

F. VELOSO GOMES

ESPRAIAMENTO DE ONDAS REGULARES
SOBRE
TALUDES DE OBRAS MARÍTIMAS



LABORATÓRIO DE HIDRÁULICA
F.E.U.P. 1981

FERNANDO FRANCISCO MACHADO VELOSO GOMES

ENGENHEIRO CIVIL (U.P.)

M. SC. IN OCEAN ENG. (LONDON UNIV.)

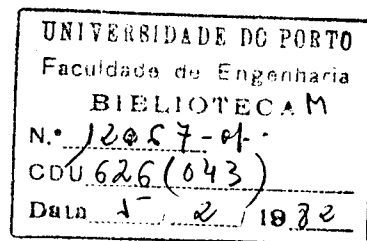
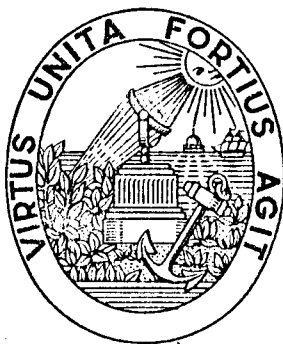
ASSISTENTE DA F.E.U.P.

ESPRAIAMENTO DE ONDAS REGULARES SOBRE TALUDES DE OBRAS MARÍTIMAS

DISSERTAÇÃO PARA DOUTORAMENTO

EM HIDRÁULICA APLICADA

NA FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO



LABORATÓRIO DE HIDRÁULICA

TRABALHO SUBSIDIADO PELO I.N.I.C.

EDIÇÃO DA EDITORIAL ENGENHARIA

Porto, 1981

043D
G 614
ex 1

A minha esposa

Manuela

A meus filhos

Pedro

Paulo

RECONHECIMENTOS

A dissertação e os trabalhos experimentais que serviram de base à sua elaboração, foram desenvolvidos no âmbito das actividades de investigação dos seguintes Organismos:

- LABORATÓRIO NACIONAL DE ENGENHARIA CIVIL (L.N.E.C.)
CONVÉNIO LNEC – FEUP
- CENTRO DE ENG. CIVIL DA UNIV. DO PORTO
LINHA DE ACÇÃO “HIDRODINÂMICA NAVAL”
- LABORATÓRIO DE HIDRÁULICA DA F.E.U.P.

O autor exprime o seu profundo reconhecimento a toda a equipa que tornou possível concretizar uma aspiração e alicerçar novos rumos e futuros trabalhos de investigação:

- ENG. DANIEL VERA-CRUZ (LNEC), como orientador científico proporcionou todo o apoio, enriquecido pela vasta experiência profissional que possui no domínio das estruturas marítimas de taludes.
- PROF. DOUTORES ÁLVARES RIBEIRO E NOVAIS BARBOSA (L.H. FEUP), possibilitaram trocas de opiniões e facilitaram o apoio humano e técnico do Laboratório de Hidráulica.
- ENG. MAIA PITA (LNEC) originou um profíquo intercâmbio de ideias respeitantes a modelos de agitação, efeitos de escala e tratamento dos resultados experimentais das características da agitação. É de sua autoria o programa de cálculo automático TAR.
- ENG. REIS DE CARVALHO (LNEC) contribuiu com sugestões diversas.
- ENG. TÉCNICO MANUEL CALADO (LNEC) teve como tarefa o controlo dos sistemas electrónicos de medição e registo.
- DRA. MARÍLIA PIRES (FEUP) colaborou no tratamento estatístico de parte dos resultados experimentais de espraçamento.
- SR. MARTINS (LNEC) responsável pelo equipamento e pessoal do Pavilhão de Hidráulica Marítima.
- SR. JOSÉ (LNEC) dispendeu centenas de horas na regulação do sistema de geração de ondas.
- D. Ma. ALTE DA VEIGA dactilografou o texto com saber e os quadros com paciência.

- SR. LAMAS MARTINS (L. H., FEUP) executou com perfeição a grande maioria dos desenhos e gráficos.
A sala de desenho do Serviço de Hidráulica (LNEC) e os desenhadores da PROCIVIL, LTD., colaboraram no restante trabalho.
- SR. ANTÔNIO DOMINGOS (L. H., FEUP) procedeu com cuidado às montagens de diversos capítulos.
- A ADMINISTRAÇÃO DA EDITORIAL DE ENGENHARIA (FEUP) possibilitou a impressão do trabalho. A supervisão e a montagem foram da responsabilidade do ENG. ANTÔNIO CERDEIRAS. O SR. VITOR foi o técnico destacado para a impressão.

SUMÁRIO

Os assuntos versados neste trabalho têm como objectivo comum a previsão da cota máxima que uma onda regular, em afluxo sobre um talude de uma obra marítima, pode atingir.

Após uma revisão dos critérios, clássicos e recentes, de rebentação, apresenta-se uma análise crítica de estudos teóricos e experimentais publicados sobre espraçamento, ilustrada com quadros resumo e figuras representativas, de interesse para projectistas.

Apontam-se princípios que deveriam ser observados nos ensaios bidimensionais de espraçamento, de maneira a minimizar as diferenças significativas, de carácter qualitativo e quantitativo, entre os resultados provenientes de diversos laboratórios Internacionais.

A actualidade e importância do tema "efeitos de escala" motiva um destaque especial para este problema e uma tentativa do seu enquadramento global. São discutidos resultados de ensaios desenvolvidos a escalas diferentes e ensaios em canal gigante.

Apresenta-se uma caracterização da agitação incidente e uma verificação experimental dos domínios de aplicabilidade de algumas teorias de ondas, segundo critérios descritos. Preconiza-se e concretiza-se um tratamento não linear na determinação das características das ondas em profundidade ilimitada.

Os estudos experimentais relativos a espraçamento incidem sobre taludes lisos, taludes revestidos com blocos de enrocamento e cubos de diferentes características. Os modelos simulam quebra-mares de taludes com elevada cota de coroamento do núcleo. Os domínios experimentais tiveram em atenção possíveis futuras aplicações práticas.

A discussão que se proporciona, dá ênfase ao comportamento de R_u/H_o e r , em função de ξ , d/H_o , H_o/gT^2 e características dos mantos. Os projectistas são alertados para as consequências da utilização indiscriminada de curvas exibidas pelo S.P.M..

Referem-se hipotéticos valores de protótipo passíveis de serem trabalhados com os resultados e conclusões alcançadas.

ESPRAIAMENTO DE ONDAS REGULARES SOBRE TALUDES DE OBRAS MARÍTIMAS

ÍNDICE DO TEXTO

- Reconhecimentos
- Sumário
- Índice do texto
- Simbologia

1. ENQUADRAMENTO DO TEMA. OBJECTIVOS DO TRABALHO

2. CRITÉRIOS DE REBENTAÇÃO

2.1. Casos Típicos de Rebentação	2.1
2.2. Critérios Clássicos	2.5
2.3. Estudos Recentes	2.8

3. ANÁLISE CRÍTICA DE ESTUDOS TEÓRICOS

3.1. Ondas "Sem Rebentação"	3.1
3.2. Ondas "Com Rebentação"	3.5

4. ANÁLISE CRÍTICA DE ESTUDOS EXPERIMENTAIS SOBRE ESPRAIAMENTO

4.1. Taludes Lisos.	4.1
4.2. Taludes Lisos com Obstáculos Salientes	4.11
4.3. Estruturas em Talude com Manto Exterior em Enrocamento	4.12
4.3.1. Considerações gerais	4.12
4.3.2. Quebra-mares de enrocamento.	4.13
4.3.3. Revestimentos em enrocamento	4.22
4.4. Estruturas em Talude com Manto Exterior de Blocos Artificiais.	4.28
4.5. Estruturas com Paramento Exterior não Plano	4.30

5. ESTUDO EXPERIMENTAL

5.1. Instalação Experimental	5.1
5.1.1. Canal de ondas regulares	5.2
5.1.2. Equipamento de aquisição de dados	5.5
5.1.3. Equipamento de tratamento de dados.	5.7

5.2. Técnicas de Ensaio	5.8
5.2.1. "Ensaio com ondas regulares"	5.8
5.2.2. "Ensaio de espraio"	5.10
5.3. Características das Ondas Geradas no Canal	5.17
5.3.1. Introdução	5.17
5.3.2. Teorias de ondas	5.17
5.3.3. Considerações sobre condições de aplicabilidade	5.20
5.3.4. "Ensaio com ondas regulares". Domínio experimental considerado	5.23
5.3.5. "Ensaio de espraio". Agitação regular considerada	5.31
5.3.6. Considerações prévias sobre o tratamento dos resultados	5.34
5.3.7. Verificação experimental dos domínios de aplicabilidade	5.35
5.3.8. Critério de escolha da teoria a aplicar	5.48
5.3.9. Ondas secundárias	5.48
5.3.10. Outros fenómenos	5.51
5.4. Espraio. Resultados Experimentais e Respetivo Tratamento	5.52
5.4.1. Características dos modelos estudados	5.52
5.4.2. Caracterização dos inertes utilizados nos modelos	5.53
5.4.3. Construção dos modelos	5.56
5.4.4. Agitação e respetivo tratamento	5.56
5.4.5. Apresentação dos resultados experimentais	5.57
5.4.6. Representação gráfica dos resultados experimentais	5.58
6. EFEITOS DE ESCALA	6.1
6.1. Ocorrência de Efeitos de Escala	6.1
6.2. Enquadramento do Problema dos Efeitos de Escala	6.2
6.3. Semelhança Adoptada nos Ensaio de Espraio	6.4
6.4. Natureza dos Efeitos de Escala	6.5
6.4.1. Emulsionamento e compressibilidade do ar	6.5
6.4.2. Resistência estrutural dos blocos	6.5
6.4.3. Acções da viscosidade	6.6
6.4.4. Rugosidade relativa da superfície dos blocos	6.11
6.4.5. Permeabilidade do núcleo	6.11
6.4.6. Densidade da água	6.12
6.5. Estudos Teóricos	6.13
6.6. Recolha de Dados de Espraio no Protótipo	6.15
6.7. Comparação entre Resultados Experimentais de Ensaio a Escalas Diferentes	6.17

6.7.1. Considerações gerais	6.17
6.7.2. Taludes lisos	6.18
6.7.3. Taludes rugosos e permeáveis	6.23
6.7.3.1. Trabalhos Americanos	6.23
6.7.3.2. Ensaios no Canal 3 do LNEC	6.27
 7. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	 7.1
7.1. Taludes Lisos	7.1
7.1.1. $\cot \alpha = 1,5$	7.1
7.1.2. $\cot \alpha = 2,0$	7.1
7.1.3. $\cot \alpha = 3,0$	7.2
7.1.4. Casos típicos de rebentação observados sobre o talude	7.2
7.1.5. Espraimento relativo em função do parâmetro ξ_0	7.4
7.1.6. Outras considerações	7.4
7.2. Taludes Rugosos	7.7
7.2.1. Espraimento relativo em função da declividade	7.7
7.2.2. Quantificação de r em função da declividade e profundidade relativa	7.7
7.2.3. Quantificação de r em função de ξ_0	7.10
7.2.4. Casos típicos de rebentação observados	7.12
7.2.5. Espraimento e estabilidade, Ressonância	7.12
7.2.6. Núcleo	7.13
7.2.7. Mantos intermédios	7.14
7.3. Taludes com Manto Exterior Constituido por Cubos Normais ou Cubos Modificados	7.16
7.3.1. Cubos normais	7.16
7.3.2. Cubos modificados	7.19
7.4. Espraimento Absoluto	7.20
7.5. Características do Escoamento	7.21
7.6. Set-up	7.22
7.7. Praia Antecedendo uma Obra de Taludes	7.22
7.8. Refluxo Máximo	7.23
7.9. Extrapolação Prática dos Resultados Alcançados	7.25
 8. SINTESE E CONCLUSÕES	 8.1
BIBLIOGRAFIA	

ANEXO I Teorias de Ondas Utilizadas em Engenharia Marítima
ANEXO II Programa de Cálculo Automático TAR
ANEXO III Resultados Experimentais
BIBLIOGRAFIA. TEORIAS DE ONDAS

SIMBOLOGIA

SÍMBOLO	DEFINIÇÃO	DIMENSÃO
A	Semi-eixo maior de uma órbita elíptica	L
a	Amplitude de onda	L
B	Semi-eixo menor de uma órbita elíptica	L
	Índice referente a "berma"	—
b	Variável da teoria da onda solitária	L
	Índice referente a "rebentação"	—
C	Celeridade da onda	L/T
C _d	Coefficiente de resistência	—
C _g	Celeridade de um grupo de ondas	L/T
C _m	Coefficiente de massa virtual	—
C _o	Celeridade em profundidade ilimitada	L/T
C _s	Velocidade do movimento real das cristas (onda solitária)	L/T
D	Diâmetro de um bloco esférico	L
	Dimensão característica de um bloco	L
D _n	Dimensão característica de um bloco, determinada a partir da curva granulométrica	L
d	Profundidade da água (entre o fundo e o nível de repouso)	L
d _b	Profundidade de rebentação	L
d _B	Altura de água sobre uma berma de uma estrutura em taludes	L
d _s	Profundidade de água no pé do talude	L
E	Energia total média, num comprimento de onda, por unidade de largura de crista	FL/L
	Segundo integral elíptico completo	—
E _c	Energia cinética média, num comprimento de onda, por unidade de largura de crista	FL/L
E _p	Energia potencial média, num comprimento de onda, por unidade de largura de crista	FL/L
E _T	Energia total	FL
F	Termo relativo ao atrito (modelo de Nasser)	L/T
F _d	Forças de resistência	F
F _I	Forças de inércia	F
f _w	Coefficiente de atrito	—
g	Aceleração da gravidade	L/T ²
H	Altura de onda	L
$\bar{H}$	Altura média de onda	L
H _b	Altura de onda na rebentação	L
H _c	Altura da crista de onda (amplitude de crista)	L
H _i	Altura da onda incidente	L
H _o	Altura de onda em profundidade ilimitada	L

H_r	Altura da onda reflectida	L
H_t	Altura da cava de onda (amplitude de cava)	L
	Altura da onda transmitida por um obstáculo	L
$H_{1/n}$	Altura média das 1/n ondas de maior altura, para um registo de n ondas	L
h_c	Altura do núcleo	L
i	Índice	—
J	Função de Bessel	—
j	Índice	—
K	Constante	—
	H/H_o	—
	Primeiro integral elíptico completo	—
K_A	Coef. de área dos blocos	—
K_V	Coef. de volume dos blocos	—
K_D	Coef. de estabilidade	—
k	Coef. de permeabilidade	L^2/T
	Número de onda	L^{-1}
k^2	Parâmetro elíptico	—
k_p	Factor de resposta de pressão	—
k_r	Diâmetro nominal dos blocos de protecção	L
L	Comprimento de onda	L
L_o	Comprimento de onda em profundidade ilimitada	L
l	Comprimento	L
	Distância horizontal entre o pé do talude e a intercepção da linha de repouso com a linha de talude	L
M	Parâmetro adimensional (t. onda solitária)	—
m	Porosidade	—
	Parâmetro elíptico	—
	Inverso da inclinação de uma praia	—
m'	$= 1 - m$	—
m_r	Porosidade reduzida	—
N	Parâmetro adimensional (t. onda solitária)	—
n	Número natural	—
	Constante	—
o	Índice referindo profundidade ilimitada	—
$\bar{P}$	Valor médio do fluxo de energia transmitido através de um plano perpendicular à direcção de propagação	FL/TL
p	Pressão	F/L^2
R_u	Espraçamento de onda (cota em relação ao N.R.)	L
R_d	Refluxo máximo de onda	L
r	Quociente entre o espraçamento num talude rugoso e o espraçamento no correspondente talude liso, para as mesmas condições de agitação incidente	—
r_B	Quociente entre o espraçamento num talude com berma e no talude "similar" sem berma	—
S	Sobreelevação em relação ao N.R.	L
S_y	Desvio residual (tratamento estatístico)	—
T	Período de onda	T

$T \frac{1}{n}$	Período médio das 1/n ondas registadas com maior altura, num registo com n ondas	T
t	Tempo	T
	Intervalo de tempo	T
t_u	Tempo útil de ensaio	T
U	Velocidade de transporte	L/T
	Velocidade	L/T
	Número de Ursell	—
	Coefficiente de uniformidade	—
$\bar{U}(z)$	Velocidade de transporte de massa, à profundidade z (escoamento oscilatório)	L/T
u	Componente horizontal da velocidade instantânea de uma partícula fluida	L/T
V	Volume de água associado a uma onda solitária	L ³
	Velocidade	L/T
v	Componente vertical da velocidade instantânea de uma partícula fluida	L/T
W	Peso individual dos blocos naturais ou artificiais	F
w	Frequência de onda (angular)	T ⁻¹
x	Eixo das abcissas orientado na direcção de propagação da onda	—
	Distância	L
y	Eixo das ordenadas, vertical	—
Z	Eixo das ordenadas, vertical (t. onda solitária)	—
z	Eixo das ordenadas, vertical	—
Z_c	Cota da crista relativamente ao fundo	L
Z_t	Cota da crista relativamente ao fundo	L
Z_s	Cota de uma partícula da superfície livre relativamente ao fundo	L
α	Ângulo do talude com a horizontal	—
α_{22}	Ângulo de fase entre a onda principal e o segundo harmónio livre	—
γ	Peso específico	F/L ³
γ_r	Peso específico do material dos blocos	F/L ³
γ_w	Peso específico da água	F/L ³
Δ	Factor correctivo na expressão de Miche	—
δ	Coefficiente de tensão superficial	F/L
	Coefficiente traduzindo efeitos não lineares	—
ϵ	Coefficiente de elasticidade de volume	F/L ²
η	Deslocamento instantâneo vertical de uma partícula fluida num escoamento oscilatório (em relação ao N.R.)	L
η_{ENV}	Envolvente de um grupo de ondas	L
θ	Ângulo de fase (kx-wt)	—
ν	Coefficiente de viscosidade cinemática	L ² /T
ξ	Parâmetro de Battjes	—
ρ	Massa específica	FT ² /L ⁴
τ	Tensão tangencial	F/L ²
ϕ	Função potencial de velocidades	L ² /T
λ	Escala	—
λ_l	Escala geométrica	—

λ_ν	Escala da viscosidade dos fluidos
ψ	Função corrente
∇	Operador nabla
Δ, ∇^2	Operador Laplaciano
Σ	Somatório
cn	Cnoidal (uma das funções Jacobianas elípticas)
div $\bar{u}$	Divergência do vector $\bar{u}$

rot $\bar{u}$	Rotacional do vector $\bar{u}$
grad U	Gradiente do campo de escalares U
f(...)	Função de ...
F(...)	Função de ...

N.R.	Nível de repouso
N.M.	Nível médio
ENR.	Enrocamento

C.E.R.C. — COASTAL ENG. RESEARCH CENTER (U.S.A.)

DELFT H.L. — DELFT HYDRAULICS LABORATORY (Países Baixos)

F.E.U.P. — FACULDADE DE ENG. UNIV. PORTO

P.I.A.N.C. — PERMANENT INTERNATIONAL ASSOCIATION OF NAVIGATION CONGRESSES

L.N.E.C. — LABORATÓRIO NACIONAL DE ENG. CIVIL

S.P.M. — SHORE PROTECTION MANUAL (C.E.R.C.)

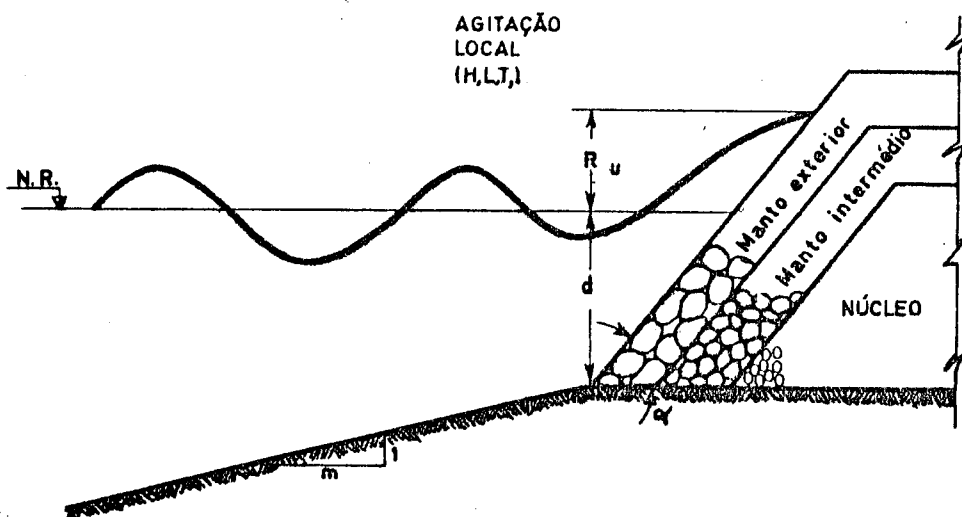
ENQUADRAMENTO DO TEMA. OBJECTIVOS DO TRABALHO

Designa-se por "espraçamento" a cota máxima atingida por uma onda marítima, ao interagir com uma praia ou estrutura costeira. A cota é medida na vertical e tem por referência o nível de repouso. Na literatura Anglo-Saxónica empregam-se correntemente os termos "run-up height" ou apenas "run-up".

As diversas fases do complexo fenómeno hidrodinâmico que, iniciando-se na vizinhança da estrutura ou praia, culmina com o espraçamento, serão genericamente designadas por "espraçamento". Os sucessivos fenómenos de espraçamento são intercalados por fenómenos de "refluxo", correspondendo ao "refluxo máximo" (run-down) a cota mais baixa atingida na interacção referida. O refluxo máximo poderá ser positivo ou negativo em relação ao nível de repouso inicial.

O "espraçamento relativo" é considerado, de uma forma adimensional, como o ciente entre o espraçamento e a altura da onda em profundidade ilimitada que lhe deu origem.

No presente trabalho são fundamentalmente consideradas ondas de "pequeno período". Embora a fronteira entre a designação "ondas de pequeno período" e "ondas de longo período" esteja mal definida, normalmente classificam-se como ondas de pequeno período aquelas a que correspondem períodos inferiores a 20s — 25s (Le Méhauté, Koh e Hwang 1968). Excluem-se pois ondas de seixa e tsunamis.



Agrupando os parâmetros independentes que caracterizam o espraçamento numa obra costeira de taludes, obtemos três categorias associáveis:

- à estrutura
- ao fluido
- à agitação

Admite-se que a estrutura mantém no tempo as suas características geométricas e mecânicas. Os taludes poderão ser hidraulicamente lisos ou rugosos e os mantos poderão ter diferentes constituições e inerentes características de porosidade, permeabilidade e rugosidade.

O fluido a considerar é a água doce em modelo e a água doce ou salgada em protótipo. Trata-se pois de um fluido pesado de características razoavelmente conhecidas.

Considera-se uma agitação regular. A agitação característica será a correspondente à que "ocorreria no local da estrutura, na ausência desta". Para possibilitar uma maior generalidade na aplicação prática dos resultados, utilizam-se parâmetros adimensionais envolvendo as características da agitação ao largo que, sem interferência de fenómenos de refacção, difracção ou reflexão e tendo em conta a influência dos fundos, originaria a agitação local.

São objectivos deste trabalho:

- proporcionar uma visão comparativa e crítica do presente estado de conhecimentos teóricos e experimentais sobre espraçamento, incluindo uma selecção das grandezas físicas mais significativas, envolvidas no fenómeno;
- determinar experimentalmente cotas de espraçamento de ondas regulares em taludes lisos e rugosos, após medição experimental das características de ondas em profundidades relativas limitadas. Estas características, serão comparadas com as dadas por diversas teorias de ondas gravitacionais de interesse prático;
- proceder a uma discussão dos resultados alcançados.

2. CRITÉRIOS DE REBENTAÇÃO

2.1. Casos Típicos de Rebentação

O fenómeno do afluxo da onda envolve, frequentemente, uma fase prévia de instabilidade: a rebentação. Em certos casos, porém, poderá ocorrer uma reflexão total ou quase total, não havendo propriamente rebentação. É exemplo a situação em que intervém um talude muito inclinado e a ondulação é de pequena amplitude e longo período.

O tipo de rebentação e a sua localização em relação ao talude, têm bastante interesse no estudo do espraimento e da estabilidade da estrutura. As teorias e formulações disponíveis, tratando da determinação do espraimento, reportam-se e são aplicáveis a uma das duas situações:

- ondas que atingem a estrutura sem ocorrência de rebentação — «non breaking waves»
- ondas que rebentam sobre a estrutura ou sobre a praia que a antecede — «breaking waves».

A rebentação (ou rebentamento) em causa, diz respeito à instabilidade hidrodinâmica provocada pelo aparecimento de profundidades sucessivamente menores na direcção de propagação e não propriamente a uma instabilidade associada a declividades máximas possíveis em profundidades constantes. Para este caso, são habitualmente aceites as seguintes fórmulas:

- ➡ profundidades ilimitadas $(H/L_0) \text{ máx} = 0,142 \text{ (Michell)}$
- ➡ profundidades intermédias $(H/L) \text{ máx} = 0,142 \tanh \left(\frac{2\pi d}{L} \right) \text{ (Miche)}$
- ➡ onda solitária $(H/d) < 0,78 \text{ (McCowan)}$

O vento local pode reduzir aqueles valores máximos quando sopra na direcção da propagação, ao introduzir uma maior rotacionalidade nas partículas em posição de crista da onda. Pelo contrário, e teoricamente, pode aumentar aqueles valores quando sopra em direcção oposta. A este respeito, os resultados da teoria de Von Gerstner e Boussinesq não têm significado físico já que a teoria prevê uma rotação das partículas de sinal oposto à direcção de propagação.

Sai fora do nosso propósito uma discussão mais ampla deste aspecto, mas o mesmo é, presentemente, um estímulo, ainda não coroado de êxito, para o desenvolvimento de uma teoria rotacional de ondas mais coerente.

A rebentação está associada a fenómenos de turbulência, emulsionamento de ar e dissipação de energia.

Diferentes critérios têm sido estabelecidos tentando caracterizar o início da rebentação. Os mais correntes estabelecem que a rebentação ocorrerá quando:

- a zona frontal da crista assume uma posição vertical;
- as velocidades das partículas em posição de crista igualam a celeridade (critério cinemático);
- a pressão à superfície livre calculada pela equação de Bernoulli é incompatível com a pressão atmosférica;
- a aceleração das partículas em posição de crista tende a «separar» as partículas da massa fluída;
- a configuração da superfície livre aproxima-se de uma ciclóide.

É habitual considerarem-se os seguintes casos típicos de rebentação:

- rebentação progressiva (spilling breaker)
- rebentação mergulhante, basculante ou em voluta (plunging breaker)
- rebentação oscilatória ou oscilante (surging breaker)

Existem, e os ensaios a que se refere este trabalho evidenciaram, vários casos intermédios de rebentação, pelo que, a classificação apresentada refere-se a casos «típicos». Oportunamente serão esquematizados os tipos e fases de rebentação encontrados nos ensaios efectuados (Cap. 7.).

A rebentação progressiva ocorre em fundos quase horizontais, para declividades H_0 / L_0 em geral superiores a 2 % e é caracterizada pelo aparecimento e progressivo desenvolvimento de uma emulsão de água e ar (espuma) na zona frontal da crista (carneiros), mantendo-se a crista com uma configuração aproximadamente simétrica. A energia é dissipada por turbulência. A onda, nos momentos que antecedem a rebentação, tem características semelhantes às de uma onda solitária.

A rebentação mergulhante ocorre com uma acentuada e característica deformação (tipo voluta) da crista de onda, instantes após a zona frontal da crista se tornar praticamente vertical. Essa deformação é tal que se verifica o envolvimento de uma bolsa de ar, até que há uma projecção frontal da respectiva massa fluída e rápido emulsionamento de ar à superfície e em profundidade. Os fenómenos de turbulência são muito intensos, bem como as solicitações dinâmicas que provoca. A intumescência resultante em nada se assemelha à configuração da onda inicial.

Para taludes muito íngremes pode ocorrer o tipo de rebentação dita oscilatória. Nas suas fases iniciais assemelha-se à rebentação mergulhante, mas então há como que um adiantamento da zona inferior da onda que leva ao colapso da crista (collapsing breaker). Os fenómenos de reflexão adquirem bastante importância para este tipo de rebentação. Noutras situações o referido colapso não é notório, havendo apenas um movimento de «vai e vem» (surging breaker).

Na nomenclatura utilizada na bibliografia da especialidade, há uma certa falta de identidade de posições no respeitante à inclusão da rebentação oscilatória na designação geral de «rebetação» (wave breaking). Entre muitos outros autores, Nagai (1976), Whalin (1970)

consideram o fenómeno que designamos por rebentação oscilatória, como reflexão parcial e por conseguinte, as ondas associadas, como «non breaking waves» ou «surging waves». De notar que a uma reflexão parcial corresponde uma perda de energia e por conseguinte a altura da onda reflectida é menor que a altura da onda incidente. A reflexão parcial pode ser estudada sobrepondo duas ondas com o mesmo período, diferentes amplitudes e sentido de propagação opostos.

Habitualmente, para taludes com inclinações inferiores a 1/10, as reflexões são relativamente pequenas. Atinge-se uma reflexão total para um ângulo de talude, liso e impermeável, de 90°, gerando-se então uma onda estacionária.

A energia da onda que ataca o talude é essencialmente dissipada por turbulência, particularmente no caso da rebentação mergulhante. A energia remanescente é convertida em energia potencial ao longo do processo de espraimento, ocorrendo também perdas por atrito no fundo, percolação e alteração do perfil. A energia não dissipada é reflectida.

Utilizando o parâmetro ξ de Battjes (1974), também anteriormente utilizado por Iribarren, é possível, segundo o primeiro autor, estabelecer as seguintes gamas de ocorrência dos diversos tipos de rebentação:

Tipo de Rebentação	$\xi_o = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_o/L_o}} = \sqrt{\frac{g}{2\pi}} \frac{T \tan \alpha}{\sqrt{H_o}}$	$\xi_b = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_b/L_o}}$
Progressiva	$\xi_o < 0,5$	$\xi_b < 0,4$
Mergulhante	$0,5 < \xi_o < 3,3$	$0,4 < \xi_b < 2,0$
Oscilatória	$3,3 < \xi_o$	$2,0 < \xi_b$

Van Dorn (1976), com base em resultados experimentais, considera que $\xi_b = 0,6$ parece ser mais consistente como limite de separação entre rebentação progressiva e mergulhante. As observações foram feitas com o auxílio de um estroboscópio.

Como critério definidor da altura de onda na rebentação H_b , consideraremos que esta é «a máxima altura registada durante a progressão de uma onda sobre um talude ou praia» (Vera-Cruz 1962).

Como critério definidor da profundidade de rebentação d_b , adopta-se que «a profundidade na rebentação é a mínima profundidade a que se regista a onda de altura máxima» (Vera-Cruz 1962).

Embora estes critérios sejam passíveis de crítica, aliás como qualquer outro, a sua adopção tem sido preferível, pelo menos de um ponto de vista experimental.

O refluxo da onda após o espraimento sobre o talude, tem influência na maneira como ondas sucessivas rebentam. Elevadas velocidades de refluxo, favorecem o «des-

calçamento» da onda que se segue e consequente avanço da crista com ocorrência de rebentação mergulhante.

Uma situação crítica é também atingida quando se atinge o refluxo máximo e simultaneamente ocorre a rebentação mergulhante da onda seguinte. Trata-se de um fenómeno de ressonância, sempre temível pelas suas consequências.

Este tema não está esgotado e será retomado aquando da discussão dos resultados experimentais.

Os estudos teóricos de propagação das ondas após a rebentação têm envolvido a teorização não linear de ondas de longo período (long waves), a qual pressupõe inclinações dos fundos muito suaves.

2.2. Critérios Clássicos

Têm sido apresentadas diversas expressões, pretendendo quantificar as condições de transição entre não ocorrência de rebentação e ocorrência de rebentação de ondas, propagando-se perpendicularmente ao longo de um talude de inclinação $\tan \alpha$.

Segundo Iribarren e Nogales (1949), tais ondas rebentarão num talude liso se:

$$\frac{H}{L_0} \geq 0,19 \tan^2 \alpha \quad \text{ou} \quad \frac{H}{gT^2} \geq 0,031 \tan^2 \alpha,$$

ou ainda se a inclinação do talude $\tan \alpha$ for menor que:

$$5,68 \sqrt{\frac{H}{gT^2}}.$$

Podemos então considerar uma declividade crítica $(\frac{H}{L_0})_{\text{crítico}} = 0,19 \tan^2 \alpha$ e um parâmetro $\xi_{\text{crítico}} = (\frac{\tan \alpha}{H/L_0})_{\text{crítico}} \approx 2,3$. Para $\xi < \xi_{\text{crítico}}$ ocorrerá rebentação.

Os autores utilizaram a teoria trocoidal, segundo a qual, as ondas progressivas encontram o seu estado limite de estabilidade se a amplitude $\frac{1}{2} H_b$ iguala a profundidade d_b . No entanto, o critério semi-teórico utilizado, apoiado em resultados experimentais, corresponde a uma situação intermédia entre a reflexão total e a rebentação.

Não é realista a hipótese de que $H_b = 2 d_b$, já que, pese embora algumas divergências de critérios na definição de H_b e d_b , os valores referenciados na bibliografia situam-se entre 0,7 e 1,2. Daí o critério de Iribarren ter pouco interesse do ponto de vista quantitativo, mas o mérito de detectar e agrupar convenientemente os parâmetros intervenientes sob uma forma adimensional hoje em dia muito utilizada e aconselhada pelo «PERMANENT INTERNATIONAL ASSOCIATION OF NAVIGATION CONGRESSES — P.I.A.N.C.»

Como no suporte teórico-prático da fórmula se supõe a existência de profundidades finitas no pé do talude, é de admitir que estejam simultaneamente contemplados efeitos de profundidade nas ondas incidentes e no critério de rebentação.

Segundo Miche (1944), o limite entre a reflexão total e a rebentação num talude liso é atingido quando o perfil da onda no instante do afluxo máximo sobre o talude é tangente ao próprio talude. O perfil da onda em situação de refluxo máximo sobre o talude seria então perpendicular a este.

Ao contrário de Iribarren, Miche admite que o talude, suposto uniforme, se estende até profundidades ilimitadas, pelo que as ondas incidentes são consideradas com características de ondas ao largo. Serão de esperar declividades limites diferentes da situação de profundidade limitada no pé do talude.

Pelo critério de Miche:

$$\left(\frac{H_o}{L_o}\right)_{\text{crítico}} = \frac{\sin^2 \alpha}{\pi} \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \quad \text{para } \alpha \leq \frac{\pi}{4} \text{ rad} \quad \begin{cases} \frac{H_o}{L_o} > \left(\frac{H_o}{L_o}\right)_{\text{crítico}} ; \text{rebentação} \\ \frac{H_o}{L_o} < \left(\frac{H_o}{L_o}\right)_{\text{crítico}} ; \text{não rebentação} \end{cases}$$

e

$$\left(\frac{H_0}{aT^2}\right)_{\text{crítico}} = \frac{\sin^2 \alpha}{2\pi^2} \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \quad \text{para } \alpha = \frac{\pi}{2} \text{ rad},$$

ocorrendo o início, ou limiar da rebentação, quando o coeficiente de reflexão se torna inferior à unidade. O coeficiente de reflexão é o cociente entre a altura de onda reflectida H_r e a altura de onda incidente H_i .

Mais explicitamente, para um α crítico correspondente a uma declividade limite:

$$\begin{cases} \frac{H_r}{H_i} = 1 & ; \text{ para } \alpha > \alpha_{\text{crítico}} \text{ (reflexão total)} \\ \frac{H_r}{H_i} = \frac{\sin^2 \alpha}{\pi} \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \left(\frac{H_o}{L_o} \right)^{-1} = \frac{\left(\frac{H_o}{L_o} \right)_{\text{crítico}}}{\left(\frac{H_o}{L_o} \right)} = \left(\frac{\xi}{\xi_{\text{crítico}}} \right)^2 & ; \text{ para } \alpha < \alpha_{\text{crítico}} \text{ (ocor-} \\ & \text{rência de rebentação)} \end{cases}$$

(Miche admite que apenas se dissipa a energia correspondente à altura em excesso da altura de onda crítica).

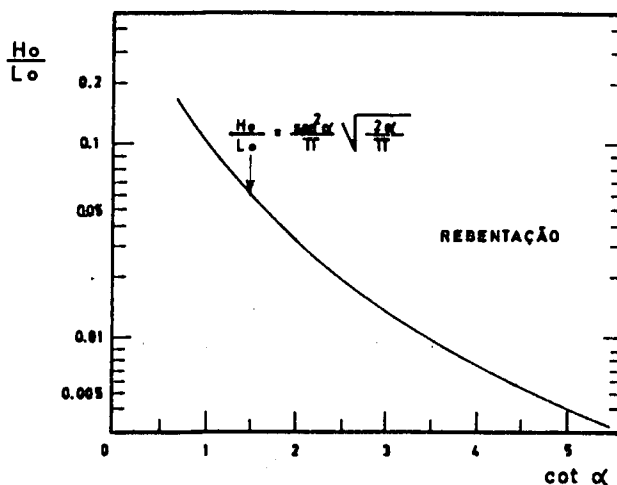
Para $\alpha < 15^\circ$ a equação de Miche assume a forma:

$$\left(\frac{H_0}{L_0}\right)_{\text{crítico}} = 0,25 (\tan \alpha)^{5/2}$$

ou

$$\xi_0 \text{ crítico} = \frac{2}{(\tan \alpha)^{1/4}}$$

Fig. 2.1. Critério de Rebentação, Segundo Miche



Os valores obtidos pela expressão de Miche são inferiores aos indicados por Iribarren, tal como mostra o seguinte quadro comparativo.

$\cot \alpha$	10,0	5,0	3,0	2,0	1,25
$(H/L_o)_{\text{crítico}}$	0,0019	0,0075	0,021	0,048	0,12
$(H_o/L_o)_{\text{crítico}}$	0,00079	0,00043	0,014	0,035	0,080

No entanto, esta comparação não é totalmente significativa já que num caso se lida com valores de H a profundidades limitadas e no outro caso com valores H_o a profundidades ilimitadas.

Ainda de acordo com Miche, para um talude vertical seria $(\frac{H_o}{L_o})_{\text{crítico}} = \frac{1}{2\pi}$, a que corresponderia uma onda estacionária de declividade crítica igual a $\frac{1}{\pi}$. Segundo os conhecimentos actuais e valores experimentais disponíveis, este valor é exagerado já que se aponta para a declividade crítica de uma onda estacionária em profundidade ilimitada o valor 0,128.

Os efeitos da rugosidade e viscosidade conduzem a valores reais de $\frac{H_r}{H_i}$ inferiores aos indicados, recomendando Miche um factor correctivo 0,8 para taludes lisos.

No desenvolvimento das expressões apresentadas, Miche utiliza uma teorização linear.

Pelo contrário, Keller (1961) recorrendo a uma teoria não linear e considerando taludes suaves, embora não necessariamente uniformes, apresenta para valor crítico da declividade:

$$(\frac{H_o}{L_o})_{\text{crítico}} = \frac{\alpha^2}{2\pi} \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}}$$

De notar que a fórmula de Miche conduz a valores aproximadamente duplos dos correspondentes à declividade crítica de Keller. Neste último caso, H_o e L_o são valores ao largo, obtidos a partir de valores locais entrando com o coeficiente H/H_o e não necessariamente terá o talude de se prolongar até profundidades ilimitadas.

Não será conveniente a aplicação da referida fórmula para taludes com $\cot \alpha > 3$.

2.3. Estudos Recentes

Shuto (1972), baseado numa teoria para ondas de grande comprimento de onda, desenvolveu uma teoria linear. Embora introduzindo várias aproximações sob o ponto de vista matemático e físico, chega a resultados interessantes no respeitante ao critério de rebentação que propõe.

Designando por $H_{\text{crítico}}$, a altura de onda crítica incidente que rebenta no talude (para $H \leq H_{\text{crítico}}$ o coeficiente de reflexão seria igual a 1) e por l a distância, na horizontal, entre o pé do talude e a intercepção da linha de repouso com a linha do talude, Shuto apresenta:

$$\frac{H_{\text{crítico}}}{L} \frac{1}{\tan \alpha} = \left(\frac{1}{2\pi^2} \right)^{3/2} \left(\frac{l}{L} \right)^{-3/2} \quad \left(\text{para valores elevados de } \frac{l}{L} \right)$$

$$\frac{H_{\text{crítico}}}{L} \frac{1}{\tan \alpha} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{l}{L} \right)^{-1} - \frac{l}{L} \quad \left(\text{para pequenos valores de } \frac{l}{L} \right);$$

como $l = d/\tan \alpha$, as expressões podem assumir a forma:

$$\left(\frac{H}{L} \right)_{\text{crítico}} = \tan \alpha \left(\frac{1}{2\pi^2} \right)^{3/2} \left(\frac{d}{L \tan \alpha} \right)^{-3/2}$$

$$\left(\frac{H}{L} \right)_{\text{crítico}} = \tan \alpha \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{d}{L \tan \alpha} \right)^{-1} - \frac{d}{L \tan \alpha}$$

o que mostra o aparecimento explícito da profundidade relativa como parâmetro condicionante.

Embora, no trabalho citado, o autor não quantifique o valor de l/L (ou $d/L \tan \alpha$) que possibilite a adopção de uma das duas expressões, que por sua vez são aproximações de uma única expressão mais geral em que aparecem duas funções de Bessel, da análise das mesmas podemos concluir que a primeira será válida para $d/L \tan \alpha \geq 0,15$ e a segunda para $d/L \tan \alpha < 0,15$.

Shuto evidencia boa correlação entre valores obtidos através destas expressões e valores experimentais colhidos por Murota e Yamada.

A rugosidade, porosidade e permeabilidade do talude, em particular se o mesmo for de enrocamento, afectam as características da rebentação. A presença de qualquer obstáculo ao longo do talude, afecta igualmente tais características.

Como a maioria dos ensaios e estudos teóricos são relativos a taludes lisos ou a praias, não abundam resultados de investigação mais intimamente relacionados com a rebenta-

ção nas proximidades ou sobre diques de taludes. Nestas estruturas, os taludes são bastante íngremes, rugosos e porosos, sendo constituídos por duas ou mais fiadas exteriores de enrocamento ou blocos artificiais, bem como filtros intermédios e um núcleo.

Para este caso são conhecidos os trabalhos de Jackson (1968), que apresenta a variação de H_b/L em função de d/L , na presença de um dique de taludes, com $\cot \alpha = 1,5$ e $3,0$, antecedido em relação à agitação incidente por uma praia de inclinação $1/m = 1/10$, $1/50$ e 0 .

Em linhas gerais (fig. 2.2.), os ensaios mostram que H_b/L aumenta com d/L até profundidades relativas variáveis de 15% a 20%, atingindo-se então um valor H_b/L máximo igual a $\approx 0,11$ (para $1/m = 1/10$). Para d/L superiores a 30% podemos constatar que, para os taludes 1,5 e 3,0 e para as três praias, H_b/L não varia com d/L , mantendo-se aproximadamente igual a 0,10. Significa que para profundidades ilimitadas, $(H_o/L_o)_{\text{máx}} = 0,10$, valor inferior ao da declividade máxima de Michell.

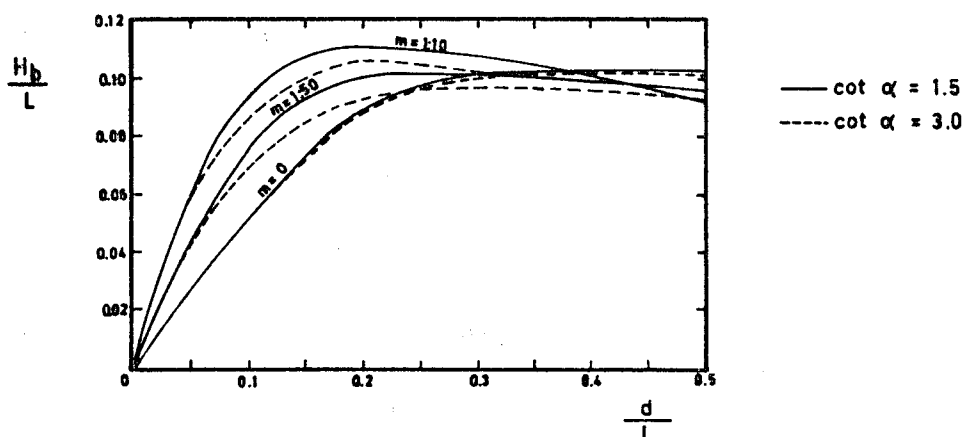


Fig. 2.2. Altura de Rebentação H_b/L em Função da Profundidade Relativa na Presença de um Dique de Taludes (Segundo Jackson 1968).

Uma «anatomia dinâmica», aproximada, da rebentação mergulhante é apresentada por Palmer (1976), com base em fotografias, ensaios em modelo, prática do desporto «surf» e observações em protótipo. O autor conclui que a intensidade das acções dinâmicas presentes é superior àquelas que normalmente são consideradas em projectos, por exemplo de terminais marítimos muito expostos. Estabelece uma sugestão de analogia entre o jacto que se forma na rebentação mergulhante e a lâmina líquida sobre o descarregador de uma barragem.

Esta analogia, quando muito, será apenas válida para um pequeno intervalo de tempo correspondente a uma fase intermédia da rebentação mergulhante «típica». As condições a montante são totalmente diferentes num caso e noutro. Só um mais aprofundado estudo de in-

investigação incluindo intensidades de turbulência, emulsionamento, configurações de veias líquidas, campos de velocidades e pressões, poderá dar uma resposta mais satisfatória.

É, por outro lado, confirmada a afirmação contida em diversa bibliografia, de que a velocidade de projecção do jacto a partir da crista é bastante superior à celeridade da onda progressiva incidente, apontando-se o valor $1,6 C$.

O interesse no estudo da rebentação, provocado pela crescente importância do fenómeno dinâmico e insatisfação em relação a conhecimentos actuais, continua vivo. Provam tal interesse seis trabalhos apresentados à «17th International Conference on Coastal Engineering», Sydney, Março de 1980. Embora baseados nos resumos detalhados apresentados pelos autores, parece importante referir alguns aspectos.

Peregrine e Cokelet (1980), realizando o estudo no plano das componentes horizontal e vertical das velocidades das partículas, seguem a movimentação das partículas da superfície livre, numa onda em profundidade ilimitada, à medida que ocorre a rebentação.

Também confirmam que as partículas da superfície livre em posição de crista, atingem velocidades superiores à celeridade de qualquer onda progressiva com o mesmo período. As partículas que se elevam para posição de crista, fazem-no com um vector aceleração, quase horizontal, que excede a aceleração da gravidade ($3g$ nas observações efectuadas). Na região de acelerações extremas ocorrem elevados gradientes de pressão.

Como informação inovadora no estudo bidimensional, é afirmada a detecção de uma partícula da superfície livre e em posição de crista que, num dado instante, possui uma aceleração não gravitacional nula. Daí a escolha, por parte dos autores, de um novo referencial movimentando-se com a velocidade da dita partícula nesse instante.

As situações referidas reportam-se aos instantes que imediatamente precedem a formação do jacto de rebentação. Não são reveladas as características do canal, técnicas de geração e ensaio.

Thornton e Smith (1980), utilizando o critério cinemático do início da rebentação e uma técnica numérica de segunda ordem baseada nos trabalhos de Iwogaki (1972), relativa a ondas de longo período, comunicaram ter melhorado resultados teóricos disponíveis obtidos anteriormente por Mei utilizando uma técnica linear. Como aferição são evidenciados resultados experimentais, disponíveis. Os resultados teóricos dizem respeito a declividades ao largo entre 1% e 2% . Da sua análise constata-se uma diminuição de profundidade de rebentação relativa d_B/H_0 , com o aumento da declividade, o que traduz concordância com as verificações experimentais.

O número de taludes que o estudo envolve ($20/1$ e $8/1$) não permite conclusões quanto à variação de d_B/H_0 em função de α , para $H_0/L_0 = \text{constante}$.

Este estudo mostra que a aplicação de uma teoria não linear pode, em certas situações, conduzir a valores mais próximos dos obtidos experimentalmente. A não linearidade dos fenómenos hidrodinâmicos presentes na rebentação é incontestável. Tal explica a dificuldade da sua abordagem, quer teórica, quer experimental.

Apenas se poderão encarar estes resultados teóricos como esperançosos, já que ainda é notória, do ponto de vista quantitativo, a diferença entre valores experimentais e teóricos. Assim, para taludes 20/1 e $H_o/L_o = 5\%$, $(d_b/H_o)_{\text{teórico}} \approx 1,00$ enquanto que $(d_b/H_o)_{\text{experimentais}}$ variam entre 2,0 e 3,0.

Hansen (1980) compara valores experimentais de perfis de onda com valores teóricos obtidos a partir da teoria cnoidal aplicada à deformação de ondas periódicas incidentes sobre um talude liso 1/34 e no início da rebentação. Esta teoria, está referenciada no Anexo I, numa perspectiva de aplicação prática e é aplicada e comentada nos capítulos seguintes.

Os perfis registados e teóricos, considerados como a sobreposição de uma componente simétrica e outra não simétrica, apresentam configurações análogas para pequenas declividades ($H_o/L_o = 0,0045, 0,0064$ e $0,0097$). Porém a componente não simétrica experimental é cerca de 70% superior à teórica.

Para ondas de maiores declividades, a teoria cnoidal deixa de fornecer um modelo adequado. Como será oportunamente discutido, esta teoria, embora matematicamente bastante geral, tem domínios de aplicabilidade mais restritos se for encarada numa perspectiva de modelo matemático de fenómeno de agitação marítima.

Também esta teoria não consegue prever um brusco aumento da distorção da crista no limiar da rebentação, o que é bem patente nos gráficos apresentados pelo autor citado, os quais percorrem valores do parâmetro ξ_o entre 0,55 (rebentação mergulhante) e 0,18 (rebentação progressiva).

3. ANÁLISE CRÍTICA DE ESTUDOS TEÓRICOS

3.1. Ondas Sem Rebentação

Desde 1879, com Kirchhoff, tem havido trabalhos apresentando expressões empíricas e tentativas de desenvolvimento de uma teoria que possibilite a previsão do espraioamento relativo de ondas incidindo sobre um talude de inclinação $\tan \alpha$ e sem ocorrência de rebentação.

A grande maioria dos autores admite um fluido ideal, agitação regular, taludes lisos planos, impermeáveis. Baseiam-se no estudo de uma onda estacionária.

Ao que se julga, apenas em 1964 surge um autor (Keller) considerando uma profundidade limitada no pé de um talude ligeiramente ondulado.

Só as teorias mais recentes, digamos posteriores a 1958, é que abordam aspectos não lineares associados à propagação em profundidades muito reduzidas, como aquelas que se verificam na zona de intercepção do nível de repouso com o talude.

Para ondas propagando-se em direcção a um talude liso, íngreme, sem ocorrência de rebentação e na hipótese de reflexão total, Isaacson e Miche (1944) deduziram, independentemente, sem consideração de efeitos não lineares, a seguinte expressão para o espraioamento relativo:

$$\frac{R_u}{H_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \quad (\alpha \text{ em radianos}),$$

sendo H_0 a altura da onda no pé do talude suposto em profundidade ilimitada.

De acordo com a dita expressão, o espraioamento relativo aumenta com a diminuição do ângulo do talude. Esta tendência é evidenciada por diversas expressões de outros autores. Só que para $\alpha < \alpha_{\text{crítico}}$ (função da declividade) a onda rebenta e deixam de ser válidas.

Podemos imediatamente indagar o que prevê a expressão para um paramento vertical. Seria nesse caso $R_u = H_0$. Porém, a uma onda estacionária e segundo a conhecida teoria de Sainflou, corresponde um valor mais elevado dado por $R_u = (\pi H_0^2 / L) \coth(2\pi d / L) + H_0$; o primeiro termo é habitualmente designado por sobrelevação máxima do nível médio em relação ao nível de repouso.

Hanson (1926), Stoker (1947), Rousseau (1951) e Peters (1952) consideram uma incidência oblíqua. Enquanto que os dois primeiros autores atribuíram a α valores discretos da

forma $\alpha = \frac{1}{n} \frac{\pi}{2}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), os dois últimos reclamam uma maior generalidade ($\alpha < \pi$).

Poucos conhecimentos existem sobre a reflexão de uma onda solitária para ângulos de incidência não normais. Quanto a ensaios laboratoriais, foram publicados alguns resultados por Perroud (1957).

Teorias não lineares para ondas em profundidades relativas muito pequenas (long waves) foram utilizadas por Carrier e Greenspan (1958), Keller (1961 e 1965). Uma das dificuldades que tem limitado os desenvolvimentos teóricos resulta da abrupta mudança de inclinação no ponto de intercepção do fundo horizontal com o plano do talude. Como as partículas de água se movimentam no fundo paralelamente a este, no referido ponto há uma brusca mudança de direcção de movimentação de difícil tradução matemática.

Carrier e Greenspan aplicam uma teoria não linear para profundidades relativas muito pequenas (long wave). Obtiveram resultados explícitos para um certo número de casos e mostram que há ondas que se espalham sobre o talude sem rebentação.

Shuto (1967, 1972) obteve resultados similares trabalhando com as equações num sistema Lagrangeano, ao contrário de Carrier que havia recorrido a coordenadas Eulerianas.

Detenhamo-nos mais detalhadamente sobre este último trabalho que caracteriza uma onda estacionária face a um talude liso e impermeável. O autor faz um estudo a duas dimensões, para fluido não viscoso e um referencial (x, y) em que o eixo dos xx existe no plano de repouso, o eixo dos yy é vertical com sentido de baixo para cima e a origem está localizada no ponto de intercepção do eixo dos xx com o plano do talude.

