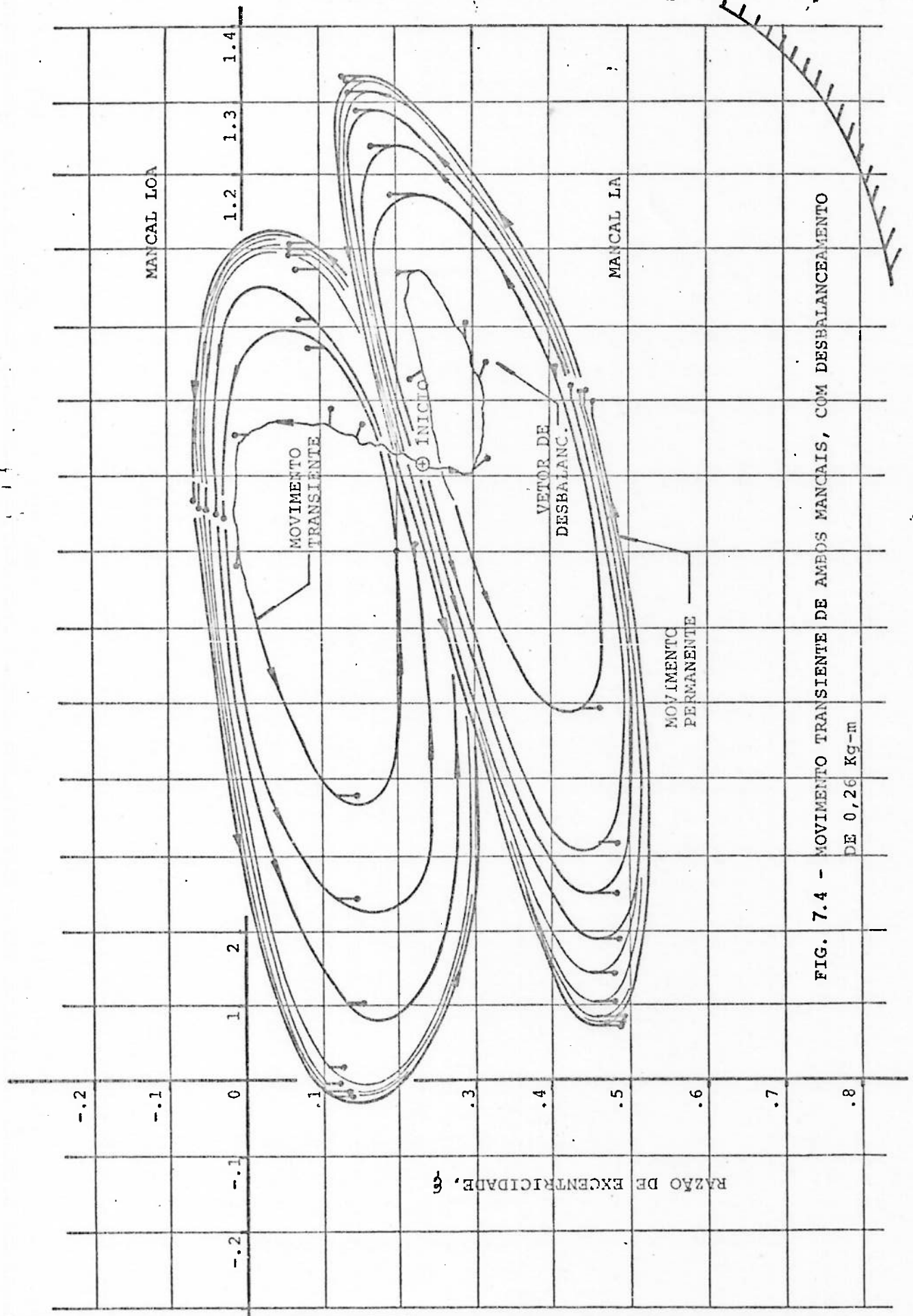


FIG. 7.4 - MOVIMENTO TRANSIENTE DE AMBOS MANCAIS, COM DESBALANCEAMENTO DE 0,26 Kg-m

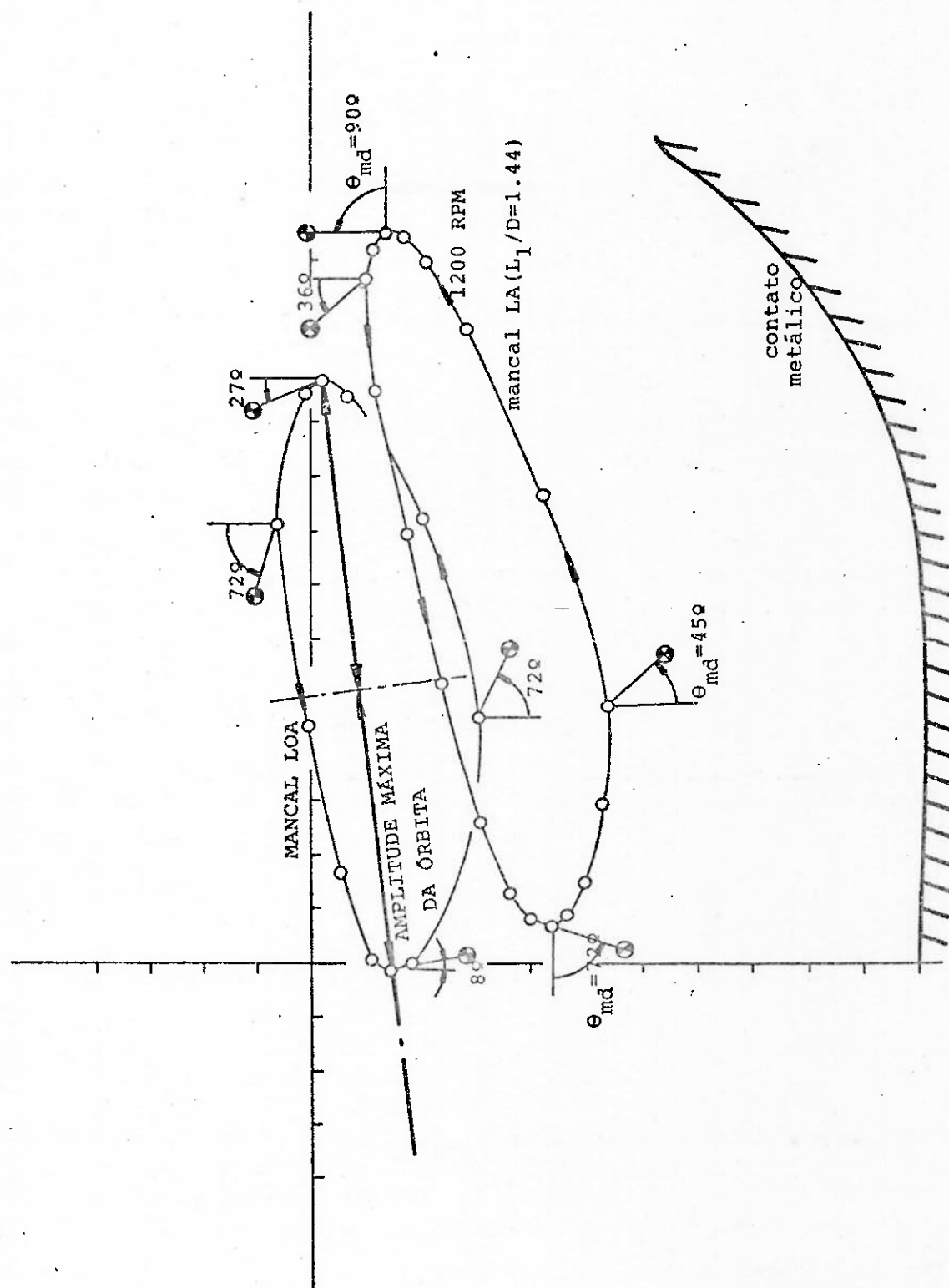


FIGURA 7.5- COMPARAÇÃO DAS ÓRBITAS DE AMBOS MANCAIS DO ROTOR A, COM DESTAQUE A FASE DO VETOR DESBALANCEAMENTO ($desb = 0.26 \text{ kg-m}$).

As amplitudes máximas dos pedestais ,correspondentes aos movimentos permanentes destes,mostran-se na Figura 7.9 e Figura 7.10,como uma função da rotação do rotor.Nestas figuras observa-se pequenas diferenças,tanto nas amplitudes como nos valores de suas frequências naturais;especialmente quando a rigidez dos pedestais variam 10% ao redor dos valores da rigidez original.Porém quando a flexibilidade do pedestal LOA é maior e o pedestal LA se torna mais rígido,o comportamento do sistema muda completamente.As amplitudes ,na primeira frequência natural, são 40% maiores para o pedestal mais flexível e 35% menores para o pedestal que está situado no outro extremo do eixo.Quando o rotor está girando com uma frequência de 2100 RPM este último pedestal apresenta uma amplitude ainda maior.

Dos movimentos orbitais mostrados na Figura 7.11, e donde se comparam as órbitas da simulação (b) e (d) na rotação de 1200 RPM,a amplitude máxima pertence ao mancal correspondente à rigidez original devido a que o seu colo está menos defasado com a força de excitação (desbalanceamento).

Na Figura 7.12 comparam-se as órbitas dos mancais quando o pedestal LOA está com a flexibilidade nominal com as órbitas decorrentes do aumento da flexibilidade deste pedestal. Observa-se que na presença de menor rigidez,o movimento de seu colo é menor quando o rotor está girando a 2100 RPM;porém o colo do outro mancal aumenta a níveis altíssimos.Entretanto,na frequência natural fundamental,a amplitude dos colos é da mesma ordem de grandeza.Isto indica que existe uma forte ligação entre os movimentos tanto dos pedestais como dos mancais,sugerindo ademais que a flexibilidade do pedestal LOA seria aquele que comanda as vibrações do sistema,na faixa de rotações pesquisada e principalmente na rotação nominal.

Porém antes de concluir e apontar soluções se verá a seguir a resposta do sistema,na presença de mancais do rotor B com desbalanceamento no disco.

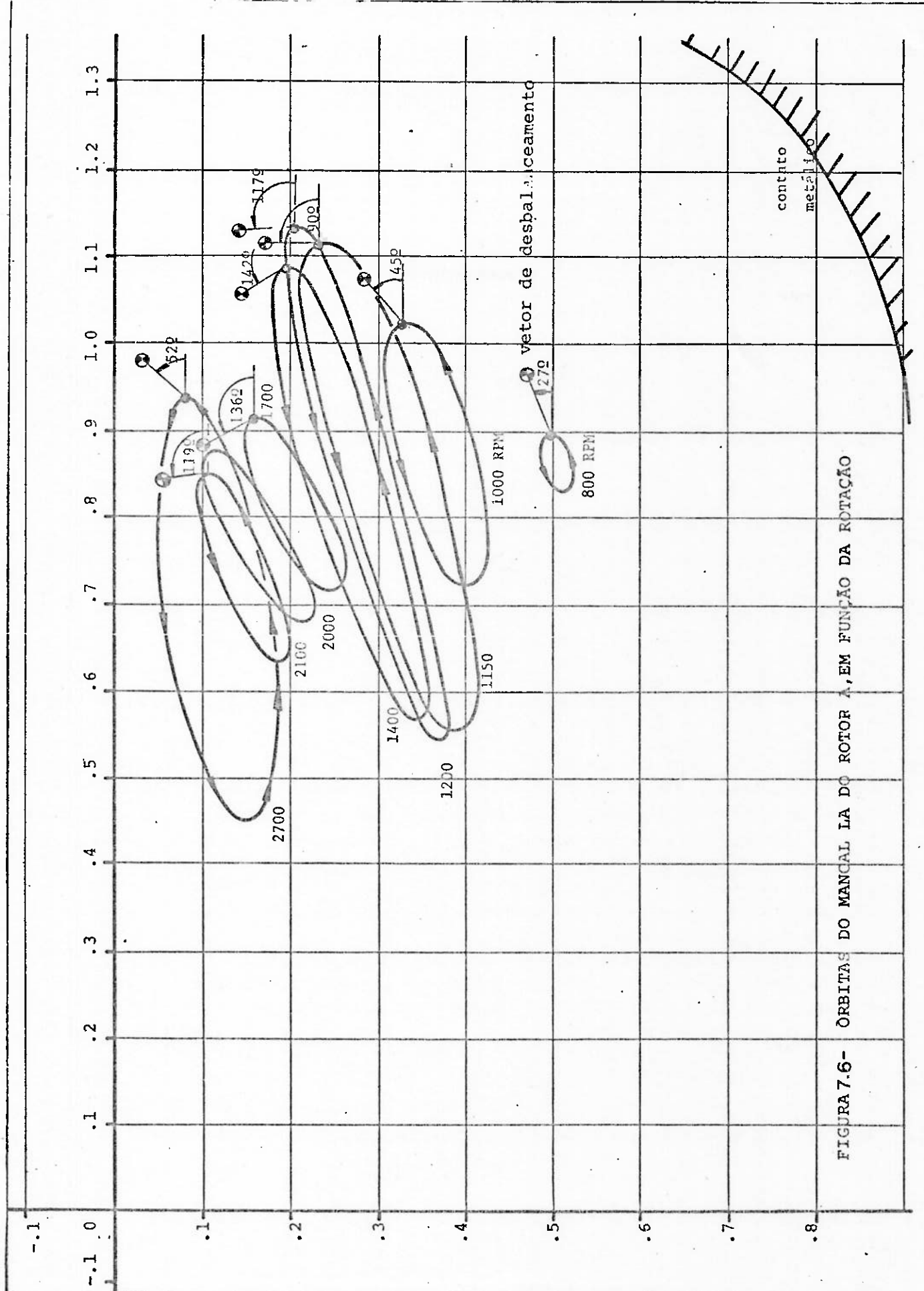


FIGURA 7.6- ÓRBITAS DO MANCAL IA DO ROTOR A, EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO

se tem para descobrir o caminho da solução ao problema. Porém antes de qualquer conclusão se estudará a resposta do movimento orbital permanente com a variação do desbalanceamento e a rotação. As curvas mostradas nas Figuras 7.7 e 7.8 referem-se à orbitação de ambos mancais. Existe, claramente, uma não linearidade do tamanho da órbita com o aumento da força centrífuga. Com referência ao estudo feito por Lifshits et al [88], fig.8, o tamanho da órbita não deve exceder o valor da folga radial, isto sugere q' o desbalanceamento máximo permitido não deve ultrapassar valores de 0,26 Kg.m, isto é, mais de 0,1 Kg.m de massa colocada na periferia do rotor, caso contrário estaremos colocando em risco os mancais.

Evidentemente por esta alta orbitação sugere que os pedesais, em parte são responsáveis pelo seu alto movimento. Portanto, no próximo item se estudará a variação da rigidez das colunas e sua influência no movimento do rotor.

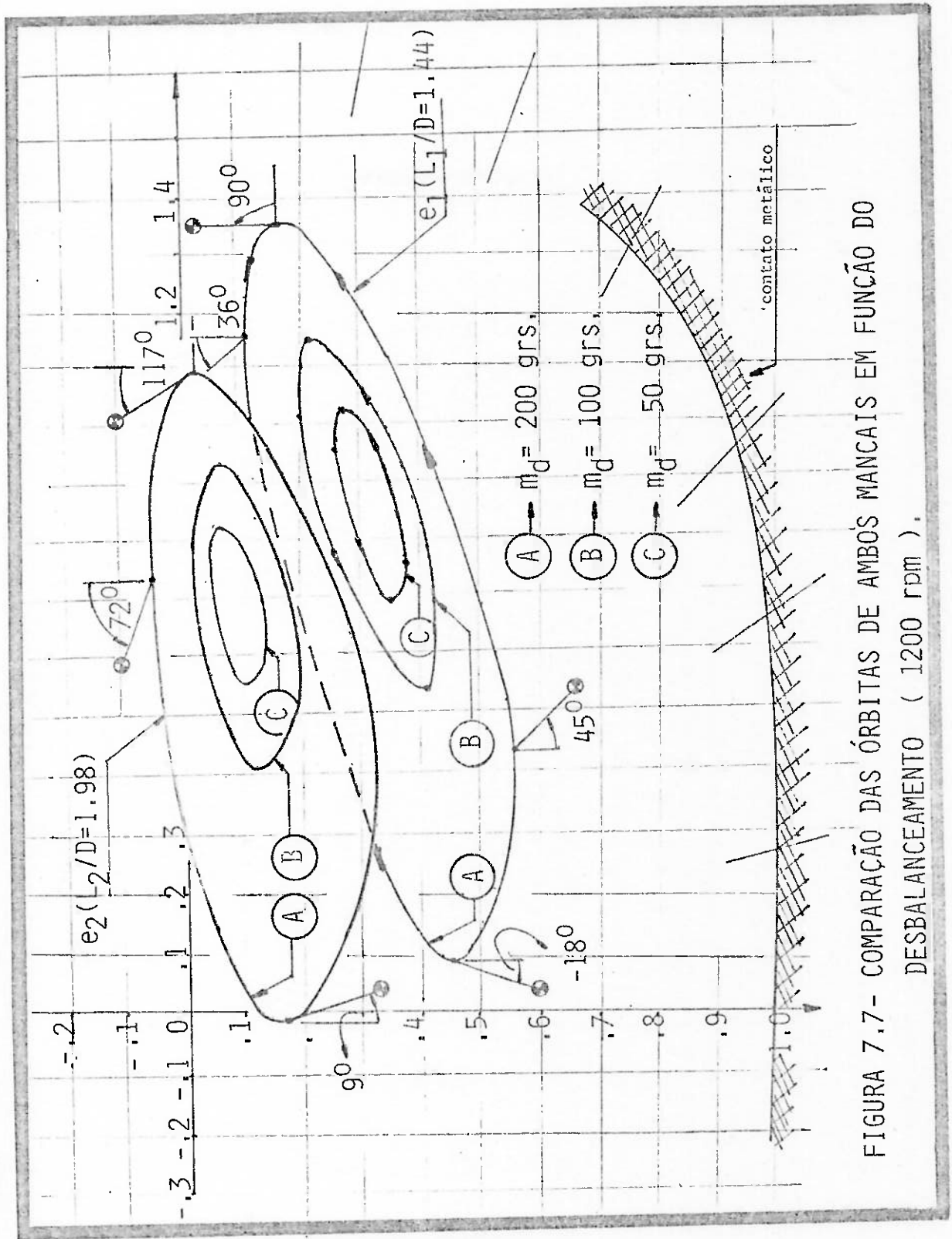


FIGURA 7.7- COMPARAÇÃO DAS ÓRBITAS DE AMBOS MANCAIS EM FUNÇÃO DO DESBALANCEAMENTO (1200 rpm).

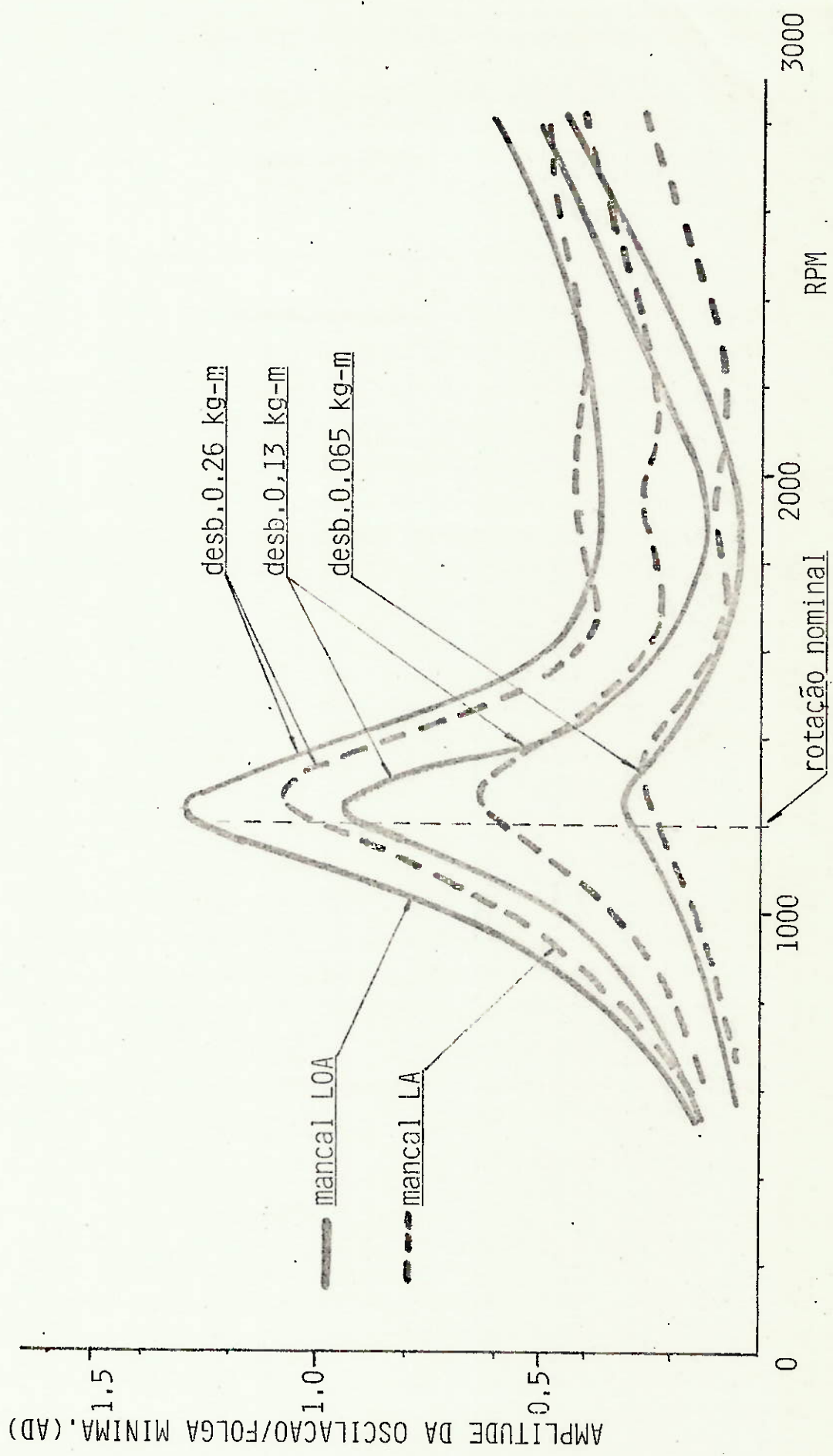


FIGURA 7.8- AMPLITUDE DAS ÓRBITAS DOS MANCAIS EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO DO ROTOR A E O DESBALANCEAMENTO

7.1.3. RESPOSTA DO SISTEMA COM VARIAÇÕES NA RIGIDEZ DOS PEDESTAIS

Uma extensão na análise de este problema é a simulação do sistema levando em conta variações na rigidez dos pedestais. A Tabela 7.3, contempla as combinações dos parâmetros da rigidez de ambos pedestais para esta parte do estudo. As dimensões do SRMP estão listados na Tabela 7.1, e os parâmetros do rotor na Tabela 7.2.

