

KAZUO HIRATA

Engenheiro Naval, Escola Politécnica da USP, 1975

UMA METODOLOGIA DE ANÁLISE DE VIBRAÇÃO EM  
PROPULSORES DEVIDO A ESTEIRA NÃO UNIFORME

Dissertação apresentada à  
Escola Politécnica da USP  
para a obtenção do título  
de Mestre em Engenharia

\*  
orientador: Toshi-ichi Tachibana  
Prof. Assist. Doutor do  
Dep. de Engenharia Na  
val.

São Paulo, 1983

## AGRADECIMENTOS

- . Ao Prof. Dr. Toshi-Ichi Tachibana pela orientação e incentivo na realização deste e de outros trabalhos.
- . Ao Prof. Dr. Manuel A. S. Reis pelo apoio e pela compreensão que permitiram o desenvolvimento deste trabalho.
- . Aos colegas do IPT, Carlos D. Padovezzi, Jairson de Lima e José A. Aranha, Carlos H. Umeda, Celso P. Pesce, Sergio da Silva, James M.G. Weiss, José Sotelo Jr., Fernando C. Frim, Mardel Bonjiovanni, Danton Nunes, Hitoxi Namba, Isao Miwa e outros que direta ou indiretamente contribuíram na elaboração do trabalho.
- . Ao Ademir pela execução dos desenhos e à Nanci pela datilografia.

RESUMO

Este trabalho desenvolve um método para o cômputo de esforços alternados induzidos em hélices, originados pelo campo irregular de esteira no qual aqueles operam. A técnica adotada consiste no uso de uma formulação matemática bidimensional, linear, para fôlios imersos em escoamento perturbado por um escoamento secundário de velocidades senoidais perpendiculares e paralelas ao fôlio. efetua-se nesta formulação uma correção experimental.

O programa de computador elaborado a partir desta formulação permite efetuar o cômputo das 6 componentes, 3 forças e 3 momentos, atuantes globalmente no propulsor e as forças e momentos isolados em cada pá. Também é possível efetuar a análise de alterações geométricas no propulsor como a introdução de torção, que é utilizada para a minimização de níveis de vibração.

ABSTRACT

This work develops a method to compute alternate forces induced on propellers, due to non uniform wake distribution, where the propellers operate.

A two-dimensional, linear, mathematical model for foil imersed in a main flow, perturbed by a perpendicular and parallel secondary flow, is adopted. The model is corrected by experimental results.

The computer program developed from the above approach, calculates the 6 components, 3 forces and 3 moments, acting on the propeller as a whole and the forces and moments on each blade. The influence of some parameters like skew, which is particularly usefull in vibrations load minimization, can also be computed.



## ÍNDICE

AGRADECIMENTOS. . . . .	i
RESUMO. . . . .	ii
ABSTRACT. . . . .	iii
SIMBOLOGIA . . . . .	vii
ABREVIATURAS . . . . .	xi
LISTA DE FIGURAS. . . . .	xiii
LISTA DE TABELAS . . . . .	xvi
1.- INTRODUÇÃO. . . . .	01
1.1.- Vibração em navios devido ao propulsor . . . . .	01
1.2.- Tipos de Vibração associados ao propulsor . . . . .	03
1.2.1.- Proximidade do casco. . . . .	03
1.2.2.- Não uniformidade da esteira . . . . .	04
1.3.- Objetivos e sequência de desenvolvimento. . . . .	05
2.- BREVE HISTÓRICO DOS MÉTODOS DE ANÁLISE. . . . .	07
3.- FENÔMENO FÍSICO . . . . .	10
4.- ADOÇÃO DE UM MODELO . . . . .	17
4.1.- Modelos quase-permanentes . . . . .	17
4.2.- Modelos tridimensionais não permanentes . . . . .	21
4.3.- Modelo bidimensional não permanente . . . . .	24
5.- O MODELO BIDIMENSIONAL NÃO PERMANENTE . . . . .	25
5.1.- Considerações Iniciais. . . . .	25
5.2.- Modelo matemático de Sears. . . . .	26
5.3.- A Função de Horlock . . . . .	42

6.- APLICAÇÃO DA TEORIA BIDIMENSIONAL AO CASO DO PROPULSOR . . . . .	45
6.1.- Considerações Iniciais . . . . .	45
6.2.- Componentes de Forças e Momentos . . . . .	46
6.3.- Programa de Computador . . . . .	52
7.- APLICAÇÃO DO MODELO AOS DADOS DE BOSWELL . . . . .	55
7.1.- Considerações Iniciais . . . . .	55
7.2.- Dados de Boswell . . . . .	56
7.3.- Resultados . . . . .	62
8.- PROPOSTA DE UM MODELO BIDIMENSIONAL CORRIGIDO . . . . .	67
8.1.- Considerações Iniciais . . . . .	67
8.2.- Proposta de um modelo corrigido . . . . .	70
8.3.- Verificação das Componentes transversais . . . . .	72
8.4.- Análise da torção. . . . .	75
8.5.- Análise da variação do Passo . . . . .	78
9.- APLICAÇÃO DO MODELO PROPOSTO AO EXERCÍCIO COM PARATIVO DA ITTC . . . . .	80
9.1.- Considerações Preliminares . . . . .	80
9.2.- Dados Fornecidos pela ITTC . . . . .	81
9.3.- Cálculos Solicitados pela ITTC . . . . .	83
9.4.- Resultados . . . . .	84
9.5.- Análise de resultados . . . . .	105
10.- OBSERVAÇÕES GERAIS . . . . .	107
10.1.- A Esteira de Navios. . . . .	107
10.2.- Torção na Pá . . . . .	108
10.3.- Critério para limites de vibração máxima . . . . .	110

11.- CONCLUSÕES. . . . .	111
12.- RECOMENDAÇÕES . . . . .	112
12.1.- Considerações Iniciais . . . . .	112
12.2.- Forças de Mancais . . . . .	113
12.3.- Forças de Superfície . . . . .	114

### ANEXOS

A.1 - Listagem do Programa. Manual de Uso . . . . .	116
A.2 - Esquema de atuação para minização de vibra- ções de mancais. . . . .	136
A.3 - Avarias constatadas em embarcações . . . . .	138
A.4 - Funções de Sears e Horlock em forma tabelada . . . . .	145
A.5 - Dados da ITTC. . . . .	148
A.6 - Dados de Boswell . . . . .	153
A.7 - Resultados experimentais da ITTC . . . . .	160
A.8 - Transformadas de Hilbert . . . . .	164
A.9 - Funções de Bessel e Hankel . . . . .	167
A.10 - Velocidades induzidas pelo propulsor . . . . .	169
A.11 - Curva de correção do efeito de interferência entre as pás no coeficiente de sustentação. Variação do coeficiente de sustentação em função da espessura do fôlio . . . . .	175
REFERÊNCIAS. . . . .	178

## SIMBOLOGIA

$A_e$	Área expandida do propulsor
$A_o$	Área do disco do propulsor
$c$	Comprimento da corda
$C$	Constante de integração
$C_L$	Coefficiente de sustentação ( $C_L = L / (\frac{\rho}{2} V^2 c)$ )
$dr$	Elemento radial da pá
$D$	Diâmetro do propulsor
$F$	Força em geral
$F_x, F_y, F_z$	Forças vibratórias nas direções $x, y, z$
$H(k)$	Função de Horlock
$H_0^2, H_1^2$	Funções de Hankel de 2 <sup>a</sup> espécie
$i$	$i$ -ésimo harmônico ou $\sqrt{-1}$
$J$	Coefficiente de avanço ( $J = Va/ND$ )
$J_0, J_1$	Funções de Bessel
$k$	Frequência reduzida ( $cw/2V$ )
$K_{F_x}, K_{F_y}, K_{F_z}$	Coefficientes de força vibratória ( $K_F = F/\rho N^2 D^4$ )
$K_g$	Coefficiente de interferência entre pás
$K_{M_x}, K_{M_y}, K_{M_z}$	Coefficiente de momentos vibratórios ( $K_M = M/\rho N^2 D^5$ )
$K_Q$	Coefficiente de Torque permanente ( $K_Q = Q/\rho N^2 D^5$ )
$\tilde{K}_Q$	$K_{M_x}$
$K_T$	Coefficiente de empuxo permanente ( $K_T = T/\rho N^2 D^4$ )
$\tilde{K}_T$	$K_{F_x}$
$L$	Sustentação

$L_0$	Amplitude de sustentação não permanente
$M$	Momento em geral
$M_x, M_y, M_z$	Momentos vibratórios em $x, y$ e $z$
$n, n'$	Normal à superfície helicoidal no ponto de carregamento e no ponto de controle n'ésima pá
$N$	Rotação do propulsor
$P$	Pressão ou Passo
$q$	Ordem do harmônico da pá ( $q = \frac{w}{\Omega}$ )
$Q$	Torque
$\bar{Q}$	Torque permanente
$\tilde{Q}$	Amplitude do harmônico do Torque ( $M_x$ )
$R_e   \quad  $	Parte real de $  \quad  $
$S(k)$	Função de Sears
$t$	Tempo em geral
$T$	Empuxo
$\bar{T}$	Empuxo permanente
$\tilde{T}$ \	Amplitude do harmônico do empuxo ( $F_x$ )
$u$	$\partial\phi/\partial x$
$U$	Velocidade em geral
$U$	Velocidade de escoamento na pá ( $U = (Vx^2 + (2\pi NR)^2)^{1/2}$ )
$v$	$\partial\phi/\partial y$
$V$	Velocidade em geral
$V_a$	Velocidade de avanço
$vg$	Velocidade de perturbação perpendicular ao escoamento

$v_{g_0}$	Amplitude da velocidade de perturbação senoidal
$x$	Coordenada axial do sistema de referência
$y$	Coordenada lateral do sistema de referência
$Y_0, Y_1$	Funções de Bessel
$z$	Coordenada vertical do sistema de referência
$Z$	Número de pás
$\alpha$	Ângulo de ataque
$\alpha_0(\text{exp})$	Ângulo de ataque de sustentação nula (experimental)
$\alpha_{N-p}$	Ângulo entre a face e a linha de união entre o <u>bor</u> do de ataque (nariz) e o bordo de fuga.
$\beta$	Ângulo de passo hidrodinâmico
$\gamma$	Intensidade do vórtice
$\Gamma$	Circulação
$\gamma_0$	Amplitude da intensidade do vórtice senoidal
$\eta$	Coordenada vertical da corda média
$\theta$	Posição angular da pá
$\theta_0$	Posição angular inicial do ponto de carregamento no plano do propulsor
$\theta_n$	$\frac{2\pi}{Z} (n-1) \quad n = 1, 2, \dots, Z$
$\theta_e$	Ângulo de passo efetivo ( $\alpha_0(\text{exp}) + \alpha_{N-T} + \theta$ )
$\lambda$	Comprimento de onda da perturbação senoidal
$\xi, \xi'$	Coordenada em $x$
$\rho, \rho_f$	Densidade do fluido
$\tau$	Índice de solidez ou razão de área do disco ( $\tau = Z.c/(\pi(r/R)D)$ )
$\tau'$	Variável de integração
$\phi, \psi$	Potencial de velocidade

$\psi$	Posição angular do ponto de controle no plano do propulsor
$\psi_s$	Ângulo de torção (skew)
$W$	Coeficiente de esteira ( $1-w=V_a/V$ )
$w$	Frequência angular de incidência da perturbação
$\Omega$	Velocidade angular do propulsor



## ABREVIATURAS

ARL	Admiralty Research Laboratory
ASME	American Society of Mechanical Engineers
CETENA	Centro Per Gli Studi Di Tecnica Navale
CNTMCN	Congresso Nacional de Transportes Maritimos e Construção Naval
CTO	Centrum Techniki Okretowei
EP	Estado Permanente
EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
HSV	Hamburgische Schiffbau Versachsaustalt
IFS	Institut Für Schiff Theory
IHI	Ishikawajima Harima Industries
ISUH	Institut Für Schiffbau Der Universitat Hamburg
ITTC	International Towing Tank Conference
JAS	Journal of Aeronautical Science
JFM	Journal of Fluid Mechanics
JSR	Journal of Ship Research
MHI	Mitsubishi Heavy Industries
NAOE	Naval Architecture and Ocean Engineering
NECIE	North East Coast Institute
NMR	Norwegian Maritime Research
NP	Não Permanente
NPL	National Phisical Laboratory
NSMA	Netherland Ship Model Basin
NSRDC	Naval Ship Research Development Center
PNA	Principle of Naval Architecture

## LISTA DE FIGURAS

Fig. 3.1. Distribuição circunferencial de velocidades a vante do propulsor . . . . .	10
Fig. 3.2. Escoamento a ré de uma chapa plana . . . . .	11
Fig. 3.3. Flutuação periódica da velocidade em um raio $r$ no plano do propulsor. . . . .	12
Fig. 3.4. Flutuação periódica do ângulo de ataque . . . . .	13
Fig. 4.1.1. Diagrama de água aberta. Variação em $K_T$ devido a variação em $J$ . . . . .	19
Fig. 4.1.2. Variação (possível) de um harmônico de esteira ao longo do raio . . . . .	20
Fig. 5.2.1. Fôlio fino submetido a um escoamento $v_g$ perpendicular à corda. . . . .	27
Fig. 5.2.2. Função de Sears . . . . .	41
Fig. 5.3.1. Função de Horlock . . . . .	43
Fig. 6.1.1. Elemento de pá. . . . .	45
Fig. 6.1.2. Sistema de coordenadas. . . . .	47
Fig. 6.1.3. Diagrama da força axial . . . . .	48
Fig. 6.1.4. Diagrama das forças transversais . . . . .	48
Fig. 7.2.1. Tela para esteira de 3 ciclos . . . . .	57
Fig. 7.2.2. Tela para esteira de 4 ciclos . . . . .	57
Fig. 7.2.3. Análise harmônica da esteira de 3 ciclos. . . . .	58
Fig. 7.2.4. Análise harmônica da esteira de 4 ciclos. . . . .	59
Fig. 7.2.5. Perfis projetado das pás de Boswell . . . . .	61
Fig. 7.3.1. Empuxo não permanente em função da área expandida. Comparação entre teoria e experimentos. . . . .	62

## LISTA DE FIGURAS

Fig. 3.1. Distribuição circunferencial de velocidades a vante do propulsor . . . . .	10
Fig. 3.2. Escoamento a ré de uma chapa plana . . . . .	11
Fig. 3.3. Flutuação periódica da velocidade em um raio $r$ no plano do propulsor. . . . .	12
Fig. 3.4. Flutuação periódica do ângulo de ataque . . . . .	13
Fig. 4.1.1. Diagrama de água aberta. Variação em $K_T$ devido a variação em $J$ . . . . .	19
Fig. 4.1.2. Variação (possível) de um harmônico de esteira ao longo do raio . . . . .	20
Fig. 5.2.1. Fólio fino submetido a um escoamento $v_g$ perpendicular à corda. . . . .	27
Fig. 5.2.2. Função de Sears . . . . .	41
Fig. 5.3.1. Função de Horlock . . . . .	43
Fig. 6.1.1. Elemento de pá. . . . .	45
Fig. 6.1.2. Sistema de coordenadas. . . . .	47
Fig. 6.1.3. Diagrama da força axial . . . . .	48
Fig. 6.1.4. Diagrama das forças transversais . . . . .	48
Fig. 7.2.1. Tela para esteira de 3 ciclos . . . . .	57
Fig. 7.2.2. Tela para esteira de 4 ciclos . . . . .	57
Fig. 7.2.3. Análise harmônica da esteira de 3 ciclos. . . . .	58
Fig. 7.2.4. Análise harmônica da esteira de 4 ciclos. . . . .	59
Fig. 7.2.5. Perfis projetado das pás de Boswell . . . . .	61
Fig. 7.3.1. Empuxo não permanente em função da área expandida. Comparação entre teoria e experimentos. . . . .	62

Fig. 7.3.2. Torque não permanente em função da área. . . . .	63
Fig. 7.3.3. Vorticidade na esteira da pá . . . . .	65
Fig. 8.1.1. Efeito da interferência entre as pás nas flutuações de empuxo . . . . .	68
Fig. 8.1.2. Variação do coeficiente de sustentação em função da espessura . . . . .	69
Fig. 8.2. Relação entre amplitudes não permanentes e quasi-permanentes. . . . .	69
Fig. 8.2.1. Curva de correlação em empuxo não per - manente. . . . .	71
Fig. 8.3.1. Forças Transversais $F_y$ e $F_z$ . . . . .	74
Fig. 8.3.2. Momentos Transversais $M_y$ e $M_z$ . . . . .	75
Fig. 8.4.1. Comparação entre resultados de hélices com e sem torção ( $A_e/A_o = 0,6$ ) . . . . .	76
Fig. 8.4.2. Efeito da torção nas vibrações em emp <u>u</u> xo . . . . .	77
Fig. 8.5.1. Efeito do passo nas vibrações em emp <u>u</u> xo . . . . .	79
Fig. 9.2.1. Distribuição circunferencial da esteira do exemplo da ITTC . . . . .	82
Fig. 9.4.1. Amplitudes e fases de 4º e 8º harmônico de empuxo. . . . .	87
Fig. 9.4.2. Amplitudes e fases de 4º e 8º harmônico de torque. . . . .	88
Figs. 9.4.3 a 9.4.10. Amplitudes e fases de empuxo e torque para uma pá (1º ao 8º). . . . .	89/96
Figs. 9.4.11 a 9.4.18. Distribuição radial de am - plitudes e fases (1º ao 8º). . . . .	97/104

FIGURAS DOS ANEXOS

A.2 - Esquema de minimização de vibrações. . . . .	137
A.5.1. Geometria do propulsor . . . . .	140
A.5.2. Sistema de coordenadas . . . . .	151
A.6.1. Geometria dos propulsores 4132 e 4118. . . . .	154
A.6.2. Geometria dos propulsores 4113 e 4143 . . . . .	155
A.6.3. Curvas de água aberta dos 4 propulsores. . . . .	156
A.7.1. Resultados de medição do empuxo. . . . .	162
A.7.2. Resultados de medição do torque. . . . .	163
A.10.1. Decomposição da sustentação dL . . . . .	170
A.10.2. Alteração do ângulo de ataque devido as <u>ve</u> locidades induzidas . . . . .	172
A.11.1. Efeito de interferência das pás no empuxo . . . . .	176
A.11.2. Variação do coeficiente de sustentação <u>em</u> função da espessura. . . . .	177

## TABELAS

Tab. 7.2.1	- Características dos Hélices de Boswell. . . . .	60
Tab. 9.2.1	- Características do Propulsor da ITTC. . . . .	82
Tab. 9.2.2	- Instituições participantes do exercício da ITTC e respectivos métodos . . . . .	85
Tab. A5.1	- Dimensões do propulsor da ITTC. . . . .	150
Tab. A5.2	- Distribuição da esteira axial da ITTC . . . . .	152
Tab. A6.1	- Harmônicos da esteira de 3 ciclos . . . . .	157
Tab. A6.2	- Harmônicos da esteira de 4 ciclos . . . . .	158
Tab. A6.3	- Condições de teste dos propulsores de Boswell . . . . .	159

## 1.- INTRODUÇÃO

O objetivo básico deste trabalho é desenvolver um método para cálculo de forças vibratórias no propulsor geradas pelo campo de esteira não uniforme.

Neste capítulo descreveremos preliminarmente o problema de vibração em navios devido ao propulsor, em seguida explicitaremos os 2 tipos principais de vibração e por último traçaremos as metas do trabalho aqui abordado.

### 1.1.- *Vibração em navios devido ao propulsor*

Os problemas relativos à vibração em navios ocasionados por propulsores marítimos não são recentes. Podemos encontrar relatos na literatura [88] que retrocedem ao século passado. Entretanto, apenas os últimos 20 anos mostram um desenvolvimento mais pronunciado do assunto. As razões básicas que motivam este interesse mais recente decorrem de dois fatores. De um lado o aumento dramático de problemas a exigir soluções, e de outro, o aumento dos recursos tanto analíticos quanto experimentais para a análise do problema. Nos últimos decênios houve um substancial aumento no porte das embarcações. Como consequência, as potências propulsivas associadas também aumentaram. Este fato levou por sua vez a um aumento no valor absoluto das



forças vibratórias envolvidas, gerando assim um número crescente de problemas, inclusive quebras estruturais. Paralelamente, um incremento vigoroso no uso de equipamentos de controle, navegação e comunicação, vitais ao desempenho da embarcação, tornaram-na mais sensível ao problema provocado pela vibração. Acrescente-se a este fato a tendência em se colocar a superestrutura a ré da embarcação, próximo ao propulsor, fonte principal de excitação\*. É na superestrutura que se localiza a maioria dos equipamentos citados.

Finalmente há que se considerar a necessidade de melhoria de conforto à tripulação.

Dentro desta visão mais geral do problema interfere-se de imediato a importância do estudo e a motivação existente no meio internacional para investigação do problema. Considera-se na atualidade que a análise vibratória na fase preliminar é tão importante quanto a análise da eficiência (do propulsor) no projeto do propulsor. Tal fato pode ser enfatizado pelas palavras de O.GRIM (J.S.R. - Dez.80) [50].

"As excitações de vibração e ruído originadas pelo propulsor representam hoje quase o mesmo papel decisivo da eficiência no projeto do hélice".

---

\* Segundo dados da ref. [54] 80% dos problemas de vibração são causados pelo propulsor. No Anexo 3 apresentamos uma lista de avarias devido a vibração.

## 1.2.- Tipos de excitação vibratória associadas ao propulsor

A ação do propulsor, operando na popa, implica no aparecimento de dois tipos principais de excitação que causam vibração ao propulsor e ao casco. Uma relaciona-se com a proximidade do casco. A outra origina-se da não uniformidade da esteira.

### 1.2.1.- Proximidade do casco

A medida que o propulsor gira, suas pás, periodicamente, aproximam-se e afastam-se do casco. Existe portanto uma variação do campo de pressões nas proximidades do casco (independente de a embarcação estar ou não em movimento). Esta flutuação periódica de pressões originam as chamadas "*Forças de Superfície*" (Surface Forces ou Hull pressure Forces). A solução empregada para atenuar a vibração neste caso, tem sido manter as pás afastadas do casco. As sociedades classificadoras, em geral, adotam valores de folgas mínimas como exigência ao projeto do sistema propulsivo. Estas folgas são denominadas de "*claras do propulsor*".

Modernamente tem se verificado que existe um problema associado ao escoamento nas pás que induz cavitação transitória. Daí este aspecto da folga nem sempre resolver o problema, podendo inclusive agravá-lo. É claro que neste caso

o fato de a embarcação estar ou não em movimento pode alterar completamente o fenômeno.

Para análise deste tipo de excitação existem alguns procedimentos teóricos como por exemplo o de Vorus [127] e teórico-experimentais como o de Takahashi [100] que apesar de incipientes, permitem quantificar estes esforços.

### 1.2.2.- Não uniformidade da esteira

O segundo tipo de excitação, motivo deste trabalho, decorre da não uniformidade do escoamento no plano de operação do propulsor. A presença do casco a vante produz um campo de velocidades que o propulsor ao percorrê-lo periodicamente sofre uma flutuação periódica de sustentação. Os detalhes mais específicos da ocorrência deste fenômeno serão desenvolvidos a partir do Cap. 3. Uma vez que a ação destas forças são transmitidas ao navio através dos mancais do eixo propulsor elas são conhecidas como "*Forças de Mancais*" (Bearing Forces ou mais corretamente Propeller Shaft Forces and Moments).

Ao contrário das forças do 1º tipo, neste caso não há normas e critérios adotadas pelas sociedades classificadoras. Isto se deve à dificuldade em estipular critérios simples para fixar os parâmetros do sistema propulsivo a partir de algum valor aceitável de amplitude vibratória. Tentati

vas neste sentido serão comentadas no Cap. 10. Entretanto, verifica-se que do ponto de vista analítico, dispendeu-se maiores esforços na análise deste tipo de vibração. O maior volume de trabalho dirigido a este tipo se deve principalmente ao desconhecimento dos mecanismos de atuação do 1º tipo que somente na década de 70 começou a ser melhor entendido, principalmente no que se refere à cavitação transitória.

### *1.2.3. Importância relativa entre os dois tipos de vibração*

Não existe um consenso claro entre os pesquisadores a respeito de importância relativa entre os dois tipos. Segundo estudos realizados por Volcy [27] as forças de mancais representam a influência predominante na superestrutura (cerca de 60% ou mais) e sua magnitude de 5 a 7 vezes maior. Segundo Johannessen [54] existe uma predominância de forças do 1º tipo devido a ocorrência bastante frequente da cavitação não permanente.

### 1.3.- *Objetivos e sequência de desenvolvimento*

Enfocando a situação nacional, verificamos que esta área não tem despertado maior interesse, tanto do ponto de vista do projeto e da construção quanto da pesquisa em si. Isto se deve provavelmente ao fato de o projeto de embarcações de maior porte, onde os problemas são mais acentuados, não serem ainda desenvolvidos no país. Dentro deste quadro qualquer desenvolvimento fica restrito, devido a uma falta de atuação na área. Como consequência, o trabalho terá um caráter exploratório e o objetivo principal será desenvolver um método simplificado, suficientemente abrangente, que permita efetuar a análise de indução de vibração devido à esteira (vibrações do 2º tipo), considerando-se variações geométricas como mudança no número de pás e introdução de torção (skew), que são alterações normalmente empregadas na minimização das vibrações. Cumpre salientar que métodos simplificados são extremamente úteis na análise preliminar do problema, quando o projeto ainda em maturação não dispõe de todos os dados para uma análise através de técnicas mais avançadas.

A concretização do objetivo proposto compreenderá as seguintes etapas: breve histórico dos métodos já desenvolvidos, análise do fenômeno físico envolvido para a compreensão das suas origens e adoção de um modelo, desenvolvimento do modelo matemático bidimensional, aplicação do modelo ao caso do propulsor e análise de resultados provenientes deste modelo. Adoção de uma correlação experimental e finalmente exemplos de aplicação, comparando-o com outras teorias.



## 2.- BREVE HISTÓRICO DOS MÉTODOS DE ANÁLISE

O primeiro trabalho tratando das "Forças de Mancaís" em propulsores marítimos deve-se a Lewis [66] em 1935.

O modelo utilizado é o chamado Método Quase-Permanente (QUASY-STEADY). Este método admite que a força instantânea na pá em qualquer tempo é tomada como sendo a força que ocorrerá na pá se o propulsor estivesse operando continuamente nas condições daquele escoamento instantâneo. Esta técnica despreza todos os efeitos dependentes do tempo. No cálculo da sustentação Lewis considerou somente variações devido ao ângulo de ataque do elemento de pá.

Este método foi posteriormente implementado com a utilização de teorias de cálculo do propulsor na condição de estado permanente (Teoria da Linha de Sustentação). Ridger e Breslin [84] (1958), Yeh [133] (1960), Loveit [72] (1960) entre outros apresentaram métodos baseados neste procedimento.

Breheme [8] (1954), Schuster [89] (1956), McCarthy [73] (1960), Kumai [63] (1962) e Breslin [10] (1966), apresentaram também resultados baseados em métodos quase-permanentes, entretanto, utilizaram como característica de sustentação do propulsor, dados de curva de água aberta (diagramas de  $KT$ ,  $KQ$ ,  $J$ ).

O método bidimensional que considera aspectos não permanentes foi proposto entre outros por Lane [64] (1949) Lewis [68] (1963), Sevik [95] (1964), Ryall [85] (1965). Esta técnica despreza efeitos tri-dimensionais como por exemplo razão de

aspecto finita da pá, geometria helicoidal da pá e do escoamento a ré e interação entre as pás. O método aproveita basicamente a fórmula de Sears [93] para cálculo das forças em asa plana devido a um escoamento senoidal perpendicular à asa. Subdivide-se a pá em elementos e aplica-se a fórmula de Sears para cada elemento independentemente. A integração ao longo do raio, fornece a sustentação não permanente.

O modelo bidimensional não permanente corrigido com resultados experimentais será adotado neste trabalho.

Um método combinando as duas teorias anteriores também foi tentado por Ridger e Breslin [84] (1958), Reed e Bradshaw [83] (1960) e Krohn [61] (1962). Entretanto, em geral, havia uma subestima muito aguda nas forças de excitação e não estava mais em uso. Em anos recentes Tanibayashi [102] (1980) apresentou um trabalho utilizando-se deste procedimento. Apesar de evidentes melhorias nos resultados ainda subsiste o problema da subestimativa em importante faixa de  $Ae/Ao$ . No Capítulo 7 teceremos comentários adicionais a este respeito.

O modelo tri-dimensional não permanente (Three-dimensional unsteady method) foi formulado por Hanaoka [33] (1962). É o método mais avançado e também o de maior complexidade. Os modelos derivados desta formulação são chamados de "exactos" e são aqueles que têm apresentado os resultados mais consistentes com os dados experimentais. Devido a complexidade da equação, somente após várias simplificações foi possível obter-se resultados numéricos. Autores como Greenberg [29] (1964), Brown [14] (1964), Yamazaki [132] (1962) sugeriram algumas simplificações no modelo. Um grupo de pesquisa do Stevens Institute of



Technology encabeçadas por Tsakonas, Jacobs e Breslin [104],... [115] numa pesquisa de longo termo, (1964-1973) conseguiram elaborar um programa computacional com bons resultados quando comparados com dados experimentais\*.

Um enfoque diferente, dentre os métodos tri-dimensionais, foi apresentado por Kerwin [59] em 1978. Sem se preocupar com a solução analítica procurou abordar numericamente o problema com a inserção de vórtices na superfície das pás. Na realidade Kerwin aproveita o programa de análise de hélices via teoria de superfície de sustentação e combina-o com um escoamento não uniforme como descrito em Frydenlund e -- Kerwin [23]. Os resultados obtidos por Kerwin são bons para baixos valores de  $A_e/A_o$ . Entretanto para altos valores de  $A_e/A_o$  há uma super-estimativa, indicando a necessidade de melhorias no modelo.

Outros comentários a respeito destes modelos serão feitos no decorrer do trabalho, notadamente no Capítulo 4 quando justificaremos a escolha de uma delas.

---

\* Cumpre notar que este grupo estendeu suas pesquisas para análise de influências do duto [116], leme [117] e hélices de contra-rotacão [119].

## 3.- FENOMENO FÍSICO

O propósito deste capítulo é estabelecer a origem, ou ainda, a razão da ocorrência de vibração devido ao campo irregular de velocidades no qual o propulsor opera.

Para facilitar o entendimento do fenômeno, restringiremos a análise a um elemento de pá de largura  $dr$ , em um determinado raio  $r$  (Fig. 6.1.1). O campo de velocidades neste raio, ao longo da circunferência e numa região à vante próxima ao plano de operação do propulsor, apresenta um perfil de velocidades variável, como mostrado na Fig. 3.1 abaixo. Este caso, típico de um navio mono-hélice, apresenta velocidades maiores a  $90^\circ$  e  $270^\circ$ , e menores na parte superior e inferior (a  $0^\circ$  e  $180^\circ$ ). As velocidades são menores a  $0^\circ$  e  $180^\circ$  devido a maior proximidade do casco nestas regiões.

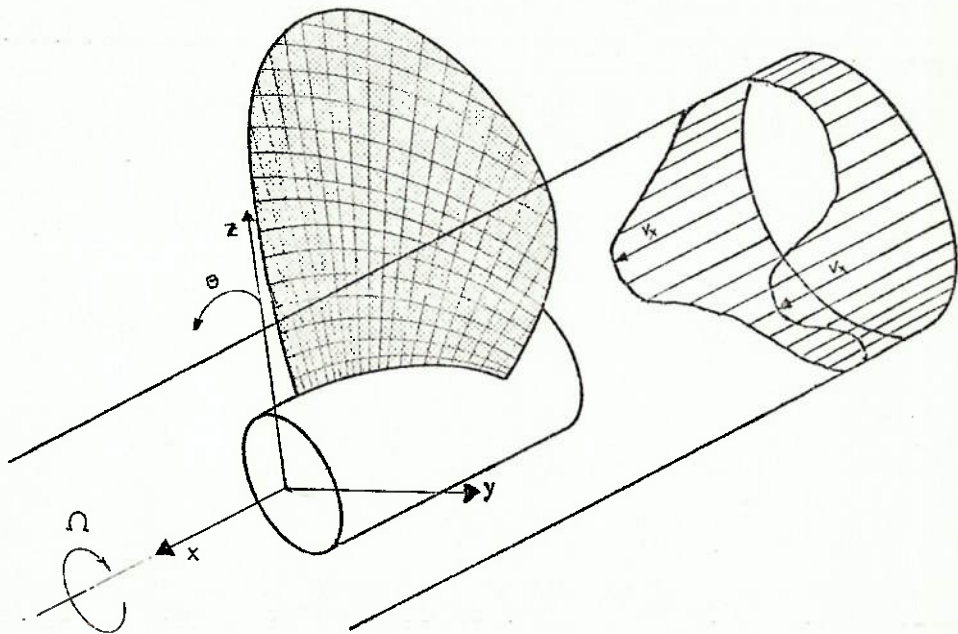


FIGURA 3.1. - Distribuição circunferencial de velocidades a vante do propulsor

Uma situação mais simples, seria imaginar o casco como uma chapa plana. Teríamos então um escoamento como mostrado na Fig. 3.2.

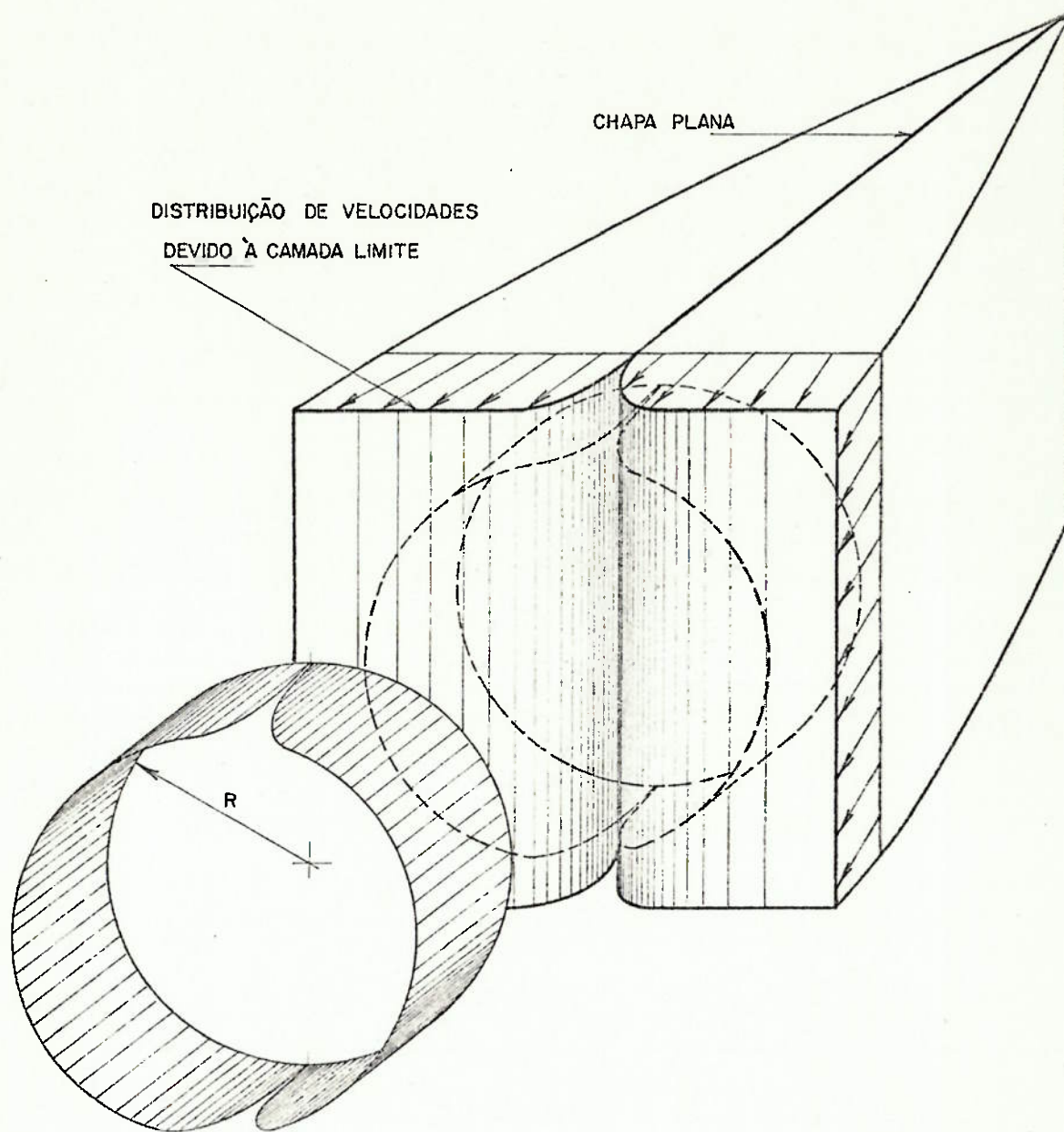


FIGURA 3.2. - Escoamento a ré de uma chapa plana

Devido à camada limite, o perfil de velocidades ao longo da circunferência é não uniforme. Próximo do ângulo zero logo atrás da chapa devido a condição de não escorregamento as velocidades tendem a zero. Nas regiões afastadas da chapa ( $90^\circ$  e  $270^\circ$ ) as velocidades tendem a atingir velocidades do escoamento externo, fora da camada limite. Se levantarmos o campo de velocidades ao longo de um raio como esquematizado na Fig. 3.2, teremos então uma situação como mostrada na Fig. 3.3. Esta é uma simplificação do caso do casco do navio que é um corpo tridimensional. A medida que o hélice gira, imerso no escoamento o elemento de pá dr varre periodicamente este campo. Desde que o campo de velocidades não é uniforme o ângulo de ataque do elemento de pá está sendo modificado periodicamente. Este ângulo será máximo nas regiões de baixa velocidade e mínimo nas regiões de alta velocidade.

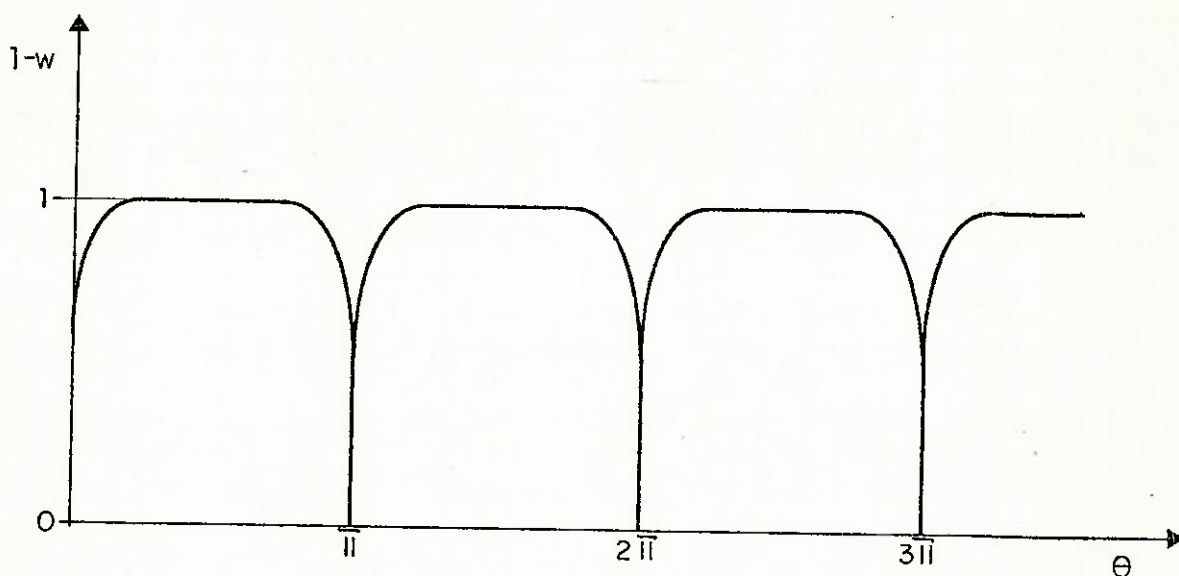


FIGURA 3.3. - Flutuação periódica da velocidade em um raio  $r$  no plano do propulsor

Retomando o caso de navios, veremos a seguir, como se processa esta flutuação do ângulo de ataque.

A Fig. 3.4 extraída de um campo de velocidades como esboçado na Fig. 3.1 [35] caracteriza a variação do ângulo de ataque do elemento de pá dr.

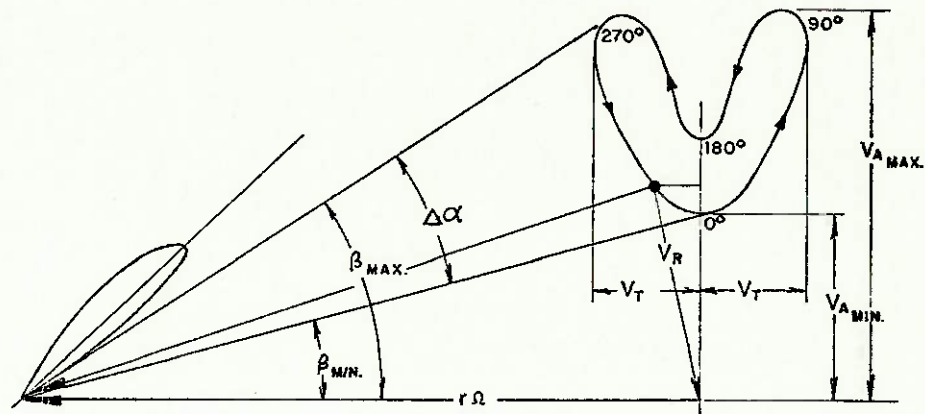


FIGURA 3.4. - Flutuação periódica do ângulo de ataque

Como pode ser visto na figura (onde também se incluíram velocidades tangenciais, além das axiais), o fôlio estando na posição a zero graus apresenta ângulo de ataque máximo (a velocidade axial é mínima e o ângulo de passo hidrodinâmico também). Ao passar a  $90^{\circ}$  a velocidade axial será máxima e haverá também escoamento tangencial ( $v_t$ ). Ao atingir  $180^{\circ}$  a velocidade axial diminuirá e não haverá escoamento tangencial (o navio é simétrico com relação ao plano longitudinal central e estamos, no presente caso, analisando um caso de mo-



no-hélice). Ao passar a  $270^\circ$  o ângulo de ataque será mínimo. Assim o fôlio repetirá cíclicamente esta configuração. Como está ocorrendo uma variação periódica no ângulo de ataque a sustentação por sua vez estará também variando. Esta flutuação na sustentação, dentro do modelo quase-permanente pode ser quantificada da seguinte maneira:

O coeficiente de sustentação de um fôlio fino (placa plana, bidimensional sem espessura) é dado por

$$C_L = 2\pi\alpha \quad (3.1)$$

onde  $\alpha$  é o ângulo de ataque.

Por sua vez  $C_L$  é definido como

$$C_L = \frac{L}{\frac{\rho}{2} V^2 C} \quad (3.2)$$

onde  $L$  = sustentação do fôlio

$\rho$  = densidade do fluido

$V$  = velocidade do escoamento

$C$  = corda

Portanto  $L$  é expresso por

$$L = 2\pi\alpha \frac{\rho}{2} V^2 C \quad (3.3)$$

Uma flutuação em  $L = f(\alpha, V)$  (desprezando-se termos de ordem superior) será dada por

$$dL = \frac{\partial L}{\partial \alpha} d\alpha + \frac{\partial L}{\partial V} dV \quad (3.4)$$

Portanto de (4.3)

$$dL = \pi \rho C [V^2 d\alpha + 2V\alpha dV] \quad (3.5)$$

Se admitirmos duas flutuações, uma paralela ao escoamento(u) e outra perpendicular(v), podemos expressar as variações em  $\alpha$  e  $V$  como:

$$d\alpha \approx \frac{v}{V} \quad (3.6)$$

e

$$dV \approx u \quad (3.7)$$

resultará então

$$dL = \pi \rho C [vV + 2\alpha uV] \quad (3.8)$$

A equação (3.8) representa a flutuação quase-permanente de sustentação do fôlio fino.

A equação (3.8) aplica-se ao elemento de pá dr. Extendendo-se o raciocínio a toda pá e ao propulsor, inferre-se que estes estarão sujeitos a carregamentos flutuantes. Daí a origem de vibração do propulsor.

Apesar de termos utilizado um exemplo particular de esteira para o entendimento do fenômeno, está claro



que é simples extrapolarmos para outras situações.

A formulação quase-permanente não explica todo o fenômeno. Dois efeitos adicionais se somam à esta componente. Como o fólio percorre um campo de velocidades variáveis devemos esperar a existência de massas adicionais associadas à pá, além disso vórtices não permanentes são continuamente liberados pelo fólio afetando também a sustentação. Este último efeito representa um efeito de memória do escoamento. A existência destas componentes, aqui apenas mencionadas, serão estabelecidas no decorrer do desenvolvimento matemático mais adiante (Cap. 5).

#### 4.- ADOÇÃO DE UM MODELO

Conforme já expusemos existem diversas técnicas desenvolvidas ou em desenvolvimento para o computo das forças de vibração do 2º tipo. Neste capítulo pretendemos expor algumas características intrínsecas a cada uma que, a luz dos objetivos propostos, permitam justificar a adoção de um particular modelo.