As partículas fluidas ocupam uma posição (x_0, y_0) no instante $t = 0$ e (x, y) no instante t . A pressão actuante sobre a partícula é indicada por p . São consideradas pequenas flutuações x_1, y_1 e p_1 em relação ao valores iniciais.

São então estabelecidas equações de continuidade e movimento, assumindo-se a hipótese de que $\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$ é desprezável relativamente a outros termos, em aproximação de primeira ordem (long wave motion).

As partículas de água da superfície livre no instante inicial permanecem na superfície livre e a pressão correspondente é nula ($p = p_0 + p_1 + \dots = p_{atm} = 0$).

As partículas fluidas junto do fundo lá permanecem, pelo que as condições fronteiras são:

$$\text{— na zona do talude } y_0 = -\tan \alpha \cdot x_0, \quad y_1 = -\tan \alpha \cdot x_1$$

$$\text{— na zona de fundo horizontal } y = -d = y_0 + y_1 + \dots \quad \text{com } y_0 = -d, y_1 = 0$$

É admitida uma distribuição hidrostática, pelo que $p_0 = -\rho g y$.

As equações de continuidade e movimento são então trabalhadas. O espraimento é dado pela localização da partícula a que corresponde $x_0 = 0$ e $y_0 = 0$.

O espraimento relativo aparece com a forma:

$$\frac{R_u}{H} = \left\{ J_0^2 \left(\frac{4\pi}{\tan \alpha} \cdot \frac{d}{L} \right) + J_1^2 \left(\frac{4\pi}{\tan \alpha} \cdot \frac{d}{L} \right) \right\}^{-1/2},$$

em que J_0 e J_1 são funções de Bessel de ordem 0 e 1a. ordem, respectivamente.

Este resultado coincide com o obtido por Keller (1965).

Podem ser utilizadas expressões assintóticas, de mais fácil aplicação prática:

$$\frac{R_u}{H} = \sqrt{2} \pi \left(\frac{d}{\tan \alpha \cdot L} \right)^{1/2} \quad \text{para valores elevados de } \frac{d}{\tan \alpha \cdot L}.$$

$$\frac{R_u}{H} = 1 + 2\pi^2 \left(\frac{d}{\tan \alpha \cdot L} \right)^2 \quad \text{para pequenos valores de } \frac{d}{\tan \alpha \cdot L}.$$

Embora o autor não aponte um limite de separação para a utilização de uma ou outra função, da respectiva análise parece ser correcto estabelecer $\frac{d}{\tan \alpha \cdot L} = 0,2$ como referido limite.

Curiosamente, o desenvolvimento teórico permite, além da determinação da expressão do espraimento relativo, o estabelecimento de um critério de rebentação (já referido), distribuição de pressões durante o espraimento e coeficientes de reflexão. É ainda indicada uma relação sobre volumes de galgamento.

Encarando uma onda solitária como caso limite de uma onda periódica, cabe uma breve referência a Wallace (1964, 1965), o qual idealizou uma técnica engenhosa. Consistiu na introdução de um dipolo (fonte e poço) reproduzindo o potencial de velocidades da teoria de McCowan da onda solitária e seguindo a sua evolução até ao início da rebentação. Desenvolveu uma técnica numérica para o espraimento, a qual, para uma parede vertical e $H/d > 0,15$ dá aproximadamente $R_u/H = 2,5$.

Le Méhauté, Koh e Hwang (1968) indicam um método semi-empírico para ter em consideração os fenómenos não lineares no espraimento. A sua ideia baseou-se na aproximação de segunda ordem da teoria da onda estacionária, proposta por Miche (1944), para um paramento vertical e que indica a seguinte semi-amplitude do ventre (TAKADA 1976).

$$\frac{R_u}{H_o} = \frac{H}{H_o} \left\{ 1 + \frac{\pi}{4} \frac{H}{L} \left(3 \coth^3 \frac{2\pi d}{L} + \tanh \frac{2\pi d}{L} \right) \right\},$$

sendo $\frac{H}{H_o}$ obtido através da teoria de Airy (ANEXO I)

A expressão pode ser apresentada com o aspecto simplificado.

$$\frac{R_u}{H} = 1 + \Delta$$

Então, Le Méhauté propõe $R_u/H_o = \sqrt{\pi/2\alpha} + \Delta$, introduzindo assim um factor Δ correctivo na expressão de Miche.

Madsen e White (1976) do M.I.T., formularam um modelo teórico simplificado, para o estudo da reflexão de ondas longas de pequena amplitude com incidência perpendicular a um talude rugoso impermeável, admitindo que a dissipação de energia é devida apenas ao atrito.

A dissipação da energia no talude é expressa com a intervenção de um coeficiente de atrito f_w (wave friction factor), determinado a partir da investigação experimental em pequeno canal (altura 45cm, largura 38cm). Esta investigação incidiu sobre taludes lisos em madeira, onde foram colados, com grude, inertes (brita e gravilha), tendo conduzido, em conjunção com o modelo teórico, à seguinte equação semi-empírica:

$$f_w = 0,25 \left(\frac{d_r}{d} \right)^{-0,74} \frac{d_r \tan \alpha}{R_u} \quad (d_r - \text{dimensão média dos elementos rugosos}).$$

Os ensaios consideraram quatro alturas de onda (entre 1,5 cm e 4,0 cm), três períodos e uma única profundidade ($\frac{d}{L} = 0,120 ; 0,105 ; 0,092$).

O modelo evidencia que uma considerável percentagem da energia da onda incidente se pode dissipar num talude rugoso íngreme ($\cot \alpha = 1,5; 2,0; 2,5$ e $3,0$), por efeito do atrito, ainda que não ocorra rebentação.

No entanto, face a diversos elementos bibliográficos experimentais de reflexão, parecem exagerados os valores da % de dissipação apontados na ausência de rebentação, atingindo-se mesmo os 80%. As simplificações inerentes à teoria desenvolvida e muito prováveis significativos efeitos de escala introduzidos pelas condições de ensaio reveladas, poderão justificar tais inesperados valores.

3.2. Ondas "Com Rebentação"

Antes de entrarmos propriamente em formulações teóricas, é importante assinalar uma relação empírica proposta por Hunt (1959), com base em estudos experimentais para ondas com rebentação sobre um talude liso. Esta fórmula carece de qualquer dedução teórica mas pode ser objecto de uma interpretação simplista que aparenta dar-lhe uma certa base teórica, mas que por si só não abona os valores a que conduz.

$$\frac{R_u}{H} = 0,405 \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H/gT^2}} \quad \text{para } \frac{H}{gT^2} \geq 0,031 \tan^2 \alpha$$

$$\text{ou ainda } \frac{R_u}{H} = 0,405 \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\frac{H}{2\pi L_0}}} = 1,02 \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\frac{H}{L_0}}} = \xi \quad \text{para } \xi < \xi_{\text{critico}} = 2,3$$

A constante foi fixada a partir dos resultados experimentais disponíveis.

A partir destes, Hunt também observou que para as ondas mais declivosas rebentando na estrutura, a profundidade relativa não tem grande significado na determinação do espraioamento.

A interpretação muito simplista que pode sugerir uma certa base teórica é a seguinte:

— Admitindo que as velocidades das partículas após a rebentação são da ordem de grandeza das velocidades durante a rebentação e que estas têm componentes horizontais próximas de $\sqrt{gH}$, as componentes verticais das velocidades para um movimento ao longo do talude seriam da ordem de $\sqrt{gH} \tan \alpha$.

— Sendo o fenómeno periódico de período T , a cota de espraioamento R_u seria então $\approx T \sqrt{gH} \tan \alpha$, expressão equivalente à fórmula de Hunt (afora o coeficiente).

A expressão de Hunt tem sido objecto de alguma controvérsia. Enquanto que Battjes (1974) e Per Bruun (1977) consideram que a mesma demonstra a importância do parâmetro adimensional ξ na caracterização do espraioamento, bem como na caracterização da rebentação e reflexão, outros autores não lhe reconhecem grande significado.

É o caso de Van Dorn (1976) que encontra uma má correlação entre valores experimentais colhidos ao longo de dois anos de ensaios e os correspondentes valores obtidos pela f. de Hunt, o que não possibilitaria uma aceitação da mesma.

A P.I.A.N.C. (boletim no. 25, vol. III, 1976) indica uma expressão para o cálculo do espraioamento de ondas irregulares, estruturalmente similar à f. de Hunt.

A figura 3.1. representa graficamente as expressões de Miche e de Hunt

($H_0/L_0 = 0,05$), evidenciando a zona de transição entre ondas com rebentação e ondas sem rebentação.

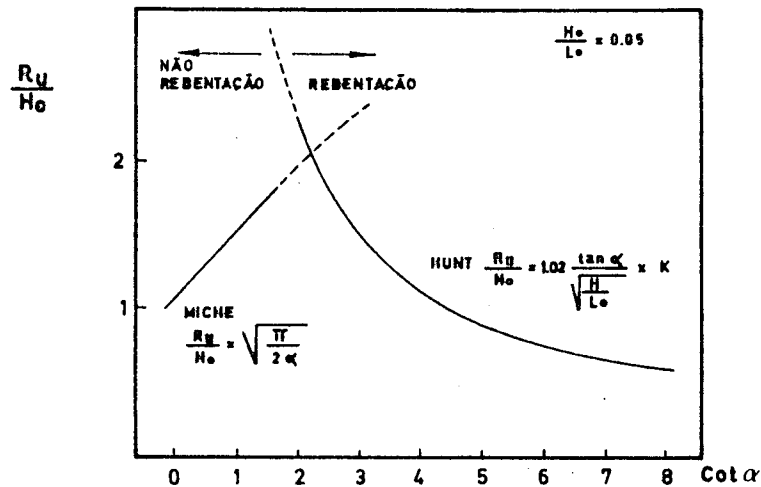


Fig. 3.1. Expressões de Miche e Hunt para o Espraimento em Taludes Lisos

TAKADA (1972), ainda para taludes lisos e impermeáveis, apresenta a expressão, para $\cot \alpha < 8$:

$$\frac{R_u}{H_0} = K \left(\sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} + \delta \right) \left(\frac{\tan \alpha}{\tan \alpha_{\text{crítico}}} \right)^{2/3}$$

em que $K = \frac{H}{H_0}$ (por exemplo pela teoria de Airy), δ representa os efeitos não lineares e $\alpha_{\text{crítico}}$ pode ser calculado pelo já exposto critério de Miche para a rebentação.

O termo δ é apresentado por Takada até à 4a. ordem, envolvendo expressões extensas. No entanto considera que δ , determinado a partir do estudo de ondas estacionárias e aproximado até à segunda ordem, $\left[\delta_{II} = \frac{1}{8} \frac{2\pi H}{L} \left(3 \coth^3 \frac{2\pi d}{L} + \tanh \frac{2\pi d}{L} \right) \right]$ já é suficiente para aplicações práticas, sendo d a profundidade no pé do talude.

Retomando novamente estudos mais teóricos, não envolvendo portanto resultados de ensaios no seu desenvolvimento, os mesmos têm considerado a onda remanescente após a rebentação como uma intumescência com características de onda de choque. A propagação dessa intumescência, designada na literatura anglo-saxónica por «bore», assemelha-se à propagação não uniforme de ondas de choque estudadas em dinâmica dos gases. A referida propagação, é em geral estudada admitindo que ocorre num fluido perfeito em repouso, profundidades decrescentes e sem haver qualquer perturbação ou influência de ondas antecessoras.

Muitos dos estudos teóricos, embora matematicamente interessantes e distintos terão de ser sobretudo encarados como aplicações a casos muito limitados e as suas conclusões são muitas vezes qualitativas. De notar que na teoria convencional de ondas em profundidades muito pequenas (long wave theory), a intumescência designada por «bore» aparecerá para uma

inclinação da parte frontal da crista muito acentuada.

A aplicação do método das características é feita desde Stoker (1948, 1957) e inclui trabalhos de Greenspan (1958), Jeffrey (1964), Amein (1966).

Em linhas gerais, há a considerar quatro fases no comportamento de ondas de longo período (long waves) em relação a um talude liso:

- (i) — onda progressiva e sua deformação aproximando-se das características de uma onda solitária
- (ii) — início da rebentação e formação da intumescência (bore)
- (iii) — propagação da intumescência
- (iiii) — espraçamento

Amein (1966) considera a propagação de ondas longas através da teoria linear das ondas de pequena amplitude. Quando a propagação atinge profundidades menores (junto à estrutura) aplica a teoria não linear para pequenas profundidades relativas.

A transição é considerada quando os perfis de ondas calculados pelas duas teorias divergem de uma forma significativa. Freeman e Le Méhauté (1964) apresentam um método numérico em que introduzem uma onda solitária como ponto de partida.

As equações clássicas das teorias não lineares, para pequenas profundidades relativas, são:

$$\text{eq. da continuidade } \frac{\partial}{\partial x}(u(d + \eta)) + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0$$

$$\text{eq. de movimento } \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

Alguns autores incluem um termo adicional à última equação, para contemplar de certo modo, fenómenos de atrito, embora não haja unanimidade de opinião a este respeito (Amein (1966)).

O sistema de equações de derivadas parciais poderá ser resolvido numericamente pelo método das características, recorrendo ao cálculo automático.

De acordo com Stoker (1957), a velocidade de propagação da intumescência é

$$C = \{g(d + \eta)(2d + \eta)/2d\}^{1/2} \text{ e as correspondentes velocidades das partículas } u = (1 - \frac{d}{d+\eta}) C$$

Aquela velocidade e a altura da intumescência alteram-se à medida que a propagação ao longo do talude se verifica. A aplicação do método das características levará isso em conta.

Na linha de intercepção do plano de repouso e do talude, a altura da intumescência já é bastante reduzida, desenvolvendo-se então uma configuração em forma de cunha, de espessura nula no seu eixo frontal. É este que vai definir o espraio máximo a partir da

equação $R_u = \frac{u_o^2}{2g}$, sendo u_o a velocidade da água na linha de intercepção do plano de repouso e do talude.

Não existe presentemente um método suficientemente exacto que permita calcular u_o a partir das características da agitação ao largo

Freeman e Le Méhauté (1964) desenvolveram também métodos numéricos baseados no método das características, para calcular o espraio de ondas solitárias. Os resultados são dependentes de dois coeficientes não quantificados, pelo que a aplicação prática dos mesmos terá de ser apoiada em ensaios experimentais.

Evidentemente que há discrepâncias entre os comportamentos observados experimentalmente e previstos teoricamente. As teorias, normalmente não incluem a influência das acelerações verticais ou apenas admitem um modelo simples das mesmas. Ora estas são significativas quando as ondas aumentam de declividade, deixando de ser válida uma distribuição hidrostática de pressões.

Não está desenvolvida nenhuma teoria que satisfatoriamente entre em consideração com a influência do refluxo na onda que se sucede, problema particularmente grave para períodos menores (ou para declividades maiores).

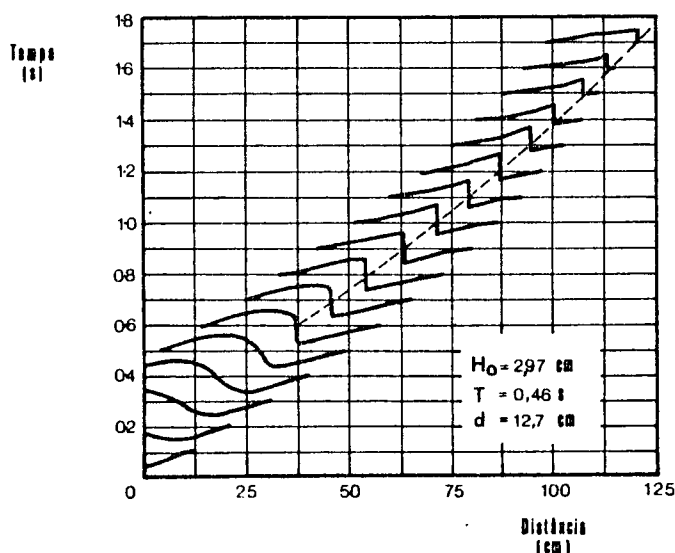


Fig. 3.2. Evolução do Avanço de uma Onda sobre um Talude Liso ($\cot \alpha = 10$), Segundo Bullock (1968)

Até agora referenciaram-se abordagens teóricas referentes a taludes lisos e impermeáveis. Embora não abunde a bibliografia respeitante à inter-acção da agitação com estruturas porosas, destacam-se os trabalhos de Nasser e McCorquodale (1975) respeitante a um modelo matemático unidimensional considerando agitação não linear para pequenas profundidades relativas (long shallow water waves) e o resultante escoamento não permanente, não obedecendo à lei de Darcy (unsteady non-Darcy flow), que ocorre no interior de um maciço de enrocamento com núcleo impermeável. Embora o tipo de estrutura encarado seja típico de uma barragem de terra, não deixa de haver uma certa analogia com o que se passa em relação a um quebra-mar.

As ondas não lineares incidentes (condição fronteira à esquerda) são simuladas no modelo, por uma questão de simplificação, com uma combinação de funções sinusoidais de diferentes períodos e amplitudes, (H_c/H_t variando entre 1,5 e 3,0). O autor reconhece que a utilização de uma onda cnoidal ou do tipo Stokes 5a. ordem como condição fronteira à esquerda, refinaria o estudo mas aumentaria o tempo de computação e seria um aperfeiçoamento inconsistente com a natureza unidimensional do modelo.

As variáveis dependentes consideradas são:

- velocidades médias horizontais exteriores u_e ;
- deslocções verticais η_e da superfície livre da água em relação ao nível de repouso;
- deslocções verticais η_i da superfície livre da água no interior da estrutura, em relação ao nível de repouso;
- velocidade macroscópica horizontal média no interior da estrutura u_i .

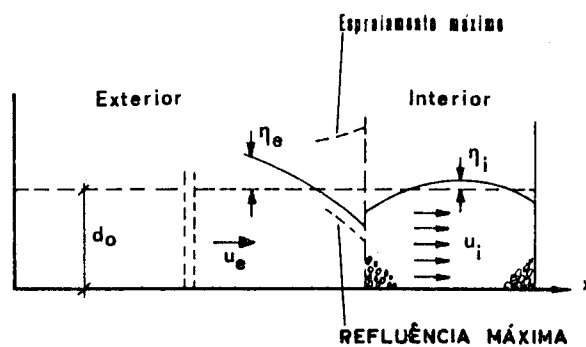


Fig. 3.3. Modelo de Nasser para Estruturas Porosas

Recorrendo a outros trabalhos citados pelo autor, é então possível escrever as equações que traduzem o escoamento unidimensional, não permanente, não traduzido pela lei de Darcy, sob a forma (eq. da continuidade, quant. de movimento, diferencial total de u_i e diferencial total de η_i):

$$\begin{vmatrix} \frac{d_0 + \eta_i}{m} & 0 & \frac{u_i}{m} & 1 \\ \frac{u_i}{m} & 1 & g m & 0 \\ dx & dt & 0 & 0 \\ 0 & 0 & dx & dt \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial u_i}{\partial x} & 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} & -g m F u_i \\ \frac{\partial \eta_i}{\partial x} & du_i \\ \frac{\partial \eta_i}{\partial t} & d\eta_i \end{vmatrix}$$

sendo d_0 a profundidade da água no pé da estrutura, m a porosidade e F um termo referente ao atrito (non-Darcy friction term).

$$F = a + b \sqrt{u_i^2 + \frac{V_{is}^2}{2}}$$

- a, b constantes a determinar experimentalmente, dependentes do fluido, meio poroso e regime de escoamento
- V_{is} componente vertical da velocidade macroscópica.

Considerando também as equações diferenciais referentes à agitação exterior, é então possível um tratamento, mediante o método das características. No entanto, o autor considera que, neste caso, este método seria extremamente dispendioso em tempo de computação e aplica um esquema numérico tido por mais conveniente.

O autor, comparando com valores experimentais de coeficientes de reflexão, transmissão e espreadimento, conclui que o modelo conduz a resultados aceitáveis e que poderá ser convenientemente adaptado ao estudo de quebra-mares.

Como atitude crítica, será de encarar o modelo referido mais como um encorajamento para o desenvolvimento futuro de modelos matemáticos mais perfeitos, do que propriamente um instrumento de trabalho de confiança.

Com efeito, sem mesmo estar a analisar com grande detalhe o desenvolvimento matemático seguido, onde se notam algumas incorrecções na fixação das inclinações das «linhas características», é patente que o modelo está limitado pelas seguintes hipóteses que intrinsecamente contém:

- modelação unidimensional de um fenómeno tridimensional extremamente complexo.
- modelação muito simplificada de campos de velocidades e pressões.
- modelação da agitação exterior discutível. Não consideração da situação de rebentação.

A "ASSOCIATION INTERNATIONALE PERMANENTE DES CONGRÈS DE NAVIGATION " (A.I.P.C.N. ou P.I.A.N.C.) no relatório final da Comissão Internacional para o estudo dos efeitos das ondas (boletim no. 25, Vol. III, 1976) não faz referência, no capítulo sobre a "altura máxima de ascensão das ondas ao longo da carapaça exterior dos diques de taludes", a qualquer teoria.

Trata-se de mais um indicativo revelador da insuficiência dos tratamentos teóricos disponíveis, devido à dificuldade em descrever analiticamente a grande variedade de parâmetros envolvidos e ao não completo esclarecimento da inter-acção existente entre os mesmos.

4. ANÁLISE CRÍTICA DE ESTUDOS EXPERIMENTAIS SOBRE ESPRAIAMENTO

4.1. Taludes Lisos

A não existência de uma teoria capaz de estimar adequadamente o espraio máximo alcançado pelas ondas em praias e obras de taludes, tem motivado a realização de ensaios sistemáticos, desde 1953, no sentido de se obterem resultados capazes de suplantar essa lacuna.

Os seguintes tipos de ondas têm sido considerados:

- ondas solitárias
- ondas periódicas
- ondas irregulares
- ondas geradas com correntes de ar artificiais.

Como os taludes lisos impermeáveis são de mais fácil construção e são caracterizados por um menor número de parâmetros, comparativamente a taludes rugosos permeáveis, os mesmos têm sido objecto de mais detalhada atenção. Por outro lado, as formulações teóricas e modelos matemáticos existentes ou em fase de aperfeiçoamento são respeitantes, na sua maioria, a taludes lisos.

Dos primeiros estudos publicados, cabe uma referência a Grantham que em 1953 trouxe a lume resultados relativos a espraio em taludes lisos de diversas inclinações e permeáveis, de 15°, 30° e 45°, investigando a influência da declividade e profundidade relativa no espraio.

Sem grande interesse quantitativo, já que os resultados obtidos são inferiores aos encontrados por outros investigadores para situações similares e não havendo dados que possibilitem indagar dessa diferença, tiveram o mérito de pôr em causa o critério até então seguido nos projectos. Consistia este em considerar $R_u/H = 1,5$ (U.S.A.) ou $R_u/H = 8 \tan \alpha$ (Países Baixos), reduzindo-se empiricamente este valor para taludes rugosos.

Aproximadamente na mesma altura, Hall e Watts (1953) ensaiaram ondas solitárias em taludes lisos impermeáveis, para profundidades de água variáveis entre 15 cm e 70 cm, tendo expresso os resultados na forma adimensional:

$$\frac{R_u}{d} = K \left(\frac{H}{d} \right)^b$$

Os coeficientes K e b são indicados empiricamente em função do ângulo do talude:

$$\begin{cases} K = 11 \tan^{\alpha 0,67} \\ b = 1,9 \tan^{\alpha 0,35} \end{cases} \rightarrow \begin{matrix} 0,09 < \tan \alpha < 0,2 \\ (K \text{ e } b \text{ aumentam com o crescimento de } \alpha) \end{matrix}$$

$$\begin{cases} K = 3,05 \tan^{\alpha -0,13} \\ b = 1,15 \tan^{\alpha 0,02} \end{cases} \rightarrow \begin{matrix} 0,2 < \tan \alpha < 1,0 \\ (K \text{ decresce com o aumento de } \alpha \text{ e } b \text{ man-} \\ \text{tem-se aproximadamente constante}) \end{matrix}$$

A mudança de comportamento para $\alpha \approx 12^\circ$ é atribuída, pelos autores, a uma alteração na proporção de energia perdida por atrito. Para esta inclinação ocorreria a mínima dissipação de energia e consequente espraio máximo.

Saville (1955, 1956) apresentou resultados de espraio para uma grande variedade de taludes lisos contínuos, taludes lisos não contínuos e algumas situações de revestimento (riprap) em taludes de $\cot \alpha = 1,5$. Em várias situações foi considerada na vizinhança da estrutura uma praia de $m = 10$. Apresentou famílias de curvas de igual declividade (H_o/T^2), relacionando o espraio relativo R_u/H_o com $\cot \alpha$, sendo as curvas traçadas a sentimento. Os resultados apresentavam uma dispersão da ordem dos $\pm 20\%$.

A forma de apresentação dos resultados ainda hoje é bastante aplicada, embora se prefira o parâmetro adimensional H_o/gT^2 . Tem sido utilizada pelo conhecido manual «Shore Protection, Planning and Design (S.P.M.)», para duas situações: $d/H_o > 3$ e $1 < d/H_o < 3$.

Para a primeira situação as curvas indicam valores do espraio superiores à da segunda situação, significando um aumento do espraio relativo com o aumento da profundidade no pé da estrutura.

Estes resultados, conjuntamente com os de outros investigadores seguidamente citados, foram reanalisados por STOA (1978), sendo actualmente adoptados pelo «Coastal Engineering Research Center» e indicados para projecto. Daí a sua importância.

Franzius (1965) traduziu por meio de extensas fórmulas os resultados apresentados graficamente, sob a forma $\frac{R_u}{H} = f(\alpha, \frac{H}{L}, \frac{H}{d})$.

Não parece prática a sua utilização, já que, para além de laboriosa, não permite ao projectista a aquisição de uma certa sensibilidade para a importância e evolução dos diferentes parâmetros. Por essa razão não serão aqui transcritas.

Analisando cada curva $\frac{R_u}{H_o} = f(\cot \alpha)$, para $\frac{H_o}{T^2} = \text{constante}$, observamos

uma configuração típica, compreendendo um ramo ascendente e outro descendente (curvas semelhantes às da fig. 4.1). O máximo ocorre para um valor $\cot \alpha$, função da declividade, mas que se si-

tua entre 1,5 (para $\frac{H_o}{gT^2} = 1,24 \times 10^{-2}$) e 5,5 (para $\frac{H_o}{gT^2} = 3,10 \times 10^{-4}$). Ao ramo ascendente corresponderia uma situação de não rebentação e ao ramo descendente uma situação de rebentação da onda sobre o talude.

A separação entre os dois ramos define então um critério de rebentação que, curiosamente, se aproxima bastante do critério de Miche para $\alpha < 15^\circ$:

$$\left(\frac{H_o}{gT^2}\right)_{\text{crítico}} = \frac{0,25}{2\pi} \tan \alpha^{5/2} \text{ ou } \left(\frac{H_o}{L_o}\right)_{\text{crítico}} = 0,25 \tan \alpha^{5/2}$$

Se no formulário se pretende abarcar apenas um dos ramos, aparecem expressões muito mais simples, como a já citada fórmula de Hunt.

Por fim, o facto de Saville ter concluído da necessidade de apresentar apenas duas situações referentes à influência da profundidade ($d/H_o > 3$ e $1 < d/H_o < 3$), tem sido invocado por diversos autores (Savage 1958), mesmo em recentes trabalhos (P. Bruun 1977, Roos e Batjes 1976), para afirmarem que o efeito da profundidade não é notório para $d/H_o > 3$.

Vários ensaios em que a influência da profundidade é estudada com mais detalhe, bem como os resultados experimentais obtidos na presente dissertação, comprovam uma influência da mesma. No devido tempo serão feitos os respectivos comentários.

Em 1974 uma equipa de quatro investigadores da Florida (Wang 1974) elaborou um desenvolvido programa de computador para previsão do espraio em praias de perfil não uniforme, tomando como base de dados os resultados experimentais de Saville, aos quais aplicaram uma regressão linear. Este facto revela a aceitação que os trabalhos de Saville continuam a ter.

Hudson, Jackson e Cukler (1957) consideraram taludes de $\cot \alpha = 2,0; 3,0; 4,0; 6,0$ e $10,0$, com e sem praia de inclinação $1/10$. Como parâmetros de certo modo inovadores foram introduzidos diferentes comprimentos de praia e diferentes profundidades de água no pé da estrutura. Todavia os ensaios e resultados não foram em número suficiente para possibilitarem conclusões.

Savage (1958) desenvolveu os trabalhos de Saville a taludes rugosos e permeáveis. Como seria de esperar, realizou também ensaios em taludes lisos, servindo os respectivos resultados como termo de comparação.

Os taludes lisos foram construídos em madeira prensada e a inclinação dos mesmos variou entre $1/30$ e a vertical. O canal possuía 29 m de comprimento, 0,6 m de altura e 0,5 m de largura.

O procedimento experimental consistiu na implantação do talude, sendo então geradas ondas de características desejadas. Estas, foram previamente calibradas na ausência da estrutura. As primeiras ondas incidentes eram ignoradas para efeitos de medição do espraio. As leituras foram então efectuadas antes das ondas reflectidas na estrutura e no batedor atingirem no-

vamente a estrutura. O valor do espraioamento adoptado para efeitos de posterior tratamento, foi a média das medições efectuadas com uma escala graduada.

A técnica de calibração consistiu na medição, ao longo do canal e com um espaçamento de 1,8 m, das alturas de ondas geradas, na ausência da estrutura e para uma certa excentricidade e período. A representação gráfica destas alturas, em função da distância ao batedor e o traçado das correspondentes curvas representativas, possibilitou por interpolação o conhecimento da altura de onda na zona de implantação do pé dos modelos.

As características das ondas ao largo foram deduzidas pela aplicação da teoria linear.

Apenas foi utilizada uma altura de água no canal (0,38 m), em todos os ensaios, tendo a referida decisão sido tomada com base nas conclusões de estudos anteriores, já referidos, de Saville. Em todas as situações de ensaio, d/H_0 foi superior a 3.

Estes três últimos parágrafos revelam aspectos que diferem da técnica de ensaio e tratamento utilizados no estudo experimental desenvolvido no presente trabalho.

Os gráficos obtidos por Savage relativos a taludes lisos estão ilustrados na fig. 4.1., tendo as curvas sido traçadas a sentimento através dos pontos experimentais.

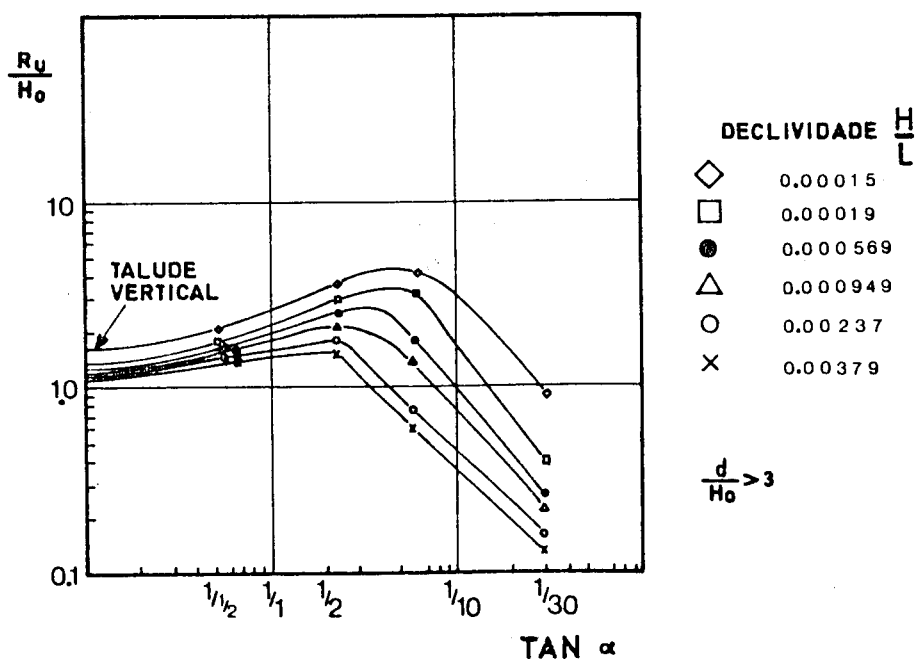


Fig. 4.1. Trabalhos de Savage. Espraioamento em Taludes Lisos

A apresentação adimensional é semelhante à de Saville, bem como as conclusões a tirar:

- as ondas menos declivosas produzem espraiaamentos relativos mais elevados.
- as curvas $R_u/H_0 = f(\cot \alpha)$, para $\frac{H_0}{T^2} = \text{constante}$, apresentam concavidades voltadas para baixo. O valor máximo de R_u/H_0 ocorre para valores de ângulo de talude variáveis com a declividade. Para ondas menos declivosas, o talude para o qual ocorre o espraiaamento máximo R_u/H_0 é mais suave do que para ondas mais declivosas.

A primeira conclusão poderá ser explicável pelo estudo da rebentação. Com efeito, uma onda muito declivosa rebentará e dissipará grande parte da sua energia mais cedo do que uma onda de pequena declividade atacando a mesma estrutura. Neste caso a energia disponível para o espraiaamento será maior.

Deste raciocínio exposto de uma forma um tanto ou quanto simplista, e que sugere mais uma vez o papel importante da rebentação em relação ao espraiaamento, surgiu a ideia de investigar a importância da profundidade de água no pé do talude, por exemplo em termos adimensionais d/H_0 , revendo assim as conclusões tiradas por Saville a este respeito. Adiante se retomará este tema.

O manual "Shore Protection, Planning and Design" nas suas sucessivas edições, incluindo a mais recente que foi possível consultar (1977), inclui uma família de curvas de espraiaamento em taludes lisos, baseadas nos trabalhos de Saville e Savage (fig. 4.3.).

O espraiaamento relativo é apresentado em função de H_0/gT^2 , para diferentes inclinações de talude, sendo uma dada curva considerada aplicável para qualquer $d/H_0 > 3$.

STOA (1979), reformulando o tratamento dos resultados dos referidos trabalhos e outros não especificados, apresenta curvas de espraiaamento $R_u/H_0 = f(\cot \alpha)$, para diferentes declividades H_0/gT^2 e para as seguintes situações:

- fundo horizontal no pé do talude ($d/H_0 = 3; 5$ e 8).
- praia de inclinação 1/10, com profundidade nula no pé do talude ($d/H_0 = 3; 5$ e 8).
- praia de inclinação 1/10, com profundidade d_s não nula no pé do talude ($d_s/H_0 = 0,6; 1,0; 1,5; 3,0$).

As características das ondas ao largo foram ainda determinadas pela teoria linear.

Considera Stoa que não há dados suficientes que permitam o traçado de famílias de curvas para praias mais suaves do que 1/10. Mesmo para estas, a escassez de dados não indica a utilização das referidas curvas para valores de $l/L < 0,5$, sendo l o comprimento de praia medido na horizontal. O efeito deste parâmetro deixa de ser significativo para $\cot \alpha \geq 4,0$.

Apenas foram consideradas duas profundidades, $d_s = 0,058$ m e $d_s = 0,116$ m, nos ensaios que serviram de base à família de curvas correspondentes ($d = 0,381$ m).

O já assinalado relatório da A.I.P.C.N. (boletim n.º. 25 – 1976), faz especial referência (anexo 3 bis) aos trabalhos experimentais de Saville e aos gráficos apresentados pelo S.P.M..

RAICHLEN e HAMMACK (1974), para uma profundidade de água $d = 25,8$ cm e para um único ângulo de talude $\cot \alpha = 2,0$, apresentam resultados experimentais relativos a estruturas lisas antecedidas por uma praia $m = 200$.

Foi utilizada uma sonda especial para registo contínuo do afluxo e do refluxo da onda em função do tempo. A sonda dispunha de 56 pontas sensoras de 1,6 cm, igualmente espaçadas ao longo do suporte longitudinal. Este, envolvia 56 condutores correspondentes às pontas sensoras, sendo a voltagem output linearmente proporcional ao comprimento molhado da sonda. Curiosamente, para tentar ultrapassar o problema da espuma de emulsão de ar que frequentemente acompanha a onda em afluxo, o sistema electrónico assegura que antes de ser indicado um nível de voltagem, correspondente à mais elevada ponta sensora molhada, as duas pontas sensoras mais próximas terão de simultaneamente estar mergulhadas.

A sonda utilizada revela-se bastante adequada em relação a taludes lisos, já que as pontas sensoras podem ser localizadas muito próximas do talude (5 mm). O mesmo não sucede em relação a taludes rugosos, pese embora a preocupação de aproximá-la tanto quanto possível da estrutura. Neste caso o espraioamento registado é, em geral, um pouco menor que o real.

A utilização de um par de sondas do tipo descrito é vantajosa dado que a linha de espraioamento não é perfeitamente rectilínea.

Os resultados experimentais foram apresentados em termos de valores locais, isto é $R_u/H = f\left(\left(\frac{1}{2\pi}\right)^2, \frac{HL^2}{d^3}\right)$ para diferentes profundidades relativas d/L . As correspondentes curvas são do 2.º grau com ajustamentos a "sentimento". De acordo com a fig. 4.2., para cada profundidade relativa, o espraioamento relativo aumenta com o n° de Ursell (modificado) até atingir um máximo e depois decresce.

A maneira menos usual de apresentação dos resultados, levou os autores a proceder no sentido de comparar os mesmos com as curvas apresentadas pelo C.E.R.C. (1966) de uma forma mais directa $R_u/H = f(H/gT^2)$. A correlação encontrada foi boa, excepto para os menores valores de d/L (STOA 1978). As conclusões são similares a outras já citadas. Saliente-se que o espraioamento máximo relativo para ondas longas ($d/L = 0,066$ e $0,052$) ocorre para um n° de Ursell modificado $\cong 2,0$. A este n° corresponde uma onda incidente onde os efeitos lineares e não lineares são da mesma ordem de grandeza.

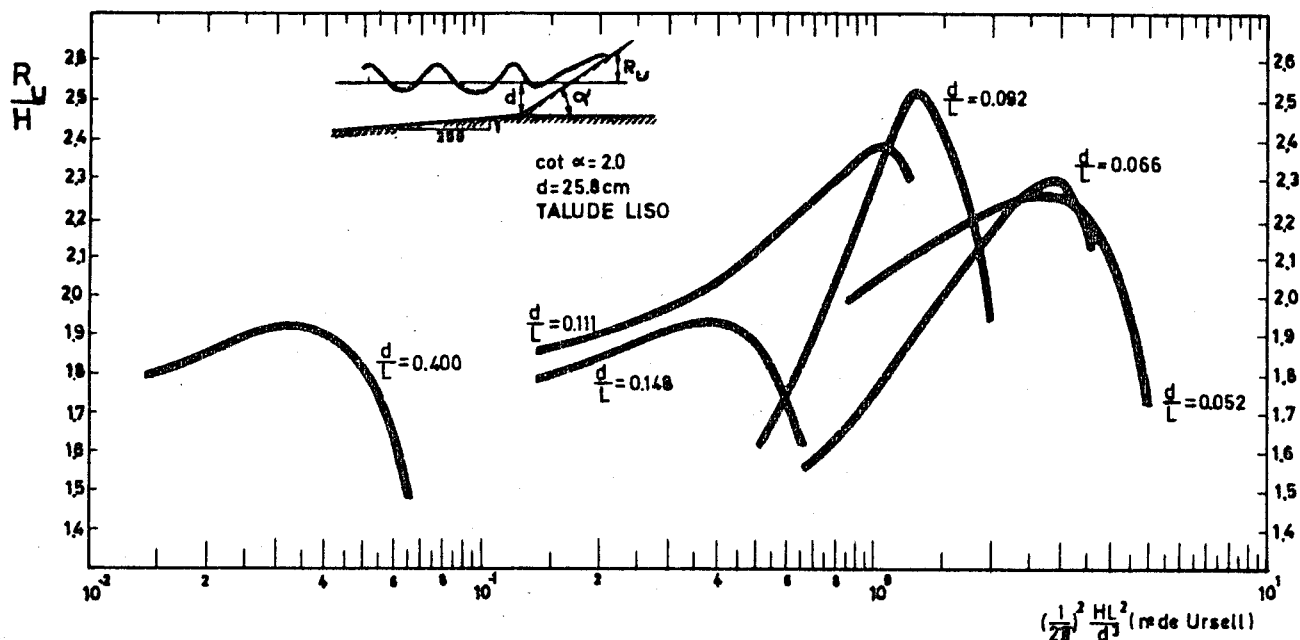


Fig. 4.2 Espraçamento Relativo em Função do N^o. de Ursell (Taludes Lisos). Curvas Ajustadas aos Resultados Experimentais de Raichlen e Hammack (1974).

Algumas equipas de investigadores japoneses têm recentemente realizado estudos paralelos de espraçamento com ondas regulares e ondas irregulares. Motivados pela necessidade de dispor de elementos para projecto de obras de alimentação artificial de praias, Sawaragi, Iwata e Morino (1977) apresentam resultados experimentais para seis praias com taludes entre 1/5 e 1/40.

No respeitante à agitação regular, consideram uma única profundidade de água (30,0 cm), alturas de onda H_0 até 11,8 cm. As características da onda incidente foram obtidas através de registos efectuados a 9 m do batedor e na presença da estrutura.

Referem os autores que os valores de espraçamento obtidos não são representáveis pela fórmula de Hunt, propondo então uma nova expressão entrando em conta com a profundidade relativa d/L_0 . É esta a nova expressão proposta:

$$\frac{R_u}{H_0} = P(\alpha) \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{-1/2} \left(\frac{d}{L_0} \right)^{Q(\alpha)}$$

com:

$$P(\alpha) = 4,56 \times 10^{-2} \times \tan \alpha^{-0,133} \quad \text{para } 1/40 \leq \tan \alpha \leq 1/5$$

$$Q(\alpha) \begin{cases} -0,421 & \text{para } \tan \alpha = \frac{1}{5} \\ 5,85 \times 10^{-3} \times \tan \alpha^{-1,246} & \text{para } 1/40 \leq \tan \alpha \leq 1/10 \end{cases}$$

Esta equação é então utilizada como equação básica para o tratamento aplicado ao espraiamento das ondas irregulares.

A expressão proposta, resultante da aplicação do método dos mínimos quadrados aos resultados experimentais, contem na caracterização dos parâmetros $P(\alpha)$ e $Q(\alpha)$ algumas das limitações que enferma, resultado imediato das condições experimentais. Nota-se, mais uma vez, a utilização de uma única altura de água no canal e uma pequena gama de períodos das ondas incidentes ($T = 0,7; 1,0$ e $1,5$ s).

O relatório do "Technical Advisory Committee on Protection Against Inundation" (1974), publicado sobre a égide do Governo Holandês, de entre as teorias e resultados experimentais que sumariza de diversa bibliografia, refere uma dezena de fórmulas utilizadas na União Soviética. A grande maioria é baseada em ensaios experimentais, sendo indicadas as declividades das ondas e os taludes ensaiados.

*Várias fórmulas apresentam a estrutura $R_u/H = k \tan \alpha$. Assim,

- Djounkowski (1940) $k = 3,2$ $1 \leq \cot \alpha \leq 4$
 $0,09 \leq H/L \leq 0,10$
- Drogosz (1965) $k = 3,8$ $H/L = 0,067$
- Pishkin (1954) $k = 5,6$ $1 \leq \cot \alpha \leq 6$
 $0,05 \leq H/L \leq 0,10$

Enquadradas nos respectivos limites de validade, as duas primeiras fórmulas conduzem a valores idênticos aos da fórmula de Hunt.

*Fórmulas do tipo $\frac{R_u}{H} = f\left(\frac{L}{H}\right) \tan \alpha$, são também citadas:

- Karapetjan $f\left(\frac{L}{H}\right) = 3 + 0,2 \frac{L}{H}$; $\cot \alpha = 3, 5, 10$
- Maksimcuk (1959) $f\left(\frac{L}{H}\right) = \left(\frac{L}{H}\right)^{1/2}$

A fórmula de Karapetjan conduz a valores bastante diferentes dos indicados por outros autores.

*Fórmulas do tipo $\frac{R_u}{H} = f\left\{\frac{L}{H}\right\} \tan \alpha$, são as seguintes:

– Sidorowa (1957)	$f \left\{ \frac{L}{H} \right\} = 1,5 + 0,25 \frac{L}{H}$	$2 \leq \cot \alpha \leq 6$
– Shankin (1955)	$f \left\{ \frac{L}{H} \right\} = 1,82 + 0,79 \left\{ \frac{L}{H} \right\}^{1/2}$	$0,03 \leq H/L \leq 0,10$
– Zukovec (1960)	$f \left\{ \frac{L}{H} \right\} = 2 \left\{ \frac{L}{H} \right\}^{3/2}$	$1,5 \leq \cot \alpha \leq 5$ $0,055 \leq H/L \leq 0,11$ $\cot \alpha \geq 1,5$

A fórmula de Shankin inclui coeficientes obtidos através de resultados em protótipo e em laboratório.

A fórmula de Sidorowa difere consideravelmente das outras, aproximando-se, nos valores a que chega, da expressão de Karapetjan. A fórmula de Zukovec aproxima-se da fórmula de Hunt para $H/L < 0,03$ e da de Shankin para $H/L > 0,06$.

De salientar, por fim, que nas fórmulas apresentadas utilizam-se sistematicamente valores locais L , H . Foi com base em dados experimentais empregues nas diversas formulações, citados por Drogosz, que foi possível estabelecer comparações com a fórmula de Hunt.

SILVEIRA RAMOS (1967), apoiado em ensaios experimentais realizados no LNEC, integrados no tema geral "estudo das ondas na rebentação", apresenta também uma fórmula para a previsão do espraioamento numa praia lisa e impermeável, simulada com argamassa afagada:

$$\frac{R_u}{H_o} \cong 3 \left(\frac{H_o}{L_o} \right)^{-1/3} \cot \alpha^{7/6}$$

Os ensaios abrangeram declividades $0,001 \leq \frac{H_o}{L_o} \leq 0,04$ e inclinações

$5 < \cot \alpha < 50$. Para este domínio e para uma certa inclinação da praia, conclui o citado autor haver uma diminuição do espraioamento relativo com o aumento da declividade. Para uma dada declividade, o espraioamento relativo encontrado é tanto maior quanto mais inclinado for o talude.

Apontamos os seguintes aspectos que limitam a generalização da fórmula apresentada:

- utilização de um tanque de ondas de 4 m de largura, subdividido em 5 canaletas, sendo três delas utilizadas simultaneamente com modelos de inclinação diferente e as outras duas (de referência) com taludes de enrocamento absorvente. Este tipo de equipamento, permite o ensaio simultâneo de três praias diferentes, com as consequentes vantagens em tempo de ensaio, mas induz uma série de fenómenos secundários, a discutir oportunamente;
- a altura de onda mínima ensaiada foi de 0,8 cm e a altura máxima 9 cm. Os menores valores de H conduziram a maiores dispersões nos resultados, o que será de atribuir a importantes erros relativos nas leituras, sendo certamente afectados por acentuados efeitos de escala;

4.10

- a medição das alturas de onda nas canaletas de referência foi efectuada na presença dos modelos. Oportunamente também será discutido este problema;
- apenas foram introduzidos dois períodos (1,2 s e 1,6 s) e uma única profundidade de água (30 cm).

4.2. Taludes Lisos com Obstáculos Salientes

Como situação estrutural intermédia entre um talude liso impermeável e um talude rugoso permeável, aparece o talude liso com obstáculos artificiais salientes. Estes, interferem com o afluxo das ondas incidentes, alterando a cota de espraçamento.

Dos parâmetros intervenientes, além do ângulo de talude e características das ondas, salientam-se a configuração, orientação e dimensões relativas dos obstáculos.

Habitualmente tais elementos são implantados entre o nível de repouso e a crista do dique e poderão ter, a título de exemplo, uma configuração prismática.

Em 1975, ensaios desenvolvidos no Laboratório de Hidráulica da FEUP, consideraram várias hipóteses alternativas de configuração (prismática de base triangular, piramidal, arestas vivas ou arredondadas), distância entre elementos e posição relativa. Para situações muito particulares de agitação, foi possível estabelecer uma solução, tida como a mais favorável em termos de redução do espraçamento.

Este tipo construtivo tem sido empregue sobretudo em zonas costeiras pouco expostas ou com climas de agitação amenos. A influência do obstáculo traduz-se numa resistência ao afluxo da onda, oposta quer pelo obstáculo em si, quer pela formação de uma retenção não permanente de massa fluida e desenvolvimento de esteiras. O afluxo de uma onda é ainda mais dificultado pelo refluxo da onda precedente que é retardado.

Franzius (1965) e Savage (1958, 1959) conduziram ensaios relativos a estruturas do tipo em causa, mas os resultados não são muito concordantes no respeitante à eficácia dos obstáculos em função de declividade de onda e do ângulo de talude. Os trabalhos de Savage indicam que a influência dos obstáculos é atenuada com a diminuição da declividade e do ângulo de talude. Franzius não conseguiu tirar uma conclusão idêntica.

No entanto, ambos os trabalhos mostram que a influência daqueles dois parâmetros não é desprezável. Como se reportam a condições de ensaio restritas, os resultados não são suficientes para a obtenção de dados satisfatórios para projecto.

Um caso limite de taludes lisos com obstáculos é exemplificado pelos taludes de configuração em degrau, de secção transversal tipo escadaria. Saville (1955) apresentou um estudo experimental para estruturas desse tipo, antecedidas por uma praia de inclinação 1/10,

Considerando o cociente r entre espraçamento relativo para um talude em degraus e para um talude liso com a mesma inclinação ($\cot \alpha = 1,5$) os resultados de Saville apontam para r entre 0,70 e 0,80 (valores médios para diversas declividades).

4.3. Estruturas em Talude com Manto Exterior em Enrocamento

4.3.1. CONSIDERAÇÕES GERAIS

As estruturas em talude, com manto exterior em enrocamento, solicitadas pela agitação marítima, são habitualmente classificadas na categoria de "revestimentos" e na categoria de "quebra-mares ou diques de taludes". A função da estrutura e as suas características construtivas ditam o enquadramento nas duas categorias citadas. No entanto, a existência de diversas variantes funcionais e construtivas não aconselha uma classificação rígida.

Sob o aspecto de espraçamento, os revestimentos normalmente possuem uma cota máxima bastante folgada, relativamente à agitação prevista. Já a cota do coroamento de um dique de taludes será fixada, no caso de um critério de não galgamento, em função do espraçamento máximo previsto. Segundo um critério de galgamento, ou no caso da existência de um muro cortina, tal cota será inferior à cota de espraçamento máximo previsto.

Os blocos de enrocamento do manto ou carapaça exterior e dos filtros, podem ser referidos pelo seu peso e pelo diâmetro nominal k_r . Este, é definido pelo diâmetro que teria a esfera de peso igual ao peso do bloco (ou à média dos pesos dos blocos) de uma camada. É corrente na bibliografia, a utilização do parâmetro adimensional H_0/k_r . Para uma dada agitação, aos blocos de maior dimensão corresponde um menor valor de H_0/k_r .

É Internacionalmente aceite um outro importante parâmetro adimensional. Designa-se por r e é o cociente entre o espraçamento num talude rugoso e o espraçamento no correspondente talude liso, para as mesmas condições de agitação incidente (P.I.A.N.C., Technical Advisory Committee, S.P.M. — C.E.R.C., H.L. Delft). Na determinação de r , o espraçamento considerado pode ser o absoluto ou o relativo.

Os valores de r que habitualmente aparecem tabelados são valores médios para diversas declividades e referem-se a valores específicos de H_0/k_r . Estes, correspondem a blocos com o peso necessário para resistir à onda incidente H_0 (situação próxima do limite de estabilidade), peso esse determinado a partir da fórmula de Hudson ou da fórmula W.E.S.:

$$W = \frac{\gamma_r H^3}{K_D \left(\frac{\gamma_r}{\gamma_w} - 1 \right)^3 \cot \alpha}$$

Reconhecendo-se actualmente que o emprego dessa fórmula e de muitas outras similares, deverá ser rodeado de reservas, já que, nomeadamente, não entram com a influência do período de onda na estabilidade, torna-se pertinente rever o referido critério usual.

Ao contrário do que sucede em relação a taludes lisos impermeáveis com obstáculos salientes, as estruturas em talude com manto exterior em enrocamento possuem uma certa permeabilidade que influencia o afluxo da onda e o espraçamento. Este efeito tem sido considerado não separadamente da rugosidade, pela dificuldade em fazer variar um dos parâmetros, mantendo o outro constante.

4.3.2. QUEBRA—MARES DE ENROCAMENTO

Os ensaios de Savage (1958, 1959), além de taludes lisos, compreenderam modelos de taludes impermeáveis revestidos com material rugoso e modelos de estruturas com características intermédias entre revestimentos (rip—rap) impermeáveis de grande espessura e quebra—mares de enrocamento (fig. 4.5.). Focaremos a atenção nestes últimos modelos, que podem simular risbermas de enrocamento de protecção a obras longitudinais aderentes rígidas e impermeáveis. Os taludes variavam entre $\cot \alpha = 30$ e $\cot \alpha = 0,5$ e as instalações experimentais e técnicas de ensaio já foram descritas.

As curvas granulométricas dos cinco materiais utilizados revelam valores médios de diâmetro muito pequenos (entre 0,2 mm e 10,0 mm), o que obrigou a uma protecção do talude com rede metálica de malha mais fina do que as dimensões do material.

Estes ensaios, com dimensões de materiais tão pequenas em taludes tão íngremes e consequente situação de instabilidade destes face à incidência das ondas, não têm grande significado em termos de extrapolação para o protótipo. O seu interesse é mais académico, possibilitando uma tentativa de constatação do efeito da permeabilidade, para a mesma rugosidade.