Para esta simulação escolheu-se quatro pares de combinações arbitrárias dos pedestais e que são as seguintes:

- (a) 90% da rigidez de ambos pedestais,
- (b) rigidez original,
- (c) aumento em 10% a rigidez original de ambos pedestais e
- (d) diminuição de 35% da rigidez do pedestal LOA e aumento de 17% da rigidez do pedestal lado acoplado.

Esta última combinação significa travar parcialmente o pedestal LA e deixar bastante flexível o pedestal LOA.

Tabela 7.3 - Parâmetros dos pedestais para as simulações (a), (b), (c) e (d).

	Kpy3 (N/m)	Kpy4 (N/m)	OBSERVAÇÕES
(a)	$1.5566 \cdot 10^8$	$1.161 \cdot 10^8$	10% mais flexível
(b)	$1.740 \cdot 10^8$	$1.290 \cdot 10^8$	nominal
(c)	$1.914 \cdot 10^8$	$1.29 \cdot 10^8$	10% mais rígidos
(d)	$1.966 \cdot 10^8$	$0.838 \cdot 10^8$	LOA: 35% mais flexível e LA : 17% mais ríg.

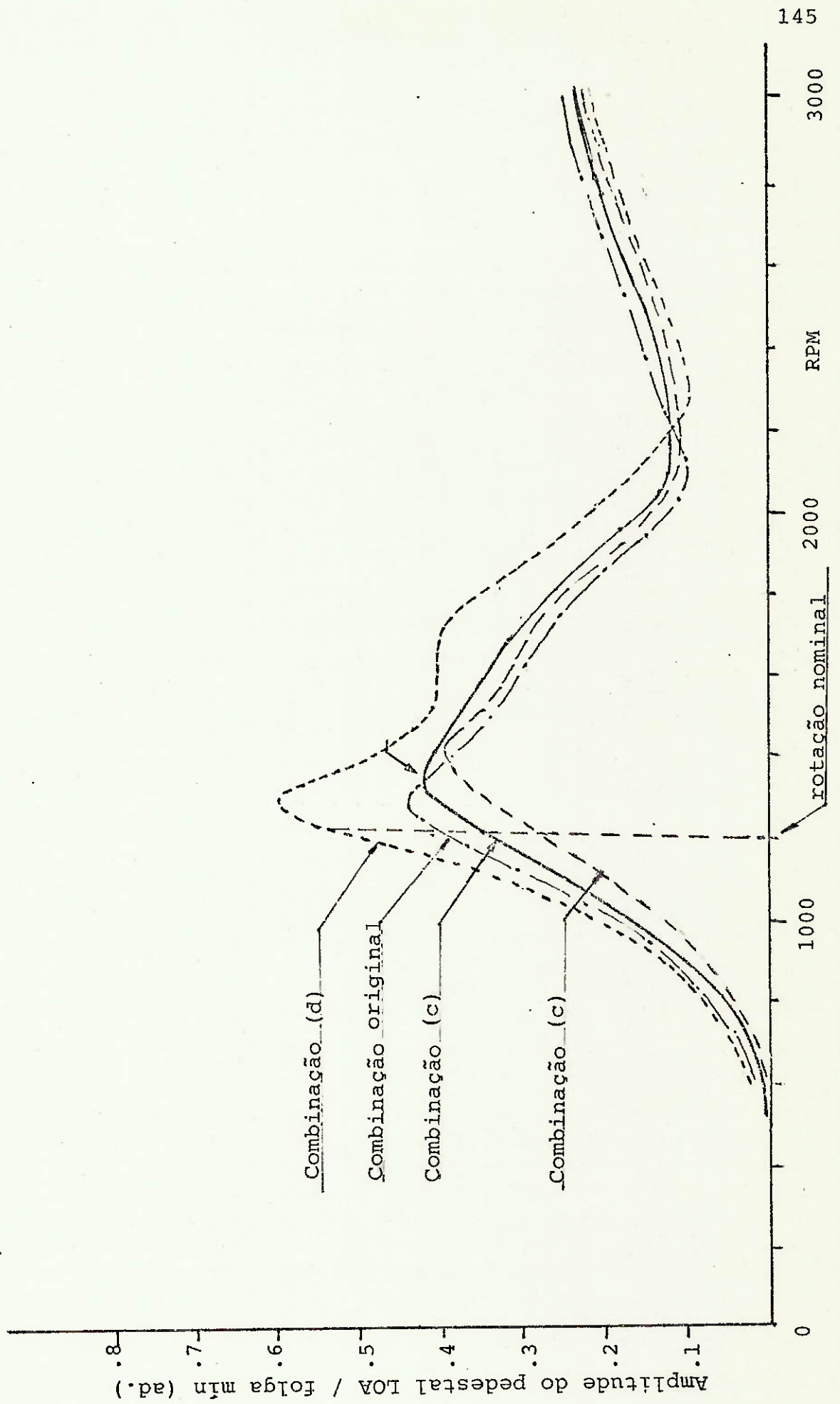


FIGURA 7.9- RESPOSTA DO PEDESTAL LOA EM FUNÇÃO DA FLEXIBILIDADE DOS PEDESTAIS E DA ROTAÇÃO DO

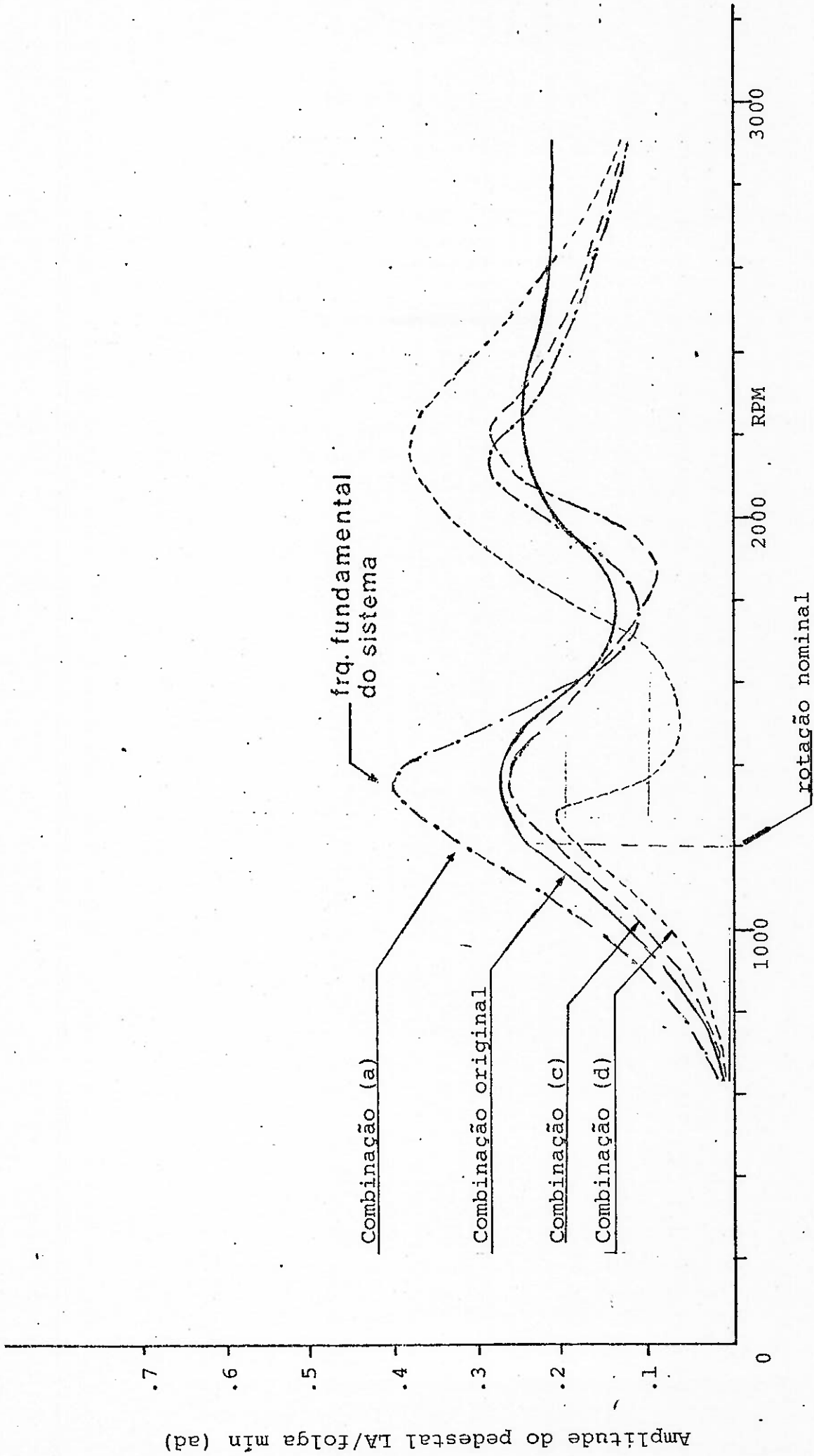


FIGURA 7.10- RESPOSTA DO PEDESTAL LA EM FUNÇÃO DA FLEXIBILIDADE DOS PEDESTAIS E DA ROTAÇÃO DO ROTOR A (desb=0.13 kg-m).

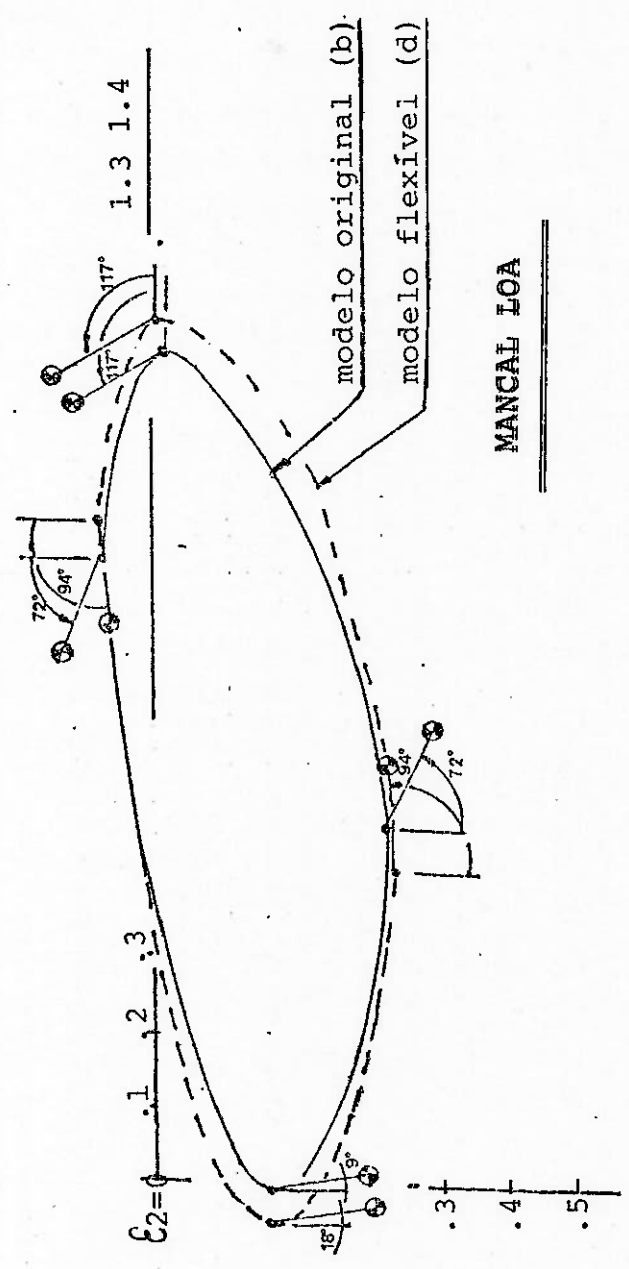
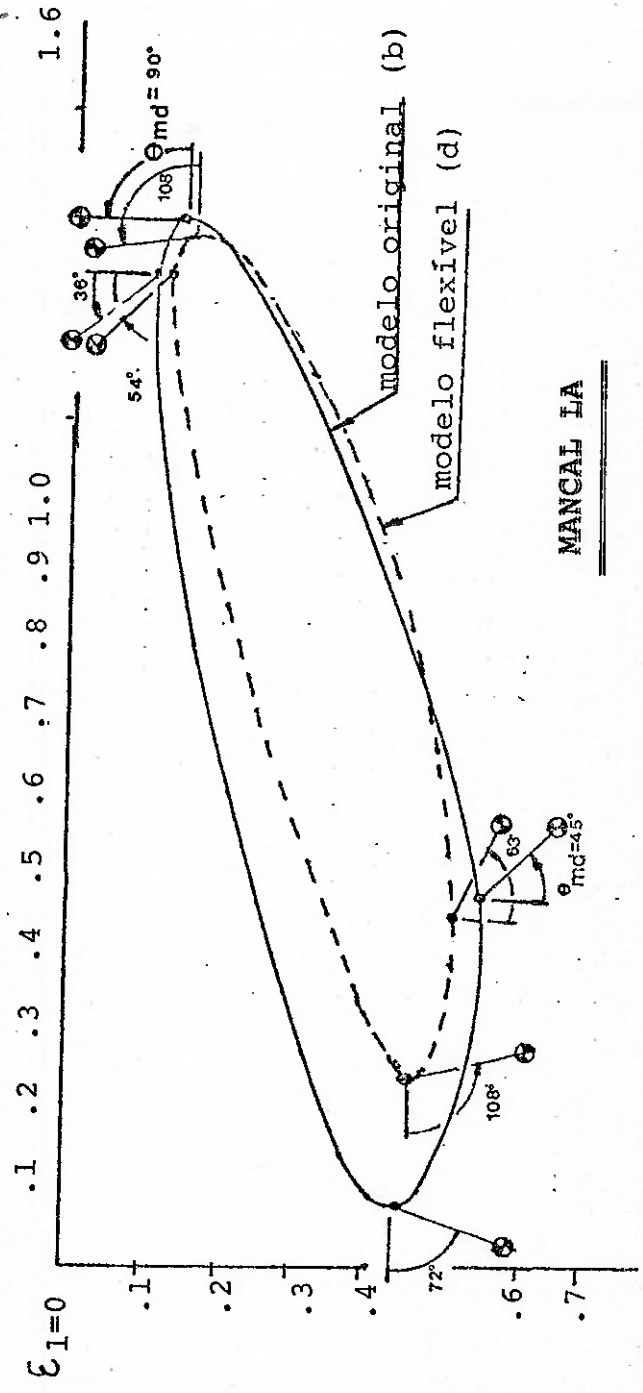


FIGURA 7.11 - COMPARAÇÃO DAS ORBITAS DE AMBOS MANCAIS CORRESPONDENTES ÀS COMBINAÇÕES ORIGINAIS E FLEXÍVEIS (1200 RPM, des=0.26 kg-m).

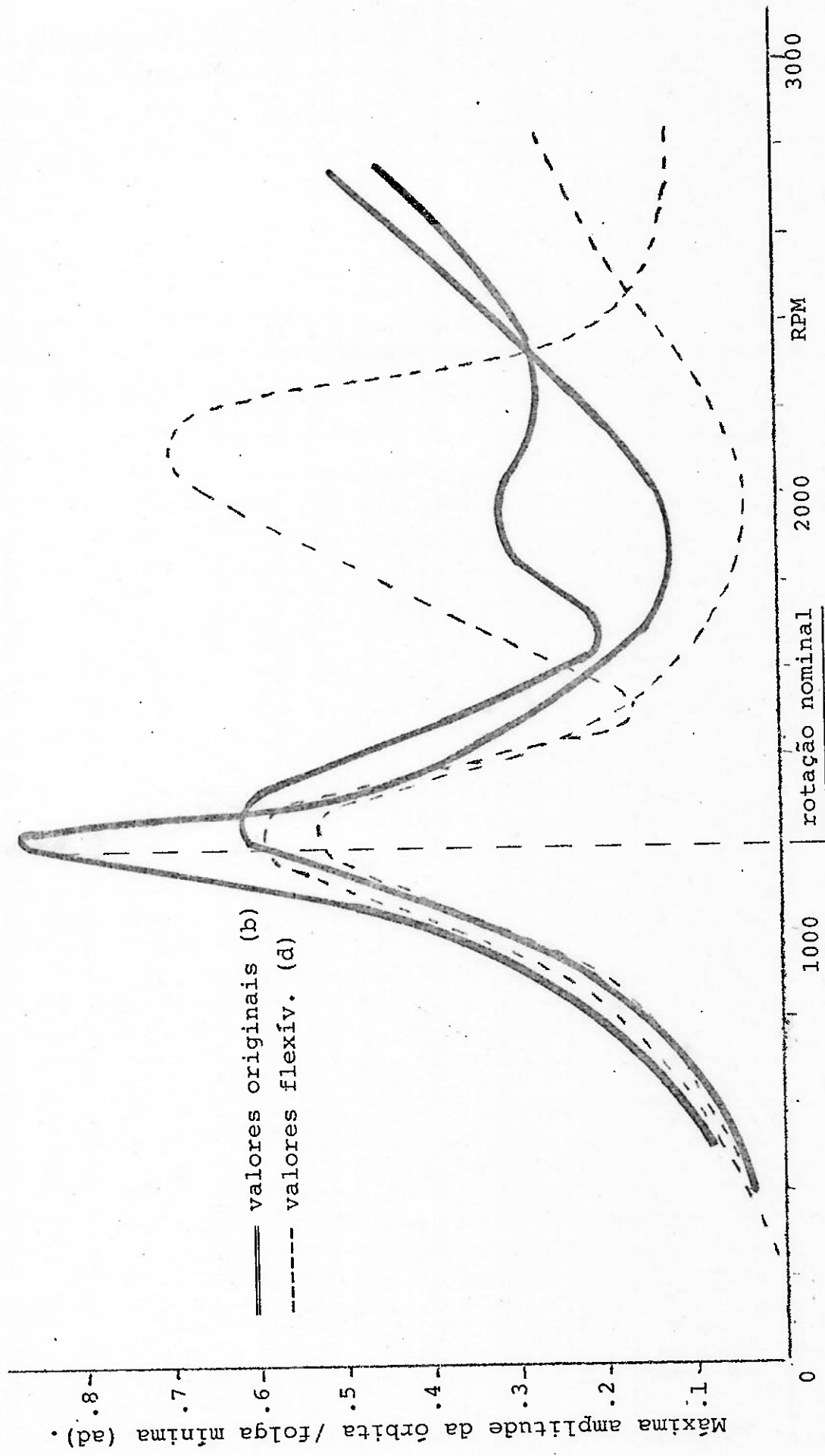


FIGURA 7.12- RESPOSTA DE AMBOS MANCAIS EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO DO ROTOR A; PARA RIGIDEZ ORIGINAL DOS PEDESTAIS E PARA MENOR RIGIDEZ DO PEDESTAL LOA (desb=0.13 kg-m).

7.2. SIMULAÇÃO DO SISTEMA COM MANCAIS DO ROTOR B.

7.2.1. DESCRIÇÃO DO SISTEMA

Tal como foi explicado no ítem 4.11.3, os mancais do rotor B correspondem a aqueles com folgas modificadas pela COSIPA. As diferenças e as dimensões destes mancais estão listados na Tabela Nº 4.1, donde se observa que o seu grau de abaulamento é 27% maior quando comparados com os mancais originais.

Nesta parte do estudo determinar-se a resposta do sistema ao desbalanceamento deste rotor. O desbalanceamento escolhido é de 0.13 kg-m, ou dito de outra forma, colocará-se uma massa, m_d , de 0.1 kg excentricamente a uma distancia de 1.3 m. A máxima rotação pesquisada será 3000 RPM.

As dimensões do sistema e os parâmetros do rotor estão listados nas Tabelas 7.1 e 7.2.

7.2.2. RESPOSTA DO SISTEMA SOBRE UMA FAIXA DE VELOCIDADES.

A resposta do sistema é mostrado na Figura 7.13, como uma função da velocidade do rotor, para um desbalanceamento do disco de 0.13 kg-m. A amplitude máxima corresponde novamente ao pedestal LOA e acontece muito próximo à rotação nominal. Este pedestal apresenta um segundo pico a 2550 RPM. A curva que corresponde à vibração do pedestal LA mostra dois picos de menor intensidade, nas mesmas rotações críticas do rotor A, i.é., a 1350 RPM e 2100 RPM.

A amplitude de orbitação dos colos, mostrados na mesma Figura, são de igual ordem de grandeza sobre a gama de velocidades pesquisadas. O primeiro pico acontece a 1320 RPM, e é levemente menor que a primeira frequência natural dos pedestais, enquanto que um segundo grande pico está se apresentando no fim da faixa de rotações simulada.

Na rotação nominal a amplitude do pedestal LOA é 45% maior que a oscilação do pedestal LA. Na prática essa diferença tem sido menor, ou dito de outro modo, a vibração do pedestal LA, em media, tem uma oscilação 30% menor quando comparada com a oscilação do outro pedestal. Verifica-se que o valor da sensibilidade deste pedestal é bastante variável, decorrente da propria localização no sistema: mais próximo da estrutura do motor, sujeito ao desalinhamento do acoplamento, abraçadeira metálica, etc.; que alteram as suas características dinâmicas e conseqüentemente a sua resposta.