##### 4.1. - Modelos Quase-permanentes

O modelo quase-permanente baseado nas curvas de água aberta é o mais simples dos processos, residindo aí a sua vantagem. A sua formulação básica pode ser derivada da seguinte maneira:

Estamos interessados em determinar a flutuação no empuxo  $T$ , que em princípio pode ser obtido das curvas de água aberta pois,

$$KT = f(J) \quad (4.1.1)$$

e  $KT$  é definido como

$$KT = \frac{T}{\rho N^2 D^4} \quad (4.1.2)$$

Uma variação em T devido a KT (desprezando-se termos de ordem superior) será

$$dT = \rho N^2 D^4 dKT \quad (4.1.3)$$

Da equação (4.1.1) temos

$$dKT = \left( \frac{\partial KT}{\partial J} \right)_{J_0} dJ \quad (4.1.4)$$

como

$$J = \frac{V(1-w)}{N D} \quad (4.1.5)$$

Uma variação em J será (em primeira ordem) dada por\*

$$dJ = \frac{-V dw}{N D} \quad (4.1.6)$$

Associando-se a expressão (4.1.6) com (4.1.4) ficamos com

$$dKT = \frac{-\partial KT}{\partial J} \frac{V dw}{N D} \quad (4.1.7)$$

e finalmente,

$$dT = -\rho N^2 D^4 \frac{\partial KT}{\partial J} \frac{V dw}{N D} \quad (4.1.8)$$

---

\* Admitimos  $N=Cte$ , pois interessa-nos expressar apenas a influência da esteira no empuxo.

A expressão (4.1.8) relaciona a flutuação do empuxo com a flutuação na esteira e representa a equação de interesse.

Na expressão (4.1.8) a derivada da função  $K_T(J)$  pode ser obtida das curvas de água aberta da particular série de hélice em estudo (Fig. 4.1.1).

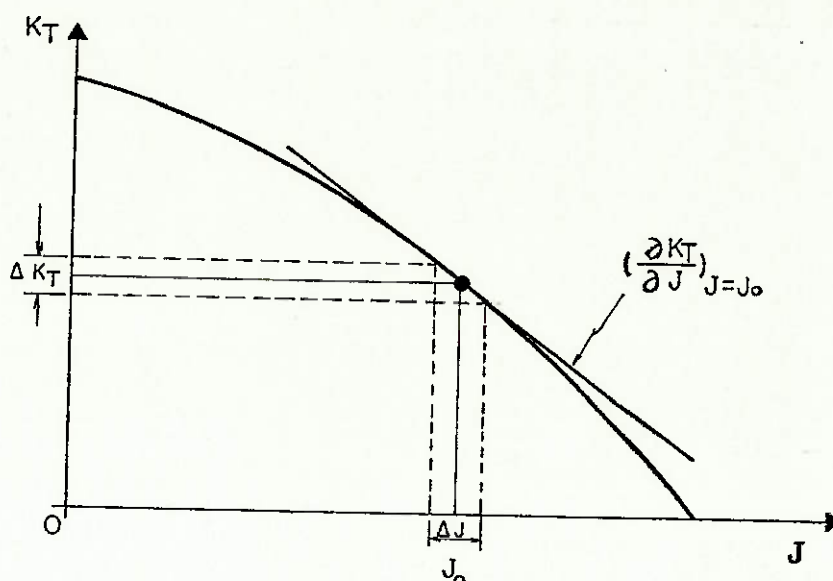


FIGURA 4.1.1. - Diagrama de água aberta. Variação em  $K_T$  devido à variação em  $J$

O valor de  $\Delta w$  é obtido geralmente com a medição do campo de esteira no plano do propulsor. Seria neste caso a variação da esteira ao longo do disco varrido pelo propulsor e tomando-se somente a componente axial.

Existem basicamente três deficiências neste modelo. A primeira é a necessidade de se considerar uma esteira média na direção radial ponderada para toda a pá. Quando estamos interessados em analisar determinados harmônicos de composição das forças.

vibratórias\*, pode ocorrer uma variação de fase dos harmônicos ao longo do raio (Fig. 4.1.2) alterando completamente o valor global da força. A técnica quase-permanente, como exposta, não pode levar em consideração tal fato.

Outra deficiência inerente ao modelo é o fato de não

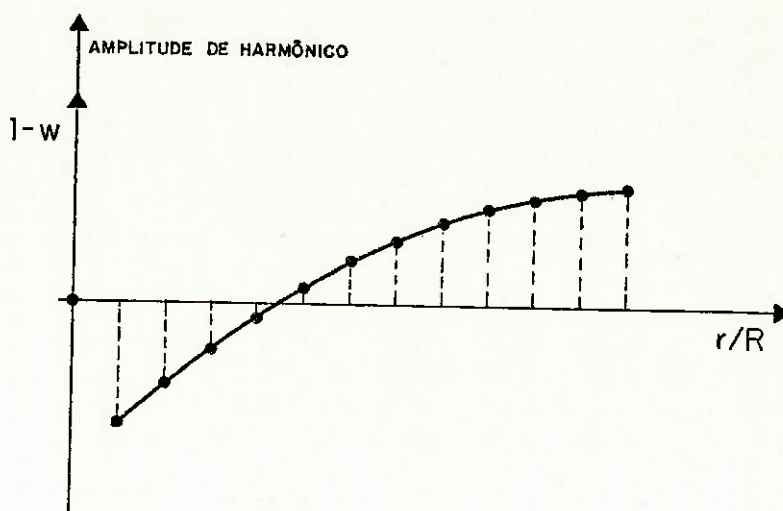


FIGURA 4.1.2. - Variação (possível) de um harmônico de esteira ao longo do raio

poder analisar efeitos devido a torção. A torção tem sido considerado uma das melhores alternativas para a diminuição da vibração no propulsor e tem sido empregada com bastante frequência nos projetos atuais [97]. A introdução de torção permite quebrar a fase relativa da

---

\*Veremos no Cap. 6 que somente determinados harmônicos produzem vibração ao propulsor como um todo.

sustentação dos elementos de pá, resultando daí um cancelamento de esforços\*. Ocorre que não é possível extrairmos esta informação das curvas de KT.

A terceira deficiência é que o modelo não considera efeitos não permanentes, que serão abordados no cap.5.

O modelo quase-permanente utilizando-se da teoria de linha de sustentação (TLS) introduz dificuldades equivalentes à análise das características permanentes do propulsor via TLS. Em outras palavras, é necessário preliminarmente desenvolver um método de análise do propulsor. Infelizmente não dispomos ainda de um tal programa\*\*. É claro que este modelo sanaria algumas deficiências mas ainda assim não estaria considerando os efeitos não permanentes.

#### 4.2.- Modelos tridimensionais não permanentes

Os modelos tridimensionais não permanentes são técnicas reconhecidamente superiores. A equação básica foi derivada por Hanaoka [33]. Ela relaciona o campo de velocidades no propulsor, considerado conhecido, com o campo de pressões que é variável a ser calculada.

---

\* Brown [110] argumenta que devem existir outras razões além da fase na diminuição das forças de vibrações.

\*\* Cumpre lembrar que a parte relativa ao projeto do propulsor via TLS foi desenvolvida por Fernandes [22].



O desenvolvimento proposto por Hanaoka aplica-se a três situações:

- . Escoamento não permanente devido a ação de vibração do propulsor considerado como rígido, oscilando devido a folgas axiais nos mancais.
- . Oscilação das pás, decorrentes de sua flexão.
- . Escoamento circunferencial não uniforme (presente caso).

A expressão final obtida é uma equação integral de superfície, singular e expressa por:

$$V_N^n(r) e^{iq(\Omega t - \theta)} = \sum_{n=1}^Z \frac{e^{iq\Omega t}}{4\pi\rho_f V_a} \iint_S \Delta p(\xi, \rho, \theta) \quad x$$

$$\frac{\partial}{\partial n'} \int_{-\infty}^x e^{iq\left(\frac{\Omega}{V_A}(\tau' - x) - \theta_n\right)} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R}\right) d\tau' ds$$

onde:

$V_N^q(r)$  = amplitude de velocidade relativa (conhecida), normal a superfície helicoidal dada por  $z = \theta_0/A$

$\Delta p$  = diferença de pressão através da superfície de sustentação

$x, r, \theta$  = coordenadas cilíndricas dos pontos de controle

$\xi, r, \theta$  = coordenadas cilíndricas dos pontos de carregamento

$$R = \left\{ (\tau' - \xi)^2 + r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \left[ \theta_0 \frac{z}{A} + \theta_n - \frac{\Omega}{V_a}(\tau' - x) \right] \right\}^{1/2}$$

$$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\rho}{\sqrt{1+a^2\rho^2}} \left( a \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) = \text{derivada direcional normal a superfície helicoidal nos pontos de carregamento}$$

$$\frac{\partial}{\partial n'} = \frac{r}{\sqrt{1+d^2\rho^2}} \left( a \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) = \text{derivada direcional normal a superfície helicoidal nos pontos de controle.}$$

Hanaoka investigou em detalhes as propriedades do Kernel ( $\nabla p$ ) e as singularidades da equação. Entretanto não realizou nenhum cálculo numérico dessa complexa equação. Conforme descrevemos anteriormente, vários autores introduziram simplificações nessa equação de forma que foi possível a implementação de programas computacionais.

Afora o aspecto de complexidade, existem outros fatores que restringem a adoção imediata dessa formulação. Devido a sofisticação do modelo ela exige um conhecimento mais detalhado da geometria do propulsor, o que em geral não é disponível nas fases preliminares do projeto onde é fundamental efetuar a análise do problema. Além disso o tempo computacional deste método é bem mais elevado\*.

---

\*Segundo Tanibayashi [101] o tempo de computação do método tridimensional é da ordem de 10 vezes maior do que os métodos mais simples.

#### 4.3. - Modelo bidimensional não permanente

O modelo bidimensional não permanente, apesar de sua simplicidade, consegue abranger aspectos importantes como o efeito da torção e os efeitos não permanentes. A sua principal deficiência é que apresenta uma superestima de resultados. Esta é a razão que nos levou a considerar uma correlação experimental. As características e os detalhes deste modelo serão apresentados no capítulo 5.

## 5.- O MODELO BIDIMENSIONAL NÃO PERMANENTE

### 5.1.- *Considerações Iniciais*

Neste capítulo procuraremos destacar os fundamentos que embasam o modelo bidimensional não permanente, explicitando hipóteses e simplificações adotadas e apresentaremos a sua formulação matemática.

Um dos pressupostos básicos deste modelo é considerar que a esteira, tomada em um determinado raio, possa ser decomposta em componentes harmônicas. De acordo com a descrição do fenômeno (Cap. 3), a variação circunferencial da esteira no plano do propulsor provoca uma flutuação periódica de sustentação. Infere-se portanto a possibilidade de decomposição desse campo de velocidades em uma série harmônica. Se houver linearidade entre as componentes harmônicas de velocidade e as respectivas componentes de sustentação, teremos obtido considerável simplificação na elaboração do modelo. De fato, a vantagem é significativa já que a formulação matemática é conhecida e sua solução analítica também. Sears [93] a partir de um trabalho preliminar com Von Karman [57], deduziu uma expressão para o cálculo de sustentação não permanente em asa plana bidimensional, percorrendo um campo de velocidades perturbado, de perfil senoidal, perpendicular ao movimento do fólio. Admitindo-se que um elemento de pá comporta-se como um fólio bidimensional, podemos aplicar a equação diretamente ao propulsor marítimo. A composição de cada har-

mônico ao longo da pá fornece a amplitude de sustentação dinâmica. A somatória de todos os harmônicos fornecerá a resultante total de excitação.

Conforme foi visto no Cap. 3 (Eq. 3.8), existem duas componentes que podem gerar flutuações de sustentação. Uma componente perpendicular acima mencionada, e outra, paralela ao escoamento, que depende diretamente do ângulo de ataque. Esta última componente será discutida ao final deste capítulo (item 5.3).

#### 5.2.- Modelo Matemático de Sears

A formulação exposta a seguir pode ser encontrada com maior ou menor grau de detalhamento e inclusive com enfoques diferenciados nos trabalhos de Sears [93], Bisplinghoff [4], Fung [25] e Newman [79]. Seguiremos o desenvolvimento de Newman, que explicita com maior clareza as hipóteses do modelo.

Consideremos um fôlio, conforme esquematizado na Fig. 5.2.1, onde o comprimento da corda está adimensionalizado, sem espessura e contido no eixo  $x$ .

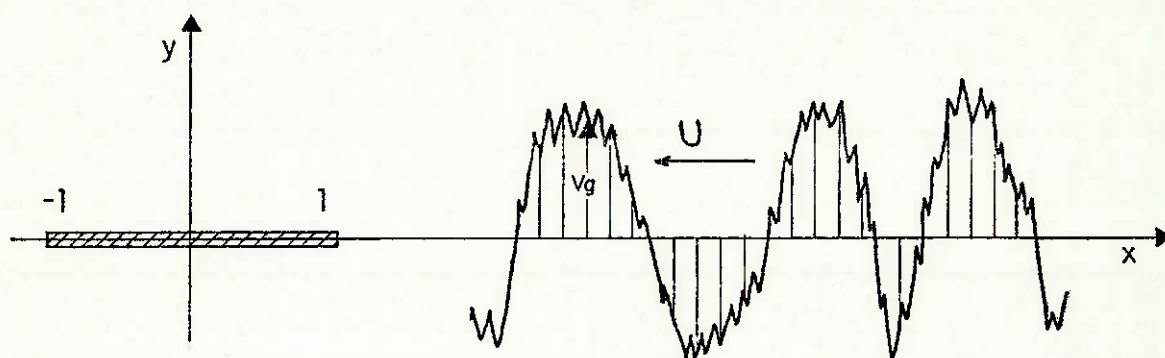


FIGURA 5.2.1 - Fôlio fino imerso em um escoamento de velocidade permanente  $U$  na direção  $x$  e variável na direção  $y$   $v_g(x,t)$ .

O fôlio está imerso em um escoamento principal de velocidade constante  $U$  e um escoamento secundário perpendicular  $v_g(x,t)$ .

O modelo será desenvolvido dentro das seguintes hipóteses:

- a. Região fluida infinita e sem efeitos gravitacionais
- b. Escoamento bidimensional
- c. Escoamento incompressível
- d. Fluido invíscido e homogêneo
- e. Vorticidade confinada ao eixo  $x < -1$
- f. Teoria linearizada (fôlio fino, ângulos de ataque pequenos e velocidades não permanentes pequenas)
- g. O movimento se inicia a partir de uma condição de repouso
- h. A condição de Kutta-Joukowski deve ser satisfeita no bordo de fuga



As hipóteses (g) e (d) garantem a irrotacionalidade do escoamento, ou\*,

$$\nabla \times \vec{V}_p = 0 \quad (5.2.1)$$

implicando que podemos expressar as velocidades em termos potenciais,

$$\vec{V}_p = \nabla \phi \quad (5.2.2)$$

Como o fluido é incompressível (c), a equação da continuidade é expressa como

$$\nabla \cdot \vec{V}_p = 0 \quad (5.2.3)$$

De (5.2.2) e (5.2.3) resulta

$$\nabla^2 \phi(x, y, t) = 0 \quad (\text{com exceção do eixo } x < -1 \text{ de acordo com a hipótese (e)}) \quad (5.2.4)$$

A condição de Kuta-Joukowski por sua vez exige que no bordo de fuga a velocidade seja finita,

$$\nabla \phi < \infty \quad (5.2.5)$$

A condição cinemática sobre o fôlio deve satisfazer a relação

---

\* Por conveniência, subtrai-se do escoamento total a velocidade  $U$  do escoamento principal, mantendo-se apenas a velocidade de perturbação  $\vec{V}_p = (u, v)$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \eta} = U \cdot n \quad (5.2.6)$$

Devemos considerar adicionalmente uma condição dinâmica no eixo  $x < -1$ , isto é

$$\frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (5.2.7)$$

A velocidade potencial deve desaparecer no infinito

$$\nabla \phi \rightarrow 0 \quad \text{para} \quad \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty \quad (5.2.8)$$

As expressões de (5.2.4) a (5.2.8) representam o problema de valor de contorno.

A condição cinemática no fôlio pode ser expressa alternativamente a partir do uso da derivada substantiva

$$\frac{D}{Dt}(y-\eta) = \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} + \nabla \phi \cdot \nabla \right) (y-\eta) \quad (5.2.9)$$

onde

$\eta(x,t)$  é a coordenada vertical da corda média.

Desenvolvendo a equação (5.2.9), linearizando de acordo com a hipótese (f) e observando que o fôlio está fixo resulta

$$v(x,0,t) = -v_g(x,0,t) \quad (5.2.10)$$

Devemos fazer inicialmente uma análise da vortividade liberada no bordo de fuga.

Admitindo-se o fôlio e a esteira como uma distribuição de vórtices, podemos utilizar as expressões que relacionam as velocidades de perturbação e a vortividade (vide a propósito Karman [57]).

$$u_{\pm}(x,t) = \pm \gamma(x,t) \quad (5.2.11)$$

e

$$v_{\pm}(x,t) = - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^1 \frac{\gamma(\xi,t)}{\xi - x} d\xi \quad -1 < x < 1 \quad (5.2.12)$$

onde o sinal  $\pm$  indica velocidades acima e abaixo do fôlio e  $\int$  de nota o valor principal (ou de Cauchy) da integral.

A equação de Bernoulli linearizada é dada por:

$$P - P_{\infty} = -\rho \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} - U \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \quad (5.2.13)$$

Como a condição dinâmica na esteira exige que a pressão não sofra saltos na interface  $y = 0$ , utilizando-se de (5.2.7), (5.2.11) e (5.2.13) ficamos com

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} - U \frac{\partial \gamma}{\partial x} = 0, \quad (5.2.14)$$

cuja solução geral é dada por (vide por ex. Stephenson [99])

$$\gamma(x,t) = \gamma(x + Ut) \quad (5.2.15)$$

A equação acima mostra que a vorticidade liberada no bordo de fuga é lançada na esteira e permanece constante num sistema de referência movendo-se com o fluido.

De acordo com o teorema de Kelvin, podemos escrever

$$\int_{-\infty}^1 \gamma(x,t) dx = \int_{-\infty}^{-1} \gamma(x,t) dx + \Gamma(t) = 0 \quad (5.2.16)$$

diferenciando esta expressão e utilizando-se de (5.2.14) temos

$$\frac{d\Gamma}{dt} = U\gamma(-1,t) \quad (5.2.17)$$

A equação (5.2.17) acima relaciona a variação de  $\Gamma$  com a vorticidade liberada no bordo de fuga.

Utilizando-se da expressão (5.2.15) e impondo a condição cinemática (5.2.10) na equação (5.2.12) obtemos a formulação completa do problema.

$$-vg(x,t) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi+Ut)}{\xi-x} d\xi = -\frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi,t)}{\xi-x} d\xi \quad -1 < x < 1 \quad (5.2.18)$$

Temos portanto uma integral singular em  $\gamma$ . A solução geral desta equação pode ser obtida através da técnica de inversão e é expressa por (vide por ex. Myskys [77]).

$$\gamma(x, t) = \frac{2}{\pi(1-x^2)^{1/2}} \left\{ \int_{-1}^1 \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi - x} [-vg(\xi, t) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi' + Ut)}{\xi' - \xi} d\xi'] d\xi + C \right\} \quad (5.2.19)$$

A constante C pode ser obtida da seguinte for

ma:

Como

$$\Gamma = \int_{-1}^1 \gamma(x, t) dx \quad (5.2.20)$$

então

$$\Gamma = \int_{-1}^1 \frac{2}{\pi(1-x^2)^{1/2}} \left\{ \int_{-1}^1 \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi - x} [-vg(\xi, t) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi' + Ut)}{\xi' - \xi} d\xi'] d\xi + C \right\} dx \quad (5.2.21)$$

Invertendo-se a ordem de integração teremos

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 \left[ -(1-\xi^2)^{1/2} vg(\xi, t) \int_{-1}^1 \frac{dx}{(1-x^2)^{1/2} (\xi-x)} \right] d\xi + \\ &+ \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi' + Ut)}{\xi' - \xi} d\xi' \int_{-1}^1 \frac{dx}{(1-x^2)^{1/2} (\xi-x)} \int_{-1}^1 (1-\xi^2)^{1/2} d\xi + \\ &+ \frac{2C}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{dx}{(1-x^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (5.2.22)$$

Como

$$\int_{-1}^1 \frac{dx}{(\xi-x)(1-x^2)^{1/2}} = 0 \quad (\text{vide por ex. Myskys ou anexo 8 eq.A8.2})$$

$$(5.2.23)$$

resulta que;

$$C = \Gamma/2 \quad (5.2.24)$$

Portanto,

$$\gamma(x,t) = \frac{2}{\pi(1-x^2)^{1/2}} \left\{ \int_{-1}^1 \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi-x} [-vg(\xi,t)] + \right.$$

$$\left. \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi'+Ut)}{\xi'-\xi} d\xi' \right\} d\xi + \frac{1}{2} \Gamma \quad (5.2.25)$$

Denominemos a segunda integral da equação(5.2.25) acima como  $\gamma_2(x,t)$ . Ela pode ser simplificada através da inversão da ordem de integração e do uso de frações parciais na seguinte forma:

$$\gamma_2(x,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi-x} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi'+Ut)}{\xi'-\xi} d\xi' d\xi =$$

$$\frac{1}{2\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi'+Ut)}{\xi'-x} \int_{-1}^1 \left[ \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi-x} - \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi-\xi'} \right] d\xi' d\xi' \right\} \quad (5.2.26)$$



Utilizando-se das transformadas de Hilbert como apresentadas no Anexo 8 as integrais impróprias podem ser calculadas, de A8.2 e A8.6

$$\int_{-1}^1 \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi - x} d\xi = H_0(x) - H_2(x) = -\pi x \quad (5.2.27)$$

e de A8.7 e A8.9

$$\int_{-1}^1 \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi - \xi'} d\xi = \pi(\xi'^2 - 1)^{-1/2} - \pi |\xi' + \xi'^2(\xi'^2 - 1)^{-1/2}| \quad (5.2.28)$$

Retomando a integral (5.2.2) ficamos com

$$\gamma_2(x, t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi' + Ut)}{\xi' - x} d\xi \left[ (\xi' - x) - \frac{\xi'^2 - 1}{(\xi'^2 - 1)^{1/2}} \right] \quad (5.2.29)$$

substituindo a equação (5.2.16) na equação (5.2.29) a integral fica

$$\gamma_2(x, t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi + Ut)(\xi^2 - 1)}{\xi - x} d\xi - \frac{1}{2} \cdot \Gamma \quad (5.2.30)$$

A expressão (5.2.25) pode então ser reescrita como,

$$\gamma(x, t) = \frac{2}{\pi(1-x^2)^{1/2}} \left\{ - \int_{-1}^1 \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi - x} v g(\xi, t) d\xi - \int_{-\infty}^{-1} \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi - x} \gamma(\xi + Ut) d\xi \right\} \quad (5.2.31)$$

Podemos agora a partir da equação (5.2.31) efetuar o cálculo da sustentação.

Com a equação de Bernoulli, linearizada, expressamos a sustentação como

$$L = \rho \int_{-1}^1 \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} - U \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^+ dx \quad (5.2.32)$$

onde o sinal  $^+$  indica a integração da pressão nas duas faces do fôlio.

Na expressão (5.2.32) o termo mais a direita pode ser associado a  $\gamma$  pela equação (5.2.11), o termo a esquerda pode ser formulado em termos de  $\gamma$ , integrando-o por partes,

$$\int_{-1}^1 \frac{\partial \phi}{\partial t} dx = \int_{-1}^1 \frac{\partial \phi}{\partial t} d(x+1) = (1+x) \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{-1}^1 - \int_{-1}^1 (1+x) \frac{\partial u}{\partial t} dx \quad (5.2.33)$$

O primeiro termo a direita vale zero para  $x=-1$ . Para  $x = 1$  existe uma raiz quadrada infinita nas componente de velocidade. Devemos ter portanto uma raiz quadrada nula na velocidade potencial. Resulta portanto,

$$\int_{-1}^1 \frac{\partial \phi}{\partial t} dx = - \int_{-1}^1 (1+x) \frac{\partial u}{\partial t} dx \quad (5.2.34)$$

Utilizando-se de (5.2.34) e (5.2.8) a equação para a sustentação fica,

$$L = \rho \int_{-1}^1 \left[ (1+x) \frac{\partial \gamma}{\partial t} + U \gamma \right] dx \quad (5.2.35)$$

Substituindo a equação (5.2.31) em (5.2.35),

$$\begin{aligned}
 L = & \rho \left\{ \int_{-1}^1 (1+x) \frac{2}{\pi(1-x^2)^{1/2}} \left[ \int_{-1}^1 \frac{-(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi-x} \frac{\partial v g}{\partial t} d\xi - \right. \right. \\
 & \left. \left. \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{-1} \frac{(\xi^2-1)^{1/2}}{\xi-x} \frac{\partial \gamma}{\partial t} d\xi \right] dx + \right. \\
 & \left. \int_{-1}^1 U \frac{2}{\pi(1-x^2)^{1/2}} \left[ \int_{-1}^1 \frac{-(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi-x} v g d\xi - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{-1} \frac{(\xi^2-1)^{1/2}}{\xi-x} \gamma d\xi \right] dx \right. \\
 & \left. \right. \quad (5.2.36)
 \end{aligned}$$

Denominemos a primeira parcela de (5.2.36) como

$L_1$ ,

$$\begin{aligned}
 L_1 = & \int_{-1}^1 (1+x) \left\{ \frac{2}{\pi(1-x^2)^{1/2}} \left[ \int_{-1}^1 \frac{-(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi-x} \frac{\partial v g}{\partial t} d\xi - \right. \right. \\
 & \left. \left. \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{-1} \frac{(\xi^2-1)^{1/2}}{\xi-x} \frac{\partial \gamma}{\partial t} d\xi \right] \right\} dx \quad (5.2.37)
 \end{aligned}$$

invertendo-se a ordem de integração,

$$\begin{aligned}
 L_1 = & \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 (1-\xi^2)^{1/2} d\xi \left( - \frac{\partial v g}{\partial t} \right) \int_{-1}^1 \frac{(1+x)}{(x-\xi)(1-x^2)^{1/2}} dx - \\
 & \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{-1} (\xi^2-1)^{1/2} \frac{\partial \gamma}{\partial t} d\xi \int_{-1}^1 \frac{(1+x)}{(\xi-x)(1-x^2)^{1/2}} dx \quad (5.2.38)
 \end{aligned}$$

Utilizando-se das transformadas de Hilbert,

A8.2, A8.5 e A8.7 resulta

$$L_1 = 2 \int_{-1}^1 (1-\xi^2)^{1/2} \left(-\frac{\partial v g}{\partial t}\right) d\xi + \int_{-\infty}^{-1} [1 + \xi + (\xi^2 - 1)^{1/2}] \frac{\partial \gamma(\xi + Ut)}{\partial t} d\xi \quad (5.2.39)$$

Integrando por partes, a integral a direita

$$\int_{-\infty}^{-1} [1 + \xi + (\xi^2 - 1)^{1/2}] \frac{\partial \gamma(\xi + Ut)}{\partial t} d\xi = U [1 + \xi + (\xi^2 - 1)^{1/2}] \gamma \Big|_{-\infty}^{-1} - \int_{-\infty}^{-1} U \gamma \left(1 + \frac{\xi}{(\xi^2 - 1)^{1/2}}\right) d\xi \quad (5.2.40)$$

de (5.2.16) resulta

$$L_1 = 2 \int_{-1}^1 (1-\xi^2)^{1/2} \left(-\frac{\partial v g}{\partial t}\right) d\xi - \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi + Ut) \xi}{(\xi^2 - 1)^{1/2}} d\xi - Ur \quad (5.2.41)$$

A segunda parte da expressão (5.2.36) fica

$$L_2 = U \int_{-1}^1 (1-\xi^2)^{1/2} (-vg) d\xi \int_{-1}^1 \frac{dx}{(\xi-x)(1-x^2)^{1/2}} + \frac{U}{\pi} \int_{-\infty}^{-1} (\xi^2 - 1)^{1/2} \gamma d\xi \int_{-1}^1 \frac{dx}{(x-\xi)(1-x^2)^{1/2}} \quad (5.2.42)$$

Utilizando-se agora das transformadas de Hilbert A8.2 e A8.7 (anexo 8) resulta,

$$L_2 = U \int_{-\infty}^{-1} \gamma(\xi, t) d\xi = Ur \quad (5.2.43)$$

reordenando a equação 5.2.36,

$$L = 2\rho \int_{-1}^1 (1-\xi^2)^{1/2} \left(-\frac{\partial v g(\xi, t)}{\partial t}\right) d\xi + \rho U \int_{-\infty}^{-1} \frac{\gamma(\xi + Ut) \xi}{(\xi^2 - 1)^{1/2}} d\xi \quad (5.2.44)$$

A expressão (5.2.44) contém explicitamente dois termos que referimos no capítulo 4. O primeiro termo representa a massa adicional associada ao fôlio e o segundo a esteira. Esta última parcela introduz um efeito de memória que depende da história passada do movimento. O termo correspondente a parcela quase-permanente circulatória não aparece explicitamente. Como veremos mais adiante ela é um termo multiplicativo da equação (5.2.44).

Consideremos agora  $vg$  expresso em termos senoidais

$$vg(x,t) = vg_0 \cdot e^{i(\omega t + kx)} \quad (5.2.45)$$

A vorticidade da esteira deve ter expressão semelhante

$$\gamma(x,t) = \gamma_0 \cdot e^{i(\omega t + kx)} \quad (5.2.46)$$

onde  $k = \frac{\omega}{U}$  é denominado frequência reduzida\*. Este parâmetro pode ser interpretado como a relação entre a corda e o comprimento de onda da esteira de vórtices, ou da oscilação  $vg(x,t)$  e tem fundamental importância na análise de efeitos não permanentes ( $k$  tendendo a zero indica que aproximamos do caso quase-permanente, Valores crescentes de  $k$  indicam aumento da influência dos efeitos não permanentes).

---

\* Observe que no caso dimensional  $k = \frac{C}{2} \frac{\omega}{U}$

Utilizando-se das equações (5.2.45) e (5.2.46) na expressão (5.31) e impondo a condição de Kuta-Joukowsky fica -  
mos com

$$\gamma_0 = \frac{-vg \int_{-1}^1 \left(\frac{1-\xi}{1+\xi}\right)^{1/2} e^{ik\xi} d\xi}{\int_{-\infty}^{-1} \left(\frac{\xi-1}{\xi+1}\right) e^{ik\xi} d\xi} \quad (5.2.47)$$

Ao supormos movimentos senoidais violamos a condição de estado de repouso inicial (hipótese  $g$ ). Isto implica que a integral no denominador não é convergente. Para evitar mos esta dificuldade podemos admitir que o movimento se inicia abruptamente a partir de um instante  $t \gg t_0$ . Assim o denominador toma a forma

$$\int_{t_0-t}^{-1} \left(\frac{\xi-1}{\xi+1}\right)^{1/2} e^{ik\xi} d\xi = (1+i \frac{d}{dk}) \int_{t_0-t}^{-1} \frac{e^{ik\xi}}{(\xi^2-1)^{1/2}} d\xi \quad (5.2.48)$$

Para  $t \rightarrow \infty$  a integral a direita pode ser computada a partir da expressão integral da função de Hankel de segundo tipo. Utilizando se das expressões A 9.2 e A 9.7 do anexo 9 obtemos

$$H_0^{(2)} = \frac{2i}{\sqrt{\pi} \Gamma(1/2)} \int_{-\infty}^{-1} \frac{e^{ik\xi}}{(\xi^2-1)^{1/2}} d\xi \quad (5.2.49)$$

Utilizando-se de A 9.6 o denominador fica



$$\int_{-\infty}^{-1} \left( \frac{\xi-1}{\xi+1} \right) e^{ik\xi} d\xi = H_1^{(2)}(k) + i H_0^{(2)}(k) \quad (5.2.50)$$

A integral no numerador pode ser expressa como

$$\int_{-1}^1 \left( \frac{1-\xi}{1+\xi} \right)^{1/2} e^{ik\xi} d\xi = (1+i) \frac{d}{dk} \int_{-1}^1 \frac{e^{ik\xi}}{(1-\xi^2)^{1/2}} d\xi \quad (5.2.51)$$

A integral a direita em (5.2.51) pode ser computada a partir das formulas A 9.1, A 9.5 e A 9.7 (anexo 9) e resulta

$$\int_{-1}^1 \left( \frac{1-\xi}{1+\xi} \right)^{1/2} e^{ik\xi} d\xi = J_0(k) - i J_1(k) \quad (5.2.52)$$

A expressão para  $\gamma_0$  fica

$$\gamma_0 = -4vg \frac{J_0^{(2)} - iJ_1^{(2)}}{H_1^{(2)} + iH_0^{(2)}} \quad (5.2.53)$$

Substituindo agora (5.2.45), (5.2.46) e (5.2.53) em (5.2.44),

$$L = 2\rho i w v g \int_{-1}^1 (1-\xi^2)^{1/2} e^{ik\xi} d\xi + \rho U (-4vg) \frac{J_0^{(2)} - iJ_1^{(2)}}{H_1^{(2)} + iH_0^{(2)}} \int_{-\infty}^{-1} \frac{\xi e^{ik\xi}}{(\xi^2-1)^{1/2}} d\xi \quad (5.2.54)$$

A integral mais a esquerda em (5.2.54) pode ser representada pela função de Bessel A 9.1, resultando

$$\int_{-1}^1 (1-\xi^2)^{1/2} e^{ik\xi} d\xi = \frac{\pi}{k} J_1(k) \quad (5.2.55)$$

A integral a direita em (5.2.54) pode ser obtida como em (5.2.49). A sustentação (5.2.54) fica portanto (como  $k = \frac{w}{U}$ )

$$L = 2\rho v g \pi U \left[ iJ_1 + \frac{H_1^{(2)}}{H_1^{(2)} + iH_0^{(2)}} (J_0 - iJ_1) \right] e^{iwt} \quad (5.2.56)$$

Utilizando-se das expressões A 9.3 e A9.4 teremos finalmente,

$$L = -2\rho v g \pi U \left( \frac{2i/\pi k}{H_1^{(2)} + iH_0^{(2)}} \right) e^{iwt} \quad (5.2.57)$$

A expressão entre parenteses em (5.2.57) é denominada função de Sears e está representada graficamente na fig. 5.2.2 abaixo (extraída da tabela do anexo 4).

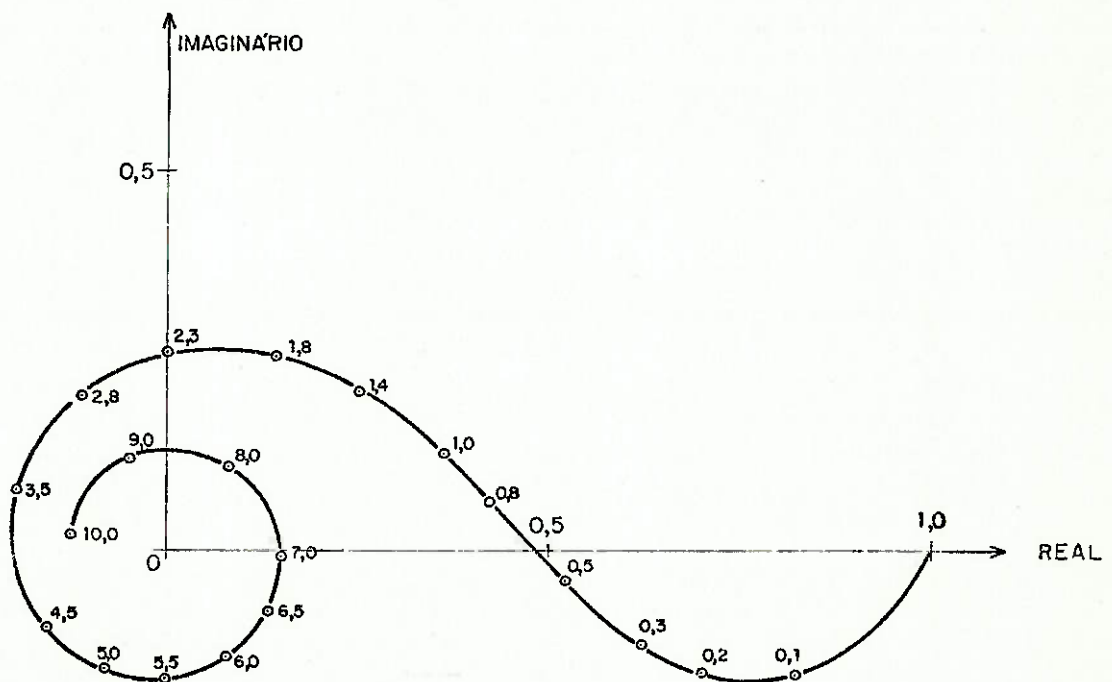


FIGURA 5.2.2. - Função de Sears

Podemos notar que a expressão (5.2.57) pode ser expressa pelo produto de duas parcelas. A primeira é exatamente o termo quase-permanente, conforme deduzido no Capítulo 4 (eq. 3.8 para as perturbações perpendiculares ao escoamento). A segunda parcela corresponde ao termo não permanente (função de Sears).

### 5.3.- *Função de Horlock*

A formulação acima considera apenas flutuações perpendiculares ao escoamento. Conforme salientamos no capítulo 3 pode existir uma componente paralela ao escoamento que deve ser somada à equação acima. Geralmente esta componente não é considerada mesmo nas teorias mais avançadas. Tem-se constatado que a sua influência é em geral pequena em propulsores. Entretanto, conforme enfatiza Horlock [45], ela pode ser importante em máquinas hidráulicas como turbinas, ventiladores nos quais este modelo pode ser aplicado. Desta forma consideramos razoável a inclusão deste termo na equação de sustentação. Uma vez que o desenvolvimento da equação pode ser obtido de modo bastante análogo ao aqui apresentado\* decidimos omitir a sua dedução.

---

\*Horlock segue em seu desenvolvimento a linha de Karman e Sears [57]

A sua expressão final é

$$L_u = \pi \rho c U \alpha u T(k) e^{i\omega t} \quad (5.3.1)$$

onde

$$T(k) = X(k) + iY(k) \quad (5.3.2)$$

$$X(k) = (z-a)J_0(k) - bJ_1(k) \quad (5.3.3)$$

$$Y(k) = (a+1)J_1(k) - bJ_0(k) \quad (5.3.4)$$

$$a + ib = \frac{H_0^{(2)}}{H_0^{(2)} - iH_1^{(2)}} \quad (5.3.5)$$

Observe que aqui também o termo quase-permanente, como desenvolvido no Capítulo 3, multiplica o termo não permanente (a função de Horlock). A expressão  $T(k)$  está representada na fig. 5.3.1. abaixo

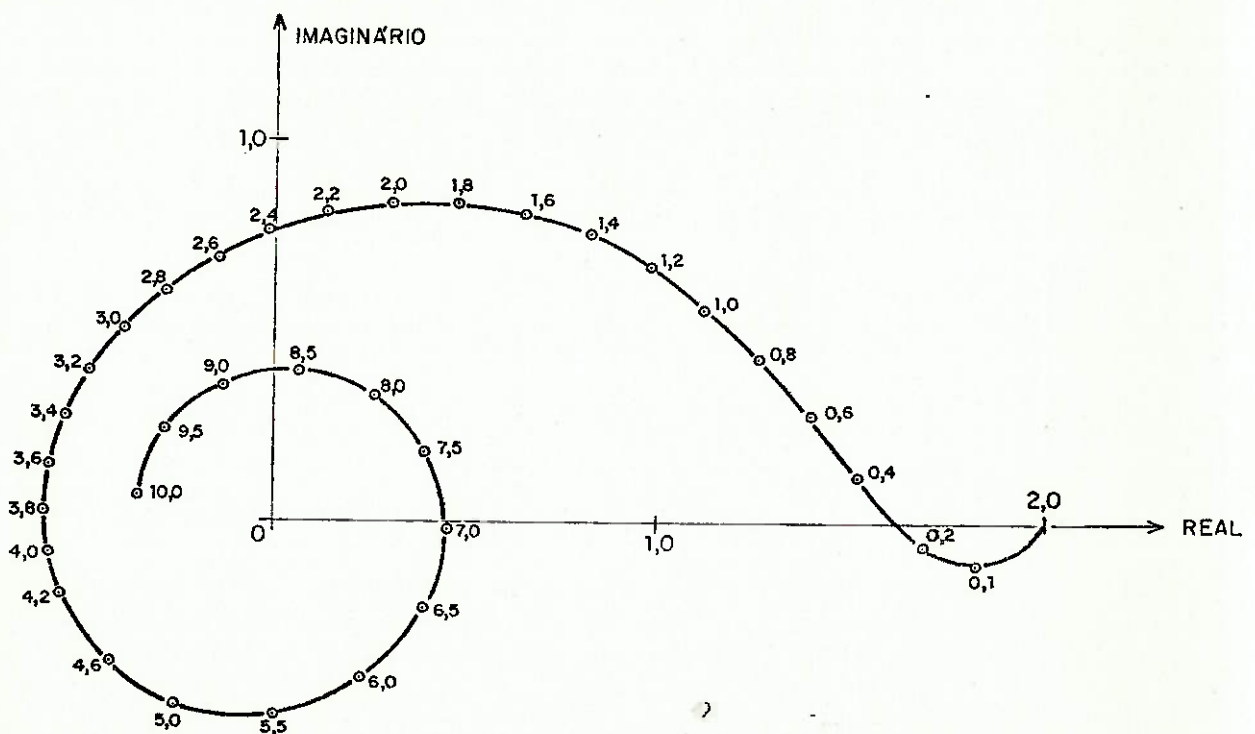


FIGURA 5.3.1. - Função de Horlock

A expressão final bidimensional fica

$$L = \pi \rho c U \{v S(k) + \alpha u T(k)\} e^{i\omega t} \quad (5.3.6)$$

## 6. APLICAÇÃO DA TEORIA BIDIMENSIONAL AO CASO DO PROPULSOR

### 6.1. - Considerações Iniciais

Tendo desenvolvido o modelo bidimensional, de vemos agora extê-lo às pás do propulsor e ao propulsor como um todo. Para isso utilizaremos do método das faixas que é conhecido no estudo de propulsores como teoria dos elementos de pá. Ao se adotar este procedimento estaremos supondo que não há interferência entre os elementos de pá. Adicionalmente, de acordo com a teoria bidimensional, desconsideraremos a curvatura dos elementos de pá e que a pá e a vorticidade liberada formam superfícies helicoidais. Consideraremos também que não há interferência entre as pás.

Para a aplicação da expressão bi-dimensional divide-se a pá em elementos conforme esquematizado na Fig.6.1.1.

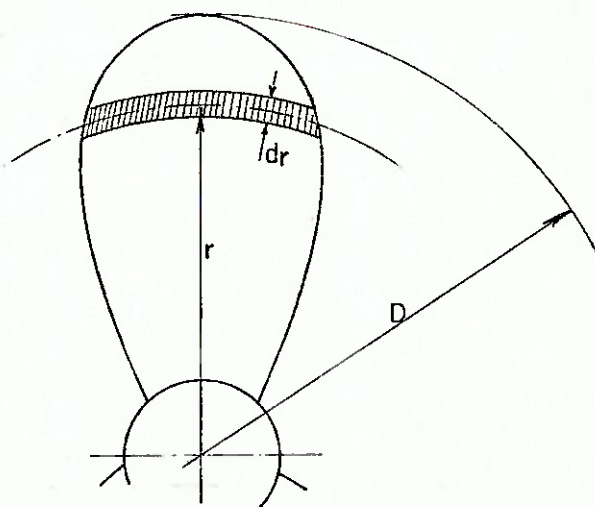


FIGURA 6.1.1 - Elemento de pá



Cada elemento de pá é considerado como fôlio isolado. A integração da sustentação de cada fôlio ao longo do raio fornecerá o valor da sustentação não permanente de cada pá. A composição adequada das forças entre as pás dará a resultante para o propulsor como veremos a seguir.

### 6.2. - Componentes de Força e Momento

Retomando a expressão final (Eq. 5.3.6) do capítulo anterior podemos expressá-lo como

$$L(w,r) = L_0(w,r) e^{iwt} \quad (6.1)$$

onde

$$L_0(w,r) = \pi \rho c(r) U(r) [v(r) S(k,r) + \alpha(r) u(r) T(k,r)] \quad (6.2)$$

$r$  = raio onde se está calculando a sustentação

$w$  = frequência de oscilação

Admitindo-se  $\vec{L}_0$  como vetor perpendicular ao escoamento e de módulo  $L_0(w,r)$  teremos a sustentação em uma pá, numa determinada frequência dada por,

$$\vec{F}(w) = \int_{a_0}^R \vec{L}_0(w,r) e^{iq(\theta + \psi_s(r))} dr \quad (6.3)$$

onde

$R_0$  = raio do bossó

$R$  = raio do propulsor

$\psi_s$  = ângulo de torção

$q$  = ordem do harmônico

$q\theta = \omega t$

O momento por sua vez será expresso por

$$M(\omega) = \int_{R_0}^R L_0(\omega, r) r e^{iq(\theta + \psi_s(r))} dr \quad (6.4)$$

A decomposição destas resultantes em direções convenientes produzirá as componentes de interesse para cada pá. A ação conjunta das pás dará os esforços e momentos do propulsor.