Da observação dos gráficos traduzindo os resultados experimentais, pode-se concluir:

- o efeito da rugosidade e da permeabilidade na redução do espraçamento é mais acentuado do que o efeito isolado da rugosidade;
- para uma dada agitação incidente, o espraçamento atinge maiores valores em taludes com maiores valores de H_0/k_r ;
- aos taludes mais íngremes correspondem espraçamentos relativos mais elevados.

A primeira conclusão parece evidente. A porosidade e o escoamento no interior do meio poroso influenciam o espraçamento. A rugosidade foi traduzida pelo parâmetro dimensional $\frac{d_{50}^2}{H_0 T^2}$, sendo d_{50} o diâmetro médio do material rugoso. A permeabilidade foi considerada através do parâmetro $\frac{k}{H_0 T^2}$, sendo k a permeabilidade em $\text{pés}^2 \text{s}^{-1}$ a 68°F (k variável entre $0,033 \times 10^{-8}$ e $14,1 \times 10^{-8} \text{pés}^2 \text{s}^{-1}$).

Savage reconhece que a quantificação da permeabilidade, quando o diâmetro médio do material excede os 10 mm, é difícil.

A segunda conclusão pode ser enunciada da seguinte forma equivalente:

- para uma dada agitação incidente, o espraio atinge maiores valores em taludes como materiais de menores dimensões.

Tal como havia sucedido em relação a taludes lisos impermeáveis, Savage utilizou uma única profundidade de água ($d = 0,38$ m) e aplicou um tratamento linear na determinação das características das ondas ao largo.

A terceira conclusão tem de ser perspectivada no facto de, no modelo ensaiado, a distância entre a parede vertical impermeável e a linha de intercepção do plano de repouso com o plano do talude, diminuir para os taludes mais íngremes.

Ao longo das várias edições do "Shore Protection Manual", do C.E.R.C., tem sido publicado o gráfico da fig. 4.3.. O prestígio do referido manual e a falta de outros elementos para projecto, tem favorecido a larga divulgação e utilização a nível de projectistas de tal gráfico.

Como se pode verificar, apresenta duas famílias de curvas de variação do espraio relativo R_u/H_o , em função da declividade $\frac{H_o}{gT^2}$ (ou H_o/T^2 em edições mais antigas), para diversos ângulos de talude ($\cot \alpha$ entre 1,25 e 5).

A família de curvas para taludes lisos foi proposta com base nos trabalhos de Saville e Savage.

O gráfico em questão foi inicialmente apresentado por Saville (1960) e dado como válido para $d/H_o > 3$. A família de curvas correspondente a taludes de enrocamento foi desenvolvida por este autor, com base nos trabalhos de Hudson, que passaremos a referir, considerando curvas muito próximas das envolventes superiores dos pontos experimentais.

Os trabalhos de Hudson decorreram paralelamente aos de Savage e utilizaram técnicas de ensaio semelhantes.

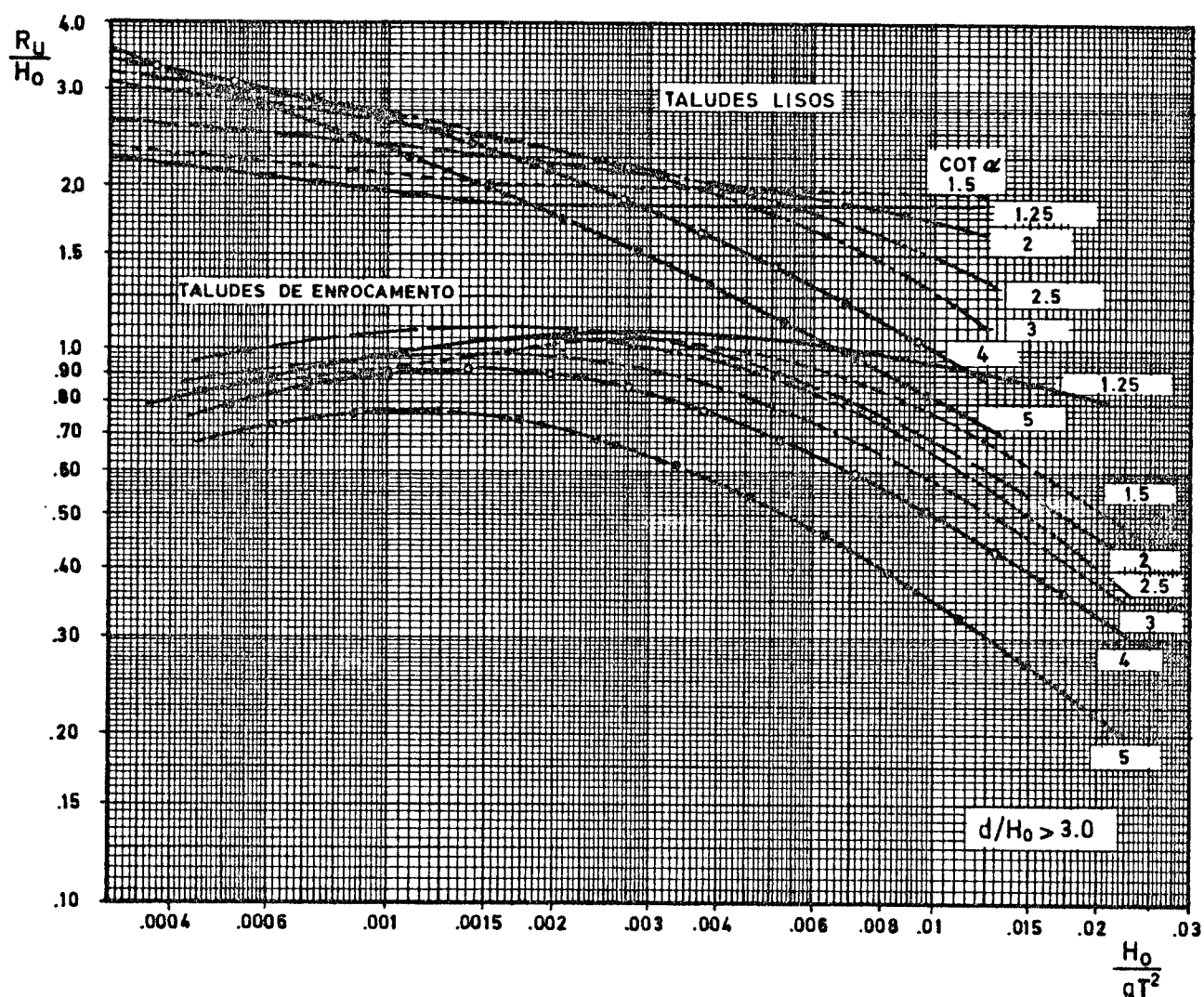
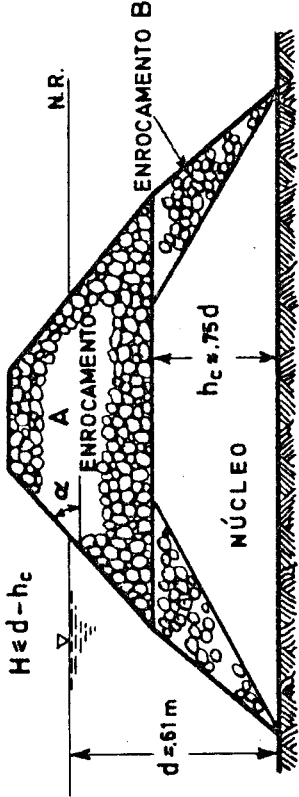
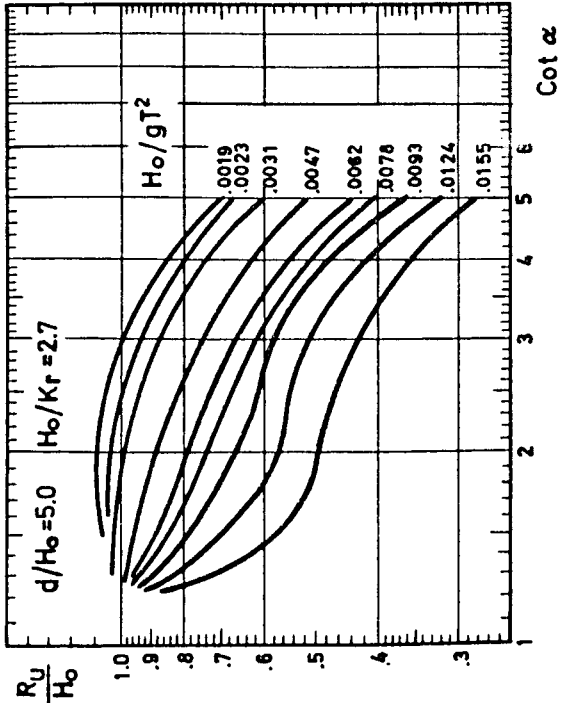
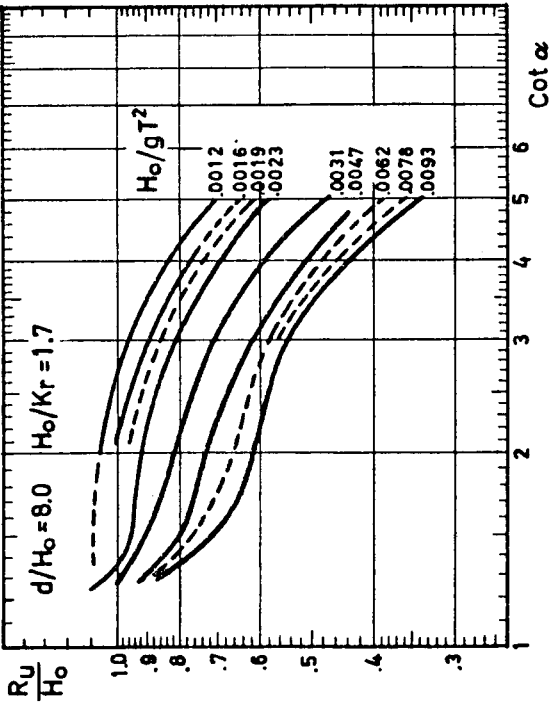


Fig. 4.3. Espreadimento Relativo. Curvas para Projecto de Taludes Lisos e Quebra-Mares de Enrocamento ("Shore Protection Manual", Ed. 1977 e Anteriores)

A configuração tipo do modelo ensaiado, já se aproxima mais da correspondente a um quebra-mar típico de taludes, mas manifesta intenção de facilitar as sucessivas reconstruções do modelo por alteração do ângulo de talude.

Hudson considera um paramento composto por dois taludes (fig. 4.4.), um núcleo de altura $h_c = 75\%$ d e, em cada modelo, enrocamento de dimensões A e B. As inclinações do talude estão indicadas na figura, notando-se que o talude inferior é mais íngreme.

As dimensões dos blocos foram determinadas por requisitos de estabilidade.



TALUDES	
A	B
1.25	1.25
1.5	1.5
2.0	1.5
2.5	1.5
3.0	1.5
4.0	2.0
5.0	2.0

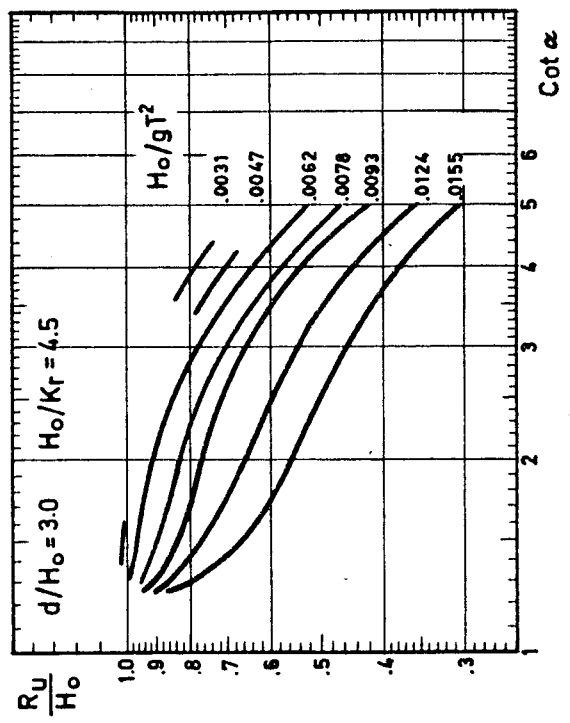


Fig. 4.4. Resultados de Ensaios de Espriamento, Realizados por Hudson (1958, 1959) em Modelos de Obras de Taludes. Adapt. Reanálise de Stoa (1978)

As alturas H das ondas incidentes não ultrapassaram o valor $d-h_c$. Foi fixada uma única profundidade da água: $d = 0,61$ m.

A referida figura, desenvolvida após trabalhos de reanálise de Stoa (1978) dos resultados experimentais de Hudson, ilustra a evolução do espraio relativo, em função do ângulo do talude superior, para declividades $0,0012 < \frac{H_0}{gT^2} < 0,0155$ e para:

d/H_0	3,0	5,0	8,0
H_0/k_r	4,5	2,7	1,7

A fig. 4.5 compara valores médios de r , obtidos dos resultados experimentais de Hudson e Savage. Para um dado ângulo de talude, profundidade relativa d/H_0 e coeficiente de rugosidade H_0/k_r , os valores de r encontrados variam com a declividade.

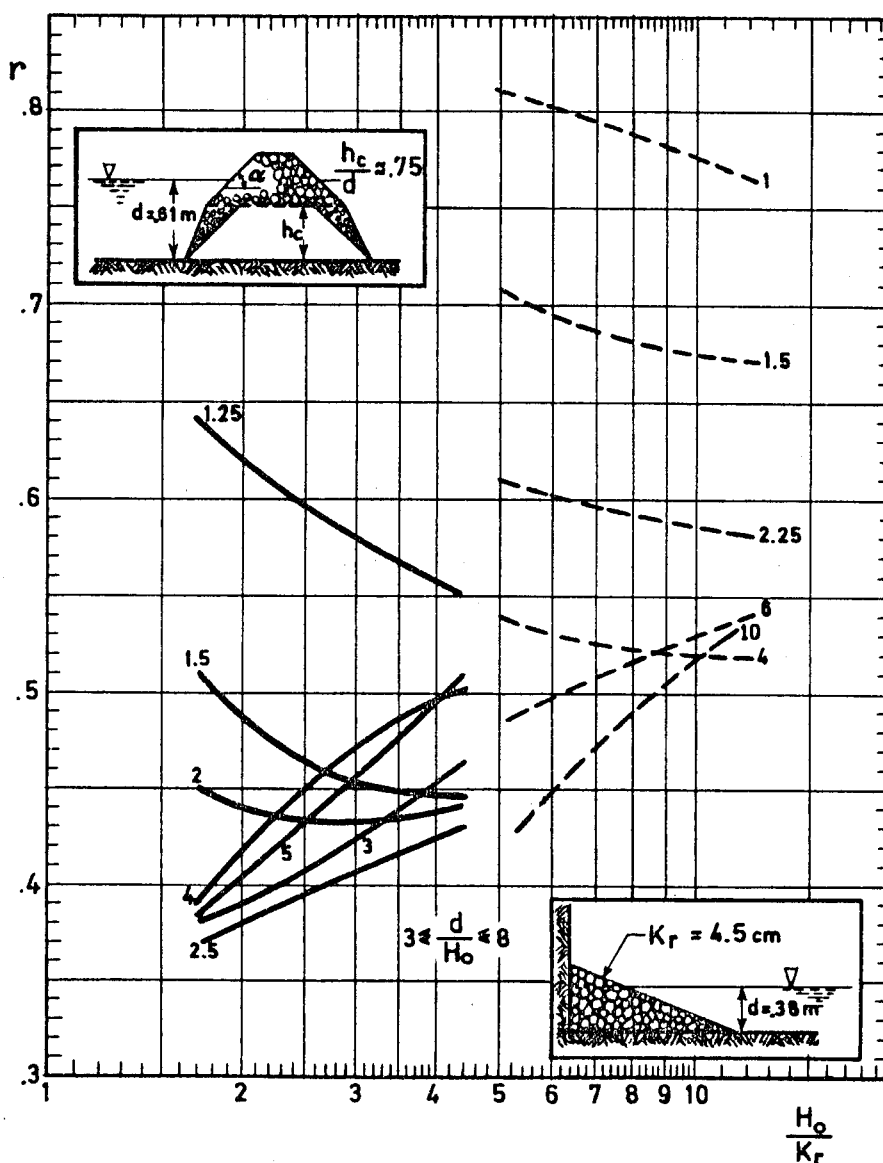


Fig. 4.5. Comparação entre Valores Médios de r , Obtidos dos Ensaios de Hudson (1958, 1959) e Savage (1958, 1959). Adapt. da Reanálise de Stoa (1978)

Aparentemente r diminui para menores declividades, mas nem sempre foi possível confirmar e ainda menos quantificar, essa tendência. Daí que os valores de r apresentados sejam valores médios correspondentes a diversas declividades e não valores mais desfavoráveis.

A alteração que se constata no sinal da evolução das curvas de r em função de H_0/k_r , para diferentes $\cot \alpha$, poderá ser explicada por alterações no tipo de rebentação, condições de reflexão e de escoamento, com a diminuição do ângulo de talude.

A dispersão dos valores experimentais $R_u/H_0 = f(H_0/L_0)$ é acentuada. Assim, para $\cot \alpha = 2,5$, $H_0/L_0 = 0,1$ e $d/H_0 > 3$, os espraamentos relativos variaram entre 0,20 e 0,60. Também a grande dispersão de resultados obtida nas curvas $R_u/H = f(d/L)$ não possibilitou, segundo a opinião de Hudson, concluir da influência da profundidade relativa no espraimento, embora o referido autor admita essa influência. Possivelmente, uma das razões de tal dispersão, residiria na dificuldade de medição do valor de R_u em taludes muito rugosos e porosos, bem como na ocorrência de efeitos de escala.

No entanto, a reanálise de Stoa demonstrou a importância da profundidade (em termos adimensionais d/H_0), o que possibilita um novo reagrupar dos resultados experimentais. Também a existência de um talude não plano no modelo de Hudson, deixa algumas questões no ar, não averiguadas nos relatórios dos ensaios. As características da rebentação, até que ponto foram influenciadas por essa particularidade? E quais as correspondentes consequências em relação ao espraimento?

Ensaio pontuais de espraimento em diques de taludes realizados no LNEC (Vera-Cruz; comunicação pessoal) haviam levantado a suspeita de que os valores de R_u/H_0 indicados no gráfico (fig. 4.3.) seriam demasiado optimistas (praticamente todos inferiores a 1,0) e de que, possivelmente, as curvas não teriam o andamento apresentado, para $H_0/gT^2 < 0,002$.

Surge aqui uma importante motivação no sentido de indagar até que ponto é segura a utilização "cega" de tais resultados, a nível de projecto, como tem sucedido.

A já citada fig. 4.5. mostra que os domínios de H_0/k_r , dos ensaios de Savage e Hudson, se completam. No entanto, não se descortina qualquer correspondência entre as duas famílias de curvas, o que poderá ser atribuído às diferentes configurações e composições das estruturas em causa e consequentes diferenças de comportamento hidrodinâmico (incluindo rebentação, reflexão, refluxo), já que as técnicas de ensaio aparentam ter sido semelhantes.

Esta constatação, prova a necessidade do conhecimento, tão completo quanto possível, do tipo de estrutura de taludes ensaiado, quando se pretende recorrer a resultados experimentais publicados para aplicação numa das fases do projecto.

Com base nos ensaios de Hudson, em que r varia entre 0,37 ($\cot \alpha = 2,5$) e 0,64 ($\cot \alpha = 1,25$), o C.E.R.C., através da publicação "Shore Protection Manual" (1966, 1977), indica o valor $r = 0,50$ para quebra-mares de talude com duas ou mais fiadas de enrocamento no manto exterior. Parece uma indicação um pouco simplista, que será certamente revista em futuras edições.

O tipo de modelo considerado por Jackson (1968) está esquematizado na fig. 4.6.. Comparativamente aos anteriores, nota-se a construção de um filtro e a existência de um núcleo cuja cota superior se avizinha do nível de repouso. Esta característica construtiva faz prever espraiaamentos relativos superiores aos encontrados por Hudson, o que é confirmado através dos respectivos resultados experimentais para $d/H_0 = 5,0$.

Os valores de r associados aos ensaios experimentais de Jackson, variam entre 0,48 ($H_0/k_r = 2,45$) e 0,52 ($H_0/k_r = 2,70$).

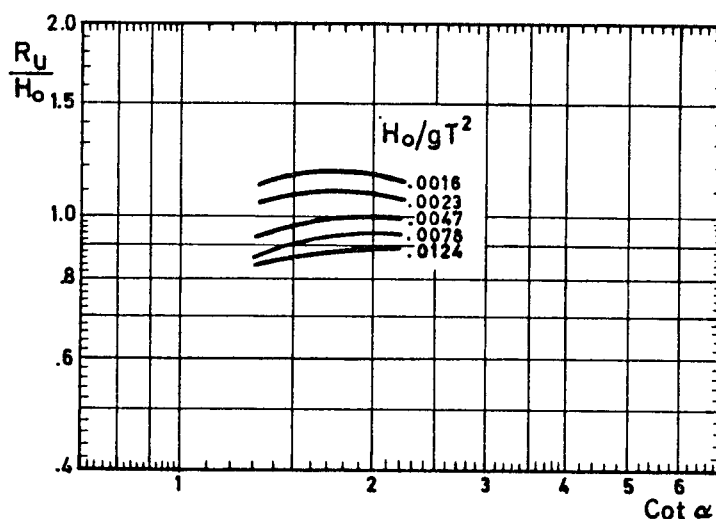
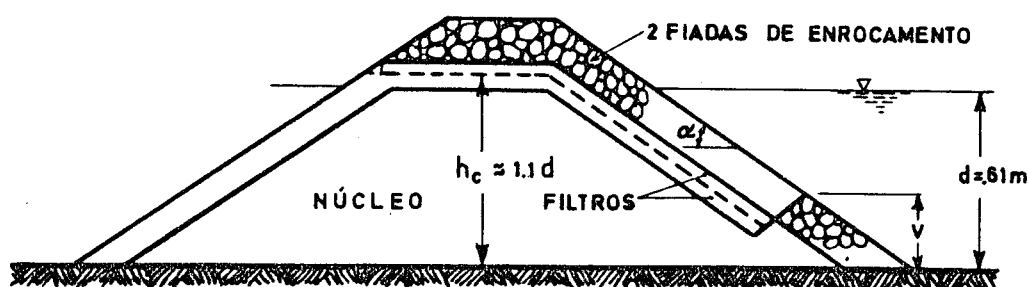


Fig. 4.6. Resultados dos Ensaio de Espraio Conduzidos por Jackson (1968). Adapt. da Reanálise de Stoa (1978)

Os trabalhos experimentais de Vera—Cruz (1971) sobre espraçamento, foram perspectivados de uma maneira menos comum. O autor, ao dedicar-se a estudos de galgamento em quebra—mares de taludes e de estrutura mista, demonstrou a importância da largura do coroamento (ou da berma frontal ao muro cortina), no fenómeno do galgamento, em particular no início do referido fenómeno.

O início do galgamento é aqui definido como "a situação em que a aresta interior do coroamento, começa a ser atingida pela onda que se espraia sobre o talude exterior".

Através dos resultados conseguidos para a largura de coroamento $c \neq 0$, é feita uma extrapolação para $c = 0$. O espraçamento é assim considerado como o início do galgamento, para uma largura de coroamento nula.

De notar que, no respeitante a procedimento experimental, a altura H da agitação foi medida na presença da estrutura. O modelo foi concebido considerando duas zonas distintas:

- maciço de enrocamento solto abaixo do nível de repouso, com manto exterior de blocos naturais de dimensões suficientes para resistir à acção da agitação e núcleo interior de pedras de menores dimensões.
- "gaiolas" amovíveis, com malha metálica $2 \times 2 \text{ cm}^2$, contendo blocos de dimensão média 2,5 cm, facilitando sucessivas modificações da largura do coroamento.

Na determinação das características das ondas ao largo, utilizou-se a teoria linear. Não foi indagada qual a influência da rugosidade e permeabilidade da obra. Apenas se considerou uma profundidade de ensaio, para fundo horizontal ($d = 34 \text{ cm}$). As profundidades relativas ($0,020 < d/L_0 < 0,135$) e as declividades ($0,006 < H_0/L_0 < 0,025$) ensaiadas, são comuns no dimensionamento de quebra—mares.

Como principal conclusão há a destacar que, embora os espraçamentos máximos registados nas condições de ensaio, sobre um talude $\cot \alpha = 1,25$, fossem maiores que sobre um talude $\cot \alpha = 2$, desde que se introduza uma berma ou um coroamento de largura superior a um certo valor, o primeiro modelo será tão eficiente quanto o segundo, sob o ponto de vista de galgamento.

Também ressalta a influência, que Vera—Cruz considera predominante sobre a declividade, do parâmetro d/L_0 .

O quadro resumo que se segue (quadro 4.1.), contém outros valores experimentais de r , para além daqueles até agora citados.

	$r = \frac{(R_u/H_o)}{(R_u/H_o)} \frac{t_{\text{rugosos}}}{t_{\text{lisos}}}$	CONDIÇÕES GERAIS DE APLICABILIDADE E OBSERVAÇÕES
	1	Taludes lisos impermeáveis
L.H. DELFT (Holanda)	0,50 a 0,60 0,85 a 0,95	cot $\alpha = 3,0$. Duas fiadas no manto exterior cot $\alpha = 3,0$. Uma fiada no manto exterior
H.R.S. Wallingford (U.K. 1965)	0,54	cot $\alpha = 2,0$; $H/L_o > 0,03$ f. Hunt para taludes lisos
H.R.S. Wallingford (U.K. 1966)	0,50 a 0,55	
Shankin (U.R.S.S.)	0,50 a 0,55 0,60 a 0,65 0,75 a 0,80	blocos de aresta viva blocos de aresta arredondada enrocamento especial imbricado
Pishkin (U.R.S.S.)	0,54 a 0,62	$0,05 < H/L < 0,10$
Sidorowa (U.R.S.S. 1960)	$r = e^{-2 D/H}$	$0,25 < D/H < 0,40$ D – rugosidade absoluta do talude
C.E.R.C. (U.S.A. 1966,1977)	0,50 0,80 variável (fig. 4.3.)	duas ou mais fiadas de enrocamento no manto exterior (segundo Hudson) uma fiada de enrocamento no manto exterior $d/H_o > 3$. Gráfico com larga divulgação (segundo Saville, Savage, Hudson)
C.E.R.C. (U.S.A., 1979) STOA	0,52 variável (fig. 4.4.) 0,57;0,45;0,44;0,42 0,44;0,48;0,48	$0,75 < h_c/d < 1,1$ (segundo Jackson) $d/H_o = 3; 5; 8$; $h_c/d < 0,75$ (segundo Hudson) $d/H_o < 3$; $h_c/d < 0,75$; respectivamente: cot $\alpha = 1,25; 1,50; 2,00; 2,50; 3,00; 4,00$ e 5,00

QUADRO 4.1. QUADRO RESUMO DE VALORES DE r , PROVENIENTES DE DIVERSOS LABORATÓRIOS E FONTES BIBLIOGRÁFICAS, RESPEITANTES A DIQUES DE TALUDES

4.3.3. REVESTIMENTOS EM ENROCAMENTO

Os modelos ensaiados por diversos autores, relativos à quantificação do espraio-mento em revestimentos, são normalmente constituídos por uma carapaça exterior, com uma, duas ou três fiadas de enrocamento, assente sobre um ou dois filtros e protegendo um núcleo (ou um paramento) impermeável.

Passamos a citar diversos ensaios sistemáticos de interesse prático, segundo uma ordenação cronológica.

Os ensaios de Saville (1962) incidiram sobre o modelo de grandes dimensões es-quematzado na fig. 4.7.. Os problemas de estabilidade que deparou em relação à utilização de ape-nas uma ou duas fiadas de enrocamento na carapaça exterior, aconselham a selecção dos resulta-dos, pelo que, no quadro resumo, se inclui apenas a situação de três fiadas de enrocamento.

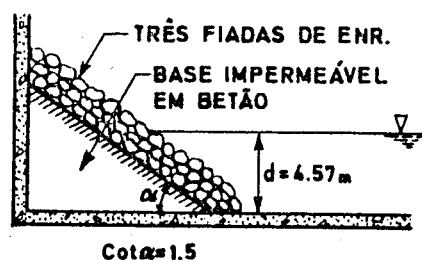


Fig. 4.7. Modelo de Revestimento Utilizado por Saville (1962)

Hudson e Jackson (1962) utilizaram, nos ensaios, menores profundidades de água, mas a profundidade máxima $d = 1,01$ m possibilita ainda, uma comparação, em relação a possí-veis efeitos de escala, com os resultados para profundidades 0,30 m e 0,51 m. A discussão sobre efeitos de escala será apresentada posteriormente. As conclusões em relação a r estão indicadas no quadro resumo.

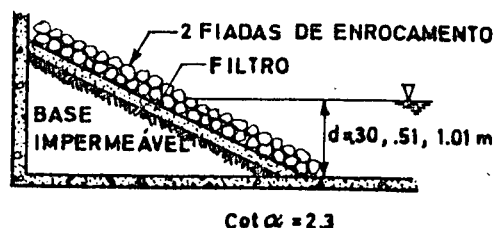


Fig. 4.8. Modelo de Revestimento Explorado por Hudson e Jackson (1962)

De acordo com o sugerido na respectiva figura (fig. 4.9.), Palmer e Walker (1970) conceberam um modelo com uma praia 1/50 antecedendo um revestimento cot $\alpha = 1,5$. Este, é constituído por uma única fiada externa de enrocamento e por um filtro. A profundidade da água foi constante e igual a 0,30 m. A não disponibilidade de resultados referentes a taludes lisos antecedidos pela referida praia, não possibilitou uma determinação de valores de r com o grau de confiança pretendido.



Fig. 4.9. Modelo de Revestimento Ensaiado por Palmer e Walker (1970)

Foram anteriormente descritos estudos de Raichlen e Hammack (1974) em taludes lisos. Os mesmos autores, consideram o modelo de revestimento indicado na fig. 4.10., representando um protótipo à escala de 1/40. A protecção exterior era realizada com blocos de 0,46 kg_f, o filtro exterior com material de peso médio 0,05 kg_f e o interior com $D_{50} = 0,80$ mm. Foi ainda prevista uma fina camada de gravilha, na transição entre o filtro exterior e o interior.

Tendo sido utilizada a mesma sonda com pontas sensoras, a medição do espraio neste caso é mais problemática, já que a sua localização, ainda que tão próxima quanto possível do talude, tende a indicar um espraio um pouco menor que o real, dada a rugosidade do mesmo.

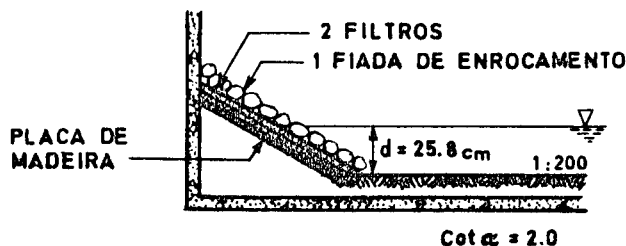


Fig. 4.10. Modelo de Revestimento Utilizado por Raichlen e Hammack (1974)

Segundo os autores (fig. 4.11.), o espraioamento de ondas com rebentação no pé da estrutura é menor do que no caso de ondas sem rebentação. Concluem ainda, ser a profundidade relativa d/L , um importante parâmetro interveniente no espraioamento.

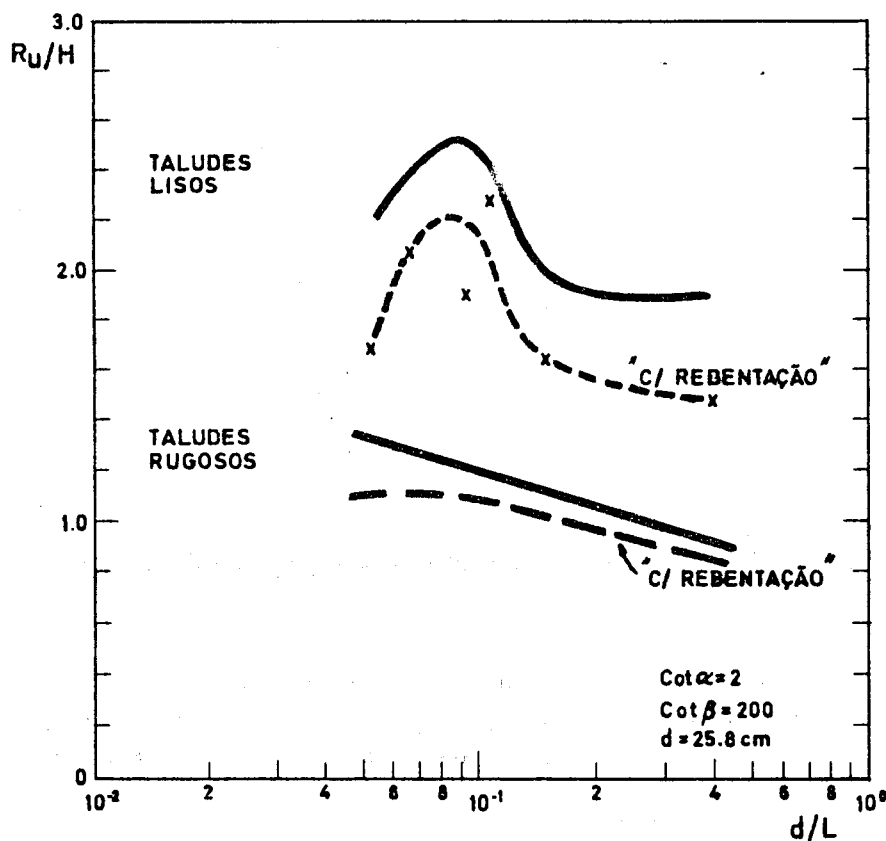


Fig. 4.11. Resultados Experimentais de Espraioamento em Revestimentos de Enrocamento Antecedidos por uma Praia (Segundo Raichlen e Hammack)

O quadro resumo apresenta valores médios de r , para diferentes H_o/gT^2 , mas $d/H_o = \text{constante}$. Saliente-se que, para o talude em questão ($\text{cot } \alpha = 2,0$), os valores de r diminuem ligeiramente com o aumento de H_o/k_r , tal como o que se verificou em relação aos resultados de Hudson e Savage sobre modelos de diques de taludes (fig. 4.5.). Porém, para $\text{cot } \alpha = 3,0$, os já apresentados resultados de Hudson e Jackson (revestimentos) e os resultados de Hudson (diques de taludes) apresentam uma tendência de crescimento de r com o crescimento de H_o/k_r .

Retomando o valor da profundidade de água fixado por Saville ($d = 4,57 \text{ m}$), Ahrens (1975) desenvolveu ensaios em canal gigante, utilizando o seguinte modelo:

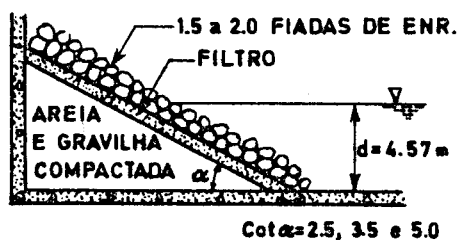


Fig. 4.12. Modelo de Revestimento Utilizado por Ahrens (1975)

O núcleo foi considerado impermeável em termos de agitação. Foram utilizadas três dimensões de blocos na camada exterior ($D_{50} = 320 \text{ mm}$, 280 mm e 210 mm) e duas dimensões no material do filtro ($D_{50} = 60 \text{ mm}$ e 35 mm).

Os resultados experimentais, trabalhados por Stoa (1978) e incluindo valores de autores já citados para $\text{cot } \alpha = 1,5$ e $2,0$, estão expressos na fig. 4.13., para diferentes declividades e ângulos de talude. Estes gráficos são recomendados pelo C.E.R.C. — 1979 para projecto. Embora com reservas, dado que os valores experimentais comparativos, de talude lisos, foram obtidos a pequena escala, o quadro resumo indica valores de r de acordo com os resultados de Ahrens.

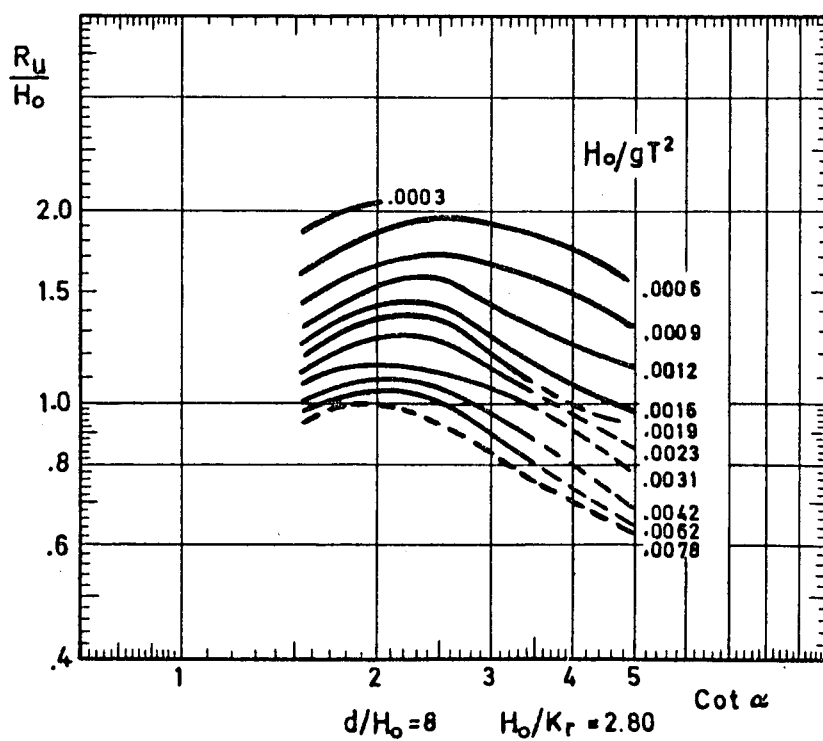
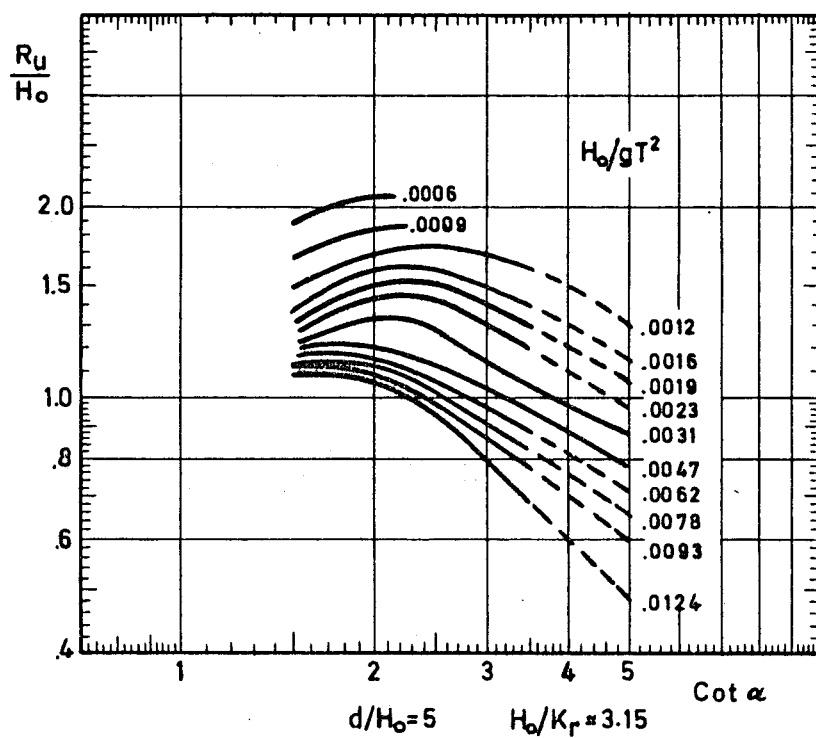


Fig. 4.13. ESPRAIAMENTO EM REVESTIMENTOS DE ENROCAMENTO, C.E.R.C. 1979

	$r = \frac{R_U/H_O}{R_U/H_O} \frac{t_{rug.}}{t_{lis.}}$	CONDIÇÕES GERAIS DE APLICABILIDADE	TIPO DE ESTRUTURA
	1	Taludes lisos impermeáveis	
SAVILLE (1962)	0,60 0,63	$cot\alpha=1,5; d/H_O = 5$ $cot\alpha=1,5; d/H_O = 8$ Ensaio em canal gigante ($k_r/d = 0,067$) $H_O/k_r=3,0;1,9$	3 fiadas de enrocamento inexistência de filtros
HUDSON e JACKSON (1962)	0,58 a 0,64 0,58;0,66;0,73	$cot\alpha=2$ $3 \leq d/H_O \leq 8$ $1,2 \leq H_O/k_r \leq 4,0$ $cot\alpha=3$ $3 \leq d/H_O \leq 8$ $H_O/k_r=1,2;2,0;4,0$	2 fiadas de enrocamento 1 filtro
RAICHLIN HAMMACK (1974)	0,57 a 0,56 0,53 a 0,51	$cot\alpha=2; m=200$ $H_O/k_r = 0,4;0,7$ $H_O/k_r = 1,2;1,7$ ($k_r/d = 0,29$)	1 fiada de enrocamento 2 filtros 1 praia $m=200$
AHRENS (1975)	0,59 a 0,63 0,50 a 0,65 0,50 a 0,69	$5 \leq d/H_O \leq 8$ $cot\alpha=2,5; 1,7 \leq \frac{H_O}{k_r} \leq 5$ $cot\alpha=3,5$ $cot\alpha=5,0$ " Ensaio em canal gigante	1,5 a 2 fiadas de enroc. 1 filtro núcleo compacto
C.E.R.C. STOA (1979)	0,60 0,63 0,60 0,60 0,68 0,72	$d/H_O < 3$ $cot\alpha=1,5$ $H/k_r=3$ a 4 2,5 3 a 4 3,5 3 a 4 5,0 3 5,0 4 5,0 5 Valores adaptados de ensaios realizados para $d/H_O > 3$ $d/H_O > 3$	2,5 a 3 fiadas de enroc. 1 filtro não especificada (o modelo de AHRENS é o mais ajustado)

Fig. 4.13.

QUADRO 4.2. QUADRO RESUMO DE VALORES DE r , PROVENIENTES DE DIVERSAS FONTES BIBLIOGRÁFICAS, RESPEITANTES A SUPERFÍCIES IMPERMEÁVEIS COM REVESTIMENTOS DE ENROCAMENTO

4.4. Estruturas em Talude com Manto Exterior de Blocos Artificiais

Faremos uma breve referência aos valores de r associáveis ao espraimento em taludes revestidos com blocos artificiais.

Além dos parâmetros até agora considerados, neste caso assumem particular importância outros parâmetros que influenciam o espraimento, ainda que este seja só estudado com agitação regular. O actual panorama de conhecimentos é bastante parco, sendo condicionado por uma série de problemas recentemente levantados, de que se salientam:

- a multiplicidade de tipos de blocos existentes, de comportamentos estruturais e hidrodinâmicos peculiares, integrados em variados perfis de obras de talude, compreendendo frequentemente um manto exterior misto de blocos artificiais e enrocamento;
- a subjectividade de uma classificação da colocação e arranjo dos blocos, por exemplo do tipo "ao acaso", "arrumada", "especial" e a dificuldade ou até impossibilidade de reprodução no modelo do arranjo dos blocos no protótipo, em particular do imbricamento individual e global. A situação é ainda mais aguda aquando do estudo de recargas de mantos danificados;
- a imperiosa necessidade de aprofundamento de trabalhos de investigação interdisciplinares, incidindo sobre a estabilidade estrutural e individual de blocos artificiais, numa perspectiva dinâmica, já que o fraccionamento de blocos condiciona o espraimento pela alteração das características do perfil, rugosidade e permeabilidade. A recente tendência de utilização dos clássicos blocos cúbicos ou prismáticos denota preocupação e insuficiências sobre o actual estado de conhecimentos;
- a importância que assume o ângulo de ataque da agitação, no espraimento e estabilidade de mantos de blocos artificiais.

Face ao exposto, deverão ser encarados com bastante reserva os valores de r apresentados no quadro resumo que se segue (quadro 4.3.). Os ensaios experimentais correspondentes não exploraram os problemas levantados e foram conduzidos para condições restritas de variação da declividade e profundidade.

TIPO DE BLOCOS AUTOR COLOCAÇÃO	Nº. DE FIADAS	r	CONDIÇÕES GERAIS DE APLICABILIDADE OBSERVAÇÕES
TETRAPODES STAROSOLSZKY (1961)	—	0,50	valor citado pela P.I.A.N.C. Relatório Final (anexo Boletim nº. 25, 1976)
JACKSON (1968) "AO ACASO"	2	0,42	$d/H_o=5,0; H_o/k_r=2,3; h_c/d \cong 1,14; \cot \alpha=1,5; 2,0; 3,0$
"UNIFORME"	2	0,51	$d/H_o=5,0; H_o/k_r=2,3; h_c/d \cong 1,14; \cot \alpha=1,5; 2,0$
CUBOS MODIFICADOS (reentrâncias de secção trapezoidal) JACKSON (1968) "AO ACASO"	2	0,46	$d/H_o=5,0; H_o/k_r=2,99; h_c/d \cong 1,14; \cot \alpha=1,5; 2,0; 3,0$
"UNIFORME"	1	0,62	$d/H_o=5,0; H_o/k_r=2,99; h_c/d \cong 1,14; \cot \alpha=1,5$
		0,73	$d/H_o=5,0; H_o/k_r=2,99; h_c/d \cong 1,14; \cot \alpha=2,0$
		0,55	$d/H_o=5,0; H_o/k_r=2,99; h_c/d \cong 1,14; \cot \alpha=3,0$
STOA. C.E.R.C. (1979)			indica valores para projecto semelhantes aos de Jackson
			Obs: Os valores de r devem ser encarados com reserva (ver texto). São valores médios correspondentes a duas declividades e aos diversos ângulos de talude indicados, considerando as curvas de espraimento em talude liso de STOA 1978.

QUADRO 4.3. QUADRO RESUMO DE VALORES DE r, PROVENIENTES DE DIVERSAS FONTES BIBLIOGRÁFICAS, RESPEITANTES A MANTOS EXTERIORES COM BLOCOS ARTIFICIAIS

4.5 Estruturas com Paramento Exterior não Plano

A configuração do paramento exterior de uma obra de taludes é outra variável independente a considerar no espraimento. Até ao momento, consideraram-se situações de estruturas com um paramento exterior plano, mas em protótipo ocorrem configurações mais complexas, de que se salientam (fig. 4.14.):

➡ paramentos exteriores compostos por vários taludes planos de configuração global

(i) côncava

(ii) convexa

➡ paramentos exteriores com bermas

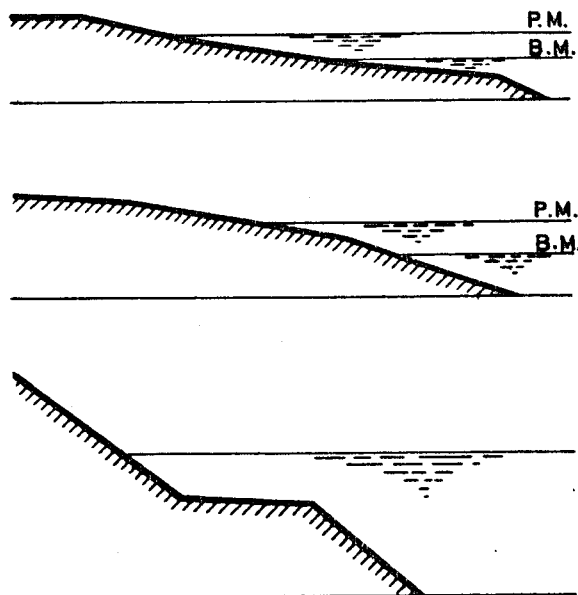


Fig. 4.14. Configurações de Estruturas com Paramento Exterior não Plano

A dificuldade em fixar uma estrutura de paramento exterior plano que sirva de referência, em cada caso, torna inviável a utilização de um factor multiplicativo do tipo r já considerado. Daqui resulta a não possibilidade de generalização de dados quantitativos obtidos por diversos autores ao visarem modelos de casos particulares.

No entanto, focam-se alguns trabalhos que, pelo seu pioneirismo ou pela aplicabilidade a certas situações, são de interesse.

O método do gradiente equivalente, proposto por Saville (1958), constitui um conjunto de regras empíricas para estimativa do espraimento de ondas regulares em paramentos exteriores compostos por vários taludes. Sendo um método essencialmente empírico, o seu even-

tual interesse ou validade terá de ser testado mais pelos resultados a que conduz quando comparados com resultados em modelo ou em protótipo, do que pelas hipóteses e pressupostos em que assenta.

A ilustração do método, através de exemplos de cálculo, aparece nas diversas edições do "Shore Protection Manual", pelo que se dispensa a sua pormenorização. Trata-se de um método iterativo, que pressupõe o conhecimento da geometria da estrutura e o espraçamento em taludes lisos, em função do ângulo de talude e características da agitação. Inicia-se com a contro-

versa determinação da profundidade de rebentação, $d_b = H_o \times 0,39 \times \sqrt[3]{\frac{L_o}{H_o}}$, e do ponto P_1 do fundo, a que corresponde essa profundidade.

Por iterações sucessivas, procura-se então o ponto P_2 , do paramento composto, a que corresponde uma cota, em relação ao nível de repouso, igual ao espraçamento obtido, supondo um talude plano, liso e impermeável $\overline{P_1P_2}$.

Apesar deste método ser apresentado como "aplicável a qualquer talude composto" (S.P.M. 1977), na realidade, os limites da sua aplicabilidade não estão bem fixados. Referem-se as seguintes comparações com valores experimentais:

- paramento exterior côncavo, composto por dois taludes planos:

(Saville)

$$m = 10 \quad (\text{talude inferior})$$

$$\cot \alpha = 0,5; 1,5; 3,0 \text{ e } 6,0$$

Boa concordância experimental.

- paramento exterior côncavo, composto por quatro taludes planos:

(Hensen 1955)

$$m = 20 \quad (\text{talude inferior})$$

$$\cot \alpha_1 = 9,7$$

$$\cot \alpha_2 = 4,4$$

$$\cot \alpha_3 = 2,8$$

Valores experimentais 50% a 100% superiores aos calculados.

- paramento exterior convexo, composto por quatro taludes planos:

(Hensen 1955)

$$m = 4,4 \quad (\text{talude inferior})$$

$$\cot \alpha_1 = 7,6$$

$$\cot \alpha_2 = 9,7$$

$$\cot \alpha_3 = 2,0$$

Boa concordância experimental.

- paramentos com bermas:

(Herbich, Sorensen (1963))

Boa concordância experimental para larguras de berma inferiores a $L/6$. Não aplicabilidade em diversas situações, nomeadamente admitindo um paramento inicial plano onde se introduz uma berma aproximadamente a meia distância entre o nível de repouso e a cota de espraimento correspondente a esse paramento plano.

O exposto, mostrando a insuficiência de dados comparativos, indica também a precaução de que deve ser rodeada a aplicação do método.

Dos trabalhos de Hensen (1955), incidindo sobre paramentos de características já indicadas, tira-se a conclusão de que o ângulo de talude imediatamente acima do nível de água, é decisivo na determinação do espraimento.

O comportamento de uma estrutura com paramento exterior composto, pode ser então altamente dependente do nível de água considerado (influência da maré), o que dificulta ainda mais o problema.

A utilização de bermas antecedendo uma estrutura em taludes não é um conceito novo, mas está a ser novamente reactivada, nomeadamente com o objectivo de provocar uma rebentação prévia das ondas. Neste caso, além do ângulo de talude, profundidade da água no pé do talude e das características da agitação incidente, é necessária a consideração da influência da largura da berma B e da altura de água sobre esta d_B , na avaliação dos espraimentos. Poder-se-ão considerar novos parâmetros adimensionais B/d_B e B/H_0 , além dos anteriormente envolvidos

$$\left(\frac{H_0}{gT^2}, \frac{d}{gT^2}, \alpha \right).$$

Surge a ideia de utilização do parâmetro adimensional $r_B = R_{uB}/R_u$, cociente entre o espraimento num talude com berma e no talude similar sem berma.

$$r_B = f(B/d_B, B/H_0, H_0/gT^2, \frac{d}{gT^2}, \alpha)$$

Com base em ensaios para $0,04 < \frac{H}{L} < 0,10$, Drogosz (1965) apresenta fórmulas utilizadas na U.R.S.S.:

$$r_B = e^{-0,32\sqrt{B/H} (1 - \sqrt{d_B/d})}$$

		$-0,32\sqrt{B/H}$	B/H				
			0	4	8	12	16
Para $d_B = 0$	$r_B = e$ (Shankin)		1,00	0,53	0,40	0,33	0,27
	$r_B = 1 - 0,2\sqrt{B/H}$ (Pishkin)		1,00	0,60	0,43	0,30	0,15

O actual estado de conhecimentos não permite, no entanto, uma quantificação segura da influência de uma berma no espraioamento, mesmo para taludes e bermas lisas e impermeáveis.

Como caso particular limite, podemos considerar o coroamento de uma obra de taludes como uma berma (com ou sem superestrutura). O estudo das características dessa berma (largura, composição do maciço) é fundamental na previsão do galgamento e do comportamento hidrodinâmico do coroamento e superestrutura (trabalhos de Vera—Cruz 1971).