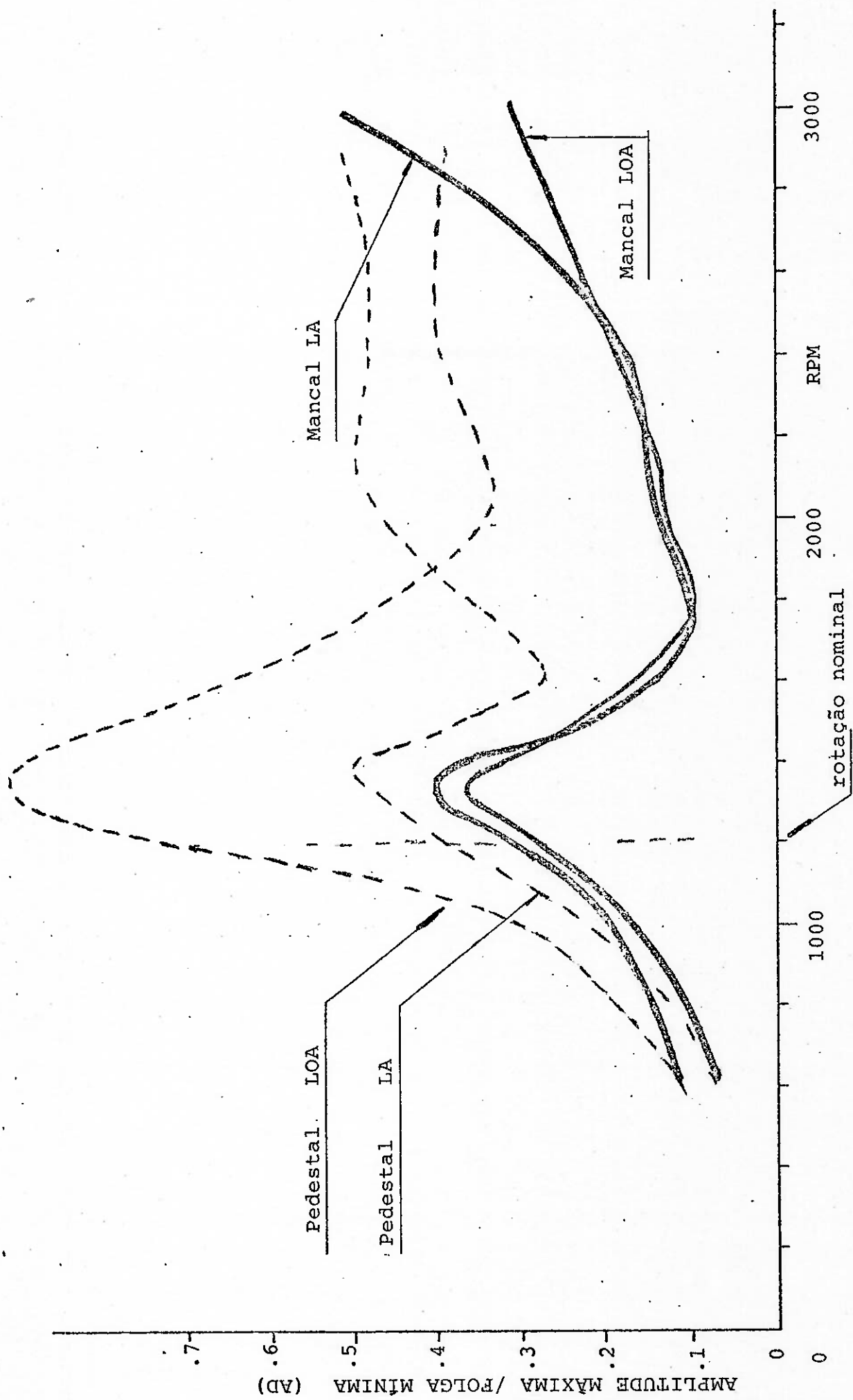


FIGURA 7.13- RESPOSTA DE AMBOS MANCAIS E PEDESTAIS EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO COM MANCAIS DO ROTOR B (desb=0.13kg-m)

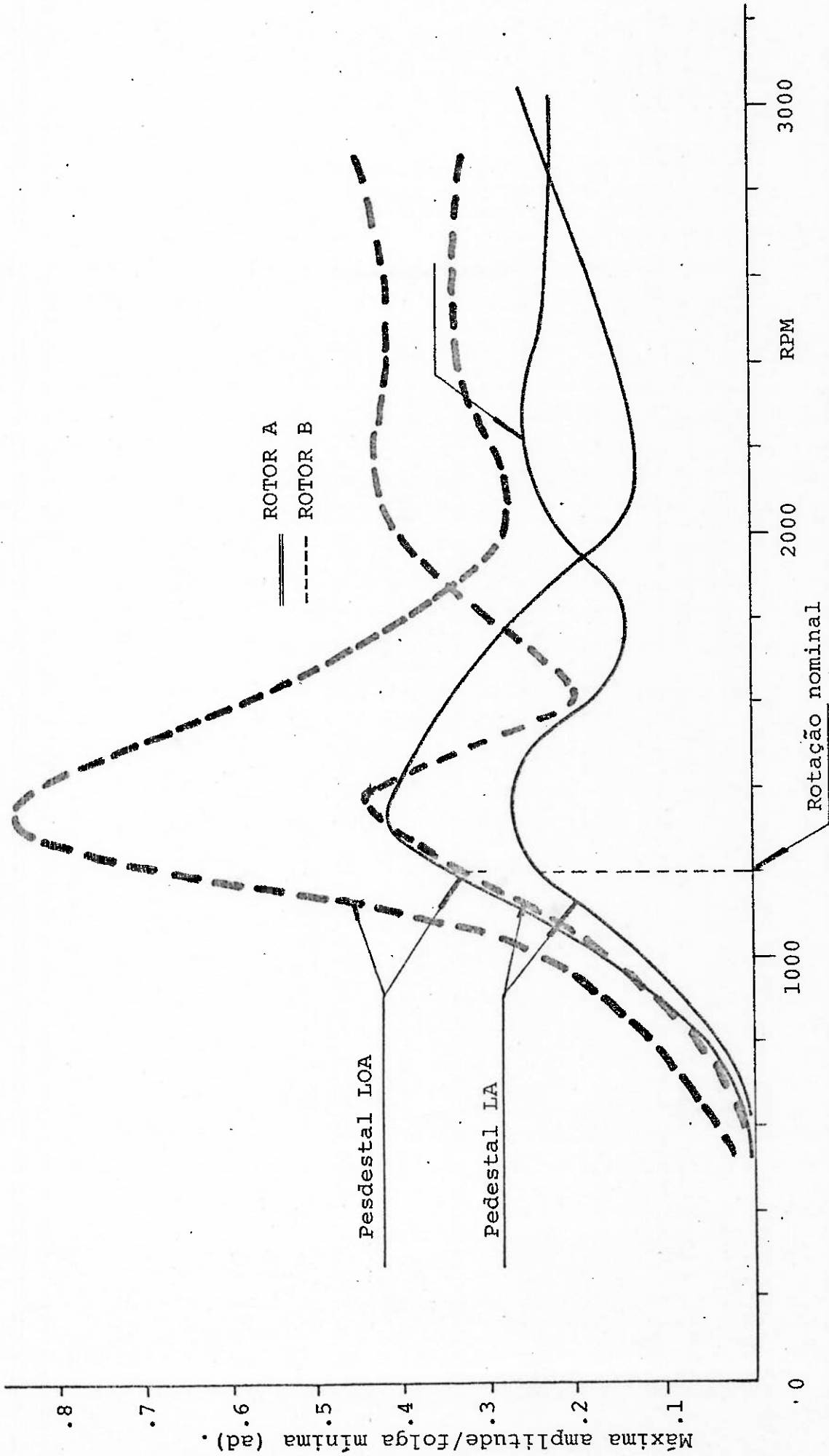
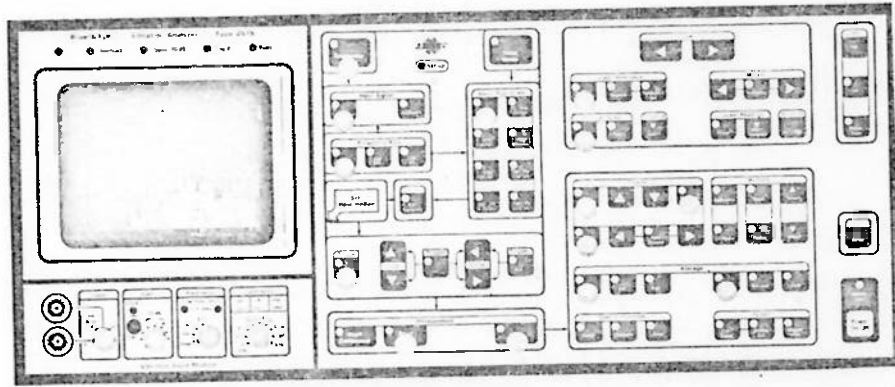
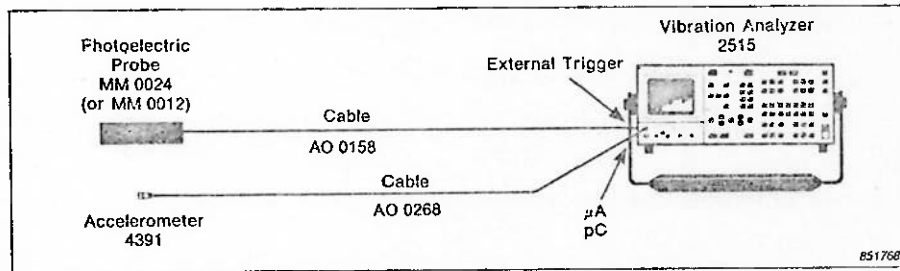


FIGURA 7.14- COMPARAÇÃO DA RESPOSTA DE AMBOS PEDESTAIS EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO DO ROTOR A E ROTOR B; (desb=0.13 kg-m) .

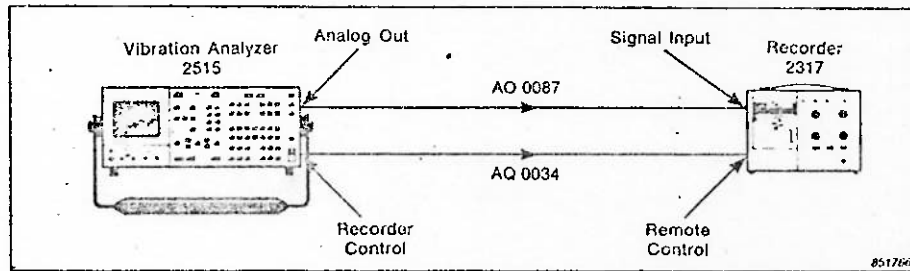
A amplitude do pedestal LOA apresenta uma sensibilidade de 70 μm de amplitude absoluta por cada 100 grs. que são colocados na periferia do Ventilador. Isto demonstra boa concordância com os resultados experimentais ilustrados na Figura 7.13. A comparação das respostas de ambos rotores estudados até o presente momento, mostra-se na Figura 7.14, para o mesmo desbalanceamento. Tal como apontam os resultados experimentais mostrados na Introdução, este último rotor pesquisado tem uma sensibilidade 60% maior, tendo como referência a amplitude do pedestal LOA. Isto comprova a suspeita que se tinha desde o começo deste estudo, que a alteração do formato dos mancais seria o responsável pelo aumento da sensibilidade do sistema. A escolha inadequada das novas folgas foram as responsáveis diretas das amplitudes maiores dos pedestais porém a amplitude relativa dos mancais diminuiu devido ao afastamento de seu primeiro pico da rotação nominal. A amplificação da resposta do pedestal deve-se à diminuição do amortecimento horizontal do filme lubrificante. Isto pode-se verificar na medição da agudez da ressonância correspondente a 1350 CPM; enquanto que o rotor original apresenta um fator de amplificação de 2.33 (conforme definição da Norma API 610, Figura 2), o rotor modificado na COSIPA apresenta um fator de amplificação de 2.65.



a) Analizador de Vibrações



b) Sensor de vibrações e célula fotoelétrica.



c) Registrador de vibrações.

FIGURA 7.15- INSTRUMENTAL UTILIZADO NAS MEDIÇÕES DE VIBRAÇÕES.

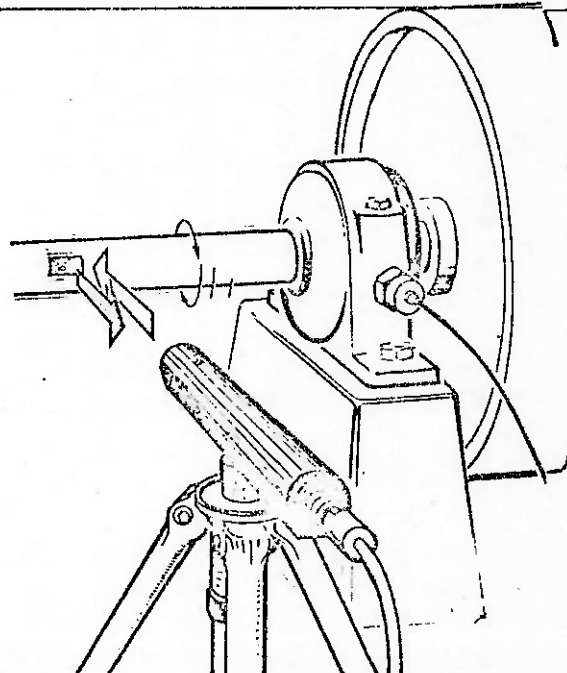


FIGURA 7.16- MONTAGEM DO SENSOR E CÉLULA FOTOELÉTRICA

7.3. VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL DO MODELO.

7.3.1. GENERALIDADES.

A fim de mostrar com mais detalhes a validade do modelo simulado, realizaram-se uma série de testes com o Ventilador. Para esse efeito utilizou-se somente dos recursos disponíveis na época no Grupo de Diagnose da Gerência de Engenharia de Manutenção-COSIPA. Para a coleta dos dados usou-se um analisador de vibrações digital fabricado pela Bruel & Kjaer tipo 2515 mostrado na Figura 7.15. As oscilações são captadas por sensores piezoelétricos (acelerômetros) instalados nos mancais ou odestais e depois digitalizados. Este sinal digitalizado pode ser mostrado na própria tela do analisador no domínio do tempo ou frequência (FFT), e depois armazenados numa das 100 memórias do aparelho. A análise das vibrações pode ser feita no mesmo instrumento ou através de um microcomputador, previa transferência dos dados. Os valores armazenados podem ser graficados em um registrador B&K tipo 2317 ou na impressora do microcomputador.

A fase do sinal é computado pelo aparelho usando uma célula fotoelétrica da B&K tipo MM0024. Além desse instrumental usaram-se 2 analisadores analógicos da IRD Co. tipo 330 e 350. Uma típica montagem dos sensores e medidor de fase fotoelétrico está ilustrado na Figura 7.15. Na medição das oscilações absolutas usou-se o dispositivo, de material Celeron, mostrado na Figura 7.16. Os colos, para estas medições foram previamente preparados e retificados a fim de evitar erros de forma. Uma saída típica por intermedio de impressora de uma medição no eixo, se mostra na Figura 7.16.

MANGAL LOA - ANTES DE INSTALAÇÃO DO ABSORVEDOR-DIR. HORIZONTAL

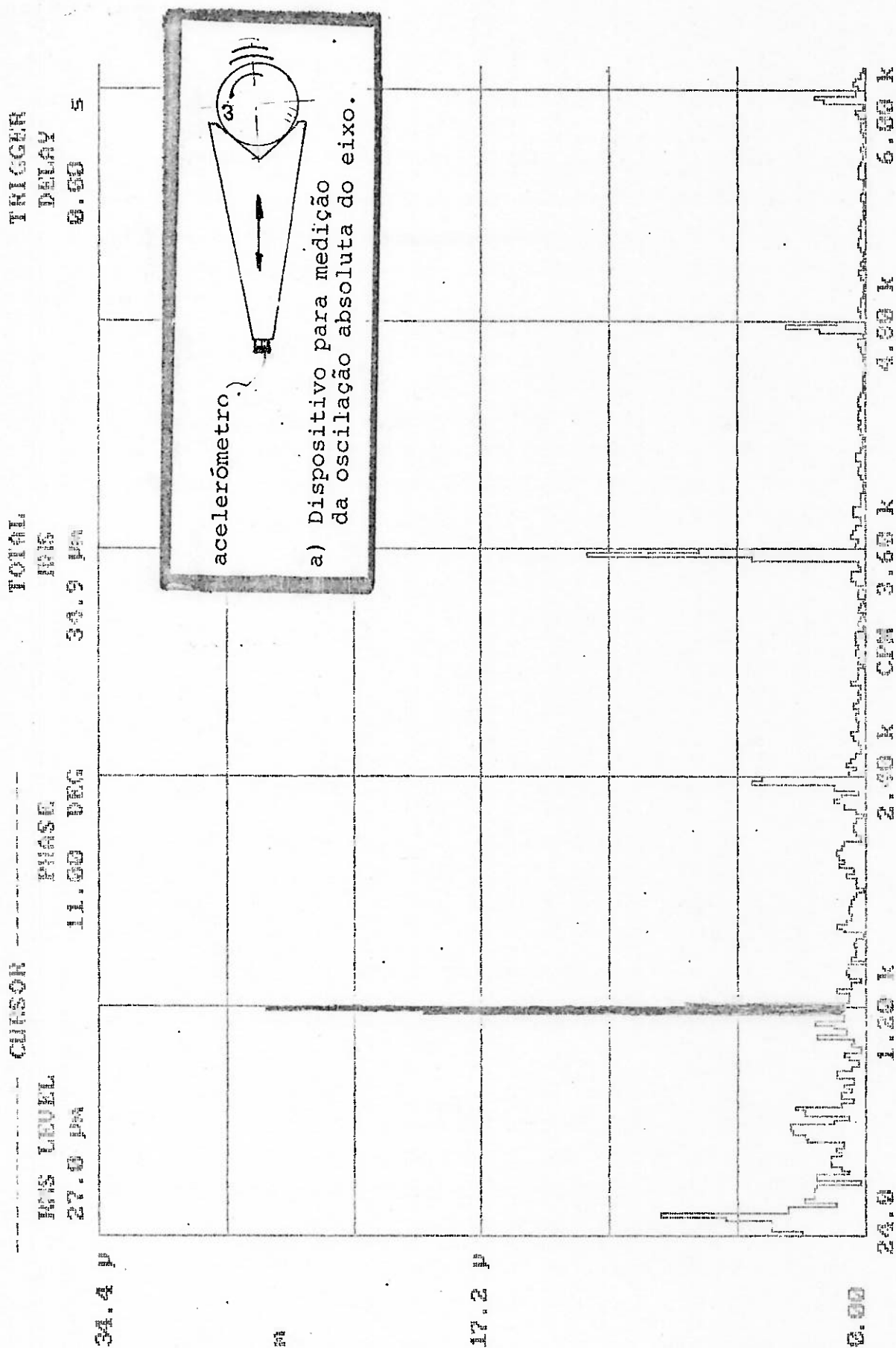
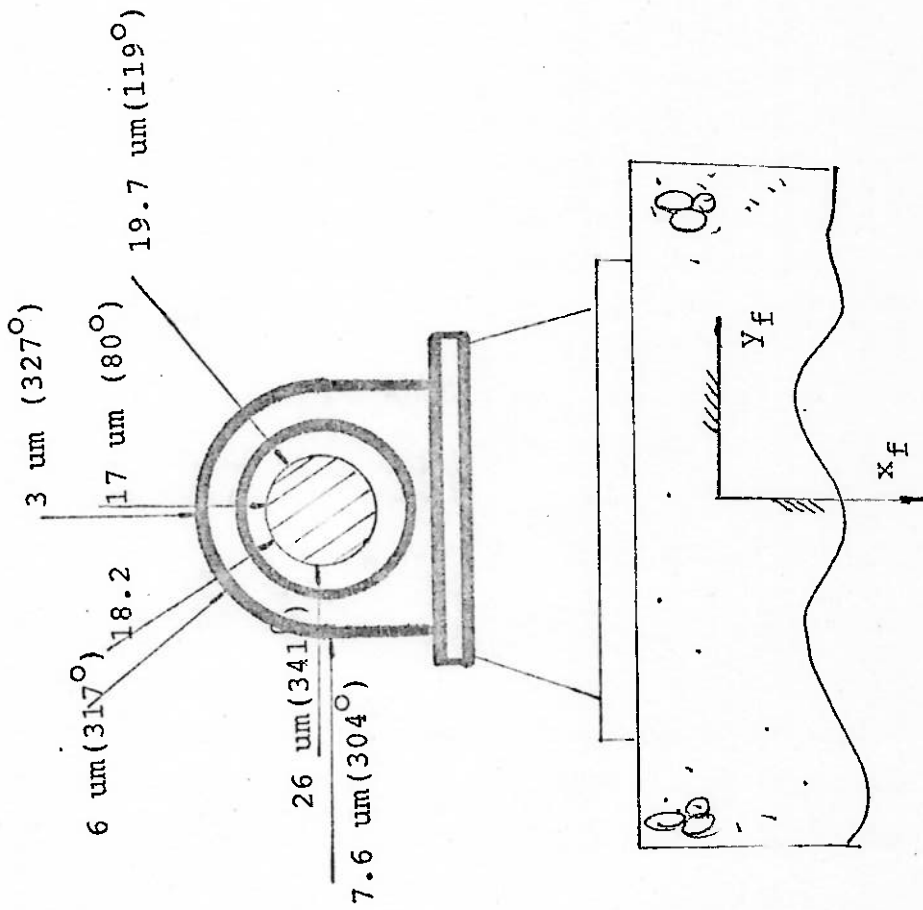
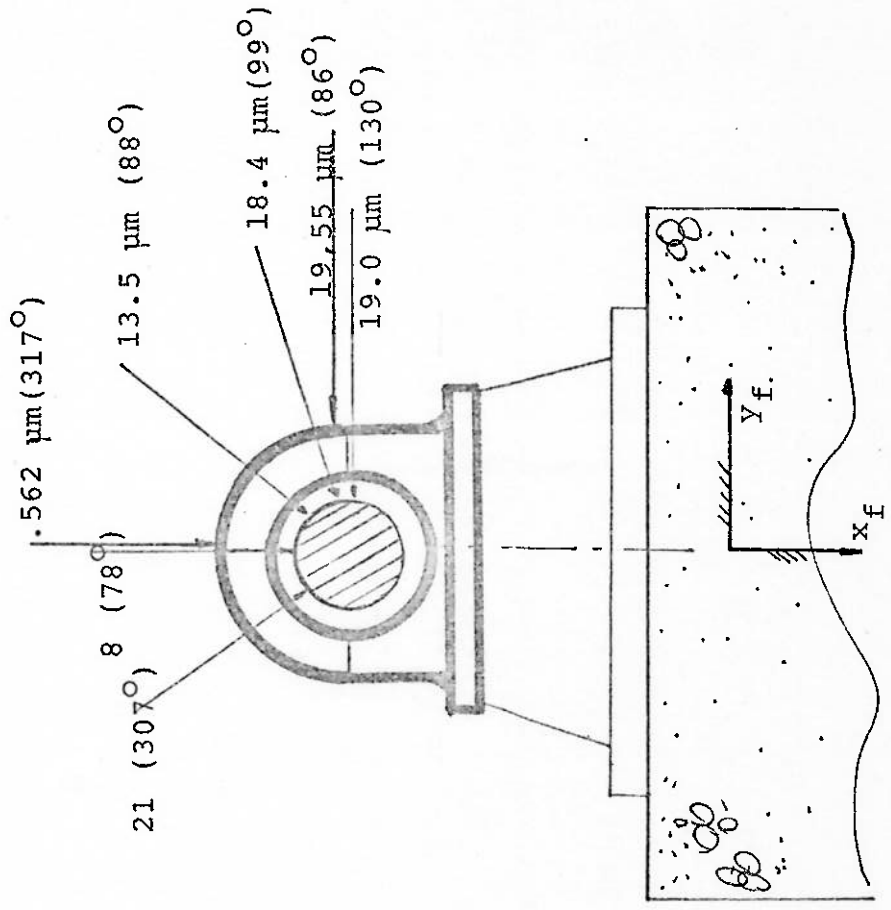


FIGURA 7.16- DISPOSITIVO PARA MEDIÇÕES DE VIBRAÇÕES NO EIXO E TÍPICA ESPECTRO DE VIBRAÇÕES , COM DESTAQUE NA AMPLITUDE E FASE.



b) MANCAL LA



a) MANCAL LOA

FIGURA 7.17- VIBRAÇÕES ABSOLUTAS DO VENTILADOR COM DESBALANCEAMENTO DE 0.05 kg-m.