Consideremos o seguinte sistema de referência (Fig. 6.2.1) para determinação de cada componente.\*

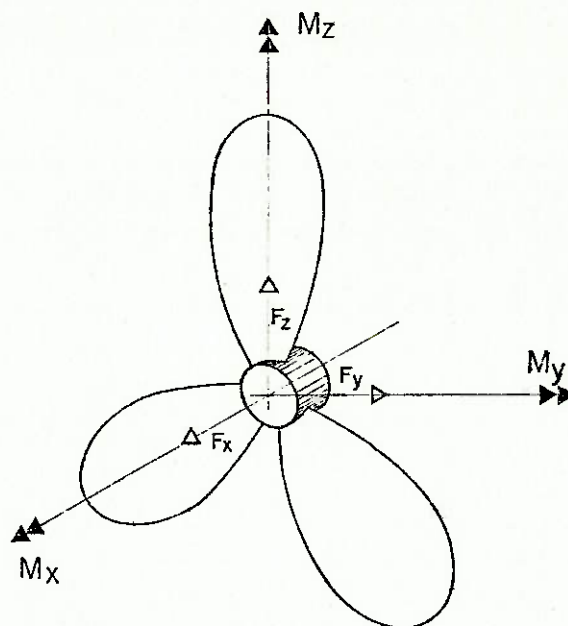


FIGURA 6.2.1 - Sistema de referência

\* As expressões finais que se seguem podem ser encontradas em Hadler [32], Tsakonas [110], Thompson [103] e Nowacky [81].

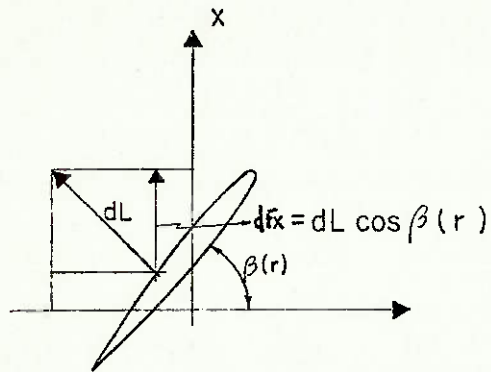


FIGURA 6.2.2 - Diagrama de força axial

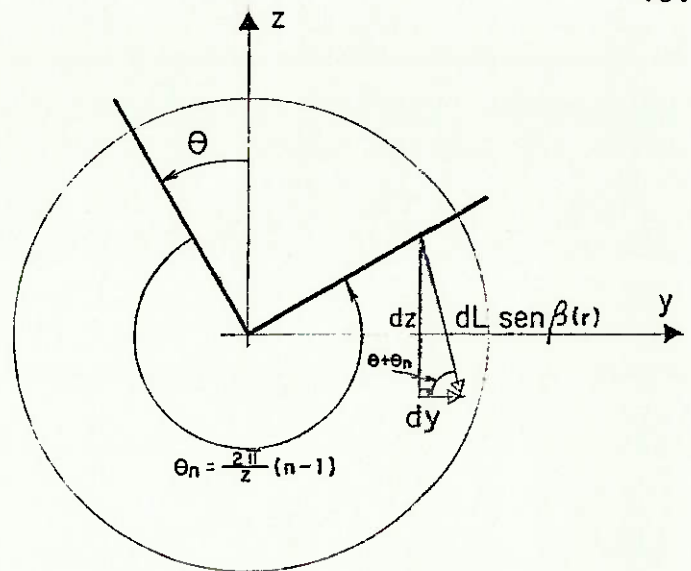


FIGURA 6.2.3 - Diagrama de Forças Transversais

Em cada elemento a projeção das forças na direção  $x$  será

$$d F_x(\Omega q, r) = L_o(\Omega q, r) \cos \beta(r) e^{i q(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.5)$$

onde

$$\theta_n = \frac{2\pi}{Z} (n - 1) \quad (6.6)$$

$\theta$  = posição angular da pá

$Z$  = número de pás

$\psi_s = \psi_s(r)$  = ângulo de torção

$\Omega$  = velocidade angular da pá

Analogamente:

$$d F_y(\Omega q, r) = L_o(\Omega q, r) \sin \beta(r) \cos (\theta + \theta_n + \psi_s) e^{i q(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.7)$$

e

$$d F_z(\Omega q, r) = L_o(\Omega q, r) \text{sen} \beta(r) \text{sen}(\theta + \theta_n + \psi_s) e^{iq(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.8)$$

Fazendo-se a integração dos elementos de pá, so-  
mando todas as pás e compondo todos os harmônicos

$$F_x = \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{n=1}^Z \int_{R_o}^R L_o(\Omega q, r) \cos \beta(r) e^{iq(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.9)$$

$$F_y = \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{n=1}^Z \int_{R_o}^R L_o(\Omega q, r) \text{sen} \beta(r) \cos(\theta + \theta_n + \psi_s) e^{iq(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.10)$$

$$F_z = \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{n=1}^Z \int_{R_o}^R L_o(\Omega q, r) \text{sen} \beta(r) \text{sen}(\theta + \theta_n + \psi_s) e^{iq(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.11)$$

e para os momentos,

$$M_x = \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{n=1}^Z \int_{R_o}^R L_o(\Omega q, r) r \text{sen} \beta(r) e^{iq(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.12)$$

$$M_y = \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{n=1}^Z \int_{R_o}^R L_o(\Omega q, r) r \text{sen} \beta(r) \cos(\theta + \theta_n + \psi_s) e^{iq(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.13)$$

$$M_z = \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{n=1}^Z \int_{R_o}^R L_o(\Omega q, r) r \cos \beta(r) \text{sen}(\theta + \theta_n + \psi_s) e^{iq(\theta + \theta_n + \psi_s)} dr \quad (6.14)$$

Se desenvolvermos as expressões, encontraremos 3 tipos de expressão que nos permitem simplificá-las,

$$\bullet \quad \sum_{n=1}^N e^{iq\theta_n} = \begin{cases} N & \text{para } q = \lambda N \\ 0 & \text{para } q \neq \lambda N \end{cases} \quad (\lambda \text{ inteiro}) \quad (6.15)$$

$$\bullet \quad e^{iq(\alpha + \beta)} \cos(\alpha + \beta) = \frac{1}{2} \{ e^{i(q+1)(\alpha + \beta)} + e^{i(q-1)(\alpha + \beta)} \} \quad (6.16)$$

$$\bullet \quad e^{iq(\alpha + \beta)} \sin(\alpha + \beta) = \frac{1}{2i} \{ e^{i(q+1)(\alpha + \beta)} - e^{i(q-1)(\alpha + \beta)} \} \quad (6.17)$$

Utilizando-se das 3 expressões acima as equações de 9 a 14 podem ser escritas como:

$$F_x = Z \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \int_{R_0}^R L_0(mZ, r) \cos \beta(r) e^{imZ(\theta + \psi_s)} dr \quad (6.18)$$

$$F_y = \frac{Z}{2} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \int_{R_0}^R [L_0(mZ-1, r) + L_0(mZ+1, r)] \sin \beta(r) e^{imZ(\theta + \psi_s)} dr \quad (6.19)$$

$$F_z = \frac{iZ}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{R_0}^R [L_0(mZ-1, r) - L_0(mZ+1, r)] \sin \beta(r) e^{imZ(\theta + \psi_s)} dr \quad (6.20)$$

$$M_x = Z \sum_{m=1}^{\infty} \int_{R_0}^R L_0(mZ, r) r \sin \beta(r) e^{imZ(\theta + \psi_s)} dr \quad (6.21)$$

$$M_y = -\frac{Z}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{R_0}^{-R} [L_0(mZ-1, r) + L_0(mZ+1, r)] r \cos\beta(r) e^{imZ(\theta + \psi_s)} dr$$

(6.22)

$$M_z = -\frac{iZ}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{R_0}^{-R} [-L_0(mZ-1, r) + L_0(mZ+1, r)] r \cos\beta(r) e^{imZ(\theta + \psi_s)} dr$$

(6.23)

As expressões de 18 a 23 são as expressões gerais para o cálculo de forças e momentos atuantes no propulsor geradas pela não uniformidade da esteira. De posse destas equações é possível elaborar um programa computacional de cálculo das excitações.

Antes de prosseguirmos, convém notar que as estas equações revelam uma característica de extrema importância na análise desse fenômeno. De acordo com as expressões (18) e (21) o empuxo e torque vibratórios são determinados pelos carregamentos na frequência correspondente ao número de pás e seus harmônicos (MZ), enquanto que as forças e momentos transversais nas frequências adjacentes (MZ ± 1) como mostram as formulas (19) (20), (22) e (23). Basta portanto considerar apenas estes harmônicos para a análise global de Forças. Entretanto, na análise individual de uma pá devemos é claro recorrer a todos os harmônicos.



### 6.3. Programa de Computador

A partir das expressões (18) a (23), elaboramos um programa de computador na linguagem Fortran que permite o cômputo de forças de excitação. O programa compõe-se de 1 programa principal e 6 subrotinas.

#### Programa Principal

Lê as características da esteira e do propulsor calcula a sustentação numa pá e as componentes de Forças e momento no propulsor, utilizando da subrotina Lift.

#### LIFT

Calcula a sustentação dos elementos de pá, utilizando-se das subrotinas Vindu, Sears, Horlk. Essencialmente realiza o cálculo de  $L_o(w,r)$ .

VINDU

Calcula as velocidades induzidas pelas pás utilizando-se da teoria do momentum (disco atuador), associado a teoria bidimensional de fôlios, como descrito no anexo 10. O valor do coeficiente de arrasto adotado é  $CD = 0,008$ . É uma correção que afasta o modelo da teoria potencial. O cálculo das velocidades induzidas é realizado principalmente para corrigir o ângulo de ataque  $\alpha$  que contribue diretamente na equação das Forças de flutuação paralelas ao escoamento (função de Horlock). Uma vez que o sistema de equações resultantes é transcendental, utiliza-se do método da secção aurea para determinação das soluções do sistema de equação.

SEARS

Calcula a função de Sears (eq.5.2.57 ou Fig.5.2.2) a partir das rotinas BESJ e BESY.

HORLK

Calcula a função de Horlk (eq.5.3.2 ou Fig. 5.3.1) a partir das rotinas BESJ e BESY.

BESJ e BESY

Calcula as funções de Bessel  $J_0$ ,  $J_1$  e  $Y_0$ ,  $Y_1$  a partir de expressões polinomiais como apresentadas em Abramovitz [1]. No caso as rotinas utilizadas pertencem ao sistema SSP (Subroutine System Package) da IBM.

No anexo inclui-se a listagem do programa e o manual de utilização.

## 7.- APLICAÇÃO DO MODELO AOS DADOS DE BOSWELL

### 7.1.- *Considerações Iniciais*

Boswell | 5 | conduziu uma série de experimentos que podemos considerar como clássicos nesta área. Até então, algumas medições de vibração haviam sido realizadas. Entretanto, estas eram encaradas com certa reticência devido a imprecisão dos instrumentos\*. Van Manen e Wereldsma |123|, por exemplo, conduziram experimentos em modelos de embarcações e também simulando a esteira através de chapa plana. Ocorre que a utilização de modelos introduz outra dificuldade até hoje não esclarecida, de que modo é o campo de velocidades alterado com a introdução do propulsor neste campo. Os modelos de previsão teóricos requerem como dado de entrada uma descrição desta esteira, que normalmente é obtida sem a presença do propulsor, através de tubos de Pitot. Se o propulsor operando alterar significativamente este escoamento (alterando por ex. a camada limite do casco), as técnicas de cálculo estarão sendo aplicadas para condições diferentes de operação\*\*. A técnica utilizada por Boswell minimiza o problema e além disso amplifica as forças de vibrações au

---

\* Medições de vibração em propulsor sempre apresentaram grandes dificuldades e ainda hoje representam um grande desafio experimental.

\*\* Outros comentários adicionais a este problema da esteira serão feitos no Capítulo 10.

mentando a confiabilidade das medições. Deve-se a isto a ampla utilização dos resultados de Boswell para comparação de métodos.

A seguir faremos uma descrição dos dados de Boswell, apresentando os resultados do modelo bidimensional aplicados a estes dados e comparando-os com os valores experimentais. Incluiremos ainda os resultados teóricos também calculados por Boswell aplicando as várias técnicas descritas no Capítulo 2.

### 7.2. *Dados de Boswell*

Boswell realizou ensaios em tunel de cavitação fazendo uma simulação de esteira através de telas. As telas tinham o propósito de acentuar as forças dinâmicas. Como os propulsores eram de 3 pás, a geometria das telas tinham a finalidade de amplificar os harmônicos de 3º e 4º ordem. Conforme mostrado no capítulo 6, em um propulsor de 3 pás, o harmônico de 3º ordem excita vibrações de empuxo e torque e os de 2º e 4º ordem as forças e momentos transversais. A geometria das telas podem ser vistas nas Figs. 7.2.1 e 7.2.2. A amplificação dos esforços ocorre devido a fase com que entram as pás em regiões de alta e baixa esteira.

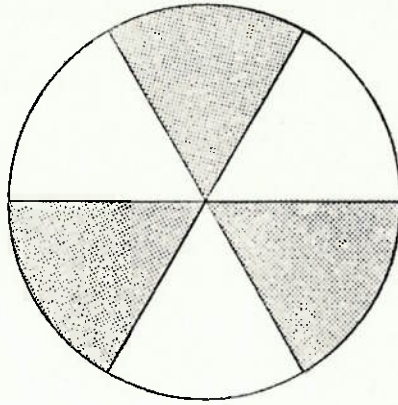


FIGURA 7.2.1. - Tela para esteira de 3 ciclos

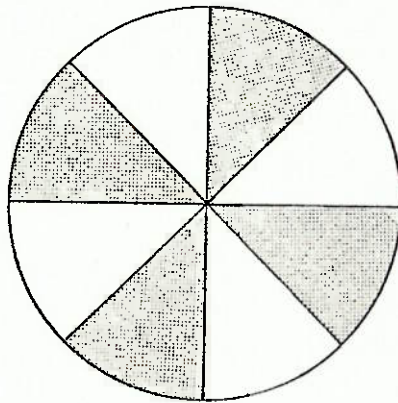


FIGURA 7.2.2. - Tela para esteira de 4 ciclos

As Figs. 7.2.3 e 7.2.4 são decomposições em série de Fourier do campo de velocidades a juzante da tela e permitem inferir claramente o propósito da tela. É exatamente no 3º e 4º harmônico de velocidades que temos as maiores amplitudes.

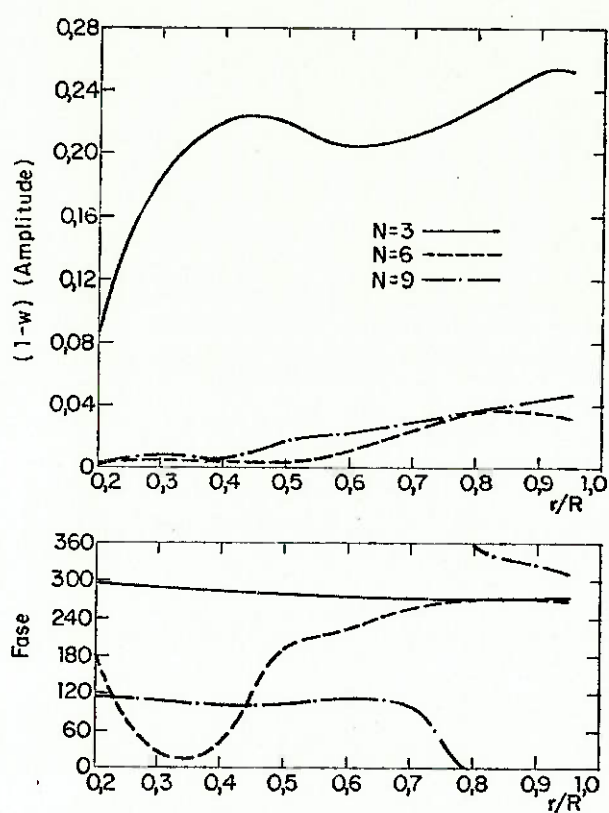


FIGURA 7.2.3.- Análise harmônica da esteira de 3 ciclos



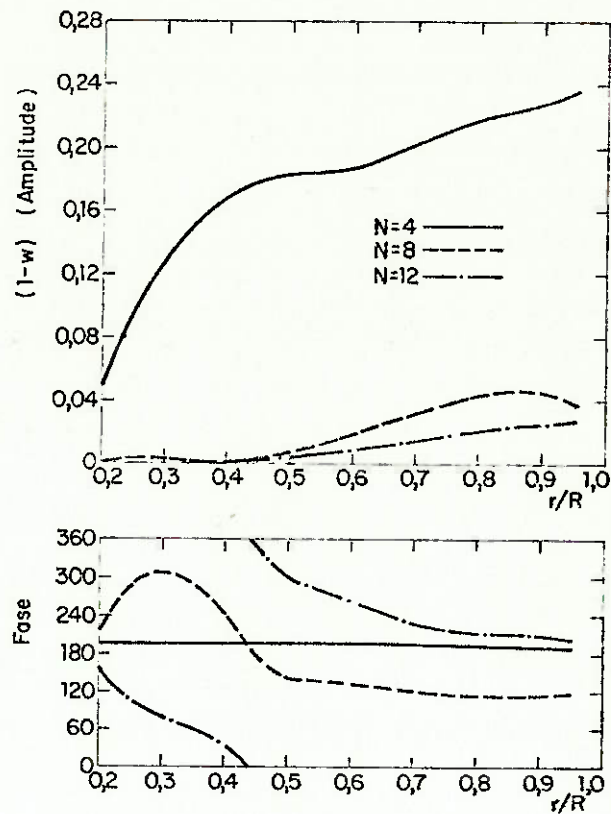


FIGURA 7.2.4. - Análise harmônica da esteira de 4 ciclos

Os dados apresentados nas Figs. 7.2.3 e 7.2.4 foram obtidos através de tubos de pitot, num total de 6, cobrindo portanto, 6 raios e medidos de 10 em 10 graus ao longo da circunferência do plano do propulsor.

Boswell realizou a análise em 4 hélices cobrindo larga faixa de  $Ae/Ao$  ( $0,3 < Ae/Ao < 1,2$ ) e incluiu no estudo um propulsor com alta torção. As suas principais características encontram-se listadas na Tabela 7.2.1.

Hélice nº	Diâmetro (m)	Ae/Ao	$(P_D)_{0,17}$	Torção	Nº Pás
4132	0,3048	0,303	1,086	0	3
4118	0,3048	0,606	1,077	0	3
4113	0,3048	0,212	1,073	0	3
4143	0,3048	0,606	0,071	120°	3

TABELA 7.2.1. - Características dos Hélices de Boswell

Na Fig. 7.2.5 temos uma vista projetada das pás. O dinamômetro utilizado para medição destes esforços foi especialmente construído no NSRDC e encontra-se descrito em Brandau | 6 |. Boswell considera que as medições encontram-se dentro de  $\pm 5\%$  de precisão.

Outras características destes dados podem ser encontrados no Anexo 6.

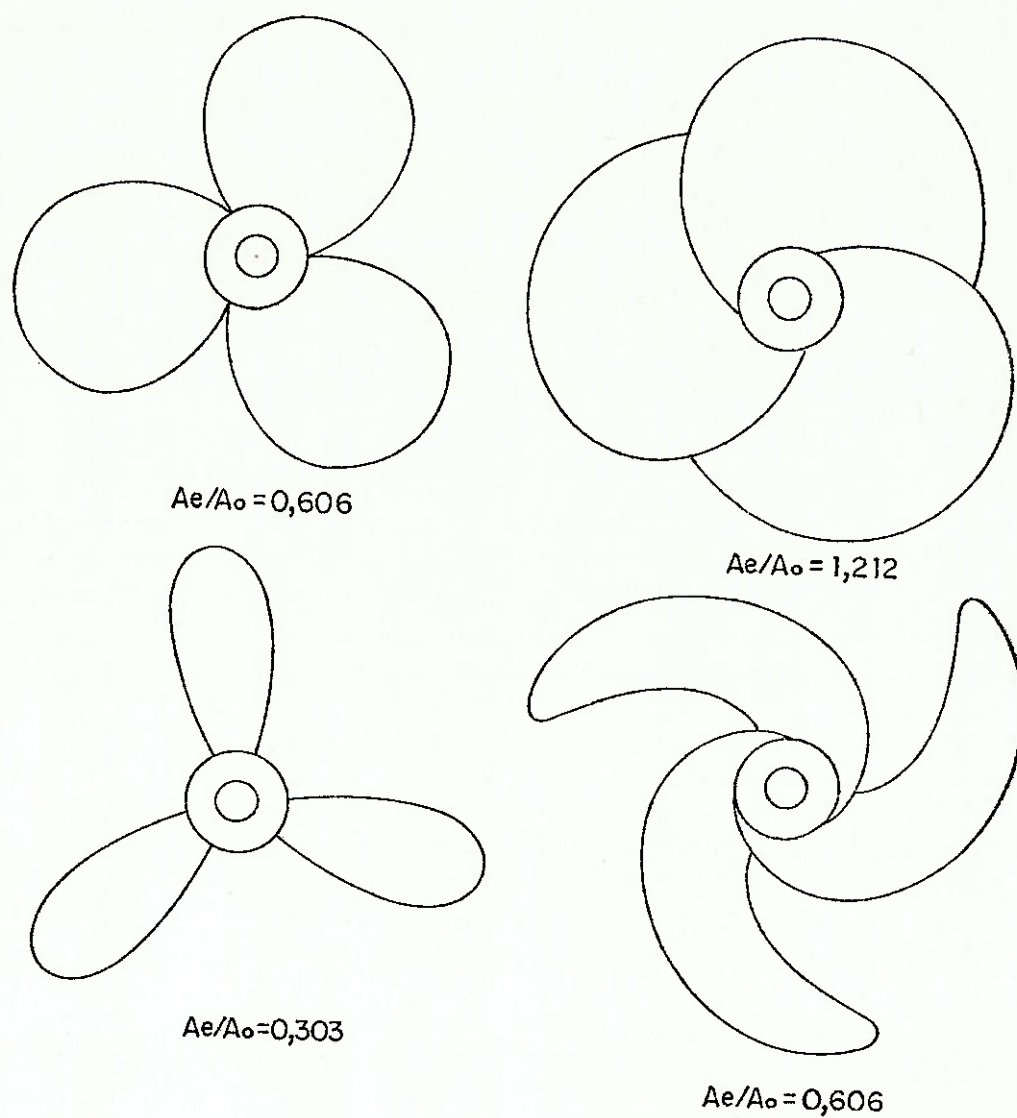


FIGURA 7.2.5. - Perfis projetados dos hélices de Boswell

## 7.3. - Resultados

Aplicando-se o modelo bidimensional desenvolvido no capítulo anterior aos dados apresentados acima, obtemos os resultados apresentados nas Figs. 7.3.1 e 7.3.2 para o empuxo e torque. Os resultados são designados de 2D- Cap. 6, para distingui-los de outros, que servem de comparação.

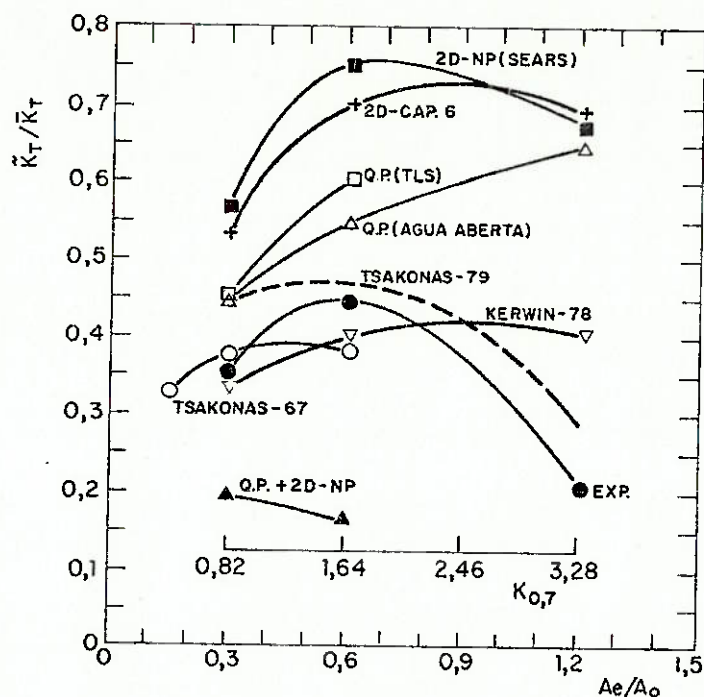


FIGURA 7.3.1.- Empuxo não permanente em função da área expandida. Comparação entre teorias e experimentos

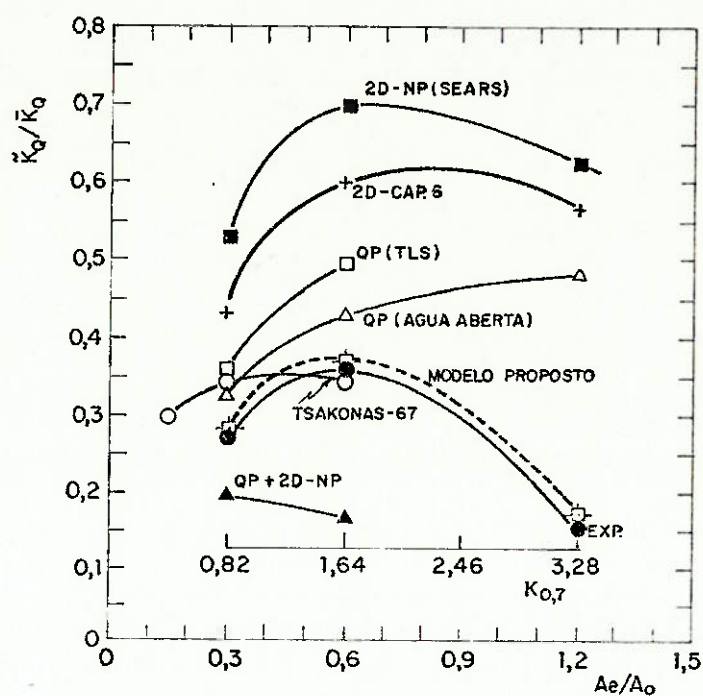


FIGURA 7.3.2. - Torque não permanente em função da área expandida. Comparação entre teoria e experimentos. A curva referente ao modelo proposto antecipa um resultado do cap. 8.

Antes de comentarmos os resultados do modelo bidimensional, faremos uma breve análise dos modelos teóricos utilizados por Boswell, cujos resultados também se encontram nas Figs. 7.3.1 e 7.3.2. Observando-se tais valores verifica-se que o modelo tridimensional não permanente de Tsakonas et al [110] é o que mais se aproxima dos resultados experimentais. Refinamentos posteriores neste modelo conduziram a resultados melhores, extendendo inclusive o método para  $Ae/Ao$  mais altos. A curva tracejada para empuxo na fig.7.3.1 acima é um cálculo mais recente apresentado por Brockett [13].

Os métodos quase-permanentes apresentam-se razoáveis para baixos valores de área expandida. O método quase-permanente água aberta é o de McCarthy [73] e o de linha de sustentação o de Haskins [36]. Entretanto, a medida que aumenta o  $Ae/Ao$  os resultados tendem a divergir. Este comportamento se deve a predominância de efeitos não permanentes, que não são considerados nestes modelos.

Para o método combinado foram utilizados a função de Sears associado ao método quase-permanente derivado do processo de Burril [15] para projeto de hélice. Verifica-se que o método combinado produz resultados bastante subestimados como se pode ver das curvas apresentadas. Isto se deve a superposição de dois efeitos aditivos. O modelo bidimensional despreza os efeitos de vorticidade paralela às cordas (trailing vorticity) e como consequência superestima a vorticidade paralela ao eixo geratriz da pá (shedding vorticity). O modelo quase-permanente por sua vez, despreza os últimos e acarreta a superestima dos primeiros. Como os efeitos são aditivos, resulta uma subestima final. Na fig. 7.3.3 representa-se esquematicamente a orientação desses vórtices.

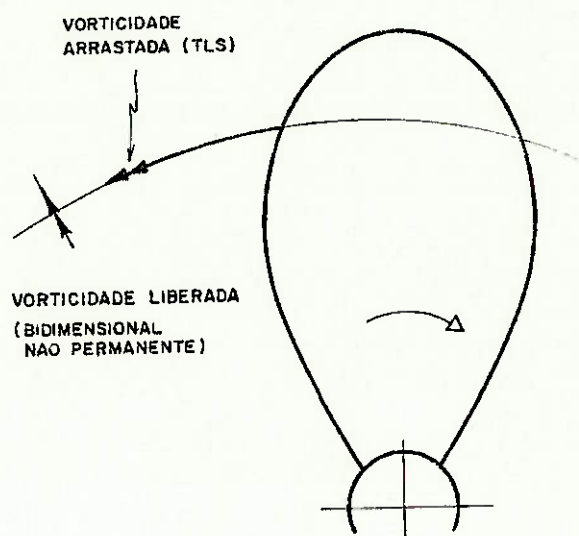


FIGURA 7.3.3.- Vorticidade na esteira da pá

Incluimos ainda na Fig. 7.3.1 os resultados do modelo de Kerwin [13]. Como pode ser verificado, o modelo apresenta bons resultados para a faixa de  $Ae/Ao = 0,3$ , subestima os valores em torno de  $Ae/Ao = 0,6$  e superestima para altos  $Ae/Ao$ . Infere-se portanto a necessidade de refinamentos neste modelo.

O modelo bidimensional fornece valores comparáveis ao de Lewis [68] e [69], que é o modelo empregado por Boswell. As diferenças nos resultados se explicam por 2 fatores. O modelo incorpora a função de Horlock, e as velocidades médias em cada raio são tomadas da análise harmônica, enquanto que Lewis considera uma única velocidade média para todos os raios. No desenvolvimento do programa computacional adotamos uma



correção ao ângulo de ataque, devido as velocidades induzidas, conforme explanado no Capítulo 6. Se isto não fosse feito os resultados tenderiam a ser mais próximos do experimental. Entretanto a melhoria seria fictícia.

Thompson [103] apresenta resultados para um propulsor de 10 pás e argumenta que a inclusão da componente de Horlock melhora consideravelmente seus resultados. Mas, como ele não considera correções no ângulo de ataque esta alegada melhoria não deve ser tão pronunciada.

É interessante notar nas Figs. 7.3.1 e 7.3.2 que o modelo bidimensional não permanente acompanha o comportamento geral dos valores experimentais, isto é, se apresenta com um certo "paralelismo" em relação a curva experimental.

## 8.- PROPOSTA DE UM MODELO BIDIMENSIONAL CORRIGIDO

### 8.1.- Considerações Iniciais

O método bidimensional não permanente leva a uma sobrestimativa de resultados, conforme mostramos resultados do capítulo anterior. Este era um fato conhecido e alguns autores sugeriram correções no modelo. Thompson [103] sugeriu, por exemplo, adotar uma correção em  $\partial CL/\partial \alpha^*$ , considerando efeitos de interferência nas pás, de acordo com estudos experimentais de Herrig, Emery e Erwin [37]. Estas curvas foram levantadas para perfis bidimensionais. Uma correção semelhante a esta mas para propulsores foi levantada por Gutsche [31]\*\*. Esta correção foi utilizada por Hinterthan [38] em um modelo quase-permanente. Fazendo uso desta correção pode-se conseguir uma melhoria considerável nos resultados do modelo bidimensional, como pode ser visto na Fig. 8.1.1. Hinterthan considera ainda uma correção devido a espessura das pás (conforme pode ser visto na Fig. A.11.2 do Anexo 11, o coeficiente  $\partial CL/\partial \alpha$  tende a decrescer a medida que a espessura aumenta).

---

\* Observe-se que neste modelo  $\frac{\partial CL}{\partial \alpha} = 2\pi$

\*\* A curva de correção encontra-se no Anexo 11.

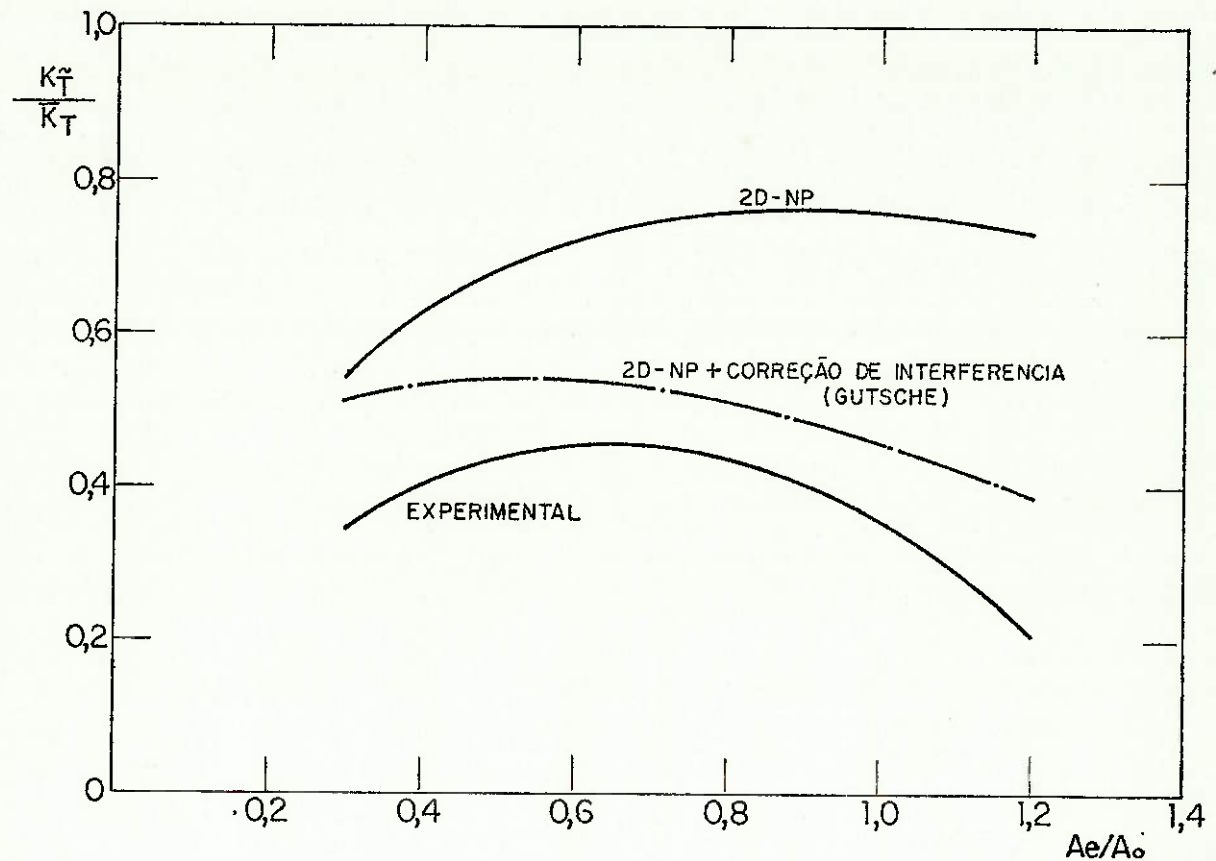


FIGURA 8.1.1. - Efeito de interferência entre pás nas flutuações de empuxo

Poderíamos em tese associar uma série de correções como acima exposto, que permitissem conduzir a um modelo mais realista. Entretanto, não existem estudos mais sistemáticos que forneçam estas correções.

Os comentários até aqui, restringiram-se ao termo quase-permanente. No termo não permanente existem outras restrições. Estudos realizados por Breslin [11], Yamazaki [133] e Koyama [60], mostram que a função de Sears acentua demasiadamente o efeito não permanente quando aplicado aos Hélices, conforme pode ser visto na Fig. 8.1.2.

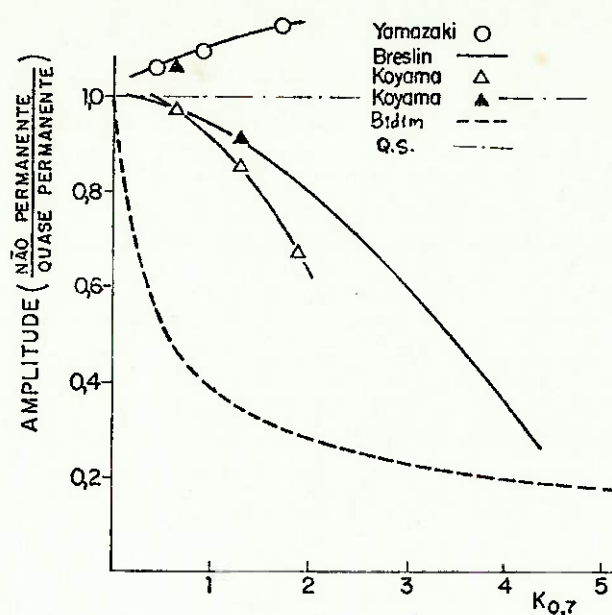


FIGURA 8.1.2 - Relação entre amplitudes não permanentes e quase-permanentes

Esta correção é contrabalançada em maior valor pelo termo quase-permanente, daí resultando a sobrestimativa.

Este é o fato que explica a malograda tentativa em associar o modelo quase-permanente com a função Sears, conforme já nos referimos no capítulo anterior. Esta particularidade do modelo não estava clara na época em que foram sugeridos os métodos combinados. Este estudo do comportamento do termo não permanente só foi possível com o advento das técnicas tridimensionais.

A curva da Fig. 8.1.2 explica ainda a conclusão obtida por McCarthy [73] de que para baixos valores de frequência reduzida, em hélices sem torção, o método quase-permanente produz bons resultados.

Estes resultados dos estudos do termo não per

manente tridimensional levaram Tanibayashi e Sasagima [87|,|101| e [102| a reconsiderar o método combinado. No caso, sugeriram ' como valor não permanente uma curva média entre as várias da Fig. 8.1.2. O termo quase-permanente é extraído de curvas de água aberta. Entretanto, os resultados obtidos ainda contêm uma subestimativa de valores na importante região de  $A_e/A_o \approx 0,6$ , chegando a ser de 50% a 100%. Tal fato vem indicar que somente um estudo mais profundo das curvas da Fig. 8.1.2 permitirá a elaboração de um modelo nos moldes sugeridos pelos dois pesquisadores.

#### *8.2.- Proposta de um modelo corrigido*

Diante do quadro exposto haveria, a nosso ver, duas alternativas com vistas a melhorar o modelo bidimensional não permanente. Uma seria realizar uma análise paramétrica em torno das curvas da Fig. 8.1.2 e assim extrair uma curva mais realista para os efeitos não permanentes. O termo quase-permanente poderia ser obtido através das curvas de água aberta, como apresentados por Breslin [12|. A dificuldade é que necessitamos dispor de um modelo tridimensional.

Um outro caminho, mais pragmático, aqui adotado é utilizar-se dos resultados de Boswell para efetuar uma correlação experimental. Tal procedimento pareceu-nos adequado pelos seguintes motivos. A medição realizada abrange uma ampla

faixa de  $A_e/A_o$  (se bem que os ensaios constituíram-se de somente 4 hélices). Além disso, estes resultados são os mais confiáveis que os até então obtidos, conforme já relatamos. Finalmente é importante considerar correções que não introduzam novas variáveis para melhorar os resultados, já que o objetivo é desenvolver um modelo utilizável a nível de projeto preliminar.

Tendo em vista que o fator mais influente nos resultados está associado ao parâmetro  $c/D$ , a correção aqui sugerida adota este parâmetro como variável básica. No caso dos experimentos de Boswell, como a corda é função linear de  $A_e/A_o$  pode-se utilizar diretamente as curvas levantadas em função de  $A_e/A_o$ . Utilizamos como valor característico a corda a  $0,7R$ . A correlação utiliza-se da razão entre  $\tilde{K}_T$  fornecido pelo modelo e o  $K_T$  experimental. Isto implica que estamos essencialmente correlacionando as amplitudes de empuxo dinâmico. Esta curva de correlação pode ser vista na Fig. 8.2.1.

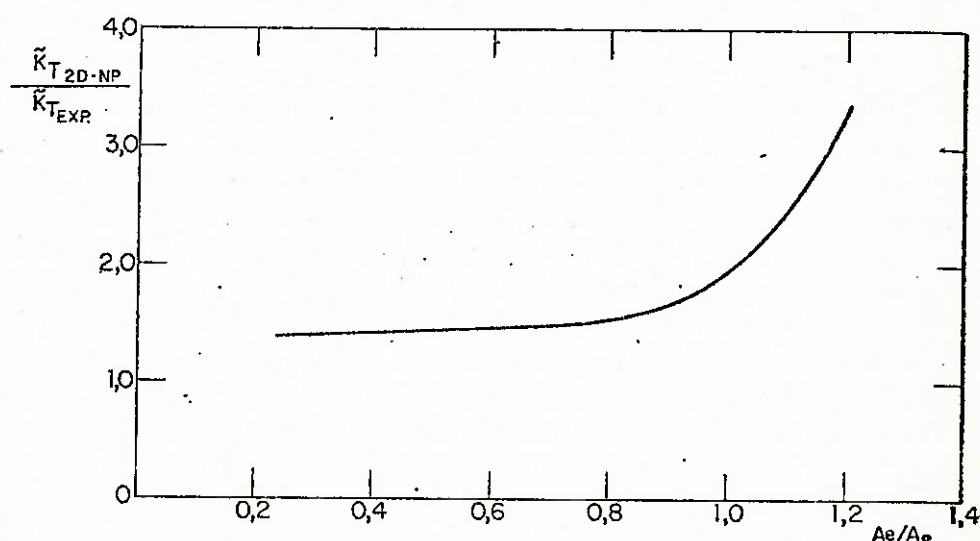


FIGURA 8.2.1.- Curva de correlação em empuxo não permanente



É claro que uma tal correlação deveria corrigir efeitos decorrentes das simplificações adotadas. Estas teriam origem no modelo bidimensional (item 5.2) e a sua aplicação ao propulsor (item 6.1).

Com relação ao modelo bidimensional, não temos dados experimentais que permitam uma conclusão. O único resultado que conhecemos se deve a Schwanecke na discussão do trabalho de Lewis [68]. Entretanto o trabalho não é conclusivo a este respeito, uma vez que o autor não está seguro se as diferenças encontradas decorrem da razão de aspecto finita do fôlio em estudo ou ao fenômeno propriamente dito.

No que concerne a segunda causa, aplicação do modelo bidimensional ao propulsor, verificamos que um dos aspectos mais críticos refere-se a razão de aspecto finita da pá. Na medida em que no modelo bidimensional,  $\partial C_l / \partial \alpha = 2\pi$ , existe uma superestima bastante pronunciada deste valor. Este fato pode ser verificado através de fórmulas apresentadas por Blispinghoff [4], para correção do efeito de razão de aspecto finita de asas. Tais correções se encontram dentro da faixa de correção apresentada na fig. 8.2.1. Decorre deste fato a importância do parâmetro  $c/D$  que está intimamente associado a razão de aspecto.

É interessante notar que este parâmetro também está associado a outros que representam influências. Assim na frequência reduzida,

$$k = q \cos \beta \frac{1}{r/R} (c/D)$$

e no coeficiente de interferência entre pás,

$$\tau = \frac{z}{\pi r/R} (c/D).$$



Ao se adotar uma correlação desta natureza é necessário efetuar uma ampla verificação do modelo, considerando-se variações nos outros parâmetros definidores do propulsor. Entretanto, são raros os dados na literatura que permitam efetuar esta análise. No caso, verificaremos ainda utilizando os dados de Boswell, a influência da torção e a variação do passo. Uma comparação com exemplo de uma esteira convencional será realizada no capítulo seguinte.

### 8.3.- Verificação das componentes transversais

Uma primeira verificação que pode ser realizada diz respeito a forças e momentos transversais\*  $F_y$ ,  $F_z$ ,  $M_y$  e  $M_z$ . As Figs. 8.3.1 e 8.3.2 mostram os resultados obtidos por Boswell e aqueles originados pelo modelo corrigido. Uma vez que diferenças em  $F_y$  e  $F_z$  são pequenas, traçamos apenas uma única curva. Procedemos da mesma forma com  $M_y$  e  $M_z$ .

Observa-se que há uma boa correlação de resultados indicando que a correlação em empuxo implica em uma correlação simultaneamente adequada as outras componentes, pelo menos para este caso. A maior discrepância ocorre para alto  $A_e/A_o$ . Entretanto, como pode ser visto dos resultados mais recentes de Tsakonas [11] mesmo o modelo tridimensional não é totalmente satisfatório, nesta faixa.

---

\* Os resultados para o momento torcional,  $M_y$ (ou  $\tilde{K}Q$ ), estão apresentados na Fig. 7.3.2 indicando boa correlação.