5. ESTUDO EXPERIMENTAL

O estudo experimental desenvolvido no Laboratório Nacional de Engenharia Civil no âmbito da presente dissertação, inclui dois tipos de ensaios com objectivos distintos, embora complementares. São genericamente designados por:

➡ "ENSAIOS COM ONDAS REGULARES"

Objectivos: calibração do gerador e medição das características de ondas, na ausência do modelo. Verificação experimental dos domínios de aplicabilidade de algumas teorias de ondas.

➡ "ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO" com ondas regulares.

Objectivos: observação de fenómenos de rebentação. Medição do espraio de ondas regulares em taludes lisos e rugosos.

5.1 Instalação Experimental

5.1.1. CANAL DE ONDAS REGULARES

O canal de ondas regulares onde foram realizados quase todos os ensaios, faz parte do equipamento do Pavilhão de Hidráulica Marítima do Laboratório Nacional de Engenharia Civil. Doravante será designado por canal 3.

A utilização do referido canal, resulta do facto de o mesmo ser o único disponível, durante um período de tempo suficientemente longo (cerca de um ano) que permitisse a efectivação do programa de trabalho inicialmente delineado. Previa-se ainda, tal como veio a acontecer, a necessidade de repetir alguns dos ensaios.

O canal 3 é um canal convencional, de eixo rectilíneo, secção rectangular e fundo horizontal na zona de ensaios.

Podem considerar-se três troços. No primeiro está localizada a zona de geração e tem 10,6 m de comprimento, 0,90 m de largura interior, 1,20 m de largura exterior e 1,65 m de altura interior.

O troço que abarca a zona de ensaios tem, por sua vez, 20,30 m de comprimento e uma secção rectangular interior com 0,49 m de largura por 1,20 m de altura, bem como uma largura exterior de 0,89 m. Dispõe de cinco janelas de observação, desenvolvendo-se numa extensão total de 10,30 m.

Entre os dois troços referidos, existe uma zona intermédia, de concordância.

O comprimento total do canal é de 41,50 m. A fig. 5.1. esquematiza outros dados de interesse.

A título comparativo, apresentam-se as seguintes características de canais onde, nos últimos anos, se realizaram ensaios sistemáticos de espraimento:

LABORATÓRIO	COMPRIMENTO (m)	LARGURA (m)	PROFUNDIDADE (m)	AUTOR
— CALIFORNIA INST. OF TECHNOLOGY	36.5	0.92	0.92	RAICHLIN 1976
— UNIV. OF CALIFORNIA. SAN DIEGO	24.0	0.50		VAN DORN 1976
— FLORIDA. COASTAL ENG. LAB.	43.5	1.91		SUTHERLAND 1976
— DELFT, UNIV. OF TECHNOLOGY	30.0	0.80	0.60	BATTJES 1976
— OSAKA UNIV.	30.0	0.70	0.95	SAWARAGI 1977
— LNEC. CANAL 3	41.5	0.49	1.20	VELOSO 1979/80

QUADRO 5.1.

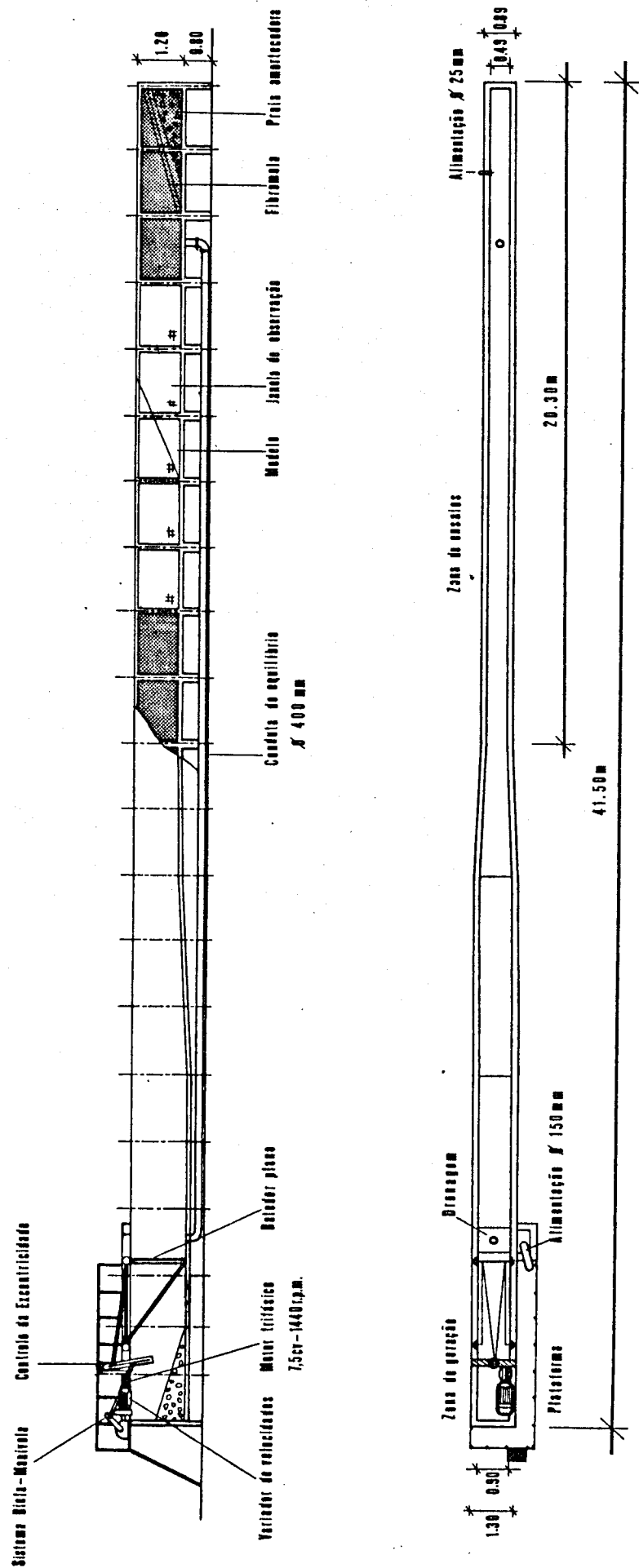


Fig. 5.1. Canal 3 do Pavilhão de Hidráulica Marítima do LNEC (Ondas Regulares)

Em relação a canais «gigantes» onde decorreram ensaios (em pequeno número) de espraçamento, há a salientar a referência Ahrens 1975. Reporta-se ao canal do COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER (C.E.R.C.), com 193,5 m de comprimento, 4,57 de largura e 6,10 m de altura. Recentemente, foi inaugurado (Agosto 1980) o canal gigante do Delft Hydraulics Laboratory (comprimento 233 m, largura 5 m e profundidade 7 m).

No canal 3 do LNEC, a alimentação é realizada por duas condutas ligadas ao circuito hidráulico geral do Pavilhão e a drenagem por uma única conduta.

O enchimento pode ser rápido, com caudal controlável por intermédio de uma válvula adufa $\varnothing$ 150 mm, ou lento para ajuste de nível ($\varnothing$ 25 mm).

Uma conduta, em fibrocimento $\varnothing$ 400 mm (conduta de equilíbrio), facilita o retorno da água associada ao pequeno transporte fluido resultante da agitação e consequente compensação dos níveis médios de água entre os extremos do canal.

O sistema gerador de ondas monocromáticas bidimensionais é constituído por um motor eléctrico, um redutor de rotações, um controlo de excentricidade do sistema biela-manivela e por um batedor plano dotado de movimento de translação (gerador de êmbolo).

O motor eléctrico é um motor assíncrono, trifásico, de 7,5 CV, 1440 r.p.m., 220 Δ / 380 Y e 50 Hz.

O variador de velocidade do grupo redutor-motor possibilita um controlo da velocidade de rotação da manivela e consequentemente do período das ondas geradas.

Uma modificação da excentricidade do sistema biela-manivela introduz diferentes alturas de onda. Porém, frequentemente, altera também a velocidade de rotação o que exige cuidados especiais de ajustamentos sucessivos no variador de velocidades.

A zona de absorção (praia amortecedora), instalada no extremo oposto àquele em que se encontra o sistema de geração, tem por objectivo a dissipação da energia de agitação incidente, com vista à redução do fenómeno de reflexão. A eliminação total destes fenómenos é, na prática, impossível. No canal 3 utilizou-se um absorvedor frontal em talude de cascalho, com 25 % de inclinação e 4,00 m de desenvolvimento em planta. Detectaram-se coeficientes de reflexão variáveis, mas rondando os 10 %, para as frequências mais correntes nos ensaios.

O batedor plano, possui uma estrutura de apoio que só possibilita movimentos de translação. Foi dotado de um filtro amortecedor, em material correntemente designado por fibromola, no sentido de se conseguir uma redução da reflexão produzida na lâmina do mesmo. A fibromola é um produto vegetal, extraído da casca de certas plantas tropicais, com textura fibrosa.

Posteriormente, reconheceram-se vantagens em recobrir também o talude de cascalho da praia amortecedora, com fibromola.

5.1.2. EQUIPAMENTO DE AQUISIÇÃO DE DADOS

Na aquisição de dados, e de acordo com os organigramas apresentados no capítulo referente a técnicas de ensaio, utilizou-se o seguinte equipamento:

SONDAS DE CONDUTÂNCIA (TRANSDUTORES)

O transdutor é constituído por um suporte de aço inox, de configuração rectangular, nos extremos do qual existem dois isoladores. Nestes, apoiam-se dois pares de condutores constituídos por arame macio de aço inox.

Este dispositivo é colocado verticalmente num suporte graduado, bem fixo e com o plano da sonda perpendicular à direcção de proveniência das ondas. O suporte graduado possibilita um controlo da modificação da profundidade de penetração na água.

Em condições normais, para uma água com resistividade bem definida, verifica-se que a condutância do transdutor é uma função linear da altura mergulhada, razão da designação «sonda de condutância».

Com o objectivo de evitar fenómenos de polarização electrolítica, a tensão aplicada no transdutor é alternada, sinusoidal, de amplitude constante.

Características:

- comprimentos: 0,25m, 0,50m, 1,00m (sonda especial)
- calibração prévia para níveis estáticos
- tensão de saída ajustável de -10 V a $+10\text{ V}$ com erro relativo inferior a 1 %
- impedância de saída inferior a $1\ \Omega$
- linearidade $< 1\%$ do campo de medida

CONDICIONADORES E AMPLIFICADORES DE SINAL

A grandeza de saída da sonda (condutância) é convertida, pelo condicionador de sinal, numa tensão eléctrica proporcional que é ampliada pelo amplificador.

O condicionador de sinal está incorporado na própria estrutura do transdutor (sondas normais) ou localizado nas suas proximidades (sonda especial), mas sempre fora do alcance da água. A ligação é feita por cabo coaxial, sem qualquer comando.

Características:

- modelo LNEC—DECA
- ganho variável e ajuste de zero

FILTROS

- modelo LNEC—DECA
- passa baixos de 15 Hz (corte de frequências superiores a 15 Hz)

VOLTÍMETRO DIGITAL

- modelo HEWLLET—PACKARD 3480 B, 50 canais
- c/ «coupler controller» 2575 A H.P.
- max. input ± 15 V

PERFURADOR DE FITA

- modelo HEWLLET—PACKARD 8100 A TAPE PUNCH
- 8 CANAIS
- frequência máxima de registo 12,5 Hz
- velocidade máxima 75 caracteres/s

GRAVADOR

- modelo KENNEDY INCREMENTAL 1600
- bandas magnéticas de 1200 pés de extensão e 1/2" de largura.
- frequência máx. registo 80 Hz
- veloc. máxima de gravação 500 caracteres/segundo
- funcionamento de escrita contínua 1000 caracteres/segundo
- máximo «record gap time» 550 milésimos de segundo
- densidade 800 bites/s

REGISTADOR GRÁFICO DE DOIS CANAIS

- modelo HEWLLET—PACKARD 7702 B
- velocidade de registo 1, 5, 20, 100 mm/s
1, 5, 20, 100 mm/minuto
- papel de registo c/ 127mm de largura e divisões em mm
- possibilidade de autocalibração
- ajuste de zero
- ganho variável de 1 a 1000 mV/divisão

REGISTADOR GRÁFICO DE UM CANAL

- modelo PHILIPS PM 8251
- velocidades de registo 15, 30, 60, 150, 300 mm/minuto
- «span» 10, 20, 50, 100, 200, 500 mV
1, 2, 5, 10, 20, 50 V

5.1.3. EQUIPAMENTO DE TRATAMENTO DE DADOS

COMPUTADOR

DEC-SYSTEM 10 – LNEC

- Memórias: 4 x (64 k) MF 10
- Bus de memória
- Processador KI 10
 - leitor de cartões CR 10 F
 - impressor de linhas LP 10 F
 - leitor de fita PT 10 S
 - perfurador de fita PT 10 S
 - traçador de gráficos Benson 4297
 - controlo TM 10 c/ 4 x TU 10
- Canal DF 10 / controlo RP 10 c/ DISCOS RP 03
- Controlo de comunicação DN 87 – A
 - controlador síncrono DQ 11
 - controlador assíncrono DH 11
 - traçador de gráficos
 - visualizador gráfico
 - terminais locais
 - terminais remotos

5.2. Técnicas de Ensaio

5.2.1. "ENSAIOS COM ONDAS REGULARES"

O organigrama de simulação de ondas regulares, esquematizado na fig. 5.2. compreende três etapas: a geração, a aquisição de dados e o tratamento.

O equipamento de geração já foi descrito e está integrado num canal de ondas. As características das ondas monocromáticas geradas pelo sistema, foram medidas através da utilização de duas sondas de condutância (transdutores), distanciadas aproximadamente de um comprimento de onda. Foram localizadas a igual distância da secção transversal do canal onde se implantaram posteriormente os pés dos modelos de taludes a estudar, ou seja a cerca de 24m do batedor plano.

O registo dessas características iniciava-se logo após a estabilização da configuração das ondas que atingiam o local, após o arranque do gerador. Terminava com a chegada de ondas reflectidas vindas da praia absorvente. As ordens de início e paragem de registo, bem como outras indicações, eram transmitidas para a cabina, onde se encontrava o equipamento electrónico de aquisição de dados, através de dispositivos transmissores/receptores de 2 WATT.

O programa total envolveu cerca de 290 ensaios (cap. 5.3.4.). Destes, cerca de 10% foram repetidos. Todos os ensaios foram gravados em registo magnético (bandas magnéticas de 1200' de extensão e 1/2" de largura).

Após interrupções dos trabalhos superiores a duas horas, concluiu-se da necessidade de haver o cuidado em rodar o motor durante cerca de dez minutos antes de iniciar nova série de ensaios.

No respeitante ao factor humano, detectaram-se inicialmente enganos na marcação da excentricidade pretendida. Os respectivos ensaios foram anulados ou apenas aproveitados para calibração. Após algumas horas úteis de treino, dois auxiliares ficaram aptos a introduzir no gerador as excentricidades correctas, sem que um e outro, trabalhando alternadamente e repetindo vários ensaios, introduzissem erros significativos.

O período da onda pretendida era inicialmente controlado por cronómetro, com precisão de um décimo de segundo. Media-se o tempo total correspondente à passagem de dez cristas sucessivas e imediatamente ficava avaliado o período médio de cada onda. Ajustes sucessivos no variador de velocidades permitiram o acerto desejado. O tratamento levado a cabo posteriormente em computador, e de que noutro capítulo se dará conta, indicava os períodos individuais de cada onda e o período médio, com precisão de um centésimo de segundo. Foram estes valores os efectivamente considerados nos cálculos.

No início e no fim de cada série de trabalhos e também ao longo dos mesmos, procedia-se à calibração das sondas, com vista à constatação da linearidade de resposta e determinação da respectiva constante. Tratava-se de um trabalho moroso e incómodo, mas indispensável, que obrigou à rejeição de várias sondas e exigiu a substituição diária da água do canal.

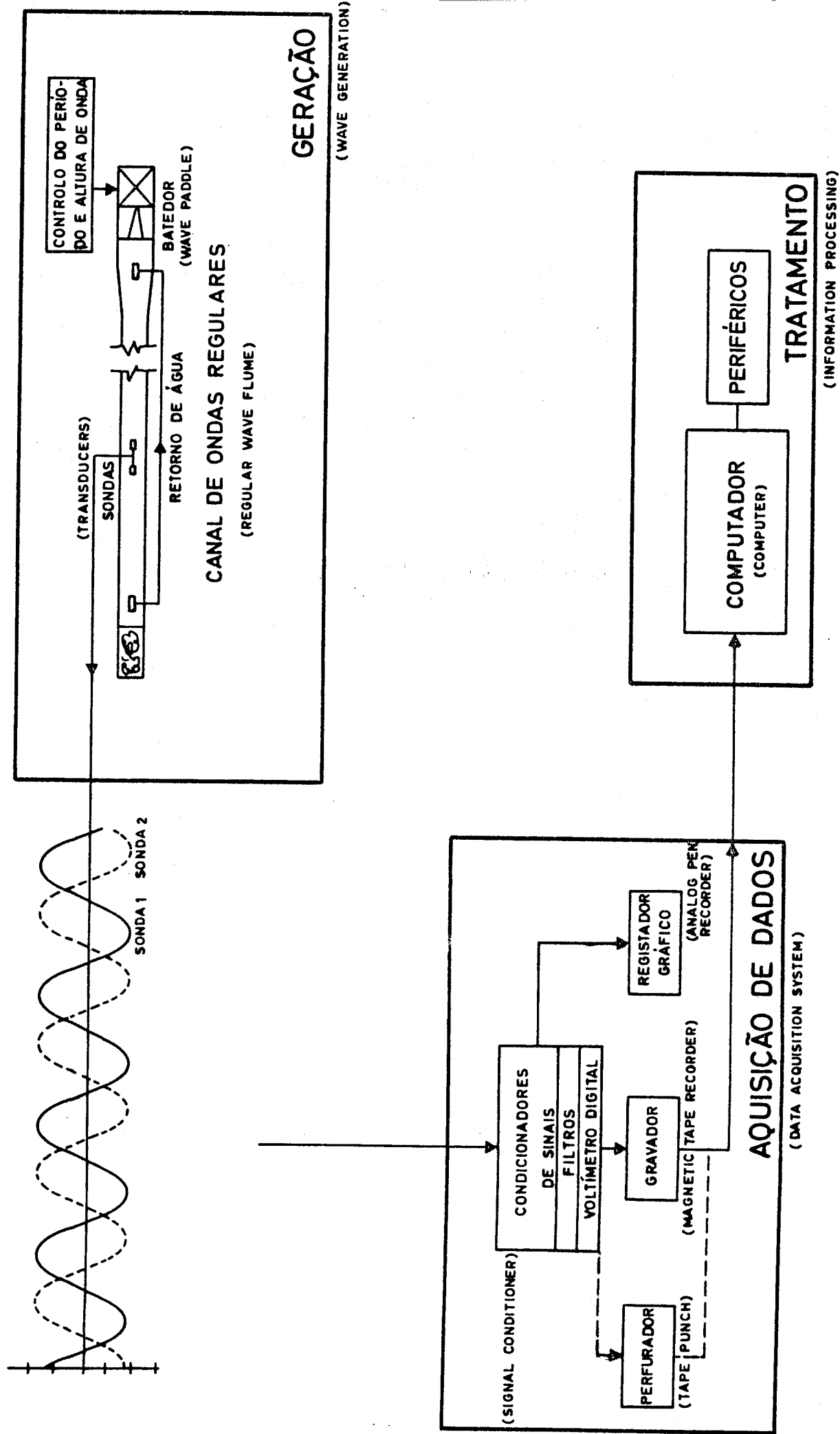


Fig. 5.2. Organograma de Simulação de Ondas Regulares

Como as sondas utilizadas tinham acoplado o condicionador de sinais respectivo, qualquer imersão inadvertida deste obrigava a reparação em oficina.

A calibração consistia em mergulhar a sonda, na água em repouso, $\pm 20\text{cm}$ (em alguns casos $\pm 15\text{cm}$) com o auxílio de uma régua vertical graduada em mm e provida de micrómetro. Para os níveis relativos, sucessivos de 0, + 20, 0, -20 e 0, registava-se a indicação do voltímetro digital e procedia-se à respectiva conversão.

A necessidade de aguardar suficiente tempo para que o nível de água estabilizasse, entre dois ensaios sucessivos e as más condições climatéricas apresentadas pelo grande Pavilhão de Hidráulica Marítima do LNEC, tornava a tarefa penosa para a equipa de trabalho. Esta, foi constituída pelo Engenheiro responsável que assistiu a todos os ensaios, por um experimentador, um ajudante de experimentador e um funcionário auxiliar.

Cerca de 8 % dos ensaios efectuados foram parcialmente ou totalmente rejeitados após o respectivo tratamento.

Os motivos que predominaram na tomada de decisão são imputáveis a mau funcionamento dos filtros electrónicos, erros na determinação das constantes da sonda, ocorrência de fenómenos de reflexão nítidos, início dos ensaios sem restabelecimento do repouso da água e má calibração ou perda de linearidade das sondas.

Os ensaios decorreram entre Novembro de 1978 e Dezembro de 1979. Iniciaram-se numa canaleta, construída a título provisório num tanque de ondas, com 15m de comprimento, 0,60m de largura e 0,70m de altura. Logo ficou demonstrado não ser possível obter na canaleta profundidades nem ondas com as características desejáveis. Por outro lado não possuía condições que facilitassem uma adequada visualização, o que se veio a tornar imprescindível. Por estes motivos a sua exploração foi abandonada, mas os valores experimentais entretanto registados serviram de comparação com valores obtidos no canal e permitiram uma primeira aferição do programa de cálculo automático utilizado (TAR).

5.2.2. "ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO"

Nos ensaios de espraçamento, tendo em conta a reduzida dimensão transversal do canal, os modelos foram reproduzidos a toda a largura daquele. Não se utilizaram pois septos longitudinais, o que possibilitaria uma exploração experimental mais rápida, já que simultaneamente se conseguiriam medir valores no modelo (R_u) e na "ausência" do modelo (H, T).

Esta última técnica, aliás corrente em muitos laboratórios, apresenta, no entanto, inconvenientes. Resultam do aparecimento de balanceamentos transversais e reflexões que perturbam o fenómeno em estudo. Exigem ainda maior tempo de espera para estabilização do nível de água após cada ensaio. Se é certo que as reflexões podem ser quantificadas se aparecem como fenómeno isolado, quando surgem mescladas com outros tipos de perturbações tais quantificações, quando muito, carecem de precisão.

Podemos então concluir que a individualização dos ensaios de espraçamento em

relação às medições de características de ondas locais na ausência do modelo (efectuadas sob a designação genérica de ensaios com ondas regulares) foi ditada por limitações inerentes ao equipamento disponível. Os segundos ensaios possibilitaram a calibração do gerador e o cálculo das características da agitação ao largo. Os resultados obtidos dos primeiros, constituem o objectivo central deste trabalho.

Estima-se que, com a técnica empregue, a duração total dos trabalhos experimentais tenha sido superior em 50% àquela que seria necessária se fosse possível considerar um ou mais septos longitudinais, mas teve o mérito de evitar fenómenos indesejáveis e de difícil quantificação.

A caracterização das ondas regulares incidentes sobre os modelos ensaiados, será objecto de detalhada atenção, em capítulo próprio.

Admitamos, implantado no canal, o modelo de uma estrutura de talude com paramento realizando um ângulo α com a horizontal, com uma praia de inclinação 1/m na vizinhança do pé da estrutura (eventualmente 1/m = 0), com um manto de protecção em enrocamento (simulado com brita) ou cubos de propriedades conhecidas (dimensões, peso, densidade, disposição, porosidade, permeabilidade, rugosidade), uma segunda camada intermédia também definida e um núcleo mais ou menos permeável.

Passamos a expor, resumidamente, a técnica de ensaio desenvolvida, cujo organograma está indicado na fig. 5.3.

O espraçamento e o refluxo foram registados, continuamente, no registador gráfico de um canal, desde o arranque do gerador até começarem a notar-se os primeiros efeitos de reflexão provenientes da lâmina do batedor. Assim, a duração útil de cada ensaio foi inferior ao tempo necessário para a onda regressar ao modelo, depois de por ele ter sido reflectida. Esta técnica foi possível pois não estava em causa a simulação da duração de uma tempestade, ao contrário do que ocorre com ensaios de estabilidade.

Na fig. 5.4. e a título exemplificativo, representam-se pontos correspondentes aos espraçamentos e refluxos máximos ocorridos desde o instante $t = 0$ (início do movimento do batedor), até ao instante $t = 80s$. A onda incidente apresentava um período de 1,5s e uma altura de 15 cm. A profundidade da água no canal era igual a 43,5 cm. O talude ($\cot \alpha = 2$), estava protegido com cubos de 4 cm de aresta.

É possível constatar que as cinco primeiras ondas que atingiram a estrutura correspondiam a uma situação não estabilizada. Seguiu-se um período estável, com a duração t_u (tempo útil de ensaio) e logo após começaram a surgir ondas reflectidas pelo batedor. É pois notória a variação temporal do espraçamento experimental, mesmo para ondas regulares e devido à presença de fenómenos de reflexão, correspondendo no entanto ao intervalo de tempo t_u uma constância de valores assinalável.

Pelas razões expostas, todos os registos de espraçamento são referidos ao tempo útil de ensaio t_u .

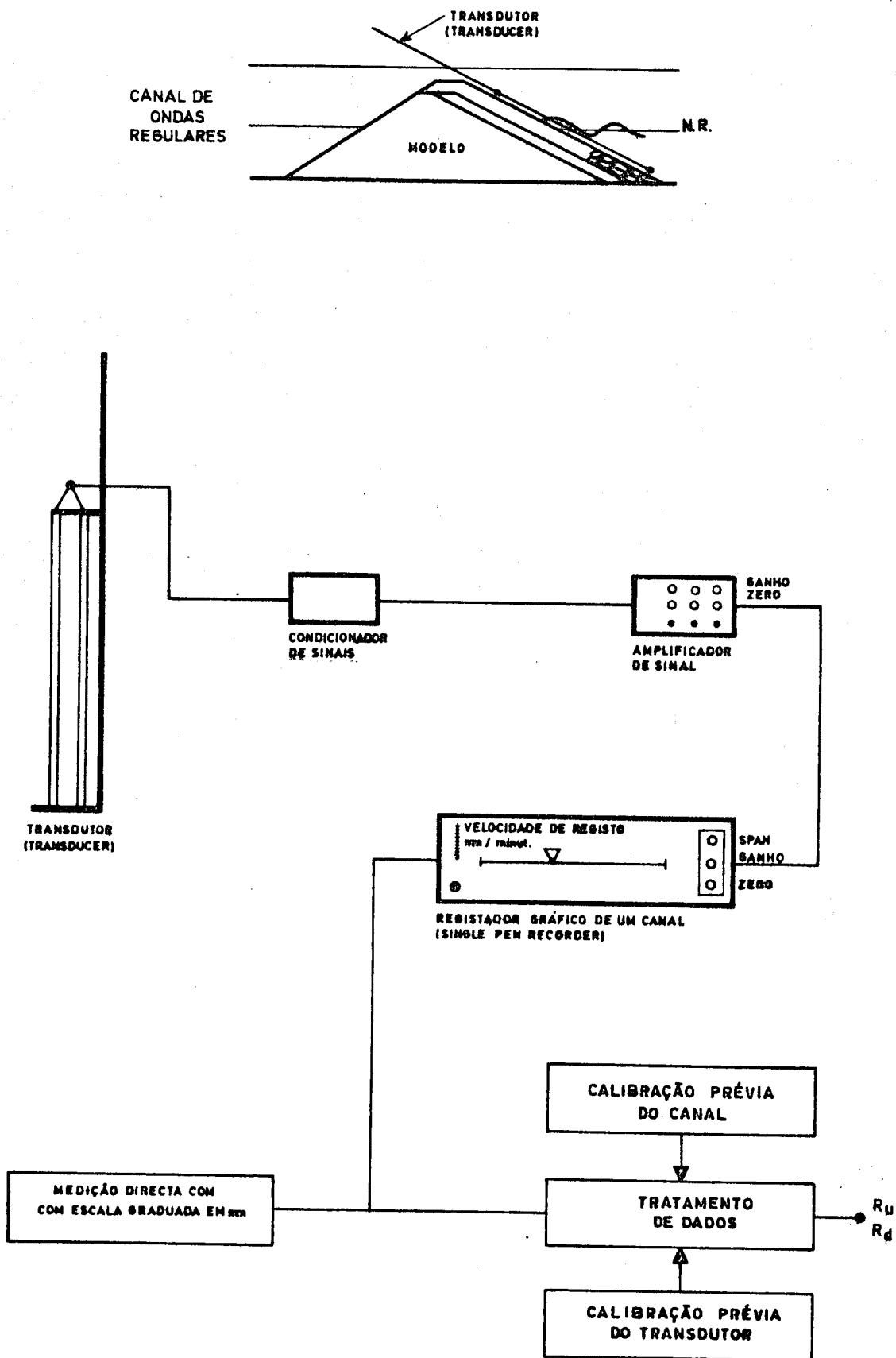


Fig. 5.3. Ensaios de Espreamento. Organograma.

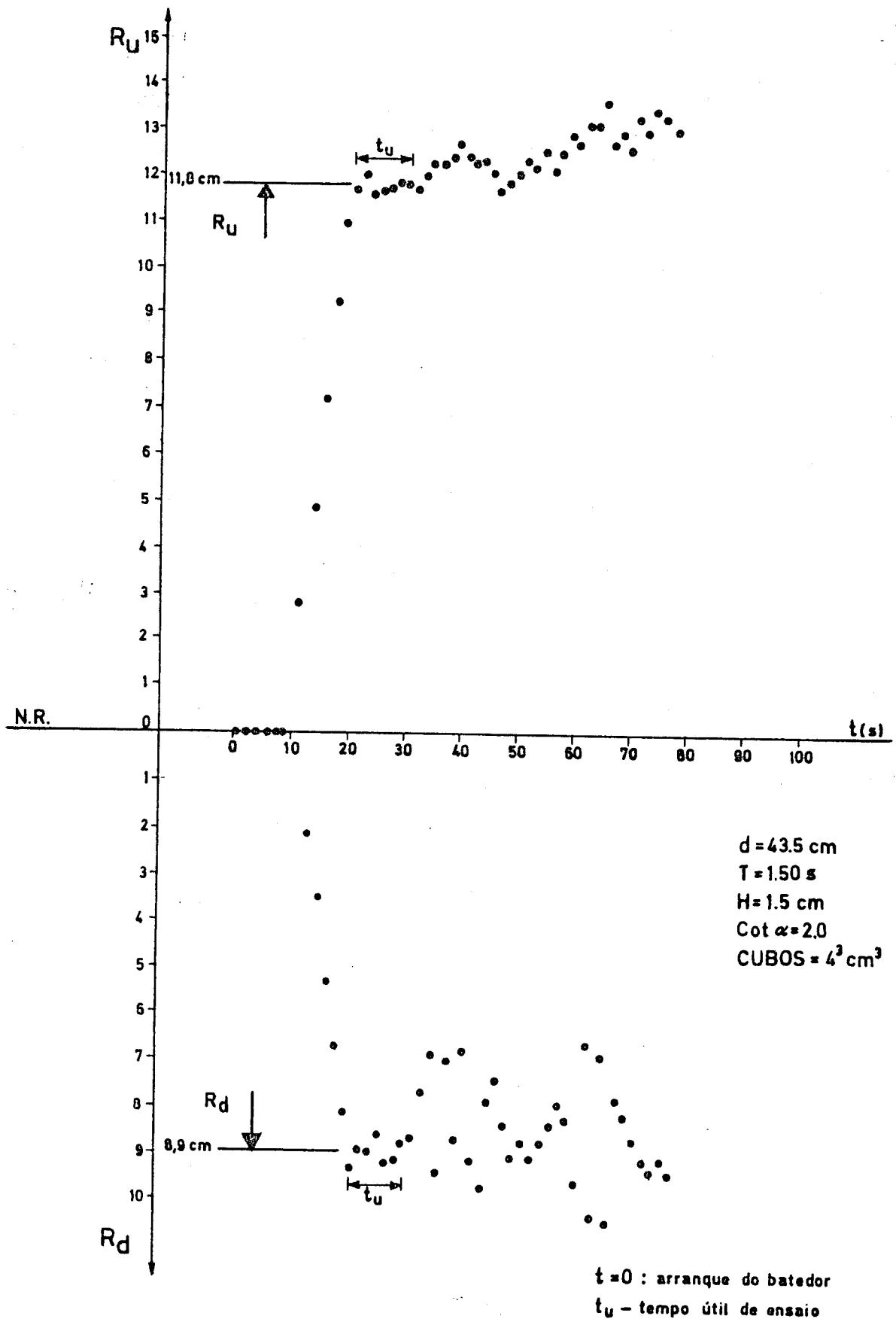


Fig. 5.4. Evolução do Espriamento e Refluxo Máximo.

A partir do registo, além da avaliação do tempo útil de ensaio, é possível quantificar os valores médios dos espraiaamentos e refluxos registados, desde que a sonda tenha sido previamente calibrada.

A calibração da sonda consistiu em mantê-la fixa, com uma inclinação igual à do talude e analisar, para vários níveis de água conhecidos, o registo gráfico correspondente.

Porém, para espraiaamentos superiores a $3/4$ do comprimento da sonda, tornava-se quase impossível obter resposta linear por parte desta. Com o decorrer do tempo, o uso sistemático da única sonda existente, veio agravar sucessivamente a situação, por ocorrência de progressiva perda de linearidade.

Por outro lado, para taludes bastante rugosos, ou seja para blocos superiores a 100 – 150 g, os fios condutores da sonda, para não entrarem em contacto com alguns dos blocos, tiveram de ser localizados afastados um ou dois centímetros da linha teórica de delimitação exterior do talude. Esta situação introduzia erros importantes na quantificação do espraiaamento mas não deixava de fornecer dados de interesse sobre o tempo útil de registo, sem interferência de fenómenos de reflexão no batedor.

Para ultrapassar esta situação e não tendo sido possível desenvolver tecnicamente uma sonda de características mais apropriadas a um talude bastante rugoso, utilizou-se uma outra técnica paralela, em todos os ensaios. De notar que a bibliografia consultada não forneceu indicações da existência, em algum laboratório, da sonda desejável. Apenas se descrevem diversos tipos de sondas utilizadas em taludes lisos.

A técnica paralela consistiu na medição dos dois espraiaamentos e de um refluxo máximo, pela utilização de uma escala transparente graduada em mm. Simultaneamente anotaram-se todas as observações de interesse como:

- tipo de rebentação sobre a estrutura.
- estabilidade da estrutura em função, nomeadamente, da altura de onda e período. Deslocação e novas disposições dos blocos.
- maior ou menor dificuldade de medição das cotas de espraiaamento e refluxo.
- observações gerais de níveis de água durante as sucessivas fases do espraiaamento.

Foi a última técnica referida que serviu de base aos valores indicados para o espraiaamento, tendo o registo gráfico servido como complemento e termo de comparação entre registos sucessivos.

Como se pode observar da fig. 5.4., as cotas de refluxo máximo apresentaram-se mais instáveis, mesmo antes da ocorrência de fenómenos de reflexão. Quando no refluxo ocorria uma lâmina de fluido, muito fina, ao longo do talude, a fixação das referidas cotas tornava-se difícil.

Também para rebentações, sobre a estrutura, do tipo basculante (ou em voluta), constatou-se sistematicamente um importante emulsionamento de ar e consequente dificuldade de fixação da cota de espraçamento. Estas situações foram devidamente referenciadas nos quadros de valores experimentais obtidos.

A fig. 5.5. exemplifica uma das comparações que houve o cuidado de fazer, entre dois registos, realizados em dias diferentes. Referem-se à evolução do espraçamento e do refluxo para a mesma estrutura e idêntica agitação. A grande coincidência de resultados constitui um incentivo.

Aquando da construção do modelo, o núcleo foi ligeiramente compactado, simulando uma certa compactação natural intensificada pela presença de fenómenos hidrodinâmicos. Os blocos da camada exterior foram lançados de curta distância, sem preocupações de arrumação exagerada, que só teoricamente pode ser concebida.

Sempre que a solicitação provocava deslocação de um número significativo de blocos, os mesmos eram recolocados, refazendo-se o perfil inicial antes do prosseguimento dos ensaios.

5.16

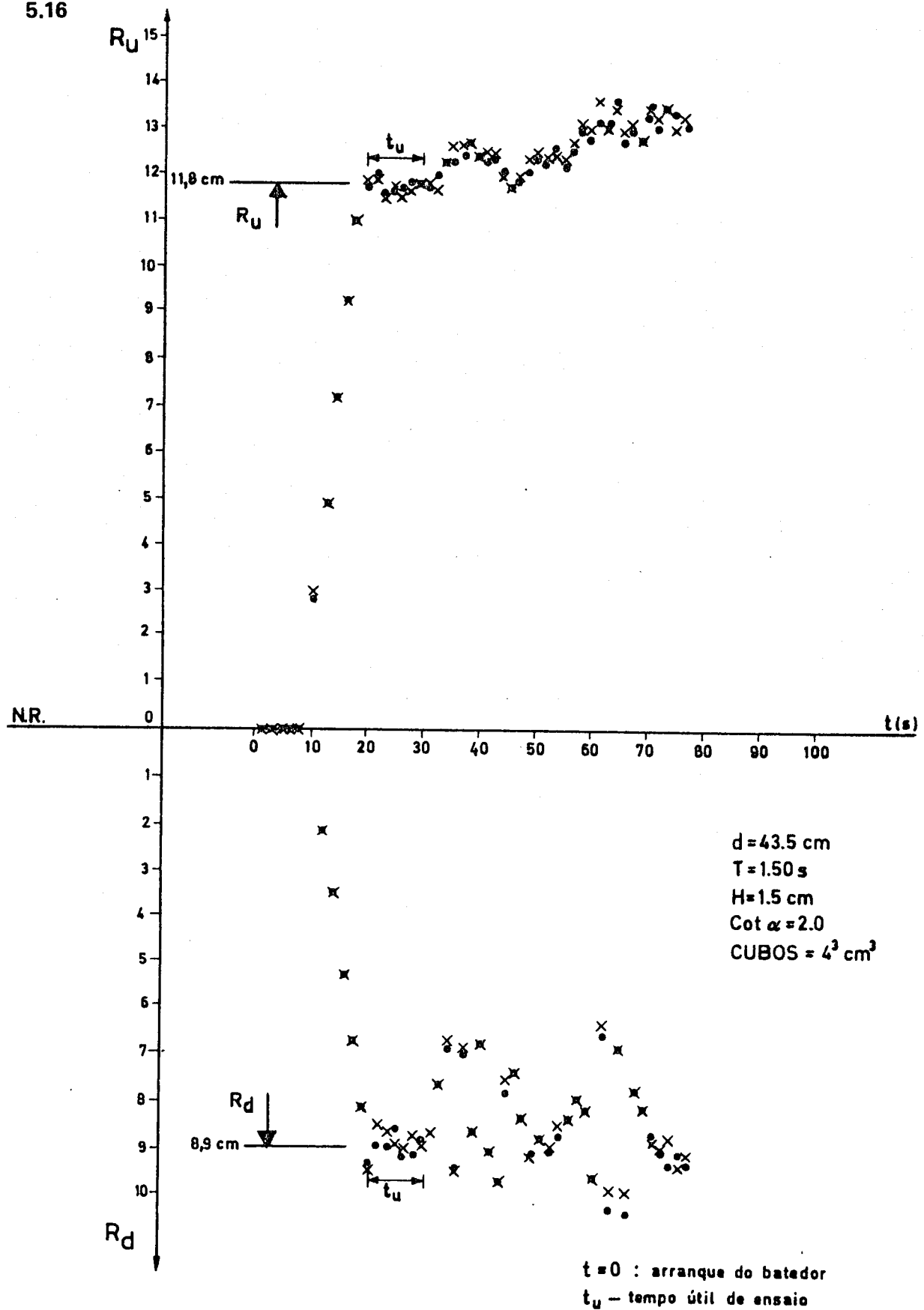


Fig. 5.5. Comparação Entre Dois Registos de Evolução do Espraimento e Refluxo Máximo para o Mesmo Modelo e Idêntica Agitação

5.3. Características das Ondas Geradas no Canal

5.3.1. INTRODUÇÃO

No estudo de aspectos hidrodinâmicos relativos à acção de ondas marítimas, torna-se necessário o recurso a uma ou várias das teorias de ondas existentes. Tal sucede, quer a nível de tratamento de dados e resultados de campo e laboratoriais, quer a nível do desenvolvimento de formulações e aplicações teóricas.

Assim, no sentido de procurar uma aplicação prática dos resultados obtidos em modelo, tendo em especial atenção as aplicações em projectos, procuraremos traduzir os valores experimentais e conclusões deste trabalho, em termos de parâmetros adimensionais, com inclusão de valores que teria a correspondente agitação ao largo (grandes profundidades), como por exemplo, H_0 e L_0 .

É curioso notar que, a elaboração matemática das várias teorias de ondas hoje em dia utilizadas, antecedeu amplamente o estudo experimental em modelo e em protótipo, o que levou a um desfaseamento temporal entre conhecimentos teóricos e práticos, que actualmente subsiste, mas em menor grau. Os trabalhos já realizados por diversos especialistas permitem uma primeira opção entre as diversas teorias matemáticas ou a introdução de parâmetros correctivos no formulário teórico disponível.

Há, no entanto, áreas de conhecimento ainda muito esbatidas que justificam os trabalhos em curso em diversos laboratórios, bem como o prosseguimento de esforços científicos e troca de informações que possibilitem avanços significativos.

No domínio da Hidráulica Marítima seria desejável o conhecimento correcto dos campos de pressões, campo de velocidades, perfis da superfície livre, deformações em função da distância de propagação e outras características associadas a um determinado estudo hidrodinâmico. O grau de correlação entre valores experimentais e valores teóricos de algumas dessas grandezas, tem justificado a adopção de uma das teorias para o estudo particular em questão.

5.3.2. TEORIAS DE ONDAS

As teorias de ondas de maior interesse e de emprego mais extensivo em hidráulica marítima são habitualmente designadas por:

- * — Linear ou de Airy
- * — Stokes (2a, 3a, 5a. ordem)
- * — Trocoidal Elíptica e Circular (Boussinesq, Dubreil-Jacotin, Gerstner)
- * — Cnoidal (Korteweg/de Vries, Keulegan/Patterson, Laitone)
- * — Onda solitária (Scott-Russel, Boussinesq)
- * — Função Corrente (Schwind/Reid, Dean)
- * — Ondas longas de translação (Airy/Stoker)

Não nos debruçaremos sobre aquelas que são típicas de Hidráulica de Estuários pois saem fora do âmbito do nosso trabalho.

No ANEXO 1, apresentam-se expressões fundamentais, considerações diversas e gráficos que pretendem sintetizar os aspectos mais importantes das mesmas, sempre numa perspectiva de utilização em problemas de Engenharia Marítima, mas sem esquecer os aspectos teóricos que possibilitem uma melhor compreensão e consciencialização das limitações a considerar. Os aspectos matemáticos foram pois condicionados.

Os nomes dos investigadores que, honorificamente, estão associados à designação das diversas teorias, nem sempre são reconhecidos unanimemente como tal, na bibliografia da especialidade. Diferenças de nacionalidades, simultaneidade de investigações e diversos níveis de aprofundamento e abordagem teórica poderão ser razões explicativas.

As enunciadas teorias reportam-se a um fluido incompressível. Tal hipótese é questionável em situações de rebentação da onda e noutros casos em que o emulsionamento do ar seja um fenómeno importante a considerar (heterogeneidade do escoamento).

O quadro 5.2. distingue as teorias rotacionais das irrotacionais. No primeiro caso admite-se que as partículas fluidas estão animadas de movimento de rotação, em torno do seu centro de massa, ao progredirem em movimento de translação.

A irrotacionalidade no plano XZ traduz-se matematicamente pela igualdade

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial z}, \text{ sendo } u \text{ e } v \text{ as componentes da velocidade segundo os eixos dos } x \text{ e } z.$$

A hipótese de irrotacionalidade é discutível mas possibilita formulações de condições fronteira que podem ser resolvidas da maneira mais simples e aproximada.

As consequências de se ignorar, nas referidas teorias de ondas, os efeitos da tensão superficial e de viscosidade, não foram ainda convenientemente quantificadas, embora se continue correntemente a admitir tal situação.

TEORIAS DE ONDAS

	Tipo de onda	Rotacionalidade	Parâmetro de Ursell	Profundidade relativa	Altura relativa	Transporte de massa fluida	Distribuição de pressões na vertical
T. Lineares	Oscilação	Irrot.	$U \leq 1$	$d/L > 0.05$	$H/d \leq 1$	S/transp.	Não hidrostática
	Oscilação	Irrot.	$U \leq 1$	$d/L < 0.05$	$H/d \leq 1$	S/transp.	Hidrostática
T. não Lineares	Oscilação	Irrot.	$U < 10$	$.05 < d/L < .5$	$H/d \leq 1$	C/pequeno transporte	Não hidrostática
	Oscilação	Rotacional	$U < 10$	$.05 < d/L < .5$	$H/d \leq 1$	S/transp.	Não hidrostática
	Oscilação	Rotacional	$U < 10$	$d/L > 0.5$	$H/d \leq 1$	S/transp.	Não hidrostática
	Oscilação	Irrot.	$U > 15$	$d/L < 0.1$	$H/d < 1$	C/pequeno transporte	Hidrostática (1ª. ordem)
	translação	Irrot.	$U \rightarrow \infty$	$d/L < 0.1$	$H/d < 1$	C/transp.	Hidrostática (1ª. ordem)
	translação	Rotacional	$U \rightarrow \infty$	$d/L < 0.1$	$H/d < 1$	C/transp.	Não hidrostática
	translação	Irrot.	$U \rightarrow \infty$	$d/L \leq 0.05$	$H/d \leq 1$	C/transp.	Hidrostática
	translação	Quasi-Irrotacional	$U \rightarrow \infty$	$d/L \leq 0.05$	$H/d \leq 1$	C/transp.	Hidrostática

QUADRO 5.2.

5.3.3. CONSIDERAÇÕES SOBRE CONDIÇÕES DE APLICABILIDADE

A facilidade de utilização prática das teorias lineares tem concorrido para a sua grande divulgação. A consideração de teorias não lineares será um refinamento desnecessário quando não se introduz, paralelamente, uma redução dos erros experimentais e um aumento na confiabilidade e disponibilidade de dados de campo. São dois limites que continuam a subsistir mas que, pelo menos teoricamente, poderão vir a ser alterados a médio prazo.

É importante assinalar que uma boa correlação entre valores teóricos e experimentais de um dos parâmetros característicos de um sistema de ondas, como por exemplo o perfil da superfície livre, não significa claramente que essa teoria se ajuste bem a outros parâmetros, como as velocidades das partículas, trajectórias, distribuição de pressões e celeridades.

Poder-se-á equacionar o problema em termos de encontrar a teoria que melhor descreve um determinado parâmetro em determinadas condições de estudo bem definidas, ou então numa perspectiva de tentativa de optimização global, buscando uma representação geral desses parâmetros.

Na controvérsia gerada sobre este aspecto importante da hidrodinâmica aplicada, três trabalhos de vulto são de destacar. São seus autores:

- Dean (1967, 1974)
- Le Méhauté, Divoky e Lin (1968)
- Dean e Le Méhauté (1970)

Resumidamente podemos referir que, em sucessivas fases de investigação, foram e estão a ser contemplados dois tipos de análise:

- (i) — Validade analítica das teorias de ondas, consistindo na identificação do grau de satisfação das diversas condições hidrodinâmicas.
 Uma validade analítica perfeita corresponderia a uma teoria que satisfizesse exactamente tais condições, em particular condições fronteiras, traduzíveis por expressões matemáticas mais ou menos complexas.
 Uma não perfeita validade analítica de uma determinada teoria sugeria a consideração de outras teorias ou tentativas de refinamento dessa teoria, por exemplo, pela consideração de aproximações de ordem superior.
- (ii) — Validade experimental das teorias de ondas, consistindo na comparação de valores experimentais de perfis de superfície livre, órbitas, velocidades,

pressões, com os respectivos valores teóricos.

Com esta análise, poder-se-á constatar até que ponto uma teoria com uma determinada validade analítica simularia, ou não, correctamente um fenómeno natural. A não consideração nos desenvolvimentos teóricos de, por exemplo, fenómenos de viscosidade e tensão superficial justifica a necessidade de constatação da validade experimental.

A situação limite hidrodinâmica correspondente ao início da rebentação tem sido também considerada.

Vejamos uma situação de interesse prático ilustrativa da necessidade de resposta aos problemas levantados: o estudo das solicitações dinâmicas que se exercem sobre elementos estruturais submersos na água do mar submetidos a agitação. Em muitos casos, considera-se que as forças são proporcionais a u^2 (quadrado da velocidade local das partículas fluidas) sendo o coeficiente de resistência C_D («drag coefficient») considerado no factor de proporcionalidade. A determinação de u através das diversas teorias conduz a valores díspares, principalmente para certos domínios (por exemplo $H/d > 0,5$ aplicando teorias da onda solitária).

As forças estimadas serão então bastante afectadas de acordo com a teoria seleccionada. O problema consistirá em utilizar a teoria que, sendo analiticamente válida, tenha tido uma boa comprovação experimental da distribuição de velocidades que prevê. Se possível, deverá ainda ser de simples aplicação, dispensando sofisticados e laboriosos meios de tratamento.

Infelizmente nem sempre assim se procede. Em primeiro lugar porque os problemas não são tão simples quanto aparentam. Também não há nenhuma teoria perfeita, quer do ponto de vista analítico, quer em termos de comprovação experimental. Ao contrário do anteriormente sugerido, em geral existem vários parâmetros de interesse e fundamentais para o estudo de um determinado fenómeno e poucas ou nenhuma teorias adequadas a uma tradução fiel do comportamento global desses parâmetros.

Uma certa atitude comodista conduz, por outro lado, à utilização quase sistemática e por vezes nitidamente fora das condições de aplicabilidade, das teorias lineares.

Também os índices de validade analítica que têm sido considerados isoladamente, como por exemplo o grau de satisfação das condições fronteira à superfície livre proposto por Dean 1974, e quantificado para diversas teorias, só parcialmente são correctos.

Assim, segundo aquele autor, a teoria linear de Airy apresenta um «grau de satisfação das condições fronteira relativamente bom» em águas de pequena profundidade relativa. Porém, outros trabalhos e a experiência provam que, a referida teoria, não representa adequadamente muitas das características das ondas em pequena profundidade relativa, nem mesmo a configuração da superfície livre.

A fig. 5.6. apresenta um gráfico de grande utilidade prática, adaptado de Le Méhauté (1969). Neste gráfico, os domínios de aplicabilidade prática, das diversas teorias são delimitados pelos parâmetros adimensionais:

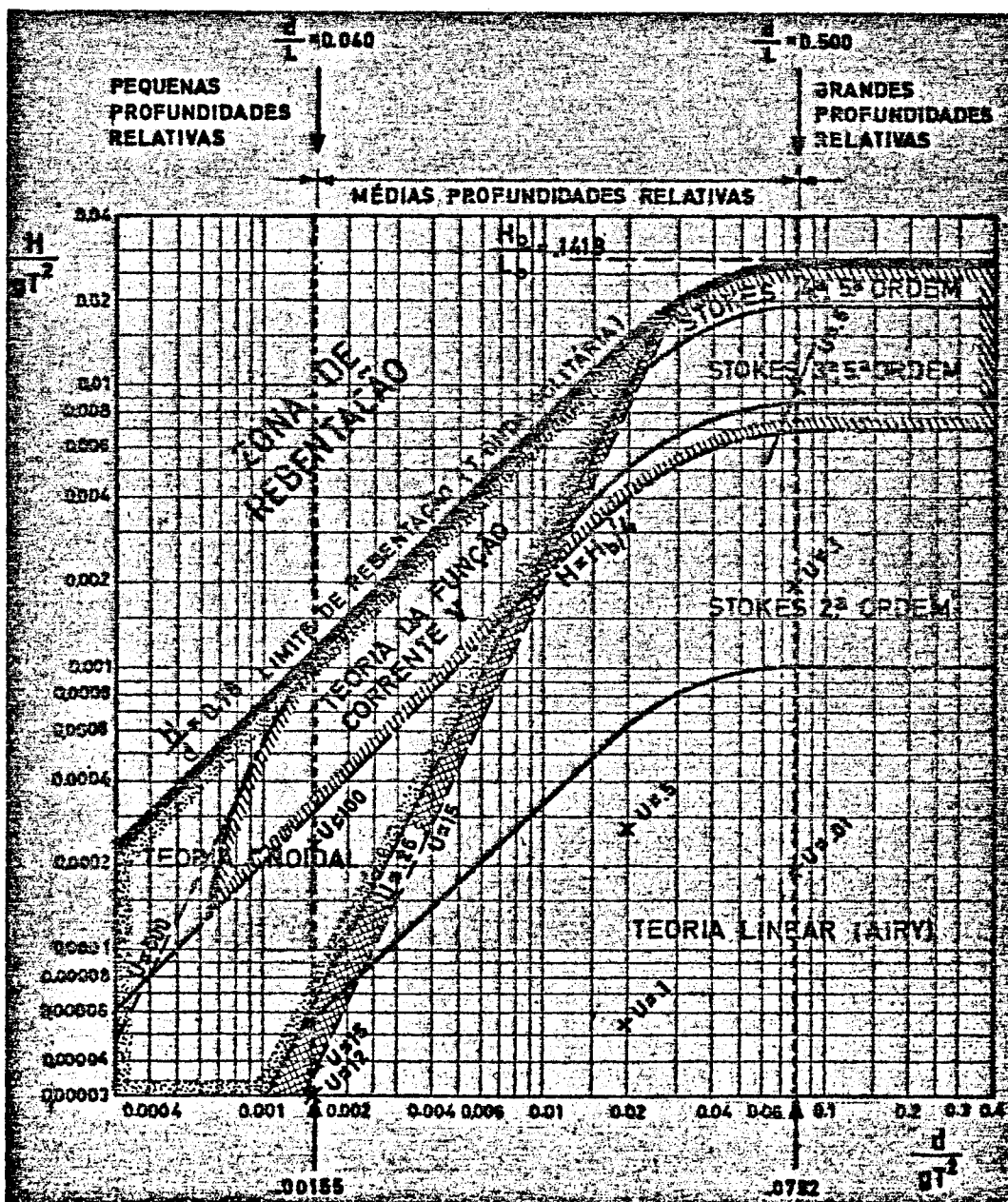


Fig. 5.6. Domínios de Aplicabilidade de Diversas Teorias de Ondas (Adaptado de Le Méhauté 1969)

$$\frac{H}{gT^2}, \frac{d}{gT^2}, \frac{H}{d} \text{ e } \frac{L^2 H}{d^3}.$$

Este gráfico é qualitativo e reúne conclusões de diversos autores. Um estudo quantitativo profundo, do erro associado à aplicação das várias teorias em diversas situações de Hidráulica Marítima, não foi ainda realizado.