7.3.2. RESULTADOS DA VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL.

Para se realizar as medições ,o Ventilador foi desbalanceado com uma massa de 0.04 kg,colocada num raio de 1.25 m de tal forma que o desbalanceamento fosse de 0.05 kg-m.O rotor testado corresponde ao Ventilador que possui mancais modificados (rotor B).Os resultados encontram-se indicados na Figura 7.17.

A partir desses valores pode-se facilmente conhecer o verdadeiro movimento do eixo relativo ao pedestal.Na Figura 7.18a,mostram-se os valores absolutos e relativos do mancal LA. Da comparação dos movimentos orbitais apresentados comprova os dados fornecidos pela simulação do ítem 7.2.2,onde se tinha observado que o movimento do mancal LA tem uma amplitude maior,isto é devido a sua menor capacidade de carga.Isto demonstra que o modelo apresentado e discutido nesta Dissertação está correto.A amplitude relativa do do mancal LA ,mostrada na Figura 7.18,é de 0.34 e de 0.23 para o mancal LOA.Comparando com os dados fornecidos pela simulação da Figura 7.13, adiferença para o mancal LA é de um 23% e de menos 3 % para o mancal LOA.Novamente o mancal lado acoplamento é aquele que mais alta divergência apresenta.Isto deve ser atribuído ao pequeno movimento de oscilação do seu pedestal no momento da medição, além das particularidades dinâmicas que este pedestal apresenta através do tempo e que foram discutidas previamente.De qualquer forma, uma análise global das medições realizadas e mostradas aqui,indicam que o modelo descreve muito bem o comportamento do sistema SRMP nas diversas situações para 1200 rev/min.Os valores fornecidos pela experiência tem alta precisão devido a,entre outras causas, à elevada qualidade dos instrumentos.

Finalmente,fica claro que os movimentos orbitais são demasiados grandes e sua orientação fundamentalmente é horizontal,devido à menor rigidez que o filme de óleo apresenta nessa direção.Também acontece o mesmo com o pedestal LOA que ,como se verá a seguir, a diminuição da sua flexibilidade será fundamental para uma solução definitiva do problema.

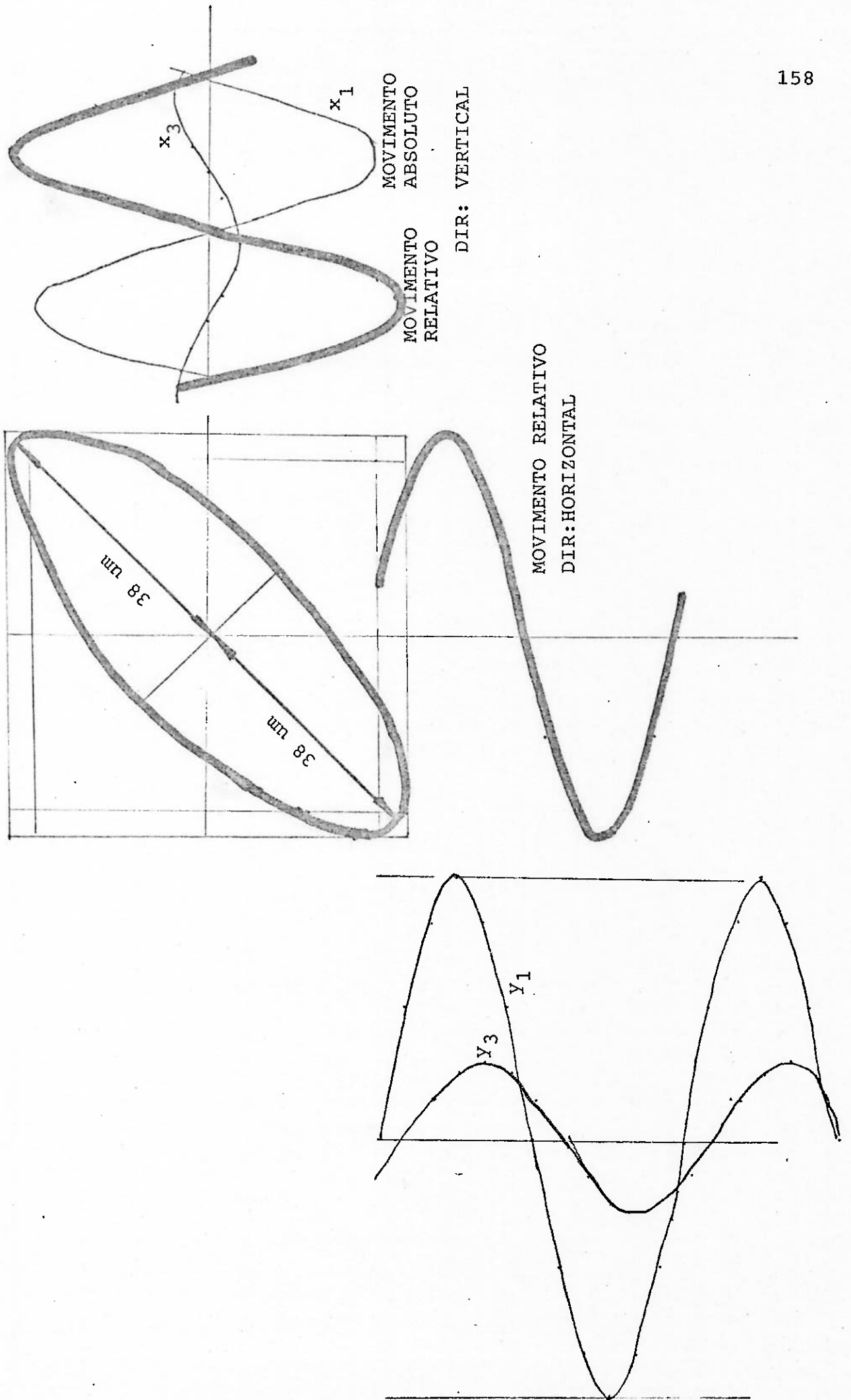
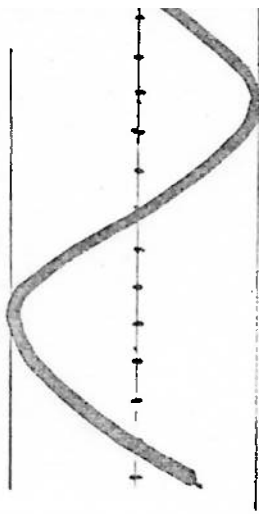
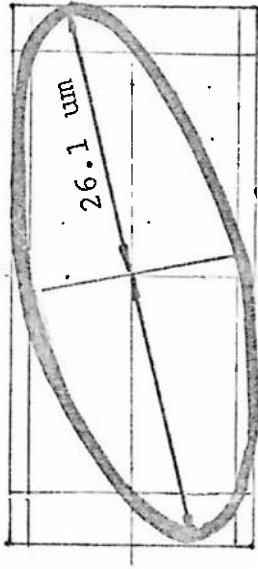


FIGURA 7.18a- MOVIMENTO RELATIVOS E ABSOLUTOS MEDIDOS NO MANCAL LA-ROTOR B ($J_B=0.05 \text{ kg-m}$)

MOVIMENTO RELATIVO



DIR: VERTICAL



MOVIMENTO RELATIVO
DIR: HORIZONTAL

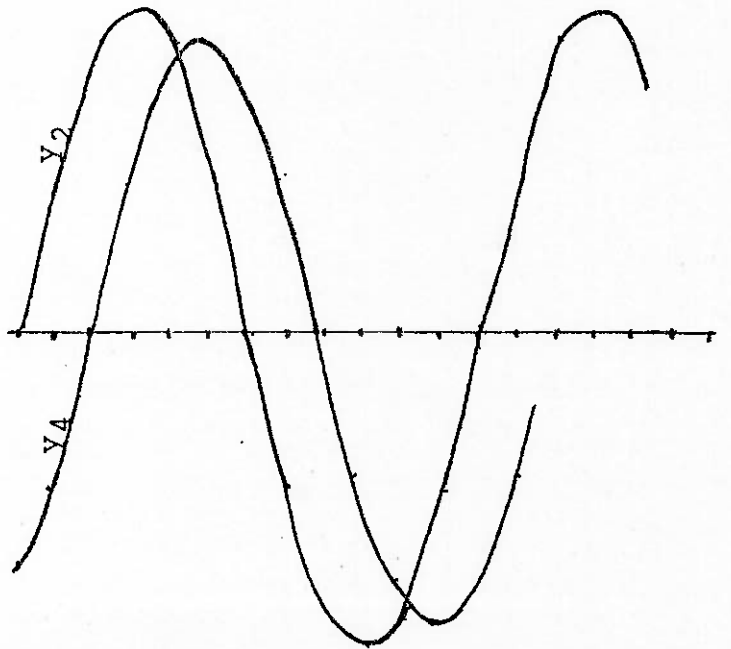
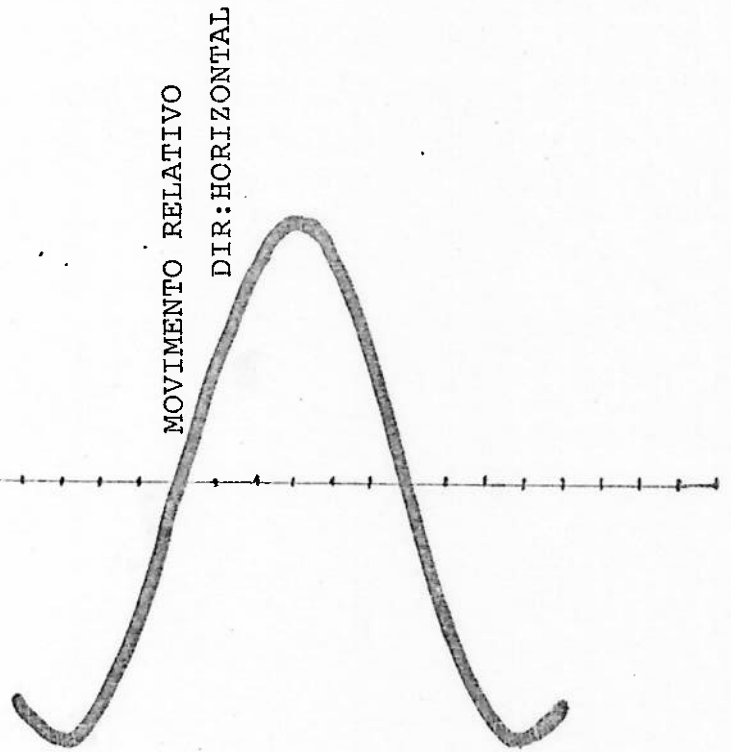


FIGURA 7.18b- MOVIMENTOS ABSOLUTOS E RELATIVOS MEDIDOS NO MANCAL LOA (DESB=0.05 KG-M)

8- Propostas de Solução

8.1. Simulação com aumento da rigidez dos pedestais.

8.1.1 Alteração da rigidez do pedestal L O A.

Nesta parte do estudo se analisará a resposta do rotor A quando o pedestal lado não acoplado se torna 10 vezes mais rígido, conservando os demais parâmetros do sistema constantes. O desbalanceamento selecionado será 0,13 Kg-m. A resposta do sistema encontra-se na figura 8.1, como uma função da rotação do rotor. Observa-se que a amplitude do pedestal alterado é bem menor, porém continua a apresentar um pico perto da rotação nominal do ventilador. Os picos apresentados pelo mancal e pelo pedestal lado acopl. são maiores e acontecem em rotações menores a 1800 RPM. Quando se compara o resultado da alteração descrita acima com os valores originais, verifica-se que o pedestal L O A diminui em 73% de seu valor original (ver figura 8.16), enquanto que o pedestal LA decrece em 32%. Isto significa que embora o pedestal L O A é bastante mais flexível, não basta somente alterar a rigidez de um pedestal. Portanto veremos a seguir a resposta do sistema quando ambos mancais são altamente rígidos.

8.1.2 Alteração da rigidez de ambos pedestais.

Sempre utilizando os parâmetros do rotor A, se apresenta na figura 8.2 a resposta do sistema com alteração de 22 vezes da rigidez original. Esta consideração foi levada em conta devido à viabilidade concreta de travar os pedestais. Estes valores foram calculados usando as mesmas fórmulas do item 2.6.3.4 e o resultado mostrado através da fig. 8.2 indica que o movimento dos pedestais se reduz a valores muito baixos (5% do maior valor original).

A primeira velocidade crítica se apresenta em 3050 CPM, e corresponde ao movimento de translação do rotor. Os pedestais tem sua frequência natural em valores muito acima de 4.000 CPM.

O reforço dos pedestais, simulado nesta parte do estudo, não foi a única proposta de solução considerada. Sabendo que a rigidez lateral dos mancais tem bastante influência, simulare-mos a seguir a resposta do sistema com variações no formato dos mancais.

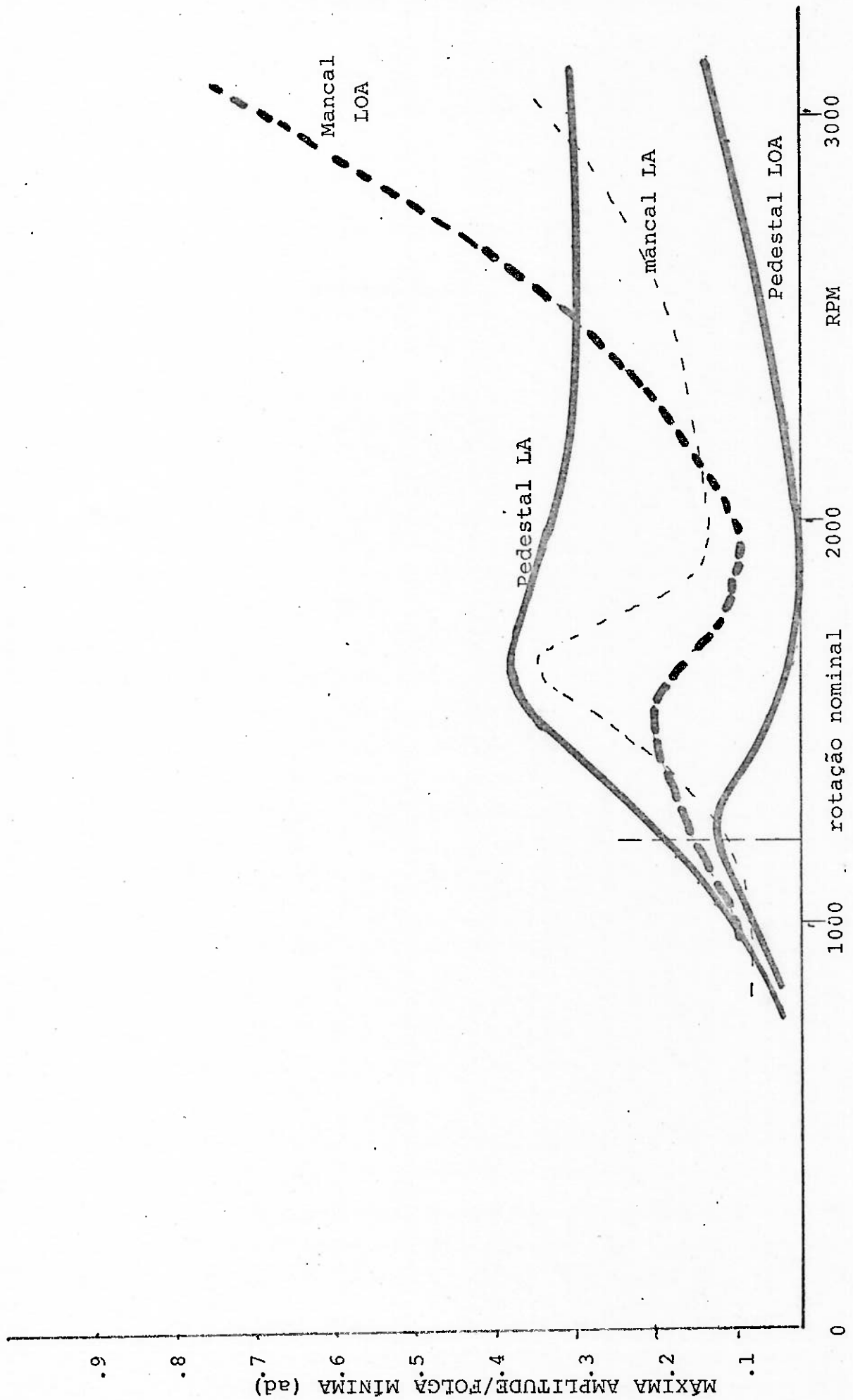


FIGURA 8.1a- RESPOSTA DO ROTOR COM ALTERAÇÃO DA RIGIDEZ DO PEDESTAL LOA EM 10 VEZES (DES=.13 kg-m)

AMPLITUDE MÁXIMA / FOLGA MÍNIMA (AD)

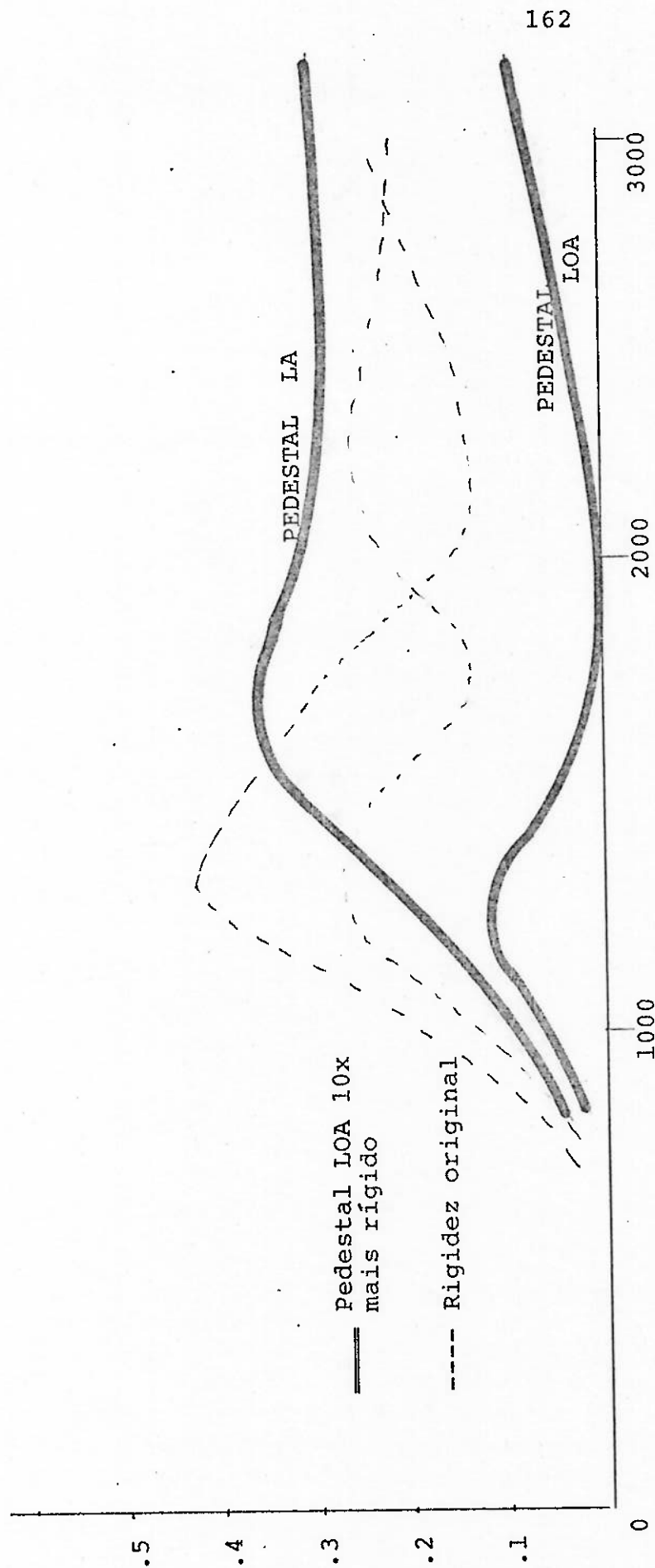


FIGURA 8.1b- COMPARAÇÃO DA RESPOSTA ORIGINAL COM ALTERAÇÃO DA RIGIDEZ DO PEDESTAL LOA (desb=.13 kg-m)

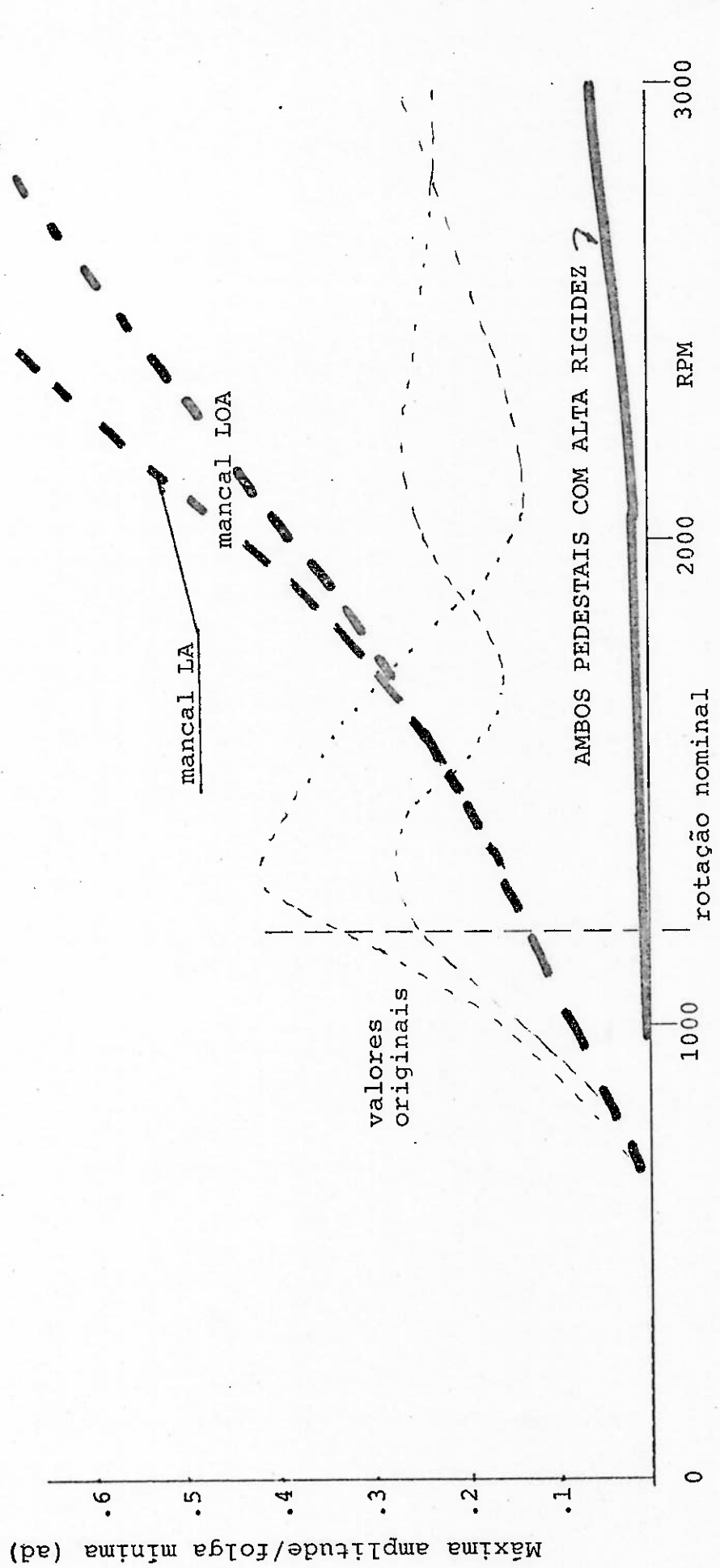


FIGURA 8.2 -RESPOSTA DE AMBOS PEDESTAIS DO ROTOR A ;EM FUNÇÃO DA ALTA RIGIDEZ DOS PEDESTAIS, (desb=0.13 kg-m).