## 8.4. - Análise da Torção

Uma vantagem deste modelo frente aos métodos quase-permanentes baseados em água aberta é que podemos anali-

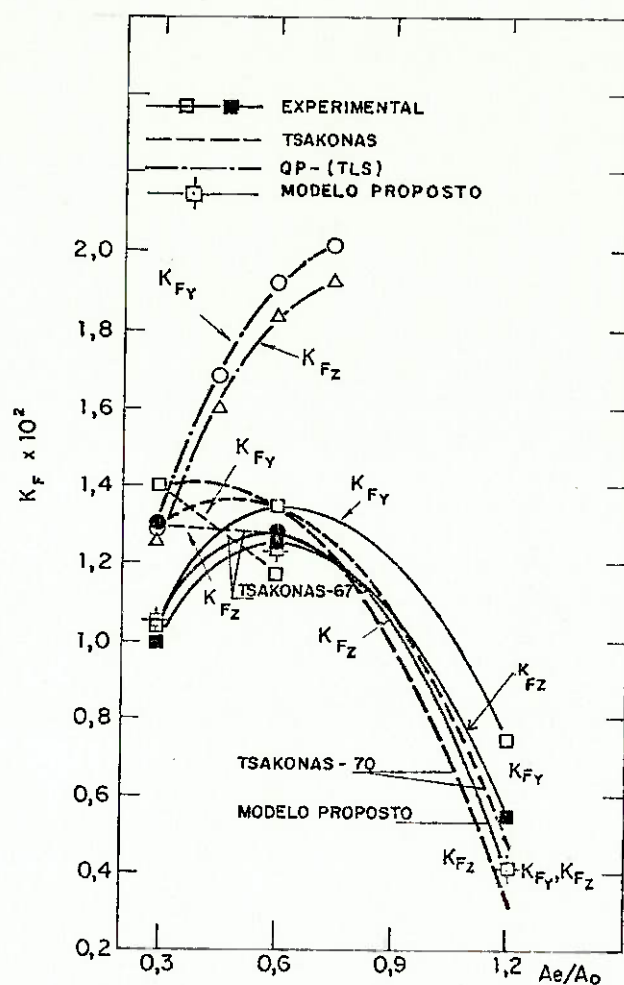


FIGURA 8.3.1 - Forças transversais  $F_y$  e  $F_z$   
 Comparação entre o modelo proposto, experimentos, teoria quase-permanente e tridimensionais não permanentes.

sar o efeito da torção. Boswell inclui nos seus experimentos um propulsor com alta torção (Hélice 4143). Na realidade este propulsor é o mesmo propulsor 4118 no qual foi introduzido uma

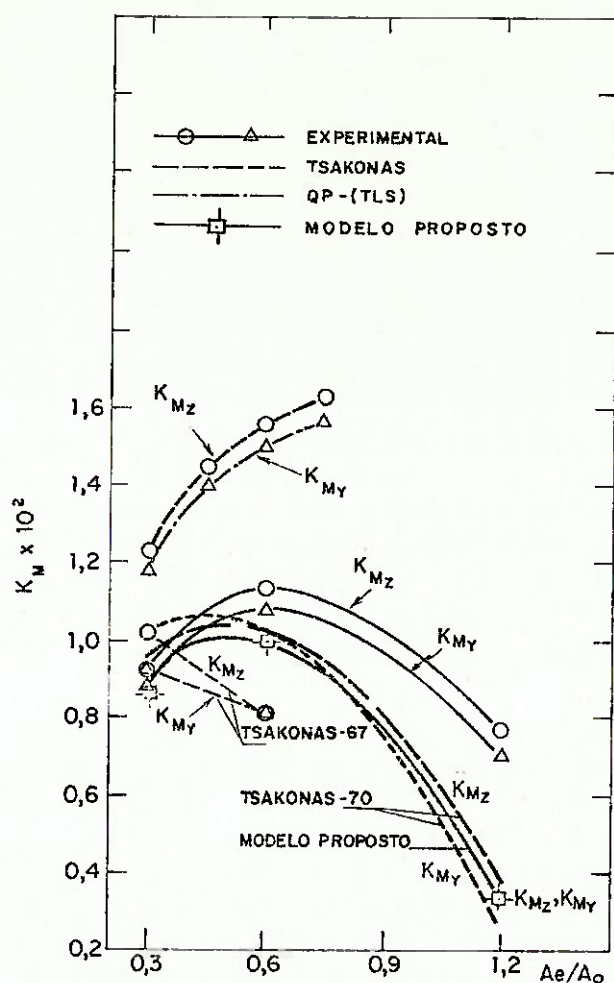


FIGURA 8.3.2 - Momentos transversais  $M_y$  e  $M_z$   
 Comparação entre o modelo proposto, experimentos, teorias quase-permanente e tridimensionais não permanentes.

torção de  $120^{\circ}$ \*. A curva da Fig. 8.4.1 mostra os resultados do modelo, confrontados com os dados experimentais e com o método tridimensional. Resultados utilizando o modelo de Kerwin|13| e cálculos mais recentes de Tsakonas|13| são incluídos na figura para efeito de comparação. Os resultados são razoáveis e

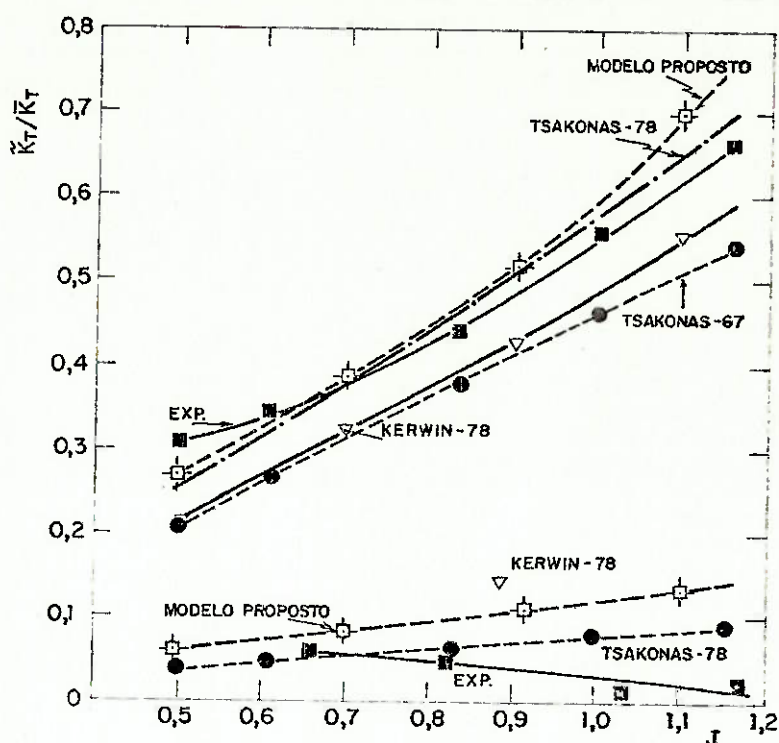


FIGURA 8.4.1 - Comparação de resultados de hélices de Boswell com e sem torção ( $A_e/A_o = 0.606$ )

\* Isto significa que no raio  $r/R = 1.0$  o ângulo formado pela geratriz da pá e a ponta formam  $120$  graus. Cumpre lembrar também que a torção é linear e crescente de modo que a ponta da pá coincide com a linha geratriz da pá seguinte.

mostram a significativa diminuição das forças de vibração com a introdução de torção.

Uma outra constatação que observamos na Fig. 8.4.1 é que apesar de termos correlacionado o modelo para um valor de  $J$  (no caso  $J = 0,831$  - Anexo 6, Tab. A6.3), o modelo fornece também resultados razoáveis para ampla faixa de  $J$ .

Outro estudo paramétrico, realizado por Boswell, utiliza a teoria tridimensional, efetuando uma variação sistemática da torção. Os resultados de Boswell e do modelo proposto são apresentados na Fig. 8.4.2. Verifica-se que apenas para alta torção há uma divergência de resultados.

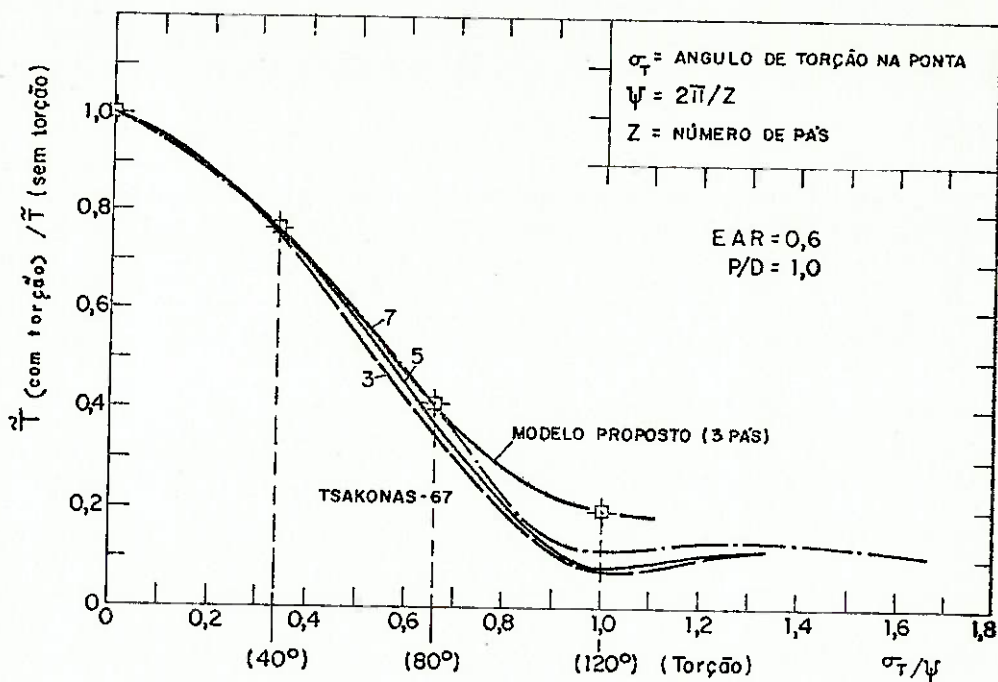


FIGURA 8.4.2 - Efeito da torção nas vibrações em empuxo

A diferença existente para o caso da alta torção indica que outros fatores além da diferença de fases devem estar influenciando nos resultados.

Como torções em torno de 40 e 80 graus são mais comuns seria extremamente importante obter-se resultados experimentais nestas faixas.

#### 8.5. - *Análise da Variação do Passo*

Os hélices analisados por Boswell tem um passo praticamente idêntico. É necessário portanto verificar como se comporta o modelo proposto com a variação deste parâmetro. Boswell realiza um cálculo utilizando-se da teoria tridimensional de Tsakonas. A análise considera a seguinte condição:

- .  $A_p/A_o = 0,5$
- .  $J = 0,8 P/D$
- .  $0,4 < P/D < 2,0$
- .  $v_x = 0,1 V_A$
- .  $v_t = 0,0$
- .  $V_A = \text{cte}$
- . Hélice sem torção

Os resultados são apresentados na Fig. 8.5.1 abaixo. Verifica-se que há uma concordância razoável entre os resultados. A teoria tridimensional apresenta (vide Fig. 7.3.1) uma pequena subestimativa de valores em torno de  $Ae/Ao = 0,6$  que deve estar refletida nesta curva.

Verifica-se que aqui também investigações experimentais em torno de  $P/D = 0,6$  e  $P/D = 0,8$  seriam de extrema valia para uma análise mais completa da curva.

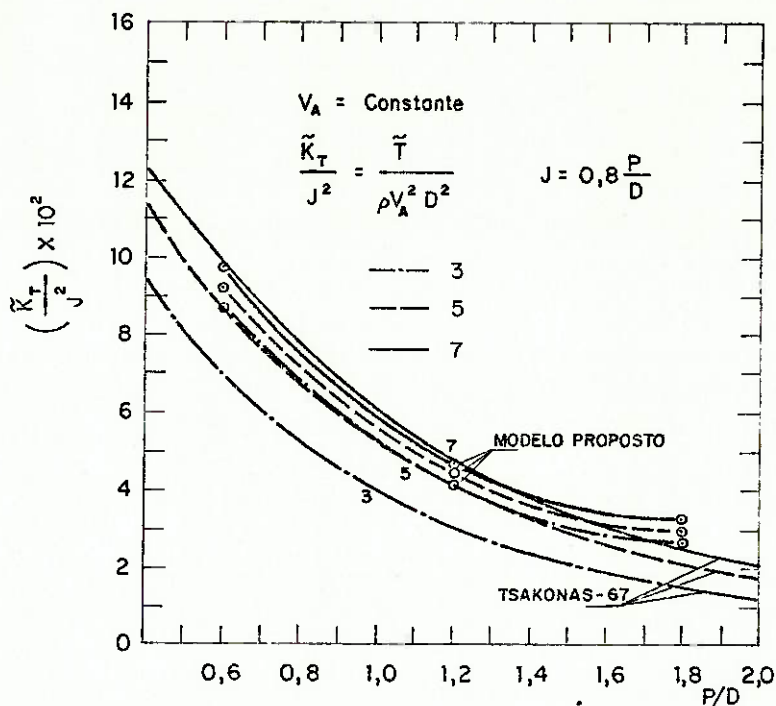


FIGURA 8.5.1 - Efeito de passo nas vibrações em empuxo



## 9.- APLICAÇÃO DO MODELO PROPOSTO AO EXERCÍCIO COMPARATIVO DA ITTC

### 9.1. - *Considerações Preliminares*

O modelo proposto no capítulo anterior será agora aplicado aos dados do exercício comparativo conduzido pela ITTC

A ITTC propôs um exercício\* com a finalidade de comparar os diversos métodos em uso pelas diversas instituições membros. Para tanto, fornecia um conjunto completo de dados e solicitava o cálculo de forças de acordo com o método desenvolvido por cada instituição. Os resultados, cuja comparação havia sido sugerida na 13<sup>a</sup> reunião [49] (Berlim 1972), foram apresentados por Schawanecke [91] na 14<sup>o</sup> reunião (Otawa 1975). As organizações participantes, num total de 14, estão citadas a seguir:

- NPL - National Physical Laboratory - Inglaterra
- SSPA - Swedish State Shipbuilding Experimental Tank - Suécia
- IFS - Institut für Schiffstheory - Austria

---

\* Este cálculo comparativo, tem seu análogo no exercício de projeto de Hélice [22], também conduzido pela ITTC e apresentado na 13<sup>a</sup> Reunião.

- HSV - Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt - Alemanha  
SRI - Ship Research Institute - Japão  
ARL - Admiralty Research Laboratory - Inglaterra  
SIT - Stevens Institute of Technology - Estados Unidos  
NSRDC- Naval Ship Research and Development Center - Estados Unidos  
CETENA- Centro per gli Studi di Tecnica Navale - Italia  
IFSUH- Institut für Schiffbau der Universität Hamburg - Alemanha  
CTO - Centrum Techniki Okretowej - Polonia  
KSI - Krylov Shipbuilding Institute - Russia  
NSMB - Netherlands Ship Model Basin - Holanda  
MHI - Mitsubishi Heavy Industrie, Technical Institute - Japão.

Pode-se observar da listagem que há uma boa representatividade de países, que mais tem atuado na área. Veremos mais adiante que há também uma boa representatividade de métodos.

#### 9.2. - *Dados Fornecidos pela ITTC*

Foram fornecidos pela ITTC, as características do propulsor (da série Troost) conforme apresentadas na Tabela abaixo.

$D \cong 0,253 \text{ m}$	$N^\circ \text{ P\~{a}s} = 4$
$P/D = 1,025$	$\text{Rota\~{c}\~{a}o} = 9,8 \text{ RPS}$
$Ae/Ao = 0,475$	

Tabela 9.2.1 - Características do Propulsor da ITTC

A esteira fornecida tem uma pequena assimetria com relação ao plano central. A sua distribuição está apresentada Na Fig. 9.2.1 abaixo. A velocidade do escoamento é de 2,25m/s. Outros dados encontram-se no Anexo 5.

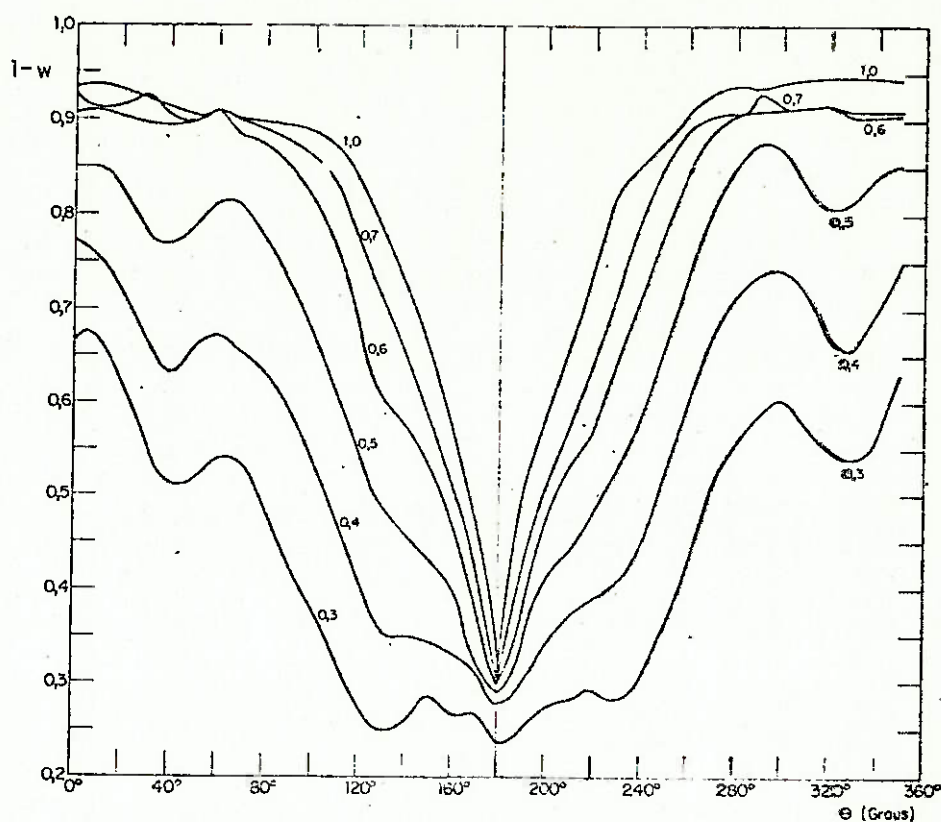


FIGURA 9.2.1 - Distribuição circunferencial da esteira do exemplo da ITTC

### 9.3. - Cálculos solicitados pela ITTC

Foram solicitados aos participantes, os seguintes cálculos:

- Amplitudes e fases de empuxo e torque alternados do hélice completo, para os harmônicos 4 e 8 para a esteira axial e esteira combinada axial e tangencial.
- Amplitudes e fases de força e momento alternados atuantes numa pá, para os harmônicos de 1 a 8, expostas às esteiras axial e combinada.
- Distribuição radial de amplitudes e força de vibração normal a pá, isto é, soma vetorial da força axial e tangencial a cada seção particular.

Os resultados foram apresentados na seguinte forma geral:

$$a_n \sin (\eta\theta + \phi_n)$$

onde

$\eta$  - ordem do harmônico

$a_n$  - amplitude

$\phi$  - fase

$\theta$  - coordenada angular (o sistema de coordenadas adotado pode ser visto no Anexo 5).

As amplitudes não permanentes do carregamento foram adimensionalizadas de maneira convencional, ou seja:

$$(KF_x)_n = \frac{(F_x)_n}{\rho N^2 D^4} \quad (\text{Força Axial não permanente do } n \text{ ésimο harmônico})$$

$$(KM_x)_n = \frac{(M_x)_n}{\rho N^2 D^5} \quad (\text{Momento axial não permanente do } n \text{ ésimο harmônico})$$

$$(Kf_r)_n = \frac{(F(r))_n}{\rho N^2 D^4} \quad (\text{Força normal não permanente atuando no raio } r = r/R \text{ do } n \text{ ésimο harmônico})$$

#### 9.4. - Resultados

A seguir são apresentados os resultados do modelo proposto, confrontados com aqueles obtidos pelas instituições participantes. As técnicas utilizadas por cada instituição estão resumida na Tabela 1 a seguir. Os modelos "exatos" (tri-dimensionais não permanentes) são os de nº 4, 6, 7, 9, 10 e 12 e estão aglutinados a esquerda das figuras. Os métodos bidimensionais não permanentes são os de nº 1a, 3, 5 e 11b e encontram-se na parte central das figuras. Os métodos quase-permanentes são os de nº 2, 11a, 1b e 13, e estão mais a direita da figura. Os resultados do modelo proposto encontram-se na parte central, junto com os métodos semelhantes sob nº 15. A parte hachuriada das figuras corresponde a faixa de variação dos resultados tridimensionais.

Insti- tuição	Nº Identi- ficação	Método	Referência
NPL	1a	2D - Não Permanente Teoria de Sears	Murray, Turbby  73
	1b	Q.P.	McCarthy  71
SSPA	2	Q.P.-Propulsor pela teoria de Vortices	Johnson  54
IFS	3	2D - Não Permanente. Teoria de Sears	Schwanecke  88
HSV		"	"
SRI	4	3D-Não Permanente	Hanaoka  33
ARL	5	2D-Não Permanente. Teoria de Sears	Murray, Turbby  73
SIT	6	3D-Não Permanente	Tsakonas, et al  108
NSRDC	7	-	-
CETENA	8	. . . . .	. . . . .
IFSUH	9	3D-Não Permanente. Não Linear.	Isay  45
CTO	10	3D-Não Permanente. Não Linear	Tsakonas, et al  108
KSI	11a	Q.P.	Voitkunsky, et al  124
	11b	T.S.S.	
NSMB	12	3D-Não Permanente	Verbrug  123
MHI	13	A.P.	McCarthy  71

TABELA 9.1.1 - Instituições participantes do exercício da ITTC, e respectivos métodos

Nas figs. de 9.4.1 a 9.4.2 são apresentadas as amplitudes de 4º e 8º Harmônico que excitam as vibrações em empuxo e torque. Para os harmônicos de 4º ordem são apresentados os resultados experimentais correspondentes ao ensaio de correlação entre tanques de provas, realizadas pela ITTC\*

Nas Figs. de 9.4.3. a 9.4.10 são apresentadas as amplitudes de vibração  $(F_x)_n$  e  $(M_x)_n$  em uma pá para os harmônicos de 1 a 8.

As figs. de 9.4.11 a 9.4.18 mostram os resultados da distribuição radial de amplitudes e fases das forças de sustentação não permanente  $(Kf_{(r)})_n$  para os harmônicos de 1 a 8. Nos resultados apresentados pela ITTC, os métodos "exatos" foram apresentados em separado dos aproximados, mas uma faixa de variação dos métodos "exatos" foi incluída nos últimos. Esta série de resultados tem um propósito de comparar dados mais básicos, livres de erros numéricos que ocorrem em função da integração ao longo do raio.

Kerwin | 59 | também realizou os cálculos deste exercício, obtendo resultados compatíveis com as teorias tridimensionais. Isto seria de esperar em função da baixa razão de  $A_e/A_o$  do propulsor. Seus resultados estão colocados nos gráficos sob nº 14 (Fig. 9.4.3 a 9.4.6).

---

\* Estes dados experimentais estão apresentados no Anexo 7



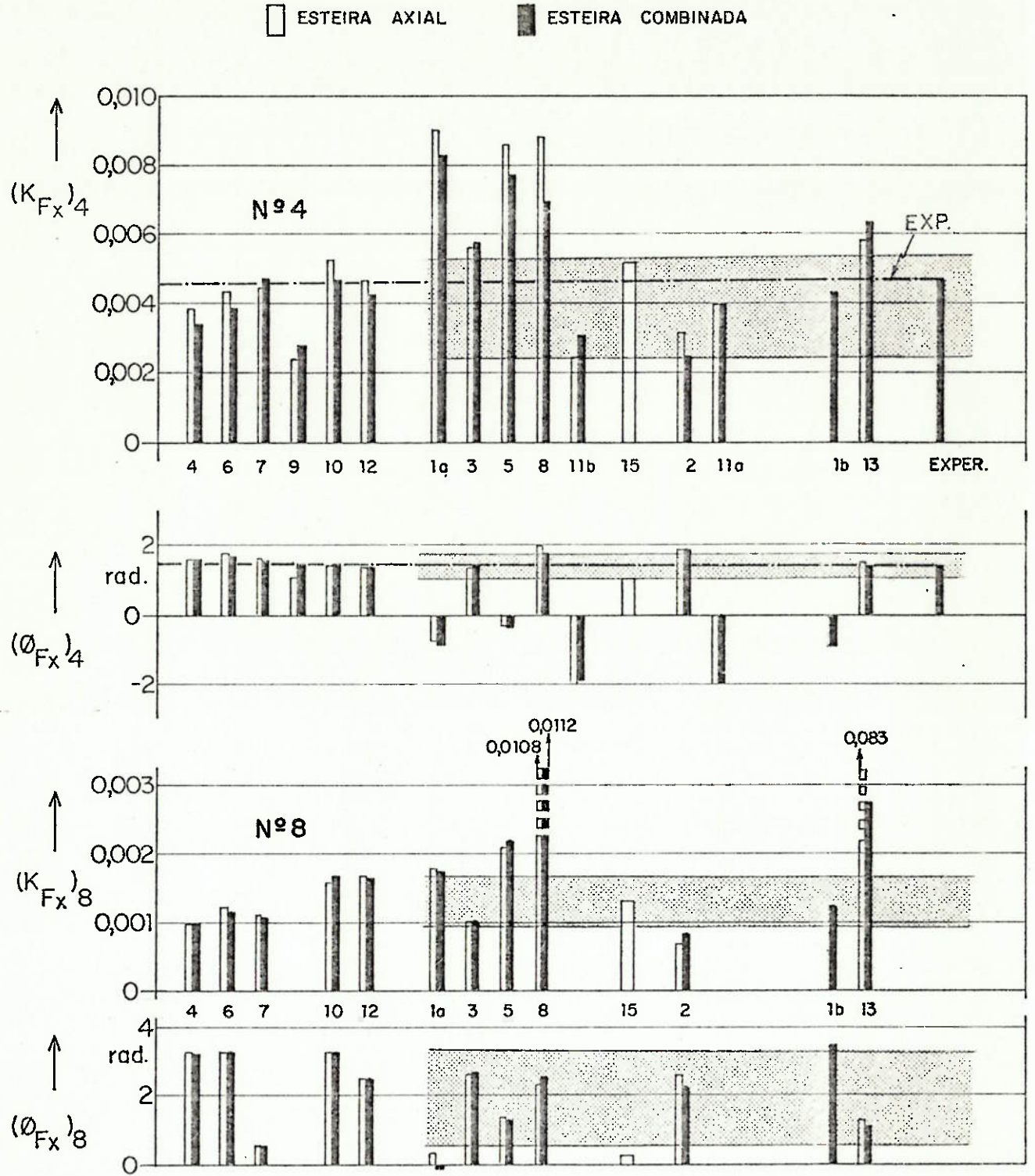


FIGURA 9.4.1 - Amplitude e fase da força axial (propulsor)

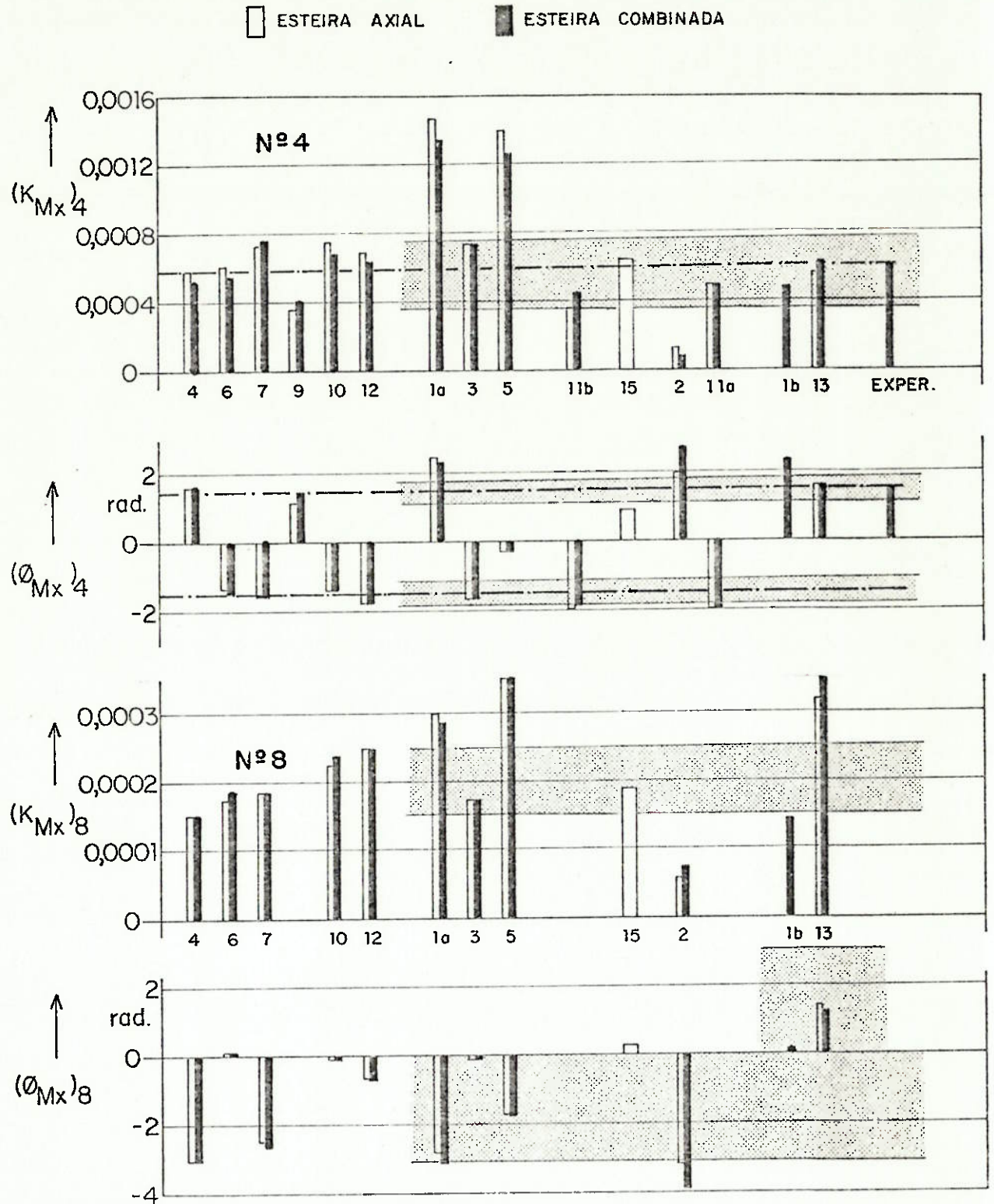


FIGURA 9.4.2 - Amplitude e fase do momento axial  
(propulsor)

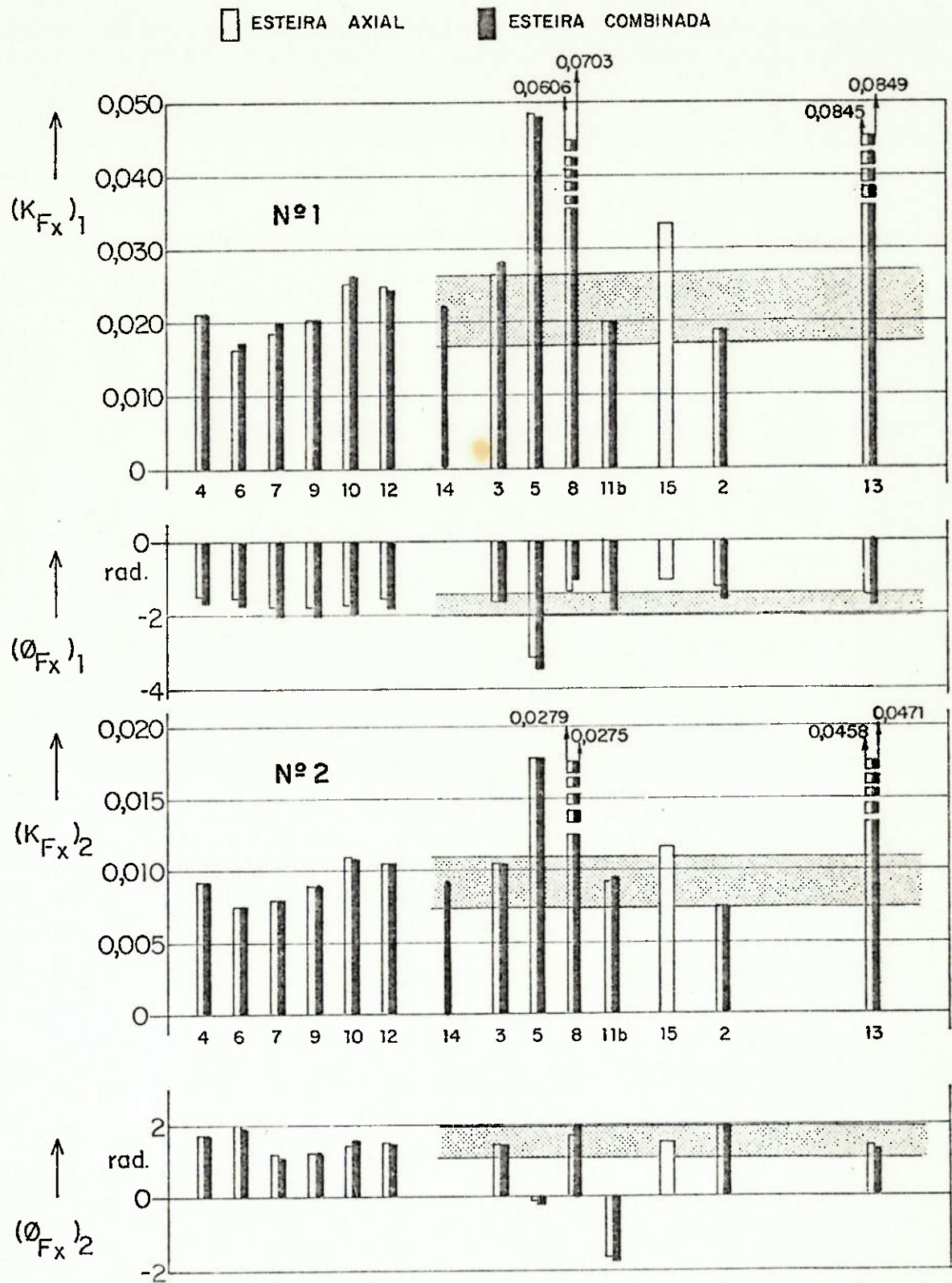


FIGURA 9.4.3 - Amplitude e fase da força axial (pá)  
1º e 2º harmônico



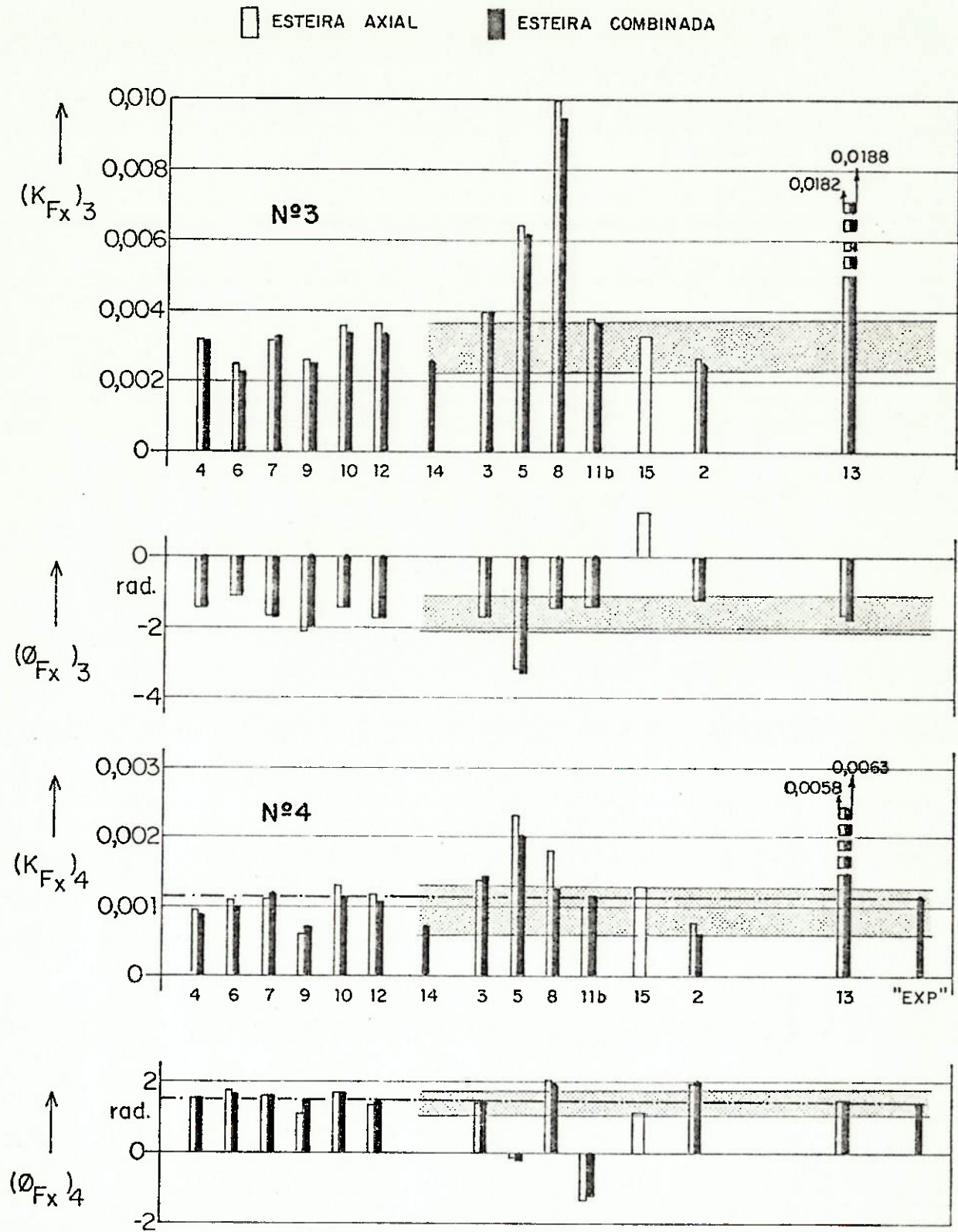


FIGURA 9.4.4. Amplitude e fase da força axial (pã) 3º e 4º harmônico

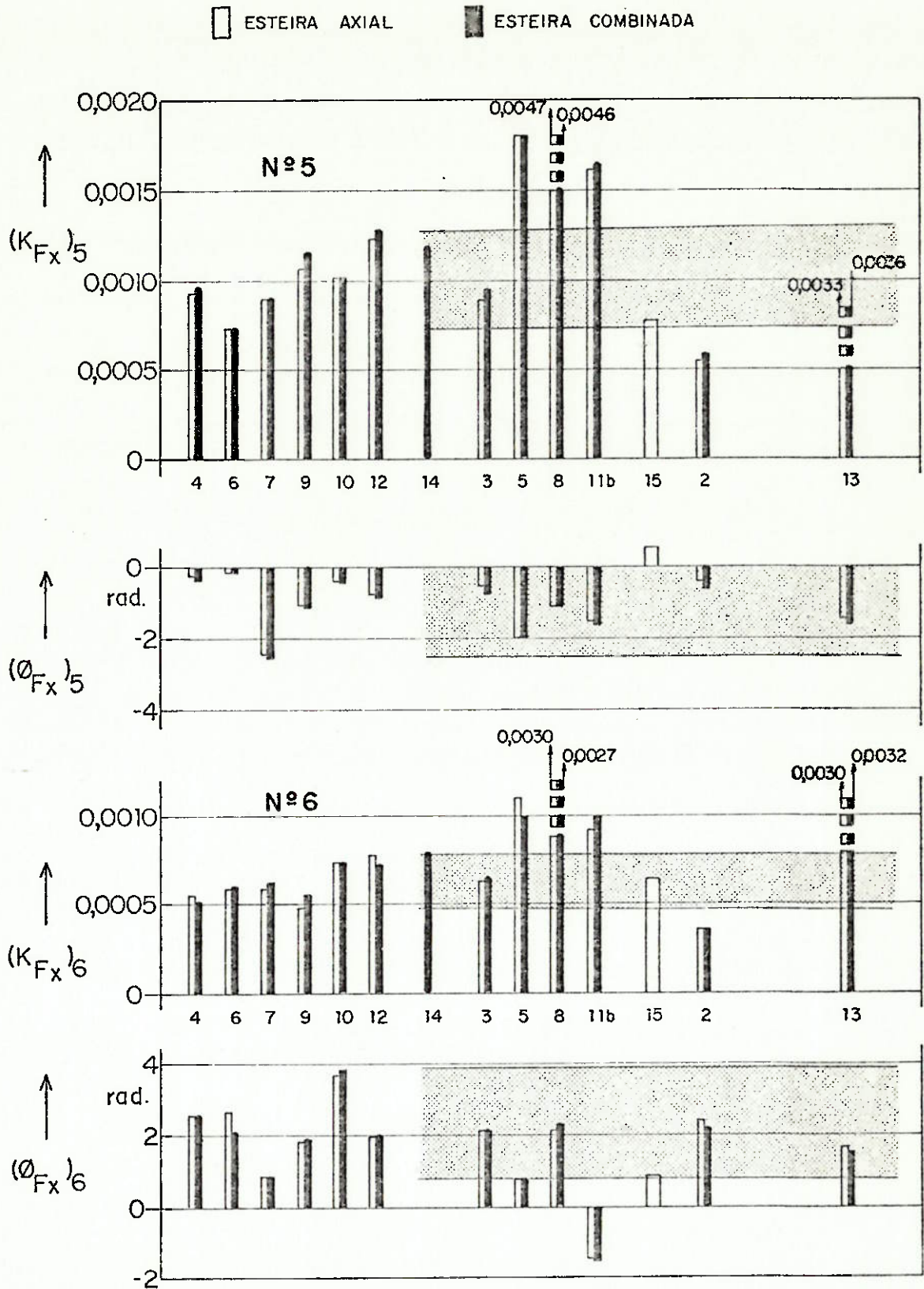


FIGURA 9.4.5 - Amplitude e fase força axial (pã)  
5º e 6º harmônico

□ ESTEIRA AXIAL      ■ ESTEIRA COMBINADA

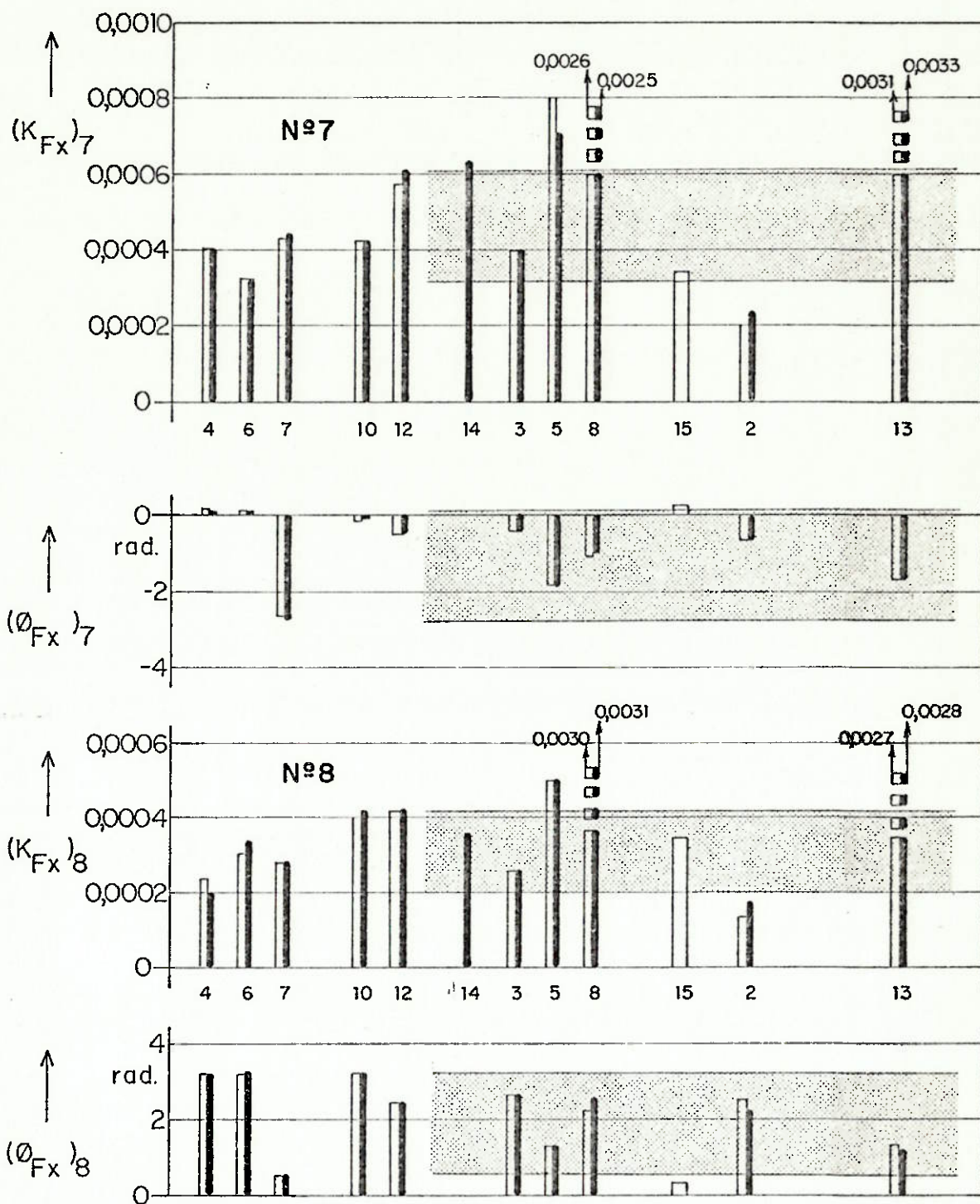


FIGURA 9.4.6 - Amplitude e fase da força axial ( $\hat{p}_a$ )  
7º e 8º harmônico