5.3.4. "ENSAIOS COM ONDAS REGULARES" DOMÍNIO EXPERIMENTAL CONSIDERADO

Os ensaios que designamos por «ensaios com ondas regulares antecederam os «ensaios de espraimento». Estes últimos foram também realizados com ondas regulares mas envolveram a presença de um modelo de obras de taludes.

No quadro 5.3. descriminaram-se as profundidades de água, períodos e alturas de onda considerados nos ensaios com ondas regulares.

A escolha dos limites inferior e superior da gama de valores indicada foi condicionada pelas limitações físicas das instalações e equipamento experimental. Procuram-se valores para H , T , d , H/L e d/L_0 cobrindo intervalos mais correntes nos ensaios de modelos de estruturas reais, do tipo talude.

No respeitante a limitações físicas das instalações e equipamento experimental disponíveis, verificou-se, por exemplo, que para profundidades superiores a 55,5 cm e alturas de onda excedendo os 22 cm, o gerador ficava sobre-esforçado, o que, para além dos problemas mecânicos inerentes, não possibilitava a geração de ondas sucessivas de características que pudessem ser consideradas regulares.

Para desníveis de água superiores a 30 cm, a maior parte das sondas utilizadas deixava de responder linearmente, situação nada desejável e que, portanto, condicionava as alturas de onda máximas.

Para profundidades inferiores a 20 cm e alturas de onda inferiores a 4 cm, os efeitos de escala, a encarar e discutir posteriormente, fazem diminuir a confiabilidade nos resultados.

O programa total envolveu 290 ensaios. Foram consideradas profundidades relativas d/L entre 0,066 e 0,249. As correspondentes profundidades relativas d/L_0 variaram entre 0,026 e 0,228.

As declividades H/L estavam compreendidas entre 0,0073 e 0,0995.

Os dados obtidos em registo magnético foram processados em computador (PROGRAMA TAR) transcrito no Anexo II.

d (cm)	T(s)							≈ H(cm)	Nº. DE ENSAIOS
	1.25	1.50	1.68	1.84	1.96	2.12	2.36	2.50	
55.5	221 .228 .249	292 .158 .190	342 .126 .162	382 .105 .145	411 .093 .135	453 .079 .123	513 .064 .108	549 .057 .101	64
50.0	217 .205 .230	282 .142 .177			393 .083 .127	431 .071 .116	489 .058 .102	520 .051 .096	48
43.5		269 .124 .162	310 .099 .140	348 .082 .125		409 .062 .106	462 .050 .094	490 .045 .089	42
40.0	205 .164 .195	261 .114 .153		335 .076 .119	360 .067 .111	395 .057 .101	445 .046 .090		36
34.0		246 .097 .138	282 .077 .121	314 .064 .108	336 .057 .101	369 .048 .092	414 .039 .082	439 .035 .077	42
30.0	187 .123 .160		296 .057 .101	275 .047 .091	319 .050 .094	346 .043 .087	387 .035 .078	413 .031 .073	30
25.0	174 .103 .144	218 .071 .115	247 .057 .101		292 .042 .086		357 .029 .070	378 .026 .066	28
									290 Ensaios

$$\left[\begin{array}{c} L(\text{cm}) \\ d/L_o \\ d/L \end{array} \right]$$

$$L_o = gT^2/2\pi$$

$$d/L_o = d/L \tanh(2\pi d/L)$$

QUADRO 5.3.
PERÍODOS E ALTURAS DE ONDA APROXIMADAS CONSIDERADAS PARA CADA PROFUNDIDADE
DE ÁGUA NO CANAL 3 – LNEC – ENSAIOS COM ONDAS REGULARES.
VALORES CORRESPONDENTES DE d/L_o , d/L e L (TEORIA LINEAR)

Este processamento, ocupando um total de 900 páginas e exemplificado com o cálculo no. 183, possibilita o conhecimento das seguintes grandezas e parâmetros, relativos a cada sonda (SONDA 1 e SONDA 2).

— No. DE ONDAS REGISTRADAS C/ INDICAÇÃO INDIVIDUAL DE

H	— altura de onda	(cm)
T	— período	(s)
H _{crista}	— amplitude da crista	(cm)
T _{crista}	— período entre zero ascendente e zero descendente	(s)
H _{cava}	— amplitude da cava	(cm)
T _{cava}	— período entre zero descendente e zero ascendente	(s)
AREA		
CRISTA	—	(cm ² x s)
AREA		
CAVA	—	(cm ² x s)

— VALORES GLOBAIS

ONDAS

— sobrelevação do nível = $(H_{\text{crista}} - H_{\text{cava}})/2$	(cm)
— altura média das ondas	(cm)
— $(H_{\text{máximo}} + H_{\text{mínimo}})/2$	(cm)
— período médio	(s)

CRISTAS E CAVAS

— altura média	(cm)
— maior amplitude	(cm)
— período médio	(s)
— área	(cm ² x s)

— COMPRIMENTO DE ONDA (TEORIA LINEAR)

L ₀	— ao largo ($L_0 = gT^2/2\pi$)	(m)
$\frac{L}{L_0}$	— local ($d/L_0 = d/L \tanh(2\pi d/L)$)	(m)
$\frac{H}{L}$	— declividade local	
$\frac{H}{L_0}$	— declividade ao largo	
$\frac{H_{\text{crista}}}{H_{\text{cava}}}$		

— COMPRIMENTO DE ONDA (EXPERIMENTAL)
E CELERIDADE (EXPERIMENTAL)

	— com base nas cristas	(m, ms ⁻²)
	— com base nos zeros ascendentes	(m, ms ⁻²)
— OUTRAS GRANDEZAS	— comprimento de crista	(m)
	— comprimento de cava	(m)
	— volumes por unidade de largura de crista	(cm ³)
	— volumes por unidade de largura de cava	(cm ³)

ENSAIO COM ONDAS REGULARES
CALCULO N. 183

CARACTERISTICAS DO CALCULO:

INTERVALO DE DIGITALIZACAO: 0.0250

CONSTANTE DA SONDA: -0.0205

NUMERO DE ONDAS: 6

SONDA 1 T = 2.36 S. - PROF. 40.0 CM - EXC. 7.8

UNIDADES:

ALTURAS: CENTIMETROS

PERIODOS: SEGUNDOS

COMPRIMENTOS DE ONDA: METROS

H	T	H	T	H	T	AREA	AREA
		CRISTA	CRISTA	CAVA	CAVA	CRISTA	CAVA
4.37	2.38	2.60	1.00	-1.76	1.38	1.56	-1.64
4.37	2.38	2.60	1.01	-1.76	1.38	1.56	-1.64
4.35	2.37	2.60	1.00	-1.74	1.37	1.56	-1.62
4.35	2.38	2.60	1.01	-1.74	1.37	1.56	-1.62
4.35	2.38	2.60	1.01	-1.74	1.37	1.57	-1.63
4.37	2.38	2.62	1.01	-1.74	1.37	1.57	-1.63

VALORES GLOBAIS:

SOBREELEVACAO DO NIVEL: 0.43

ONDAS:

ALTURA MEDIA: 4.36

(HMAX+HMIN)/2: 4.36

PERIODO MEDIO: 2.38

CRISTAS:

ALTURA MEDIA: 2.61

MAIOR ALTURA: 2.62

PERIODO MEDIO: 1.01

AREA: 1.57 (L=2*T)

CAVAS:

ALTURA MEDIA: -1.75

MAIOR ALTURA: -1.76

PERIODO MEDIO: 1.37

AREA: -1.63 (L=2*T)

COMPRIMENTOS DE ONDA (TEORICOS):

AO LARGO: 8.62

A PEQUENAS PROFUNDIDADES: 4.49

PARAMETROS ADIMENSIONAIS:

HMEDIA/LMEDIO AO LARGO: 0.0049

HMEDIA/LMEDIO A PEQUENAS PROFUNDIDADES: 0.0097

ALTURA MEDIA DE CRISTAS/ALTURA MEDIA DE CAVAS: -1.49

ENSAIO COM ONDAS REGULARES
CALCULO N. 183

CARACTERISTICAS DO CALCULO:

INTERVALO DE DIGITALIZACAO: 0.0250

CONSTANTE DA SONDA: -0.0207

NUMERO DE ONDAS: 5

SONDA 2 T = 2.36 S. - PROF. 40.0 CM - EXC. 7.8

UNIDADES: ALTURAS: CENTIMETROS
PERIODOS: SEGUNDOS
COMPRIMENTOS DE ONDA: METROS

H	T	H	T	H	T	AREA	AREA
		CRISTA	CRISTA	CAVA	CAVA	CRISTA	CAVA
4.53	2.38	2.46	1.03	-2.07	1.34	1.53	-1.72
4.53	2.38	2.46	1.04	-2.07	1.35	1.52	-1.73
4.53	2.38	2.46	1.03	-2.07	1.35	1.53	-1.73
4.53	2.38	2.46	1.04	-2.07	1.34	1.53	-1.71
4.55	2.38	2.48	1.03	-2.07	1.35	1.52	-1.71

VALORES GLOBAIS:

SOBREELEVACAO DO NIVEL: 0.20

ONDAS:

ALTURA MEDIA: 4.54
(HMAX+HMIN)/2: 4.54
PERIODO MEDIO: 2.38

CRISTAS:

ALTURA MEDIA: 2.47
MAIOR ALTURA: 2.48
PERIODO MEDIO: 1.03
AREA: 1.53 (L²*T)

CAVAS:

ALTURA MEDIA: -2.07
MAIOR ALTURA: -2.07
PERIODO MEDIO: 1.34
AREA: -1.72 (L²*T)

COMPRIMENTOS DE ONDA (TEORICOS):

AO LARGO: 8.82
A PEQUENAS PROFUNDIDADES: 4.49

PARAMETROS ADIMENSIONAIS:

HMEDIA/LMEDIO AO LARGO: 0.0051
HMEDIA/LMEDIO A PEQUENAS PROFUNDIDADES: 0.0101
ALTURA MEDIA DE CRISTAS/ALTURA MEDIA DE CAVAS: -1.19

CALCULO DO COMPRIMENTO DE ONDA

CALCULO N. 183

T = 2,36 S. - PROF. 40,0 CM - EXC. 7,8

ENSAIO COM O AFASTAMENTO ENTRE SONDAS DE 2,14 METROS

ESTIMATIVAS DO COMPRIMENTO DE ONDA

COM BASE NOS ZEROS ASCENDENTES 4.57 METROS
 CELERIDADE: 1.92

COM BASE NAS CRISTAS: 4.50 METROS
 CELERIDADE: 1.89

COMPRIMENTOS DE CRISTA

SONDA 1: 1,9328

SONDA 2: 1,9879

COMPRIMENTOS DE CAVA

SONDA 1: 2,6391

SONDA 2: 2,5836

VOLUMES POR UNIDADE DE LARGURA:

CRISTAS:

SONDA 1: 301,283 CM³SONDA 2: 293,296 CM³

CAVAS:

SONDA 1: -313,181 CM³SONDA 2: -331,278 CM³

ENSAIO COM ONDAS REGULARES

CALCULO N. 183.

REGISTO 1 - SONDA 1

REGISTO 2 - SONDA 2

- PROF. 40.0 CM -

- PROF. 40.0 CM -

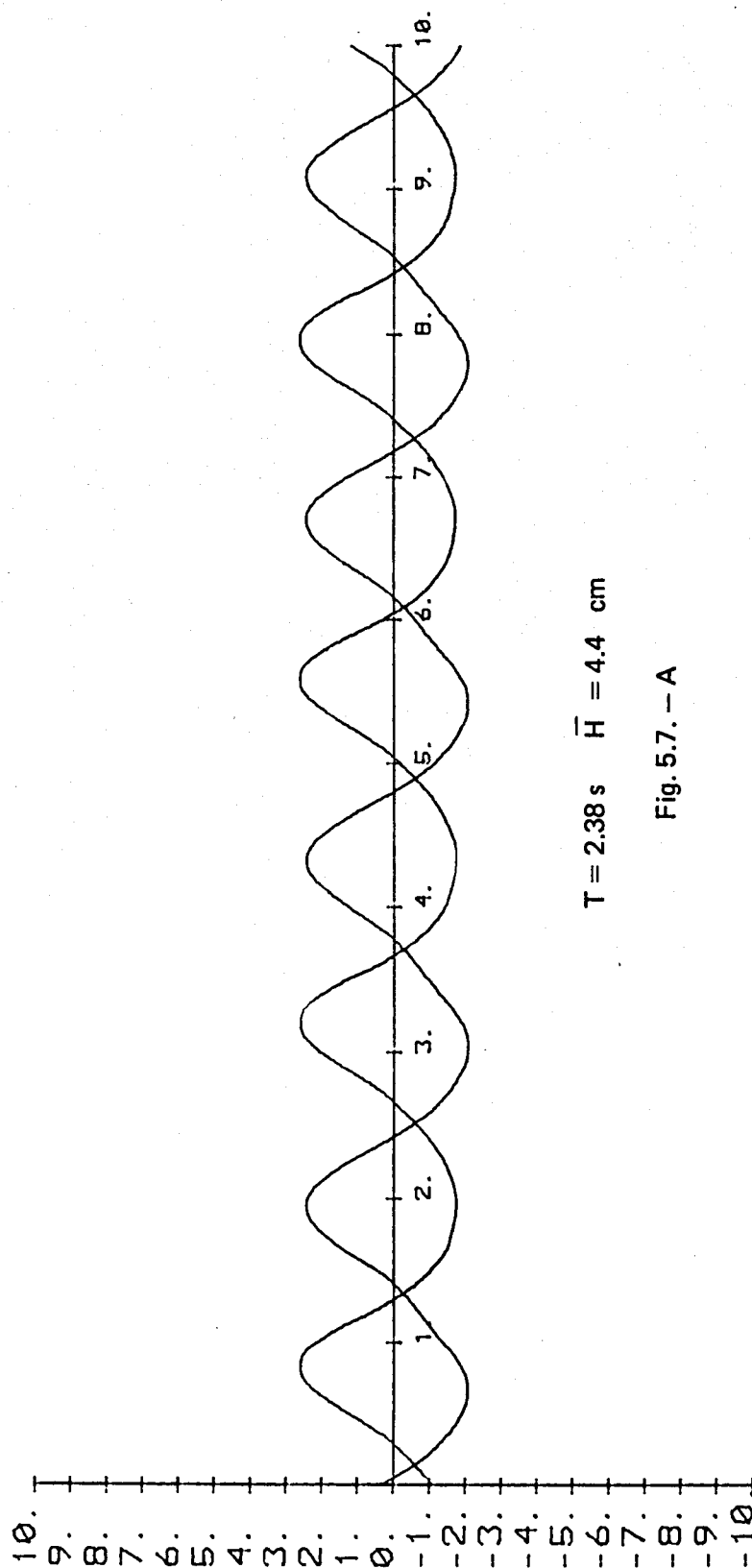


Fig. 5.7. - A

ENSAIO COM ONDAS REGULARES

5.30

CALCULO N. 101.

REGISTO 1 - SONDA 1

REGISTO 2 - SONDA 2

- PROF. 55.5 CM -

- PROF. 55.5 CM -

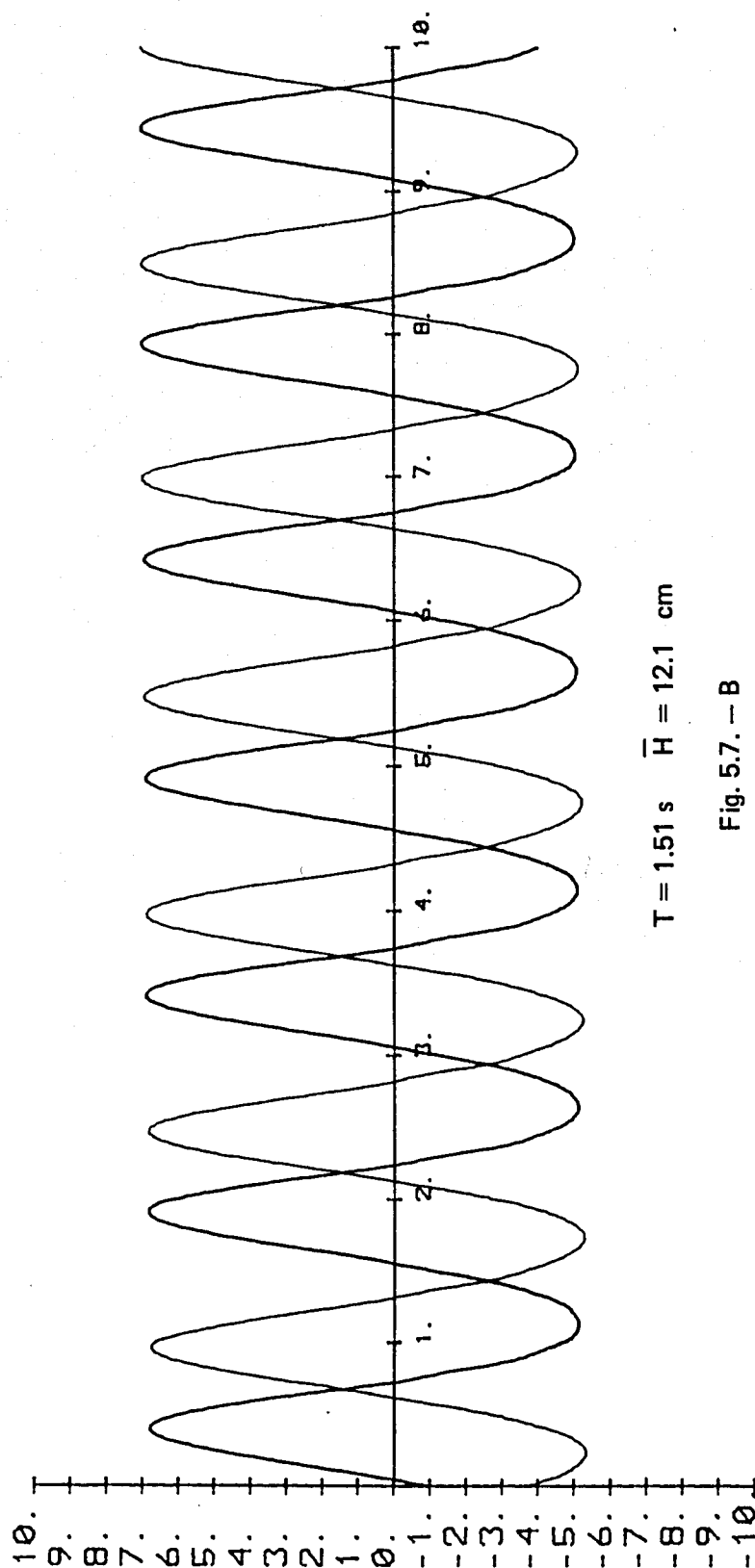


Fig. 5.7. - B

A determinação das celeridades e comprimentos de onda exige o conhecimento prévio da distância entre sondas, a qual foi obtida com fita graduada em intervalos de 0,5 cm.

A primeira aplicação dos resultados obtidos através dos 290 ensaios, consistiu na determinação de curvas de calibração do gerador, as quais tiveram aplicação posterior nos ensaios de espraçamento. Nestes, a altura de onda que se pretendia gerar, correspondente a uma certa profundidade de água e a um período fixado, foi introduzida através de uma excentricidade a regular no batedor.

Como em grande parte do domínio experimental, dos ensaios de espraçamento previstos, as curvas de calibração eram lineares, com coeficientes de correlação linear superiores a 0,995, excluiu-se ou foi encarada com reserva aquela banda em que tal não sucedia.

No quadro 5.4. transcrevem-se as equações das rectas de calibração.

Uma segunda aplicação dos resultados obtidos, aparecerá um pouco mais adiante no texto e diz respeito à verificação dos domínios de aplicabilidade das seguintes teorias: linear, cnoidal e STOKES (3a. e 5a. ordem).

Reconhece-se que não se tirou todo o partido possível dos dados obtidos e que o assunto não foi exaustivamente encarado. Se o fizéssemos, daríamos um peso demasiado excessivo a este aspecto em detrimento do tema «espraçamento», saindo fora dos objectivos inicialmente previstos.

5.3.5. "ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO" AGITAÇÃO REGULAR CONSIDERADA

O domínio experimental da agitação regular considerada nos ensaios de espraçamento, está especificado na fig. 5.8.

Consideraram-se sete situações de profundidade de água, variando entre 25,0 e 55,5 cm. As alturas mínimas das ondas geradas foram de 4 cm e as máximas de 20 cm. Controlaram-se períodos compreendidos entre 1,25 e 2,50s.

Utilizaram-se as curvas de calibração do gerador, anteriormente obtidas, mas aceitando apenas a zona linear das mesmas, já que se verificou estar a zona não linear associada a maior instabilidade na geração.

Em termos de parâmetros adimensionais e para que as condições experimentais possam ser comparadas com as comunicadas por outros autores, são de salientar os seguintes intervalos de variação:

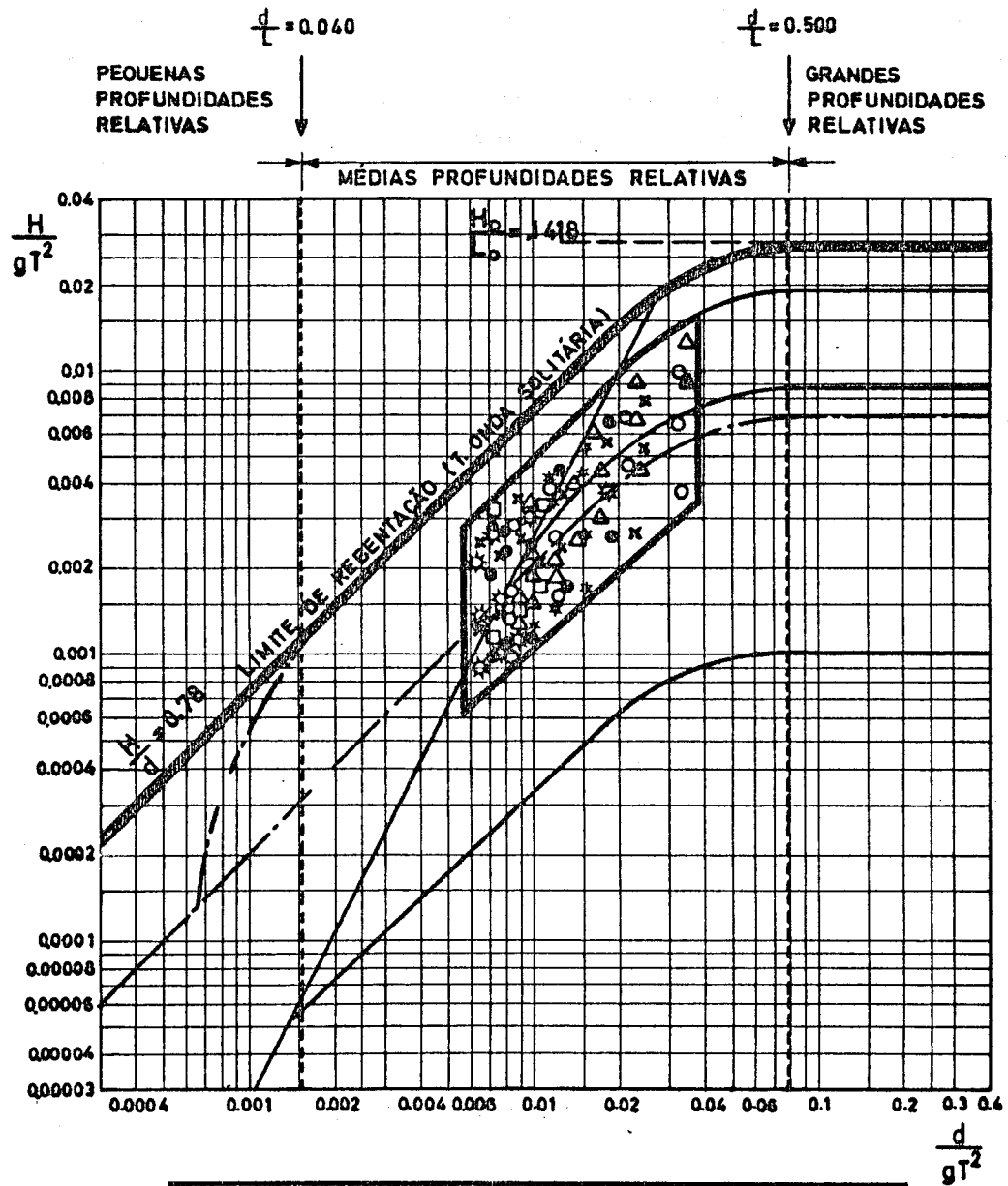
d/gT^2	H/gT^2	H_0/gT^2	H/d
0,00653 a 0,0362	0,00104 a 0,0131	0,00100 a 0,0140	0,120 a 0,400

PERÍODO $T \pm .02$ s
 COEF. CORRELAÇÃO LINEAR ρ
 ALTURA DE ONDA H (cm)
 EXCENTRICIDADE DO GERADOR e
 PROFUNDIDADE d (cm)

$$H = K_1 e + K_2$$

d	T	ρ	K_1	K_2	$H_{\min.}$	$H_{\max.}$
55.5	1.25	.9999	.857	3.093	4	20
	1.50	.9999	.750	3.000	4	20
	1.68	.9994	.724	2.846	4	19
	1.84	.9997	.634	2.135	4	19
	1.96	.9995	.667	2.167	4	19
	2.12	.9974	.553	2.375	4	16
	2.36	.9937	.605	.547	4	16
	2.50	.9975	.521	1.180	4	16
50.0	1.25	.9983	.872	2.220	4	20
	1.50	.9998	.795	2.692	4	20
	1.96	.9991	.603	3.170	4	19
	2.36	.9510	.446	3.593	4	16
	2.50	.9981	.478	1.133	4	15
43.5	1.50	.9999	.772	2.766	4	18
	1.84	.9989	.675	2.502	4	18
	2.12	.9989	.640	1.640	4	17
	2.36	.9917	.442	1.257	4	15
	2.50	.9977	.394	1.244	4	15
40.0	1.25	.9998	.771	2.891	3	15
	1.50	.9971	.734	2.695	3	15
	1.84	.9946	.618	2.394	3	15
	1.96	.9981	.571	1.771	3	15
	2.12	.9941	.515	2.184	3	15
	2.36	.9966	.400	1.380	3	13
34.0	1.50	.9933	.664	2.266	3	15
	1.68	.9917	.675	1.801	3	15
	1.84	.9961	.616	2.223	3	15
	2.12	.9950	.495	1.379	3	14
30.0	1.28	.9962	.846	2.305	3	15
	1.87	.9878	.633	1.400	3	13
	1.98	.9967	.559	2.858	3	11
	2.12	.9885	.441	1.841	3	11
	2.56	.9952	.376	1.345	3	10
25.0	1.50	.9949	.792	1.925	3	11
	1.68	.9819	.628	2.232	3	11
	1.84	.9964	.586	2.149	3	11

QUADRO 5.4
 CALIBRAÇÃO DO GERADOR



d (cm)	H (cm)	T (s)
△ 55.5	8, 10, 12, 15, 20	1.25, 1.50, 1.84, 1.96, 2.12, 2.36, 2.50
○ 50.0	6, 8, 10, 15	1.25, 1.50, 1.96, 2.50
● 43.5	6, 8, 12, 15	1.50, 1.84, 2.12, 2.36, 2.50
× 40.0	8, 12, 15	1.25, 1.50, 1.84, 1.96, 2.12, 2.36, 2.50
* 34.0	4, 6, 10, 12	1.50, 1.68, 1.84, 2.12
☆ 30.0	4, 6, 10	1.28, 1.87, 1.98, 2.12
□ 25.0	8, 10	1.50, 1.68, 1.84

Fig. 5.8. Domínio Experimental da Agitação Regular Considerada nos Ensaios de Espreamento

Destacam-se as seguintes condições de ensaio fornecidas por alguns autores, respeitantes a taludes lisos (i), modelos de quebra-mares com enrocamento (ii) e revestimentos com enrocamento (iii):

	d/gT^2	H_o/gT^2	$d(m)$	$\cotg \alpha$
(i) SAVILLE (1956)	.000267 a .02276	.000015 a .0167		1.5, 2.25, 3.0 4.0, 10.0
(ii) HUDSON (1959)	.00884 a .0802	.00044 a .02064	.61	1.25, 1.5, 2, 2.5, 3, 4, 5
(ii)(i) SAVAGE (1959)	.00176 a .0749	.000047 a .0155	.38	0, .5, 1, 1.5, 2.25, 4, 6, 10
(iii) SAVILLE (1962)	.00182 a .0684	.0001 a .014	4.57	1.5
(iii) HUDSON JACKSON (1962)	.01268 a .13803 .01268 a .069	.00066 a .0166 .00066 a .0158	.3, .51, 1.01 .3	2 3
(ii) JACKSON (1968)	.0088 .0362 .0634	.0015 a .0022 .006 a .010 .010 a .017	.61	1.33, 1.75, 2.25
(iii) PALMER e W.(1970)	.0004 a .015	.000062 a .0124	.30	1.5
(i) BUCCI (1970)	.00776 a .0634	.000166 a .0195		2, 4, 6, 10, 20, 30
(iii) RAICHLEN e HAMMACK(1974)	.00261 a .0621	.0002 a .027	.258	2
(iii) AHRENS (1975)	.00261 a .0621	.00020 a .027	.258	2.5, 3.5, 5
(i) AHRENS (1975)	.00176 a .0749	.000030 a .01395		10
(i)(ii) VELOSO (1979) LNEC	.00653 a .0362	.00100 a .0140	.555, .500, .435 .400, .340, .300 .250	1.5, 2, 3

QUADRO 5.5

O quadro evidencia que nos ensaios realizados no canal 3 do LNEC foram consideradas situações de profundidade de água em maior número que as referenciadas. Apenas Hudson e Jackson (1962) cobriram uma gama de maior amplitude, atingindo inclusivamente a profundidade de cerca de 1 m. Os testes de Saville (1962) foram realizados em canal de grandes dimensões, e são em reduzido número. O seu interesse está mais ligado à colheita de dados que possibilitem eventuais conclusões sobre efeitos de escala.

5.3.6. CONSIDERAÇÕES PREVIAS SOBRE O TRATAMENTO DOS RESULTADOS

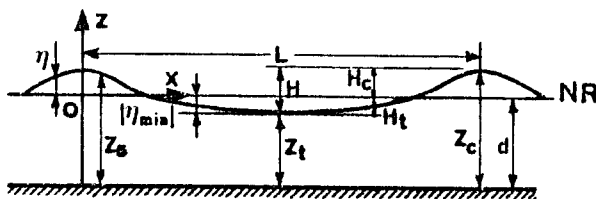
A detecção, nos estudos preliminares de calibração e de caracterização das ondas geradas no canal, de importantes assimetrias do perfil da superfície livre em relação ao plano de repouso e nível médio, desde logo sugeriu a possível consideração de certos parâmetros. Estes, traduziriam tal situação, de uma forma mais completa que a simples descrição da onda através de H e T , para uma certa profundidade.

De entre os parâmetros trabalhados, nem sempre com sucesso, referem-se:

$$H \times \frac{H_c}{H_t}$$

$$H \times \frac{Z_c}{d} = H \times \frac{d + H_c}{d}$$

$$H \times \frac{Z_t}{d} ; H \times \frac{d}{Z_c} ;$$



sendo H_c e H_t determinados experimentalmente.

Alguns destes parâmetros foram inspirados na forma de apresentação de gráficos de aplicação prática da teoria cnoidal, já que a mesma, como se refere no ANEXO I, tem carácter bastante geral e engloba ondas assimétricas em relação ao plano de repouso.

Nenhum dos parâmetros adimensionais referidos possibilitou um coerente tratamento global dos resultados, nem conduziu a conclusões. Porém, com a sua utilização, foi ganhando vulto a ideia, que se veio a concretizar, de considerar um tratamento não linear na determinação das características das ondas ao largo a partir das características recolhidas experimentalmente.

Esta abordagem não tem sido comum no tratamento de temas afins aos do presente trabalho. A quase totalidade das publicações referentes ao espraçamento é omissa sobre o assunto.

Logo de seguida surgiu a questão: qual a teoria ou teorias a aplicar?

5.3.7. VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL DOS DOMÍNIOS DE APLICABILIDADE

Uma questão que logo se coloca ao utilizador do gráfico da fig. 5.6. (domínios de aplicabilidade de diversas teorias de ondas) é a de saber até que ponto os domínios indicados estão nitidamente delimitados, como sugere a figura original.

No quadro 5.6. sintetizam-se resultados e respectivo tratamento, obtidos a partir dos ensaios com ondas regulares no canal 3. Na fig. 5.9. comparam-se valores teóricos dados pela teoria cnoidal (formulação de Keulegan) e os valores experimentais obtidos.

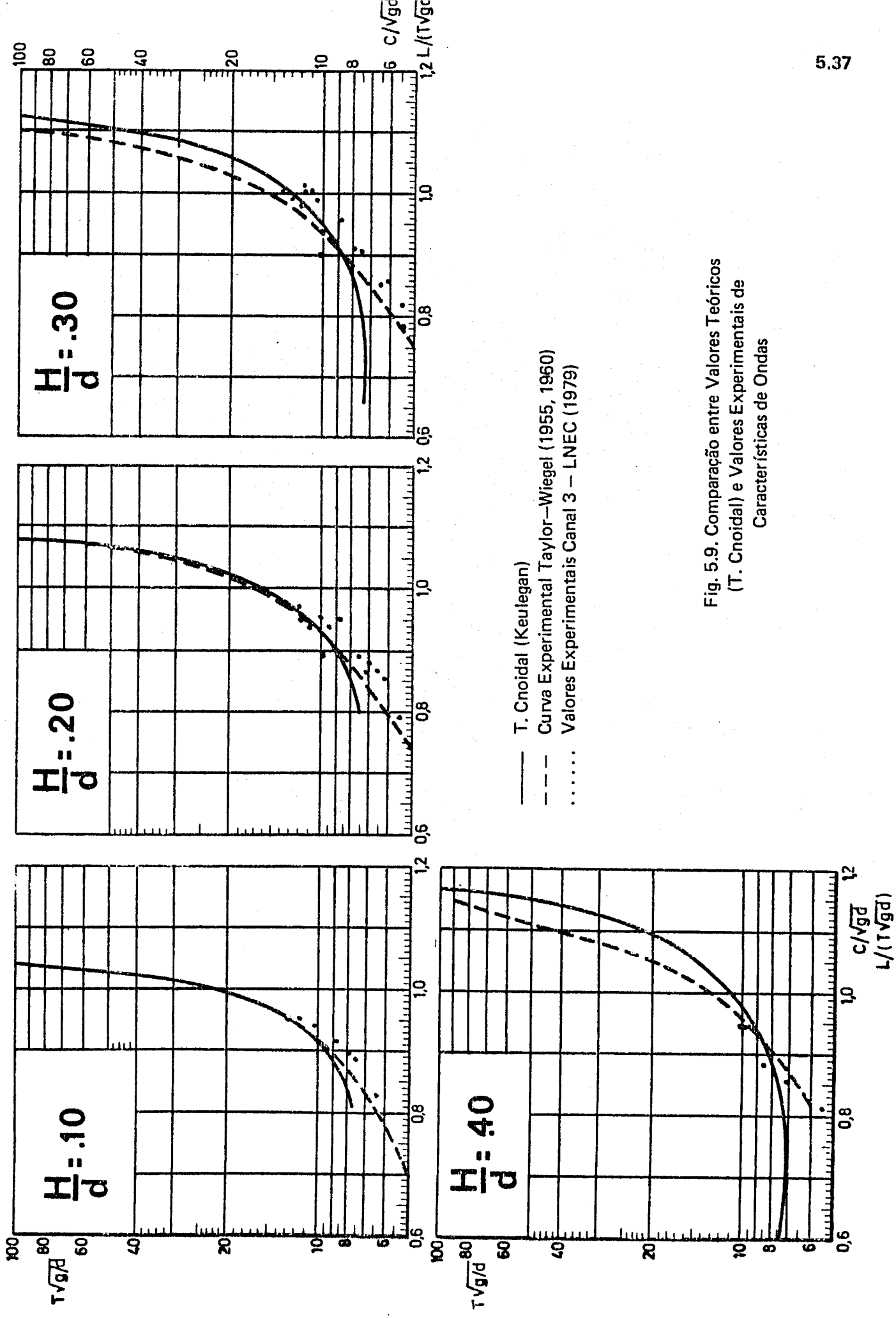
Os valores $\bar{H}$ e $\bar{T}$ considerados são os valores médios dos registados pelas duas sondas. No gráfico representam-se valores médios da celeridade obtidos em relação às cristas C_c e aos zeros ascendentes C_z .

Da análise da fig. 5.9. pode-se concluir que, para um determinado $(H/d)_i$, deixa de haver boa Concordância entre valores teóricos e experimentais para $TV\sqrt{g/d}$ inferiores a K_i , ou por transformações simples, para $H/gT^2 > (H/d)_i/K_i^2$.

Considerando novamente o gráfico referente aos domínios de aplicabilidade de diversas teorias de ondas, representando as rectas $(H/d)_i$, é possível, sobre as mesmas, marcar o ponto limite de aplicabilidade da teoria cnoidal, segundo o critério parcial em causa e para os valores experimentais obtidos.

Nº.do Ensaio	d (cm)	H (cm)	H/d	$\sqrt{gd}$ (ms^{-1})	$\sqrt{g/d}$ (s^{-1})	C_c (m/s)	C_z (m/s)	$\bar{C}/\sqrt{gd}$	$\bar{T}$ (s)	$\bar{T}/\sqrt{g/d}$
4	50.0	9.70	.194	2.21	4.43	1.78	1.72	.791	1.26	5.58
7		15.10	.302			1.78	1.70	.786	1.25	5.53
11		10.40	.208			1.94	1.89	.865	1.50	6.64
13		15.10	.302			1.82	1.95	.852	1.50	6.64
22		21.09	.422			1.87	2.02	.879	1.98	8.77
26		10.48	.209			1.99	2.17	.890	2.14	9.47
36		14.06	.281			2.12	2.01	.933	2.34	10.36
41		9.96	.199			2.11	2.08	.946	2.68	11.86
49	43.5	8.56	.197	2.07	4.75	1.76	1.80	.862	1.50	7.12
51		13.01	.299			1.90	1.83	.903	1.51	7.17
54		4.58	.105			1.89	1.82	.898	1.66	7.88
58		13.46	.304			1.90	1.87	.913	1.68	7.97
61		4.53	.104			1.93	1.88	.923	1.84	8.73
65		13.42	.308			1.89	2.07	.959	1.85	8.78
68		4.07	.094			1.94	1.74	.891	2.11	10.01
70		8.27	.190			1.86	1.81	.889	2.12	10.06
72		13.02	.299			1.89	1.84	.903	2.12	10.06
80		13.60	.313			2.33	2.10	1.073	2.35	11.15
92	55.5	10.85	.195	2.33	4.20	1.88	1.86	.802	1.16	5.30
94		16.04	.289			1.97	1.87	.824	1.27	5.34
96		22.41	.404			1.93	1.88	.817	1.26	5.30
98		6.06	.109			1.93	1.93	.828	1.52	6.39
106		5.78	.104			2.10	2.03	.886	1.67	7.02
109		11.61	.209			2.04	2.06	.879	1.67	7.02
112		21.47	.386			1.87	2.12	.856	1.69	7.10
114		5.92	.107			2.06	2.07	.885	1.83	7.69
117		10.85	.195			2.05	2.08	.886	1.85	7.77
132		11.11	.200			2.19	2.24	.950	2.11	8.87
135		5.38	.097			2.35	2.18	.972	2.35	9.88
141		11.29	.203			2.27	2.16	.950	2.36	9.92
144		22.50	.405			2.31	2.10	.946	2.39	10.04
150		17.24	.311			2.40	2.20	.986	2.53	10.63
155	40.0	7.91	.198	1.98	4.95	1.66	1.72	.854	1.27	6.29
157		11.76	.294			1.68	1.74	.864	1.26	6.24
163		12.29	.307			1.77	1.82	.907	1.52	7.52
177		3.93	.098			1.86	1.83	.932	2.11	10.45
182		15.21	.380			1.90	1.85	.947	2.13	10.54
183		4.45	.111			1.89	1.82	.963	2.38	11.78
187		11.83	.296			2.04	2.10	1.046	2.39	11.83
242	30.0	6.17	.104	1.72	5.72	1.62	1.58	.933	1.99	11.37
275	25.0	7.91	.316	1.57	6.26	1.60	1.72	1.061	1.87	11.71

QUADRO 5.6.
VALORES EXPERIMENTAIS DA CELERIDADE, COM BASE NAS CRISTAS
E NOS ZEROS ASCENDENTES



Com estes valores, com a curva experimental de Taylor-Wiegel e sendo difícil fixar um valor K_i não controverso, preferiu-se adoptar um intervalo de transição $K'_i - K''_i$, quantificado da seguinte maneira:

$(H/d)_i$	K'_i	K''_i	$(H/d)/K'^2_i$	$(H/d)/K''^2_i$
.10	10,0	12,0	0,0010	0,0007
.20	9,0	11,0	0,0025	0,0017
.30	8,5	10,0	0,0042	0,0030
.40	7,0	—	0,0082	—

Para $H/d = 0,40$ e para $T\sqrt{g/d} > 10$ há acentuadas diferenças (comparativamente a outros valores H/d inferiores a 0,40) entre curva experimental e curva teórica.

Da análise da fig. 5.10. pode-se concluir da necessidade de aceitar uma zona esbatida de delimitação do domínio de aplicabilidade da teoria cnoidal, ao contrário do que inicialmente a figura proposta por Le Méhauté deixava antever.

Alargando o tratamento a outros ensaios, foi possível comparar valores experimentais da celeridade, alturas e comprimentos de onda com valores teóricos segundo a teoria cnoidal (aproximação de 2a. ordem) e teoria de Stokes (3a. ordem, 5a. ordem).

Utilizaram-se os parâmetros adimensionais $d/\bar{L}$, $\bar{H}/d$ e $\frac{c}{gd} - 2$ para os valores experi-

mentais. O quadro 5.7. refere estes valores. O valor de celeridade é a média dos obtidos segundo as cristas e segundo os zeros ascendentes. As alturas de onda e comprimentos de onda foram extraídos da média dos valores registados pela sonda 1 e pela sonda 2.

As fig. 5.11 a 5.14. ilustram graficamente a comparação pretendida, para as seguintes profundidades relativas:

$$d/L = 0,20 ; 0,15; 0,12; 0,10 \text{ e } 0,08$$

Sintetizando os resultados, a fig 5.15. indica as zonas onde se obteve boa concórdância entre resultados experimentais e a teoria de Stokes (3a. ordem), bem como zonas de transição. Nestas, conclui-se não ser possível, de uma forma generalizável, optar entre esta teoria e a teoria cnoidal, segundo o critério em causa.

Novamente surge a constatação de que as linhas delimitadoras dos domínios de aplicabilidade das diversas teorias, têm de ser encaradas não de uma forma rígida, mas como indicativos aproximados da teoria a utilizar.

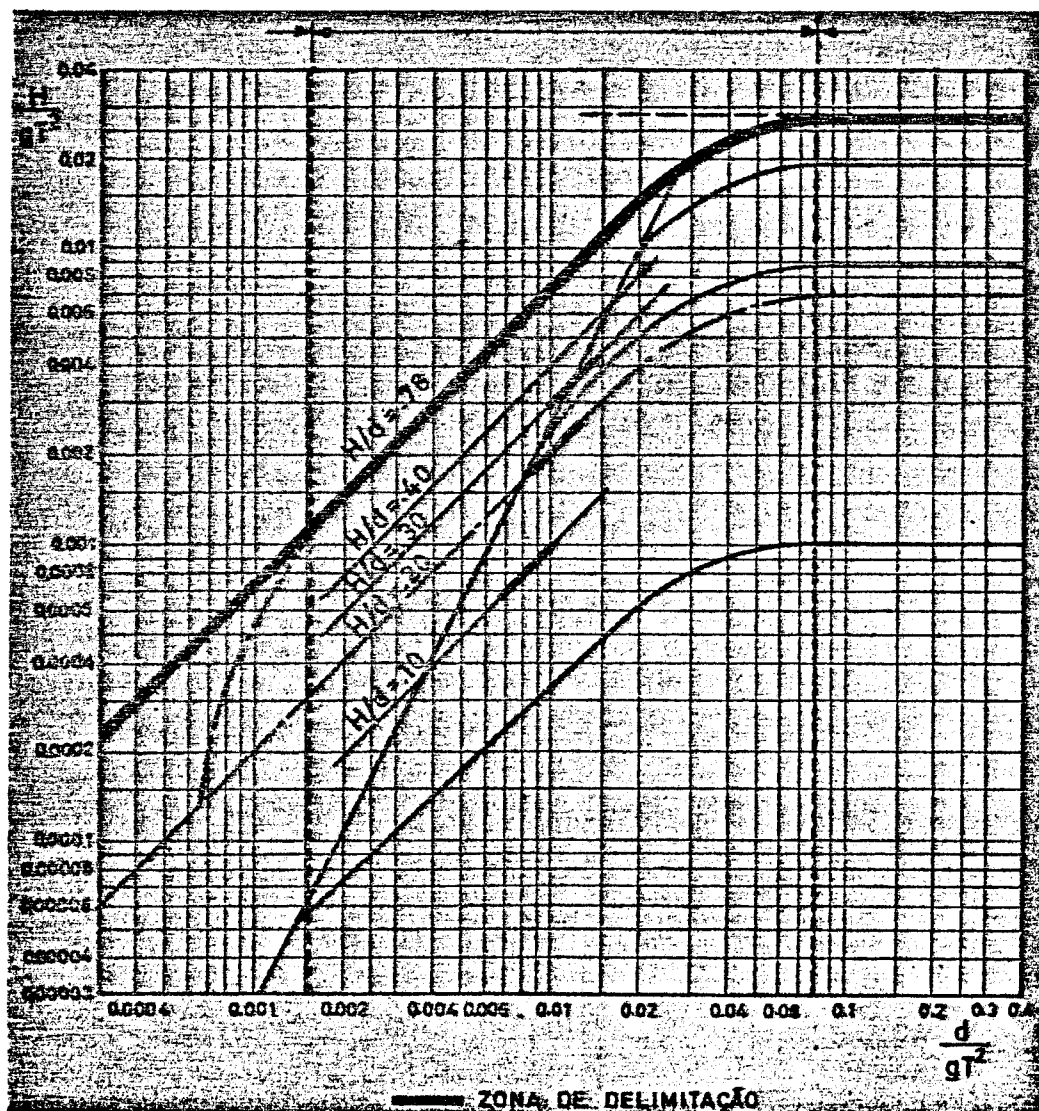


Fig. 5.10. Ensaios com Ondas Regulares.
Delimitação do Domínio de Aplicabilidade da T. Cnoidal

Nº.do Ensaio	T (s)	d (m)	$\bar{L}$ (m)	$d/\bar{L}$	$\bar{H}$ (cm)	$\bar{H}/d$	$\bar{C}$ (ms^{-1})	$\frac{\bar{C}^2}{C}$ /gd
1	1.25	.500	2.17	.23	3.70	.074	1.73	.611
3			2.18	.23	7.99	.160	1.73	.611
4			2.20	.23	9.73	.195	1.75	.625
5			2.19	.23	11.82	.236	1.76	.632
7			2.17	.23	15.12	.302	1.74	.618
8	1.50		2.89	.17	4.30	.086	1.93	.760
9			2.83	.18	6.36	.127	1.88	.721
10			2.84	.18	7.85	.157	1.89	.729
11			2.87	.17	10.45	.209	1.92	.752
12			2.87	.17	12.04	.241	1.95	.776
13			2.83	.18	15.10	.302	1.89	.729
14			2.94	.17	18.02	.360	1.95	.776
17			3.89	.13	6.67	.133	1.98	.800
19			3.99	.13	11.64	.233	2.03	.841
22			3.84	.13	21.09	.422	1.95	.776
26	2.12		4.45	.11	10.48	.210	2.08	.883
36	2.36		4.83	.10	14.06	.281	2.07	.874
40	2.50		5.22	.10	7.33	.147	2.08	.883
41			5.62	.09	9.96	.120	2.10	.900
44			5.67	.09	17.17	.343	2.20	.988
49	1.50	.435	2.67	.16	8.56	.197	1.78	.743
50	1.51		2.80	.16	11.12	.256	1.85	.803
51			2.82	.15	13.01	.299	1.87	.820
52			2.77	.16	15.42	.354	1.82	.777
53			2.86	.15	18.92	.435	1.90	.847
54	1.66		3.08	.14	4.09	.105	1.86	.812
57	1.67		3.09	.14	10.35	.238	1.85	.803
58	1.67		3.16	.14	13.46	.309	1.89	.838
61	1.84		3.50	.12	4.53	.104	1.90	.847
62	1.85		3.58	.12	6.37	.146	1.94	.883
64	1.84		3.60	.12	11.10	.255	1.96	.901
66	1.82		3.59	.12	16.62	.382	1.97	.910
68	2.11		3.89	.11	4.07	.094	1.84	.794
69	2.12		3.87	.11	6.28	.144	1.82	.777
70	2.12		3.91	.11	8.09	.186	1.84	.794
71	2.11		3.92	.11	9.92	.228	1.86	.812
72	2.12		3.95	.11	13.02	.299	1.86	.812
74	2.11		4.07	.11	19.16	.440	1.93	.874
75	2.36		4.73	.09	4.11	.094	2.01	.948
78	2.33		4.92	.09	10.18	.234	2.12	1.054
81	2.35		5.19	.08	15.43	.355	2.21	1.146
83	2.52		4.99	.09	5.29	.121	1.98	.920
84	2.49		4.97	.09	7.30	.168	1.99	.929
89	1.27	.555	2.33	.24	3.95	.071	1.83	.616
90	1.26		2.35	.24	6.58	.119	1.86	.636
91	1.26		2.28	.24	8.61	.155	1.81	.602
92	1.26		2.36	.24	10.85	.195	1.87	.643
93	1.26		2.34	.24	13.14	.237	1.85	.629
94	1.27		2.44	.23	16.04	.289	1.92	.678

QUADRO 5.7
 ENSAIOS COM ONDAS REGULARES – LNEC
 VALORES EXPERIMENTAIS DO COMPRIMENTO DE ONDA E DA CELERIDADE

N ^o .do Ensaio	T (s)	d (m)	$\bar{L}$ (m)	$d/\bar{L}$	$\bar{H}$ (cm)	$\bar{H}/d$	$\bar{C}$ (ms ⁻¹)	$\frac{\bar{C}^2}{C}$ /gd
95	1.25	.555	2.39	.23	20.35	.367	1.90	.664
96	1.26		2.39	.23	22.41	.404	1.90	.664
98	1.52		2.93	.19	6.06	.109	1.93	.684
99	1.52		2.96	.19	8.28	.149	1.95	.699
100	1.52		3.06	.18	10.51	.189	2.01	.743
101	1.51		3.03	.18	12.10	.218	2.00	.735
102	1.49		2.94	.19	14.96	.269	1.97	.714
103	1.49		3.03	.18	18.22	.328	2.03	.758
105	1.66		3.29	.17	4.14	.075	1.99	.728
106	1.67		3.45	.16	5.78	.104	2.06	.780
107	1.67		3.45	.16	8.26	.149	2.06	.780
109	1.68		3.43	.16	11.61	.209	2.05	.773
110	1.67		3.40	.16	14.40	.259	2.04	.765
111	1.68		3.57	.16	20.46	.369	2.12	.826
112	1.69		3.37	.16	21.47	.387	2.00	.735
113	1.83		3.79	.15	4.20	.076	2.07	.788
114	1.83		3.79	.15	5.92	.107	2.06	.780
115	1.83		3.80	.15	7.84	.141	2.07	.788
116	1.84		3.78	.15	9.38	.169	2.05	.773
117	1.85		3.82	.15	10.85	.195	2.07	.788
118	1.84		3.83	.15	14.30	.258	2.08	.795
119	1.86		3.96	.14	18.80	.339	2.14	.842
121	1.93		4.03	.14	4.11	.074	2.08	.795
122	1.95		4.16	.13	5.99	.108	2.13	.834
123	1.94		4.15	.13	7.90	.142	2.14	.842
124	1.95		4.15	.13	9.69	.175	2.13	.834
125	1.96		4.16	.13	12.22	.220	2.12	.826
126	1.95		4.22	.13	14.20	.256	2.16	.858
127	2.14		4.63	.12	6.84	.123	2.17	.866
131	2.10		4.58	.12	9.38	.169	2.18	.874
140	2.36		5.20	.11	8.74	.157	2.21	.898
141	2.37		5.25	.11	11.28	.203	2.22	.906
142	2.37		5.25	.11	14.11	.254	2.22	.906
143	2.36		5.17	.11	19.14	.345	2.19	.882
144	2.39		5.27	.11	22.50	.405	2.20	.890
145	2.51		5.38	.10	4.45	.080	2.15	.850
149	2.51		5.72	.10	14.17	.155	2.28	.956
150	2.53		5.84	.10	17.24	.311	2.30	.973
153	1.26	.400	2.11	.19	3.66	.090	1.68	.720
154	1.26		2.12	.19	5.81	.145	1.68	.720
155	1.27		2.14	.19	7.91	.198	1.69	.729
156	1.27		2.16	.19	9.80	.245	1.71	.746
157	1.26		2.16	.19	11.76	.294	1.71	.746
160	1.51		2.71	.15	5.58	.140	1.79	.817
163	1.52		2.72	.15	12.29	.307	1.80	.827
168	1.85		3.32	.12	9.79	.245	1.80	.827
169	1.85		3.34	.12	11.35	.284	1.80	.827
171	1.96		3.78	.11	4.36	.109	1.93	.950
175	1.99		3.97	.10	11.40	.284	2.00	1.020