Para isso, consideremos um modelo simplificado com vistas a acelerar a resposta do computador. Para se levantar uma curva como a que foi mostrado mediante a figura 8.2 leva varias horas de computação. Um ponto pesquisado, por exemplo 3.000 RPM, o computador leva 285,67 segundos de CPU. O processamento deste ponto termina quando se alcança o movimento permanente (16 voltas).

8.2. Simulação do Sistema com Alteração nos Formatos dos Mancais. Modelo Simplificado

8.2.1 Característica do modelo simplificado.

Tal como foi pesquisado no capítulo anterior, o pedestal L O A é aquele que influi em forma mais intensa na resposta do sistema. Para tanto, o modelo simplificado levará em conta os parâmetros deste pedestal, e a massa do rotor será concentrada no colo do mancal L O A, de tal forma que o efeito giroscópico será nulo. A massa de rotor poderá sofrer desbalanceamento.

Na figura 8.3 mostra-se o movimento transiente e permanente do mancal com desbalanceamento de 0,26 Kg m. Pode-se observar que existe apenas pequenas diferenças com o modelo completo e mostrado na figura 7.5. Verifica-se também que o movimento dos pedestais não tem grandes diferenças. Portanto, o modelo é altamente apropriado para comparar, por exemplo, o efeito da mudança dos formatos dos mancais. Para alcançar o movimento estável (em 10 rotações) o computador leva agora um tempo de 91 s de CPU, com um incremento "ótimo" de 0,0005 seg., isto representa uma diminuição de 2/3 no tempo de processamento.

8.2.2 Resultado da simulação de vários mancais.

Uma alternativa cogitada na época da crise foi alterar os mancais, porém, não se sabia os seus efeitos. Na figura 8.4 se mostra a resposta dos pedestais, porém, sem alterar as "bolsas de óleo".

Observa-se que o mancal, que corresponde ao rotor B ($X_m=2,5$), é aquele que mais alta sensibilidade apresenta. A medida que a excentricidade do lóbulo é diminuída até tomar a forma circular ($X_m=1$), a resposta é menor, tanto nos pedestais como nas órbitas.

Isto é devido principalmente ao aumento do amortecimento do filme de óleo, representado pela agudez da ressonância. Porém não se registram modificações substanciais no valor da frequência natural fundamental. É por isso que não se recomenda nenhuma alteração nestes elementos, a não ser voltar aos valores do projeto, isto é voltar a trabalhar com mancais de dimensões originais.

Seguidamente outras medidas foram cogitadas para afastar o sistema da ressonância, e cujas simulações passaremos a mostrar.

8.2.3 Simulação do sistema com absorvedor dinâmico de vibrações, modelo simplificado. (Ver Figura 8.5a).

Nesta parte do estudo mostraremos os resultados da simulação com absorvedores dinâmicos de vibração. O principio de funcionamento dos absorvedores encontra-se minuciosamente explicado entre outros, no livro "Dynamic Vibration Absorbers" de J.B Hunt [89]. O absorvedor será sintonizado à frequência de rotação e poderá variar a sua massa, m_a . Este novo dispositivo será um modelo simples e não possui amortecimento. Considerar-se-á também que o absorvedor atua na direção mostrada na figura 8.3 agora tem um grau de liberdade a mais, e como é um dispositivo linear o tempo de computação a mais não é significativo. A rotação máxima pesquisada é 2.500 RPM e o desbalanceamento de 0,26 Kg-m.

A mudança da resposta do sistema rotor-pedestal mancal simplificado é mostrado na figura 8.5 como uma função da rotação e a massa do absorvedor. Observa-se que imediatamente acontece uma diminuição substancial dos valores da oscilação do pedestal com massas consideradas não muito grandes. Por exemplo a massa do absorvedor de 60 Kg é capaz de baixar a oscilação do pedestal quase 50%.

Uma massa, m_a , de 200 Kg é capaz de deter quase completamente o pedestal deslocando a frequência natural a valores altamente seguros. Uma visão do que acontece no sistema (a 1200 RPM) com a variação da massa é mostrada na figura 8.6. Valores maiores a 150 Kg praticamente o movimento do pedestal cessa e a orbitação do eixo decresce a valores muito pequenos de tal forma que o mancal não corre nenhum risco. Com estes resultados analíticos foi argumento suficiente para implantar este novo dispositivo no siste

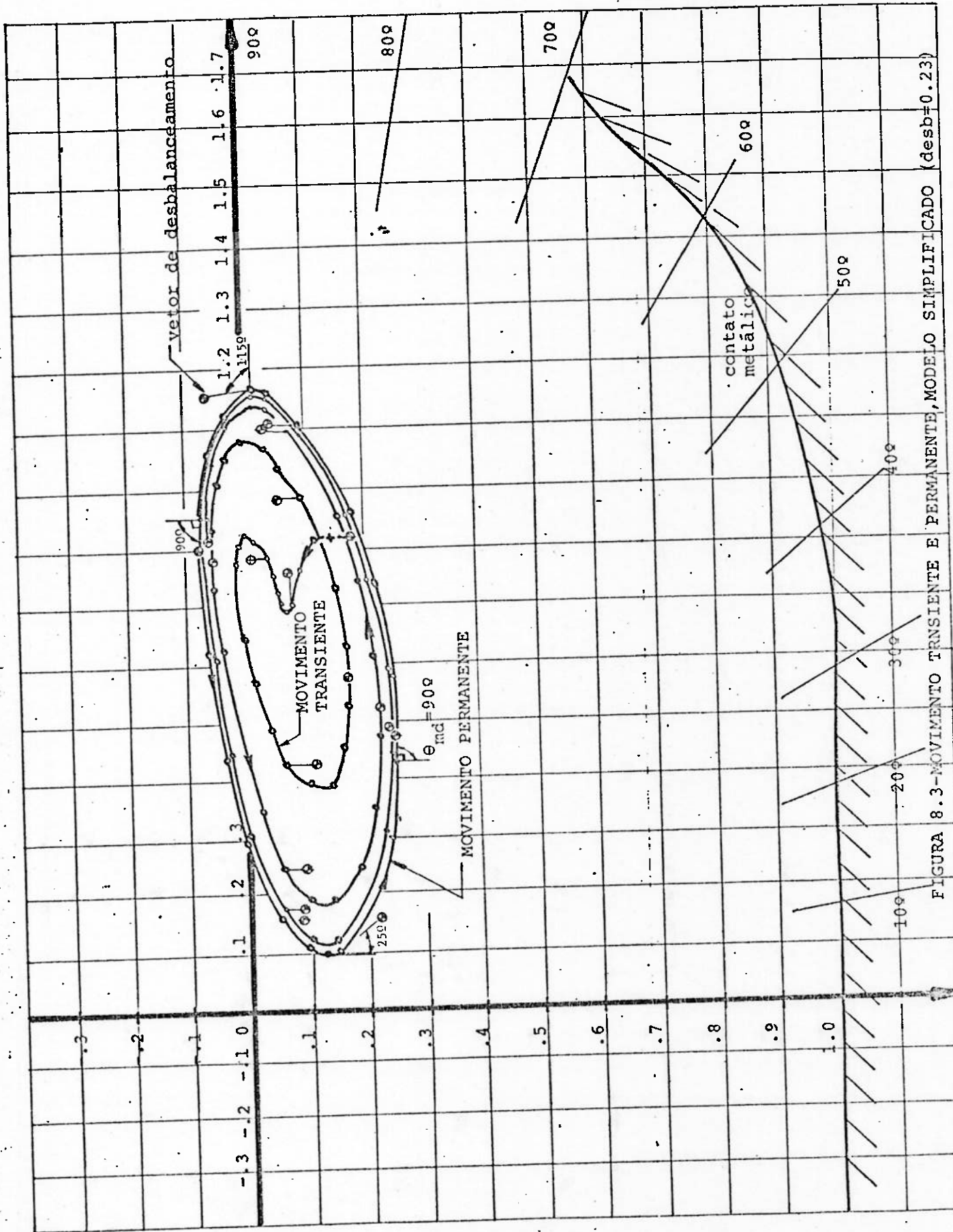


FIGURA 8.3-MOVIMENTO TRANSIENTE E PERMANENTE, MODELO SIMPLIFICADO (desb=0.23)

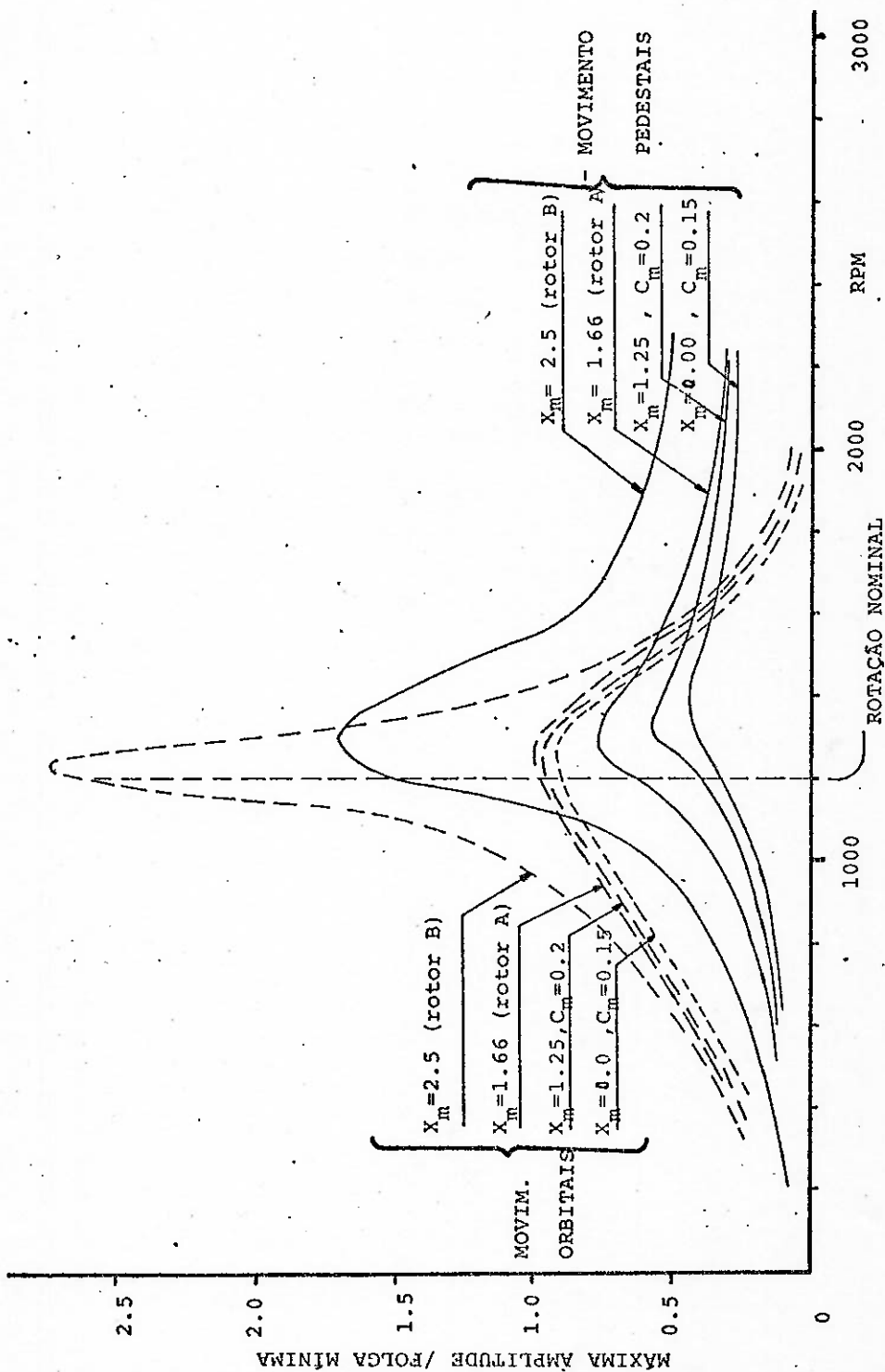
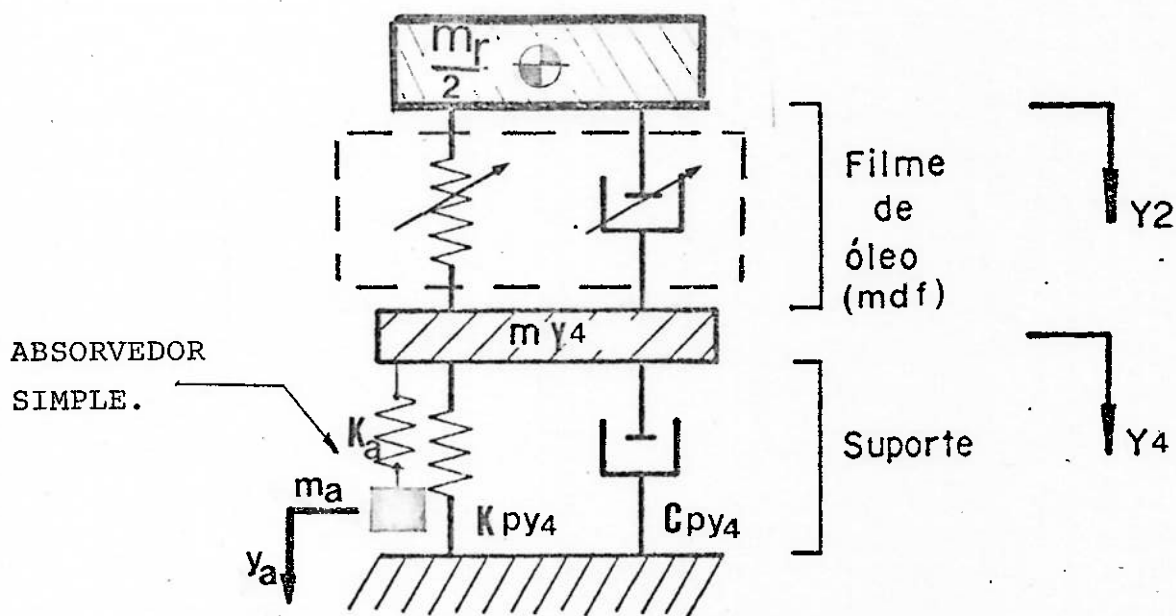
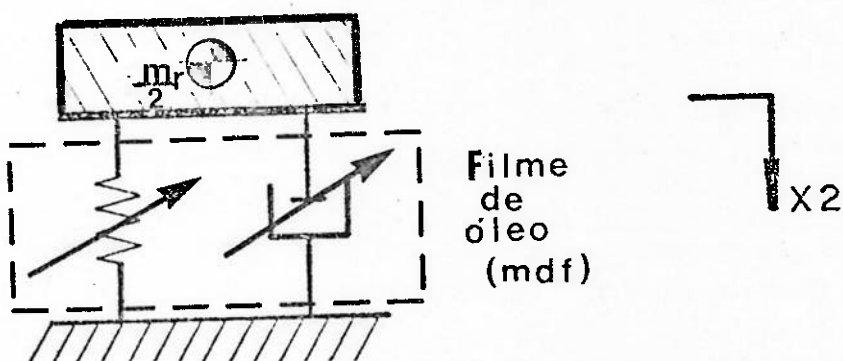


FIGURA 8.4- RESPOSTA DO PED. LOA E DE SEU MANCAL, EM FUNÇÃO DO FORMATO DO MANCAL E A ROTACAO, COM UM DESBALANCEAMENTO DE 0.26 kg-m.



(a) Modelo Horizontal



(b) Modelo Vertical

FIGURA 8.5a - MODELO SIMPLIFICADO, DESTACANDO O ABSORVEDOR

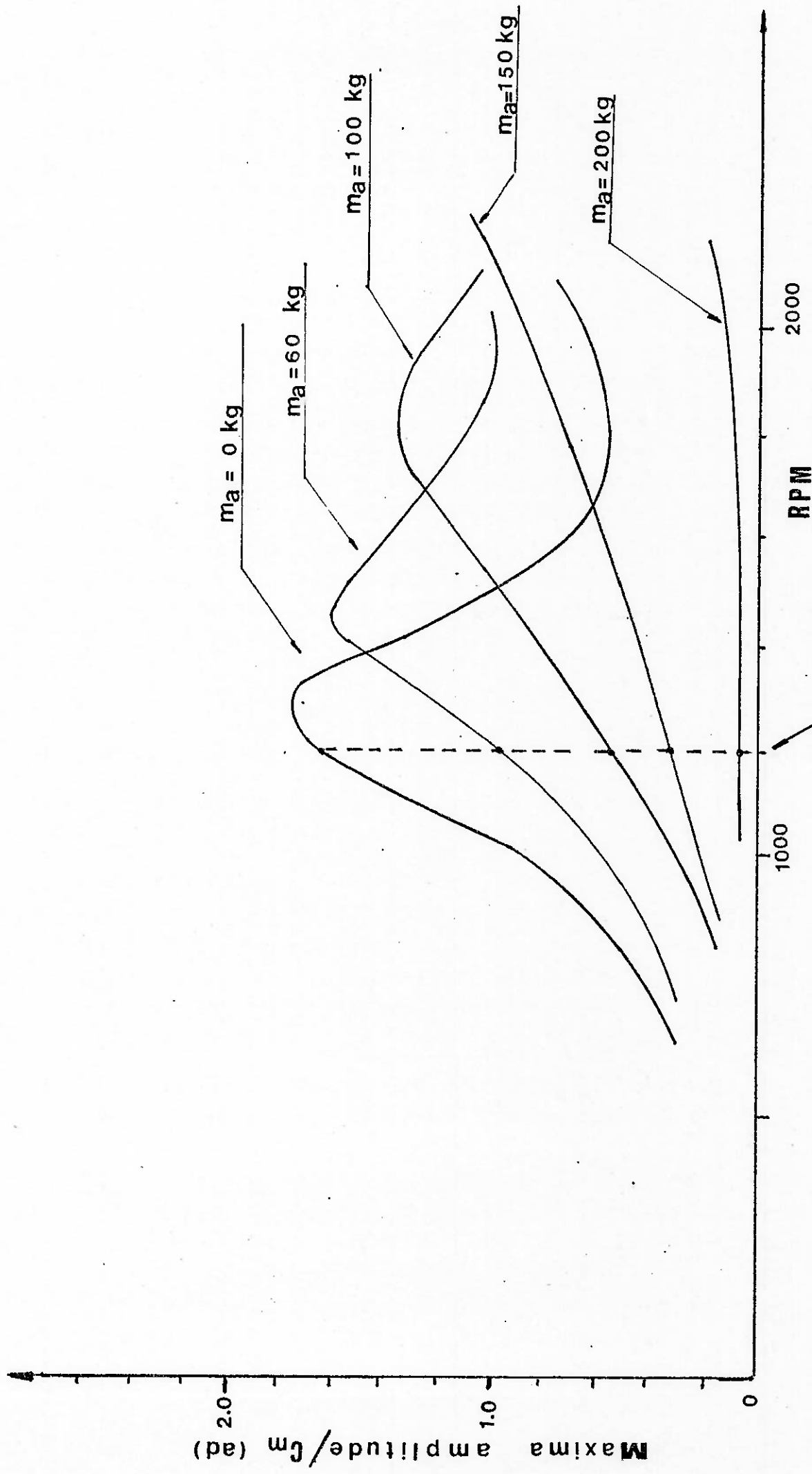


FIGURA 8.5- RESPOSTA DO PEDESTAL LOA EM FUNÇÃO DA ROTAÇÃO E MASSA DO ABSORVEDOR, m_a (des=0.26 kg-m).