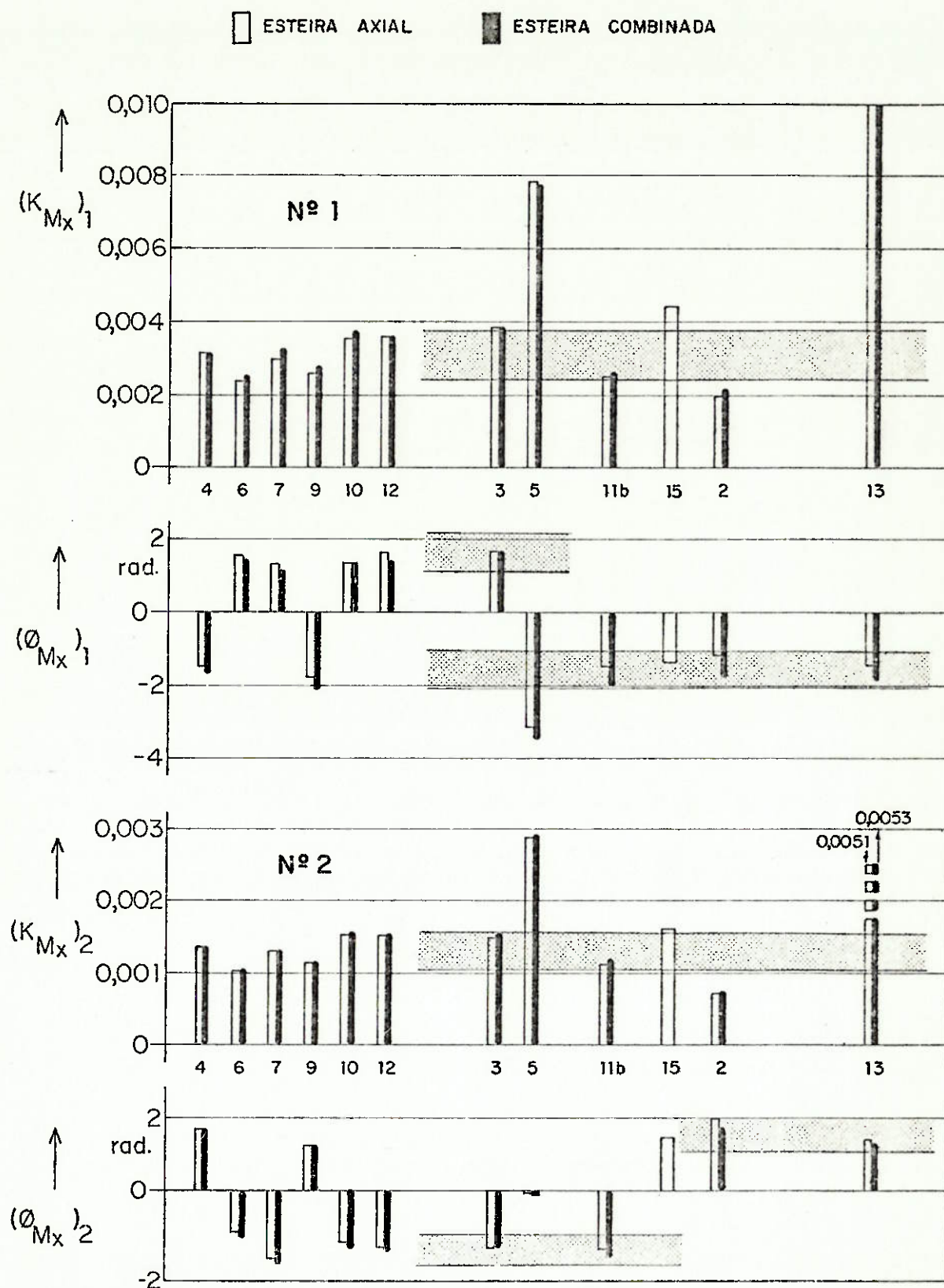


FIGURA 9.4.7 Amplitude e fase do momento axial (pá)  
1º e 2º harmônico



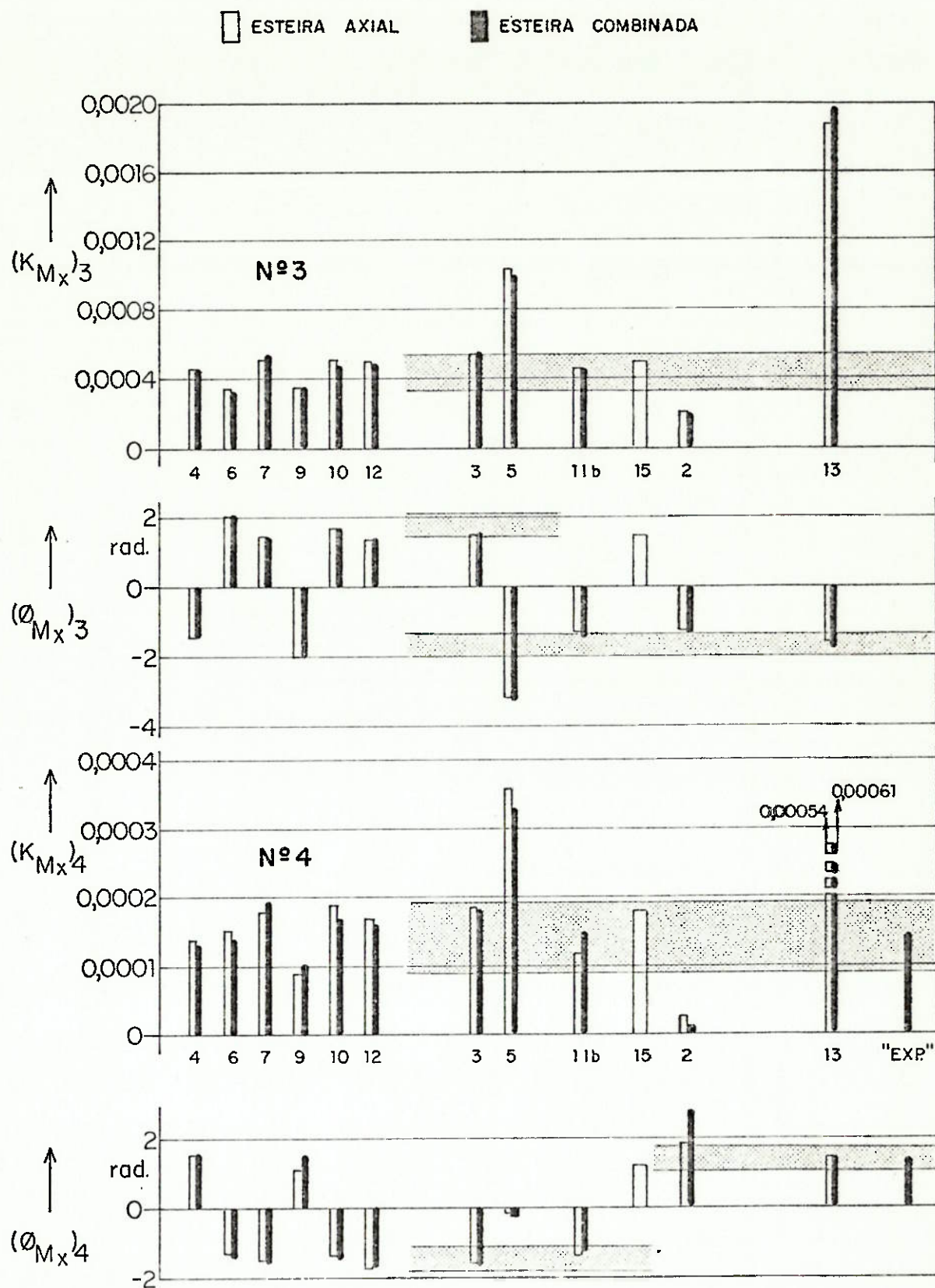


FIGURA 9.4.8 - Amplitude e fase do momento axial (pá)  
3º e 4º harmônico

□ ESTEIRA AXIAL      ■ ESTEIRA COMBINADA

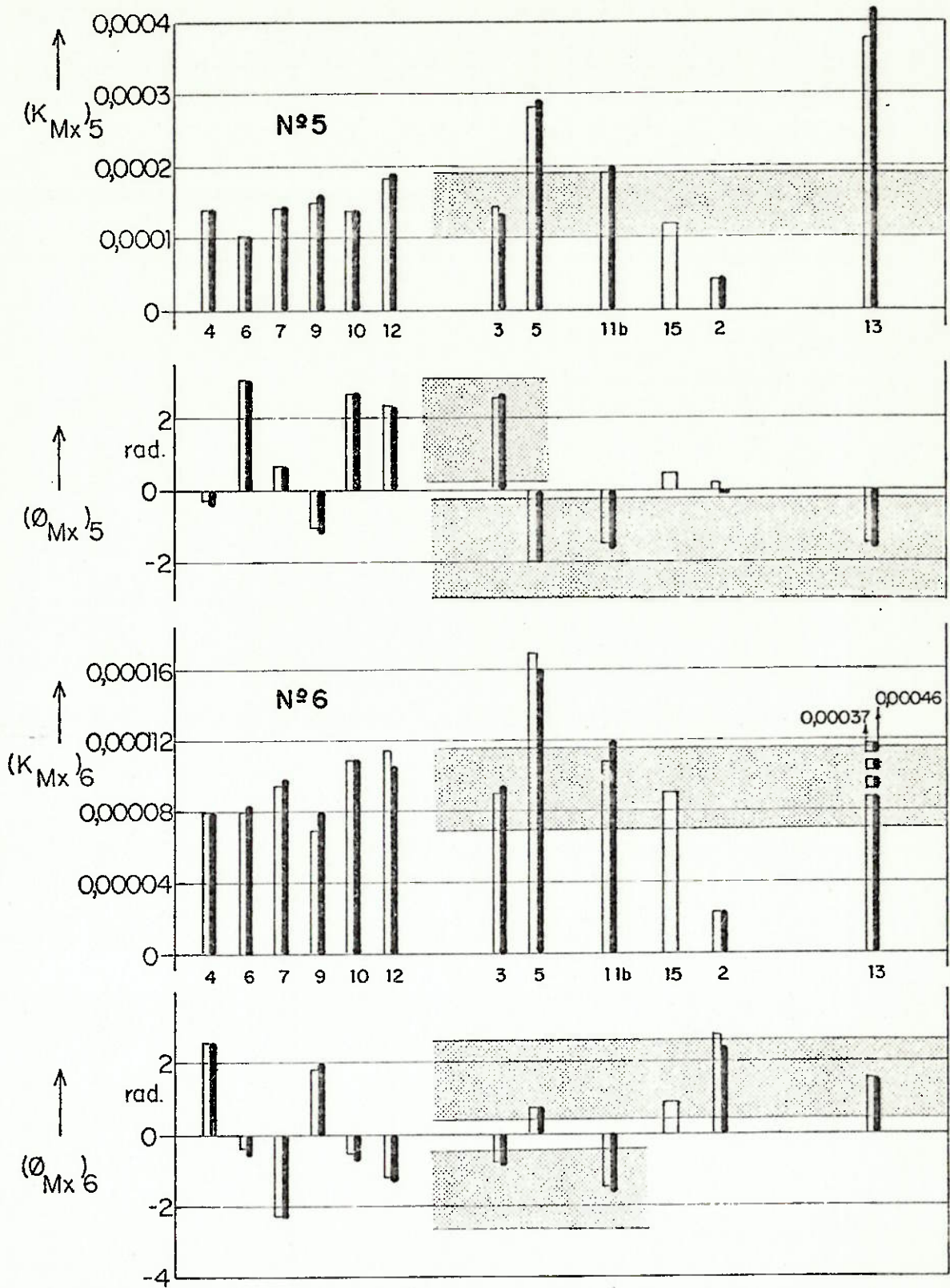


FIGURA 9.4.9 - Amplitude e fase do momento axial (pã)  
5º e 6º harmônico

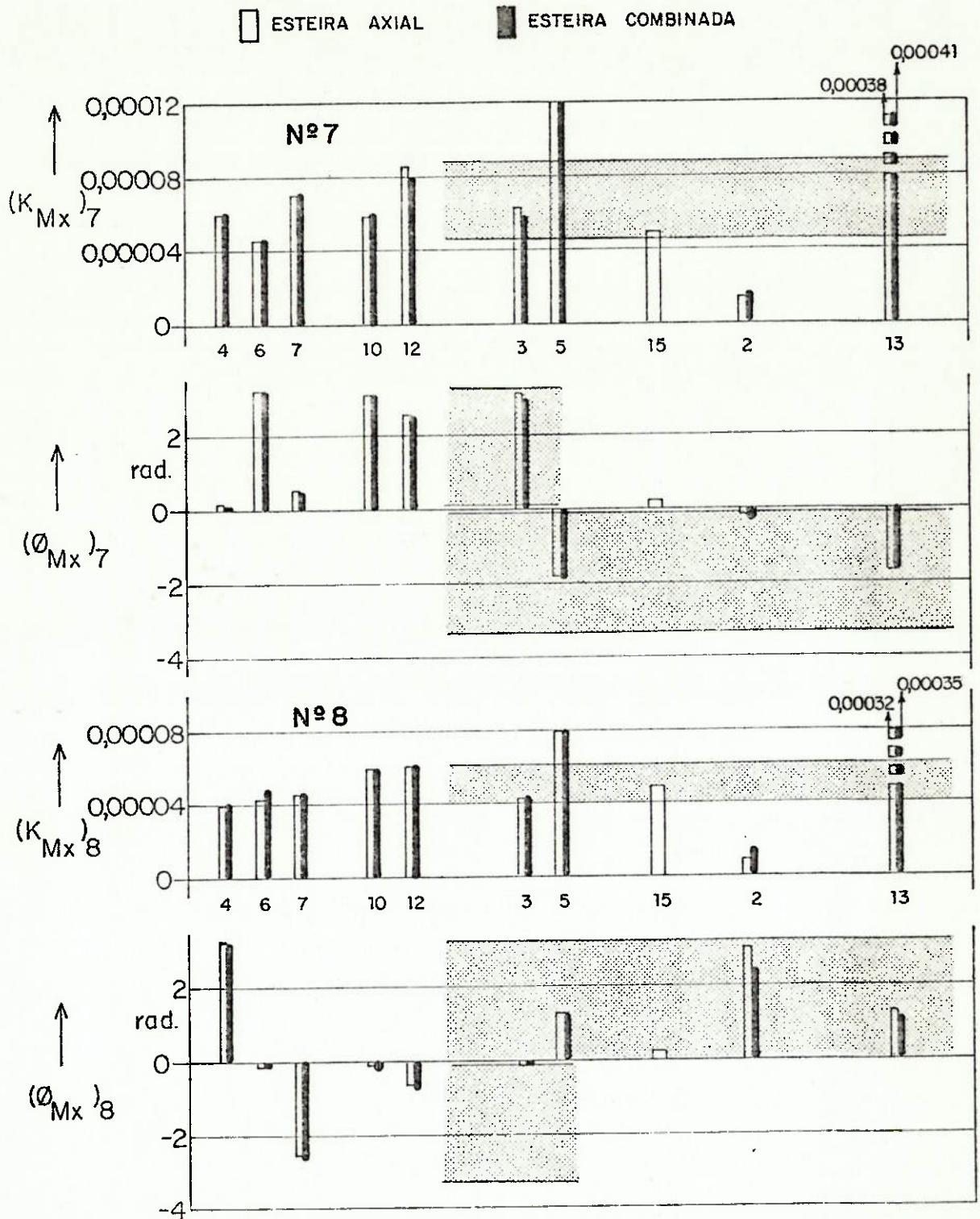


FIGURA 9.4.10 - Amplitude e fase do momento axial ( $p\hat{a}$ )  
7º e 8º harmônico



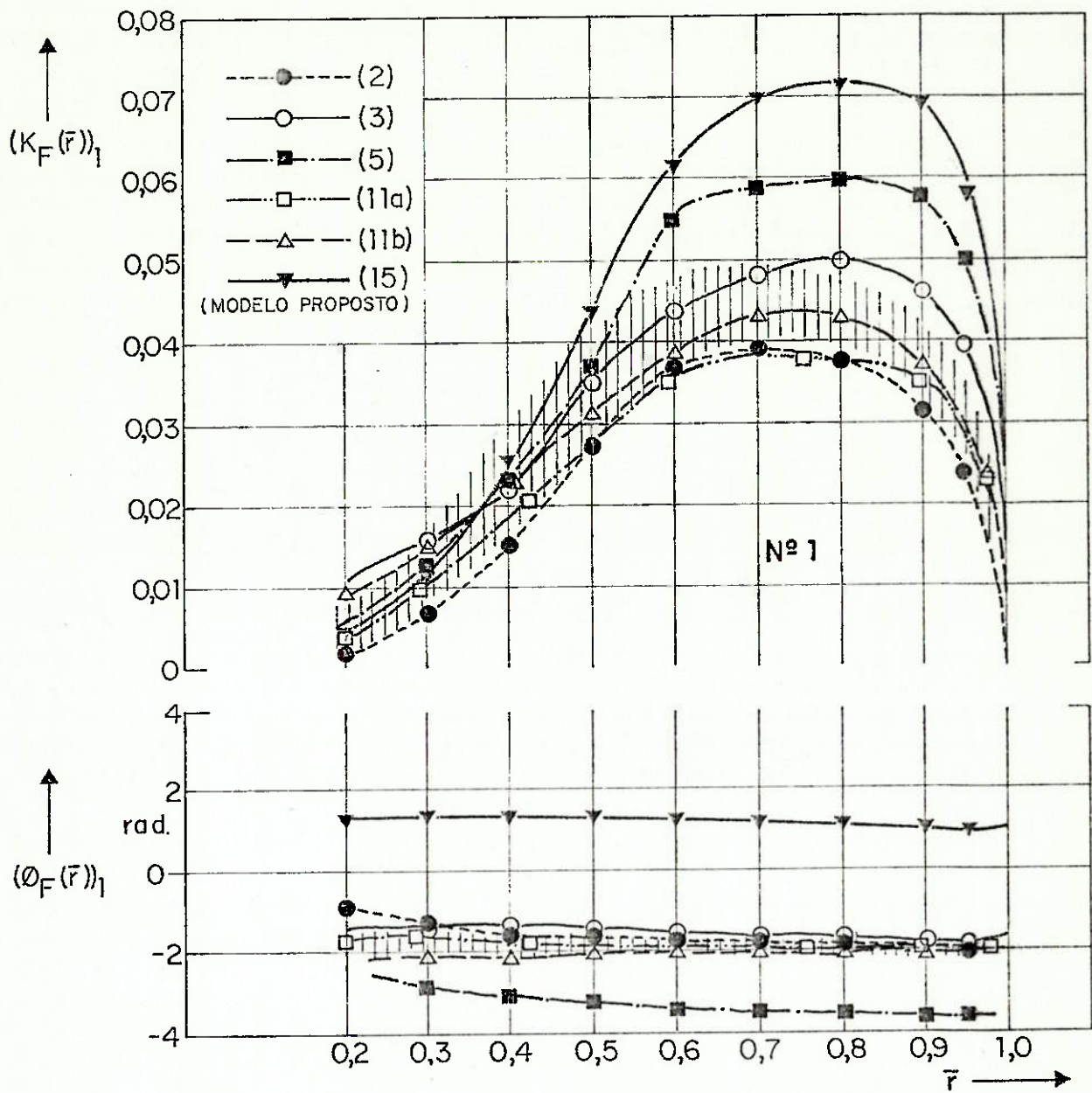


FIGURA 9.4.11 - Distribuição radial de Força Normal  
à pá,  $N = 1$ . Métodos aproximados

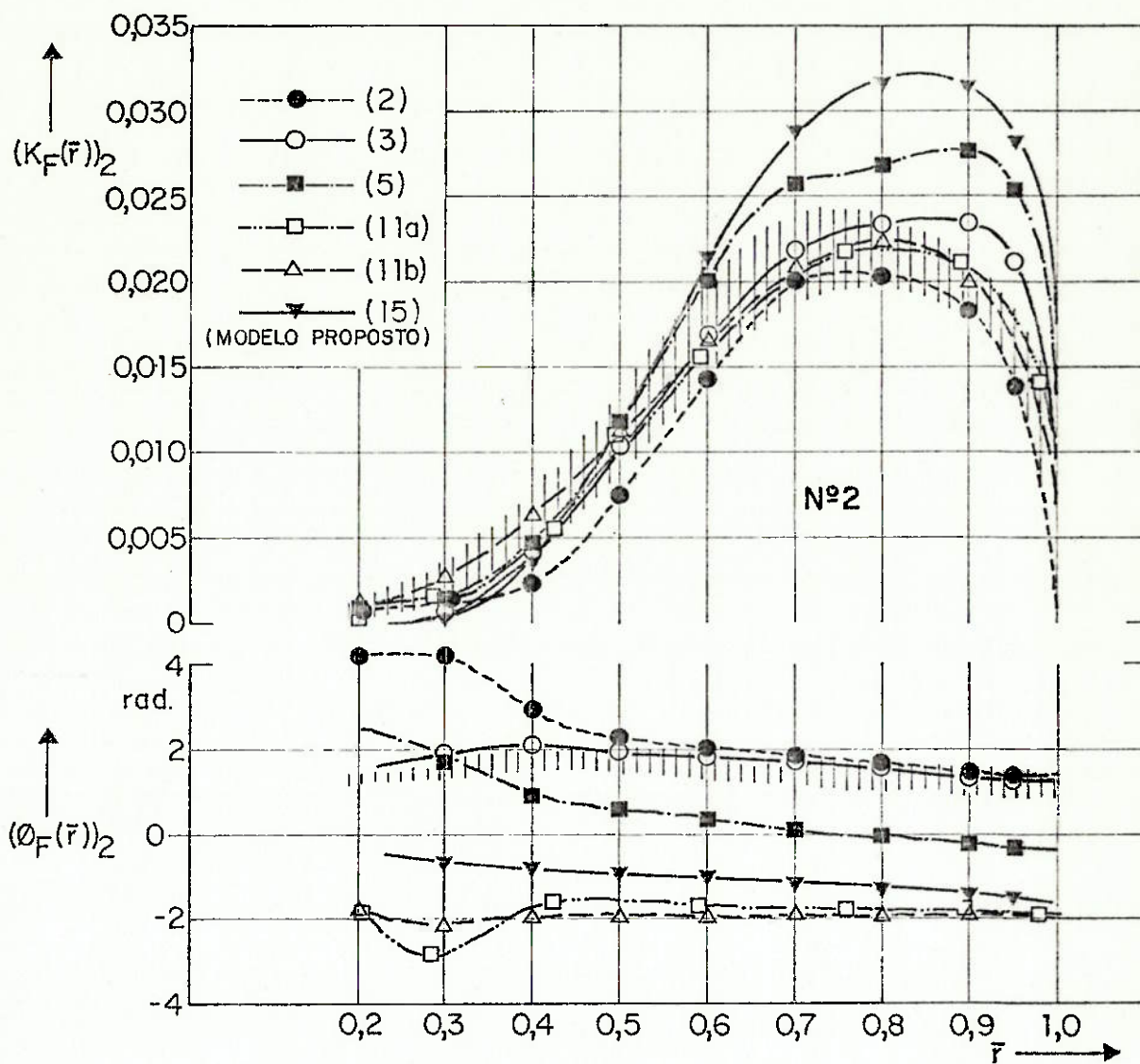


FIGURA 9.4.12 - Distribuição radial de Força Normal à pá,  $N = 2$ , métodos aproximados.

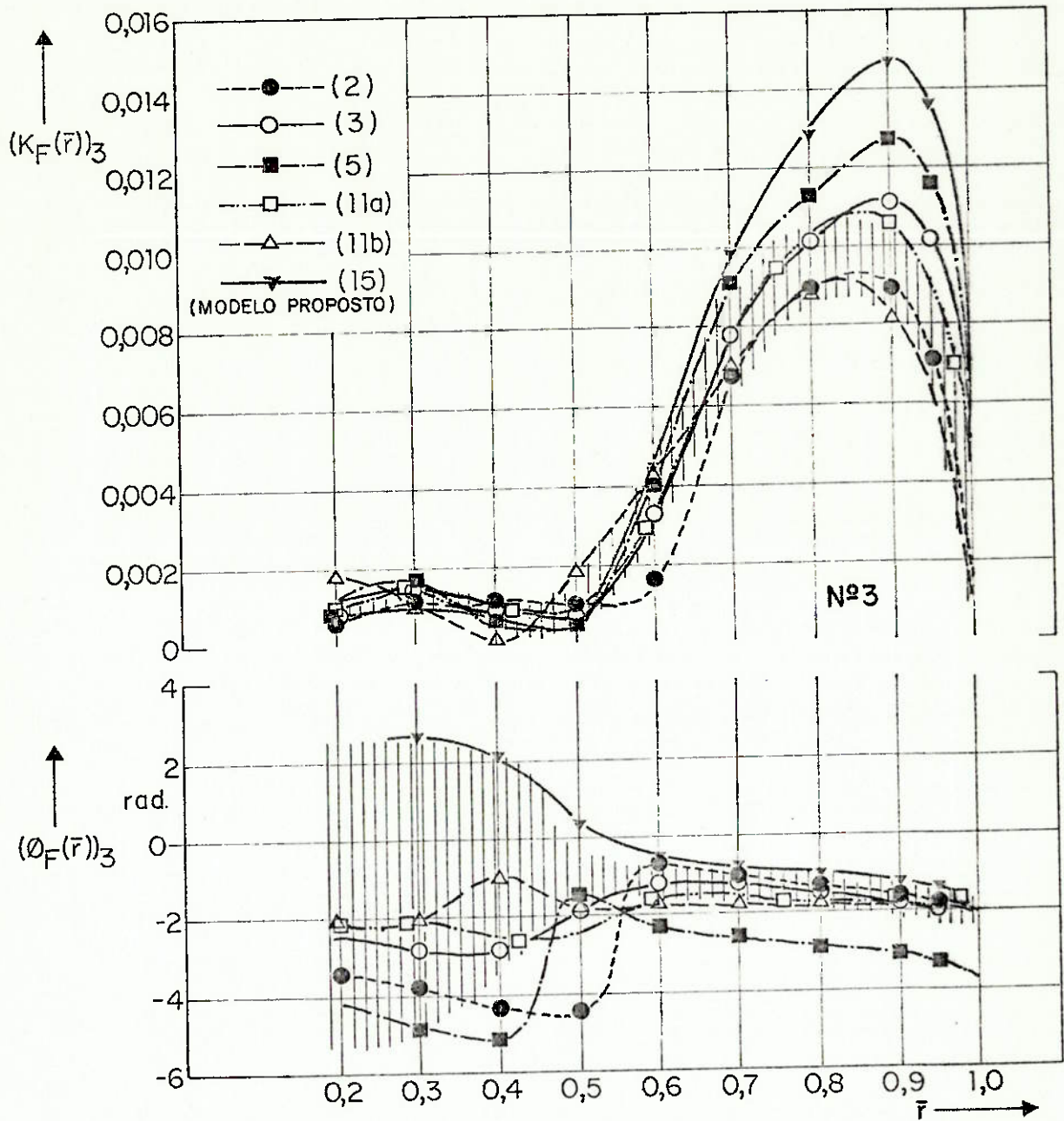


FIGURA 9.4.13 - Distribuição radial de Força Normal  $\hat{a}$  pá,  $N = 3$ , métodos aproximados.

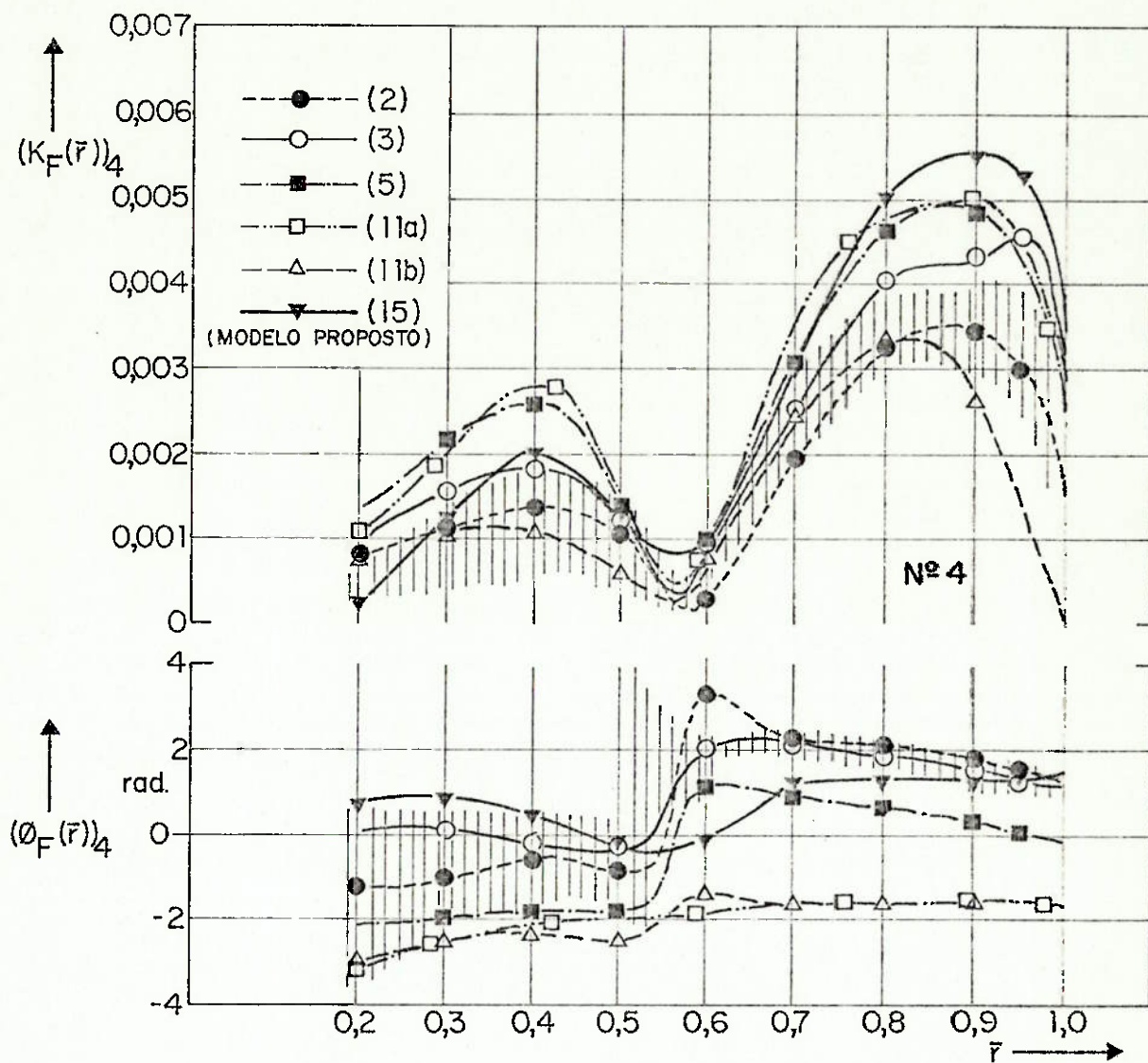


FIGURA 9.4.14 - Distribuição radial de Força Normal  $\tilde{a}$  pá,  $N = 4$ , métodos<sup>2</sup> aproximados.



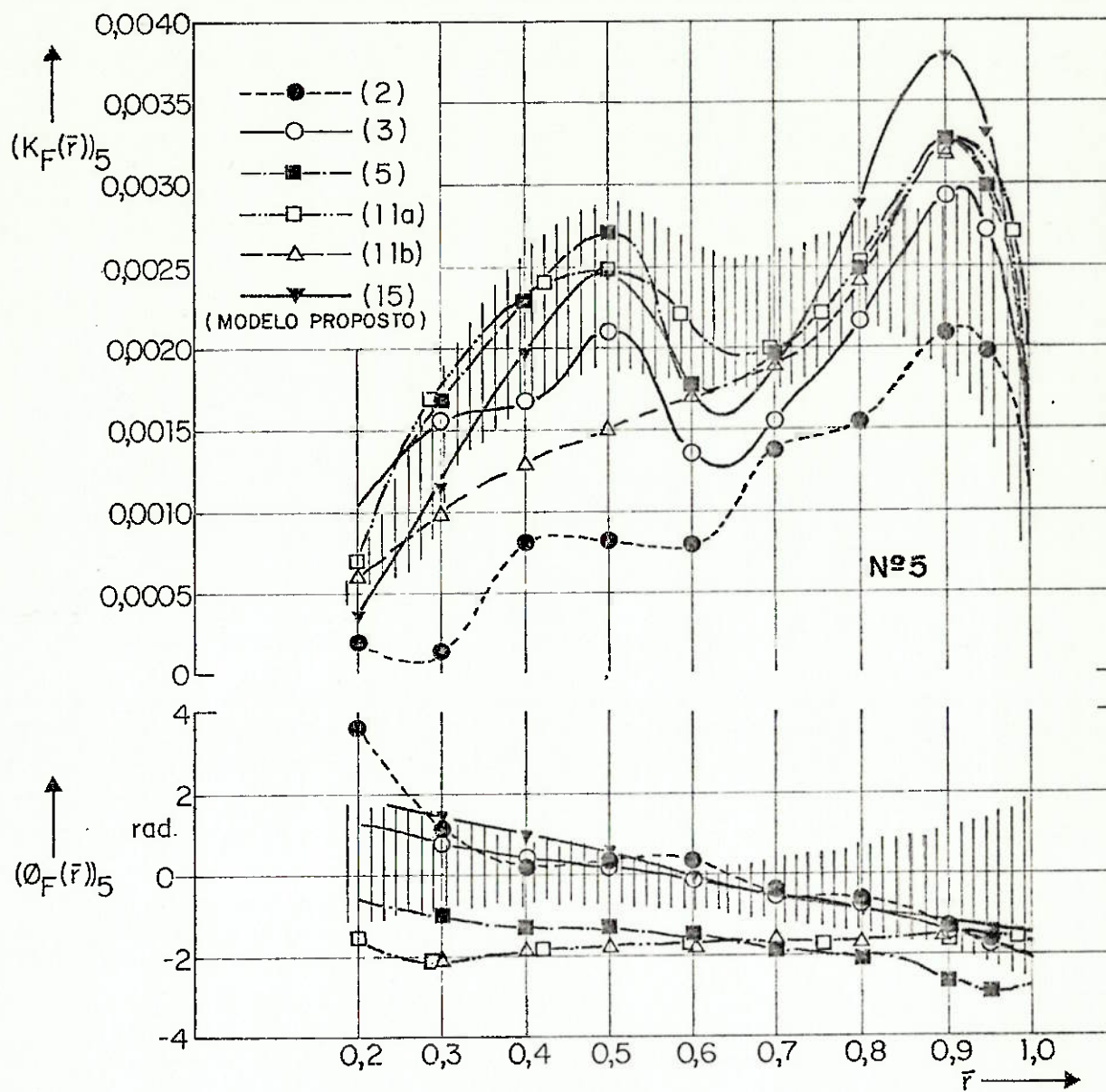


FIGURA 9.4.15 - Distribuição radial de Força Normal à pã N = 5, métodos paroximados.

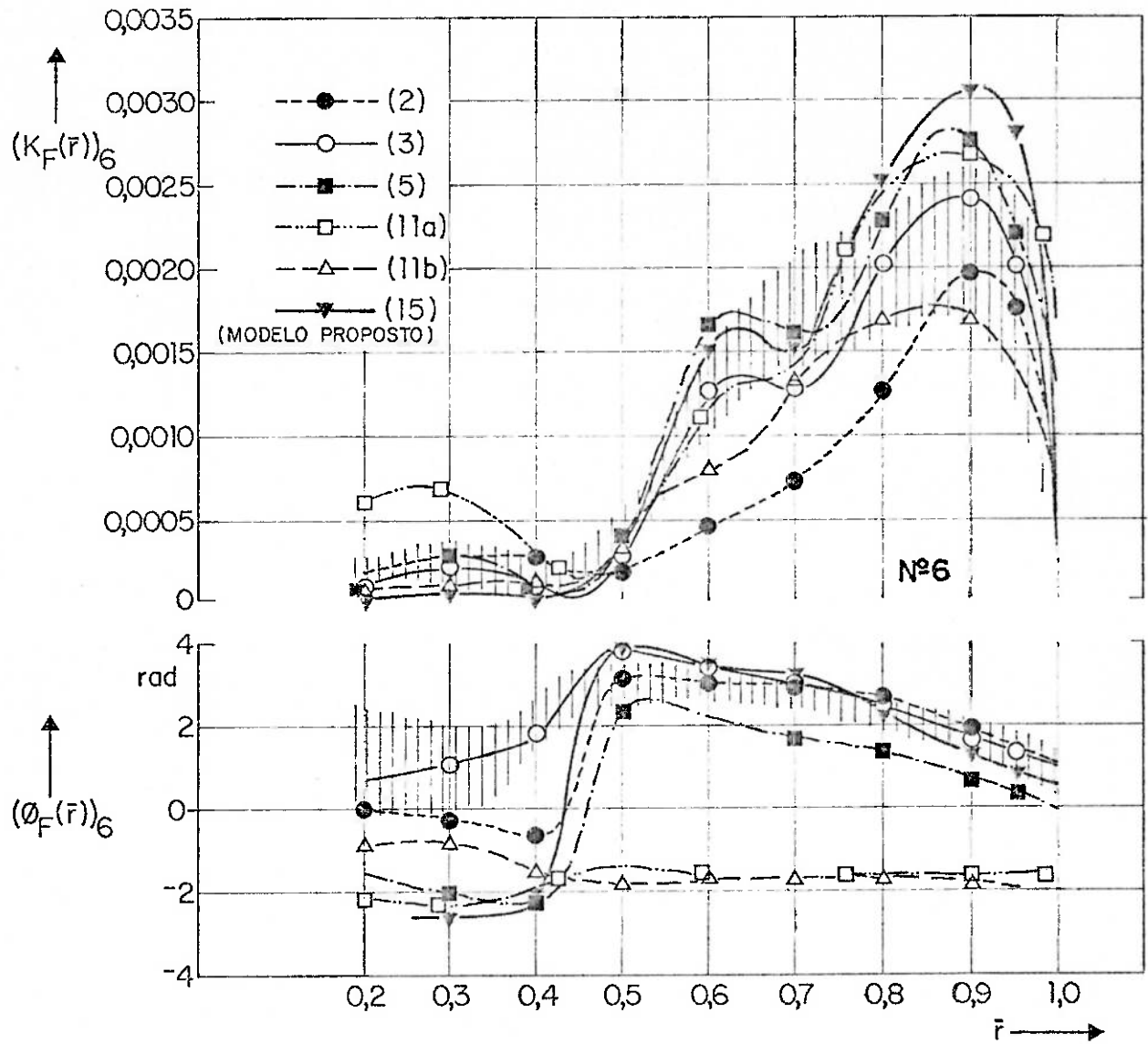


FIGURA 9.4.16 - Distribuição radial de Força Normal  $\tilde{a}$  pã  $N = 6$ , métodos aproximados.

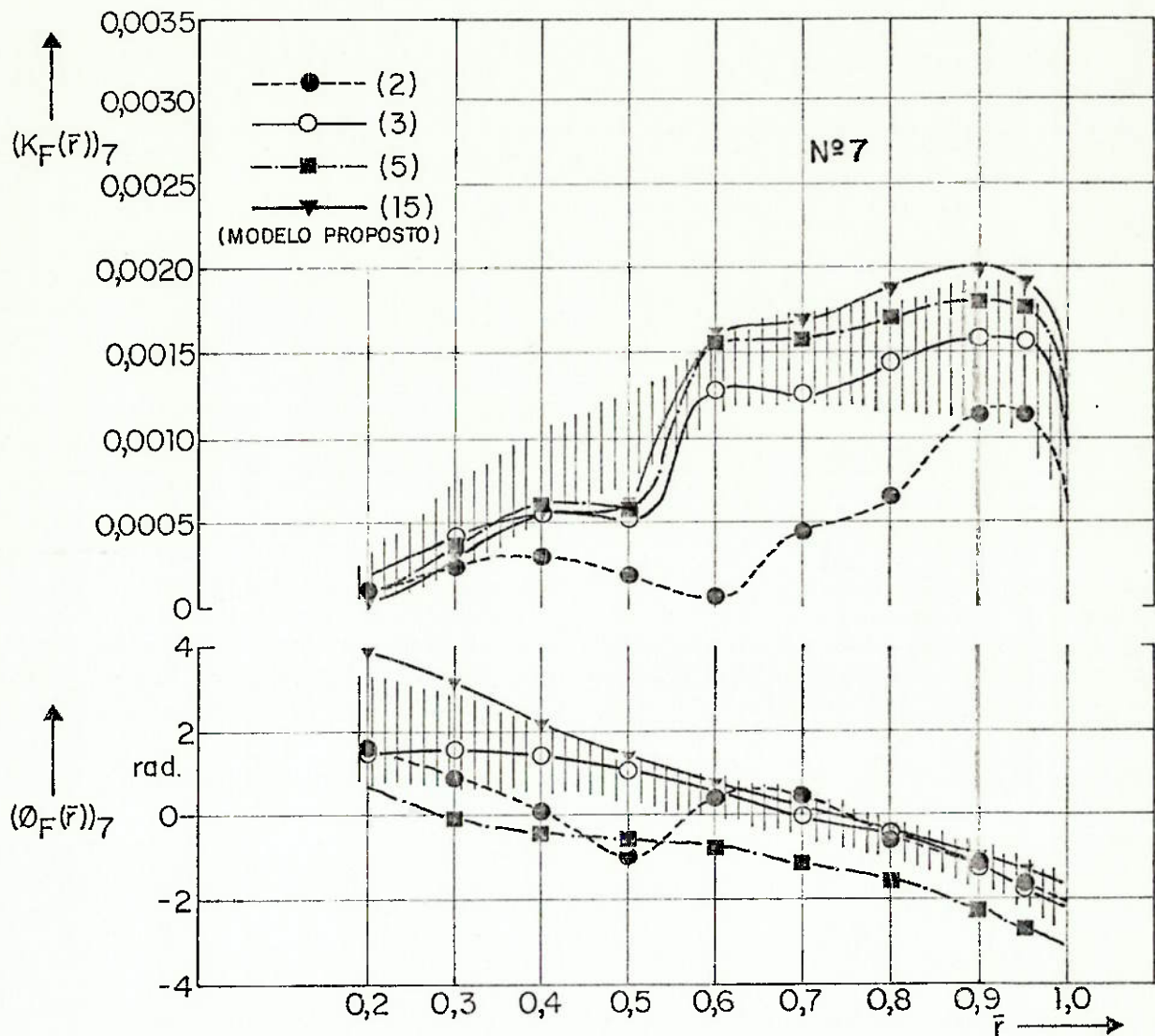


FIGURA 9.4.17 - Distribuição radial de Força Normal à pá  $N = 7$ , métodos aproximados.

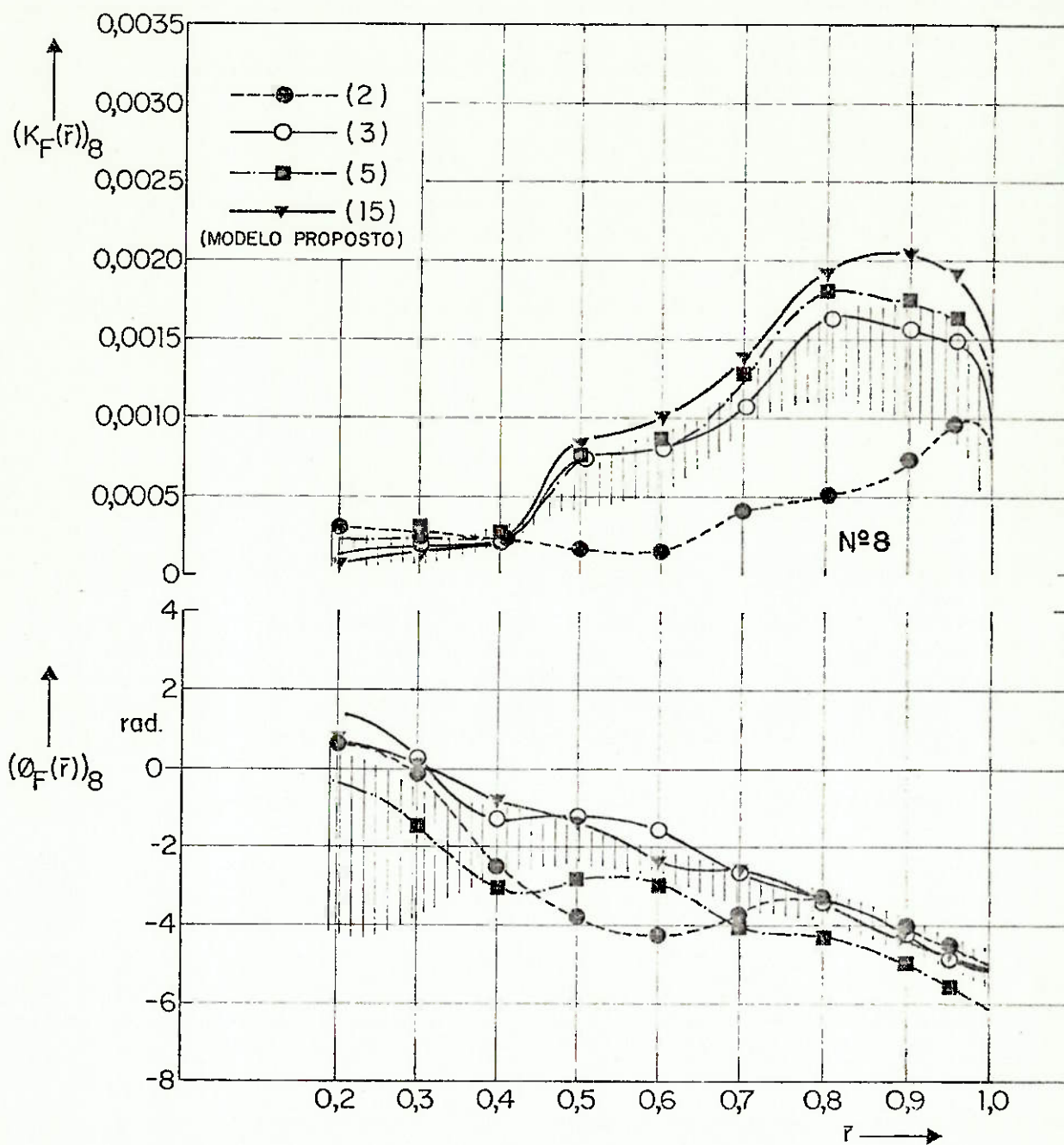


FIGURA 9.4.18 - Distribuição radial de Força Normal  $\tilde{a}$  pã  $N = 8$ , métodos aproximados

### 9.5. Análise dos resultados

Os resultados dos harmônicos para o propulsor e para a pá (Fig. 9.4.1 a 9.4.10) apresentam, de um modo geral, boa concordância com os métodos tridimensionais, enquadrando-se dentro da faixa de variação destes métodos exceptuando o 1º e 2º harmônico para a pá isolada. A concordância se estende inclusive ao resultado experimental. No caso da distribuição radial (Fig. 9.4.11 a 9.4.18) vemos que a forma de distribuição é bastante razoável, isto é, a distribuição do valor de sustentação ao longo do raio acompanha os outros resultados, havendo apenas uma sobrestima para a região radial mais externa. De qualquer modo, esta sobrestima está a favor da segurança na medida em que acentua o momento fletor dinâmico na pá, que pode ser importante em hélices de alta torção.