QUADRO 5.7. (Cont.)
 ENSAIOS COM ONDAS REGULARES – LNEC
 VALORES EXPERIMENTAIS DO COMPRIMENTO DE ONDA E DA CELERIDADE

Nº.do Ensaio	T (s)	d (m)	$\bar{L}$ (m)	$d/\bar{L}$	$\bar{H}$ (cm)	$\bar{H}/d$	$\bar{C}$ (ms^{-1})	$\bar{C}^2$ /gd
176	1.97	.400	3.97	.10	13.39	.334	2.02	1.040
177	2.11		3.91	.10	3.93	.098	1.85	.873
178	2.12		3.91	.10	5.97	.149	1.84	.864
179	2.12		3.91	.10	7.39	.185	1.84	.864
180	2.13		3.89	.10	9.78	.243	1.83	.854
181	2.13		3.92	.10	11.21	.280	1.84	.864
182	2.13		3.87	.10	15.21	.380	1.87	.892
183	2.38		4.53	.09	4.45	.112	1.91	.930
184	2.38		4.66	.09	6.16	.154	1.96	.980
185	2.38		4.75	.08	7.92	.198	2.00	1.020
186	2.39		4.83	.08	9.71	.242	2.03	1.051
187	2.39		4.96	.08	11.83	.296	2.07	1.093
188	2.38		4.82	.08	13.80	.345	2.03	1.051
189	1.50	.340	2.48	.14	3.83	.112	1.65	.817
190	1.50		2.53	.13	6.02	.177	1.68	.847
199	1.68		2.85	.12	10.71	.315	1.70	.867
201	1.86		3.16	.11	4.08	.120	1.70	.867
202	1.86		3.12	.11	5.90	.174	1.68	.847
203	1.86		3.10	.11	7.68	.226	1.67	.837
204	1.85		3.07	.11	9.17	.270	1.66	.827
205	1.86		3.11	.11	11.15	.328	1.67	.837
206	1.86		3.11	.11	14.34	.422	1.67	.837
207	1.96		3.33	.10	4.14	.127	1.70	.867
209	1.97		3.46	.10	8.64	.254	1.75	.919
213	2.13		3.88	.09	3.54	.104	1.83	1.005
214	2.14		3.88	.09	5.79	.170	1.82	.994
215	2.14		3.78	.09	7.07	.208	1.77	.940
216	2.14		3.75	.09	8.90	.261	1.76	.230
217	2.13		3.73	.09	10.96	.322	1.75	.919
219	2.39		4.24	.08	4.30	.126	1.77	.940
226	2.51		4.45	.08	6.06	.178	1.77	.940
234	1.29	.300	2.02	.15	10.02	.334	1.57	.838
238	1.86		3.25	.09	7.73	.258	1.75	1.042
239	1.87		3.24	.09	10.72	.357	1.73	1.018
243	1.98		3.24	.09	8.03	.268	1.64	.915
246	2.00		3.41	.09	3.84	.128	1.61	.882
247	2.12		3.62	.08	5.93	.198	1.71	.995
248	2.13		3.68	.08	7.89	.263	1.73	1.018
251	2.35		3.87	.08	3.92	.130	1.65	.926
262	1.25	.250	1.84	.14	6.09	.243	1.47	.882
267	1.51		2.30	.11	8.78	.351	1.53	.955
269	1.69		2.51	.10	3.92	.157	1.49	.906
270	1.68		2.57	.10	5.56	.222	1.53	.955
274	1.86		3.92	.09	5.91	.236	1.59	1.032
275	1.87		3.11	.08	7.91	.316	1.66	1.124
277	1.95		3.11	.08	4.05	.162	1.59	1.032

QUADRO 5.7. (Cont.)
 ENSAIOS COM ONDAS REGULARES – LNEC
 VALORES EXPERIMENTAIS DO COMPRIMENTO DE ONDA E DA CELERIDADE

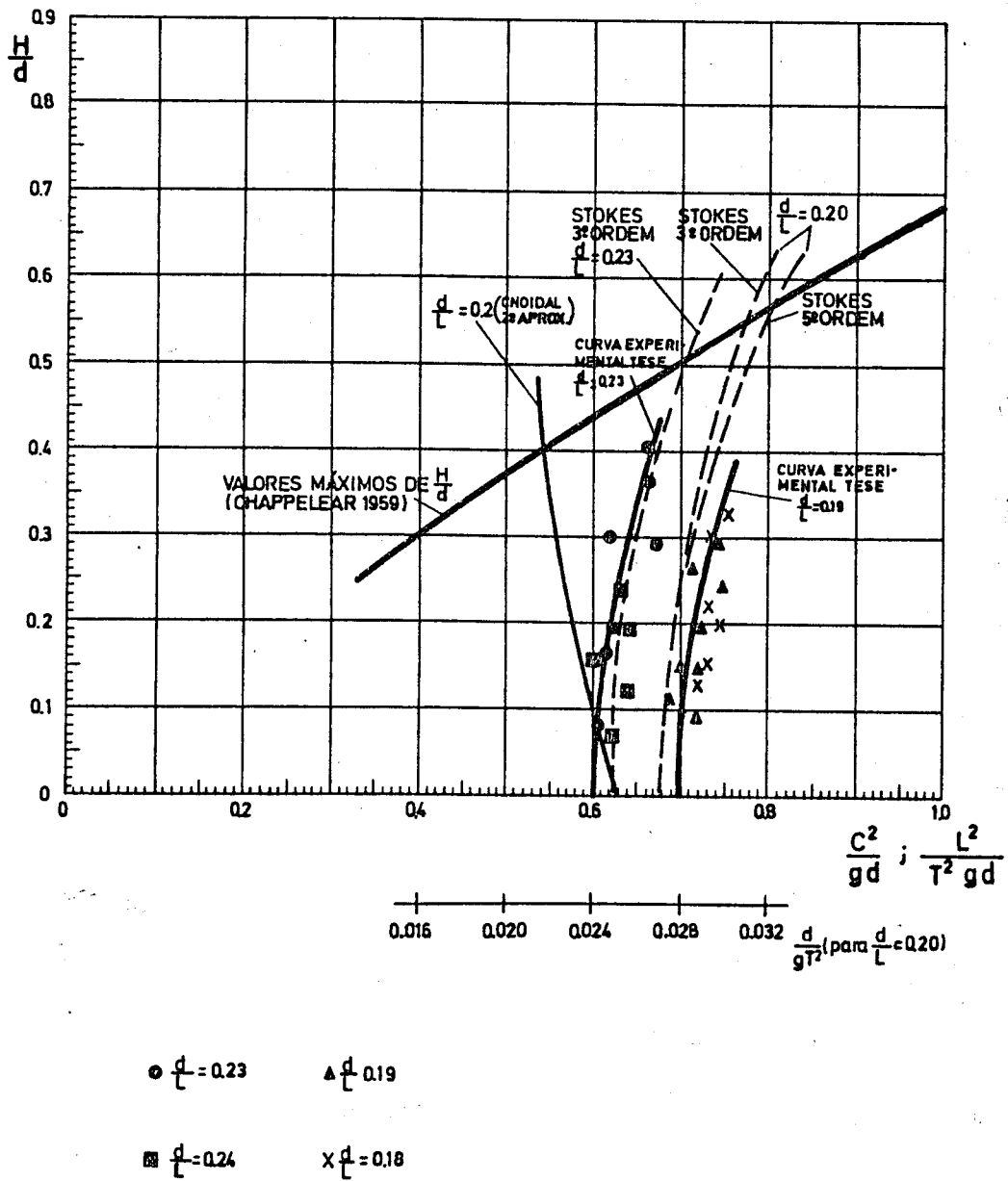


Fig. 5.11. Ensaios com Ondas Regulares. Comparação Entre Valores Experimentais da Celeridade e Valores Teóricos ($d/L = .20$)

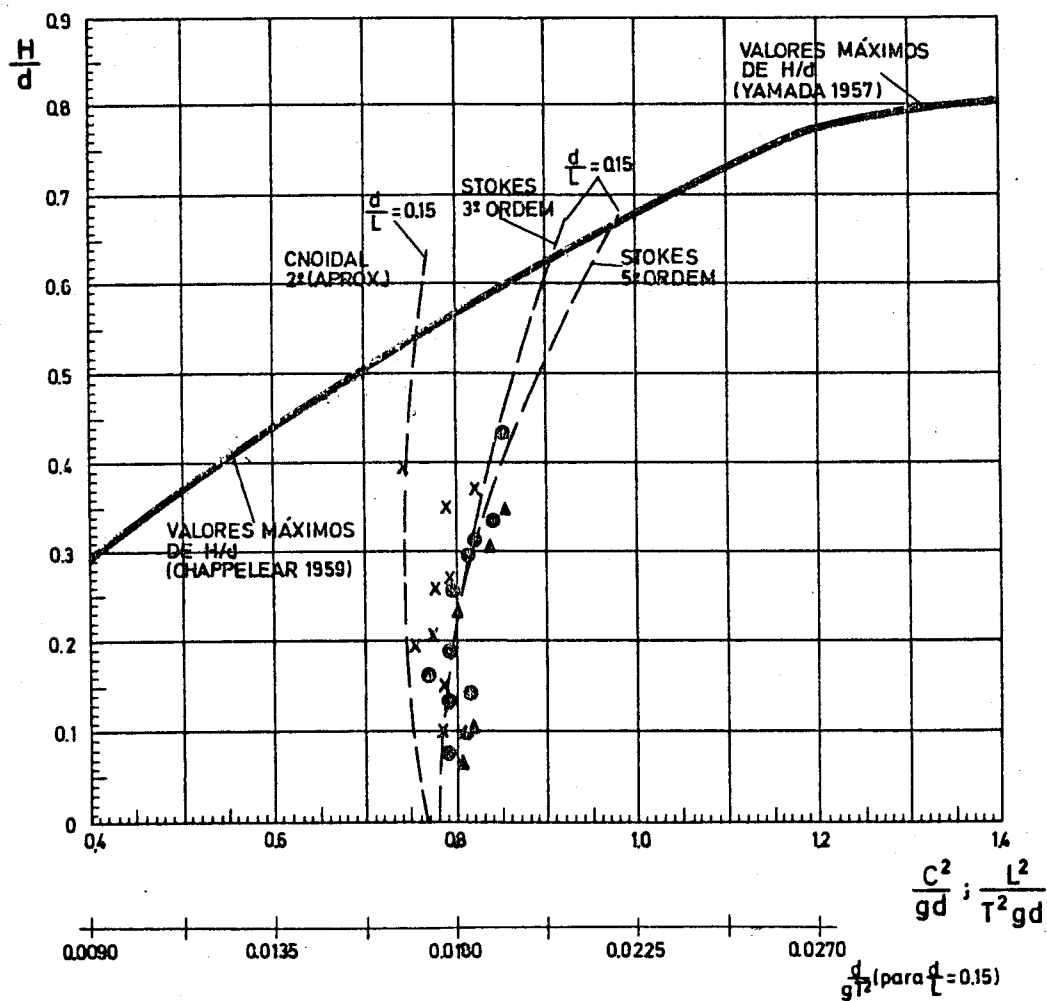


Fig. 5.12. Ensaios com Ondas Regulares. Comparação Entre Valores Experimentais da Celeridade e Valores Teóricos ($d/L = .15$)

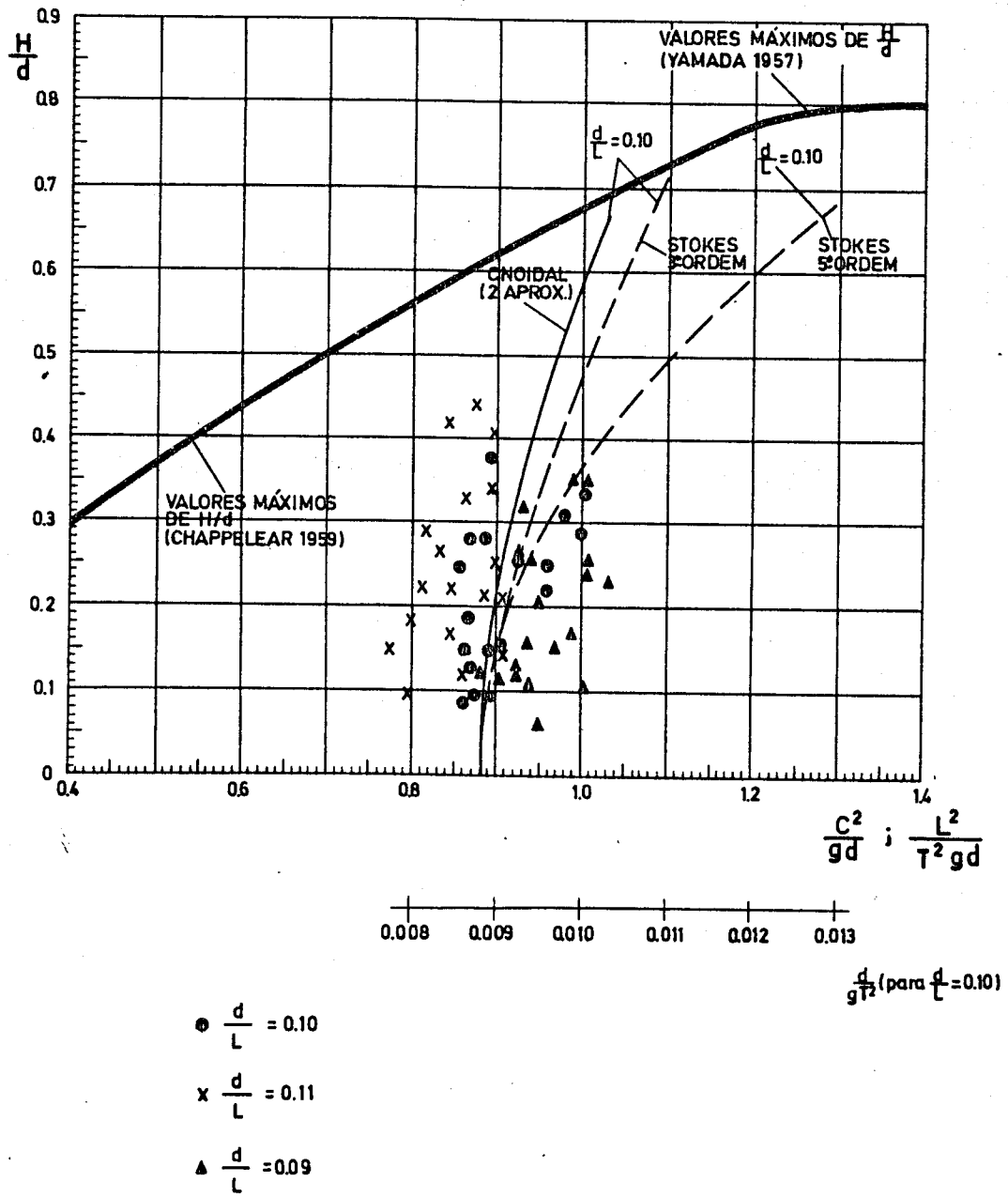


Fig. 5.13. Ensaios com Ondas Regulares. Comparação Entre Valores Experimentais da Celeridade e Valores Teóricos ($d/L = .10$)

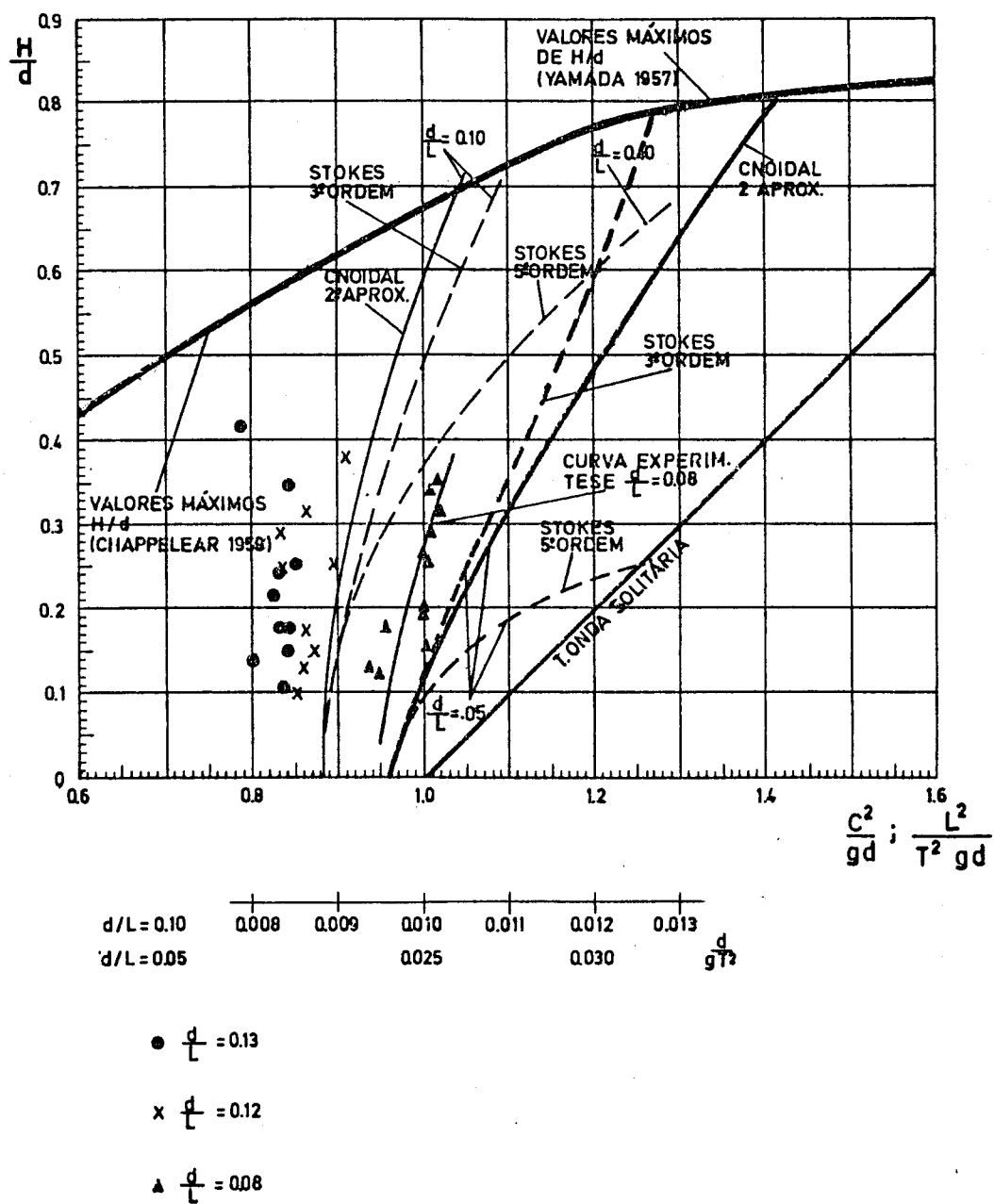


Fig. 5.14. Ensaio com Ondas Regulares. Comparação Entre Valores Experimentais da Celeridade e Valores Teóricos ($d/L = .08, .12$ e $.13$)

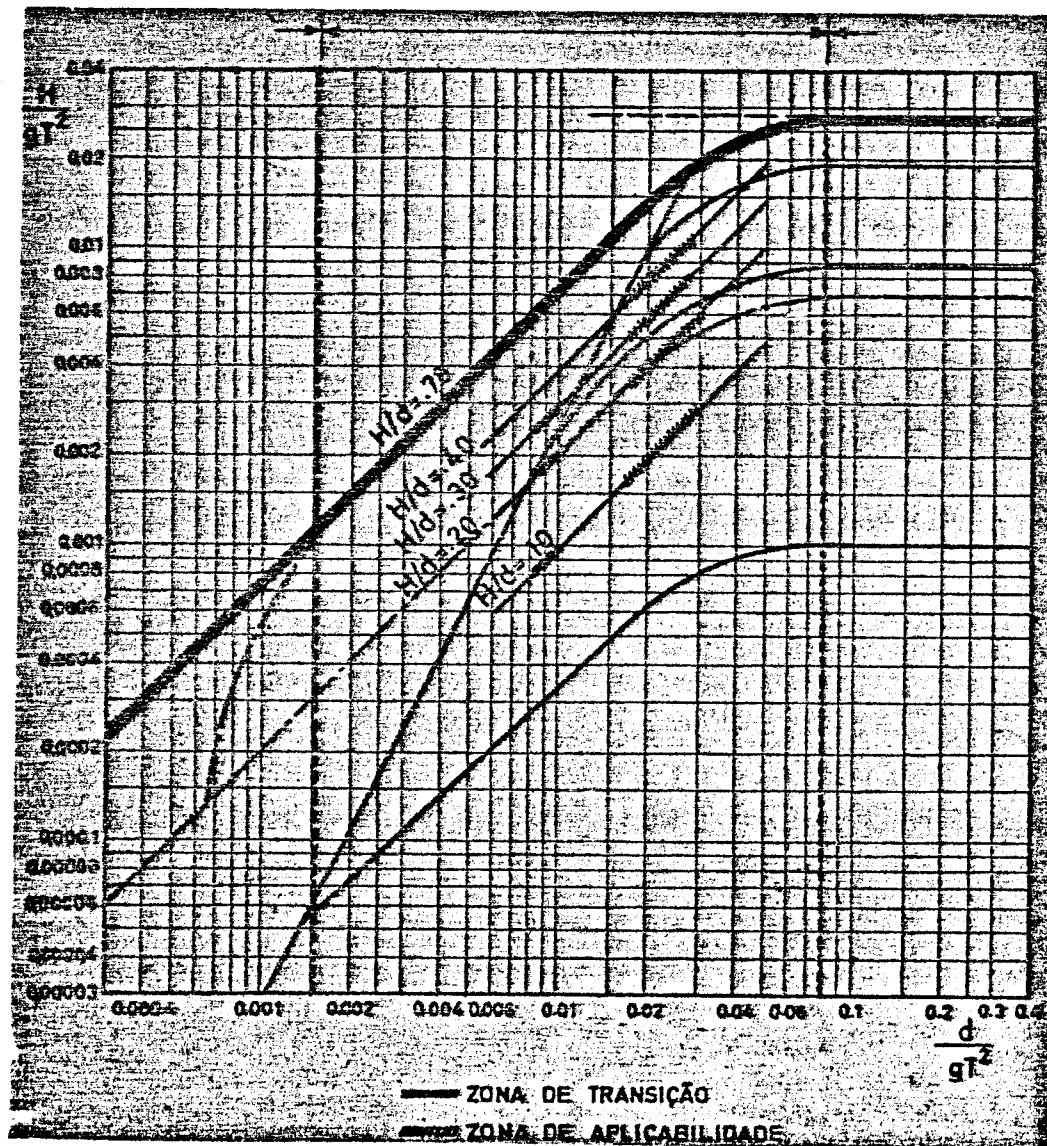


Fig. 5.15. Ensaios com Ondas Regulares. Constatação da Aplicabilidade da T. de Stokes 3a. Ordem, Face aos Valores Experimentais Obtidos

5.3.8. CRITÉRIO DE ESCOLHA DA TEORIA A APLICAR

Tendo presente os resultados experimentais obtidos e respectiva comparação com os valores teóricos, tomou-se como base o gráfico da fig. 5.6., referenciado por Le Méhauté e reunindo conclusões de diversos autores, estudando caso a caso a teoria a aplicar sempre que o

par $\frac{H}{gT^2}$ e $\frac{d}{gT^2}$ conduzia a um ponto localizado na vizinhança das linhas delimitadoras.

Não foi utilizada a teoria de Stokes 5a. ordem já que, para os valores tratados, a mesma não se mostrou superior à cnoidal ou à de Stokes 3a. ordem. Por outro lado, a sua utilização, para determinação de valores H_0 de alturas de onda ao largo e L_0 , é bastante complicada.

A teoria linear foi aplicada sempre que não restavam dúvidas quanto à sua validade. Nos casos duvidosos, a análise das relações $\frac{\text{amplitude de crista}}{\text{amplitude de cava}}$, $\frac{\text{"volume" de crista}}{\text{"volume" de cava}}$ e $\frac{L_{\text{experimental}}}{L_{\text{teórico (linear)}}}$ dava indicações preciosas sobre o seu possível emprego.

No capítulo referente a ensaios experimentais de espraimento (quadros 5.9. a 5.11.), indicam-se, em coluna própria, as teorias utilizadas. Resumidamente, salienta-se que para $d/H_0 = 3$ aplicou-se a teoria cnoidal e Stokes 3a. ordem, para $d/H_0 = 5$ predominou a teoria linear e em alguns casos a cnoidal. Para $d/H_0 = 8$ apenas foi necessária a teoria linear.

Os presentes trabalhos também evidenciaram o grande interesse prático da adopção do no. de Ursell como um dos parâmetros característicos, mas não como critério absoluto.

5.3.9. ONDAS SECUNDÁRIAS

Nos ensaios realizados com ondas regulares, verificou-se, através dos registos gráficos, a presença de cristas secundárias e assimetrias nas cavas, mesmo antes de começarem a ocorrer perturbações inerentes a fenómenos de reflexão na praia absorvente e batedor. Estas constatações ocorreram para ensaios iniciados com água em repouso e tinham carácter sistemático em certas condições e para uma dada secção do canal.

Por outro lado, as referidas assimetrias eram diferentes na sonda 1 e sonda 2, com diferentes posicionamentos ao longo do eixo do canal, embora mantivessem uma certa constância de forma no tempo.

Tentemos uma abordagem do fenómeno.

Um batedor plano, rígido, não reproduz com fidelidade o movimento das partículas fluidas correspondente a uma onda progressiva de forma constante, nem transmite a energia da forma teoricamente mais desejável.

O afirmado pode constituir uma explicação para a constatação frequente, na ausência de fenómenos de reflexão, de uma ligeira alteração da configuração do perfil da superfície livre à medida que a onda se propaga ao longo do canal, bem como uma alteração do nível médio.

Tudo se passa como se, além da onda principal de celeridade ℓ , tenha sido gerada pelo menos uma onda secundária de amplitude a_{22} e celeridade C_{22} inferiores. Esta onda tem sido designada por segundo harmónico livre.

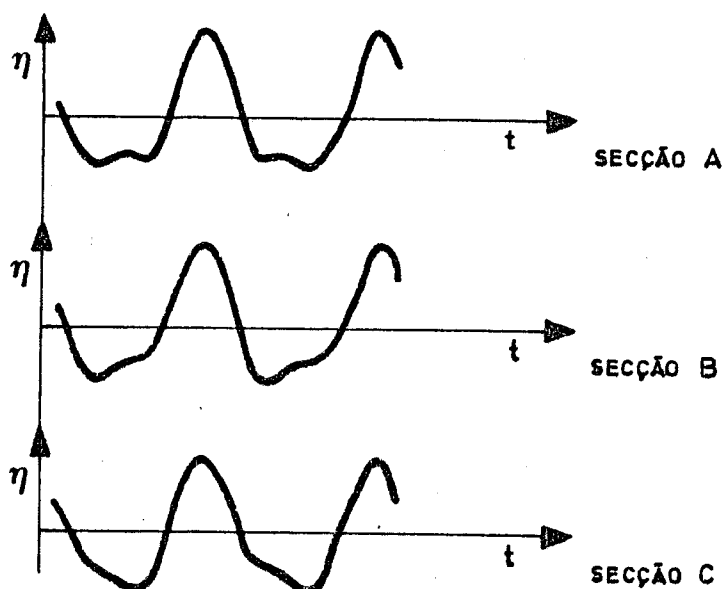


Fig. 5.16. Esquematisação de Possíveis Perfis de Ondas Registadas em Diferentes Secções, ao Longo de um Canal de Ondas Regulares.

A existência deste fenómeno foi comunicada inicialmente por Biéssel (1952) e posteriormente por outros investigadores, quer em relação a canais de fundos horizontais e inclinados, quer em relação a tanques. Por vezes é difícil distingui-lo e isolá-lo de fenómenos de reflexão.

Fontanet(1961), Kravtchenko e Santon (1957) apresentam formulações teóricas embora, sob esse aspecto, o problema não esteja esgotado.

É importante referir que a onda secundária em causa nada tem a ver com a «crista secundária» que a teoria de Stokes (2a. ordem) prevê para valores de declividade suficientemente elevados. Esta crista não é real e resulta de um efeito de truncatura no desenvolvimento teórico.

Voltando novamente ao segundo harmónico livre, a sua manifestação conduz ao aparecimento, em diferentes secções ao longo do canal, de ondas sinusoidais simétricas com uma crista secundária na zona do cavado e ondas sinusoidais assimétricas com uma zona do cavado deformada. Numa dada secção a forma de onda é constante no tempo.

Hansen e Svendsen(1974) realizaram um programa de medições experimentais, com o objectivo de analisar até que ponto um modelo matemático considerando a sobreposição de uma onda sinusoidal de segunda ordem com um segundo harmónico livre, traduziria o fenómeno.

Este modelo considera a seguinte expressão para a configuração da superfície livre e ignora efeitos de ordem superior à segunda (os índices 22 referem-se ao segundo harmónico livre):

$$\eta = a_1 \cos(wt - kx) + a_2 \cos 2(wt - kx) + a_{22} \cos(2wt - k_{22} x + \alpha_{22})$$

$$\text{com } w = 2\pi/T; \quad k = 2\pi/L$$

α_{22} — ângulo de fase entre a onda principal e o segundo harmónico livre.

Para profundidades relativas compreendidas entre 0,10 e 0,65, os autores concluem que o modelo se ajusta bastante satisfatoriamente aos valores experimentais obtidos e que o segundo harmónico livre teria um período igual a metade do período da onda principal.

Concluem ainda ser possível atenuar a amplitude do segundo harmónico livre considerando um movimento de rotação e translação para o batedor plano. Tal atenuação seria ainda minimizada se o movimento do pistão do gerador fosse não sinusoidal, ao contrário do que sucede habitualmente.

Outros autores, como Hulsbergen (1974) consideram a teoria de Stokes (3a. ordem) e quatro harmónicos.

Por limitações inerentes ao equipamento disponível não foi possível satisfazer as recomendações citadas na realização dos ensaios. Será um factor a relembrar aquando da interpretação dos resultados. O sistema de geração instalado no canal 3 não possibilita a combinação de movimentos de rotação e translação, nem formas um pouco mais sofisticadas de geração.

No entanto, de acordo com a instrução no. 2, código 21.26.02 de Outubro de 1963 do laboratório de Delft, para profundidades relativas inferiores a 0,5, é preferível um gerador de êmbolo (batedor plano com movimento de translação) do que um batedor de simples articulação (batedor plano com movimento de rotação), já que o segundo tipo conduziria a um grau de perturbação associada aos harmónicos muito mais elevado.

O referido grau de perturbação é nesse documento definido por $\frac{H_{\text{máx.}} - H_{\text{min.}}}{H_{\text{médio}}}$

e é tanto maior quanto for a declividade, para um mesmo valor de profundidade relativa. Indicam-se os seguintes resultados:

d/L	GRAU DE PERTURBAÇÃO %		
	H/L = 1/30	H/L = 1/20	H/L = 1/10
0.1	1.0	2.5	—
0.2	1.0	3.0	7.0
0.3	1.5	3.5	8.0
0.4	1.5	4.0	7.0
0.5	2.0	4.5	10.0

e é tanto maior quanto maior for a declividade $\frac{H}{L}$, para um mesmo valor da profundidade relativa. Indicam-se os seguintes resultados:

Os ensaios no canal 3, cobriram valores de $d/L < 0,3$, tendo-se efectivamente constatado em diversas situações um grau de perturbação mais elevado para maiores declividades.

5.3.10. OUTROS FENÓMENOS

Considerando a razão $\Delta H/H$, entre a variação da altura de onda ao longo do eixo do canal e a altura de onda inicial, têm sido encontrados valores não nulos que parecem depender da profundidade relativa d/L e não da declividade H/L (HANSEN 1974).

A atenuação relativa da onda, ao longo do canal, encontrada experimentalmente, apresenta-se linear.

Nos ensaios com ondas realizadas no canal 3, admite-se como bastante provável a ocorrência deste fenómeno; porém, o reduzido número de ensaios realizados com afastamento entre sondas da ordem dos 8 m, não autoriza uma quantificação, já que, também é difícil isolar o fenómeno.

Hansen 1974 refere os seguintes valores de $\Delta H/H$:

0,006 a 0,013/m do canal ; $d/L \approx 0,5$

0,002/m do canal ; $d/L \approx 0,1$

Para superar, em termos práticos, o efeito da atenuação da altura de onda (e conseqüente energia) ao longo do canal, fez-se coincidir a zona de implantação do modelo com a zona onde previamente havia sido realizada a calibração do gerador e registo de características de ondas regulares.

5.4. Espraçamento. Resultados Experimentais e Respectivo Tratamento

5.4.1. CARACTERÍSTICAS DOS MODELOS ESTUDADOS

Os taludes dos modelos de estruturas ensaiados no canal 3 do LNEC, estão esquematicamente representados na figura 5.17., podendo ser agrupados em três classes:

- ➡ Taludes "lisos" e impermeáveis.
- ➡ Taludes com mantos de enrocamento de diversas características, recobrindo um núcleo.
- ➡ Taludes com manto exterior constituído por blocos cúbicos (normais ou modificados), recobrindo uma camada de enrocamento e o núcleo.

A figura 5.17. indica ainda os ângulos de talude fixados em cada caso, bem como a espessura aproximada de cada manto.

Os taludes lisos foram simulados com um pranchão de madeira, de 4 cm de espessura, com paramento de aparência polida.

Os cubos de 4 cm de aresta (cubos normais) e de 4,5 cm de aresta (cubos modificados) foram moldados com argamassa de cimento.

Os inertes utilizados no núcleo e nos mantos dos modelos estão caracterizados em 5.4.2.

Os taludes das estruturas de enrocamento são referenciados pelo peso médio e nº. de fiadas dos blocos de cada camada. Assim, a referência ENR 2x300/2x150/5x30 significa um manto exterior com duas fiadas de blocos de 300 g, um manto intermédio com duas fiadas de blocos de 150 g e um filtro com 5 fiadas de 30 g, recobrindo o núcleo.

5.4.2. CARACTERIZAÇÃO DOS INERTES UTILIZADOS NOS MODELOS

O quadro 5.8. e a figura 5.18. sintetizam valores que auxiliam a caracterização dos inertes empregues nos modelos. A brita grossa, de granito, utilizada no manto exterior e filtros, foi classificada em quatro classes, de acordo com os respectivos pesos médios. No núcleo considerou-se uma gravilha de natureza calcária. Os cubos foram moldados em argamassa de cimento.

Salientam-se os seguintes aspectos:

— Os pesos W_{50} que caracterizam as britas I, II, III e IV são valores médios para amostragens de 100 blocos. Na construção dos modelos só se utilizaram blocos com $0,9 \bar{W} < W < 1,1 \bar{W}$

— As dimensões $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$, também correspondem a amostragens de 100 exemplares. X corresponde à dimensão máxima do bloco. Y é a dimensão máxima do mesmo bloco, segundo uma direcção perpendicular a X. Z corresponde à dimensão do bloco perpendicular ao plano XY.

$\bar{X}, \bar{Y}$ e $\bar{Z}$ são valores médios.

— A dimensão D_{50} da gravilha foi obtida da respectiva curva granulométrica. As dimensões D_{50} das britas I, II, III e IV foram avaliadas a partir de: $D_{50} = 1,15 \left\{ \frac{\bar{W}}{\gamma} \right\}^{1/3}$ (Thomson, Wohlt, Harrison, 1972)

— O coeficiente de uniformidade corresponde à relação $U = D_{60}/D_{10}$, sendo D_{10} o diâmetro efectivo. D_{95} e D_5 definem os limites superior e inferior das dimensões.

— A porosidade, definida como o cociente entre o volume de vazios e o volume total de um manto ou filtro com duas fiadas de blocos do mesmo tipo, foi avaliada em condições de compactação obtida após vários ensaios de agitação sem ocorrência de assinalável deslocação de blocos. São apresentados valores médios para três amostragens.

— A esfericidade, grandeza pela qual se pretende traduzir a forma dos inertes, é de difícil determinação experimental. Para pequenas amostragens de 10 inertes, estabeleceram-se as seguintes relações:

<u>Porosidade</u>	<u>Esfericidade</u>
.40	.81 a .88
.45	.76 a .78
.50	.68 a .70

A permeabilidade dos modelos não foi quantificada, nem mesmo através de um coeficiente de permeabilidade. Trata-se de um escoamento tridimensional, não permanente e heterogéneo (ar-água). O meio poroso é não homogéneo e anisotrópico.

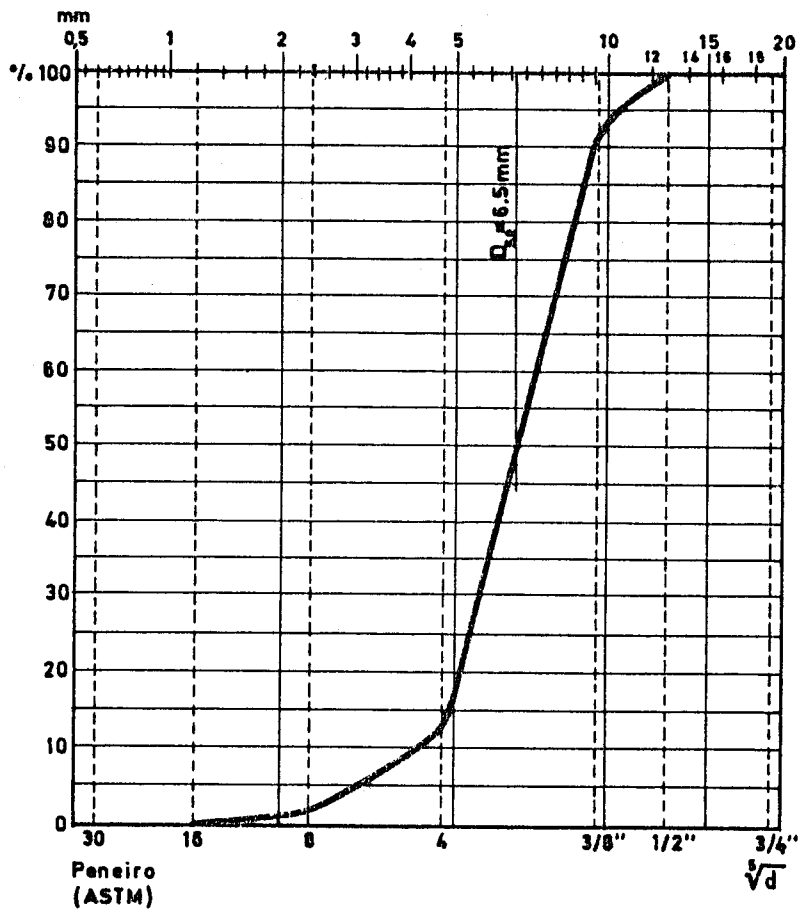


Fig. 18. Curva Granulométrica da Gravelha Utilizada na Construção dos Núcleos dos Modelos

Mantos e Filtros	Peso (g)	Dimensões (mm)							Porosidade (2 fiadas)	Peso Específico
Brita Grossa de Granito	$\bar{W}$	X	Y	Z	$\overline{XYZ}$	X/Z	Y/Z	D ₅₀	V_v/V_t	γ
I	300	82	68	47	66	1.74	1.45	56	.43	≈2.70
II	150	63	51	37	50	1.70	1.38	44	.42	
III	60	52	37	26	38	2.00	1.42	33	.44	
IV	30	42	30	21	31	2.00	1.43	26	.44	

Núcleo	Dimensões (mm)						U
Gravilha de Calcário	D ₅₀	D ₅	D ₉₅	D ₆₀	D ₁₀	D ₁₅	D ₆₀ /D ₁₀
	7	3	11	7.5	4	4.7	1.88

Blocos Artificiais	Peso (g)	Dimensões (mm)			Porosidade (2 fiadas)
	W ₅₀	Arestas			V_v/V_t
Cubos	155	40	40	40	.55
Cubos Modificados	190	45	45	45	

QUADRO 5.8.
CARACTERÍSTICAS DOS MATERIAIS UTILIZADOS NOS MODELOS

5.4.3. CONSTRUÇÃO DOS MODELOS

Reconhecendo-se que a técnica de colocação e arranjo dos blocos no protótipo tem influência na estabilidade dos blocos e da estrutura global e, em menor grau, no espraçamento, seria desejável reproduzir no modelo, tanto quanto possível, as técnicas construtivas e o arranjo dos blocos verificados no protótipo.

Porém, na construção do protótipo, o equipamento e as técnicas construtivas variam, a experiência e actuação dos encarregados e operadores de grua é de natureza empírica, as condições atmosféricas e de agitação durante a construção nem sempre são favoráveis e a agitação desloca os blocos da posição em que foram colocados. Os aspectos construtivos podem ser melhorados se for possível cumprir cadernos de encargos rigorosos e bem elaborados, mas subsiste sempre uma dose de empirismo, bem como factores não controláveis, nem analiticamente traduzíveis. O problema agudiza-se na construção de zonas submersas e aquando de recargas de blocos em mantos danificados.

Com o objectivo de minimizar os efeitos de escala imputáveis à construção de um modelo de um quebra-mar de taludes, há que tomar algumas precauções, colhidas da experiência de outros autores, embora seja impossível simular correctamente a construção do protótipo.

Para tal, utilizou-se a seguinte técnica construtiva em todos os modelos:

- o núcleo, constituído por gravilha, após ter sido saturado foi ligeiramente compactado com uma talocha, simulando uma certa compactação natural intensificada pela presença de agitação durante a construção do núcleo no protótipo.
- o material do filtro e os blocos da camada exterior foram lançados à mão, a curta distância, sem preocupação de arrumação exagerada e sem compactação manual, mas refazendo um perfil estabelecido.
- antes do início de cada programa de testes, o modelo recém-construído foi submetido a uma agitação moderada (não provocando oscilações dos blocos) durante o período de aquecimento do motor, o que permitia uma ligeira consolidação do manto exterior, filtros e estrutura global.

5.4.4. – AGITAÇÃO E RESPECTIVO TRATAMENTO

A caracterização regular incidente sobre os modelos, está resumidamente apresentada nos quadros 5.9. ($d/H_0 = 3$), 5.10. ($d/H_0 = 5$) e 5.11. ($d/H_0 = 8$).

No capítulo 5.3.5. já haviam sido referidos os intervalos de variação dos parâmetros adimensionais, com o objectivo de serem comparados com os intervalos investigados por outros autores.

De acordo com o critério apresentado em 5.3.8., foi aplicado um tratamento linear (Airy) ou não linear (Stokes 2ª. ordem, 3ª. ordem, t. Cnoidal) aos valores locais, no sentido da obtenção de valores da altura de onda ao largo. A teoria empregue em cada caso, é referenciada em coluna própria, nos citados quadros.

5.4.5 APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os quadros 5.12. a 5.20. especificam, para cada tipo de estrutura, ângulo de talude ($\cot \alpha$) e profundidade relativa (d/H_0), os valores do espraioamento relativo (R_L/H_0) obtidos experimentalmente, em função da declividade (H_0/gT^2).

Em cada coluna, à excepção da coluna A_1 do quadro 5.15., estão apontados os casos em que a leitura da cota do espraioamento foi difícil (*), ou muito difícil (**). Estas situações ocorreram associadas a fenómenos de rebentação e/ou à elevada rugosidade do talude. O emulsioamento ar-água gerado tornava problemática a referenciação do eixo da cunha de água em afluxo e consequente fixação da cota máxima atingida.

Diversas colunas assinalam, por intermédio de setas ascendentes ou descendentes, a evolução dos valores do espraioamento indicados nessa coluna, em comparação com os correspondentes valores apresentados na coluna tida como termo de comparação (base de comparação).

O quadro 5.21. estabelece um paralelo entre a aplicação da teoria linear e das teorias não lineares adequadas, para um dos tratamentos desenvolvidos (talude liso, $\cot \alpha = 1,5$, $d/H_0 = 3$). No caso exemplificado, notam-se significativas diferenças entre os resultados da aplicação da teoria Cnoidal e da teoria de Airy.

Sumário dos Quadros:	QUADRO	ESTRUTURA	d/H_0
	5.12.	T. lisos	3
	5.13.	T. lisos	5
	5.14.	T. lisos	8
	5.15.	T. enrocamento	3
	5.16.	T. enrocamento	5
	5.17.	T. enrocamento	8
	5.18.	Cubos	3
	5.19.	Cubos	5
	5.20.	Cubos	8
	5.21.	t/linear versus t/não linear	

SUMÁRIO DOS QUADROS

5.4.6. REPRESENTAÇÃO GRÁFICA DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A partir dos valores presentes nos quadros 5.12 a 5.21 foram ajustadas curvas $R_u/H_o = f(H_o/gT^2)$ para $d/H_o = \text{constante}$, com o recurso ao cálculo automático mas com a introdução de pequenos aferimentos transmitindo a experiência e a sensibilidade adquiridas durante os ensaios.

Algumas das curvas experimentais são confrontadas com curvas indicadas para projecto pelo C.E.R.C. (1977, 1978). São ainda confrontadas entre si muitas das situações apresentadas, com o objectivo de se tentar obter conclusões e indicações úteis, bem como coeficientes

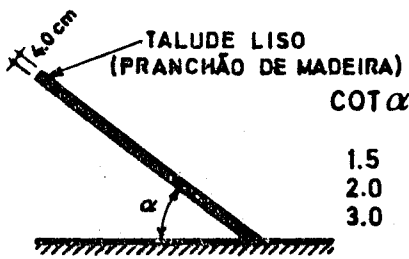
$$r = \frac{(R_u/H_o) \text{ t. rugosos}}{(R_u/H_o) \text{ t. lisos}}$$

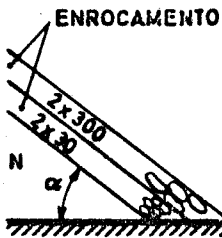
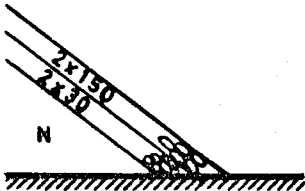
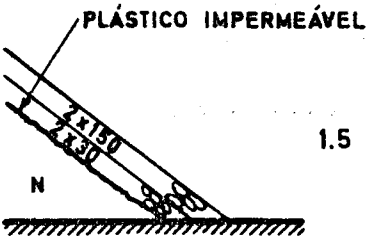
Devido ao elevado número de gráficos elaborados, são apenas apresentados neste capítulo gráficos resumo, apresentando famílias de curvas e omitindo os pontos traduzindo valores experimentais. Estes, são ilustrados nas figuras agrupadas no ANEXO III.

Sumário das figuras:

FIG.	MODELO	COT α	d/H _o
5.19	Taludes lisos	1.5	3,5,8
5.20	Taludes lisos, tratamento linear	1.5	3
5.21	Taludes lisos	2.0	3,5,8
5.22	Taludes lisos	3.0	3,5,8
5.23	ENR 2x300/2x30	1.5	3,5,8
5.24	ENR 2x300/2x30	2.0	3,5,8
5.25	ENR 2x300/2x30	3.0	3,5,8
5.26	ENR 2x150/2x30	1.5	3,5,8
5.27	ENR 2x150/2x30	2.0	3,5,8
5.28	ENR 2x150/2x30/Plástico	1.5	3,5,8
5.29	ENR 2x300/2x150/5x30	2.0	3,5,8
5.30	ENR 2x150/5x30	2.0	3
5.31	ENR 2x150/5x30	2.0	5
5.32	ENR 2x60/5x30	2.0	5
5.33	ENR 5x30	2.0	5
5.34	Cubos 4 ³ /ENR 2x30	1.5	3,5,8
5.35	Cubos 4 ³ /ENR 2x30	2.0	3,5,8
5.36	Cubos 4 ³ /ENR 2x30	3.0	3,5,8
5.37	Cubos Modificados 4.5 ³ /ENR 2x30	2.0	3
5.38	Cubos Modificados 4.5 ³ /ENR 2x30	2.0	5

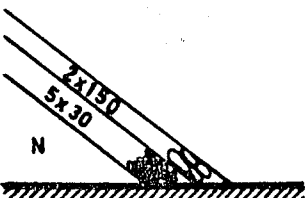
QUADRO 5.22.