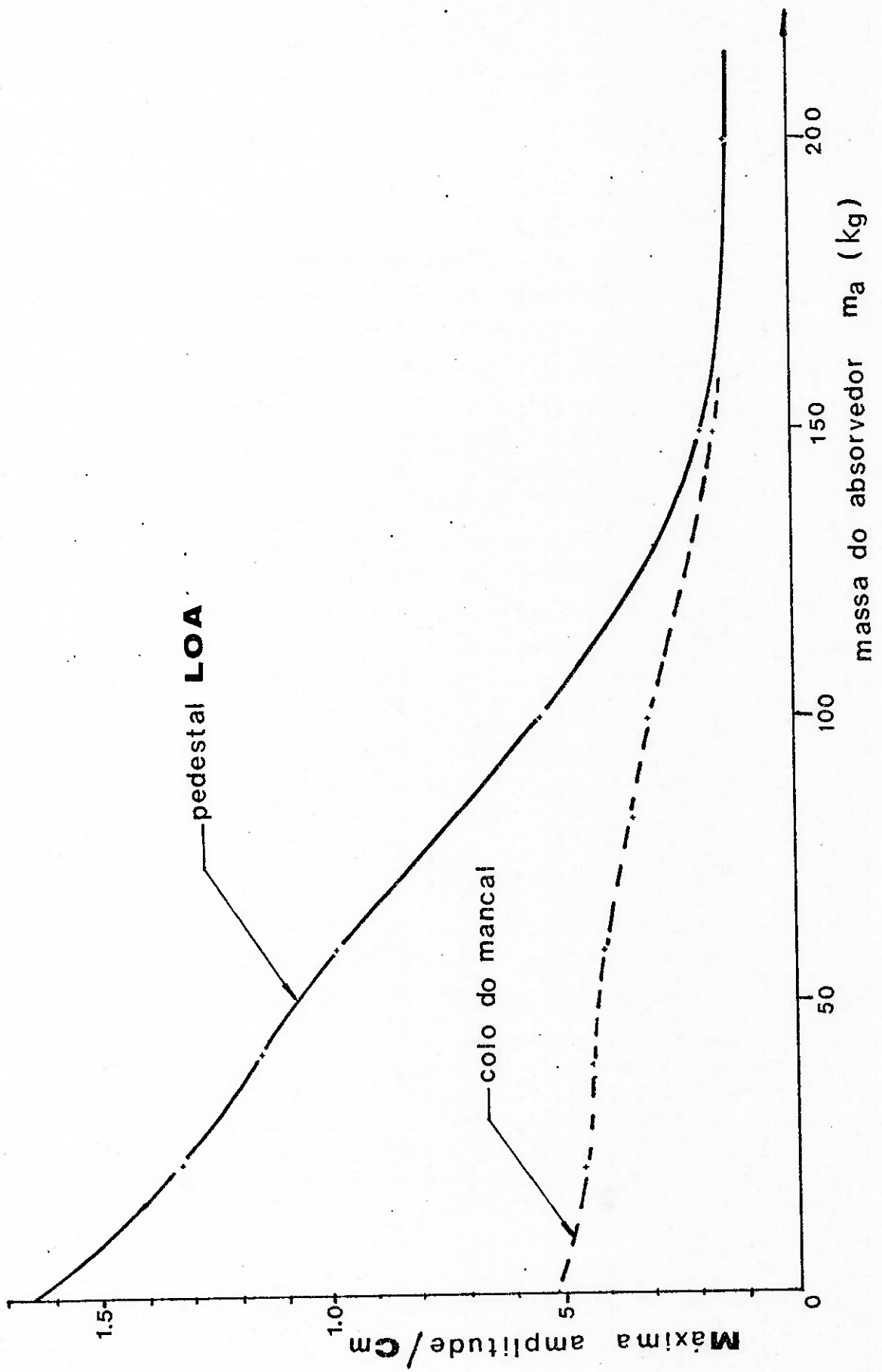


FIGURA 8.6- RESPOSTA DO PEDESTAL LOA EM FUNÇÃO DA MASSA DO ABSORVEDOR, m_a . 1200 RPM (desb=0.26 kg-m)

ma. Estes cálculos foram os principais responsáveis para orientar à equipe de engenharia na solução deste problema crônico.

9. RESULTADOS DAS IMPLANTAÇÕES

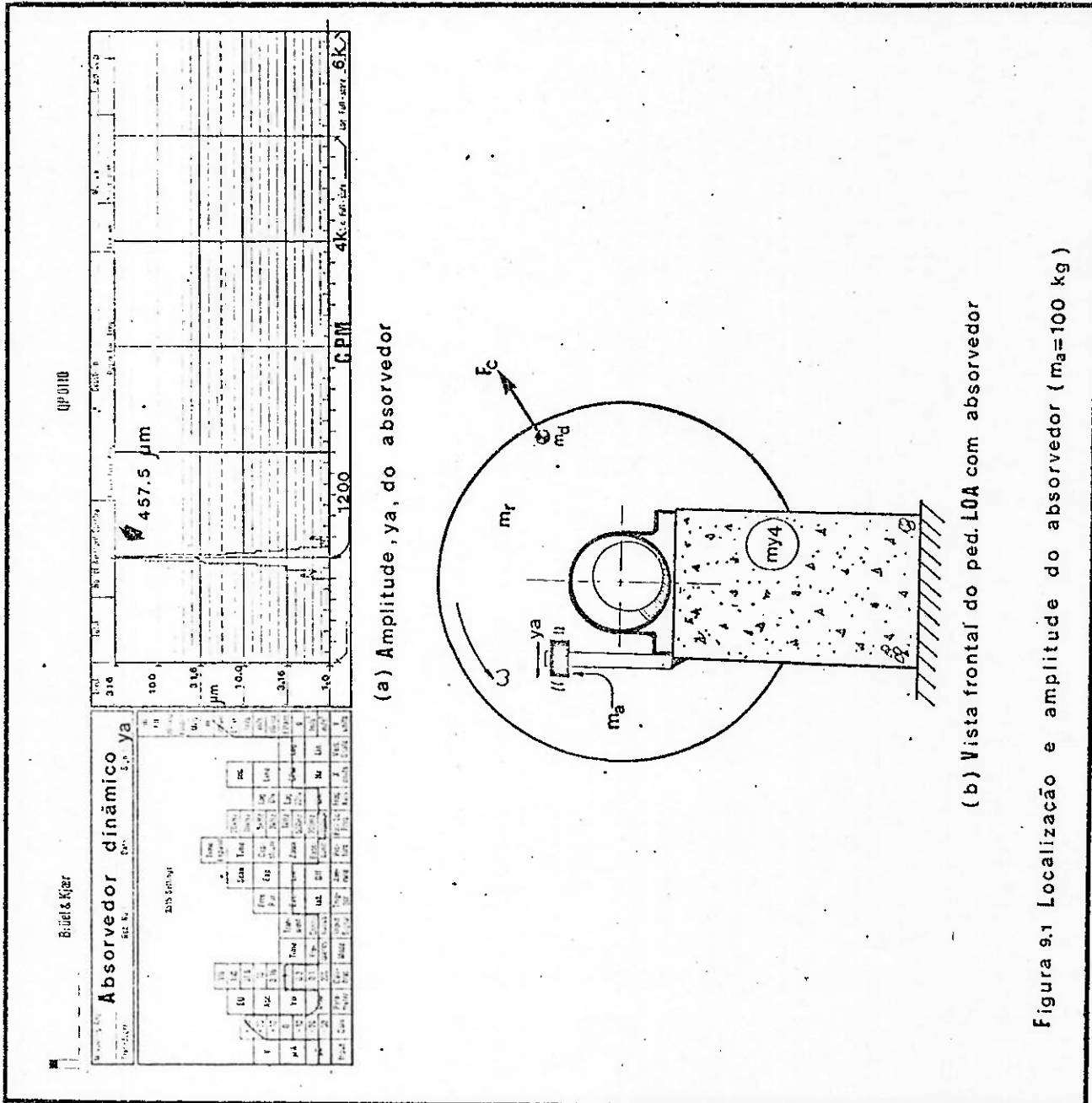
9.1. ABSORVEDOR DINÂMICO DE VIBRAÇÕES SIMPLES.

Foi projetado um absorvedor simples, composto de uma viga de seção retangular de $0.15 \times 0.05 \text{ m}^2$ e uma massa com altura regulável colocada no extremo livre, tal como se mostra na Figura 8.6.

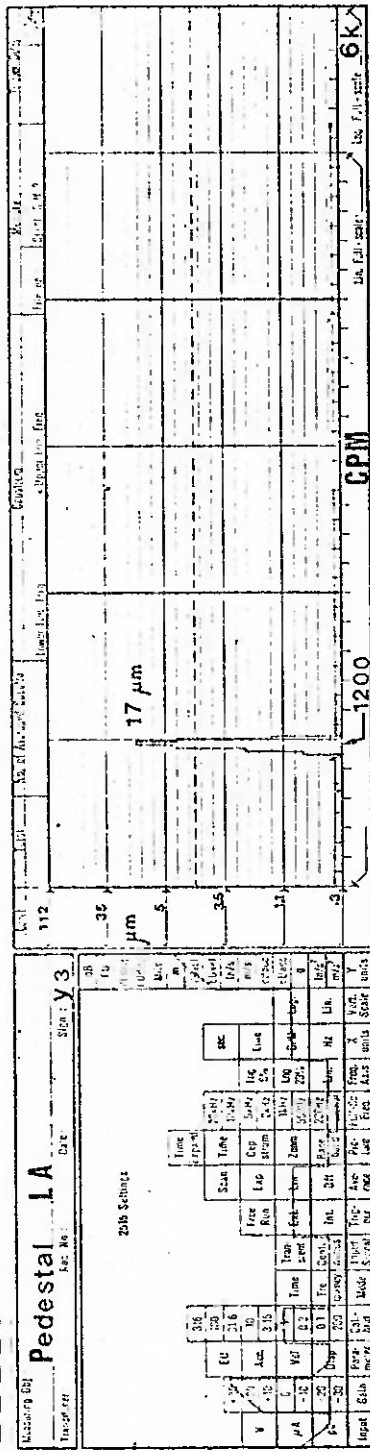
O painel, instalado na sala de operações do sistema, mostrava uma vibração de 3.6 mils correspondente ao pedestal LOA e uma vibração de 2.1 mils do pedestal LA. Isto acontecia nos instantes antes da instalação do absorvedor. Após a montagem e depois de realizar a sintonia deste novo sistema massa-mola, os valores de vibração diminuíram a 0.6 mils no pedestal LOA e 1.5 no outro pedestal. A massa do pedestal foi de apenas 60 kg. Um outro absorvedor simples foi instalado, agora no pedestal lado acoplamento, com uma massa de 70 kg. Após a sintonia deste, os valores da vibração decresceram ainda mais (0.4 mils em cada pedestal). Isto simplesmente confirmou aquilo que as simulações tinham apontado, a enorme inter-relação dos movimentos de ambos pedestais. Nas Figuras 9.1, 9.2 e 9.3 são mostrados os valores, tanto dos pedestais como do absorvedor, antes e após a instalação do absorvedor. Se observa que o resultado é altamente satisfatório.

Verificou-se, através de medições no eixo, que os valores absolutos da oscilação do eixo são muito pequenos após a implantação do absorvedor (ver Figura 9.4).

Este dispositivo foi útil durante varias meses e até que a Aciaria conseguise parar por um tempo prolongado com a finalidade de proceder a tornar os pedestais mais rígidos. Verificou-se que em todo este período os mancais não sofreram nenhum desgaste, tal como se havia previsto por este estudo. Estes resultados encorajaram a equipe de engenharia a implantar a alteração que foi simulada e analisada no item 8.1.2.0 resultado de essa recomendação analisaremos a seguir.

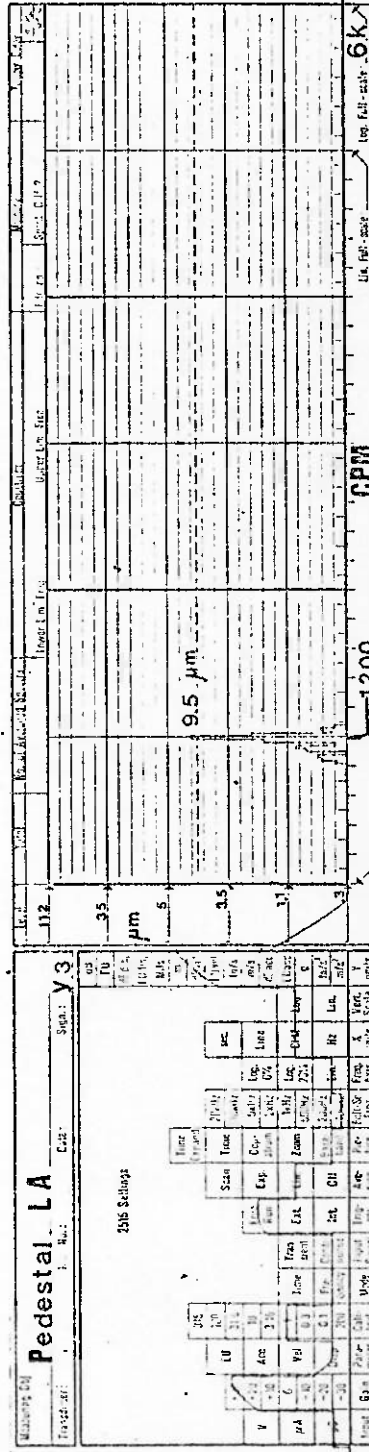


QP 0110



(a) Antes do absorvedor

QP 0110



(b) Após do absorvedor

Figura 9.2 Amplitude máxima do pedestal LA com e sem absorvedor dinâmico

PEDESTAL LOA MEDICAO NO EIXO-DIRECAO HORIZONTAL

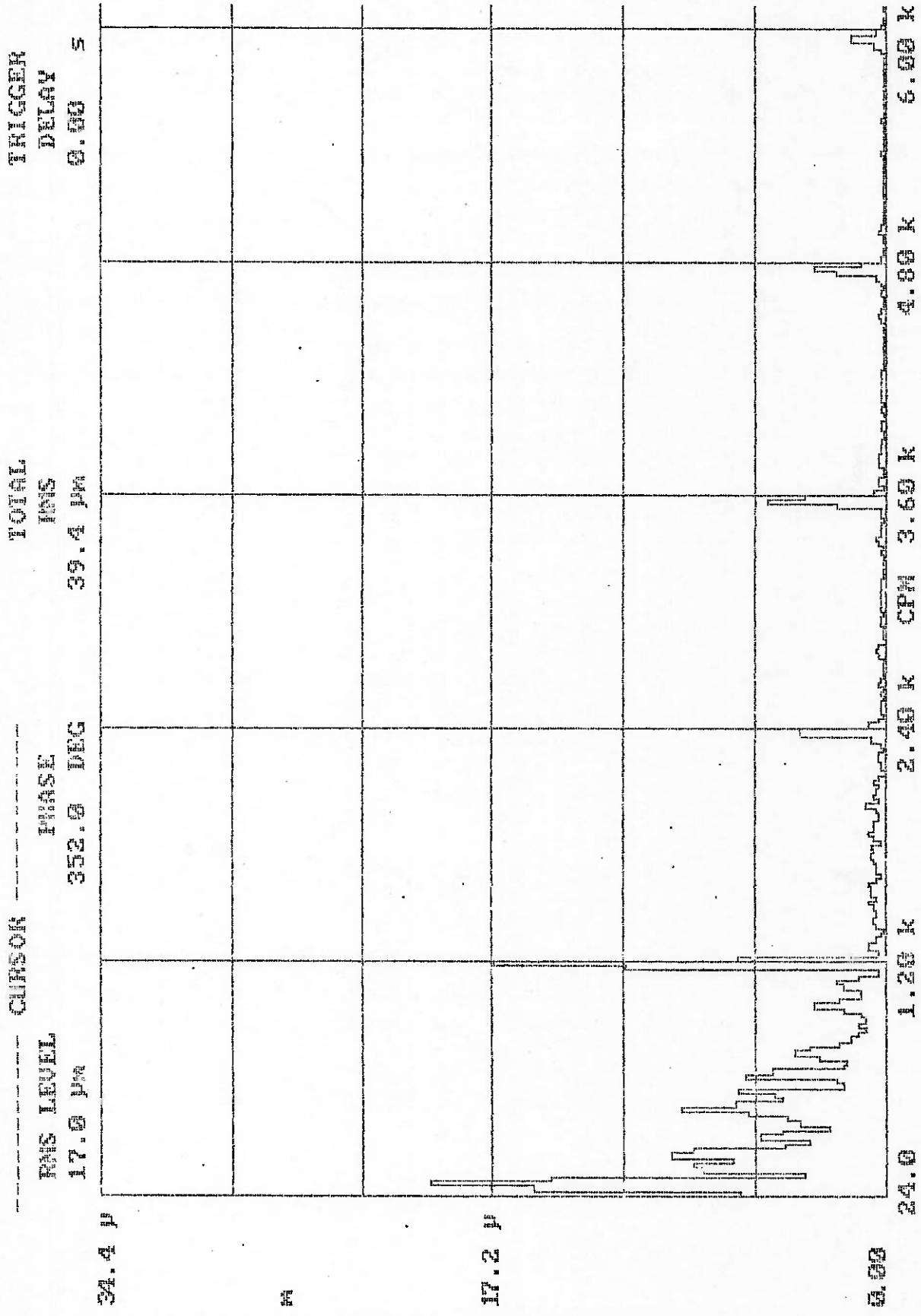
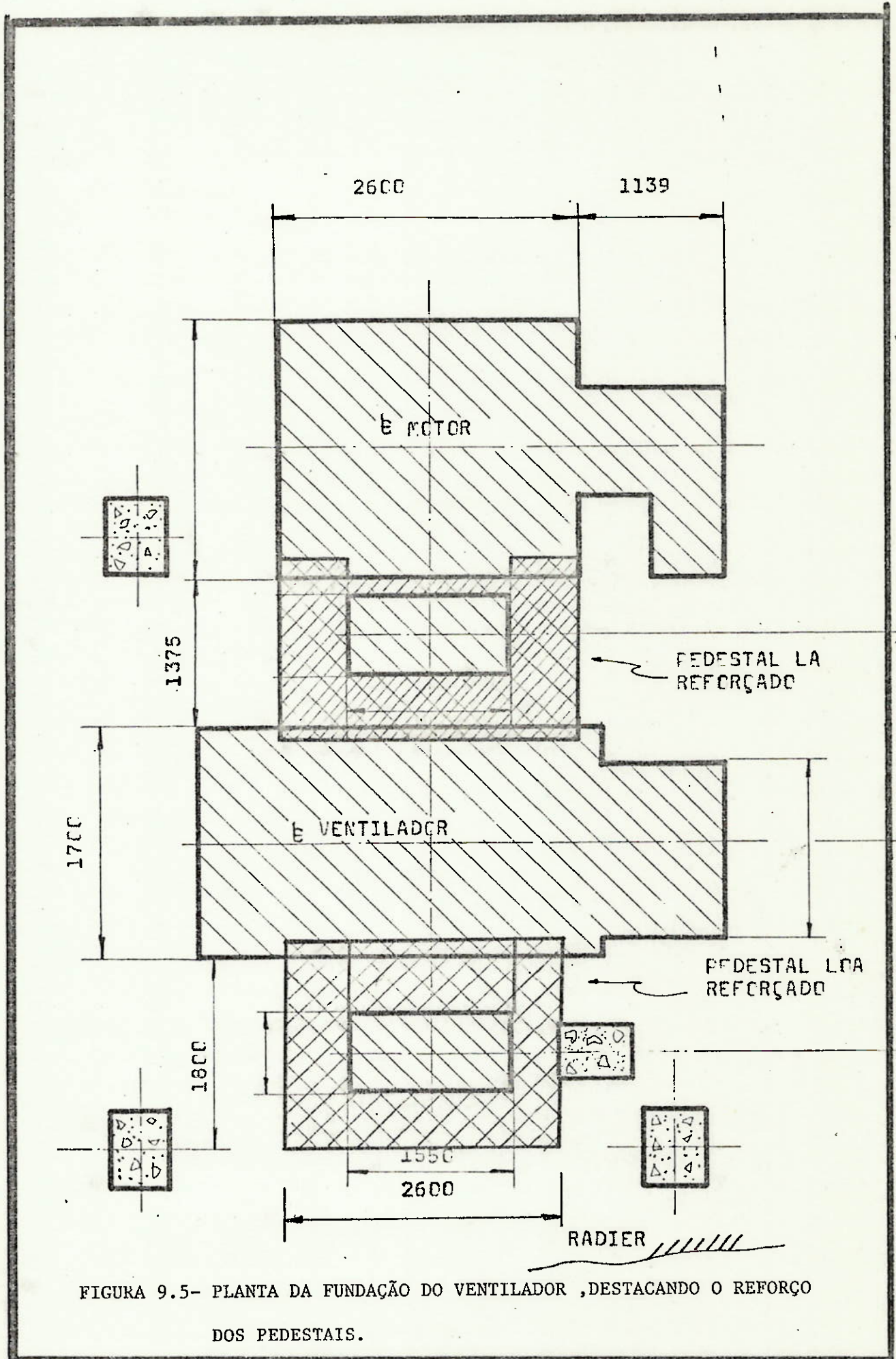


FIGURA 9.4- MAIOR OSCILACAO ABSOLUTA DO EIXO, APÓS INSTALACAO DO ABSORVEDOR.



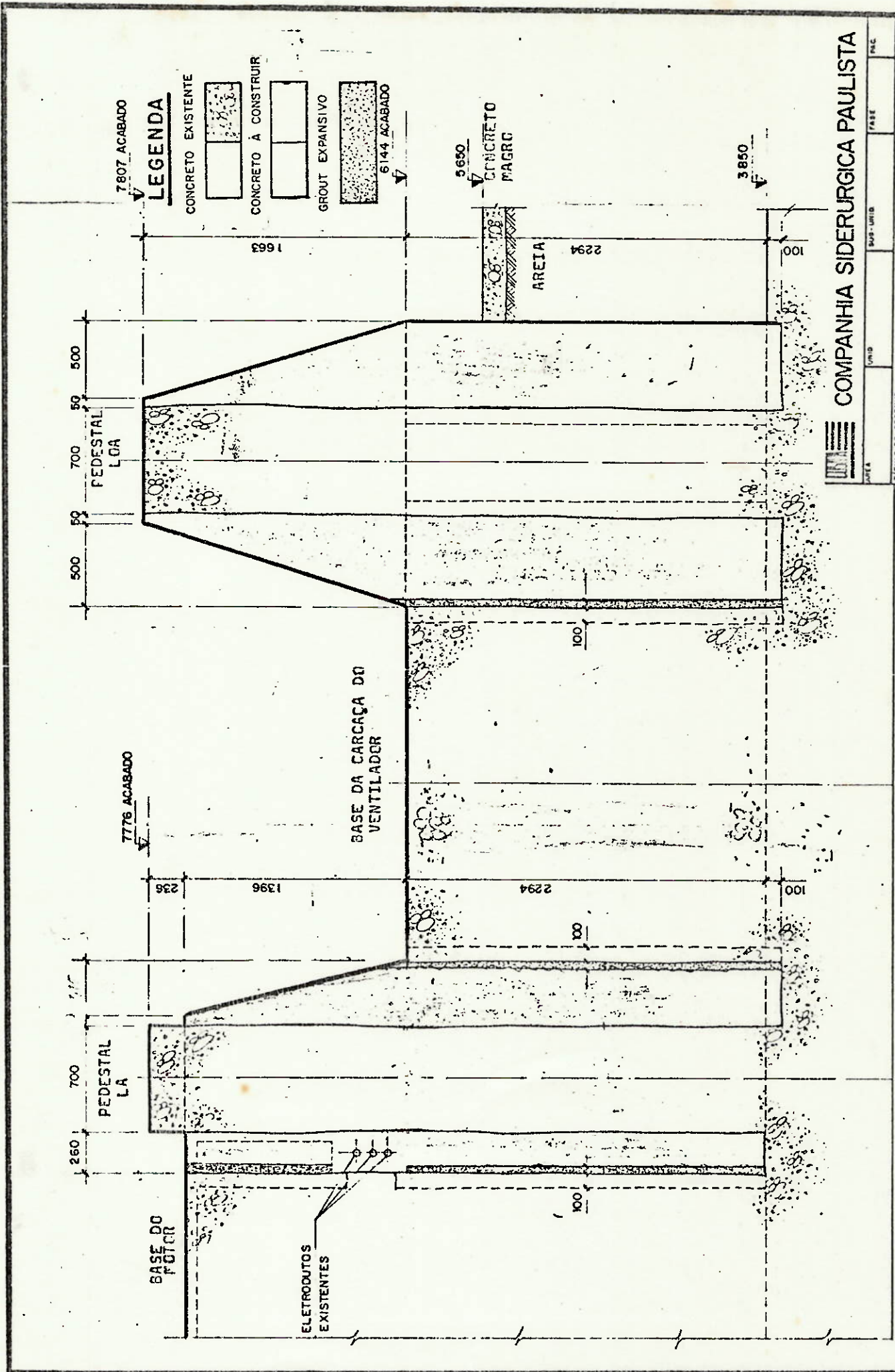
9.2. REFORÇO DOS PEDESTAIS

Com a finalidade de ter uma solução estável para o problema decidiu-se reforçar os pedestais com concreto armado. Para isso foi feito um projeto civil de implantação donde se considerou que era mais adequado à execução excavar até o radier. O pedestal lado acoplado foi ancorado na base do motor e na base da carcaça do Ventilador, tal como se mostra nas Figuras 9.5 e 9.6. O pedestal LOA foi somente ancorado na base da carcaça do Exaustor. Portanto a base de todo o conjunto se tornou uma estrutura mais solidária. Foram necessários 60.000 kg de concreto armado ou um volume de 25 m³. O concreto ($f_{ck}=30$ Mpa) precisou de um aditivo acelerador de pega para cumprir o cronograma de parada. Usou-se também 2 m³ de um tipo especial de cimento para preencher todos os vãos, chamado de growth expansivo.