É possível verificar neste conjunto de dados que mesmo entre os métodos tridimensionais existe uma razoável dispersão de valores, não só devido a hipóteses inerentes a cada modelo, mas também a aproximações numéricas. Isto ocorre por exemplo com os métodos 6, 7 e 10 que são baseados na mesma formulação matemática.

A priori seria de se esperar que a curva radial de sustentação deste modelo ficasse abaixo dos valores do ARL (instituição 5) pois os resultados finais para a pá e o propulsor o são. Esta incoerência não foi possível esclarecer e é bastante estranha. A integral da curva de Força radial do modelo ARL não é suficiente para atingir o valor para a pá



do respectivo resultado (em todos os harmônicos - Fig. 9.4.11 a 9.4.18). Como não dispomos do trabalho de onde foram gerados os resultados fica difícil encontrarmos uma explicação para este fato.

O exercício comparativo da ITTC foi um excelente exemplo, que permitiu testar o modelo proposto a dados de esteira convencional de navio. Devemos lembrar que a esteira dos experimentos de Boswell [5] eram fictícios, daí a importância deste exemplo.

Infelizmente a ITTC não solicitou a comparação de forças e momentos transversais, restando esta lacuna a ser preenchida. Além disso, o hélice da ITTC tem baixa razão de área expandida e não permitiu averiguar regiões onde o modelo sofre uma correção mais acentuada. Este é um outro ponto a ser averiguado.

## 10.- OBSERVAÇÕES GERAIS

No que se segue, faremos algumas considerações que não se enquadram diretamente dentro do método de cálculo proposto. Entretanto acreditamos que esclarecem pontos importantes do problema e complementam outros já mencionados.

### 10.1. A Esteira de Navios

Um dado fundamental na análise deste tipo de problema é a esteira. Normalmente esta é obtida em ensaios de modelos sem a presença do propulsor (esteira nominal). A alteração deste campo devido a ação do propulsor não é conhecida e representa um problema não superado.

Uma segunda questão ainda aberta, diz respeito aos efeitos de escala. As medidas de esteira realizadas em modelos precisam ser extrapoladas. A esteira contém uma componente viscosa, que é governada pelo número de Reynolds. Como este não é igualado no ensaio surgem os efeitos de escala. Para navios com popa em forma de V métodos como o de Sasagima [86] podem ser utilizados, conforme recomenda a 13<sup>a</sup> ITTC. Entretanto, para popas em U não existem métodos totalmente satisfatórios. Estes problemas são enfocados mais detalhadamente



em | 41|. Cumpre lembrar que o fato de existirem gradientes de velocidades mais altos no real torna o problema de cavitação transitória mais crítico, enfatizando a necessidade da correção na esteira.

Se retomarmos um dos princípios que nortearam a elaboração do programa aqui desenvolvido "Um método utilizável em fases preliminares do projeto", depararemos com a dificuldade em se dispor da esteira nestas fases. As alternativas existentes seriam utilizar de estudos sistemáticos como os de Hadler |32| ou de Holden |43|, este último bastante recente.

#### 10.2. - Torção na Pá

Conforme já mencionado a torção é uma das melhores alternativas para diminuir a vibração devido a não uniformidade da esteira\*. A contrapartida é que pode acarretar problemas estruturais na pá. Esta tende a ser mais flexível. Além disso a distribuição das tensões torna-se complexa. Os métodos como os de viga (em balanço), comumente empregados, podem não ser mais adequados, em função do nível de torção adotado. Talvez uma análise paramétrica, através de métodos como o de elementos fini

---

\* A torção é também efetiva quando se trata das forças de superfície.

tos permitam superar esta dificuldade. A geração de curvas paramétricas de pás típicas, permitiriam efetuar uma análise estrutural também preliminar.

A maior flexibilidade da pá induz esta a oscilar em níveis que podem se tornar perceptíveis. Passamos então a ter associado ao fenômeno anterior, outro, a da pá vibrando imersa no escoamento. É claro que este tem características diferentes do anterior. Um enfoque que poderia ser adotado neste caso seria admitir os elementos de pá oscilando num escoamento com velocidade  $V$  (resultante da rotação do propulsor e da velocidade média axial neste raio). Assim poderíamos adotar a solução de Theodorssen [4] ao problema. Esta teoria se aplica a asas oscilando senoidalmente em escoamento homogêneo. A solução é atraente pela simplicidade, entretanto está implícito que temos meios de calcular o movimento de flexão da pá. Um método mais avançado foi proposto por Tsushima [121] que faz uso do método tridimensional de Tsakonas\*.

Resta lembrar finalmente que a oscilação da pá pode ocorrer ainda devido a deformação axial ou torsional do próprio eixo. Neste caso, independente da torção da pá teremos a presença da oscilação. Burril [16] apresenta uma formulação experimental para as massas adicionais associadas a este último caso.

---

\* Cumpre lembrar que a formulação inicial de Hanaoka [34] contempla este caso.

### 10.3.- Critérios para Limites de Vibração Máxima, Minimização da Vibração

De posse do programa aqui desenvolvido é possível quantificar os esforços desta natureza que agirão no navio e, através de programas de cálculo estrutural, determinar se haverá ou não vibrações acima de limites permissíveis. Entretanto, existem critérios, extraídos de estudos sistemáticos, de limites máximos atinentes as forças de vibração. Estes critérios permitem antecipar os problemas sem necessariamente recorrer à análise estrutural mais detalhada, pelo menos na fase preliminar\*.

Estes critérios referem-se tanto as vibrações devido a esteira quanto às vibrações de pressão no casco. Levam em consideração ainda limites para variação máxima da esteira. Estes limites podem ser encontrados por exemplo na 16<sup>a</sup> ITTC [51] ou ainda em [82] onde pode ser encontrado uma bibliografia mais extensa a respeito.

A partir destes limites é possível realizar um estudo preliminar no sistema propulsivo, como sugerido na 14<sup>a</sup> ITTC [50], com vistas a minimizar os efeitos de vibração devido ao propulsor. Este estudo envolveria três etapas: alterações na geometria da popa, alterações no propulsor e finalmente alterações nas características dinâmicas dos eixos e mancais. O Anexo 2 apresenta um diagrama esquemático dessas três fases.

---

\* Excluem-se é claro, os casos de ressonância.

## 11.- CONCLUSÕES

Este trabalho propõe um método de cálculo das forças vibratórias atuantes no propulsor, decorrentes da ação da esteira não uniforme. O método considera uma formulação bidimensional não permanente, corrigida experimentalmente com dados apresentados por Boswell. A técnica proposta permite o cômputo das 6 componentes (3 forças e 3 momentos) agentes no Hélice. Verifica-se dos exemplos analisados que os resultados são razoáveis quando comparados com métodos tridimensionais.

A análise dos resultados mostra também que os cálculos para variações no passo apresentam boa concordância com o modelo tridimensional. O modelo fornece ainda resultados bons para hélices com torção, exceptuando propulsores com extrema torção, indicando que a correlação utilizada não é suficientemente abrangente para estes casos. É claro que, em virtude da correlação utilizada, devemos restringir o uso do método à faixa de variação de parâmetros dos ensaios de Boswell.

No caso dos resultados do exercício da ITTC, verifica-se também que o modelo apresenta-se próximo dos resultados das teorias mais avançadas. Devendo-se ter em mente que os resultados tridimensionais, apresentam razoável dispersão, mesmo quando baseados numa mesma formulação matemática.

## 12. - RECOMENDAÇÕES

### 12.1 *Considerações Iniciais*

Citamos no início do trabalho que pouca atenção tem sido dedicada em âmbito nacional, aos problemas de vibração gerados pelos propulsores, mais especificamente, de métodos de cálculo de forças de excitação. Como consequência carecemos de ferramental básico para análise do problema. Enfatizamos ainda que não há um consenso claro a respeito da importância relativa dos dois principais tipos de fenômeno que acarretam vibração. Isto implica que é necessário desenvolvermos técnicas que possibilitem a análise de ambos os casos.

Aliados a estes métodos teóricos, devemos considerar aspectos experimentais que são de fundamental importância não só para a melhor compreensão dos fenômenos em estudo, como também para a verificação das formulações matemáticas que vierem a ser desenvolvidas.

Dentro deste enfoque podemos considerar portanto duas metas de desenvolvimento. Estudos teóricos-experimentais abrangendo :

- a) forças de mancais,
- b) forças de superfície.

## 12.2. Forças de Mancais

A metodologia desenvolvida neste trabalho é in ci pi en te e portanto é imprescindível o desenvolvimento de um mo de lo tr id im en s io n a l l o. Além da maior generalidade, aumentando a confiabilidade de análise, o modelo tridimensional permitiria ' melhorar o modelo bidimensional através de uma análise mais sis tem á t i c a de parâmetros definidores do propulsor, gerando uma cor re l a ç ã o mais bem fundamentada.

Existiriam duas alternativas nesta etapa. Adotar o modelo de Tsakonas, que é mais analítico, com ampla literatura servindo de subsídio ou desenvolver a técnica sugerida por Kerwin. Neste segundo caso existe a vantagem de se obter de passagem um programa de análise do propulsor na condição permanente (levantamento das curvas de  $K_T$ ,  $K_Q$ ,  $J$ ). É claro que haverá necessidade de um estudo, procurando sanar deficiências deste modelo, para o caso não permanente, conforme mencionamos no trabalho.

Qualquer que seja o desenvolvimento a ser adotado é conveniente dispormos do outro como elemento comparativo, e não parece difícil obter um ou outro programa junto aos centros onde foram desenvolvidos.

Paralelamente a este estudo devemos considerar a análise experimental. Conforme já mencionamos, esta é uma barreira difícil de ser superada, devido a complexidade do instrumental necessário. Dois tipos de instrumentos tem sido utilizados neste caso. Um primeiro mede as forças globais do propulsor



como realizado por Boswell. Entretanto em geral as forças a serem medidas são extremamente pequenas (são os harmônicos de ordem  $mZ$ ), decorrendo daí a principal dificuldade.

Uma outra alternativa é efetuar a medição em uma única pá. A vantagem é que podemos neste caso medir forças maiores para os harmônicos mais baixos, e fica mais fácil construir o equipamento. Podemos considerar a segunda opção como a mais viável tanto para o tanque de provas quanto para o túnel de cavitação. Entretanto, este equipamento não permitirá avaliar forças globais geradas pelo propulsor.

De posse de um instrumento como referido acima é possível preencher lacunas do estudo de Boswell. Uma primeira análise poderia compreender um propulsor de  $Ae/Ao \approx 0,9$  com características semelhantes a série já analisada por Boswell. Em seguida uma análise de hélices com torção em torno de  $40^\circ$  e  $80^\circ$  completaria este estudo.

Restaria ainda o desenvolvimento de um aparato experimental para efetuar medições em escala real, considerando alguns navios típicos.

### 12.3. Forças de Superfície

Para completar o quadro de técnicas de análise do problema vibratório em navios é necessário o desenvolvimento de ferramentas para análise das forças de superfície. Inicialmente podem ser implantadas técnicas, como de Takahashi [100]

que não demandariam grandes esforços. Paralelamente pode-se conduzir experimentos no túnel de cavitação, que são mais simples de realizar, se comparadas com as forças de mancais. O que se necessita neste caso são transdutores de pressão comerciais. A necessidade desse estudo se prende a uma melhor compreensão do fenômeno da cavitação transitória que requer um estudo mais detalhado. Os resultados destes estudos devem conduzir a um modelo mais avançado.

Uma terceira etapa seria executar medições em escala real, que no caso também são mais fáceis de serem efetuadas. A inserção de transdutores de pressão na popa, acima do propulsor seriam suficientes para a execução da medição.

ANEXO I

- . LISTAGEM DO PROGRAMA (FORTRAN)
- . MANUAL DE USO

LISTAGEM DO PROGRAMA

```

REAL N,K,KGS
DIMENSION RAD(20),VX(20,20),TETAX(20,20)
DIMENSION VT(20,20),TETAT(20,20)
DIMENSION CHD(20),RPO(20),TETS(20),TOD(20),FOC(20),XM(20)
DIMENSION F(10),FM(10),TET(10),TETM(10)
DIMENSION COMEN1(12),COMEN2(12)

```

C  
C  
C

LEITURA E IMPRESSAO DE DADOS DA ESTEIRA

```

READ(5,10)NCASO
DO 200 INC=1,NCASO
READ(5,5)(COMEN1(I),I=1,12)
5 FORMAT(16A5)
READ(5,10)NR,NH,V,RHO
10 FORMAT(2I2,2F10.5)
NH1=NH+1
N1=NR-1
DO 30 J=1,NH1
DO 30 I=1,NR
READ(5,20)RAD(I),VX(I,J),TETAX(I,J),VT(I,J),
1TETAT(I,J)
20 FORMAT(5F10.5)
30 CONTINUE
WRITE(6,40)
40 FORMAT('1',5('/),
*10X,'CALCULO DAS VIBRACOES NOS MANCAIS DO EIXO',//,
*10X,'PROPULSOR, PRODUZIDOS PELA ACAO DESTA LL-',//,
*10X,'TIPO OPERANDO EM REGIAO DE ESTEIRA NAO U-',//,
*10X,'NIFORME',5('/)
WRITE(6,7)(COMEN1(I),I=1,12)
7 FORMAT(' ',//,10X,16A5,/)
WRITE(6,50)NR,NH,V,RHO
50 FORMAT(
*10X,'NUMERO DE RAIOS.....',I2,/,
*10X,'NUMERO DE HARMONICOS.....',I2,/,
*10X,'VELOCIDADE DA EMBARCACAO(M/S)..'F7.3,/,
*10X,'DENSIDADE DA AGUA(KGF*52/M4)..'F7.3)
DO 90 J=1,NH1
IF(J.EQ,NH1) GO TO 270
WRITE(6,60)J
60 FORMAT(' ',//,
*10X,'OPDEM DO HARMONICO.....',I2,/)
65 WRITE(6,70)
70 FORMAT(6X,'RAIO',T18,'VX',T26,'TETAX',T38,
*'VT',T46,'TETAT')
DO 90 I=1,NR
WRITE(6,80)RAD(I),VX(I,J),TETAX(I,J),VT(I,J),
1TETAT(I,J)
80 FORMAT(' ',5F10.5)
90 CONTINUE

```

C  
C  
C

LEITURA E IMPRESSAO DE DADOS DO PROPULSOR

```

READ(5,10) NHE
DO 335 J1=1,NHE
READ(5,95)(COMEN2(I),I=1,12)
95 FORMAT(16A5)
WRITE(6,98)(COMEN2(I),I=1,12)
98 FORMAT('1',10X,16A5)
READ(5,100)NPB,D,N,AEAB,V

```

```

      NHONP=NH/NPB
100 FORMAT(I2,8X,4F10.5)
      DO 120 I=1,NR
      READ(5,110)          CHD(I),PPD(I),TETS(I),XN(I),TGD(I),FOC(I)
110 FORMAT(10X,7F10.5)
120 CONTINUE
      WRITE(6,130)NPH,D,N,AEA2
130 FORMAT(///,
      *10X,'NUMERO DE PAS.....',T2,/,
      *10X,'DIAMETRO(").....',F10.5,/,
      *10X,'ROTACAO(R).....',F10.5,/,
      *10X,'AE/AO.....',F10.5,/)
      WRITE(6,140)
140 FORMAT(' ',T5,'R/R',T18,'C/D',T28,'P/D',T37,'SKEW',
      *T47,'T0/D',T57,'F0/D')
      DO 160 I=1,NR
      WRITE(6,150)PAD(I),CHD(I),PPD(I),TETS(I),TGD(I),FOC(I)
150 FORMAT(' ',6F10.5)
160 CONTINUE

```

```

C
C      CALCULO DA SUSTENTACAO DOS ELEMENTOS DE PA E DA FASE
C
C      CORRELACAO EXPERIMENTAL
C

```

```

      DO 162 J=1,NR
      IF((PAD(J)~.7).LE..06) CHC=CHD(J)*1.31111
162 CONTINUE
      CORR=1.000+.991295*CHC+2.136659*CHC*CHC
      CORR=CORR-7.212513*CHC**3+5.042793*CHC**4

```

```

C
C      TETA=0
C      TETA0=0
C
C      TETA:POSICAO ANGULAR DA PA EM RELACAO A VERTICAL
C      TETA0:ANGULO ONDE CENTRAM AS COMPONENTES DE ESTEIRA
C      TETA X:FASE DA VELOCIDADE VX
C      TETA T:FASE DA VELOCIDADE VT
C

```

```

      DD4=D+D*D*D
      D2=D/2
      AUX0=RHO+N*N*DD4
      DO 200 J=1,NH
      WRITE(6,167) J
167 FORMAT('1',/,T10,'HARMONICO DE ORDEM...=',T2,///)
      BFX1=0
      BFX2=0
      BMX1=0
      BMX2=0
      DO 190 I=1,NJ
      CH=CHD(I)*D
      PP=PPD(I)*D
      RD=RAD(I)*D2
      VX1=VX(I,J)*V
      VT1=VT(I,J)*V
      TETA X1=TETA X(I,J)-J*TETS(I)
      TETA T1=TETA T(I,J)-J*TETS(I)
      VX2=VX(I,NH1)*V
      CALL LIPT(RHO,D,PD,CH,PP,NPB,N,J,VX2,VX1,TETA X1,VT1,TETA T1,
      *      U,PHIP,BE TI,UA,UB,K,ALPHA,SIGMA,KGS,
      *      FL1,FL2,FLR,TETA R,TETA T,HS1,HS2,SS,SI,TR,TI)

```



```

FL1=FL1/CORR
FL2=FL2/CORR
FLR=FLR/CORR
FLRA=FLR/AUX0*D2
WRITE(6,168) RAD(I)
168 FORMAT(' ',/ ,10X,'RESULTADOS PARA O RAIO R/R,,=' ,F5.2)
WRITE(6,170) U,PHIP,BETI,UA,UB,K,ALPHA,SIGMA,KGS,
* FLR,FLRA,TETAR

```

```

170 FORMAT(' ',/ ,2X,
*U(M/S).....=' ,F7.3,3X,
*PHIP(RO).....=' ,F7.3,3X,
*BETI(RO).....=' ,F7.3,/,2X,
*UA(M/S).....=' ,F7.3,3X,
*UB(M/S).....=' ,F7.3,3X,
*K.....=' ,F7.3,/,2X,
*ALPHA(RO).....=' ,F7.3,3X,
*SIGMA.....=' ,F7.3,3X,
*KGS.....=' ,F7.3,/,2X,
*FLR(KGS).....=' ,F7.3,3X,
*FLRA.....=' ,F7.4,3X,
*TETA(RO).....=' ,F7.3,/)

```

C  
C  
C

CALCULO DA SUSTENTACAO NUMA PA

```

FL1=FL1*COS(BETI)
FL2=FL2*COS(BETI)
FM1=FL1*PD*SIN(BETI)
FM2=FL2*RD*SIN(BETI)
IF(I.EQ.1) GO TO 180
DELR=(RAD(I)-RAD(I-1))*D/2
BFX1=BFX1+(FI1+FL1)/2.*DELR
BMX1=BMX1+(FM1+PM1)/2.*DELR
BFX2=BFX2+(FI2+FL2)/2.*DELR
BMX2=BMX2+(FM2+PM2)/2.*DELR
180 FI1=FL1
    FM1=FM1
    FI2=FL2
    FM2=FM2
190 CONTINUE
BFX=SQRT(BFX1*BFX1+BFX2*BFX2)
TETFX=ATAN(BFX2/BFX1)
BMX=SQRT(BMX1*BMX1+BMX2*BMX2)
TETMX=ATAN(BMX2/BMX1)
BFXA=BFX/AUX0
BMXA=BMX/AUX0/D
WRITE(6,192) J
192 FORMAT('1',///,10X,'RESULTADOS PARA UMA PA',/,
*10X,'(HARMONICO.....',I2,')',///)
WRITE(6,195)BFX,TETFX,BMX,TETMX,BFXA,BMXA
195 FORMAT(' ',///,
*10X,'BFX(KGF).....=' ,F12.5,/,
*10X,'TETABFX(RO).....=' ,F12.5,/,
*10X,'BMX(KGF.M).....=' ,F12.5,/,
*10X,'TETABMX(RO).....=' ,F12.5,/,
*10X,'BFXA.....=' ,F12.5,/,
*10X,'BMXA.....=' ,F12.5,/)
IF(J.EQ.NPB.OR,J.EQ.(NPB*2).OR,J.EQ.(NPB*3).OR,J.EQ.(NPB*4))
*GO TO 250
200 CONTINUE

```

C

```

C      CALCULO DAS COMPONENTES FX E MX, FY E MY, FZ E MZ
C
DO 250 JJ=1, NMDNP
  JN=JJ*NPB
  PFX=F(JN)*NPB
  PFXAD=PFX/AUX2
  TETFX=TET(JN)
  TETMX=TETM(JN)
  PMX=FM(JN)*NPB
  PMXAD=PMX/AUX2/D
  NC=0
  IF((JJ+1).LT.NB) GOTO 205
  PFY=0
  PFYAD=0
  TETFY=0
  PMY=0.0
  PMYAD=0.0
  TETHY=0.0
  PFZ=0.0
  PFZAD=0.0
  TETFZ=0.0
  PMZ=0.0
  PMZAD=0.0
  TETNZ=0.0
  GOTO 241
205  BFY1=0
     BFY2=0
     BMY1=0
     BMY2=0
     BFZ1=0
     BFZ2=0
     BMZ1=0
     BMZ2=0
     M=JJ*NPB-1
     DO 240 I=1, N1
       CH=CHO(I)*D
       PP=PPD(I)*D
       RD=RAD(I)*D/2
210  VX1=VX(I,M)*V
     VT1=VT(I,M)*V
     TETAX1=TETAX(I,M)-M*TETS(I)
     TETAT1=TETAT(I,M)-M*TETS(I)
     VX2=VX(I,NH1)*V
     CALL LIPT(RHO, D, RD, CH, PP, NPB, N, M, VX2, VX1, TETAX1, VT1, TETAT1,
*           U, PHIP, BETI, UA, UR, K, ALPHA, SIGMA, KGS,
*           FL1, FL2, FLR, TETAR, TETAT, HS1, HS2, SR, SI, TP, TI)
     FL1=FL1/CORR
     FL2=FL2/CORR
     FLR=FLR/CORR
     IF(NC.GE.1) GO TO 220
     FY1=FL1
     FY2=FL2
     FZ1=FL1
     FZ2=FL2
     NC=1
     M=JJ*NPB+1
     GO TO 210
220  FLY1=(FY1+FL1)*SIN(BETI)
     FLZ1=(FZ1-FL1)*SIN(BETI)
     FMY1=(FY1+FL1)*RD*COS(BETI)

```

```

FMZ1=(FL1-FZ1)*PD*COS(BETI)
FLY2=(FY2+FL2)*SIN(BETI)
FLZ2=(FZ2-FL2)*SIN(BETI)
FMY2=(FY2+FL2)*RD*COS(BETI)
FMZ2=(FL2-FZ2)*RD*COS(BETI)
IF(I.EQ.1) GO TO 230
DELR=(RAD(I)-RAD(I-1))*D/2
BFY1=BFY1+(FIY1+FLY1)/2.*DELR
BFY2=BFY2+(FIY2+FLY2)/2.*DELR
BFZ1=BFZ1+(FIZ1+FLZ1)/2.*DELR
BFZ2=BFZ2+(FIZ2+FLZ2)/2.*DELR
BMY1=BMY1+(FMIY1+FMY1)/2.*DELR
BMY2=BMY2+(FMIY2+FMY2)/2.*DELR
BMZ1=BMZ1+(FMIZ1+FMZ1)/2.*DELR
BMZ2=BMZ2+(FMIZ2+FMZ2)/2.*DELR
230 FIY1=FLY1
    FIY2=FLY2
    FIZ1=FLZ1
    FIZ2=FLZ2
    FMIY1=FMY1
    FMIY2=FMY2
    FMIZ1=FMZ1
    FMIZ2=FMZ2
240 CONTINUE
    BFY=SQRT(BFY1*BFY1+BFY2*BFY2)
    TETFY=ATAN(BFY2/BFY1)
    BMY=SQRT(BMY1*BMY1+BMY2*BMY2)
    TETMY=ATAN(BMY2/BMY1)
    BFZ=SQRT(BFZ1*BFZ1+BFZ2*BFZ2)
    TETFZ=ATAN(BFZ2/BFZ1)
    BMZ=SQRT(BMZ1*BMZ1+BMZ2*BMZ2)
    TETMZ=ATAN(BMZ2/BMZ1)
    PFY=BFY*NPR/P.
    PFYAD=PFY/AUX0
    PMY=BMY*NPR/P.
    PMYAD=PMY/AUX0/D
    PFZ=BFZ*NPR/P.
    PFZAD=PFZ/AUX0
    PMZ=BMZ*NPR/P.
    PMZAD=PMZ/AUX0/D
241 WRITE(6,242) JN
242 FORMAT('1',///,10X,'RESULTADOS PARA O PROPULSOR',///,
*10X,'HARMONICO NUMERO,....=',IR,///)
    WRITE(6,245) PFX, TETEX, PFXAD,
*           PFY, TETFY, PFYAD,
*           PFZ, TETFZ, PFZAD,
*           PMY, TETMY, PMYAD,
*           PMZ, TETMZ, PMZAD
245 FORMAT(
*10X,'FX(KGF).....=',F10.5,T40,
*'TETAPX(PD).....=',F10.5,/,
*10X,'FXA.....=',F10.5,/,
*10X,'FY(KGF).....=',F10.5,T40,
*'TETAFY(PD).....=',F10.5,/,
*10X,'FYA.....=',F10.5,/,
*10X,'FZ(KGF).....=',F10.5,T40,
*'TETAFZ(PD).....=',F10.5,/,
*10X,'FZA.....=',F10.5,/,
*10X,'MX(KGF.M).....=',F10.5,T40,

```

```
*TETAMX(RD).....=*,F10.5,/,
*10X,*MXA.....=*,F10.5,/,
*10X,*MY(KGF,M).....=*,F10.5,T40,
*TETAMY(RD).....=*,F10.5,/,
*10X,*MYA.....=*,F10.5,/,
*10X,*MZ(KGF,M).....=*,F10.5,T40,
*TETAMZ(RD).....=*,F10.5,/,
*10X,*MZA.....=*,F10.5,/)
250 CONTINUE
335 CONTINUE
290 CONTINUE
    GO TO 280
260 F(J)=BFX
    FM(J)=BMX
    TET(J)=TETFX
    TETM(J)=TETMX
    GO TO 200
270 WRITE(6,275)
275 FORMAT(* *,/,10X,*VELOCIDADES MEDIAS CIRCUMFERENCIAIS*,/)
    GO TO 65
280 STOP
    END
```

```

SUBROUTINE LIFT(RHO,D,RD,CH,PP,NPB,N,NK,
*           VX0,VX,TETAX,VT,TETAT,
*           U,PHIP,BETI,UA,UB,K,ALPHA,SIGMA,KGS,
*           FL1,FL2,FLR,TETAR,TETA1,HS1,HS2)

```

ESTA ROTINA CALCULA A SUSTENTACAO NAO PERMANENTE DE UM FOLIO BI-DIMENSIONAL(SEM ESPESSURA) NUM ESCOAMENTO COM VELOCIDADE V(PRINCIPAL) ASSOCIADO A UM CAMPO DE VELOCIDADES SENOIDAIS OBLIQUO AO FOLIO(ELEMENTO DE PA DO PROPULSOR)

## PARAMETROS DE ENTRADA

```

RHO: DENSIDADE DO FLUIDO
D: DIAMETRO DO PROPULSOR
RD: RAO ONDE SE ENCONTRA O FOLIO
CH: CORDA DO ELEMENTO DE PA
PP: PASSO NO RAO RD
NPB: NUMERO DE PAS
NK: HARMONICO
VX0: VELOCIDADE MEDIA CIRCUNFERENCIAL NO RAO RD
VX: AMPLITUDE DO HARMONICO DE VELOC. LONGITUDINAL
TETAX: FASE DO HARMONICO VX
VT: AMPLITUDE DO HARMONICO DE VELOC. TANGENCIAL
TETAT: FASE DO HARMONICO VT

```

## PARAMETROS DE SAIDA

```

U: VELOCIDADE DE ENTRADA NO ELEMENTO DE PA
PHIP: ANGULO DE PASSO GEOMETRICO
BETI: ANGULO DE PASSO HIDRODINAMICO
UA: VELOCIDADE AXIAL INDUZIDA
UB: VELOCIDADE RADIAL INDUZIDA
K: FREQUENCIA REDUZIDA
ALPHA: ANGULO DE ATAQUE
SIGMA: INDICE DE SOLIDEZ
KGS: RELACAO DE INTERFERENCIA
FLR: AMPLITUDE DE SUSTENTACAO REAL
TETAR: FASE DE FLR
FLI: AMPLITUDE DE SUSTENTACAO IMAG
TETA1: FASE DE FLI
FL1: PARCELA DA FORCA EM SEND
FL2: PARCELA DA FORCA EM COSSEND
HS1: RELACAO HORLOCK/SEARS * SEND.
HS2: RELACAO HORLOCK/SEARS * COSSENO

```

```

REAL K,N,KGS
PI=3.141592
AUX0=PI*RD*2
U=SQRT(VX0*VX0+(AUX0*N)**2)
CALL VINDU(VX0,N,RD,NPB,CH,PP,BETI,UA,UB,PHIP)
K=NK*COS(BETI)*CH/RD/2
CALL SEARS(K,SR,SI,IER)
CALL HORLCK(K,TR,TI,IER)
ALPHA=PHIP-BETI
SIGMA=NPB*CH/AUX0
CALL CASCA(SIGMA,PHIP,KGS)
KGS=1
AUX1=PI*RHO*U*CH*KGS
SINB=SIN(BETI)
COSH=COS(BETI)

```

```

PHIS=ATAN2(SI,SR)
PHIH=ATAN2(TI,TR)
S=SQRT(SR*SR+SI*SI)
T=SQRT(TR*TR+TI*TI)
PHISX=PHIS+TETAX
PHIST=PHIS+TETAT
PHIHX=PHIH+TETAX
PHIHT=PHIH+TETAT
COSSX=COS(PHISX)
SINSX=SIN(PHISX)
COSST=COS(PHIST)
SINST=SIN(PHIST)
COSHX=COS(PHIHX)
SINHX=SIN(PHIHX)
COSHT=COS(PHIHT)
SINHT=SIN(PHIHT)
AUX2=VX*COS(BETI)
AUX3=VX*SIN(BETI)
AUX4=VT*COS(BETI)
AUX5=VT*SIN(BETI)
FL1S=(AUX2*COSSX-AUX4*COSST)*S
FL1H=(AUX3*COSHX+AUX4*COSHT)*ALPHA*T
FL1=FL1S+FL1H
HS1=FL1H/FL1S
FL1=FL1*AUX1
FL2S=(-AUX2*SINSX+AUX5*SINST)*S
FL2H=(-AUX3*SINH-X-AUX4*SINHT)*ALPHA*T
FL2=FL2S+FL2H
HS2=FL2H/FL2S
FL2=FL2*AUX1
FLR=SQRT(FL1*FL1+FL2*FL2)
TETAR=ATAN(FL2/FL1)
TETAI=-ATAN(FL1/FL2)
RETURN
END

```



SUBROUTINE VINDU(VA,N,RD,NPB,CH,PP,BETI,UA,UB,PHIP)

ESTA SUBROTINA CALCULA AS VELOCIDADES INDUZIDAS  
(1-A) E (1-A1) PELO PROPULSOR A PARTIR DA TEORIA  
DO DISCO ATUADOR

PARAMETROS DE ENTRADA:

VA: VELOCIDADE NO DISCO DO PROPULSOR  
N: ROTACAO DO PROPULSOR  
RD: RAI0 EM QUE SE ESTA CALCULANDO A  
VELOCIDADE INDUZIDA  
NPB: N: DE PAS  
CH: CORDA EM R  
PP: PASSO EM R

PARAMETROS DE SAIDA

BETI: ANGULO DE PASSO HIDRODINAMICO  
UA: VELOCIDADE AXIAL INDUZIDA  
UB: VELOCIDADE RADIAL INDUZIDA

VALORES ADOPTADOS

CD= .....0,008  
BETIMAXIMO.....PHIP  
BETIMINIMO.....ATAN(VA/2/PI/N/RD)

REAL N  
DATA EPSI/,0001/,CD/,008/,PI/3,14159/  
CIRC=2\*PI\*RD  
SIGMA=NPB\*CH/CIRC  
PHIP=ATAN(PP/CIRC)

INICIO DO METODO DA SECCAO AUREA NA OBTENCAO DE BETI

AUX1=57,2958  
BETAS=PHIP  
NI=2+ALOG(EPSI)/ALOG(0,618)  
AUX2=VA/(CIRC\*N)  
BETAI=ATAN(AUX2)  
DO 40 L=1,NI  
DBETA=BETAS-BETAI  
I=1

BETA1=BETAI+DBETA\*0,382  
A=BETA1

10 CL=2\*PI\*SIN(PHIP-A)  
F1=CL\*COB(A)-CD\*SIN(A)  
F1=F1\*SIGMA/4/SIN(A)\*\*2  
F2=CL\*SIN(A)+CD\*COB(A)  
F2=F2\*SIGMA/4/SIN(A)/COB(A)

A1=F1/(1-F1)  
B1=F2/(1+F2)  
TANB=-ABS(AUX2\*(1+A1)/(1-B1)-TAN(A))

IF(1,EQ,2) GO TO 20  
TANB1=TANB

I=2  
BETA2=BETAI+DBETA\*0,618  
A=BETA2

GO TO 10

```
20 TANB2=TANB
   IF(TANB2.GT.TANB1)GO TO 30
   BETAS=BETA2
   GO TO 40
30 BETAI=BETA1
40 CONTINUE
   BETI=(BETAI+BETAS)/2
   UA=2*VA*A1
   UB=2*VA*B1
   RETURN
   END
```

SUBROUTINE GAP(SIGMA,PHIP,KGS)

C  
C  
C  
C  
C  
C  
C  
C  
C  
C  
C

ESTA SUBROTINA CALCULA O COEFICIENTE DE INTERFERENCIA  
ENTRE AS PAS DE UM HELICE DE ACORDO COM O GRAFICO  
DO PAPER DE W.B. HINTERMAN NSRDC R2519 BASEADO EM  
TRABALHO DE GUTCHS.

PARAMETROS DE ENTRADA

SIGMA : INDICE DE SOLIDEZ

PHIP : ANGULO DE DECALAGEM

PARAMETROS DE SAIDA

KGS : CL(DON GAP)/CL(ISOADO)

REAL KGS  
DATA A0/1.121664274/,A1/-,9036906136/,A2/,3443986125/,  
\*A4/-,02259636262/  
DATA B1/,173685845/,B2/-,04669349392/  
DATA C/-0,01939702253/  
KGS=A0+A1\*SIGMA+A2\*SIGMA\*SIGMA+B1\*PHIP+B2\*PHIP\*PHIP+C\*SIGMA/PHIP  
\*+A4\*SIGMA\*\*4  
IF(KGS.GT.1) KGS=1  
IF(KGS.LE.0) KGS=.0001  
RETURN  
END

SUBROUTINE SEARS(K,SR,SI,IER)

C  
C  
C  
C  
C  
C

ESTA SUBROTINA CALCULA OS VALORES DA FUNCAO DE SEARS

A ROTINA PRESSUOE A EXISTENCIA DE ROTINAS QUE CALCULAM  
FUNCOES DE BESSEL J0,J1,Y0,Y1

```

REAL K
IF(K,EQ,0) GO TO 10
PI=3.1415926
CALL BESJ(K,0,BJ0,1,E-5,IER)
IF(IER,GT,0,) GO TO 20
CALL BESJ(K,1,BJ1,1,E-5,IER)
IF(IER,GT,0,) GO TO 20
CALL BESY(K,0,BY0,IER)
IF(IER,GT,0,) GO TO 20
CALL BESY(K,1,BY1,IER)
IF(IER,GT,0,) GO TO 20
D= (BJ1+BY0)**2+(BJ0-BY1)**2
AUX1=PI*D*K
SR=2*(BJ0-BY1)/AUX1
SI=2*(BJ1+BY0)/AUX1
RETURN
10 SR=1,
   SI=0
20 RETURN
END

```

SUBROUTINE HORLK(K,TR,TI,IER)

C  
C  
C  
C  
C  
C

ESTA ROTINA CALCULA OS VALORES DA FUNCAO DE HORLOCK

A ROTINA PRESSUPOE A EXISTENCIA DE OUTRAS QUE CALCULAM  
FUNCOES J0, J1, Y0 E Y1 DE BESSEL

```

REAL K
PI=3.14159
IF(K.EQ.0) GO TO 10
CALL BESJ(K,0,BJ0,1,E=5,IER)
IF(IER.GT.0) GO TO 20
CALL BESJ(K,1,BJ1,1,E=5,IER)
IF(IER.GT.0) GO TO 20
CALL BESY(K,0,BY0,IER)
IF(IER.GT.0) GO TO 20
CALL BESY(K,1,BY1,IER)
IF(IER.GT.0) GO TO 20
D= (BJ1+BY0)**2+(BJ0-BY1)**2
A=(BJ0*(BJ0-BY1)+BY0*(BY0+BJ1))/D
B=(BJ0*(BY0+BJ1)-BY0*(BJ0-BY1))/D
TR=(2-A)*BJ0-B*BJ1
TI=(A+1)*BJ1-B*BJ0
RETURN
10 TR=2.
   TI=0.
20 RETURN
   END

```





```
40 BPREV=BJ  
IER=3  
RETURN  
50 MA=1.4*X+60./X  
GO TO 10  
END
```



```
RETURN
60 IER=3
RETURN
70 XX=X*.5
X2=XX*XX
T=ALOG(XX)+.57721566
SUM=0.
TERM=T
Y0=T
DO 80 L=1,15
IF(L,NE,1) SUM=SUM+1./FLOAT(L-1)
FL=L
TS=T-SUM
TERM=(TERM*(-X2)/(FL*FL))*(1.-1./FL*TS)
80 Y0=Y0+TERM
TERM=XX*(T-.5)
SUM=0.
Y1=TERM
DO 90 L=2,16
SUM=SUM+1./FLOAT(L-1)
FL=L
FL1=FL-1
TS=T-SUM
TERM=(TERM*(-X2)/(FL1*FL))*((TS-.5/FL)/(TS+.5/FL1))
90 Y1=Y1+TERM
Y0=PI2*Y0
Y1=-PI2/X+PI2*Y1
GO TO 10
END
```

## MANUAL DO USO DO PROGRAMA

CARTÃO	FORMATO	VARIÁVEIS
1º	16A5	Cartão reservado a comentários
2º	2I2, 2 F10.5	Número de raios. Número de harmônicos. Velocidades (m/s) Densidade (kgf.s <sup>2</sup> /m <sup>4</sup> )
3º	5 F10.5	R/D V <sub>x</sub> /V $\phi_x$ (radianos) V <sub>T</sub> /V $\phi_T$ (radianos)
4º	Devem existir NH cartões do 3º tipo	
5º	I2	Número de hélices
6º	16A.5	Cartão reservado a comentários sobre o propulsor
7º	I2,8x,4F10.5	Nº de pás. Diâmetro (m) Rotação (rps). Ae/Ao. Velocidade (m/s)
8º	10x,IF10.5	C/D P/D $\Psi_s$
9º	Devem existir NR cartões do 8º tipo	

ANEXO 2

ESQUEMA DE ATUAÇÃO PARA MINIMIZAÇÃO DE VIBRAÇÕES DE MANCAIS

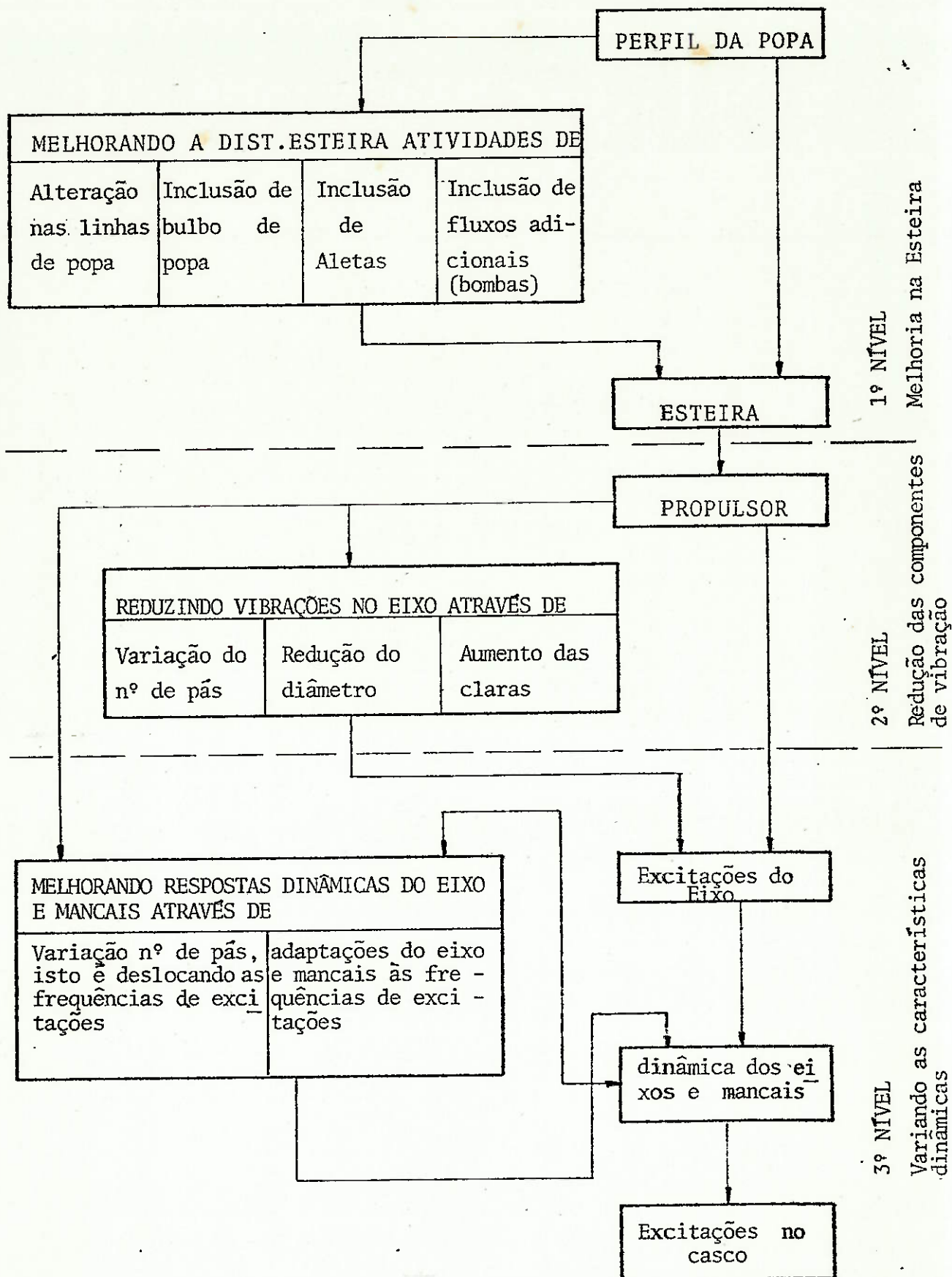


FIGURA A.2 - Minimização de Vibrações nos mancais



ANEXO 3

AVARIAS CONSTATADAS EM EMBARCAÇÕES

## DANOS E RECLAMAÇÕES OBSERVADOS EM NAVIOS DEVIDO A VIBRAÇÕES E RUÍDOS

Este resumo de itens foi obtido do SHIP STRUCTURE COMMITTEE [18] que por sua vez foi extraído do SHIP VIBRATION SYMPOSIUM [97]. Infelizmente os casos são apenas citados e não há uma preocupação em se identificar a origem dos problemas, não permitindo enquadrá-los nos tipos conhecidos. Genêricamente, elas se devem a vibrações originadas pelo propulsor, pelo eixo, pela máquina principal e ainda por equipamentos auxiliares específicos, como ventiladores, bombas e outros.