COT α 1.5
2.0
3.0ESPESSURAS
(cm)-----

-----1.5
2.0
3.011/6/N
11/5.5/N
11/5.5/N1.5
2.09/6/N
8.5/5.5/N

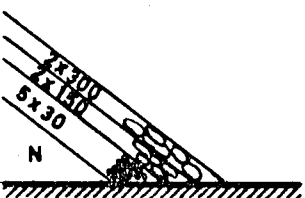
1.5

9/6/P/N



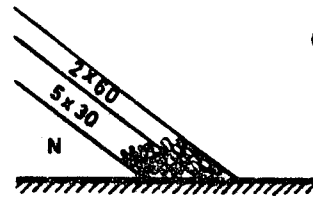
2.0

8.5/11/N



2.0

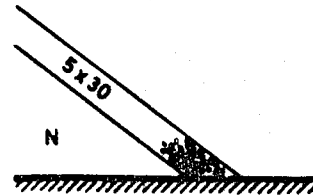
11/8.5/11/N

COT α

2.0

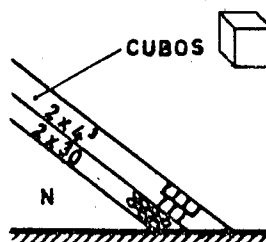
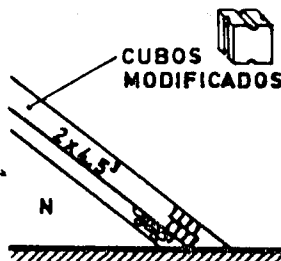
ESPESSURAS
(cm)

7/11/N



2.0

11/N

1.5
2.0
3.09/6/N
9/5.5/N
9/5.5/N

2.0

10/5.5/N

Fig. 5.17. Ensaios de Espraçamento
Características dos Mantos de Protecção Estudados

$$d/H_0 = 3$$

$$\begin{cases} d/H_0 = 3.3 \pm .1 \\ d/H_0 = 3.0 \pm .1 \\ d/H_0 = 2.7 \pm .1 \end{cases}$$

Teoria aplicada:
 Airy (linear) L
 Stokes (2a. ordem) S.2a.
 Stokes (3a. ordem) S.3a.
 Cnoidal C.N.

d (cm)	H (cm)	T (s)	d/L ₀	Teoria	H ₀ (cm)	H ₀ /gT ²	R _u /H ₀
55.5	15.0	1.25	.228	S.3a.	16.14	.0105	CONSULTAR QUADROS PRÓPRIOS
		1.50	.158		16.37	.0074	
		1.84	.105		16.08	.0049	
		1.96	.093		15.86	.0042	
	20.0	2.12	.079	..	15.54	.0035	
		1.25	.228		21.48	.0140	
		1.50	.158		21.76	.0099	
		1.84	.105		21.32	.0065	
50.0	15.0	1.25	.205	S.3a.	16.25	.0106	
		1.50	.142	..	16.32	.0074	
		1.96	.083	C.N.	17.03	.0045	
		2.50	.051	..	15.37	.0025	
43.5	12.0	1.50	.124	S.3a.	13.02	.0059	
		1.84	.082	C.N.	13.53	.0041	
		2.12	.062	..	12.83	.0029	
	15.0	1.50	.124	S.3a.	16.18	.0073	
		1.84	.082	C.N.	17.09	.0052	
		2.12	.062	..	16.18	.0037	
		2.36	.050		15.34	.0028	
40.0	12.0	1.25	.164	S.3a.	13.09	.0085	
		1.50	.114		12.92	.0059	
		1.84	.076	C.N.	13.43	.0040	
		1.96	.067		13.09	.0035	
		2.12	.057		12.64	.0029	
		2.36	.046	..	12.01	.0022	
	15.0	2.12	.057		15.83	.0036	
		2.36	.046		14.95	.0027	
34.0	10.0	1.50	.097	C.N.	11.60	.0053	
		1.68	.077		11.22	.0041	
		1.84	.064		10.79	.0033	
		2.12	.049	..	10.16	.0023	
	12.0	1.50	.097		13.97	.0063	
		1.68	.077		13.50	.0049	
		1.84	.064		13.01	.0039	
		2.12	.049		12.17	.0028	
30.0	10.0	1.28	.117	S.3a.	10.76	.0067	
		1.87	.055	C.N.	10.49	.0031	
		1.98	.049	..	10.18	.0026	
		2.12	.043		9.80	.0022	
25.0	8.0	1.50	.071	C.N.	8.84	.0040	
		1.68	.057		8.40	.0030	
		1.84	.047	..	7.94	.0024	
	10.0	1.84	.047		9.99	.0030	

QUADRO 5.9.
 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE

$$d/H_o = 5$$

$$\begin{cases} d/H_o = 5.3 \pm .1 \\ d/H_o = 5.0 \pm .1 \\ d/H_o = 4.7 \pm .1 \end{cases}$$

Teoria aplicada:

Airy (linear) L
 Stokes (2a. ordem) S.2a.
 Stokes (3a. ordem) S.3a.
 Cnoidal C.N.

d (cm)	H (cm)	T (s)	d/L _o	Teoria	H _o (cm)	H _o /gT ²	R _u /H _o
55.5	10.0	1.25	.228	S.2a.,L	10.81	.0071	CONSULTAR QUADROS PRÓPRIOS
		1.50	.158		10.45	.0050	
		1.84	.105		10.76	.0032	
		1.96	.093		10.65	.0028	
		2.12	.079	..	10.46	.0024	
	12.0	2.36	.064		10.16	.0019	
		2.36	.064		12.20	.0022	
		2.50	.057		11.99	.0020	
50.0	10.0	1.25	.205	S.3a.	10.86	.0071	
		1.50	.142	S.2a.,L	10.94	.0050	
		1.96	.083	..	10.52	.0028	
		2.50	.051	C.N.	10.34	.0017	
43.5	8.0	1.50	.124	S.2a.,L	8.70	.0039	
		1.84	.082		8.40	.0025	
		2.12	.062	..	8.02	.0018	
		2.36	.050	C.N.	8.18	.0015	
		2.50	.045	..	7.97	.0013	
40.0	8.0	1.25	.164	S.2a.,L	8.76	.0057	
		1.50	.114	..	8.67	.0039	
		1.84	.076		8.33	.0025	
		1.96	.067	C.N.	8.71	.0023	
		2.12	.057	..	8.44	.0019	
		2.36	.046		8.04	.0015	
34.0	6.0	1.50	.097	S.2a.,L	6.42	.0029	
		1.68	.077	..	6.26	.0023	
30.0	6.0	1.28	.117	S.2a.,L	6.51	.0041	
		1.87	.055	C.N.	6.28	.0018	
		1.98	.049	..	6.11	.0016	
		2.12	.043		5.91	.0013	

QUADRO 5.10.
 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE

$d/H_o = 8$

$d/H_o = 8.3 \pm .1$ $d/H_o = 8.0 \pm .1$ $d/H_o = 7.7 \pm .1$

Teoria aplicada:
Airy (linear) L
Stokes (2a. ordem) S.2a.
Stokes (3a. ordem) S.3a.
Cnoidal C.N.

d (cm)	H (cm)	T (s)	d/L _o	Teoria	H _o (cm)	H _o /gT ²	R _u /H _o
50.0	6.0	1.25	.205	S.2a.,L	6.53	.0043	CONSULTAR QUADROS PRÓPRIOS
		1.50	.142	"	6.57	.0030	
		1.96	.083		6.31	.0017	
34.0	4.0	1.50	.097	S.2a.,L	4.28	.0019	
		1.68	.077	"	4.17	.0015	
		1.84	.064		4.07	.0012	
30.0	4.0	1.87	.055	S.2a.,L	3.97	.0012	
		1.98	.049	"	3.90	.0010	

QUADRO 5.11.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE

$H_o/gT^2 \times 10^4$		R_u/H_o		
		$\cot \alpha = 1.5$	$\cot \alpha = 2.0$	$\cot \alpha = 3.0$
●	105	1.99 ㄥ	2.13 ㄥ	
●	74	2.05 ㄥ	2.16 ㄥ	
●	49	1.86	2.22 ㄥ	
●	42	1.89	2.26	
●	35	1.93	2.30	
*	140	— ㄥ	1.69 ㄥ	
*	99	2.04 ㄥ	1.95 ㄥ	
*	65	1.95 ㄥ	2.18 ㄥ	
○	106	2.04 ㄥ	2.09 ㄥ	1.70 ㄥ
○	74	2.04 ㄥ	2.03 ㄥ	
*	45	1.79 ㄥ	1.94 ㄥ	
*	25	2.02 ㄥ	2.28 ㄥ	
●	59	2.04	2.13 ㄥ	
●	41	1.84	1.98 ㄥ	
●	29	1.95	2.09 ㄥ	
*	73	1.89 ㄥ	2.16 ㄥ	
*	52	1.79 ㄥ	1.94 ㄥ	
*	37	1.89 ㄥ	2.07 ㄥ	
*	28	1.99 ㄥ	2.19 ㄥ	
○	85	1.99	2.19 ㄥ	
○	59	2.06	2.18 ㄥ	
○	40	1.86	2.06 ㄥ	
○	35	1.91	2.12 ㄥ	
●	29	1.88	2.23 ㄥ	
●	22	1.99	2.35 ㄥ	
*	36	1.89 ㄥ	2.23 ㄥ	
*	27	1.93	2.21 ㄥ	
*	53	1.81	2.08 ㄥ	
○	41	1.78	1.99 ㄥ	2.23
●	33	1.85	2.07	2.23
●	23	2.07	2.20	2.50
*	63	1.83	2.02 ㄥ	
*	49	1.85	2.02 ㄥ	2.00 ㄥ
*	39	1.92	2.06 ㄥ	2.28 ㄥ
*	28	2.14	2.35 ㄥ	2.47 ㄥ
*	67	2.01	2.04	
*	31	1.96	2.09	2.20
○	26	2.01	2.20	
○	22	2.09	2.37	2.75
*	40	1.95	2.10	2.07
○	30	2.00	2.20	2.55
●	24	2.07	2.35	2.40
*	30	1.89	2.28	2.35
Base de Comparação		STOA 1978		

$$\overline{d/H_o} = 3$$

(ㄥ) — leitura muito difícil

(ㄥ) — leitura difícil

QUADRO 5.12.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE
ESPRIAMENTO RELATIVO EM TALUDES LISOS

$H_o/gT^2 \times 10^4$		R_u/H_o		
		$\cot \alpha = 1.5$	$\cot \alpha = 2.0$	$\cot \alpha = 3.0$
○	71	1.80	2.03 ¼	
○	50	1.87	2.12 ¼	
●	32	1.96	2.16	
●	28	1.82	2.02	
●	24	1.86	2.05	
●	19	1.91	2.11	
*	22	1.86	2.05	
*	20	1.90	1.98	
*	71	1.79	2.10 ¼	1.87 ¼ 2.22
*	50	1.77	2.08 ¼	
*	28	1.85	2.06	
*	17	1.88	2.08	
○	39	1.78	2.16	
●	25	1.85	2.02	
●	18	2.00	2.12	
●	15	1.97	2.24	
●	13	2.16	2.24	
*	57	1.77	2.14 ¼	
*	39	1.86	2.06	
*	25	1.93	2.09	
*	23	1.85	2.16	
*	19	1.91	2.12	
○	15	1.97	2.28	
●	29	1.98	2.09	2.37
●	23	1.95	2.07	
*	41	1.87	1.99	2.36
*	18	1.94	2.20	
*	16	2.00	2.20	
●	13	2.06	2.27	2.73
Base de Comparação		STOA 1978		

$\frac{d}{H_o} = 6$

¼ – leitura muito difícil
¾ – leitura difícil

QUADRO 5.13.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE
ESPRAIAMENTO RELATIVO EM TALUDES LISOS

		R_u/H_o		
$H_o/gT^2 \times 10^4$		$\cot \alpha = 1.5$	$\cot \alpha = 2.0$	$\cot \alpha = 3.0$
*	43	1.70	1.92	
*	30	1.69	2.04	2.17
o	17	1.76	1.98	2.27
o	19	1.81	2.19	
●	15	1.80	2.14	2.45
●	12	1.84	2.09	2.56
*	12	2.03	2.37	
*	10	1.99	2.29	
Base de Comparação		STOA 1978		

$$\overline{d/H_o} = 8$$

($\frac{z}{2}$) – leitura muito difícil

($\frac{z}{4}$) – leitura difícil

QUADRO 5.14.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE
ESPRAIAMENTO RELATIVO EM TALUDES LISOS

$d/H_o = 3.0$		A1	A2	A3	A4	A5	A6	A7	A8	A9	
$H_o/gT^2 \times 10^4$		2x300/2x30 cot $\alpha = 1.5$	2x300/2x30 cot $\alpha = 2.0$	2x300/2x30 cot $\alpha = 3.0$	2x150/2x30 cot $\alpha = 1.5$	2x150/2x30 cot $\alpha = 2.0$	2x150/2x30/ Plástico cot $\alpha = 1.5$	2x150/5x30 cot $\alpha = 2.0$	2x300/2x150/ 5x30 cot $\alpha = 2.0$	2x60/5x30 cot $\alpha = 2.0$	5x30 cot $\alpha = 2.0$
●	105	1.23	1.10 ↗	1.07 ↗	1.24 ↗	1.25 ↗	1.37 ↗		1.15 ↗		
●	74	1.32	1.26 ↗	1.08 ↗	1.39 ↗	1.28 ↗	1.36 ↗		1.26 ↗		
●	49	1.34	1.33 ↗	1.18 ↗	1.38 ↗	1.38 ↗	1.45 ↗		1.29 ↗		
●	42	1.35	1.30 ↗	1.12 ↗	1.36	1.35 ↗	1.43 ↗		1.23		
●	35	1.38	1.41 ↗	1.22 ↗	1.43 ↗	1.41	1.50 ↗		1.30		
*	140	1.29	1.31 ↗		1.30 ↗	1.32 ↗			1.19 ↗		
*	99	1.25	1.25 ↗	1.05 ↗	1.33 ↗	1.34 ↗	1.35 ↗		1.25 ↗		
*	65	1.30	1.30 ↗	1.05	1.31 ↗	1.32 ↗	1.40 ↗		1.25 ↗		
○	106	1.15	1.18 ↗	1.01 ↗	1.30 ↗	1.21 ↗	1.37 ↗		1.18 ↗		
○	74	1.22	1.21 ↗	1.07 ↗	1.34 ↗	1.26 ↗	1.39 ↗		1.22 ↗		
*	45	1.24	1.20 ↗	1.06 ↗	1.24	1.25 ↗	1.40 ↗		1.14 ↗		
*	25	1.44	1.43 ↗	1.21 ↗	1.41 ↗	1.42	1.52 ↗		1.34		
●	59	1.17	1.15 ↗	1.07 ↗	1.17 ↗	1.20 ↗	1.37 ↗	1.20 ↗	1.16 ↗	INSTABILIDADE	INSTABILIDADE
●	41	1.23	1.25 ↗	1.08 ↗	1.21 ↗	1.22 ↗	1.40 ↗	1.16 ↗	1.16 ↗		
●	29	1.30	1.35 ↗	1.18 ↗	1.30	1.36	1.38 ↗	1.25 ↗	1.25 ↗		
*	73	1.19	1.16 ↗	1.04 ↗	1.23 ↗	1.22 ↗	1.30 ↗	1.23 ↗	1.13 ↗		
*	52	1.17	1.13 ↗	1.02 ↗	1.20 ↗	1.20 ↗	1.35 ↗	1.13 ↗	1.13 ↗		
*	37	1.23	1.24 ↗	1.11 ↗	1.23	1.27 ↗	1.37 ↗	1.24 ↗	1.19 ↗		
*	28	1.32	1.46 ↗	1.26 ↗	1.45 ↗	1.55 ↗	1.52 ↗	1.51 ↗	1.37 ↗		
○	85	1.22	1.20 ↗	1.09 ↗	1.27 ↗	1.25 ↗	1.36 ↗	1.26 ↗	1.22 ↗	INSTABILIDADE	INSTABILIDADE
○	59	1.28	1.21 ↗	1.15 ↗	1.29 ↗	1.28 ↗	1.33 ↗	1.28 ↗	1.25 ↗		
○	40	1.24	1.23	1.08 ↗	1.24	1.27 ↗	1.32 ↗	1.27	1.23		
○	35	1.27	1.40	1.14 ↗	1.38 ↗	1.40	1.40 ↗	1.39	1.26 ↗		
●	29	1.36	1.52	1.25	1.43 ↗	1.51	1.51 ↗	1.51	1.31 ↗		
●	22	1.39	1.66	1.40	1.43 ↗	1.65	1.66 ↗	1.65	1.41 ↗		
*	36	1.40	1.47 ↗	1.26 ↗	1.40 ↗	1.47	1.58 ↗	1.46	1.33 ↗		
*	27	1.52	1.62 ↗	1.40 ↗	1.60 ↗	1.62	1.67 ↗	1.61	1.45 ↗		
*	53	1.20	1.23	1.03 ↗	1.20	1.24 ↗	1.35 ↗		1.17		
○	41	1.24	1.32	1.07 ↗	1.29 ↗	1.31	1.35 ↗		1.20		
●	33	1.29	1.41	1.11 ↗	1.34 ↗	1.40	1.39 ↗		1.25		
●	23	1.31	1.54	1.25	1.42 ↗	1.54	1.58 ↗		1.41 ↗		
*	63	1.17	1.25 ↗	1.04 ↗	1.27 ↗	1.25 ↗	1.32 ↗		1.17 ↗		
*	49	1.19	1.30 ↗	1.05 ↗	1.29 ↗	1.29 ↗	1.31 ↗		1.19		
*	39	1.24	1.34	1.07 ↗	1.32 ↗	1.33 ↗	1.40 ↗		1.22		
*	28	1.37	1.45	1.30	1.50 ↗	1.54 ↗	1.60 ↗		1.40		
*	67	1.15	1.23 ↗	1.12 ↗	1.19 ↗	1.22 ↗	1.34 ↗	1.22	1.12 ↗	INSTABILIDADE	INSTABILIDADE
*	31	1.38	1.45	1.15 ↗	1.48 ↗	1.46	1.48	1.47	1.28 ↗		
○	26	1.39	1.54	1.24 ↗	1.39	1.54	1.47 ↗	1.54	1.32 ↗		
○	22	1.47	1.69	1.41 ↗	1.64 ↗	1.70	1.75 ↗	1.69	1.51 ↗		
*	40	1.15	1.21	1.10	1.22 ↗	1.20			1.20		
○	30	1.29	1.49	1.20	1.39 ↗	1.50			1.31		
●	24	1.33	1.52	1.30	1.40 ↗	1.51			1.35		
*	30	1.39	1.48	1.30	1.39	1.39			1.35		
					A1	A2	A4	A5	A2		

QUADRO 5.15.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE
ESPRAIAMENTO RELATIVO EM TALUDES RUGOSOS
(ENROCAMENTO)

$d/H_o = 5.0$		B1	B2	B3	B4	B5	B6	B7	B8	B9	
$H_o/gT^2 \times 10^4$		2x300/2x30 cot $\alpha = 1.5$	2x300/2x30 cot $\alpha = 2.0$	2x300/2x30 cot $\alpha = 3.0$	2x150/2x30 cot $\alpha = 1.5$	2x150/2x30 cot $\alpha = 2.0$	2x150/2x30/ Plástico cot $\alpha = 1.5$	2x150/5x30 cot $\alpha = 2.0$	2x300/2x150/ 5x30 cot $\alpha = 2.0$	2x60/5x30 cot $\alpha = 2.0$	5x30 cot $\alpha = 2.0$
○	71	1.10	1.08 ↗	1.02 ↗	1.18 ↑	1.12 ↗	1.25		1.05 ↓		
○	50	1.22	1.25 ↗	1.07 ↗	1.27 ↑	1.25 ↗	1.32		1.12 ↓		
●	32	1.29	1.33	1.12 ↗	1.29	1.31 ↗	1.34		1.16 ↓		
●	28	1.30	1.30	1.04	1.30	1.30	1.35		1.13 ↓		
●	24	1.33	1.37	1.06	1.33	1.33 ↓	1.38		1.24 ↓		
●	19	1.36	1.36	1.06	1.36	1.36	1.42		1.14 ↓		
*	22	1.34	1.36	1.14	1.32 ↓	1.36	1.41		1.14 ↓		
*	20	1.34	1.34	1.19	1.34	1.34	1.43		1.19 ↓		
*	71	1.17	1.15 ↗	1.05 ↗	1.33 ↗	1.28 ↗	1.33 ↗		1.11 ↗		
*	50	1.17	1.19 ↗	1.11 ↗	1.32	1.31 ↗	1.42 ↗		1.14 ↓		
*	28	1.16	1.23	1.08 ↗	1.21 ↑	1.23	1.37		1.13 ↓		
*	17	1.39	1.38	1.13	1.29 ↓	1.37	1.37		1.17 ↓		
○	39	1.15	1.18	1.02 ↗	1.21 ↑	1.18	1.27	1.13 ↓	1.18	1.16 ↑	1.18
●	25	1.19	1.22	1.02 ↗	1.19	1.20 ↓	1.29	1.21	1.17 ↓	1.25 ↑	1.28
●	18	1.25	1.28	1.07	1.31 ↑	1.28	1.38	1.25 ↓	1.23 ↓	1.34 ↑	1.34
●	15	1.29	1.42	1.20	1.36 ↑	1.39	1.35	1.39	1.26 ↓	1.45 ↑	1.53
●	13	1.39	1.57	1.31	1.46 ↑	1.56	1.53	1.52 ↓	1.35 ↓	1.57 ↑	1.60
*	57	1.14	1.20	1.01 ↗	1.17 ↑	1.25 ↗	1.23	1.20 ↓	1.23 ↑	1.28 ↑	1.28
*	39	1.15	1.24	1.02 ↗	1.25 ↑	1.24	1.25	1.25	1.24	1.29 ↑	1.29
*	25	1.20	1.29	1.06	1.37 ↑	1.29	1.46	1.29	1.23 ↓	1.40 ↑	1.40
*	23	1.31	1.39	1.05	1.37 ↑	1.39	1.40	1.33 ↓	1.23 ↓	1.44 ↑	1.49
*	19	1.25	1.38	1.09	1.38 ↑	1.40 ↑	1.45	1.38 ↓	1.22 ↓	1.48 ↑	1.48
○	15	1.38	1.56	1.26	1.45 ↑	1.56	1.45	1.50 ↓	1.33 ↓	1.55 ↑	1.61
●	29	1.17	1.25	1.03	1.30 ↑	1.39 ↑	1.30		1.18 ↓		
●	23	1.20	1.39	1.06	1.37 ↑	1.39	1.33		1.14 ↓		
*	41	1.11	1.31	1.04	1.28 ↑	1.27 ↓	1.36	1.13 ↓	1.10 ↓	1.17 ↑	1.27
*	18	1.24	1.49	1.16	1.37 ↑	1.50	1.46	1.39 ↓	1.21 ↓	1.50 ↑	1.50
*	16	1.27	1.43	1.14	1.27	1.46 ↑	1.36	1.39 ↓	1.17 ↓	1.46 ↑	1.54
●	13	1.27	1.48	1.18	1.31 ↑	1.49	1.45	1.38 ↓	1.21 ↓	1.45 ↑	1.51
					B1	B2	B4	B5	B2	B7	B9

QUADRO 5.16.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE
ESPRAIAMENTO RELATIVO EM TALUDES RUGOSOS
(ENROCAMENTO)

$d/H_o = 8.0$												
$H_o/gT^2 \times 10^4$		C1 C2 C3 C4 C5 C6 C7 C8 C9										
		2x300/2x30 cot α = 1.5 2x300/2x30 cot α = 2.0 2x300/2x30 cot α = 3.0 2x150/2x30 cot α = 1.5 2x150/2x30 cot α = 2.0 2x150/2x30/ Plástico cot α = 1.5 2x150/5x30 cot α = 2.0 2x300/2x150/ 5x30 cot α = 2.0 2x60/5x30 cot α = 2.0 5x30 cot α = 2.0										
*	43	0.98	1.10	1.04	1.19 ↑	1.16 ↑	1.19		1.10			
*	30	0.97	1.19	1.11	1.18 ↑	1.16 ↓	1.271 ↑		1.02 ↓			
o	17	1.05	1.20	1.05	1.19 ↑	1.20	1.30 ↑		1.03 ↓			
o	19	0.98	1.10	1.03	1.23 ↑	1.20 ↑	1.36 ↑		1.03 ↓			
●	15	1.00	1.13	1.06	1.26 ↑	1.13	1.40 ↑		1.07 ↓			
●	12	1.09	1.15	1.13	1.29 ↑	1.15	1.43 ↑		1.15			
*	12	1.11	1.24	1.15	1.26 ↑	1.29 ↑	1.47 ↑		1.24			
*	10	1.00	1.20	1.09	1.20 ↑	1.26 ↑	1.49 ↑		1.15 ↓			
					C1	C2	C4		C2			

(Z) — leitura muito difícil

(z) — leitura difícil

• $d/H_o = 8.3 \pm .1$ o $d/H_o = 8.0 \pm .1$

$$(+) - \frac{R_u}{H_o} > \left(\frac{R_u}{H_o} \right)_{\text{BASE}}$$

* $d/H_o = 7.7 \pm .1$

$$(-) - \frac{R_u}{H_o} < \left(\frac{R_u}{H_o} \right)_{\text{BASE}}$$

QUADRO 5.17.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE
ESPRAIAMENTO RELATIVO EM TALUDES RUGOSOS
(ENROCAMENTO)

$d/H_o = 3.0$		R_u/H_o				5.69
		G1	G2	G3	G4	
$H_o/gT^2 \times 10^4$		Cubos $4^3/2 \times 30$ cot $\alpha = 1.5$	Cubos $4^3/2 \times 30$ cot $\alpha = 2.0$	Cubos $4^3/2 \times 30$ cot $\alpha = 3.0$	Cubos Modif. $4.5^3/2 \times 30$ cot $\alpha = 2.0$	
●	105	1.41 ↗	1.39 ↗	1.02 ↗	1.27 ↗ ↓	
●	74	1.40 ↗	1.48 ↗	1.06 ↗	1.39 ↗ ↓	
●	49	1.41 ↗	1.53 ↗	1.28 ↗	1.39 ↗ ↓	
●	42	1.40 ↗	1.55 ↗	1.24 ↗	1.35 ↗ ↓	
●	35	1.41 ↗	1.58 ↗	1.34 ↗	1.47 ↗ ↓	
*	140	1.52 ↗	1.33 ↗	.98 ↗	1.21 ↗ ↓	
*	99	1.50 ↗	1.44 ↗	1.05 ↗	1.34 ↗ ↓	
*	65	1.46 ↗	1.59 ↗	1.20 ↗	1.41 ↗ ↓	
○	106	1.35 ↗	1.43 ↗	1.05 ↗	1.29 ↗ ↓	
○	74	1.31 ↗	1.50 ↗	1.10 ↗	1.29 ↗ ↓	
*	43	1.35 ↗	1.51 ↗ ↑	1.13 ↗	1.40 ↗ ↓	
*	25	1.50 ↗	1.66 ↗	1.35 ↗	1.46 ↗ ↓	
●	59	1.36 ↗	1.43 ↗ ↑	1.12 ↗	1.31 ↗ ↓	
●	41	1.31 ↗	1.45 ↗ ↑	1.17 ↗	1.40 ↗ ↓	
●	29	1.38 ↗	1.55 ↗ ↑	1.28 ↗	1.50 ↗ ↓	
*	73	1.45 ↗	1.40 ↗ ↑	1.11 ↗	1.33 ↗ ↓	
*	52	1.33 ↗	1.45 ↗ ↑	1.11 ↗	1.40 ↗ ↓	
*	37	1.37 ↗	1.45 ↗ ↑	1.21 ↗	1.42 ↗ ↓	
*	28	1.54 ↗	1.55 ↗ ↑	1.38 ↗	1.55 ↗ ↓	
○	85	1.40 ↗	1.43 ↗	1.16 ↗	1.43 ↗	
○	59	1.42 ↗	1.49 ↗	1.22 ↗	1.45 ↗ ↓	
○	40	1.38 ↗	1.47 ↗	1.25 ↗	1.41 ↗ ↓	
○	35	1.42 ↗	1.57 ↗	1.30 ↗	1.37 ↗ ↓	
●	29	1.51 ↗	—	1.33 ↗	—	
●	22	1.57 ↗	1.79 ↗	1.53 ↗	1.56 ↗ ↓	
*	36	1.51 ↗	—	1.35 ↗	—	
*	27	1.60 ↗	1.74 ↗	1.40 ↗	1.62 ↗ ↓	
*	53	1.30 ↗	—	1.14 ↗	—	
○	41	1.30 ↗	—	1.22 ↗	—	
●	33	1.34 ↗	—	1.26 ↗	—	
●	23	1.61 ↗	—	1.49 ↗	—	
*	63	1.30 ↗	—	1.13 ↗	—	
*	49	1.40 ↗	—	1.19 ↗	—	
*	39	1.45 ↗	—	1.22 ↗	—	
*	28	1.66 ↗	—	1.42 ↗	—	
*	67	1.40 ↗	—	1.19 ↗	—	
*	31	1.59 ↗	—	1.27 ↗	—	
○	26	1.58 ↗	—	1.40 ↗	—	
○	22	1.75 ↗	—	1.48 ↗	—	
*	40	1.30 ↗	—	1.20 ↗	—	
○	30	1.58 ↗	—	1.39 ↗	—	
●	24	1.54 ↗	—	1.35 ↗	—	
*	30	1.50 ↗	—	1.36 ↗	—	
Base de Comparação		A1	A2	A3	G2	

QUADRO 5.18.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE
ESPRAIAMENTO RELATIVO EM TALUDES RUGOSOS
(CUBOS)

$d/H_o = 5.0$		R_u/H_o			
		H1	H2	H3	H4
$H_o/gT^2 \times 10^4$		Cubos $4^3/2 \times 30$ $\cot \alpha = 1.5$	Cubos $4^3/2 \times 30$ $\cot \alpha = 2.0$	Cubos $4^3/2 \times 30$ $\cot \alpha = 3.0$	Cubos Modif. $4.5^3/2 \times 30$ $\cot \alpha = 2.0$
○	71	1.28	1.35 ↗	1.08 ↗	1.30 ↓
○	50	1.32	1.39 ↗	1.18 ↗	1.35 ↓
●	32	1.34	1.45 ↗	1.20	1.33 ↓
●	28	1.35	1.51 ↗	1.19	1.40 ↓
●	24	1.33		1.24	1.33 ↓
●	19	1.30	1.54	1.18	1.45 ↓
*	22	1.35	1.50	1.24	1.47 ↓
*	20	1.35	1.57	1.21	1.48 ↓
*	71	1.35	1.40 ↗	1.11	1.34 ↗ ↓
*	50	1.35	1.51 ↗	1.13	1.32 ↗ ↓
*	28	1.32	1.45	1.15	1.35 ↗ ↓
*	17	1.40	1.51	1.22	1.48 ↓
○	39	1.31	1.39	1.20	1.34 ↓
●	25	1.29	1.38	1.20	1.33 ↓
●	18	1.31	1.45	1.26	1.45 ↓
●	15	1.39	1.50	1.35	1.50 ↓
●	13	1.39	1.68	1.35	1.66 ↓
*	57	1.27	1.45 ↗	1.12	1.35 ↓
*	39	1.28	1.50	1.17	1.40 ↓
*	25	1.33	1.56	1.21	1.50 ↓
*	23	1.27	1.59	1.27	1.44 ↓
*	19	1.31	1.50	1.24	1.43 ↓
○	15	1.35	1.65	1.30	1.56 ↓
●	29	1.30		1.23	
●	23	1.30		1.26	
*	41	1.28		1.15	
*	18	1.35		1.30	
*	16	1.27		1.24	
●	13	1.41		1.28	
Base de Comparação		B1	B2	B3	H2

↓ $R_u/H_o < (R_u/H_o)_{\text{BASE}}$

QUADRO 5.19.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE
ESPRAIAMENTO RELATIVO EM TALUDES RUGOSOS
(CUBOS)

$d/H_o = 8.0$		R_u/H_o			
		I1	I2	I3	I4
$H_o/gT^2 \times 10^4$		Cubos $4^3/2 \times 30$ $\cot \alpha = 1.5$	Cubos $4^3/2 \times 30$ $\cot \alpha = 2.0$	Cubos $4^3/2 \times 30$ $\cot \alpha = 3.0$	Cubos Modif. $4.5^3/2 \times 30$ $\cot \alpha = 2.0$
*	43	1.27	1.43	1.11	1.23 ↓
*	30	1.27	1.43	1.11	1.16 ↓
o	17	1.32	1.42	1.10	
o	19	1.35		1.11	
●	15	1.33		1.14	
●	12	1.43		1.17	
*	12	1.40		1.27	
*	10	1.42		1.30	
Base de Comparação		C1	C2	C3	I1

QUADRO 5.20.
ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE
ESPRAIAMENTO RELATIVO EM TALUDES RUGOSOS
(CUBOS)

↓ $R_u/H_o < (R_u/H_o)_{\text{BASE}}$

↑ $R_u/H_o > (R_u/H_o)_{\text{BASE}}$

Talude Liso $\cot \alpha = 1.5$ $d/H_0 = 3$

d/H ₀ = 3			Tratamento Linear			Tratamento não Linear			
d	H	T	H ₀ (cm)	H ₀ /gT ²	R _U /H ₀	H ₀ (cm)	H ₀ /gT ²	R _U /H ₀	
55.5	15.0	1.25	16.22	.0106	1.98	16.14	.0105	1.99	
		1.50	16.43	.0074	2.02	16.37	.0074	2.05	
		1.84	16.15	.0049	1.85	16.08	.0049	1.86	
		1.96	15.97	.0042	1.88	15.86	.0042	1.89	
		2.12	15.69	.0036	1.91	15.54	.0035	1.93	
	20.0	1.25	21.62	.0141	—	21.48	.0140	—	
		1.50	21.91	.0099	2.03	21.76	.0099	2.04	
		1.84	21.53	.0065	1.93	21.32	.0065	1.95	
	50.0	15.0	1.25	16.32	.0107	2.04	16.25	.0106	2.04
			1.50	16.41	.0074	2.03	16.32	.0074	2.04
1.96			15.77	.0042	1.93	17.03	.0045	1.79	
2.50			13.61	.0022	2.28	15.37	.0025	2.02	
43.5	12.0	1.50	13.06	.0059	2.04	13.02	.0059	2.04	
		1.84	12.61	.0038	1.98	13.53	.0041	1.84	
		2.12	12.02	.0029	2.08	12.83	.0029	1.95	
	15.0	1.50	16.32	.0074	1.87	16.18	.0073	1.89	
		1.84	15.76	.0047	1.94	17.09	.0052	1.79	
		2.12	15.03	.0034	2.03	16.18	.0037	1.89	
		2.36	14.66	.0027	2.08	15.34	.0028	1.99	
		40.0	12.0	1.25	13.14	.0086	1.98	13.09	.0085
1.50	13.00			.0059	2.05	12.92	.0059	2.06	
1.84	12.49			.0038	2.00	13.43	.0040	1.86	
1.96	12.28			.0033	2.03	13.09	.0035	1.91	
2.12	11.99			.0027	1.99	12.64	.0029	1.88	
2.36	11.56			.0021	2.06	12.01	.0022	1.99	
15.0	2.12		14.99	.0034	2.00	15.83	.0036	1.89	
	2.36		14.45	.0027	2.00	14.95	.0027	1.93	
34.0	10.0		1.50	10.69	.0048	1.97	11.60	.0053	1.81
			1.68	10.43	.0038	1.91	11.22	.0041	1.78
		1.84	10.17	.0031	1.96	10.79	.0033	1.85	
		2.12	9.75	.0022	2.16	10.16	.0023	2.07	
	12.0	1.56	12.83	.0058	1.99	13.97	.0063	1.83	
		1.68	12.51	.0045	2.00	13.50	.0049	1.85	
		1.84	12.20	.0037	2.05	13.01	.0039	1.92	
		2.12	11.70	.0027	2.23	12.17	.0028	2.14	
30.0	10.0	1.28	10.85	.0068	1.99	10.76	.0067	2.01	
		1.87	9.93	.0029	2.07	10.49	.0031	1.96	
		1.98	9.75	.0025	2.11	10.18	.0026	2.01	
		2.12	9.52	.0017	2.16	9.80	.0022	2.09	
25.0	8.0	1.50	8.25	.0037	2.09	8.84	.0040	1.95	
		1.68	7.99	.0029	2.10	8.40	.0030	2.00	
		1.84	7.74	.0023	"	7.94	.0024	2.07	
	10.0	1.84	9.67	.0029	1.95	9.99	.0030	1.89	

QUADRO 5.21.

ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO – TESE
TRATAMENTO LINEAR DOS RESULTADOS VERSUS TRATAMENTO NÃO LINEAR

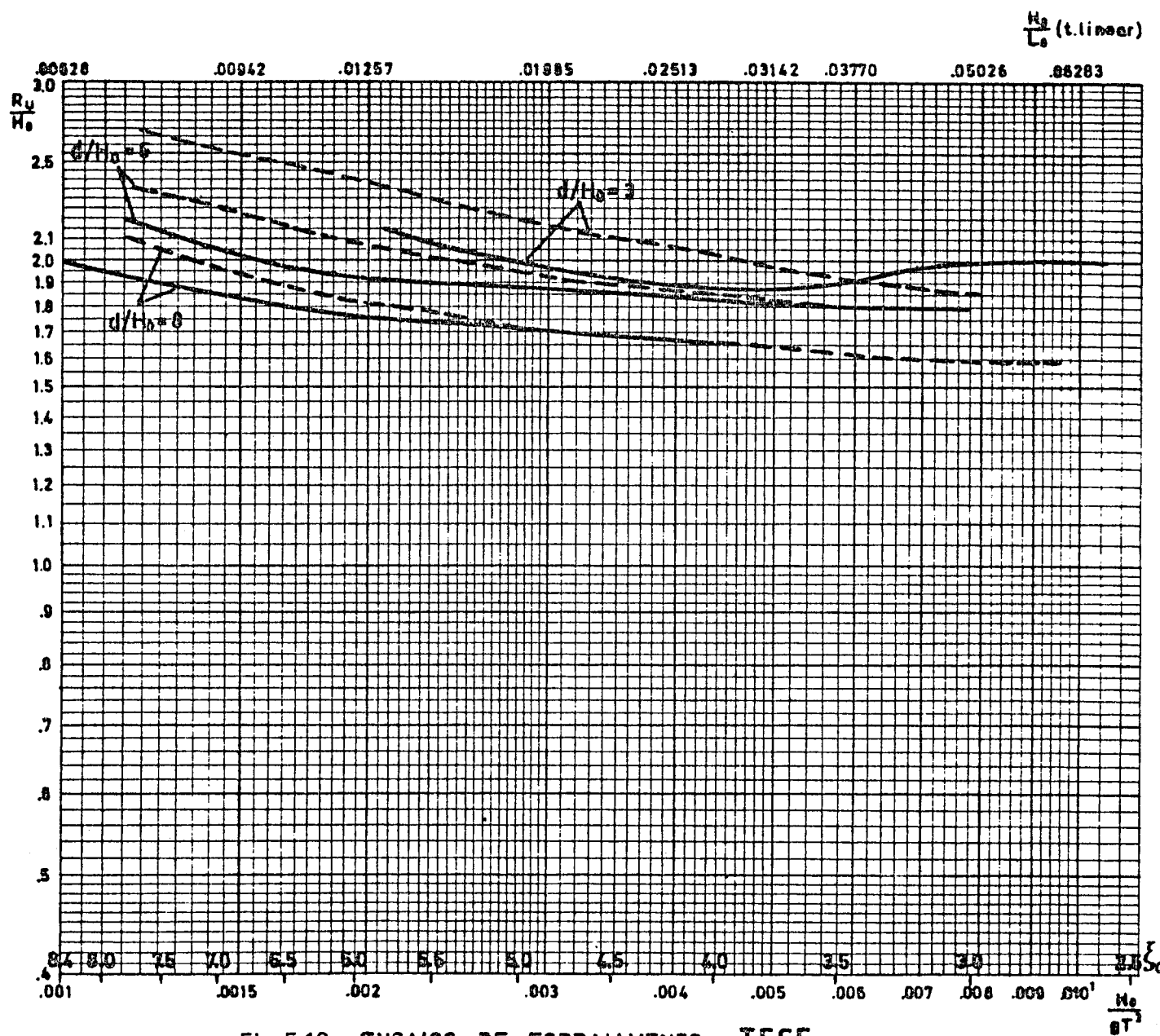


Fig. 5.19. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

COY $\alpha = 1.5$

TALUDES LISOS

—— TESE

ADAPTADO DE

- - - STOA C.E.R.C. 1978

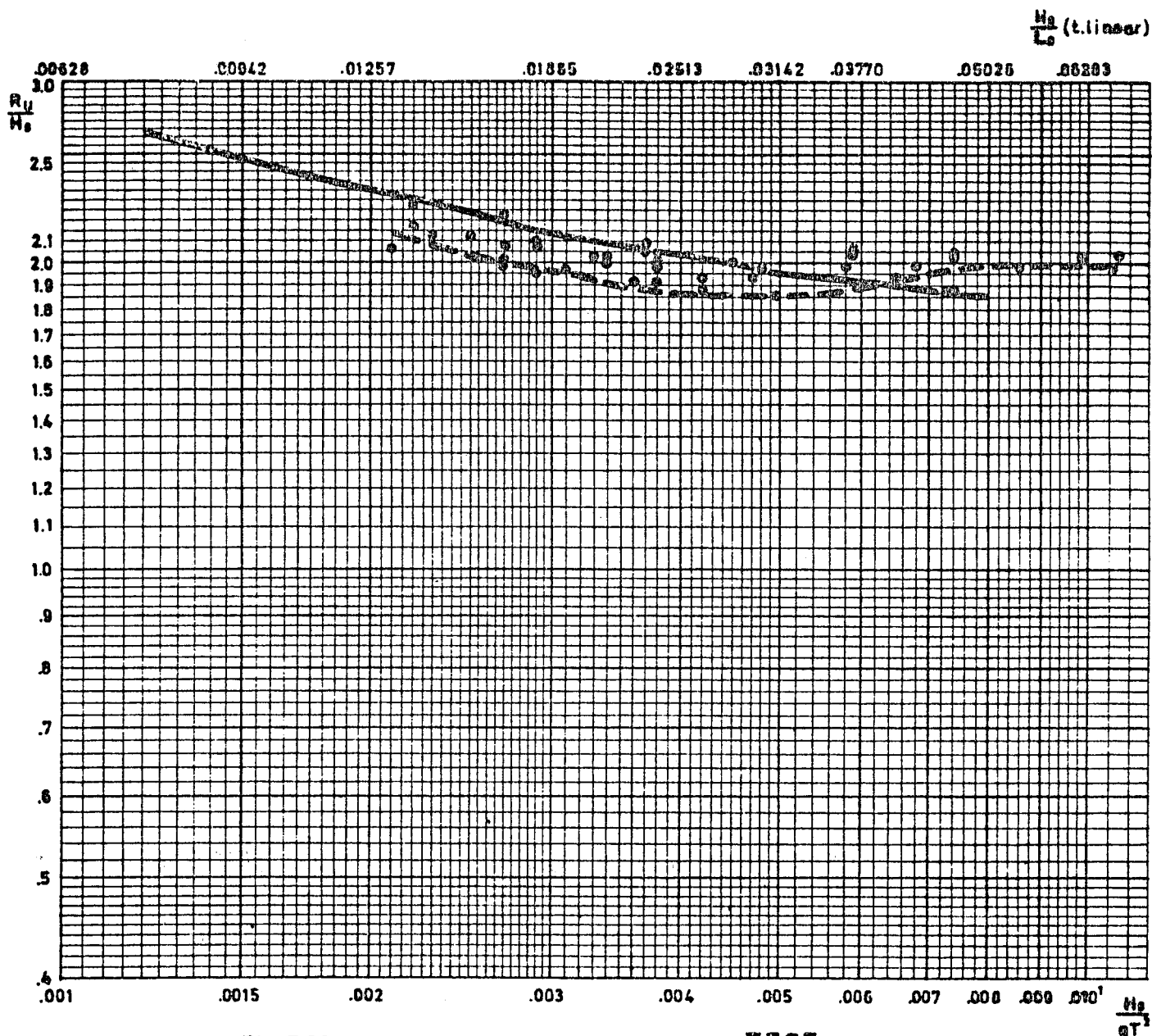


Fig. 5.20. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cotg \alpha} \xi_0^{-2}$$

$\cot \alpha = 1.5$

TALUDES LISOS

$d/H_0 = 3$

• VALORES EXPERIMENTAIS COM
TRATAMENTO LINEAR

— — — CURVA EXPERIMENTAL COM TRA-
TAMENTO NÃO LINEAR

— — — CURVA ADAPTADA DE STOA
1978 C.E.R.C.