Durante a confecção das formas foi retirado todo o concreto magro e de toda a areia ao redor dos pedestais, portanto o amortecimento destes diminuiu violentamente. Para garantir que as oscilações não aumentassem foi prestada enorme atenção ao desempenho dos absorvedores instalados. Em essas novas condições estes dispositivos se tornaram agentes vitais para que a parada da unidade fosse feita em um tempo mínimo.

Na hora da colocação do concreto dentro das formas o Ventilador foi detido durante 40 horas, tempo suficiente apenas para que este material se tornara adequado ao uso. Durante esse período de cura foram retirados os absorvedores e feita revisão nos mancais, estes não mostraram nenhum sinal de desgaste. Quando a unidade voltou a funcionar não foi necessário de realizar os habituais serviços de balanceamento. Os níveis apresentados foram bastante baixos (0.2 mils no painel). A oscilação que se notou foi devido somente à alta flexibilidade da parte metálica dos mancais. Testes de sensibilidade indicaram que o Ventilador é 5 vezes mais rígido e que agora são precisos 3.14 gr de massa desbalanceada para produzir uma oscilação de apenas 1 μ m (pico-pico) nos pedestais. Mostram-se fotos dos principais eventos que aconteceram na solução definitiva da alta sensibilidade do Ventilador, destacando a ação dos absorvedores.

Após 9 meses de implantação foram realizados serviços apenas programados nesta unidade, e até agora não se tem registros de perdas de produção decorrentes dos problemas dinâmicos que deram origem a este estudo.



COMPANHIA SIDERURGICA PAULISTA

TITULO DO DESENHO		UNID	QUANT	PREÇO UNIT	PREÇO TOTAL
ACIARIA 1					
LIMPEZA DE GASES 2					
REFORÇO DAS BASES DOS MANCAIS DO VENTILADOR					
FORMA - CORTE A-A					
ESPEC	INDICADAS	FORM	PREÇO DO CONTRATO	RESPEC	CONTRATOS
	A 2	8CM / 608 - 1892	009		
ITEM E SUB-ITEM		RST - A - 077 - X - 176			

FIGURA 9.6- VISTA LATERAL , DESTACANDO O RESFORÇO DOS PEDESTAIS.

CORTE A - A



EXCAVAÇÃO E PREPARAÇÃO DE FORMAS



ABSORVEDOR NO PEDESTAL LOA



ABSORVEDOR NO PEDESTAL LOA



ABSORVEDOR NO PEDESTAL LA
=====



9.3. CONCLUSÕES

O modelo matemático apresentado nesta Dissertação, resultou ser bastante apropriado para caracterizar e apontar soluções do Exaustor de Gases da Aciaria Nº 1 da COSIPA. Demonstrou claramente onde estavam os problemas e como deviam ser corrigidos. Este modelo, além de fornecer a posição da excentricidade do mancal em todo instante, o modelo de diferenças finitas com viscosidade variável teve a versatilidade para variar a geometria dos mancais e simular variados formatos.

Para o cálculo dos coeficientes dinâmicos dos pedestais, a excitação destes, sem a presença do rotor, foi suficiente para conseguir a precisão que se procurava. O coeficiente mais importante do sistema foi a rigidez do pedestal lado não acoplado. Verificou-se que o fator de amortecimento não teve praticamente nenhuma influência na solução do problema, porém na resposta da amplitude, na ocasião da excitação do radier, verificou-se que o amortecimento da areia era significativo. Isto pode-se observar com o paulatino aumento dos valores de vibração dos absorvedores. As oscilações dos pedestais foram obrigados a permanecer estáveis.

Algumas melhorias podem ser introduzidas no modelo, com a finalidade de aperfeiçoar a sua resposta. Nas velocidades acima da rotação nominal, o rotor pode-se modelar conforme a aproximação de Jettcoff [5]. A introdução, no sistema dinâmico, do amortecimento do gás pode ser interessante na ocasião do estudo da influência deste. Para aqueles que estão preocupados com o tempo de processamento, o filme de óleo pode ser modelados pelos clássicos oito coeficientes linearizados.

Finalmente, para determinar ainda com maior precisão a órbita dos colos dos mancais poderá ser utilizados outros tipos de sensores, principalmente sensores "sem contacto" ou de proximidade, de qualidade reconhecida. Porém, para este estudo não foram absolutamente necessários.

BIBLIOGRAFIA

- [1] - RANKINE,W.J., "On the Centrifugal Force of Rotating Shaft",
The Engineer, Apr. 1969
- [2] - RAYLEIGH,L., "Theory of Sound", Dover Publications, New York,
1945.
- [3] - DUNKERLEY,S., "On the Whirling and Vibration of Shaft",
Trans. Roy. Soc. (London), 185 séries A 279-360,(1894).
- [4] - KERR,W., "On the Whirling Speed of Loaded Shafts", Engineer
ing, 1916.
- [5] - JEFFCOTT,H.H., The Lateral Vibration of Loaded Shaft in the
Neighborhood of Whirling Speed - The Effect of Want of
Balance", Phil. Mag. 37, 1919.
- [6] - RODGERS,C., "On the Vibration and Critical Speeds of Rotors"
Phil. Mag. Ser. 6, Vol.44, 1922.
- [7] - STODOLA,A., "Steam and Gas Turbines", Vols. I and II,
McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1927.
- [8] - NEWKIRK, B.L. and TAYLOR,H.D., "Oil Film Whirl-An Investiga
tion of Disturbances on Oil Films in Journal Bearing",
Gen. Elect. Rev. Vol.28, 1925.
- [9] - SMITH,D.M., "The Motion of a Rotor Carried by a Flexible
Shaft in Flexible Bearing", Proc. Roy. Soc. Serie A, Vol.
142, 1933.
- [10]- ROBERTSON,D., "The Whirling of Shaft", The Engineer, Vol.158,
1934.

- [11] - ROBERTSON, D., "Whirling of a Journal in the Sleeve Bearing". Phil. Mag., Ser.7, Vol.15, 1933.
- [12] - ROBERTSON, D., "Transient Whirling of a Rotor". Phil. Mag. Serie 7, Vol. 20, 1935.
- [13] - ROBERTSON, D., "Subsidiary Whirling of Rotors Due To Speed Oscillation". Phil. Mag. Serie 7, Vol.21, 1936.
- [14] - TAYLOR, H. D., "Critical-Speed Behavior of Unsymmetric Shafts", Trans. ASME, J. of Applied Mec., 1941.
- [15] - PINKUS, O., "The Reynolds Centennial: A Brief History of the Theory of Hydrodynamic Lubrication", Trans. ASME, Journal of Trib., Vol.109, 1987.
- [16] - GREEN, R. B., "Giroscopic Effects on the Critical Speeds of Flexible Rotors". Trans. ASME, J. Appl. Mech., 1948.
- [17] - YAMAMOTO, T., OTA, H., "On the Unstable Vibrations of a Shaft-Carrying an Unsymmetrical Rotor", J. Appl. Mech., Trans. ASME, Vol.86, Serie E, 1964.
- [18] - EHRICH, F. F., "Identification and Avoidance of Instabilities and Self-Excited Vibrations in Rotating Machinery", ASME paper 72-DE-21, 1972.
- [19] - GUNTER, E. J., "Dynamic Stability of Rotor-Bearing Systems", NASA, SP-113, 1966.
- [20] - DOWNHAM, E., "Theory of Shaft Whirling", Part I, Engineer, London, Vol.204, 1957.
- [21] - KELLENBURGER, W., "Biegeschwingungen..." Ing. Arch., 1958. In Rieger, N., "Umbalance Response and Balancing of Flexible Rotors in Bearing". Paper ASME Document n°H46, 1972.

- [22] - ZIEGLER,H., "On the Concept of Elastic Stability", Advances in App. Mech., Vol.4, Academic Press, Inc., New York,1956.
- [23] - CURTIS,D.; RIEGER,N.F., "Equations of Motion of a Two-Mass Three-Bearing Rotor", in Rieger, N., "Flexible Rotor-Bearing System Dynamics - Part.III", Paper ASME, Document n° H46, 1972.
- [24] - HAGG?A.C., "Influence of Oil-Film Journal Bearing on the Stability of Rotating Machines", J.Appl. Mech., Trans. ASME, Vol.68, 1948.
- [25] - MILLER,D.F., "Forced Lateral of Beams on Damped Flexible End Suportes", J.App. Mech., Trans. ASME, Vol.75, 1953.
- [26] - HAGG,A.C.; SANKEY,G.O., "Some Dynamic Properties of Oil-Film Journal Bearing with Reference to the Unbalance Vibration of Rotors". J.App.Mech., Trans. ASME, Jun.1956.
- [27] - LINN,F.C.; PROHL,M.A., "The Effect of Flexibility of Support Upon the Critical Speeds of High-Speed Rotors", Trans. ASME, Vol.59.
- [28] - WARNER,P.C., "On the Balancing of Flexible Rotors". MTI Report 62 TR 26, Fev. 1962.
- [29] - LUND,J.W.; STERNLICHT,B., "Rotor-Bearing Dynamics with Emphasis on Attenuation", J.Basic Eng.,Trans. ASME, Vol.84, 1962.
- [30] - WARNER,P.C.; THOMAN,R.J., "The Effect of the 150-Degree Partial Bearing on Rotor-Unbalance Vibration", Trans. ASME, J. Basic Eng., June 1964.
- [31] - LUND,J.W., Discussion de [30] . Trans. ASME, J.Basic Eng.,

- [32] - LUND, J.W., "The Stability of an Elastic Rotor in Journal Bearing with Flexible Damped Supports", Trans. ASME, Vol.87, J.Basic Eng., Serie E, 1965.
- [33] - MORRISON, D., "Influence of Plain Journal Bearing on the Whirling Action of an Elastic Rotor", Inst. Mech. Engrs.,* Vol.76, N° 22, Lub. and Wear Crp., 1962.
- [34] - LUND, J.W.; ORCUTT, F.R., "Calculations and Experiments on the Unbalance Response of a Flexible Rotor", J.of Engng. for Ind., Trans. ASME, Vol.87, 1967.
- [35] - TANG, T.M.; TRUMPLER, P.R., "Dynamics of Synchronous Processing Turborotors, with Particular Reference to Balancing Part I - Theoretical Foundations", Trans. ASME, J.Appl. Mech., March 1964.
- [36] - STERNLICHT, B.; LEWIS, P., "Vibration Problems with High-Speed Turbomachinery", J.Eng. for Ind., Trans. ASME, Feb. 1968.
- [37] - RIEGER, N.F., "Unbalance Response of an Elastic Rotor in Damped Flexible Bearing at Supercritical Speeds", Trans. ASME, Jnl. Power Div., Vol.93, 1971.
- [38] - KIRK, R.G.; GUNTER, E.J., "The Effect of Support Flexibility and Damping on the Synchronous Response of a Single-Mass Flexible Rotor", J. Eng. Ind., Trans. ASME, Feb., 1972.
- [39] - MYRICK, S.T., "Transient and Steady-State Response of Flexible Rotor: Real Hydrodynamic Bearing Systems", PHD Thesis, Faculty of the Graduate School of the Univ. of Texas, 1973.
- [40] - ESHLEMAN, R.L., "Flexible Rotor-Bearing System Dynamics, Part I" Paper ASME Document n° H46, 1972.

- [41] - LUND, J.W., "Stability and Damped Critical Speeds of a Flexible Rotor in Fluid-Film Bearing", J. Eng. for Ind., Trans. ASME, Vol. 96, 1974.
- [42] - GUNTER, E.J.; CHOY, K.C.; ALLAIRE, P.E., "Modal Analysis of Turborotors Using Planar Modes Theory". J. of Franklin Inst., Vol. 305, 1978.
- [43] - RUHL, R.L.; BOOKER, J.F., "A Finite Element for Distributed Parameter Turborotor Systems", J. of Engng. for Ind., Trans. ASME, Vol. 94, 1972.
- [44] - NELSON, H.D.; Mc VAUGH, J.M., "The Dynamics of Rotor Bearing Systems using Finite Elements", J. of Engng. for Indus. Trans. ASME, Vol. 98, 1976.
- [45] - ROUGH, K.E.; KAO, J.S., "Dynamic Reduction Rotor Dynamics by the Finite Element Method", J. Mech. Des., Trans. ASME, Vol. 102, 1980.
- [46] - HAGG, A.C.; SANKEY, G.O., "Some Dynamic Properties of Oil-Film Journal Bearing with Reference to the Unbalance Vibration of Rotors", J. App. Mech., Trans. ASME, Vol. 78, 1956.
- [47] - STERNLICHT, B., "Elastic and Damping Properties of Cylindrical Journal Bearing", J. Basic Engng. Trans. ASME, June 1959.
- [48] - WARNER, P.C., "Static and Dynamic Properties of Partial Journal Bearing", J. Basic Engng., Trans. ASME, June 1963.
- [49] - WOODCOCK, J.S.; HOLMES, R., "Determination and Application of the Dynamic Properties of a Turbo-rotor Bearing Oil Film", Proc. Instn. Mech. Engrs. Vol. 184, Pt 3L, 1969-70.
- [50] - PRABHU, B.S., "Steady State and Dynamic Characteristics of Partial Journal Bearing", Wear, 40, 1976

- [51] - BURROW,C.R.; STANWAY,R., "Identification of Journal Bearing Characteristics", J. Dyn. Systems Meas. and Control, Setember 1977.
- [52] - LUND,J.W.; THOMSEN,K.K., "Topic in Fluid Bearing and Rotor Bearing System Design and Otimization", ASME Publ. 1978.
- [53] - STANWAY,R., "Journal Bearing Identification Under Operating Conditions", J. of Dyn. Systems, Measurement, and Control, Trans. ASME, Vol.106, June 1984.
- [54] - MORTON,P.G., "Measurement of the Dynamic Characteristics of a Large Slee e Bearing", J. of Lub. Tech., Trans. ASME, Jan. 1971.
- [55] - MORTON,P.G., "Dynamic Characteristics of Bearing Measure- ment Under Operating Conditions", GEC Journal of Sc. and Tech., Vol.42, nº 1, 1975.
- [56] -- PARKINS,D.W., "Theorical and Experimental Determination of the Dynamic Characteristics of a Hydrodynamic Journal Bearing", J. of Lub. Techn., Trans. ASME, Vol.101, April 1979.
- [57] - PARKINS,D.W., "Measured Characteristics of a Journal Bearing Oil-Film", J. of Lub. Techn., Trans. ASME, Vol. 103, Ja. 1981.
- [58] - GIACAGLIA,G.E., "Mecânica Analítica", Almeida Neves Editora, RJ, 1978
- [59] - SZERI,A., "Tribology: Friction, Lubrification and Wear", 1ª ed., 1980, McGraw-Hill Co.
- [60] - THOMSON,W.T., "Teoria da Vibração, com Aplicações", Ed.In- terciência, R.J., 1978.

- [61] - MEIROVITCH, L., "Elements of Vibration Analysis", McGraw-Hill, 1975.
- [62] - SOMMERFELD, A., Zeit. für Math. (1904) in Cameron, The principles of Lubrification, John Wiley & Sons, N.Y., 1966.
- [63] - MICHELL, F.W., "Progress in Fluid Film Lubrication", Trans. ASME, MSP-51-2, 1929.
- [64] - CARDULLO, F.E., "Some Practical Deductions From the Theory of Lubrication of Short Cylin-Bearings", Trans. ASME, MSP-52-12, 1930.
- [65] - OCVIRK, T.W., "Short Bearing Approximation for Full Bearing" - NACA TN 2808, pp.61, 1952.
- [66] - HERSEY, M.D., Theory and Research in Lubrication, N.Y., J.Wiley and Sons, Inc., 1966.
- [67] - PINKUS, O., "Analysis of Elliptical Bearing", Trans. ASME, Vol.78, 1956.
- [68] - RAIMOND-BOUD, A Solution for the Finite Journal Bearing and its Application to Analysis and Design III, Trans. ASME, 1, 1958.
- [69] - HAYS, D.F., "Plane Sliders of Finite Width", Trans. ASME, Vol.1, n° 2, 1958.
- [70] - GROSS, W., Gas Film Lubrication, J.Wiley, 1962.
- [71] - CASTELLI, V.; PIRVICS, J. "Equilibrium Characteristics of Axial Groove Gas Lubricated Bearing", Trans. ASME, J. of Lubric. Tech., Vol.89, n° 2, 1967.
- [72] - CONSTANTINESCU, V.N., et al., Sliding Bearing, Allerton Press Inc., New York, 1980.

- [73] - McCRAKEN,D.D.; DORN,W.S., Métodos Numéricos y Programación Fortran, México, 1966. .
- [74] - DOWSON,D.; TAYLOR,C.M., "Fundamental Aspects of Gravitation in Bearing", Proc. 1st Leeds-Lyon Symp. on Tribology, Univ., Leeds, England, 1974.
- [75] - SERVAES,H., "The Effect of forced-Feed Lubrication on Performance Characteristics of Full Finite Journal Bearing", Trans. ASME, Vol.91, 1969.
- [76] - PINKUS,O.; STERNLICHT,B., Theory of Hydrodynamics Lubrication, N.Y., McGraw-Hill Co., 1961.
- [77] - CAMERON,A., Principles of Lubrication, Longmans, London, 1966.
- [78] - McCALLION,H.; YOUSIF,F.; LLOYD,T., "The Analysis of Thermal Effects in a Full Journal Bearing", Trans. ASME, J. of Lub. Tech., Oct. 1970.
- [79] - CRHISTOPHERSON,D.G., "A new method for the Solution of of Film Lubrication",Proc.Inst.Mech.Eng.,146,126-35, 1941 in Servaes [75] pp.87.
- [80] - CAMERON,A.; WOOD,W.L., "Parallel Surface Thrust Bearing, VI", Rerinted in Trans. ASLE, 1, 254-8, 1959.
- [81] - COPE,W.F., Proc. Roy. Soc. London (1949) in Zseri, Tribology: Friction, Lubrication and Wear, McGraw-Hill, 1980.
- [82] - DOWSON,D.,et al., "An Experimental Investigation to the Thermal Equilibrium of Steadily Loaded Journal Bearing", Paper 3, Proc. Inst. Mech.,Eng., Vol.181 (part 38), 1966-67.

- [83] - WILCOCK,D.F.; PINKUS,O., "Effects of Turbulence and Viscosity Variation on the Dynamics Coefficients of Fluid Film Journal Bearing", Trans. ASME, J. of Trib. Apr., 1985.
- [84] - ARTILES,A.; HESHMAT,H., "Analysis of Starved Journal Bearing Including Temperature and Cavitation Effects", Trans. ASME, J. of Trib., Jan. 1985.
- [85] - PINKUS,O., "Adiabatic Solution for Finite Journal Bearing", Trans. ASME, J. of Lub. Tech., Oct. 1979.
- [86] - MARON,M.J. "Numerical Analysis", McMillan Pub.Co., N.Y., 1982.
- [87] - REYNOLDS,O., Phil. Trans. (1886) in A. Szeri, Tribology: Friction, Lubrification and Wear, 1st ed., 1980.
- [88] - LIFSHITS,A.; SIMMONS,H.R.; SMALLEY,A.J., "More Comprehensive Vibration Limits for Rotating Machinery", Trans. ASME, J. of Eng. for Gas Turbines and Power, Oct. 1986.
- [89] - HUNT,J.B., Dynamic Vibration Absorbers , MEP Ltd.,London, 1979.

APÊNDICE I

EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DA LUBRIFICAÇÃO HIDRODINÂMICA

I.1 - EQUAÇÕES DO MOVIMENTO

A distribuição de pressão no filme lubrificante é governada por uma equação diferencial de 2ª ordem derivada por Osborne Reynolds [87] em 1886, seu desenvolvimento está baseado na análise feita a partir da equação da quantidade de movimento, chamada Equação de Navier-Stokes. Tanto a equação de Reynolds como a equação de Navier-Stokes serão derivadas aqui somente para fluidos incompressíveis e Newtonianos.

Considera-se um elemento de volume de arestas Δx , Δy e Δz , da Figura I.1, imerso em um fluido de densidade ρ e velocidade \vec{v} conhecidas. A quantidade de movimento contida no elemento de volume em qualquer instante t é dada por:

$$m \vec{v} = \Delta x \Delta y \Delta z \rho \vec{v} \quad (\text{I.1})$$

A taxa de variação temporal da quantidade de movimento é dada por

$$\frac{d(m \vec{v})}{dt} = \Delta x \Delta y \Delta z \frac{D(\rho \vec{v})}{Dt} \quad (\text{I.2})$$

Esta variação é devida a dois fatores: (a) contribuição das forças viscosas σ_{ij} ; (b) contribuição devido às forças dos campos externos.

$$\dot{X} = m \vec{f} = \Delta x \Delta y \Delta z \rho \vec{f} \quad (\text{I.3})$$

onde \vec{f} é a força específica devido a campos externos.

As forças viscosas σ_{ij} são mostradas na Figura (I.1b) e dão origem às forças mostradas a seguir.