### 1.- Danos

- 1.1.- Devido a vibração, armadores requisitaram a montagem de aparelhos de navegação, unidades de comunicação, timão e outros sob amortecedores, ou ainda solicitaram a realocação dos aparelhos.
- 1.2.- Verificaram-se rachaduras em soldas e fraturas em membros sob o convés na casa do leme.
- 1.3.- Equipamentos de Navegação e anexos inoperantes em várias velocidades.

- 1.4.- Necessidade de frequentes reparos nos equipamentos da casa do leme.
- 1.5.- Uso indevido dos tripulantes para atender a manutenção em acomodações, devido ao ruído e reparos em tubulações de água.
- 1.6.- Linhas de P.V.C. com defeitos em todo o navio. Os reparos apresentaram custos elevados.
- 1.7.- Aparecimento de defeitos em equipamentos de Navegação e comunicação, montados em amortecedores, em tempo menor do que o previsto.
- 1.8.- Vibração no mastro do radar, suficiente para o desprender, quebrar e derrubar a antena.
- 1.9.- A maioria das cavernas do pique de ré de um navio relativamente novo de 40.000 tons., encontrados amontoados no fundo do tanque.
- 1.10. Fraturas generalizadas nos elementos do economizador.
- 1.11. Mancais "LIGNUN VITAE" de popa esmagados.
- 1.12. Condensador montado sobre molas vibrou na frequência da pá com amplitudes de 2 polegadas.
- 1.13. Principais falhas tem ocorrido em quadros de distribuição.
- 1.14. Alarme de painéis ativados em falso.
- 1.15. Fundações de bombas afrouxadas.
- 1.16. Peças fundidas das bombas rachadas.
- 1.17. Danos na máquina do Leme

- a) Linhas de conexão quebradas
  - b) Linhas hidráulicas quebradas
  - c) Dispositivo de travamento do motor não operando com mudança descontrolada de rumo de  $90^{\circ}$ .
  - d) Conexões elétricas de potência e unidades de controle solta ou quebradas.
- 1.18. Queda de objetos na sala de máquinas. Desde parafusadeiras a volante de manobras manuais.
- 1.19. Martelamento e vibração em sistemas de carga bastante severas que todas as flanges necessitavam de reforços a cada descarga.
- 1.20. Tubulação hidráulica da máquina do leme reparado diversas vezes durante uma viagem.
- 1.21. Borboletas de linhas de vapor e dreno fraturadas durante uma viagem.
- 1.22. Aparelho de manejo de carga no convés com vibração tão severa que compeliu a uma diminuição na velocidade do navio.
- 1.23. Gaxetas estragadas.
- 1.24. Engrenagem danificadas.
- 1.25. Ajustes frequentes de zero dos aparelhos.
- 1.26. Vazamentos em buchas de retenção do vapor.
- 1.27. Mancal do eixo de manivela (do motor) fissurado.
- 1.28. Danos no redutor principal
- a) dentes rachados
  - b) corroídos

- c) lascados
- d) com cortes

- 1.29. Sala de máquina em fogo devido a vibração excessiva do eixo.
- 1.30. Rachaduras na pintura do casco
- 1.31. Rachaduras no duto do propulsor.
- 1.32. Perda de seguro contra incêndio, Alegação baseada na negligência em corrigir vibração nas linhas de combustível.

## 2.- Desconforto devido a vibração e ruído.

- 2.1.- Fixadores de painéis soltos, prateleiras de cabos e suportes de tubo criaram níveis altos de ruído enquanto vibravam.
- 2.2.- Refeitório com vibração excessiva. Café sendo atirado para fora do copo.
- 2.3.- Asa da ponte em balanço vibrando excitou a casa do leme impedindo escrever em tabelas.
- 2.4.- Vibração excessiva na parte de vante da embarcação.
- 2.5.- Vibração da casaria do convés a meia nau interferindo com o repouso dos pilotos.
- 2.6.- Vibração da casaria do convés levou oficiais a se demitirem.

- 2.7.- Sala de descanso não utilizável.
- 2.8.- Salão inconfortável.
- 2.9.- Vibração concentrada no convés de alojamento dos oficiais.
- 2.10. Lançamento e içamento de ancoras despertou pessoal do turno de folga.
- 2.11. Ventilador de extração de ar causou vibração na casaria.
- 2.12. Principais reclamações de ruído na sala de máquinas:
  - . engrenagem de redução do motor principal
  - . gerador
  - . compressores de ar
  - . bombas de transferência de óleo combustível
  - . Comunicações verbais impossíveis dentro da sala de máquinas.
- 2.13. Perda da audição.
- 2.14. Bombas Principais de alimentação ruidosas.
- 2.15. Estação de redução do vapor gerava ruído insuportável.
- 2.16. Vibração e ruído das bombas de carga transmitidos para os alojamentos.
- 2.17. Vibração e ruído do guincho de carga seca.
- 2.18. Falta de isolamento ao ruído, conversação normal audível através das anteparas.
- 2.19. Redução de eficiência do pessoal.
- 2.20. Refere-se a regulamentos contra ruídos.
- 2.21. Efeitos de ruído vibração e movimentos do navio são cumulativos.



2.22. Vibração da escrivaninha não permitia a elaboração de ma  
nuscritos.

2.23. Aparelhos de jantar tilintavam.

2.24. Camarote dava impressão não estacionária,

ANEXO 4

FUNÇÕES DE SEARS E HORLOCK EM FORMA TABELADA

K	SEARS		HORLOCK	
	SR (REAL)	SI (IMAG.)	TR (REAL)	TI (IMAG.)
0.00000	1.40000	0.00000	2.00000	0.00000
0.10000	0.82124	-0.16348	1.81874	-0.11354
0.20000	0.70155	-0.14964	1.69158	-0.06014
0.30000	0.62350	-0.12562	1.60112	0.02270
0.40000	0.56780	-0.09494	1.52828	0.11109
0.50000	0.52463	-0.04403	1.46310	0.19824
0.60000	0.48837	-0.01490	1.40037	0.28180
0.70000	0.45608	0.03179	1.33728	0.36079
0.80000	0.42600	0.05585	1.27228	0.43470
0.90000	0.39707	0.07724	1.20459	0.50319
1.00000	0.36865	0.12594	1.13385	0.56599
1.10000	0.34035	0.15198	1.05998	0.62288
1.20000	0.31197	0.17535	0.98310	0.67364
1.30000	0.28339	0.19678	0.90347	0.71810
1.40000	0.25460	0.21415	0.82145	0.75610
1.50000	0.22562	0.22959	0.73745	0.78753
1.60000	0.19655	0.24241	0.65195	0.81230
1.70000	0.16748	0.25262	0.56546	0.83038
1.80000	0.13853	0.26025	0.47851	0.84177
1.90000	0.10984	0.26536	0.39166	0.84651
2.00000	0.08157	0.26797	0.30546	0.84470
2.10000	0.05387	0.26817	0.22048	0.83646
2.20000	0.02690	0.26603	0.13726	0.82199
2.30000	0.00081	0.26163	0.05635	0.80150
2.40000	-0.02425	0.25508	-0.02174	0.77526
2.50000	-0.04813	0.24649	-0.09651	0.74358
2.60000	-0.07068	0.23599	-0.16748	0.70681
2.70000	-0.09178	0.22372	-0.23423	0.66532
2.80000	-0.11131	0.20983	-0.29634	0.61954
2.90000	-0.12915	0.19446	-0.35346	0.56989
3.00000	-0.14522	0.17780	-0.40527	0.51686
3.10000	-0.15943	0.16001	-0.45150	0.46093
3.20000	-0.17172	0.14127	-0.49191	0.40262
3.30000	-0.18204	0.12177	-0.52633	0.34243
3.40000	-0.19034	0.10168	-0.55464	0.28091
3.50000	-0.19661	0.08120	-0.57674	0.21858
3.60000	-0.20086	0.06051	-0.59263	0.15598
3.70000	-0.20308	0.03900	-0.60231	0.09364
3.80000	-0.20332	0.01925	-0.60587	0.03207
3.90000	-0.20161	-0.00096	-0.60344	-0.02821
4.00000	-0.19892	-0.02067	-0.59517	-0.08671
4.10000	-0.19262	-0.03970	-0.58129	-0.14297
4.20000	-0.18550	-0.05790	-0.56206	-0.19655
4.30000	-0.17677	-0.07513	-0.53778	-0.24702
4.40000	-0.16553	-0.09124	-0.50879	-0.29402
4.50000	-0.15492	-0.10612	-0.47546	-0.33718
4.60000	-0.14206	-0.11966	-0.43820	-0.37621
4.70000	-0.12810	-0.13175	-0.39743	-0.41083
4.80000	-0.11320	-0.14232	-0.35362	-0.44082
4.90000	-0.09750	-0.15130	-0.30724	-0.46600
5.00000	-0.08117	-0.15864	-0.25876	-0.48621
5.10000	-0.06437	-0.16429	-0.20870	-0.50139
5.20000	-0.04726	-0.16824	-0.15755	-0.51146
5.30000	-0.03002	-0.17048	-0.10582	-0.51644

5.40000	-0.01281	-0.17102	-0.05402	-0.51636
5.50000	0.00422	-0.16988	-0.00262	-0.51132
5.60000	0.02090	-0.16712	0.04787	-0.50145
5.70000	0.03709	-0.16277	0.09701	-0.48692
5.80000	0.05264	-0.15691	0.14434	-0.46793
5.90000	0.06741	-0.14961	0.18944	-0.44475
6.00000	0.08127	-0.14098	0.23192	-0.41766
6.10000	0.09412	-0.13111	0.27141	-0.38697
6.20000	0.10584	-0.12011	0.30759	-0.35303
6.30000	0.11633	-0.10812	0.34015	-0.31621
6.40000	0.12553	-0.09525	0.36884	-0.27689
6.50000	0.13335	-0.08165	0.39345	-0.23549
6.60000	0.13975	-0.06746	0.41379	-0.19244
6.70000	0.14468	-0.05281	0.42975	-0.14815
6.80000	0.14812	-0.03786	0.44122	-0.10308
6.90000	0.15006	-0.02276	0.44816	-0.05766
7.00000	0.15052	-0.00765	0.45058	-0.01233
7.10000	0.14945	0.00732	0.44850	0.03248
7.20000	0.14695	0.02202	0.44202	0.07635
7.30000	0.14304	0.03629	0.43125	0.11886
7.40000	0.13777	0.05002	0.41637	0.15965
7.50000	0.13122	0.06307	0.39756	0.19832
7.60000	0.12347	0.07533	0.37507	0.23454
7.70000	0.11460	0.08669	0.34916	0.26800
7.80000	0.10472	0.09705	0.32012	0.29840
7.90000	0.09393	0.10632	0.28829	0.32550
8.00000	0.08235	0.11443	0.25400	0.34907
8.10000	0.07010	0.12131	0.21762	0.36892
8.20000	0.05731	0.12691	0.17953	0.38491
8.30000	0.04411	0.13120	0.14012	0.39693
8.40000	0.03063	0.13413	0.09979	0.40492
8.50000	0.01701	0.13572	0.05895	0.40884
8.60000	0.00338	0.13594	0.01800	0.40869
8.70000	-0.01013	0.13482	-0.02265	0.40454
8.80000	-0.02338	0.13238	-0.06261	0.39645
8.90000	-0.03625	0.12866	-0.10151	0.38457
9.00000	-0.04862	0.12372	-0.13896	0.36903
9.10000	-0.06038	0.11740	-0.17462	0.35003
9.20000	-0.07141	0.11039	-0.20816	0.32780
9.30000	-0.08162	0.10217	-0.23928	0.30259
9.40000	-0.09091	0.09303	-0.26768	0.27466
9.50000	-0.09921	0.08306	-0.29314	0.24433
9.60000	-0.10644	0.07238	-0.31542	0.21190
9.70000	-0.11254	0.06109	-0.33433	0.17773
9.80000	-0.11747	0.04931	-0.34974	0.14215
9.90000	-0.12118	0.03716	-0.36152	0.10553
10.00000	-0.12366	0.02477	-0.36960	0.06824

ANEXO. 5

DADOS DO EXEMPLO DA ITTC

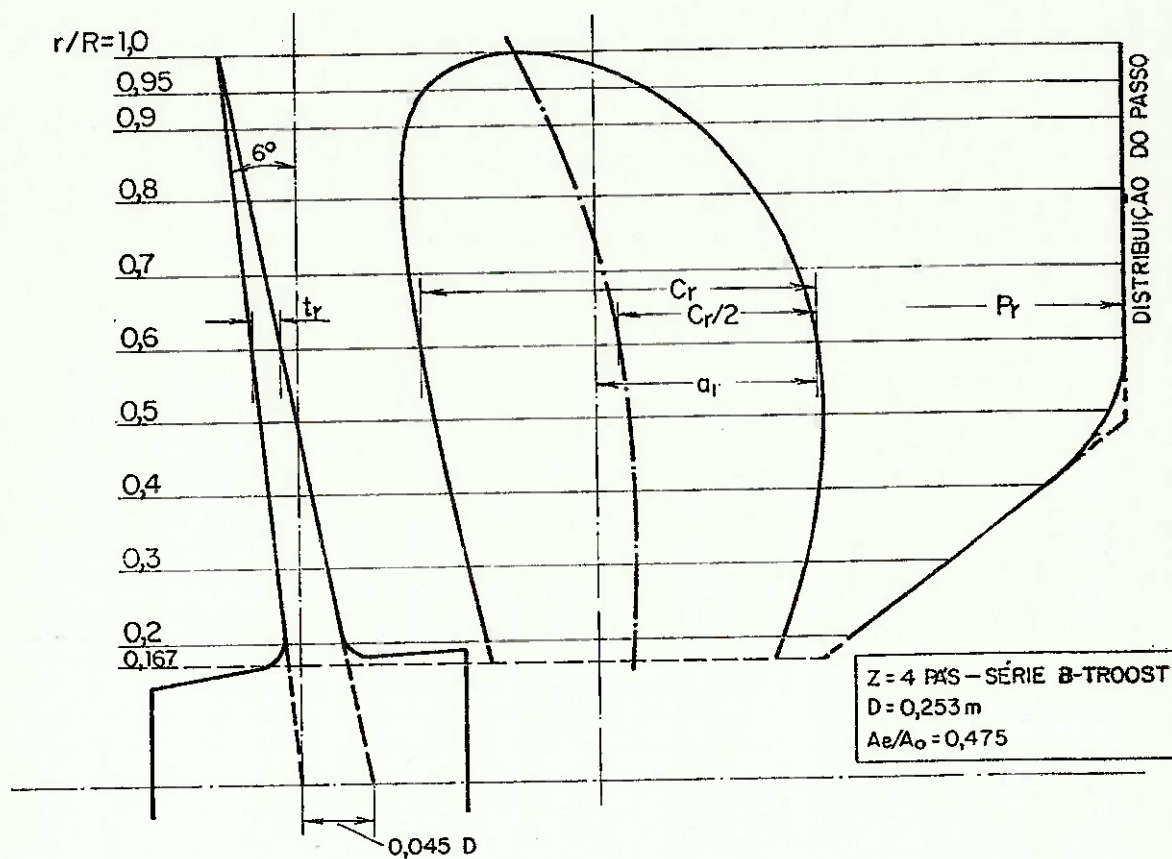


FIGURA A5.1 - Geometria do propulsor da ITTC



Raio		Passo	Comprimento da corda		Distância entre o bordo de ataque e a linha geratriz	Espessura máxima
r/R	r	P <sub>r</sub>	c <sub>r</sub>	a <sub>r</sub>	tr	
-	mm	mm	mm	mm	mm	mm
(0.167	21.13	207.46	47.55	29.02	-	)
0.2	25.30	213.17	49.94	30.81	9.26	
0.3	37.95	230.02	56.55	34.67	8.20	
0.4	50.60	246.36	61.60	37.02	7.13	
0.5	63.25	257.25	64.66	37.89	6.07	
0.6	75.90	259.33	65.72	36.87	5.01	
0.7	88.55	259.33	64.42	33.76	3.95	
0.8	101.20	259.33	59.19	27.41	2.88	
0.9	113.85	259.33	47.54	16.69	1.82	
0.95	120.18	259.33	35.16	7.91	1.29	
1.0	126.33	259.33	0.0	-	0.76	

TABELA A5.1 - Dimensões do Propulsor da ITTC

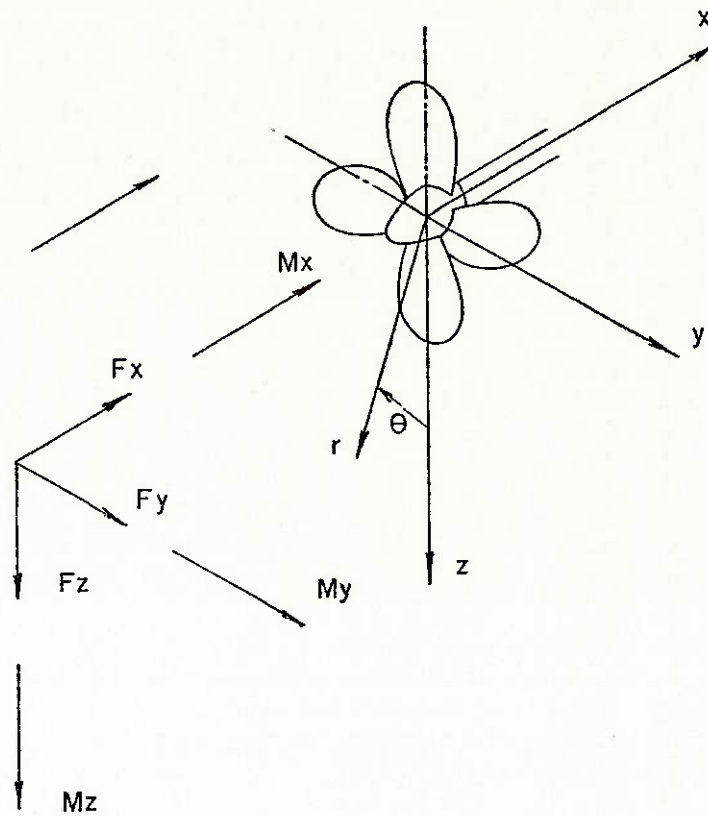


FIGURA A5.2 - Sistema de referência para exercício da ITTC

TABELA A5.2 - Distribuição da esteira nominal componente  
de velocidade axial ( $V_x/v$ )

$r/R$ $\theta$ deg	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95	1.0
0	.667	.772	.848	.907	.928	.925	.939	.932	.934
10	.672	.761	.849	.910	.918	.930	.936	.938	.935
20	.618	.721	.827	.904	.917	.926	.937	.928	.930
30	.560	.668	.783	.897	.923	.928	.930	.925	.921
40	.505	.630	.768	.899	.906	.914	.917	.920	.914
50	.516	.652	.785	.900	.900	.902	.912	.910	.905
60	.545	.674	.809	.913	.916	.902	.907	.912	.910
70	.541	.655	.810	.884	.902	.900	.900	.910	.901
80	.490	.641	.774	.874	.889	.888	.911	.901	.897
90	.417	.588	.722	.845	.879	.876	.891	.893	.892
100	.384	.538	.678	.812	.862	.865	.890	.884	.885
110	.321	.467	.608	.761	.836	.846	.865	.872	.870
120	.270	.409	.548	.684	.773	.804	.827	.829	.823
130	.252	.353	.484	.607	.718	.756	.778	.786	.774
140	.261	.353	.457	.580	.658	.691	.729	.729	.721
150	.286	.343	.429	.533	.576	.617	.650	.650	.660
160	.268	.335	.401	.461	.509	.564	.581	.579	.576
170	.268	.314	.324	.379	.430	.444	.486	.481	.474
175	.257	.290	.307	.323	.349	.364	.382	.386	.377
180	.236	.275	.290	.302	.303	.308	.316	.315	.311
185	.259	.271	.298	.316	.347	.375	.366	.374	.400
190	.249	.292	.335	.374	.417	.460	.475	.485	.498
200	.278	.342	.410	.471	.508	.570	.584	.585	.584
210	.283	.369	.441	.531	.583	.612	.633	.652	.654
220	.292	.390	.489	.572	.653	.691	.722	.734	.739
230	.280	.404	.531	.648	.719	.771	.778	.790	.786
240	.299	.449	.592	.722	.800	.829	.830	.849	.851
250	.358	.520	.670	.783	.851	.870	.873	.883	.878
260	.421	.596	.733	.846	.891	.905	.896	.908	.909
270	.514	.665	.804	.886	.912	.925	.922	.931	.930
280	.557	.711	.847	.908	.916	.930	.931	.933	.938
290	.590	.736	.876	.910	.931	.936	.931	.941	.937
300	.606	.738	.867	.914	.926	.933	.925	.941	.941
310	.569	.718	.839	.915	.927	.939	.929	.941	.944
320	.547	.662	.807	.917	.934	.947	.925	.945	.947
330	.537	.659	.817	.904	.921	.938	.936	.939	.945
340	.569	.703	.842	.905	.925	.942	.936	.946	.948
350	.630	.749	.852	.907	.924	.941	.931	.940	.944

ANEXO 6

DADOS DO ESTUDO DE BOSWELL

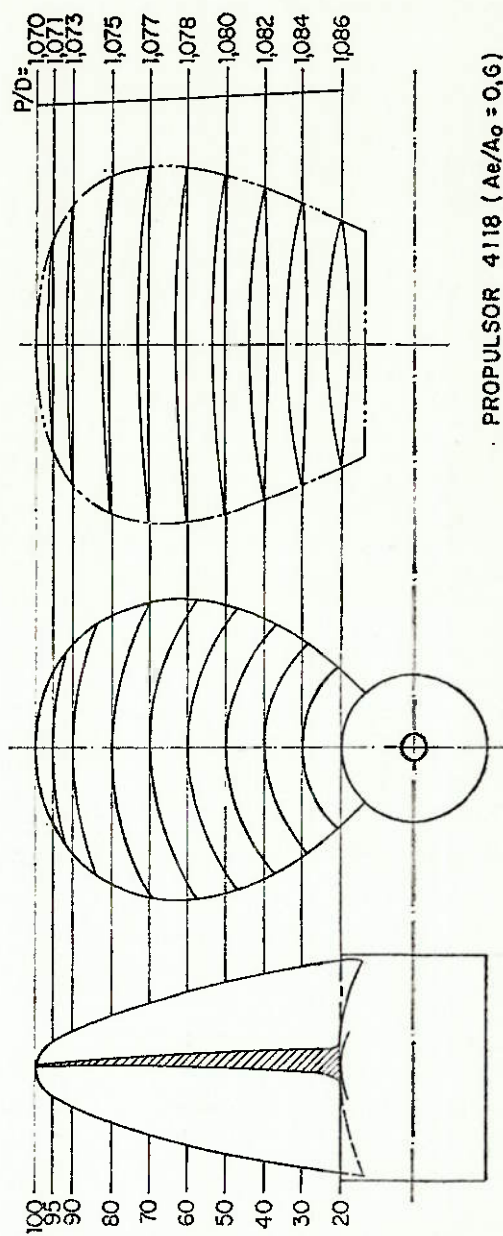
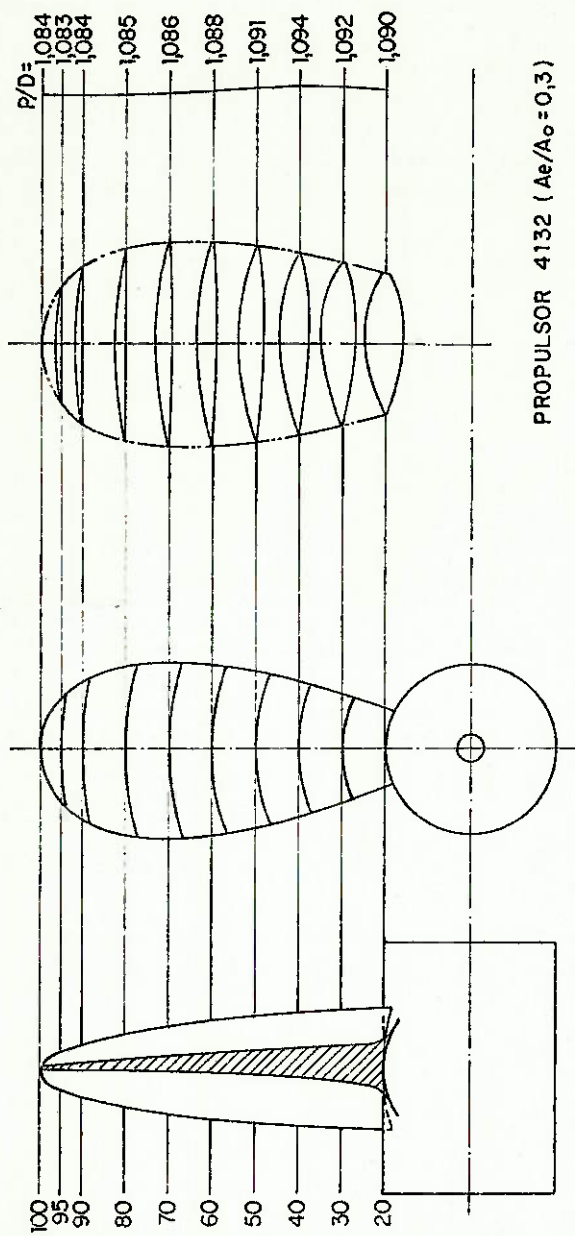


FIGURA A6.1 - Geometria dos propulsores utilizados por Boswell

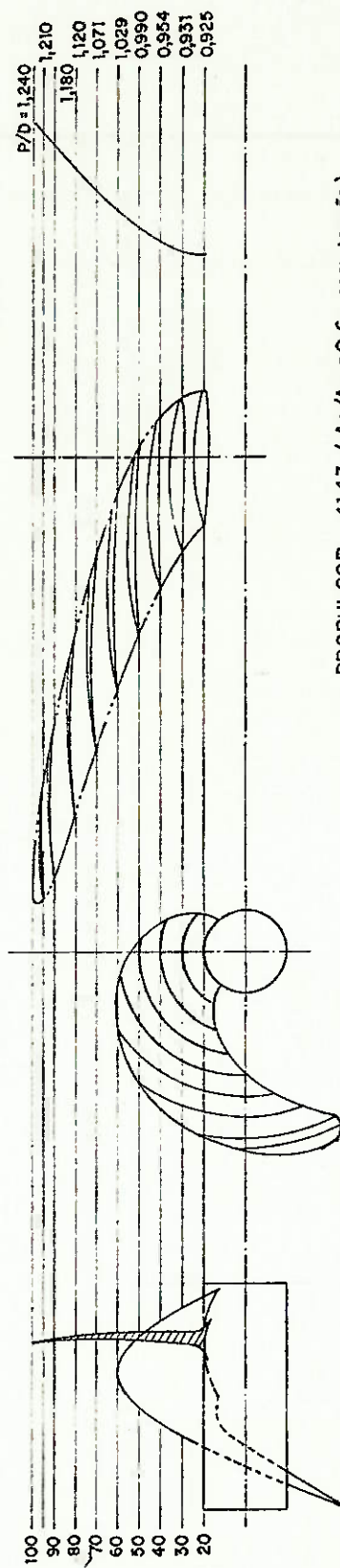
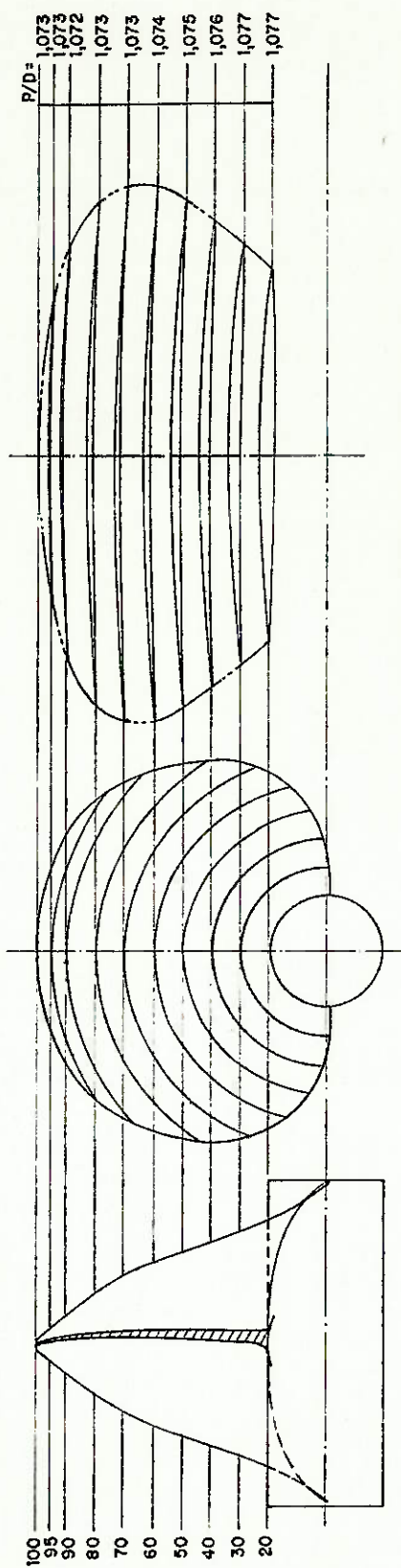


FIGURA A6.2 - Geometria dos propulsores utilizados por Boswell  
( $A_e/A_o = 1,2$  e  $A_e/A_o = 0,6$  com Torção)



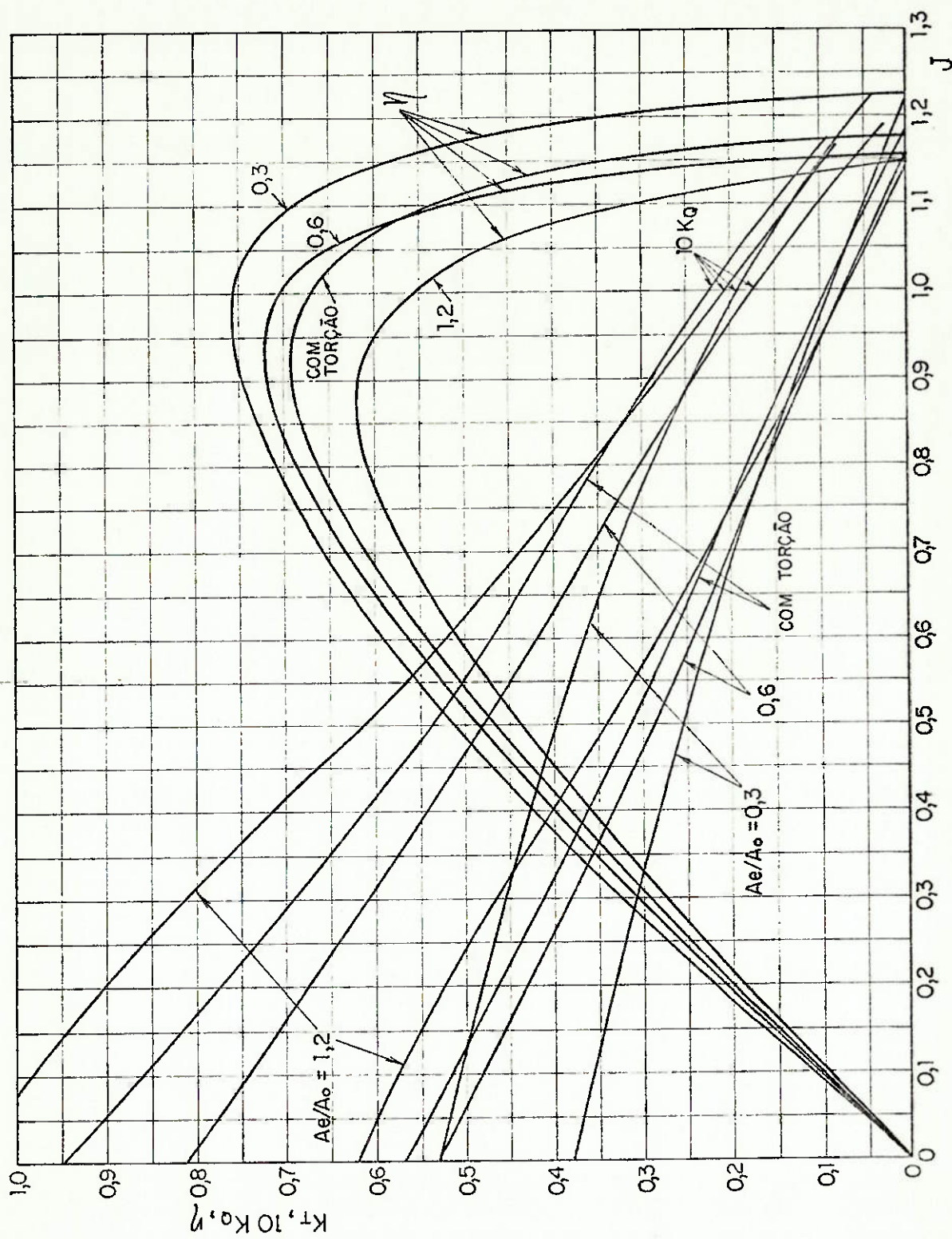


FIGURA A6.3 - Curvas de água aberta dos propulsores utilizados por Boswell

n	0,25		0,35		0,45		0,55	
	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$
1	0.015	242.0	0.025	200.1	0.023	194.2	0.014	201.8
2	0.009	334.3	0.012	97.8	0.021	96.7	0.023	86.5
3	0.147	19.4	0.210	14.6	0.222	10.0	0.211	4.6
4	0.007	111.4	0.018	92.2	0.024	79.4	0.028	67.2
5	0.006	345.1	0.014	3.3	0.011	6.5	0.003	340.8
6	0.003	200.8	0.005	208.7	0.00,	286.5	0.008	24.3
7	0.001	304.3	0.002	249.8	0.004	225.3	0.005	226.1
8	0.003	320.0	0.004	320.1	0.003	338.9	0.002	54.6
9	0.007	222.7	0.007	234.4	0.004	326.2	0.015	12.0
10	0.002	307.2	0.000	188.3	0.006	111.7	0.013	103.4
11	0.000	348.9	0.001	100.7	0.002	121.0	0.003	139.2
12	0.001	348.9	0.003	321.3	0.002	321.1	0.002	89.8
13	0.002	131.3	0.002	111.6	0.001	96.3	0.000	10.9
14	0.000	68.1	0.001	307.2	0.002	246.6	0.003	228.2
15	0.001	171.2	0.001	145.6	0.002	162.9	0.002	165.2

n	0,65		0,75		0,85		0,95	
	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$
1	0.011	235.3	0.016	253.1	0.023	257.4	0.021	264.9
2	0.019	82.7	0.012	86.7	0.010	66.1	0.014	19.9
3	0.207	0.7	0.220	0.4	0.244	1.9	0.252	2.1
4	0.025	53.6	0.019	33.7	0.014	12.9	0.009	324.0
5	0.010	231.1	0.021	235.1	0.026	237.4	0.019	227.7
6	0.017	59.6	0.030	81.0	0.036	88.7	0.033	83.7
7	0.009	256.0	0.015	277.2	0.013	297.6	0.015	302.9
8	0.004	38.8	0.009	8.8	0.015	2.6	0.010	355.4
9	0.026	10.4	0.033	4.9	0.041	7.6	0.048	13.7
10	0.015	79.5	0.016	50.3	0.008	63.1	0.003	179.2
11	0.005	195.6	0.009	221.2	0.007	217.7	0.010	266.9
12	0.008	82.5	0.015	74.0	0.016	71.9	0.013	73.6
13	0.002	223.1	0.004	230.3	0.008	281.4	0.014	310.5
14	0.001	250.8	0.003	24.5	0.005	63.4	0.011	36.9
15	0.003	116.5	0.006	79.3	0.011	61.5	0.019	46.8

TABELA A6.1 - Harmônico de esteira do 3º ciclo  
( $\theta x$  em graus)

n	0,25		0,35		0,45		0,55	
	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$
1	0.041	151.4	0.035	156.9	0.025	171.5	0.018	199.7
2	0.029	170.6	0.035	166.2	0.026	183.2	0.024	244.6
3	0.019	110.8	0.038	89.3	0.030	80.5	0.011	47.9
4	0.095	1.4	0.154	2.5	0.180	4.0	0.186	5.2
5	0.023	114.2	0.040	115.1	0.034	113.3	0.017	107.7
6	0.006	66.9	0.008	325.4	0.006	323.8	0.009	335.8
7	0.001	167.7	0.002	17.7	0.007	90.1	0.012	3.4
8	0.002	274.3	0.002	272.8	0.003	208.9	0.012	112.3
9	0.001	6.9	0.001	291.1	0.003	249.3	0.005	241.7
10	0.002	61.2	0.002	368.4	0.007	215.9	0.015	278.4
11	0.001	71.7	0.000	6.1	0.002	77.2	0.003	253.3
12	0.003	236.1	0.003	201.0	0.002	232.8	0.006	56.5
13	0.001	221.2	0.001	252.4	0.002	128.3	0.002	283.8
14	0.002	128.6	0.003	148.2	0.001	214.2	0.002	312.9
15	0.001	211.3	0.003	231.2	0.003	239.5	0.004	274.2

n	0,65		0,75		0,85		0,95	
	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$	(1-w)	$\theta x$
1	0.017	220.5	0.014	218.5	0.010	195.4	0.007	152.9
2	0.030	265.4	0.023	260.0	0.011	215.7	0.008	165.1
3	0.010	12.8	0.016	46.0	0.015	36.5	0.014	4.6
4	0.195	4.1	0.211	1.3	0.223	359.2	0.236	356.9
5	0.009	103.2	0.011	118.9	0.010	145.4	0.013	143.4
6	0.014	321.2	0.014	327.3	0.013	15.2	0.019	43.4
7	0.009	6.0	0.002	78.6	0.006	79.3	0.008	83.7
8	0.025	98.0	0.039	89.0	0.047	87.3	0.040	91.1
9	0.009	230.8	0.012	223.0	0.008	220.6	0.006	128.0
10	0.016	273.2	0.010	261.7	0.007	190.2	0.007	147.0
11	0.002	325.4	0.007	30.9	0.007	40.7	0.006	306.1
12	0.011	20.6	0.019	357.7	0.024	350.7	0.028	342.5
13	0.002	289.7	0.000	319.1	0.001	118.7	0.004	93.6
14	0.004	324.3	0.005	340.4	0.008	9.4	0.010	16.6
15	0.001	287.0	0.004	102.7	0.007	107.6	0.007	115.0

TABELA A6.2 - Harmônico de esteira do 4º ciclo  
( $\theta x$  em graus)

$K_T$	Coeficiente de Avanço			
	$Ae/Ao = 0,3$	$Ae/AO = 0,6$	$Ae/Ao = 1,2$	$Ae/Ao = 0,6$ (torção)
Todos os propulsores				
0.292	- - - -	0.500	0.585	- - - -
0.242	0.550	0.609	0.672	0.657
0.150 (Projeto)	0.841	0.831	0.844	0.876
0.077	1.032	1.000	0.993	1.040
0.0	1.224	1.158	1.147	1.175

TABELA A6.3 - Condições de Teste para os propulsores

ANEXO 7

RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO EXERCÍCIO DA ITTC



## RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO EXERCÍCIO DA ITTC

O exercício de cálculo das forças vibratórias da ITTC apresentadas no Capítulo 1, foram precedidas de um conjunto de ensaios também executados por diversas instituições com objetivo de comparar resultados experimentais.

Participaram destes ensaios 6 organizações:

- NSRDC - Naval Ship Research and Development Center - Washington  
USA
- NSMB - Netherlands Ship Model Basin-Wageningen - Holand
- HSVA - Hamburgische Schiffban - Versuchsaustalt - Hamburgo
- VWSI - Versuchsaustalt für wasserbaivid Schiffbau - Berlin
- MHI - Mitsubishi Heavy Industries - Nagasaki
- SRI - Ship Research Institut - Tokio

Foram medidos nestes ensaios as vibrações de empuxo e torque, num mesmo modelo da série 60, com  $c_p = 0,606$  e comprimento  $L_{pp} = 6,096m$ . O propulsor utilizado foi o mesmo do exercício comparativo. As condições de ensaio também são as mesmas do exercício comparativo, acrescidas de outras que no caso serão omitidas. A perda de uma peça destacável da popa, durante o transporte do modelo\* resultou uma dispersão de

---

\* Foi utilizado um único modelo, que foi sequencialmente transportado entre as 6 organizações para execução dos testes.



resultados. Entretanto, para ensaios nas mesmas condições, há uma boa concordância de resultados. Nos gráficos das figs. A. 7.1 e A.7.2 são apresentados os resultados, distinguindo-se as duas condições. Para maiores detalhes consultar a 13<sup>a</sup> ITTC e a 14<sup>a</sup>. Desta última é que foram extraídos os resultados aqui apresentados.

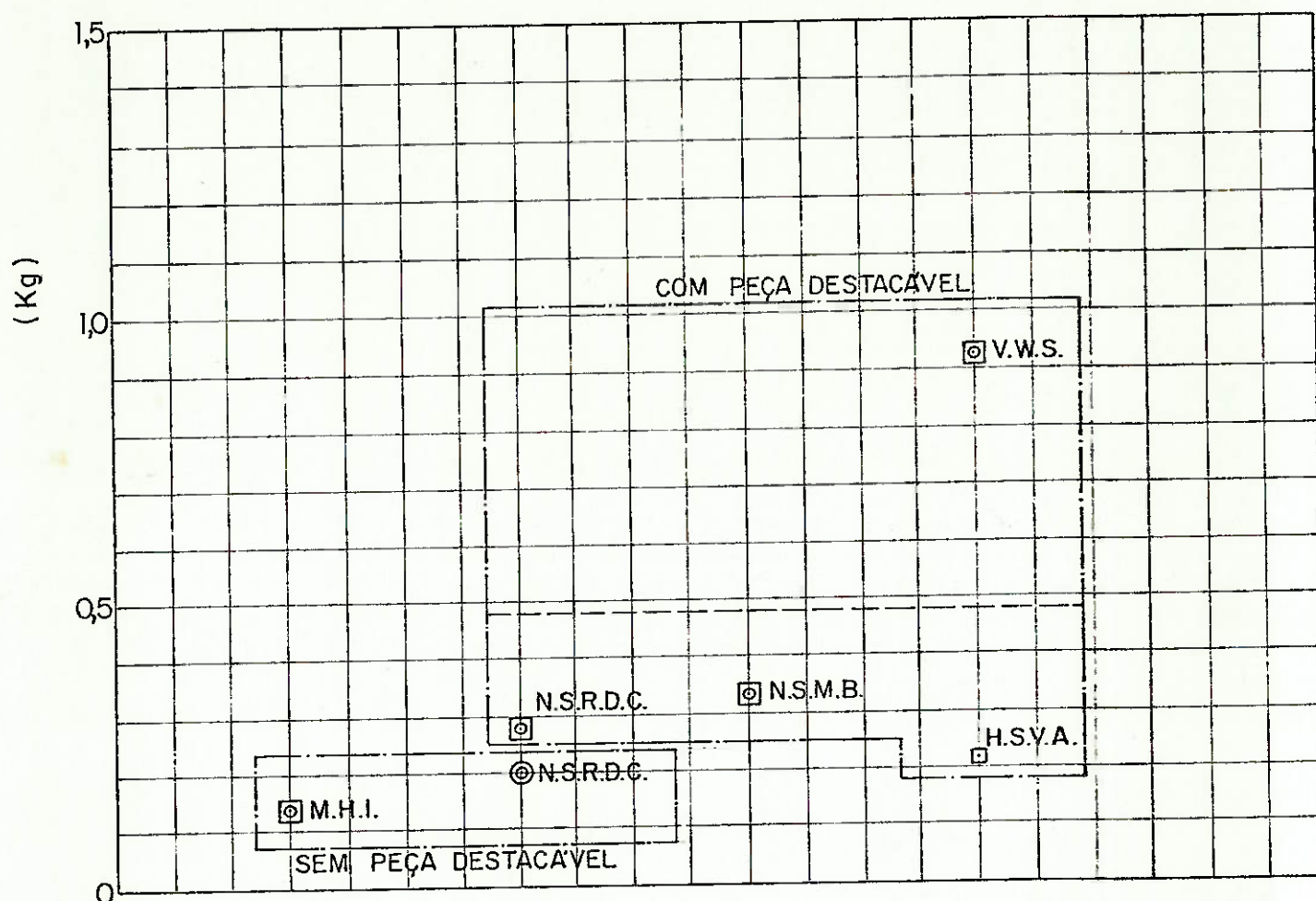


FIGURA A7.1. - Amplitude de Empuxo (exercício ITTC)

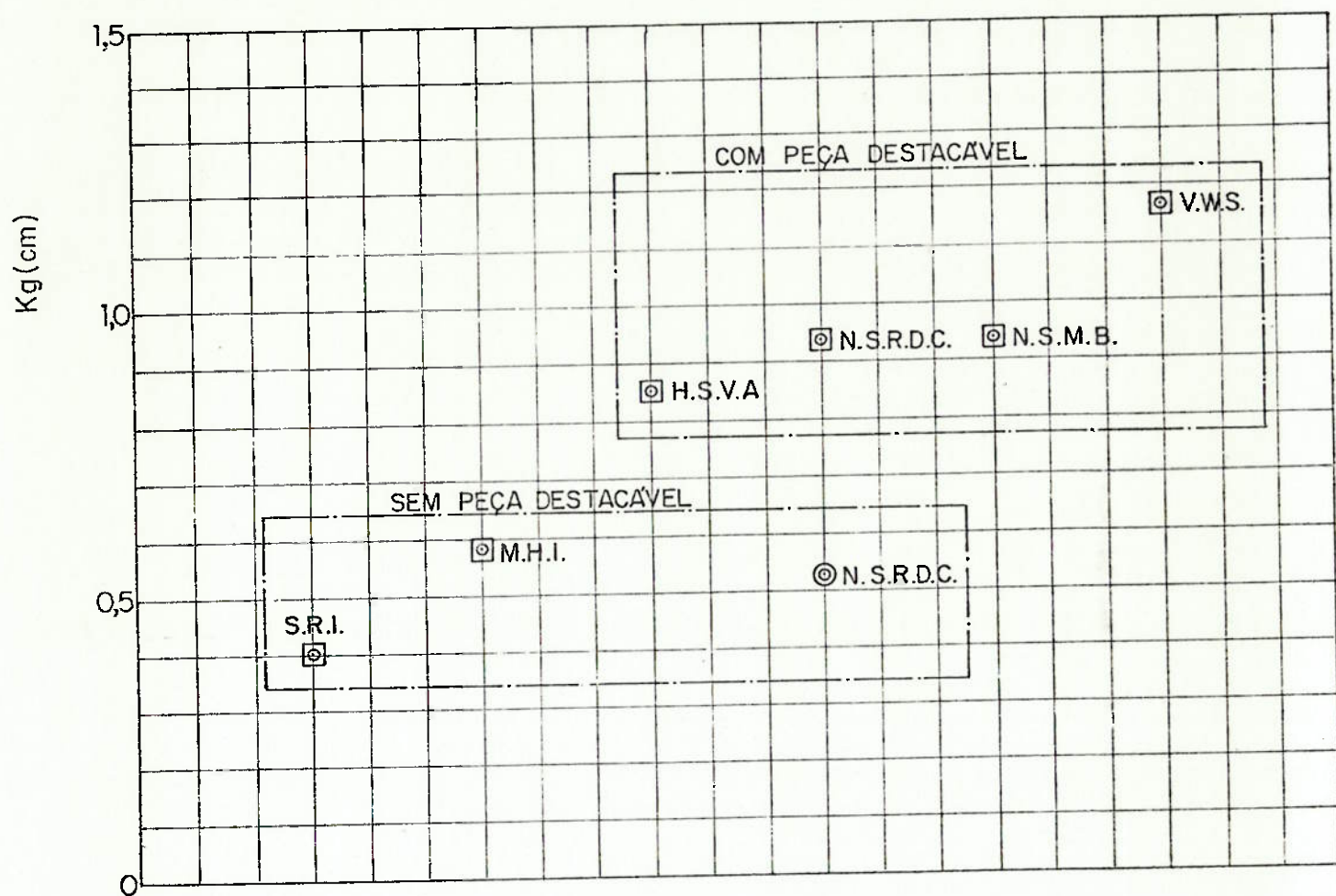


FIGURA A7.2 - Amplitude de torque (exercício ITTC)

ANEXO 8

Transformadas de Hilbert

## TRANSFORMADAS DE HILBERT | 79 |

As transformadas de Hilbert são definidas pela integral imprópria

$$H_n(x) = \int_{-1}^1 \frac{\xi^n d\xi}{(\xi-x)(1-\xi^2)^{1/2}} \quad \text{A 8.1}$$

Pode-se mostrar que

$$H_0(x) = 0 \quad \text{A 8.2}$$

e de A 8.1 é fácil ver que

$$H_n(x) = I_{n-1} + xH_{n-1}(x) \quad \text{A 8.3}$$

onde  $I_n = 0$  para  $n$  ímpar e

$$I_n = \pi \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (n-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot (n)} \quad \text{A 8.4}$$

para  $n$  par,

daí:

$$H_1(x) = \pi \quad \text{A 8.5}$$

$$H_2(x) = \pi x \quad \text{A 8.6}$$

As expressões da página anterior são válidas para  $-1 < x < 1$ . Para valores fora deste intervalo, como ocorre no caso de fólhos em escoamento não permanentes é necessário calcular as transformadas fora do intervalo acima. Isto pode ser realizado utilizando-se de variáveis complexas e fazendo-se isto resultam as expressões de interesse,

$$H_0(x) = \pi (x^2 - 1)^{-1/2} \quad (x < -1) \quad \text{A 8.7}$$

$$H_1(x) = \pi [1 + x(x^2 - 1)^{-1/2}] \quad (x < -1) \quad \text{A 8.8}$$

$$H_2(x) = \pi [x + x^2(x^2 - 1)^{-1/2}] \quad (x < -1) \quad \text{A 8.9}$$

ANEXO 9

FUNÇÕES DE BESSEL E HANKEL



## ANEXO 9

As funções de Bessel e Hankel na forma integral e outras propriedades utilizadas no capítulo 5 extraídas de Watson [128], estão apresentadas a seguir

$$J_{\nu}(Z) = \frac{(Z/2)^{\nu}}{\Gamma(\nu - \frac{1}{2})\Gamma(1/2)} \int_{-1}^1 e^{iZt} (1-t^2)^{\nu-1/2} dt \quad \text{A 9.1}$$

$$H_{\nu}^{(2)}(Z) = \frac{2i(Z/2)^{-\nu}}{\sqrt{\pi}\Gamma(1/2-\nu)} \int_{-\infty}^{-1} \frac{e^{iZt}}{(t^2-1)^{\nu+1/2}} dt \quad \text{A 9.2}$$

$$H_{\nu}^{(2)}(Z) = J_{\nu}(Z) - i Y_{\nu}(Z) \quad \text{A 9.3}$$

$$J_{\nu+1}(Z) \cdot Y_{\nu}(Z) - J_{\nu}(Z) Y_{\nu+1}(Z) = \frac{2}{\pi Z} \quad \text{A 9.4}$$

$$\frac{d}{dZ} J_0(Z) = -J_1(Z) \quad \text{A 9.5}$$

$$\frac{d}{dZ} H_0^{(2)}(Z) = -H_1^{(2)}(Z) \quad \text{A 9.6}$$

$$\Gamma(1/2) = \pi^{1/2} \quad \text{A 9.7}$$

$$\Gamma(3/2) = 1/2 \pi^{1/2} \quad \text{A 9.8}$$

ANEXO 10

VELOCIDADES INDUZIDAS PELO PROPULSOR

## OBTENÇÃO DAS VELOCIDADES INDUZIDAS PELO PROPULSOR

Para obtenção das velocidades induzidas pelo propulsor usaremos da Teoria do Disco Atuador combinada com a teoria do elemento de pá de acordo com Von Mises [74]

## TEORIA DO ELEMENTO DE PÁ

Consideremos um elemento de pá como representado na Fig.A10.1 abaixo

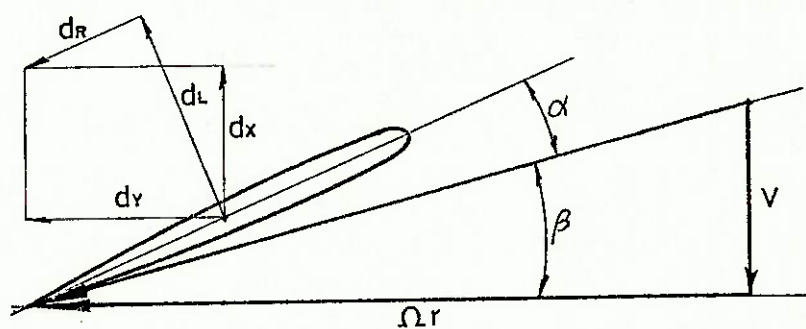


FIGURA A10.1 - Decomposição da Força de sustentação  $dL$

A força de sustentação  $dL$  e de arrasto  $dR$  pode ser decomposta nas direções  $x$  e  $y$ .

$$dX = dL \cos\beta - dR \sin\beta \quad (\text{A10.1})$$

$$dY = dL \sin\beta - dR \cos\beta \quad (\text{A10.2})$$

onde  $dL$  e  $dR$  podem ser expressos pelos coeficientes de sustentação e de arrasto,

$$dL = C_L \cdot \rho/2 N^2 D^2 \left[ J^2 + \left( \frac{2\pi r}{D} \right)^2 \right] c \cdot dr \quad (\text{A10.3})$$

$$dR = C_D \cdot \rho/2 N^2 D^2 \left[ J^2 + \left( \frac{2\pi r}{D} \right)^2 \right] c \cdot dr \quad (\text{A10.4})$$

A potência pode ser expressa como

$$dP = \Omega \cdot dQ = \Omega \cdot r dY \quad (\text{A10.5})$$

#### TEORIA DO DISCO ATUADOR

Da teoria do disco atuador, podemos também obter expressões para  $dX$  e  $dP$

$$dX = 2\pi\rho \left( V + \frac{v_1}{2} \right) v_1 r dr \quad (\text{A10.6})$$

$$dP = 2\pi\rho \left( V + \frac{v_1}{2} \right) \Omega \Omega' r^3 dr \quad (\text{A10.7})$$

onde  $v_1$  e  $\Omega'$  são as velocidades axial e angular induzidas pelo disco.

Utilizando-se das abreviações usuais para as velocidades induzidas,

$$a = \frac{v_1}{2.V} \quad (\text{A10.8})$$

$$b = \frac{\Omega'}{2 \Omega} \quad (\text{A10.9})$$

as equações (A10.6) e (A10.7) ficam

$$dX = 4\pi\rho V^2(1+a) a r dr \quad (\text{A.10.10})$$

$$dP = 4\pi\rho\Omega^2(1+a)b r^3 dr \quad (\text{A10.11})$$

### Combinação das duas teorias anteriores

Podemos agora combinar as expressões obtidas pelas duas teorias. As expressões (A10.3) e (A10.4) introduzidas em (A10.1) e (A10.2) com a devida alteração no ângulo de passo de acordo com a fig. A10.2, resultam,

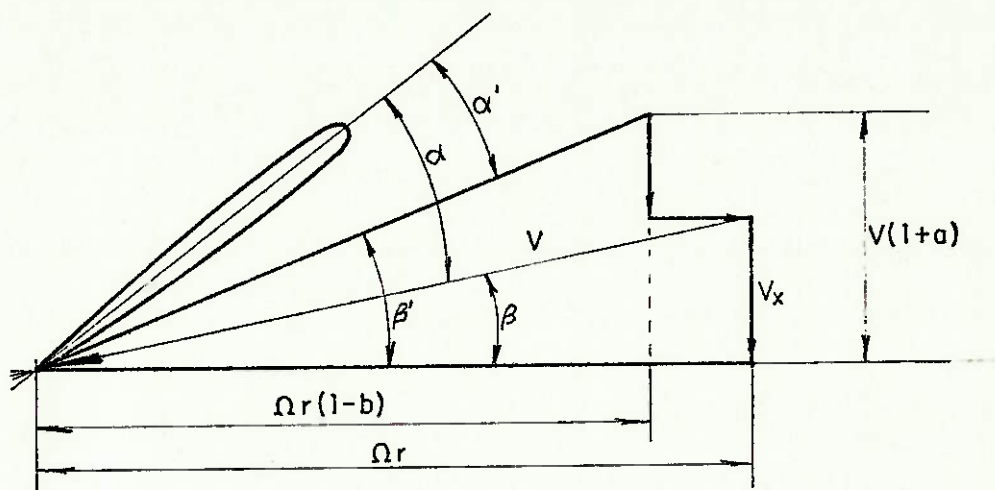


FIGURA A10.2 - Alteração do ângulo de ataque devido as velocidades induzidas.

$$dX = Z \frac{c}{2} V_T^2 (C_L \cos \beta' - C_D \sin \beta') c dr \quad (\text{A10.12})$$

$$dP = Z \frac{\rho}{2} \Omega V_T^2 (C_L \sin \beta' + C_D \cos \beta') c r dr \quad (\text{A10.13})$$

onde  $Z$  é o número de pás do propulsor.

Como

$$\frac{V}{V_T} = \frac{\sin \beta'}{1 + a} \quad (\text{A10.14})$$

e

$$\frac{\Omega r}{V_T} = \frac{\cos \beta'}{1 - b} \quad (\text{A10.15})$$

E introduzindo o coeficiente (índice de solidez)



$$K_S = \frac{Z \cdot c}{2\pi r} \quad (\text{A10.16})$$

Podemos igualar as expressões (A10.10) e (A10.11) com (A10.12) e (A10.13) e obtemos:

$$\frac{a}{1+a} = \frac{K_S}{4 \sin^2 \beta'} (C_L \cos \beta' - C_D \sin \beta') \quad (\text{A10.17})$$

$$\frac{b}{1-b} = \frac{K_S}{4 \sin \beta' \cos \beta'} (C_L \sin \beta' + C_D \cos \beta') \quad (\text{A10.18})$$

Temos acima 2 equações e 3 incógnitas (a, b e  $\beta'$ ), para completar o sistema utilizamos a seguinte expressão:

$$\text{tg } \beta' = \frac{V(1+a)}{\Omega r(1-b)} = \frac{J D}{2\pi r} \frac{1+a}{1-b} \quad (\text{A10.19})$$

Portanto,

$$J = \frac{2\pi r}{D} \frac{1-b}{1+a} \text{tg } \beta' \quad (\text{A10.20})$$

A partir das expressões (A10.17), (A10.18) e (A10.20) é possível obtermos as incógnitas a, b e  $\beta'$  e portanto ficam definidas as velocidades induzidas e o novo ângulo de passo hidrodinâmico.

ANEXO 11

EFEITO DE INTERFERÊNCIA ENTRE AS PÁS

→

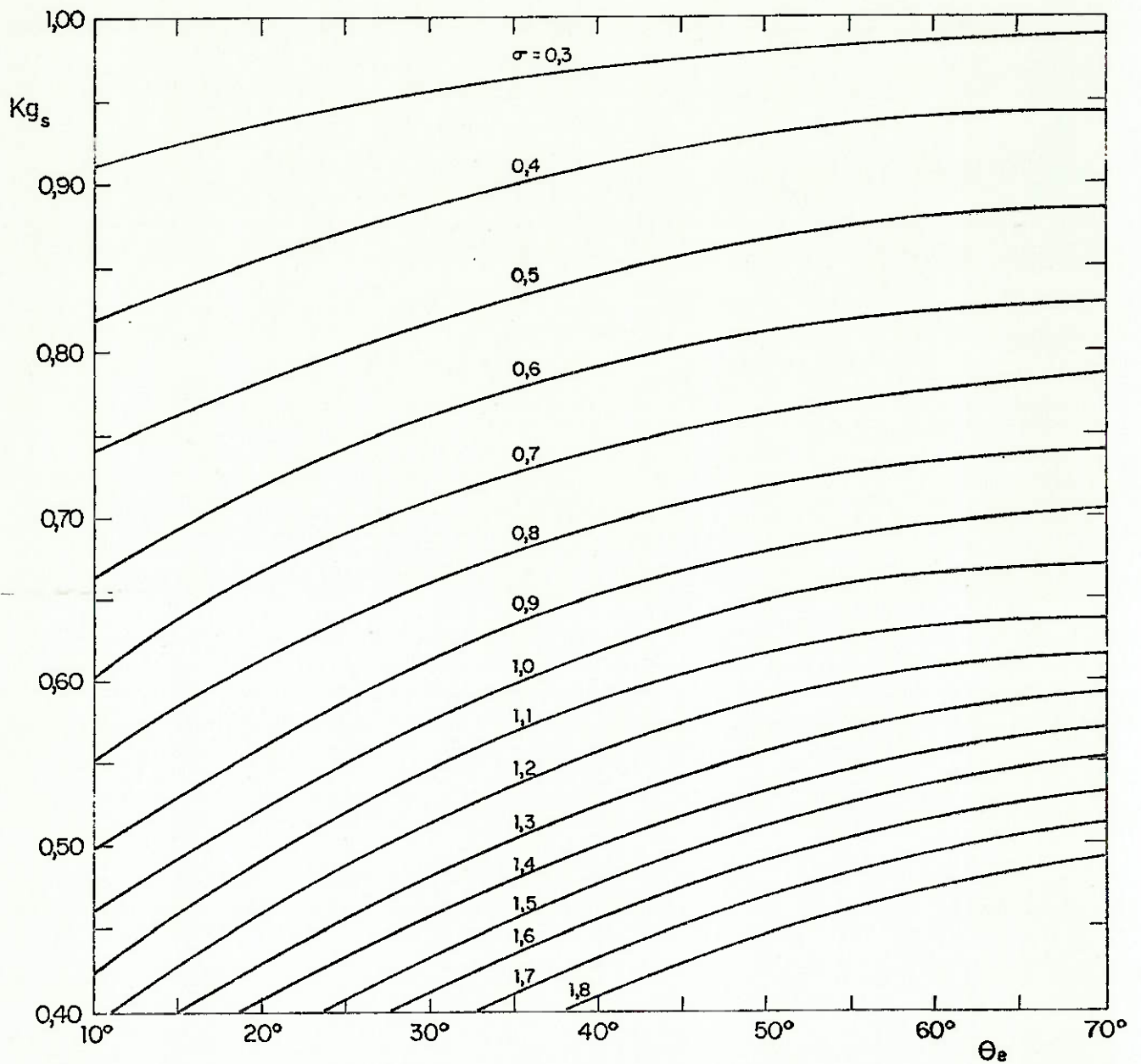


FIGURA A11. - Efeito de interferência das pás no empuxo em função do ângulo de passo efetivo (ref.38)

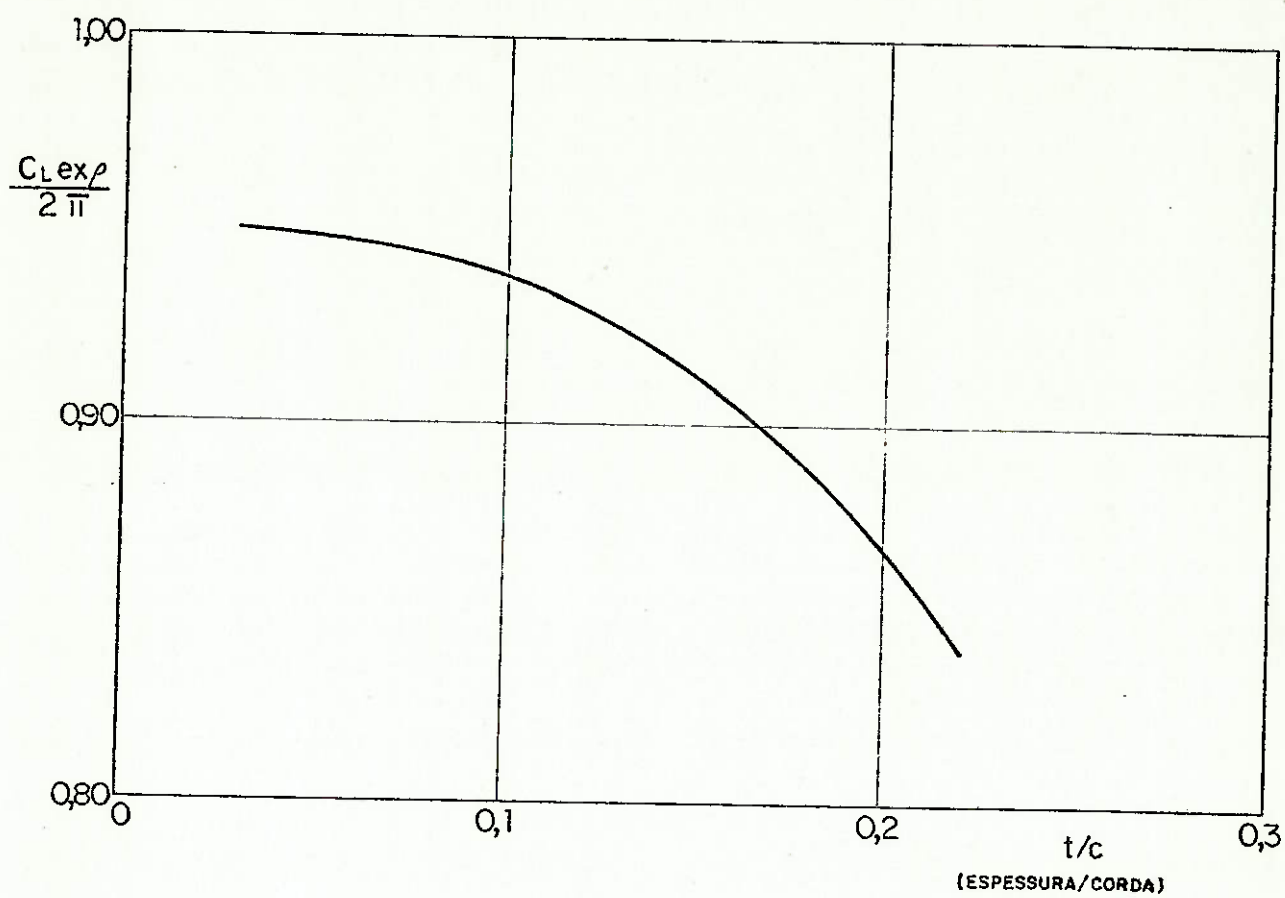


FIGURA A11.2 - Variação do coeficiente de sustentação em função da espessura (ref. 38)

BIBLIOGRAFIA

- 1.- ABRAMOVITZ, M. STEGUN, I.: "Handbook of Mathematical Functions" - DOVER 1965.
- 2.- BASU, B.C., HANCOCK, G.J.: "The Unsteady Motion of a Two-dimensional Aerofoil in Incompressible Inviscid Flow" - J.F.M.(1978). vol. 87.
- 3.- BATCHELOR, G.K. "An Introduction to Fluid Dynamics" Cambridge University Press 1967.
- 4.- BISPLINGHOFF, R.L., ASHLEY, H., HALFMAN, R.L.: "Aeroelasticity" - Addison Wesley Publishing Co.(1955).
- 5.- BOSWELL, Jr., MILLER, M.L. - "Unsteady Propeller Loading Measurements, correlation with Theory, and Parametric Study" - NSRDC - Report 2625.
- 6.- BRANDAU, J.H. "Static and Dynamic Calibration of Propeller Model Fluctuating Force Balances", Naval Ship Research and Development Center Report 2350 (Mar 1967).
- 7.- BRARD, R., AUCHER, M. "The prediction of the Ship performance in Calm Water" - 12<sup>o</sup> ITTC - Roma 1969.
- 8.- BREHME, H.: "The Influence of the Number of Blades of a Ship Propeller on the Excitation of Ship Vibrations", Schiff und Hafen, Vol. 6, N<sup>o</sup> 11(1954).
- 9.- BRESLIN, J.P. and RITGER, P.D.: "A Theory for the Quasi-Steady and Unsteady Thrust and Torque of a Propeller in a Ship Wake", Experimental Towing Tank Report 686 (Jul 1958).
- 10.- BRESLIN, J.P.: "Correlation of Existing Vibratory Thrust Data", 11th International Towing Tank Conference, Appendix 4 of the Report of the Propeller Committee (1966).

- 11.- BRESLIN, J.: "Theoretical and Experimental Techniques for Practical Estimation of Propeller - Induced Vibratory forces" - Tr. SNAME 1970.
- 12.- BRESLIN, J.D.: "Techniques for estimating vibratory Forces Generated by Propellers" - TRB, n° 1 34 - SNAME 1975.
- 13.- BROCKETT, T., BOSWELL, JESSUP, S., COX, B.: "Design Theory for Marine Propellers" - NSRDC - Lectures Notes - Spring 1981.
- 14.- BROWN, N.A.: "Periodic Propeller Forces in Nonuniform Flow", MIT. Dept. Nav. Arch. Mar. Eng. Report 64-7 (Jun 1964).
- 15.- BURRIL, L.C.: "Calculation of Marine Propeller Characteristics", Trans. N.E. Coast Inst. Eng. Shipb. Vol. 60 (1943/1944).
- 16.- BURRIL, L.C., ROBSON, W.: "Virtual Mass and Moment of Inertia of Propellers" - Tr. NECIES 1962.
- 17.- CHIBA, N., SASAJIMA, T. and HOSHINO, T.: Prediction of Propeller Induced Fluctuating Pressures and correlation with Full Scale Data", 13th ONT Symposium on Naval Hydrodynamics, Tokyo, 1980.
- 18.- DILLON, E.S.: "Report on SNAME Ship Vibration Symposium 78 Ship Structure Committee SSC-292-1979.
- 19.- DURAND, W.F.: "Aerodynamic Theory" - 6 vol. DOVER.
- 20.- DYNE, G.: "A study of the scale effect on wake, Propeller cavitation and Vibratory Pressure at Hull of Two Tanker Model" - Tr. SNAME - 1974.
- 21.. ECKHARDT, M.K. and MORGAN, W.B.: "A Propeller Design Method" - SNAME vol. 63 (1955).



- 22.- FERNANDES, A.C.: "Hélices pela Teoria da Circulação- Um método de Projeto" - Dissertação do Mestrado - EPUSP - 1977.
- 23.- FRYDENLUND, O., KERWIN, J.E.: "The Development of Numerical Methods for the Computation of Unsteady - Propellers Forces" - N.M.R.Nº 2/1977 - vol.5.
- 24.- FRYDENLUND, O., KERWIN, J.E.: "The Development of Numerical Methods for the computation of Unsteady Propeller Forces" - S.H.S.O.P.S.-OSLO - 1977.
- 25.- FUNG, Y.C.: "An Introduction to the Theory of Aero - elasticity", John Wiley and Sons, Inc. New York (1955).
- 26.- GAJOV, F.D.: "Problemas de Contorno".Edit. Mir.1980.
- 27.- GLOVER, E.J., THORN, J.F. and HAWDON, L.: "Propeller Design for Minimum Hull Excitation", RINA Symp. on Propeller - Induced Ship Vibration, London, 1979 - The Naval Architect 1979 - nº 6 - Nov.
- 28.- GRADSHTEYN, I.S., RYZHIK, I.M.: "Table of Integrals Series and Products" - Academic Press, London 1965
- 29.- GREENBERG, M.D.: "The Unsteady Loading on a Propeller in Nonuniform Flow", J. Ship Research - Vol. 8, nº 3 (1964).
- 30.- GRIM, O.: "Propeller and Vane Wheel" - J.S.R. -Dez.80.
- 31.- GUTSCHE, F.: "The Influence of the Cascade Effect on the Characteristics of Blade Sections Employed in the Design of Ship Screws", Schiffbau Technische - Gesellschaft (1938).
- 32.- HADLER, J.B. and CHENG, H.M.: "Analysis of Experimental Wake Data in Way of Propeller Plane of Single and Twing-Screw Ship Models", Trans.SNAME, Vol. 73 (.965).

- 33.- HANAOKA, T.: "Hydrodynamics of an Oscillating Screw Propeller" - Fourth Symposium on Nav. Hydrodynamics, ONR ACR 73, Vol. 1, p.97 (1962).
- 34.- HANAOKA, T.: "Numerical Lifting surface theory of a Screw Propeller in Non uniform Flow" SRI-J R. N° 5, Vol. 6 - Sep. 1965.
- 35.- HARRINGTON, R.: "Marine Engineering".- SNAME 1971.
- 36.- HASKINS, E.W.: "Quasi-Steady State of Alternating Propeller Thrust", Appl.Math.Lab.David Taylor Model Basin Report 143 (Nov 1961).
- 37.- HERRING, L.J., EMERY, J.C., ERWIN, R.J.: "Systematic Two-Dimensional Cascade Tests of Naca 65 - séries Compressor blades at Low Speeds".NACA TN 3916 - 1951.
- 38.- HINTHERTHAN, W.S.: "A Procedure For Calculating - Propeller Excited Vibratory Forces From Model Wake Surveys" - NSRDC - R 2519 - JAN-1969.
- 39.- HIRATA, K.: "Vibrações no Propulsor devido a Esteira não uniforme". - PNV-801 - Seminário - Área de Engenharia Naval - EPUSP.
- 40.- HIRATA, K.: "Vibrações no Propulsor - Algumas Considerações a respeito das Causas e Métodos de Cálculo".- 7º CNTMCN - Sobena - R.Janeiro 1978.
- 41.- HIRATA, K., PADOVESI, C.D.: "Uma metodologia de Análise da Esteira de Navios".- 8º CNTMCN - Sobena R.Janeiro 1980.
- 42.- HOLDEN, K.O.: "Excitation Forces and Afterbody Vibrations Induced by Marine Propeller Blade Cavitation".- Norwegian Maritime Research Vol. 7, n° 1, 1979 - pp. 15-25.

- 43.- HOLDEN, K.O., FAGERJORD, O. and FROSTAD, R.: "Early Design-State Approach to Reducing Hull Surface Forces Due to Propeller Cavitation"., SNAME Annual Meeting, New York, 1980.
- 44.- HOLTROP, J.; "Estimation of Propeller Induced Vibratory Hull Forces on the Design Stage of a Ship", RINA Symposium on Propeller Induced Ship Vibration - London, 1979.
- 45.- HORLOCK, J.H.: "Fluctuating Lift Forces on Aerofoils Moving Through Transverse and Chordwise Girts". - TR. ASME Dec.1968.
- 46.- ISAY, W.H.: "Moderne Probleme der Propeller Theory" Springer-Verlag 1970.
- 47.- ISHIDA, S., YOKOTA, T.: "Measurements and Calculations of Propeller Vibratory Force". - IHI - Engineering Review - Vol. 14 - n° 1 - Jan. 1981.
- 48.- ITO, T., TAKAHASHI, H., KOYAMA, K.: "Calculation on unsteady Propeller Forces by Lifting Surface Theory" - Symposium on Hydrodynamics of Ship and offshore Propulsion Systems - OSLO 1977.
- 49.- ITTC - International Towing Tank Conference - 13° Proceedings Propeller Committee - 1972 - Berlin Alemanha.
- 50.- ITTC - International Towing Tank Conference - 14° Proceedings Propeller Committee - 1975 - OTAWA - Canada.
- 51.- ITTC - International Towing Tank Conference - 16° Leningrad - USSR - 1981.
- 52.- JACOBS, W.R., TSAKONAS, S.: "Propeller Loading-Induced velocity Field by means of Unsteady Lifting Surface Theory" - J.S.R. vol.17 - n° 3 - Sep. 1973.

- 53.- JACOBS, W.R. and TSAKONAS, S.: "Propeller-Induced Velocity Field Due to Thickness and Loading Effects" Report SIT-DL-73-1681, Stevens Institute of Technology, July 1973, J. Ship Research, vol 19, n° 1 March 1975.
- 54.- JOHANNESSEN, H., SKARR, K.T.: "Guidelines for Prevention of excessive Ship Vibration". TR. SNAME 1980.
- 55.- JOHSSON, C.A.: "On Theoretical Predictions of Characteristics and Cavitation Properties of Propellers" - SSPA n° 64 - 1968.
- 56.- JOHNSON, C.A. and SONTVELDT, T.: "Propeller Excitation and Response of 230,000 TDW Tankers". - SSPA Report n° 70, 1972 - 9° Symposium on Naval Hydrodynamics, Paris - 1972.
- 57.- KARMAN, T.V., SEARS, W.R.: "Air Foil Theory for Non Uniform Motion" - J.A.S. vol. 5 - n° 1 - Aug. 1938.
- 58.- KATO, H.: "An Experimental Study of the pressure Fluctuation on a Propeller Blade in the wake" - SHSOPS - OSLO 1977.
- 59.- KERWIN, J.E. and LEE, C.S.: "Prediction of Steady and Unsteady Marine Propeller Performance by Numerical Lifting-Surface Theory". Trans. SNAME, vol. 86 1978, pp 218-253.
- 60.- KOYAMA, K.: "A Numerical Method for Propeller Lifting Surface in Non-Uniform Flow and Its Application" - JSNA, Japan, Vol. 137 - 1975.
- 61.- KROHS, J.K.: "Numerical and Experimental Investigations on the Dependence of Transverse Force and Bending Moment Fluctuations on the Blade Area Ratio of Five-Bladed Ship Propellers" - Fourth Symposium on Naval Hydrodynamics, Office of Naval Research, ACR-92 (Aug. 1962).

- 62.- KUMAI, T. et al.: "Measurement of Propeller Forces Exciting Hull Vibration by Use of Self-Propelled Model", Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Japan, vol. 9, n° 33 - 1961.
- 63.- KUMAI, T.: "Some Aspects of the Propeller Bearing Forces Exciting Hull Vibrations of a Single - Screw Ship". Schiffstechnik, vol. 9, n° 45, pp 18-20 - Jan 1962.
- 64.- LANE, F.: "A Two Dimensional Approximation to Propeller Oscillatory Effects behind Fins by the Method of Superposition of Fluctuating Wave Forms". ORL. Internal Memo File 5, 2400 - Oct - 1949.
- 65.- LEE, C.S.: "Prediction of the Transient Cavitation on Marine Propellers by Numerical Lifting Surface Theory". 13th ONR Symposium on Naval Hydrodynamics, Tokyo, 1980.
- 66.- LEWIS, F.M.: "Propeller Vibration". SNAME, vol. 43 1935.
- 67.- LEWIS, F.M.: "Propeller Vibration". SNAME, vol 44 1936.
- 68.- LEWIS, F.M.: "Propeller Vibration Forces", SNAME, vol. 71. 1963.
- 69.- LEWIS, F.M.: "Vibration of Ships". PNA - SNAME - 1967.
- 70.- LEWIS, F.M.: "Propeller Vibration Forces in Single Screw Ships" . TR. SNAME 1969.
- 71.- LOITSYANSKII.: "Mechanics of Liquid and Gases". Oxford, Pergamon, 1966. ?



- 72.- LOVEIT, M.: "A Study of Propeller Action in the Behind Conditions" . European Shipbldg - n° 1 1960.
- 73.- McCARTHY, J.H.: "On the Calculation of Thrust and Torque Fluctuations of Propeller in Nonuniform-Wake Flow". David Taylor Model Basin Report - 1533 - Oct. 1961.
- 74.- MISES, V.: "Theory of Flight" - DOVER 1959.
- 75.- MURRAY, M.T., TUBBY, J.: "Blade-rate Fluctuations of a Propeller in Non-Uniform Flow" - ARL R. n° ARL/M/P33A - Jun 1973.
- 76.- MUSKHEKISHVILI, N. I.: "Singular Integral Equations". Noordhoff International Publishing 1977.
- 77.- MYSKIS, A.D.: "Advanced Mathematics for Engineers". Pag. 569-587 - Mar 1975.
- 78.- NAKAMURA, S., SAITO, S.: "Propulsive Performance of a Container Ship in waves" - NAOE vol. 15 - 1977 - SNAJ.
- 79.- NEWMAN, J.N.: "Marine Hydrodynamics" - MIT PRESS 1977.
- 80.- NOVAES, A.G.: "Técnicas de Otimização aplicadas ao Transporte" - Ed. Blucher 1978.
- 81.- NOWACKI, H.: "Ship Vibration" - Lecture Notes - COPPE EN 745 - 1968.
- 82.- PADOVEZZI, C.D., HIRATA, K.: "Escolha e Projeto de Propulsores" - 9° CNTMCN - Sobena - R. Janeiro - 1982.
- 83.- REED, F.E., and BRADSHAW, R.T.: "The Distribution of Exciting Forces Generated by Propellers" - Ship Hull Vibrations - 2 - CONESCO Report F-101-2 Jun 1960.



- 84.- RITGER, P.D. and BRESLIN, J.P.: "A Theory for the Quasi-Steady and Unsteady Thrust and Torque of a Propeller in a Ship Wake" - Stevens Institute of Technology, Experimental Towing Tank Report 686-Jul 1958.
- 85.- RYALL, D.L.: "Loading Fluctuations for a Wake-Operating Propeller" - Admiralty Research Laboratory Report ARL/G/R9 - Jun 1965.
- 86.- SASAGIMA, H., TANAKA, I.: "On the estimation of wake of ships" - 11<sup>th</sup> ITTC - 1969 - Roma,
- 87.- SASAJIMA, T.: "Usefulness of Quasi-Steady Approach for Estimation of Propeller Bearing Forces" SNAME Propellers - 78 Symposium, Virginia Beach, May 24-25, 1978.
- 88.- SCHLICK, O.: "On the Vibration of Steam Vessel" - RINA 1884.
- 89.- SCHUSTER, S.: "The Hydrodynamically Determined Thrust and Torque Fluctuations in the Propelling Machinery of a Ship" - David Taylor Model Basin Trans. 275 - Mar 1959.
- 90.- SCHWANECKE, H., LANDAU, J.: "Ergebnisse der Instationar Propellertheorie" - JAHRBUCH DER SHIFFBAUTECHNISCHEN GESELLSCHAFT - vol. 6 - 1972.
- 91.- SCHWANECKE, H.: "Comparative Calculation on Unsteady Propeller Blade Forces" - 14<sup>th</sup> ITTC - 1975 - Ottawa.
- 92.- SCHWANECKE, H.: "Review of the possibilities of Reducing Hydrodynamic vibratory Excitation caused by Propellers" - 14<sup>th</sup> ITTC - 1975.

- 93.- SEARS, W.R.: "Some Aspects of Non- Stationary Air -  
feil Theory and its Practical Application". J.  
Aero. Sci. vol. 8, n° 3 - 1941.
- 94.- SEVIK, M.: "The Response of Propulsors to Turbulence  
(U)" - U.S. Navy J. Underwater Acoustics, vol. 16  
n° 1 - Jan 1966 - CONFIDENTIAL: Seventh Symposium  
on Naval Hydrodynamics, Office of Naval Research,  
Rome, August 25-30, 1968 UNCLASSIFIED.
- 95.- SEVIK, M.: "Measurements of Unsteady Thrust in Tur-  
bomachinery". American Society of Mechanical En-  
gineers Paper 64-FE-15 - Mar 1964.
- 96.- SHIORI, J. and TSAKONAS, S.: "Three Dimensional Ap-  
proach to the Gust Problem for a Screw Propeller"  
Stevens Inst. Technol. Davidson Lab. Report - 940  
mar 1963. see also J.Ship Res. Vol. 7, n° 4 - apr.  
1964.
- 97.- Ship Vibration Symposium - SNAME - 1980.
- 98.- SMIRNOV, V.: "Cours de Mathématiques Supérieures" -  
pag. 167-179 - Tome IV - Première Partie - Edit.-  
Mar 1975.
- 99.- STEPHENSON, G.: "Uma Introdução às Equações Dife-  
renciais Parciais" - Edgar Blucher - 1975.
- 100.- TAKAHASHI, H.: "Estimation of Surface Force Indu-  
ced by Propeller" - TR. SNAJ - dez. 1976.
- 101.- TANIBAYASHI, H.: "Practical Approach to Unsteady  
Problems of Marine Propellers by Quasi-Steady Me-  
thod of Calculation" - Mitsubishi-Technical -  
Bulletin n° 143 - Dec. 1980.
- 102.- TANIBAYASHI, H., HOSHINO, T.: "Calculation of Loa-  
ding on Propeller Blades working in Non-Uniform  
Flow Based on Quasi-Steady Technique" - J.S.N.A.  
J. - n° 61 - 1980.

- 103.- THOMPSON, D.E.: "Measurements of time Dependent Propeller Thrust and Correlation" - Pennsylvania State University Park Ordnance.
- 104.- TSAKONAS, S., et al.: "Ship Propeller Vibratory Thrust, Torque and Accoustic Pressures from Unsteady Lifting Surface Theory Based on a Modified Weissinger Model" - Stevens Inst. - Technal., Davidson Lab Report 987 - May 1964.
- 105.- TSAKONAS, S. and JACOBS, W.R.: "Unsteady Lifting Surface Theory for a Marine Propeller of Low Pitch Angle with Chordwise Loading Distribution" - Stevens Inst. Technal. Davidson Lab. Report 994 - Jan 1964.
- 106.- TSAKONAS, S.: "Propeller Vibratory Thrust and Torque in Unsteady Three Dimensional Flows" - David Taylor Model Basin Report 2002-Aug 1965.
- 107.- TSAKONAS, S. and JACOBS, W.R.: "Unsteady Lifting Surface Theory for a Marine Propeller of Low Pitch Angle with Chordwise Loading Distribution" - DL Report 994 - SIT, January 1964, J. Ship Research, vol. 9, n° 2 . Sept. 1965.
- 108.- TSAKONAS, S. et al.: "Unsteady Propeller Lifting Surface Theory with Finite Number of Chordwise Model" - Stevens Institute of Technology , Davidson Laboratory Report 1133 - Dec 1966.
- 109.- TSAKONAS, S., CHEN, C.Y. and JACOBS, W.R.: "Exact Treatment Lifting-Surface Theory". DL Report 1117, Stevens Institute of Technology, August 1966, J. Ship Research, vol. 11 n° 3 - Sept. 1967.
- 110.- TSAKONAS, S. et al.: "Correlation and Application of an Unsteady Flow Theory for Propeller Forces" - Trans. SNAME, vol. 75 - Nov 1967.

- 111.- TSAKONAS, S., JACOBS, W.R. and RANK, P.: "Unsteady Propeller Lifting Surface Theory with Finite Number of Chordwise Model" - DL Report 1133, SIT, December 1966, J. Ship Research, vol. 12, n° 1, March 1968.
- 112.- TSAKONAS, S., and JACOBS, W.R.: "A New Procedure for the Solution of Lifting Surface Problems" DL Report 1308, Stevens Institute of Technology, - August 1968, Journal of Hydrodynamics, vol. 3, n° 1, January 1969.
- 113.- TSAKONAS, S. and JACOBS, W.R.: "Propeller Loading Distributions" - DL Report 1319, Stevens Institute of Technology, August 1968, J. Ship Research, vol. 13, n° 4 - December 1969.
- 114.- TSAKONAS, S., JACOBS, W.R. and ALI, M.R.: "A Theory for the Propeller-Rudder Interaction" DL Report 1284, Stevens Institute of Technology, August 1968, J. Ship Research, vol. 13, n° 4 - December 1969.
- 115.- TSAKONAS, S., JACOBS, W.R. and ALI, M.R.: "An Exact Linear Lifting-Surface Theory for a Marine Propeller in a Nonuniform Flow Field". DL Report 1509, Stevens Institute of Technology, February 1972, J. Ship Research, vol. 17 n° 4 - December 1973.
- 116.- TSAKONAS, S., JACOBS, W.R. and ALI, M.R.: "Propeller-Duct Interaction Due to Loading and Thickness Effects" - Report SIT-DL-75-1722, Stevens Institute of Technology, April 1975.
- 117.- TSAKONAS, S., JACOBS, W.R. and ALI, M.R.: "Propeller-Rudder Interaction Due to Loading and Thickness Effects" - Report SIT-DE<sup>2</sup>-72-1589, Stevens Institute of Technology, September 1972. J. Ship Research, vol. 19, n° 19, n° 2 - June 1975.

- 118.- TSAKONAS, S., JACOBS, W.R.: "Propeller Pressure Distribution Due to Loading and Thickness Effects" - Report SIT-DL-76.1869, Stevens Institute of Technology, April 1976.
- 119.- TSAKONAS, S. JACOBS, W.R. and LIAO, P. "Prediction of Steady and Unsteady loads and Hydrodynamic Forces on counterrotating Propellers" - J.S. R. Sept. 1983 - vol 27 - n° 3.
- 120.- TSAKONAS, S., JACOBS, W.R. and ALI, M.R.: "Steady and Unsteady Loadings and Hydrodynamic Forces on Counterrotating Propellers" - Report SIT-DL-76-1899, - Stevens Institute of Technology, July 1976, presented at 11 th Symposium on Naval Hydrodynamics, - London, April 1976.
- 121.- TSUSHIMA, H., SEVIK, M.: "Dynamic Response of Marine Propellers to Non-uniform Flowfields". J. Hydro - nautics, April 1973 - vol. 7 - n° 2.
- 122.- UEDA, T., TAKAHASHI, H.: "Characteristics of Propeller-Excited Vibratory Forces on Fishing Boats" Prads - International Symposium on Practical Design in Shipbuilding - Tokyo - oct. 1977.
- 123.- VAN MANEN, J.D. and WERELDSMA, R.: "Propeller Excited Vibratory Forces in the Shaft of a Single Screw Tanker" - International Shipbuilding Progress - vol. 7, n° 73 - Sep 1960.
- 124.- VEIGA, J.P.C.: "Hidrodinâmica Básica" - EPUSP -1980.
- 125.- VERBRUG, P.J.: "Unsteady Lifting Surface Theory" - Report n° 18-036-AH NSMB.
- 126.- VOITKUNSKY, Y.I., PERSHITS, R.Y., TITOV, I.A. - "Handbook on Ship Theory" - Sudoostroenie, Leningrad 1973.



- 127.- VORUS, W.S., BRESLIN, J.P. and TEIN, Y.S.: "Calculation and Comparison of Propeller Unsteady Pressure Forces on Ships", SNAME Ship Vibration Symposium, 1978.
- 128.- WATSON, G.N. "A Treatise on the Theory of Bessel Functions" - Cambridge University Press. 1934.
- 129.- WERELDSWA, R.: "Comparative Tests on Vibratory Propellers Forces" - 13<sup>o</sup> ITTC - Berlim - Hamburgo 1972.
- 130.- WERELDSWA, R.: "Last Remarks on the comparative Model Test on Vibratory Propeller Forces" - Report of Propeller COMMITTEE - 14<sup>o</sup> ITTC - 1975 - Ottawa.
- 131.- YAMAGUCHI, M.: "Experimental Investigation on Propeller Exciting Forces" - SHOPS - Oslo - 1977
- 132.- YAMAZAKI, R.: "On the Theory of Screw Propellers" Fourth Symposium of Nav. Hydrodynamics ONR 1 Aug 1962.
- 133.- YEH, H. Y.: "Thrust and Torque Fluctuation for APA-249" - David Taylor Model Basin Report 1364 Jan 1960.