Na direção x, y, z as forças viscosas ou de superfície (F_{sup}) são dadas por:

$$\begin{aligned}
 (F_{\text{sup.}})_x &= (\sigma_{xx})_{x+\Delta x} - (\sigma_{xx})_x \Delta y \Delta z + \\
 &+ (\sigma_{yx})_{y+\Delta y} - (\sigma_{yx})_y \Delta x \Delta z + \\
 &+ (\sigma_{zx})_{z+\Delta z} - (\sigma_{zx})_z \Delta x \Delta y \\
 (F_{\text{sup.}})_y &= (\sigma_{xy})_{x+\Delta x} - (\sigma_{xy})_x \Delta y \Delta z + \\
 &+ (\sigma_{yy})_{y+\Delta y} - (\sigma_{yy})_y \Delta x \Delta y + \\
 &+ (\sigma_{zy})_{z+\Delta z} - (\sigma_{zy})_z \Delta x \Delta y \\
 (\sigma_{\text{sup.}})_z &= (\sigma_{xy})_{x+\Delta x} - (\sigma_{xy})_x \Delta y \Delta z + \\
 &+ (\sigma_{zz})_{y+\Delta y} - (\sigma_{yz})_y \Delta x \Delta z + \\
 &+ (\sigma_{xz})_{z+\Delta z} - (\sigma_{xz})_z \Delta x \Delta y
 \end{aligned} \tag{I.4}$$

Igualando a equação (I.2) com a soma das equações (I.3) e (I.4), dividindo os dois lados por $\Delta x \Delta y \Delta z$ e tirando o limite quando $x \rightarrow 0$, $y \rightarrow 0$ e $z \rightarrow 0$, obtem-se:

$$\begin{aligned}
 \frac{D(\rho \vec{v})}{Dt} &= \left| \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right| i + \left| \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial z} \right| j + \\
 &+ \left| \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right| k + \rho \vec{f}
 \end{aligned} \tag{I.5}$$

Expandindo a derivada do lado esquerdo da equação (I.5)

$$\frac{D \vec{v}}{Dt} + v \frac{D\rho}{Dt} = \rho \frac{D \vec{v}}{Dt} \quad (\text{I.6a})$$

onde a equação de conservação de massa para

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + U \frac{\partial\rho}{\partial x} + v \frac{\partial\rho}{\partial z} + \omega \frac{\partial\rho}{\partial z} = 0 \quad (\text{I.6b})$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = \frac{\partial\rho}{\partial x} = \frac{\partial\rho}{\partial y} = \frac{\partial\rho}{\partial z} = 0$$

fluidos incompressíveis ($f = \text{cte.}$)

Substituindo (I.6a) em (I.5) resulta

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} &= \frac{\partial\sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_{zx}}{\partial z} + \rho f_x \\ \frac{Dv}{Dt} &= \frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \\ \frac{D\omega}{Dt} &= \frac{\partial\sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial z} + \rho f_z \end{aligned} \quad (\text{I.7})$$

onde as tensões internas tem as seguintes componentes para um fluido Newtoniano, isotrópico (hipótese de Stokes) e incompressível

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -p - 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} & ; & \quad \sigma_{xy} = \sigma_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \sigma_{yy} &= -p - 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} & ; & \quad \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = \mu \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \sigma_{zz} &= -p - 2\mu \frac{\partial \omega}{\partial z} & ; & \quad \sigma_{zx} = \sigma_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (\text{I.8})$$

onde μ viscosidade dinâmica.

Substituindo a equação (I.8) em (I.7) finalmente temos:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho f_x$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \rho f_y$$

$$\left(\frac{D\omega}{Dt} \right) = - \frac{\partial^2 p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) + \rho \cdot f_z \quad (I.9)$$

Estas são as equações de momento para um elemento fluido incompressível, e quem notação indexada pode ser representada

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_{ij}} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho \cdot f_i \quad (I.10)$$

Inércia do elemento fluido na direção i	Gradiente de pressão na direção i	Forças de cisalhamento situando sobre o elemento de fluido na direção i.	Força de campo atuando sobre o fluido na direção i.
---	-----------------------------------	--	---

$$\text{onde } \frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \text{Stokesiano de } u_i \quad (I.11a)$$

$$i = 1, 2, 3 \quad ; \quad j = 1, 2, 3$$

$$u_i = \vec{v} = (u, v, \omega)$$

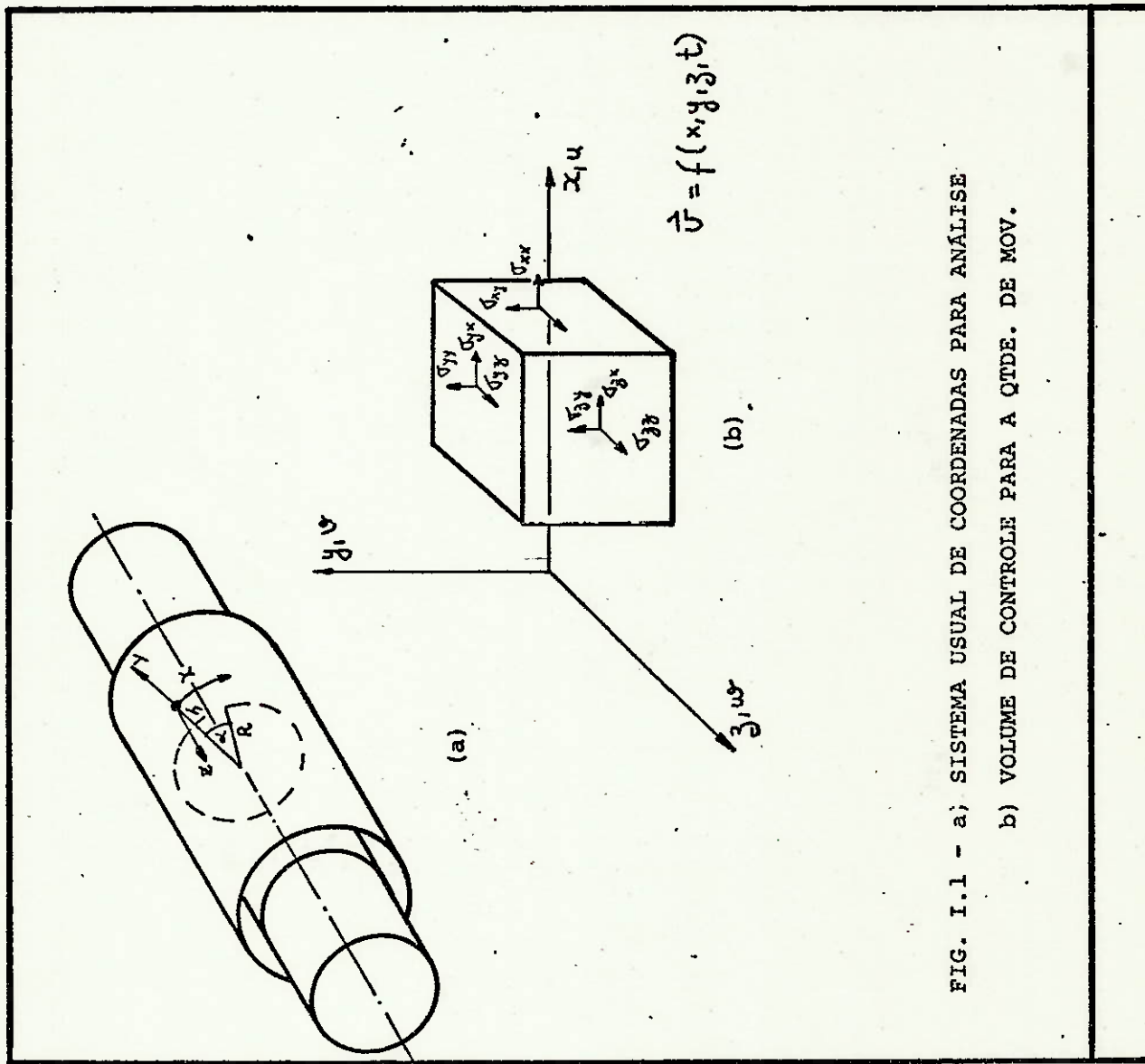


FIG. I.1 - a) SISTEMA USUAL DE COORDENADAS PARA ANÁLISE

b) VOLUME DE CONTROLE PARA A QUDE. DE MOV.

Também a equação da continuidade para fluidos incompressíveis pode ser escrita:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{I.11b})$$

I.2 - EQUAÇÃO DA LUBRIFICAÇÃO HIDRODINÂMICA

Para qualquer mancal de deslizamento, a principal peculiaridade é dada pelo fato que duas superfícies sólidas estão separadas muito levemente a uma distância h . O espaço entre elas é preenchido pelo filme de lubrificante de espessura h . Usando a notação L e D para especificar o comprimento e o diâmetro do mancal respectivamente, pode-se assegurar que $h/D \sim h/L \sim 10^{-3}$.

Esta particularidade permite duas simplificações principais:

a) A curvatura da superfície pode ser desprezível. Neste caso é possível escolher os eixos coordenados tais que duas coordenadas estão aproximadamente contidas internamente em uma das superfícies. O sistema coordenado para um mancal cilíndrico, geralmente usado, está esquematicamente representado na Figura (I.1a).

Neste caso o eixo z é tomado na direção do comprimento do mancal, e o eixo $x = R\alpha$ ao longo da superfície do eixo, de que modo o eixo y é, em qualquer ponto, perpendicular.

b) A magnitude das velocidades no filme são diferentes nas direções normal e tangencial. Na Fig.(II.2) ilustra-se as velocidades de um mancal genérico. A superfície superior tem sua velocidade de rotação tangencial dirigida na direção x . Quando o mancal estiver submetido a velocidades e cargas a vibrações, este terá velocidades normais à superfície.

Os gradientes das velocidades também tem diferentes ordens de magnitude.

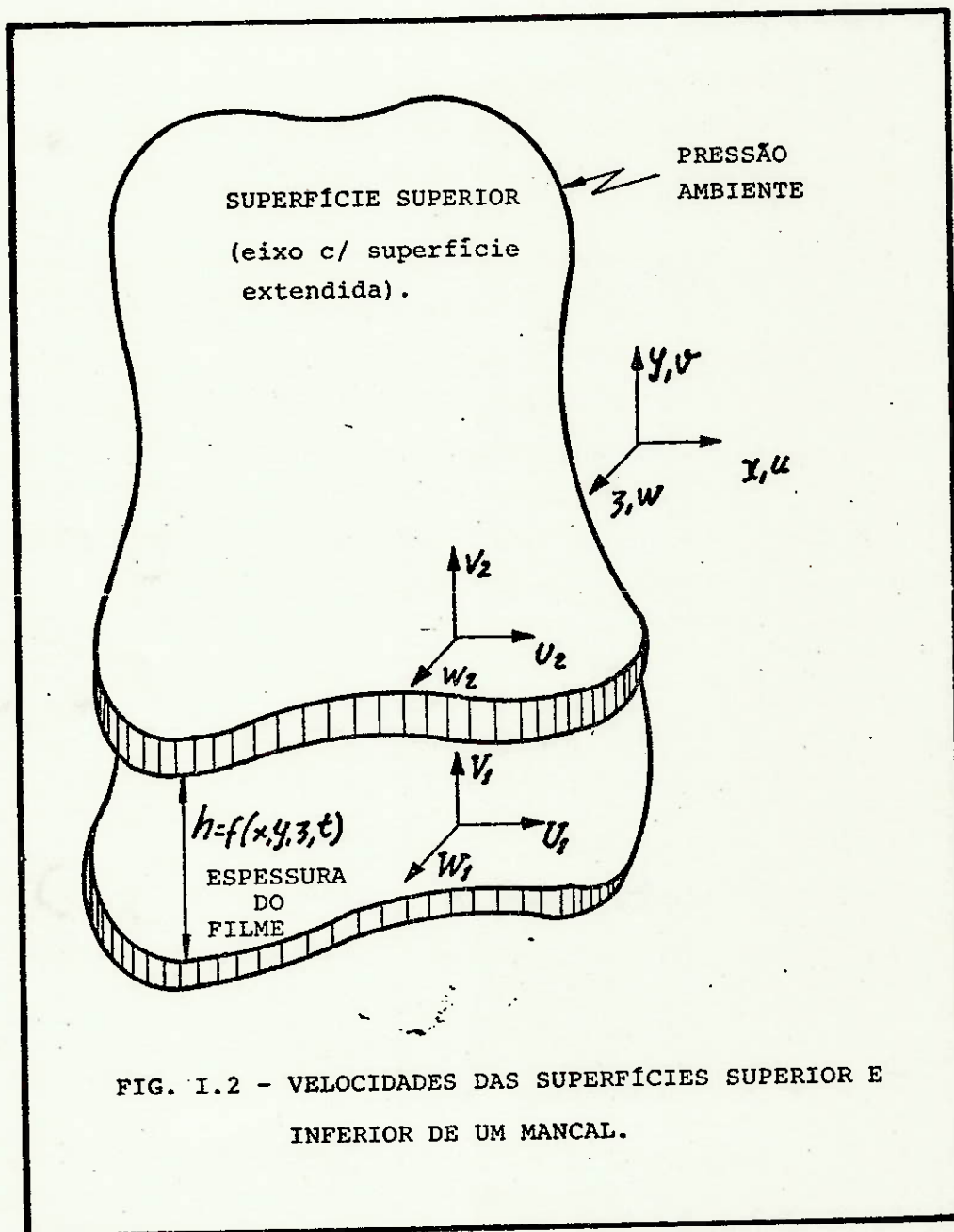


FIG. I.2 - VELOCIDADES DAS SUPERFÍCIES SUPERIOR E INFERIOR DE UM MANCAL.

$$\frac{v}{u} \sim \frac{h}{L} \sim \frac{v}{\omega} \sim \frac{h}{L} \quad (\text{I.12})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left| \frac{\partial}{\partial y} \sim \frac{L}{L} ; \frac{\partial}{\partial z} \left| \frac{\partial}{\partial y} \sim \frac{h}{L} \right. \right. \quad (\text{I.13})$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left| \frac{\partial^2}{\partial y^2} \sim \frac{h^2}{L^2} ; \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left| \frac{\partial^2}{\partial y^2} \sim \frac{h^2}{L^2} \right. \right.$$

Além destas observações, Osborne Reynolds fez as seguintes simplificações e que Constantinescu [72] fornece dados quantitativos com o objetivo de justificar a eliminação de certos termos.

c) A influência das forças gravidade sobre o fluido não ultrapassa de 0,01%.

d) Ao desconsiderar a pressão através do fluido ($\frac{\partial p}{\partial y} = 0$), comete-se um erro menor a 10^{-5} para fluxo laminar.

e) As forças de inércia podem ser também desprezadas. A relação entre a variação das forças de fricção e as forças de inércia num fluido laminar, é da ordem de magnitude $Re \cdot \frac{h}{L}$, onde Re é o número de Reynolds definido por $Re = \rho |\vec{v}| h / \mu$. Para aplicações em mancais reais $Re < 10$, tal que o erro cometido é menor a 1%.

f) As variações das tensões de cisalhamento são importantes nas superfícies normais ao fluido:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y}, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial z}$$

Quando estas considerações são aplicadas às equações (I.9) ou (I.10)

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (\text{I.14})$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \omega}{\partial y} \right)$$

Integrando duas vezes com relação a y , e aplicando as seguintes condições de contorno para u e ω .

$$u = U_1, \quad \omega = 0 \quad \text{a} \quad j = 0$$

$$u = U_2, \quad \omega = 0 \quad \text{a} \quad y = h$$

onde U_1 e U_2 são mostradas na sigura (I.2).

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial}{\partial x} (y^2 - yh) + \left(1 - \frac{y}{h}\right) U_1 + \frac{y}{h} U_2 \quad (\text{I.15})$$

$$\omega = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (y^2 - yh)$$

Substituindo as equações (I.15) na equação de continuidade (I.11b) e integrando através do filme resulta:

$$\begin{aligned} v \int_0^{h(x,t)} &= - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \int_0^{h(x,t)} (y^2 - yh) dy - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{h(x,t)} \left(1 - \frac{y}{h}\right) U_1 dy + \right. \\ &+ \frac{U_2 y dy}{h} \left. - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \int_0^{h(x,t)} (y^2 - yh) dy \right] \right. \end{aligned} \quad (\text{I.16})$$

onde:

$$v \int_0^{h(x,t)} = V_2 - V_1 = \frac{dh}{dt}, \quad \text{velocidade de aproximação das duas superfícies} \quad (\text{I.17})$$

Integrando a equação (I.16) mediante o uso da regra de Leibnitz, e igualando à equação (I.17) finalmente obtém-se a Equação de Reynolds para a pressão do lubrificante incompressível.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6(U_1 - U_2) + 6h \frac{\partial(U_1 - U_2)}{\partial x} + 12 \frac{dh}{dt} \quad (\text{I.18})$$

APÊNDICE II

EQUAÇÃO DA ENERGIA APLICADA A
MANCAIS DE DESLIZAMENTO

Para um elemento de volume arbitrário de fluido, a lei de conservação da Energia é | |

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial (U_i \sigma_{ij})}{\partial x_i} - \frac{\partial (E_t \rho U_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial E_t}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.1})$$

usando a convenção $i, j = 1, 2, 3$ para diferentes eixos

Os vários símbolos e termos da equação (II.1) são os seguintes:

$\frac{\partial Q}{\partial t}$: variação de calor produzido por fontes externas

t : tempo

T : temperatura

U_i : i -ésimo componente de velocidade

σ_{ij} : componentes das tensões viscosas

$\frac{\partial (U_i \sigma_{ij})}{\partial x_i}$: variação de calor produzido por tensões viscosas em contato com as superfícies de contorno.

E_t : entalpia total do sistema por unidade de massa

$$E_t = \frac{1}{2} U_i U_i + E^* + P^*$$

onde:

$$U_i U_i = u v + \dot{v} v + \omega \omega$$

$$\frac{1}{2} U_i U_i = \text{energia cinética}$$

$$E^* = \text{energia potencial}$$

O sinal negativo na equação (II.1) indica perdas de energia por convecção.

$\frac{\partial}{\partial x_i} (K \frac{\partial T}{\partial x_i})$: perdas de energia por condução

K : coeficiente de condutividade do fluido (cte. para líquidos)

$\frac{\partial E_t}{\partial t} \rho$: variação da energia com o tempo.

Para um mancal real, com um fluido incompressível e na ausência de fontes externas, a equação (II.1) toma a seguinte forma:

$$\rho \frac{\partial (E_t U_j)}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial E_t}{\partial t} = K \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i \sigma_{ij}) \quad (\text{II.2})$$

Expandindo o termo correspondente às tensões:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_i \sigma_{ij}) = u_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}) + \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (\text{II.3})$$

e o primeiro membro da equação (II.2) é:

$$\left(E_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + U_j \frac{\partial E_t}{\partial x_j} + \frac{\partial E_t}{\partial t} \right) = \left| \frac{\partial E^*}{\partial t} + U_j \frac{\partial E^*}{\partial x_j} \right| + \rho \left| \frac{\partial \frac{U_i U_i}{2}}{\partial t} + U_i \frac{\partial \frac{U_i U_i}{2}}{\partial x_j} \right| \quad (\text{II.4})$$

Demonstra-se que o último termo da equação (II.4) corresponde exatamente ao termo $\mu_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij})$ da equação (II.3), que é a equação de conservação do momento (I.1).

Portanto, a equação da Energia para fluidos incompressíveis transforma-se:

$$\rho \left| \frac{\partial E^*}{\partial t} + U_j \frac{\partial E^*}{\partial x_j} \right| = K \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \sigma_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} u_i \quad (\text{II.5})$$

O primeiro termo corresponde a variação da energia interna, que é normalmente escrita $\rho \frac{DE^*}{Dt}$. Se usarmos a identidade termodinâmica para fluidos incompressíveis:

$$E^* = C_p T \quad ; \quad C_p \text{ calor específico a equação (II.5) é:}$$

$$\rho \cdot C_p \frac{DT}{Dt} = K \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \sigma_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i) \quad (\text{II.16})$$

Expandindo os membros da equação (II.6):

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mu \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (\text{II.7})$$

$$K \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + K \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (\text{II.8})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} &= \sigma_{xx} \frac{\partial}{\partial x} + \sigma_{xy} \frac{\partial v}{\partial x} + \sigma_{xz} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \\ &+ \sigma_{yx} \frac{\partial}{\partial y} + \sigma_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} + \sigma_{yz} \frac{\partial \omega}{\partial y} + \\ &+ \sigma_{zx} \frac{\partial}{\partial x} + \sigma_{zy} \frac{\partial v}{\partial z} + \sigma_{zz} \frac{\partial \omega}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{II.9})$$

Para um regime permanente e variações na direção j sendo ignoradas a altura identidade a forma:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} &= \sigma_{xx} \frac{\partial}{\partial x} + \sigma_{xz} \frac{\partial}{\partial x} + \sigma_{yx} \frac{\partial \omega}{\partial y} + \\ &+ \sigma_{zx} \frac{\partial}{\partial x} + \sigma_{zz} \frac{\partial \omega}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

Para um fluido Newtoniano, isotrópico e incompressível as tensões tem a forma

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} & ; & & \sigma_{yx} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ \sigma_{yy} &= -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} & ; & & \sigma_{yz} &= \mu \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \sigma_{yz} &= -p + 2\mu \frac{\partial \omega}{\partial z} & . & & \sigma_{xz} = \sigma_{zx} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

Substituindo estas expressões acima nos termos da equação que contém componentes de tensões obtém-se:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= \left(-p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} + \mu \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x} + \\ &+ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial u}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} + \mu \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + \\ &+ \left(-p + 2\mu \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) \frac{\partial \omega}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

A equação (II.6) em forma expandida é:

$$\begin{aligned} \rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial z} \right) &= K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \\ &- p \left| \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} \right| + \mu \phi \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

onde ϕ é a função dissipação.

$$\phi = 1 \left(\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial z} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \right)^2$$

e $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0$ para fluidos i incompressíveis.

O primeiro membro representa o calor por convecção; o primeiro termo do segundo membro representa o calor por condução e o último é o calor por dissipação.

Os termos de condução nas direções x e z são relativamente pequenos comparados à condução na direção y , portanto, podem ser desprezados. Similarmente a convecção na direção y é relativamente pequena e pode ser ignorada. A equação (II.12) toma a seguinte configuração:

$$\rho C_p \left| u \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \right| = K \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \mu \phi \quad (\text{II.13})$$

Os gradientes de velocidade $\frac{\partial u}{\partial y}$ e $\frac{\partial \omega}{\partial y}$, quando comparados com os demais gradientes de velocidades $\frac{\partial u}{\partial x}$ e $\frac{\partial \omega}{\partial z}$ são muito mais significativos portanto a função dissipação simplifica-se à seguinte expressão:

$$\phi = \left| \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} \right)^2 \right|$$

Finalmente a equação da Energia aplicada a mancais de deslizamento com fluido isoniscoso é:

$$\rho C_p \left| u \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial z} \right| = K \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \mu \left| \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} \right)^2 \right| \quad (\text{II.14})$$