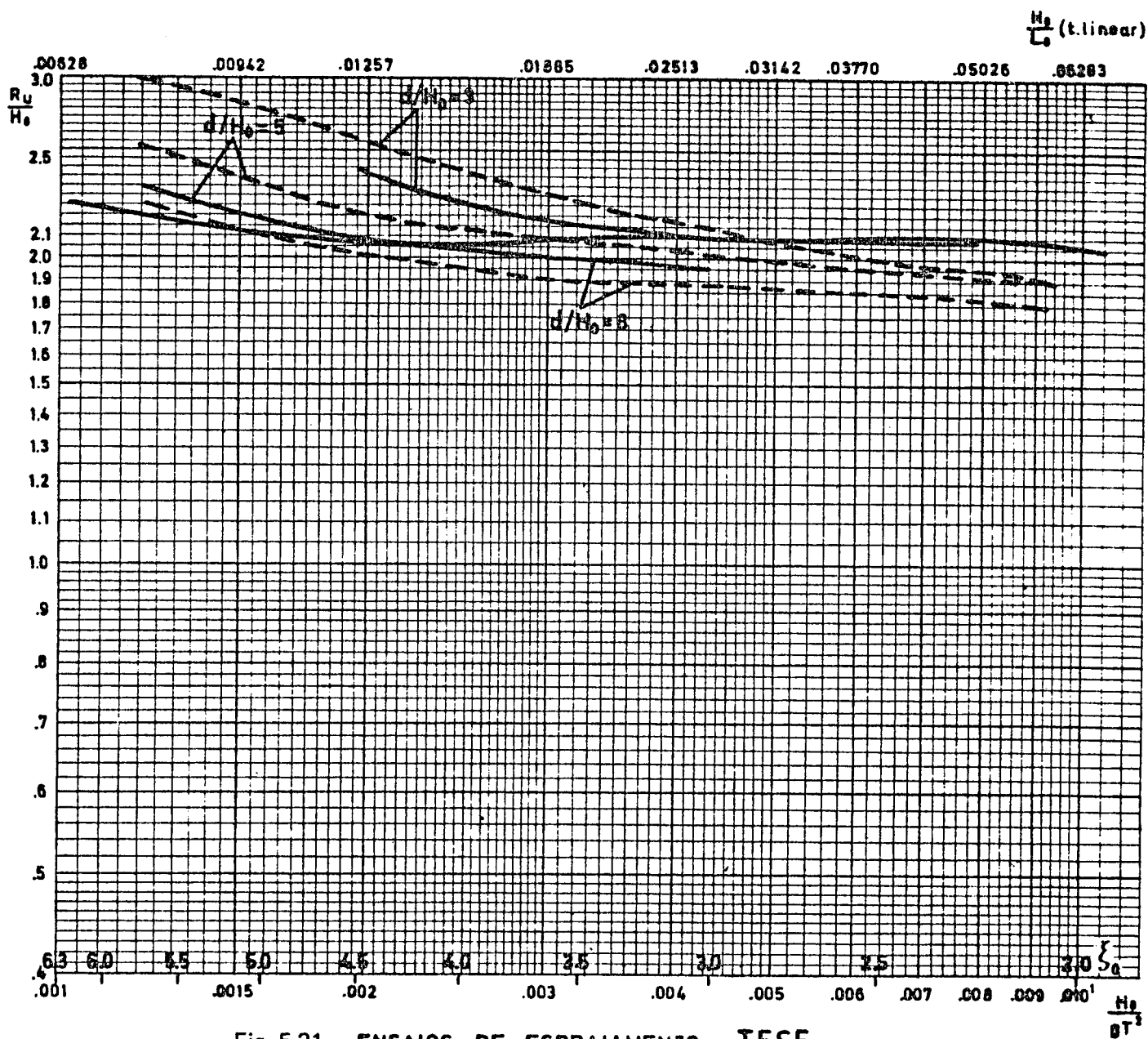


Fig. 5.21. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

COT $\alpha = 2.0$

TALUDES LISOS

— TESE
 - - - ADAPTADO DE
 STOA (C.E.R.C.) 1978

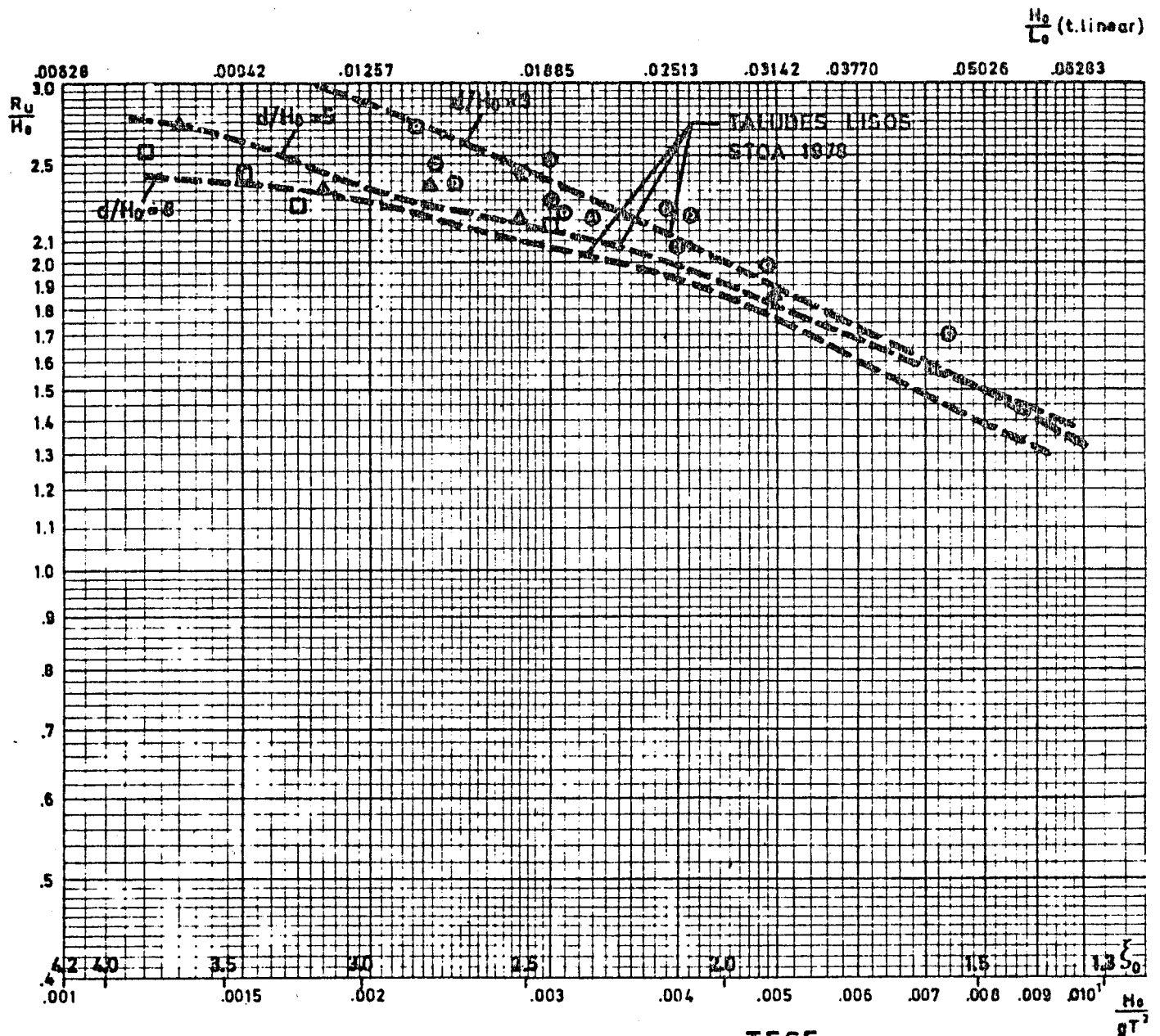


Fig. 5.22. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

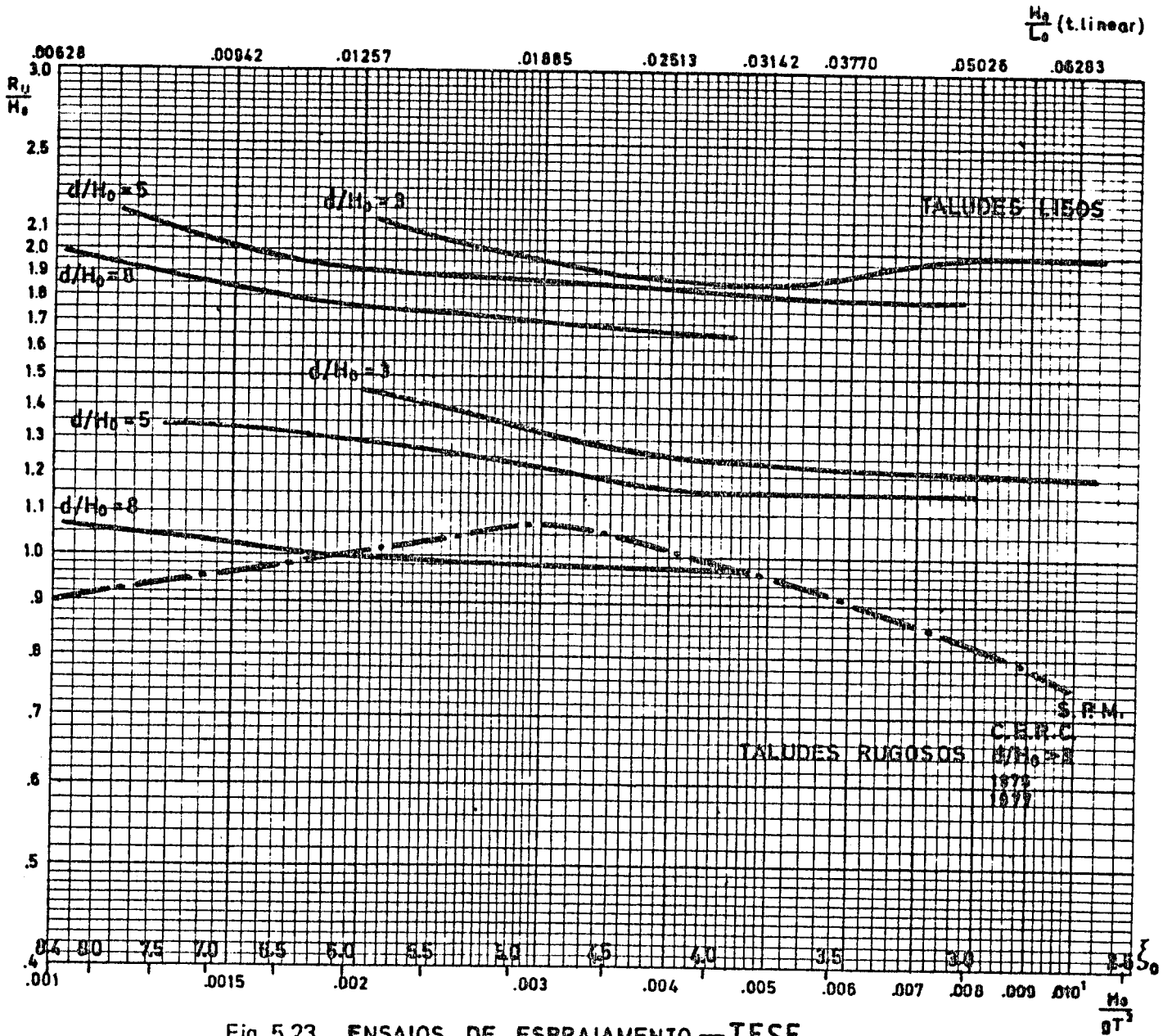


Fig. 5.23. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

COT $\alpha = 1.5$

ENR 2x300/2x30

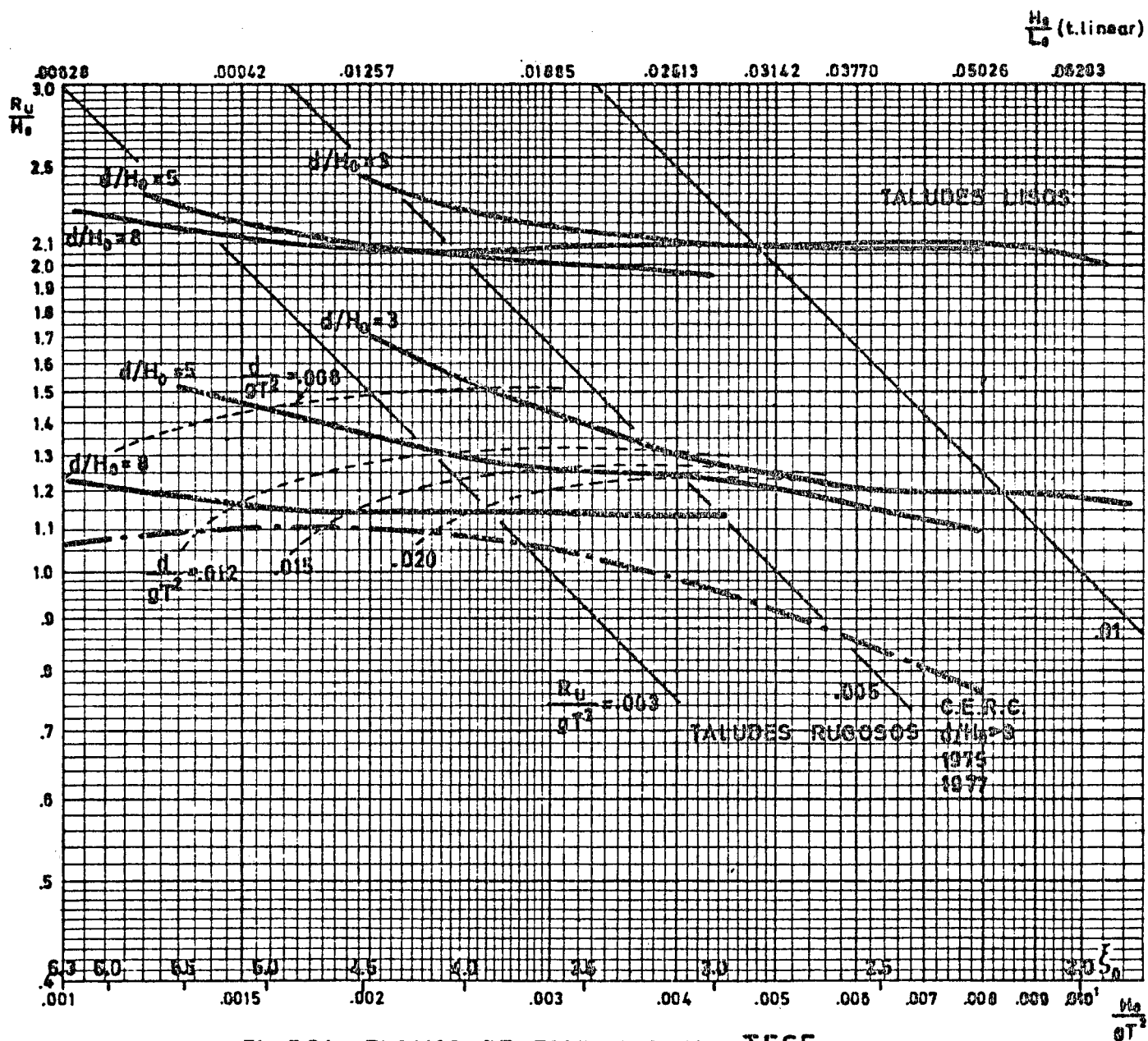


Fig. 5.24. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

COT $\alpha = 2.0$

ENR 2x300/2x30

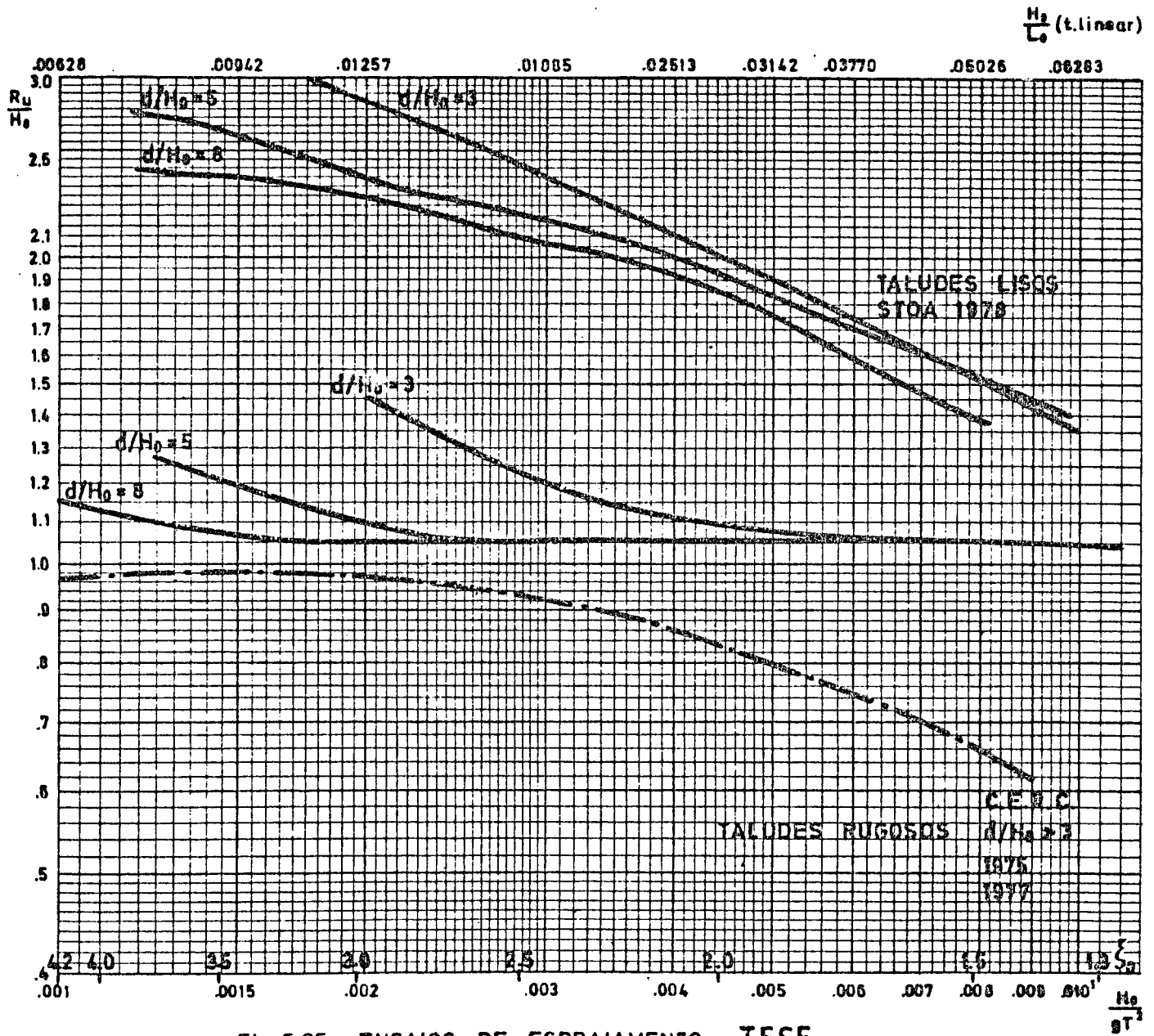


Fig. 5.25. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

COT $\alpha = 3.0$ ENR $2 \times 300 / 2 \times 30$

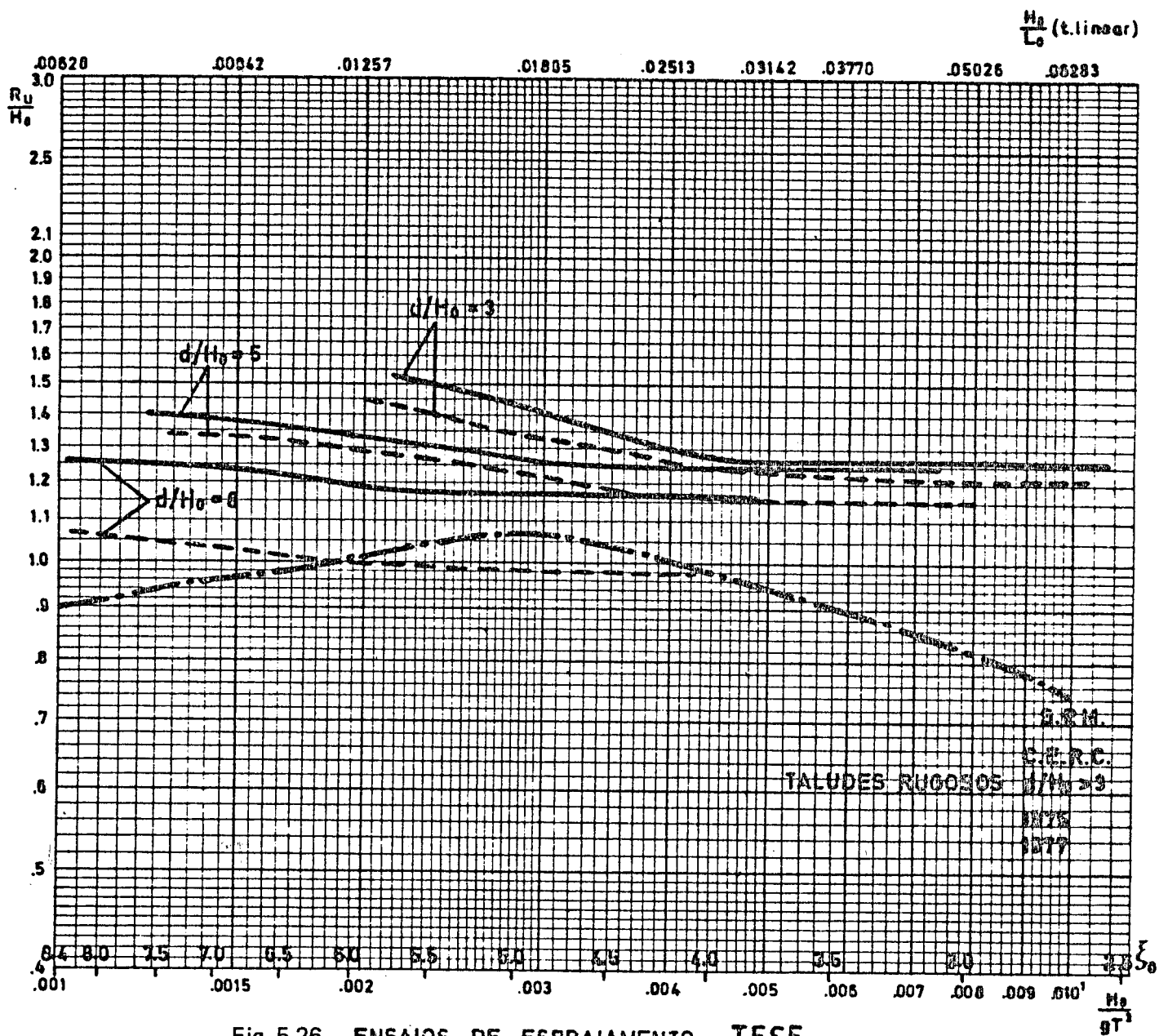


Fig. 5.26. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

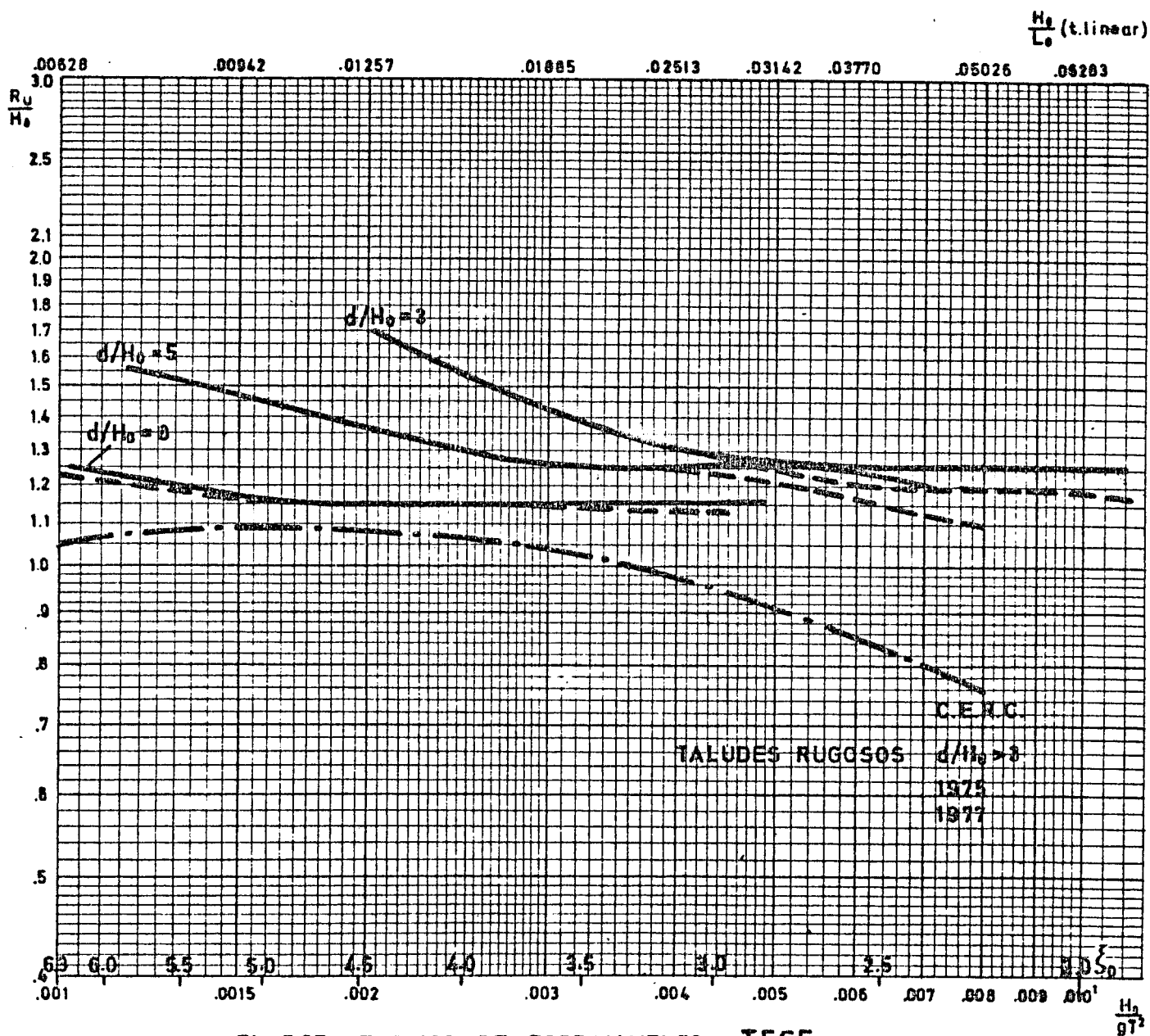


Fig. 5.27. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

COT $\alpha = 2.0$

— ENR 2x150 / 2x30

--- ENR 2x300 / 2x30

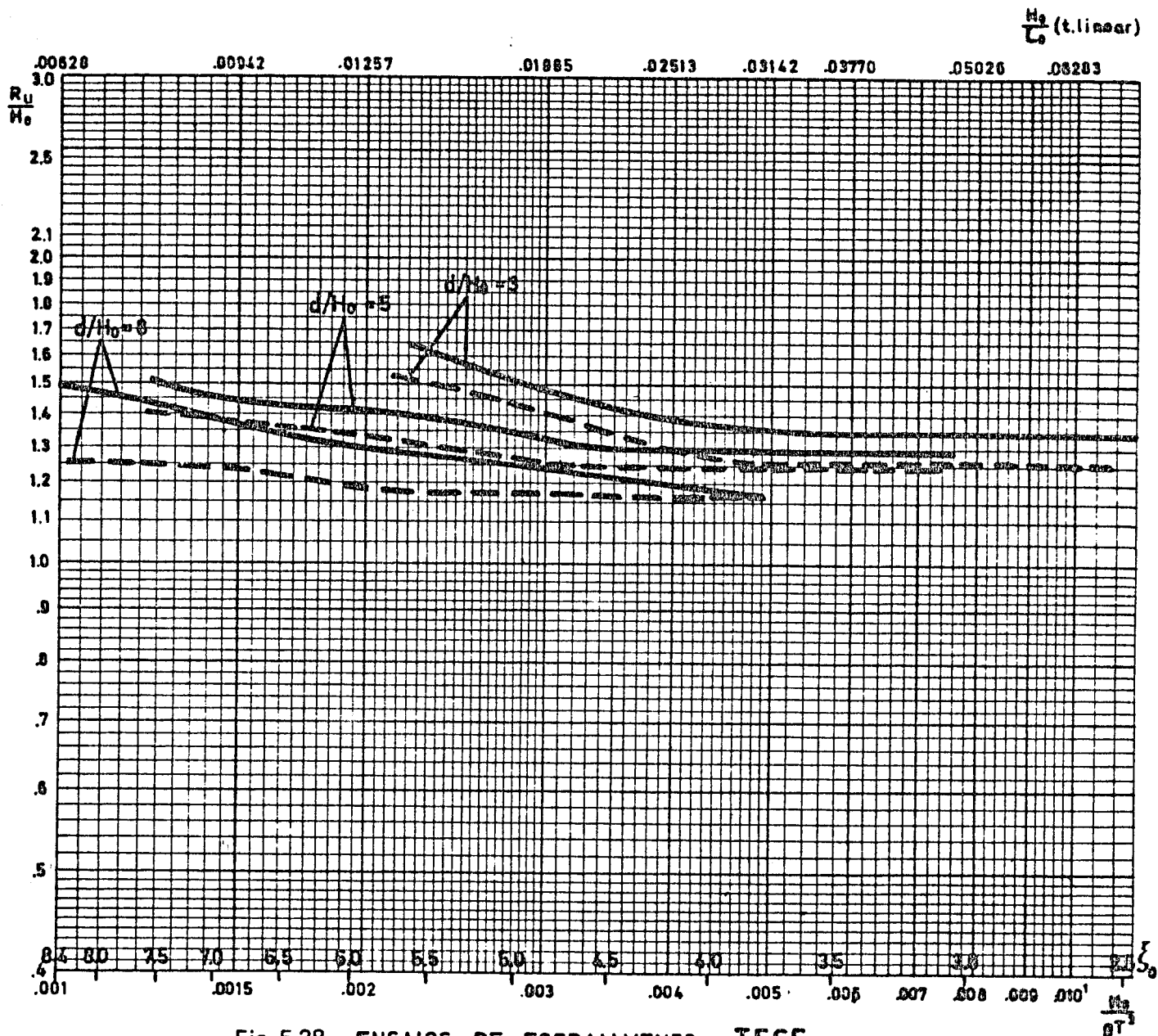


Fig. 5.28. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

COT $\alpha = 1.5$

— ENR 2x150 / 2x30 / PLÁSTICO

- - - ENR 2x150 / 2x30

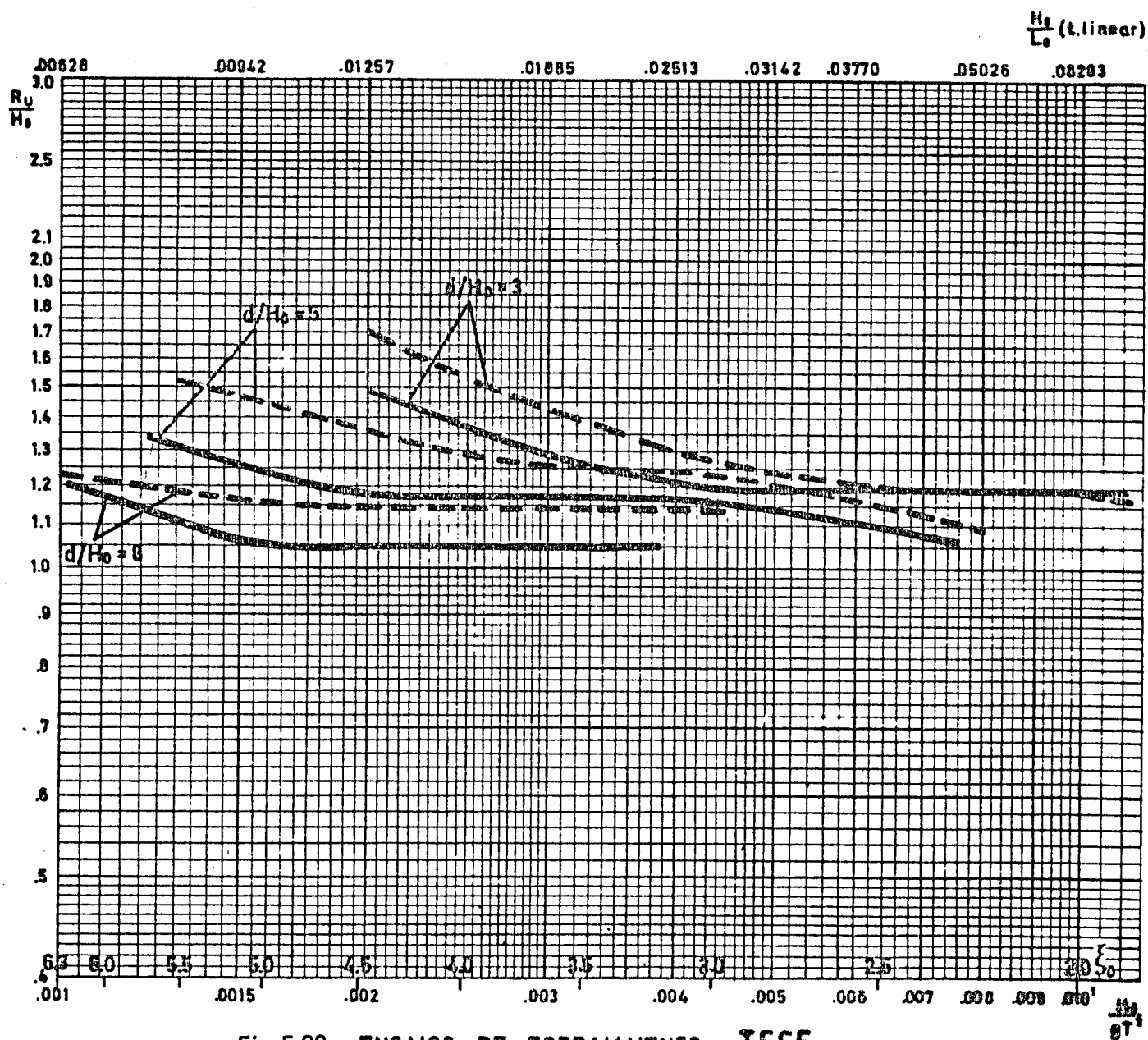


Fig. 5.29. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

COT $\alpha = 2.0$

ENR 2x300/2x150/5x30

ENR 2x300/2x30

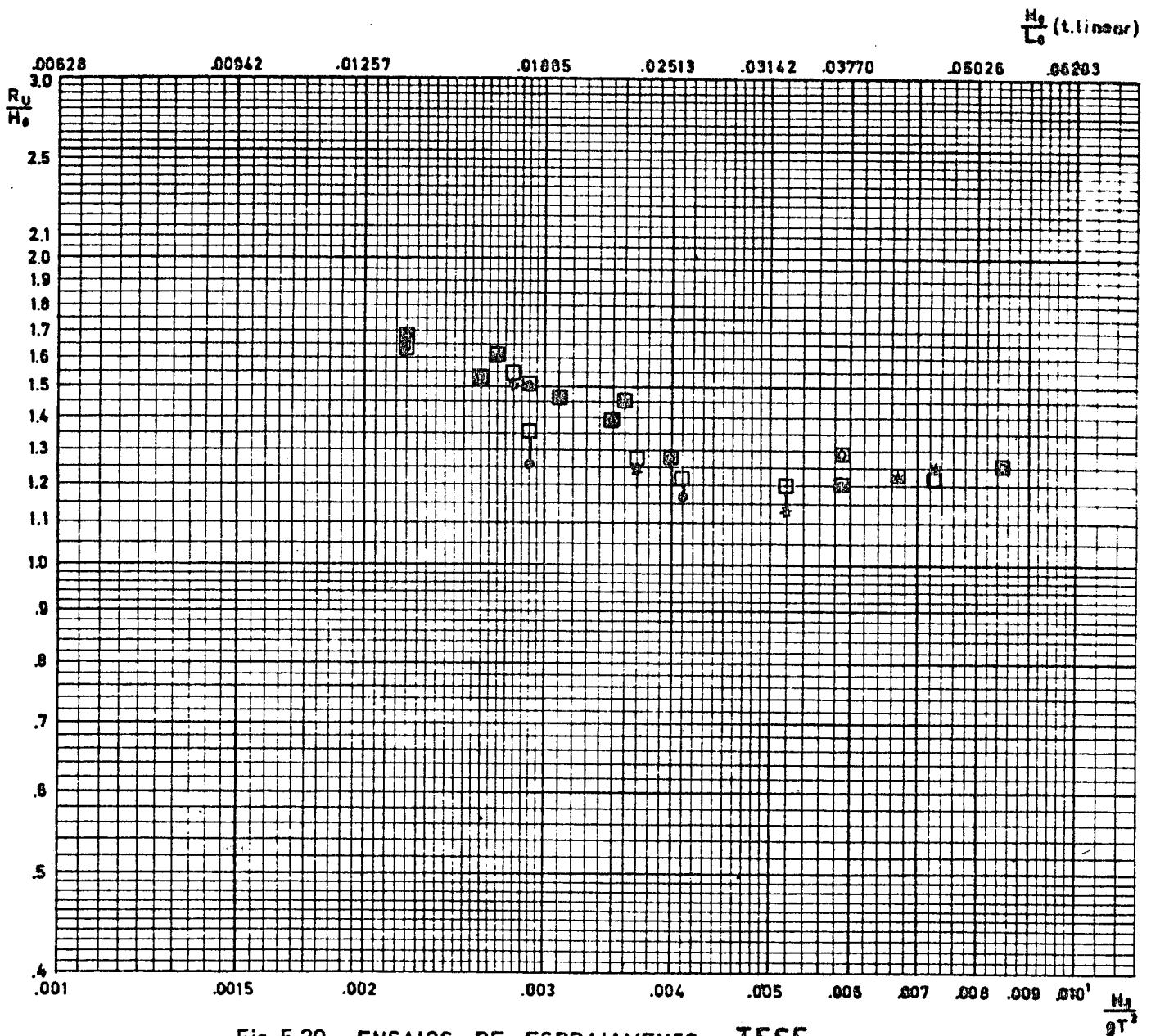


Fig. 5.30. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \theta \alpha} S_0^{-2}$$

COT $\alpha = 2.0$

ENR 2x150/5x30

$d/H_0 = 3$ $\circ$ 3.3 $\pm$ 1.1
 $\bullet$ 3.0 $\pm$ 1.1
 $\ast$ 2.7 $\pm$ 1.1

$\square$

COT $\alpha = 2.0$

ENR 2x150/2x30

$d/H_0 = 3$

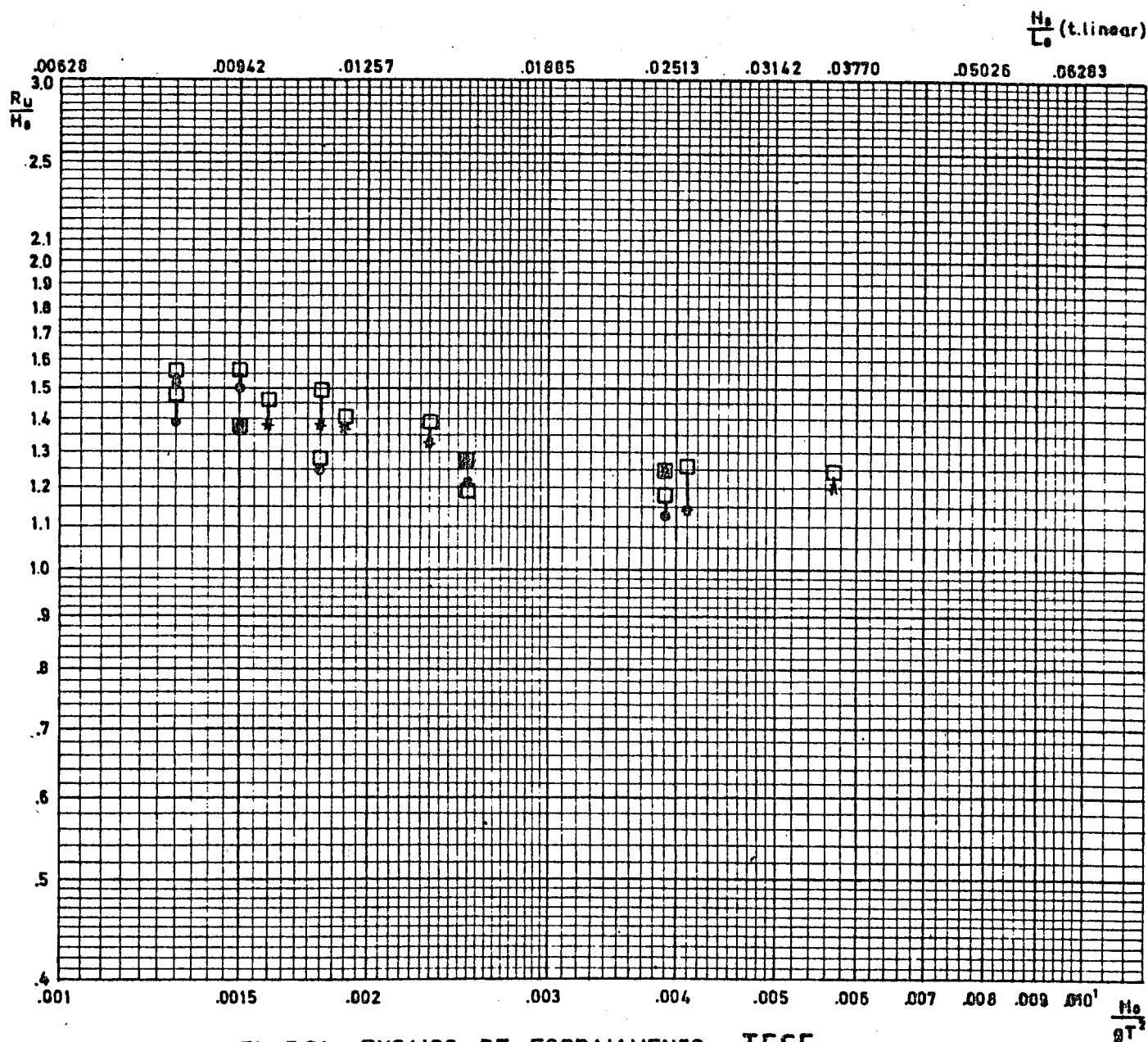


Fig. 5.31. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \zeta^{-2}$$

$\cot \alpha = 2.0$

ENR 2x150/5x30

$d/H_0 = 5$ $\circ 5.3 \pm 1$

$\circ 5.0 \pm 1$

$\star 4.7 \pm 1$

$\square$

$\cot \alpha = 2.0$

ENR 2x150/2x30

$d/H_0 = 5$

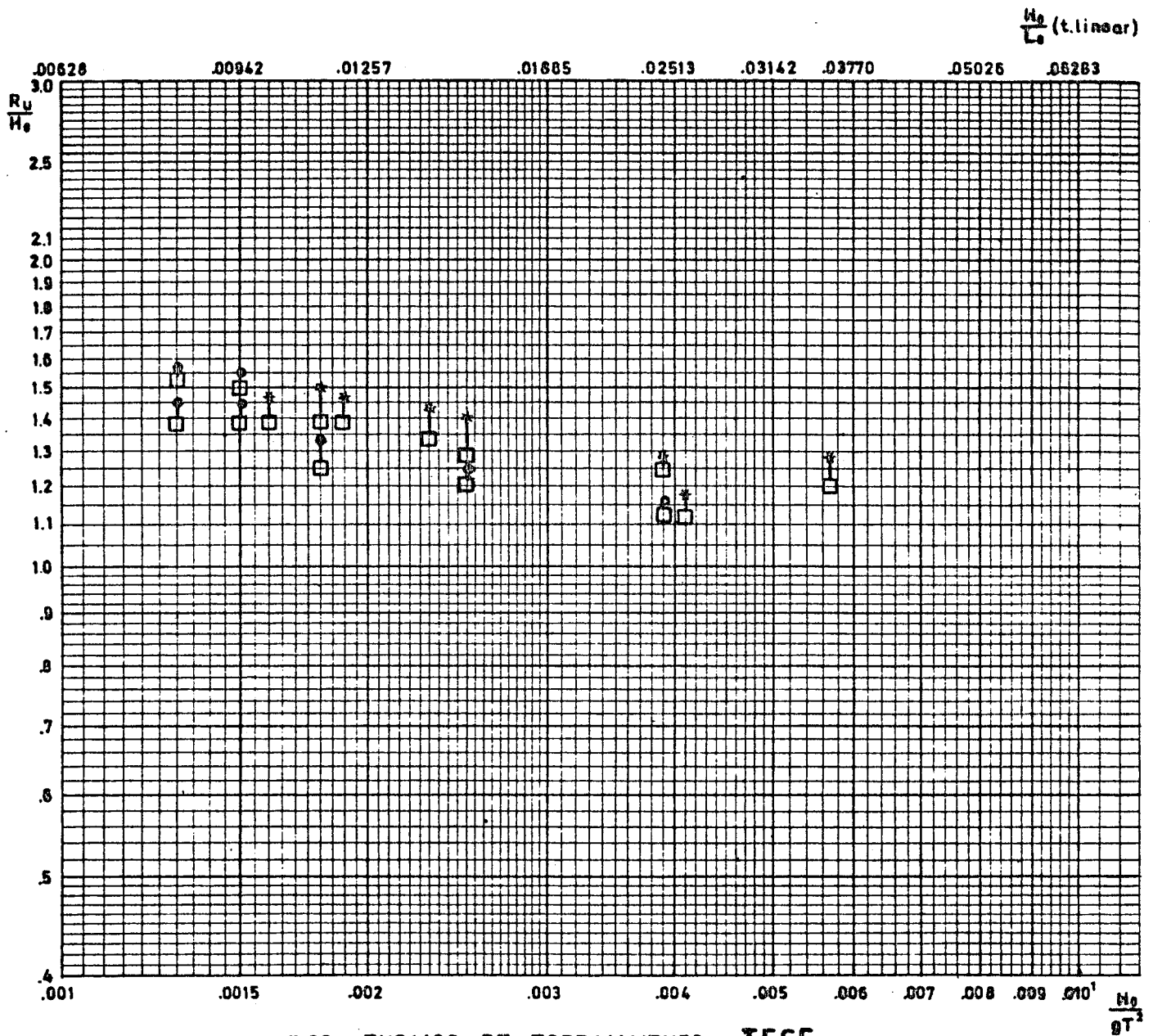


Fig. 5.32. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{17} \frac{1}{\cot \theta \alpha} \frac{1}{L_0} f^{-1}$$

$\cot \alpha = 2.0$

ENR 2x60/5x30

$d/H_0 = 5$ $\circ$ 5.9 ± 1

$\circ$ 5.0 ± 1

$\circ$ 4.7 ± 1

$\square$

$\cot \alpha = 2.0$

ENR 2x150/5x30

$d/H_0 = 5$

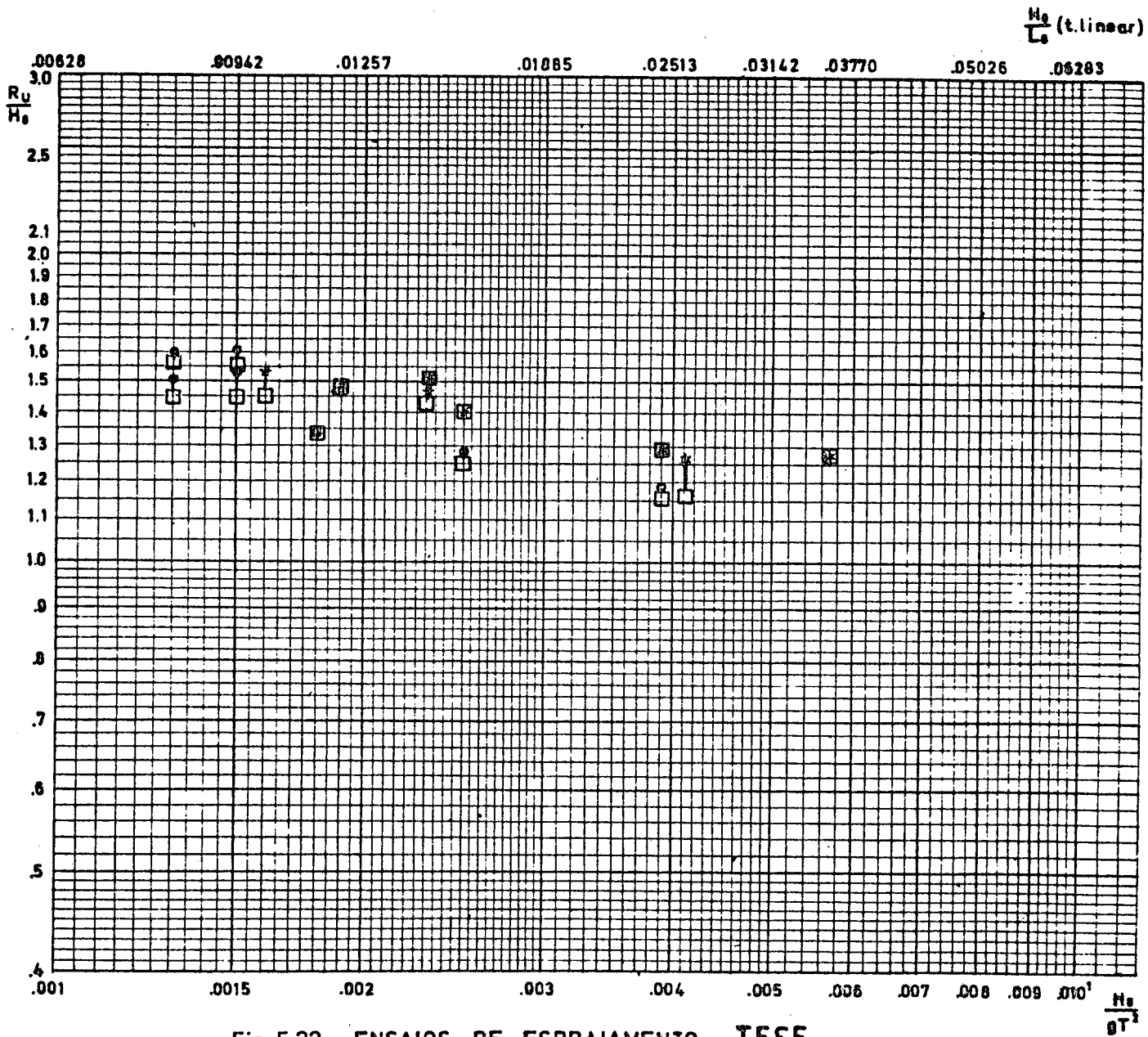


Fig. 5.33. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2T} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{L_0}$$

$\text{COT } \alpha = 2.0$

ENR 5x30

$d/H_0 = 5$

- 5.3 ± 1
- 5.0 ± 1
- 4.7 ± 1

□

$\text{COT } \alpha = 2.0$

ENR 2x60/5x30

$d/H_0 = 5$

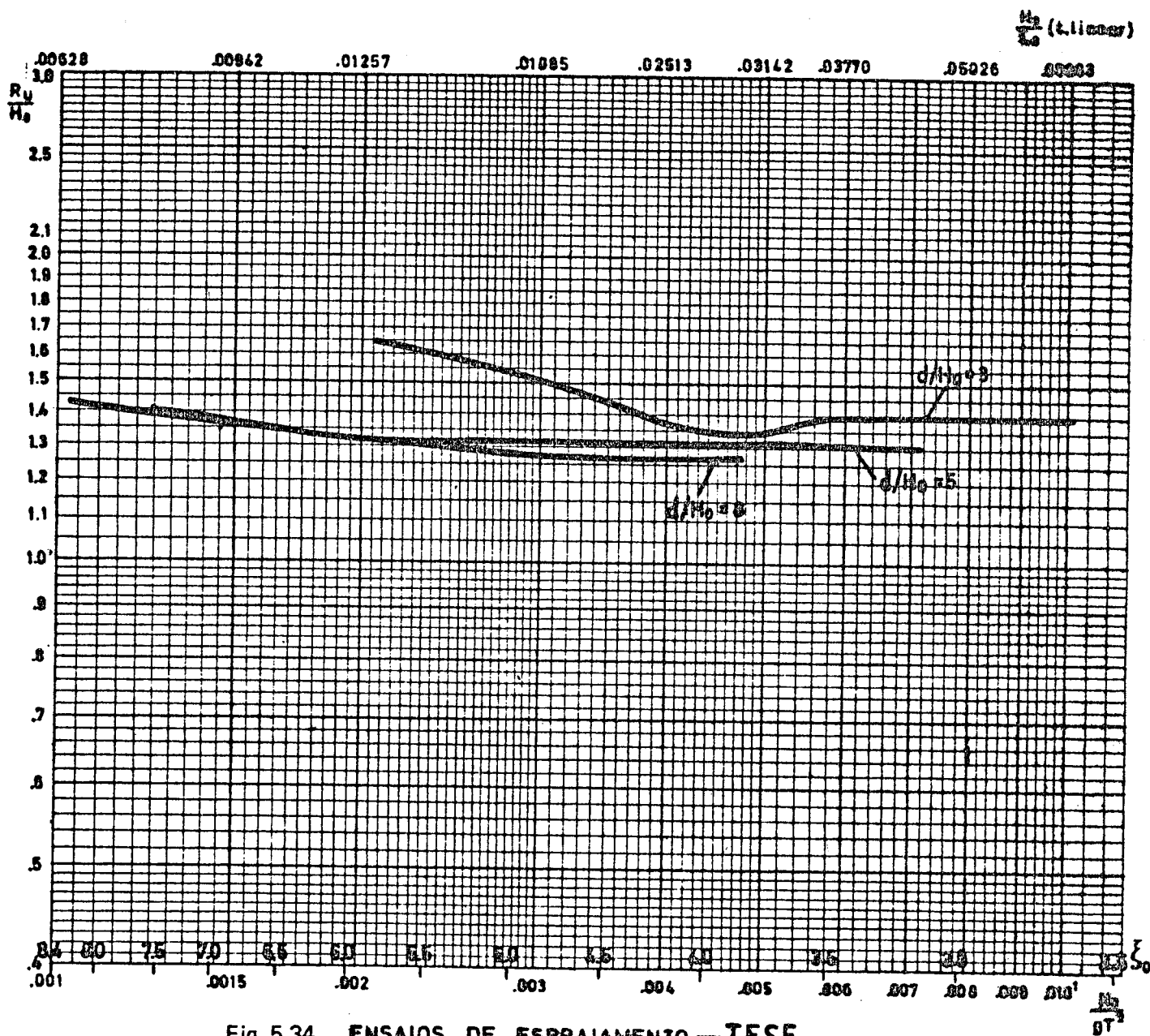


Fig. 5.34 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

 $\cot \alpha = 1.5$
CUBOS δ^3 /ENR 2x30

$$\frac{1}{24} \frac{1}{\cot \alpha} \delta^3$$

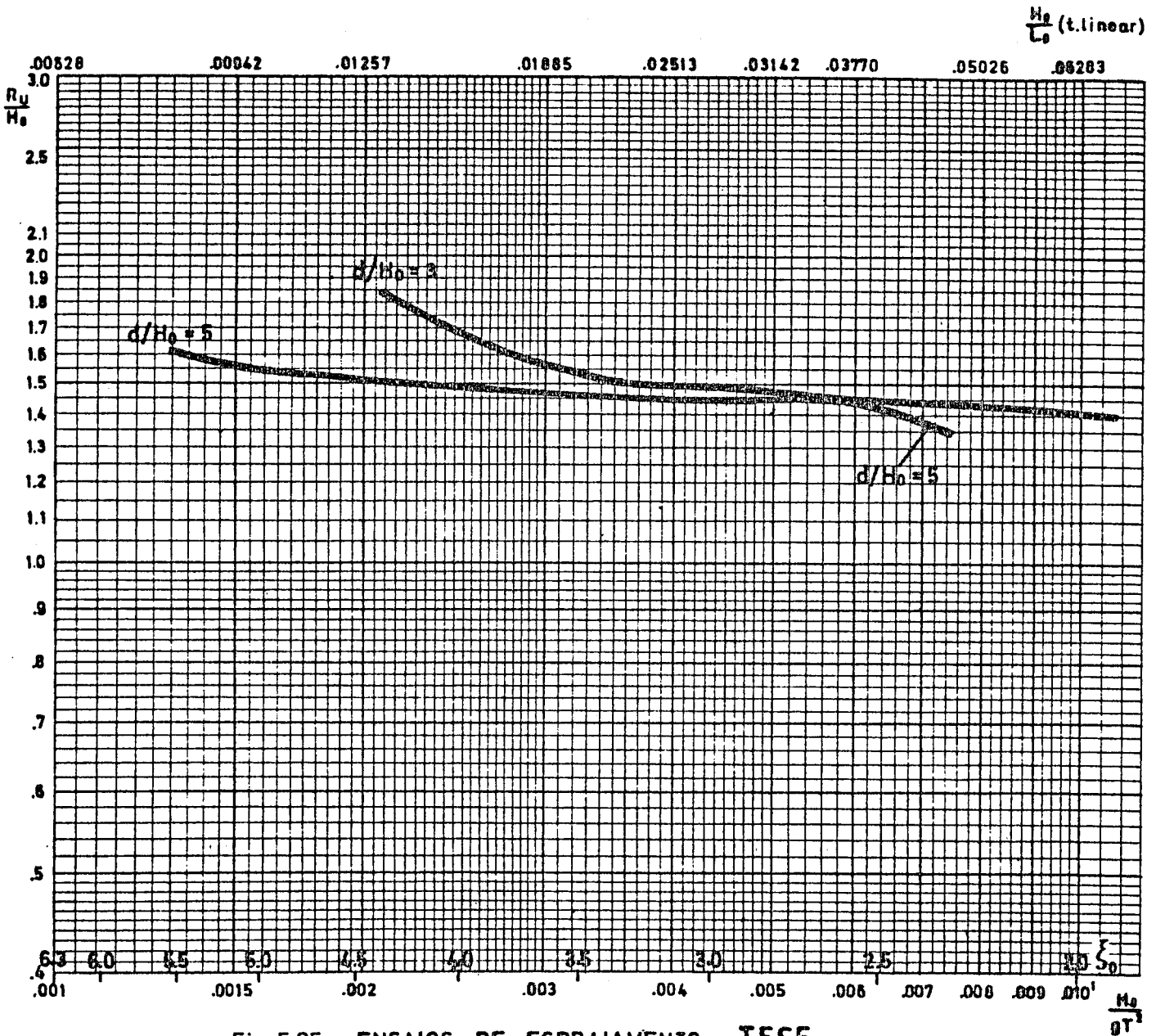


Fig. 5.35. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

COT $\alpha = 2.0$ CUBOS 4⁹/ENR 2x30

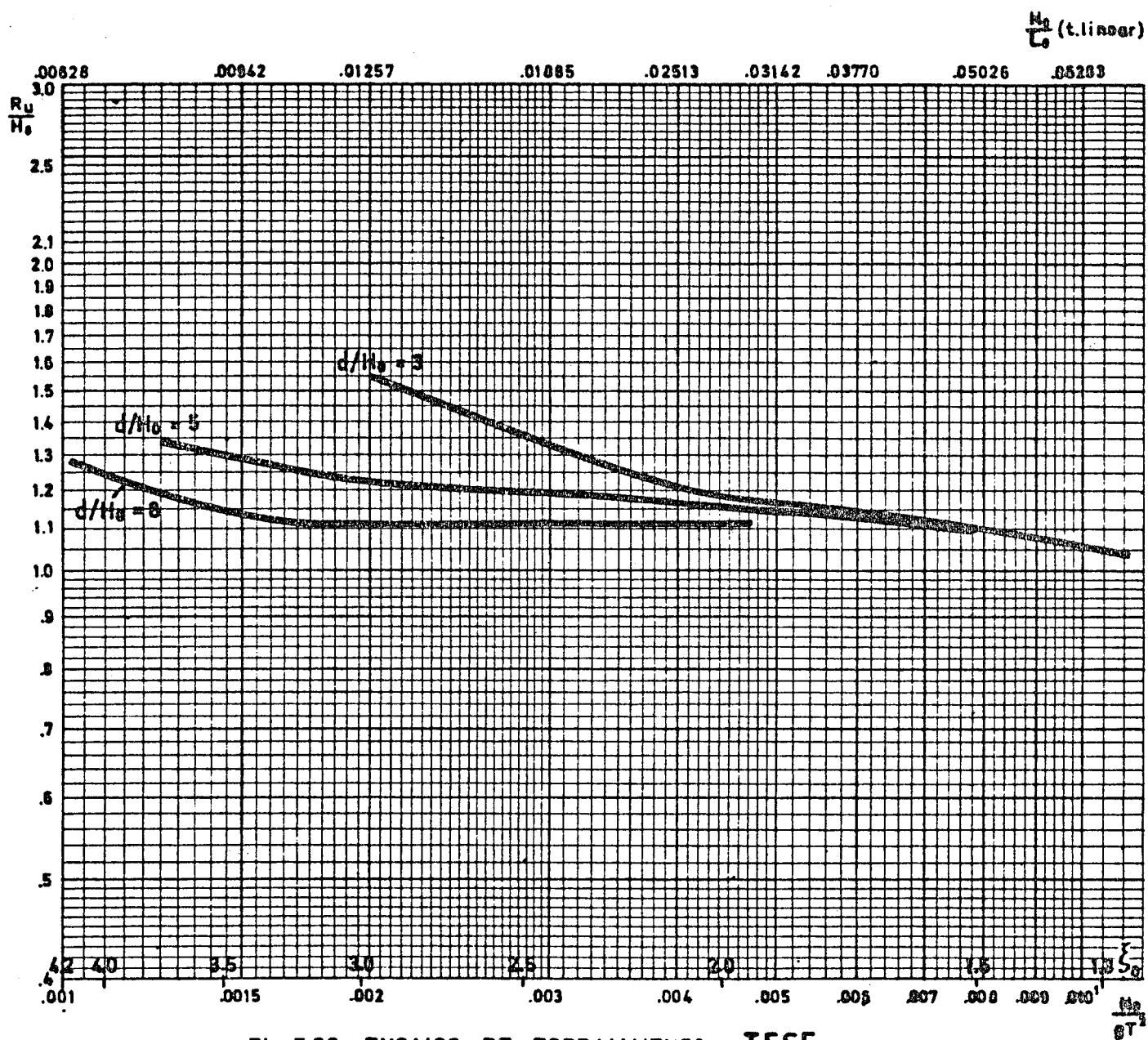


Fig. 5.36. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

COT $\alpha = 3.0$ CUBOS $\frac{4^3}{\text{ENR}}$ 2x30

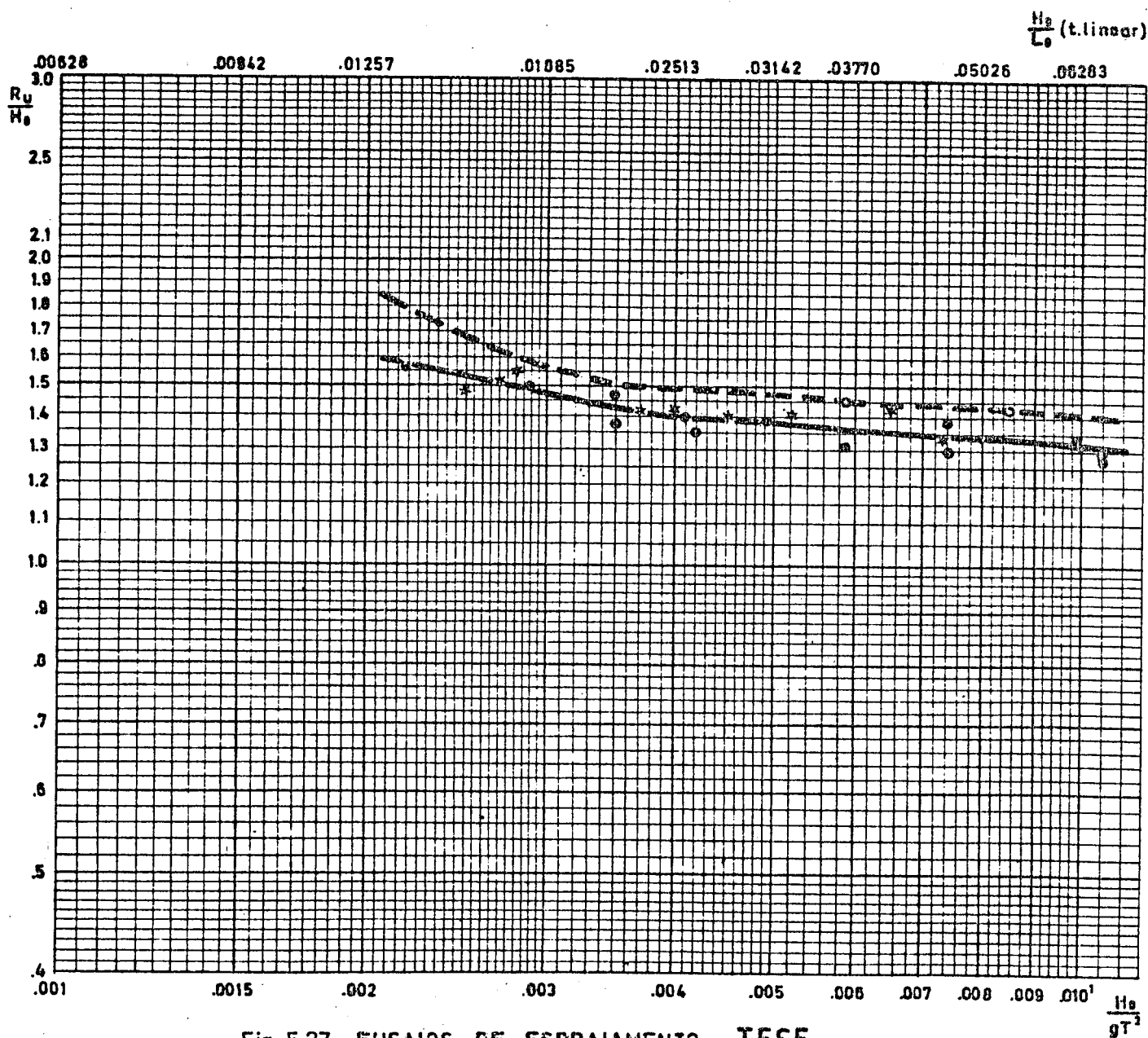


Fig. 5.37. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{L_0} \frac{1}{gT^2}$$

$$\cot \alpha = 2.0$$

— CUBOS MODIFICADOS $4.5^3/ENR 2 \times 30$
 $d/H_0 = 3$

- - - CUBOS $4^3/ENR 2 \times 30$

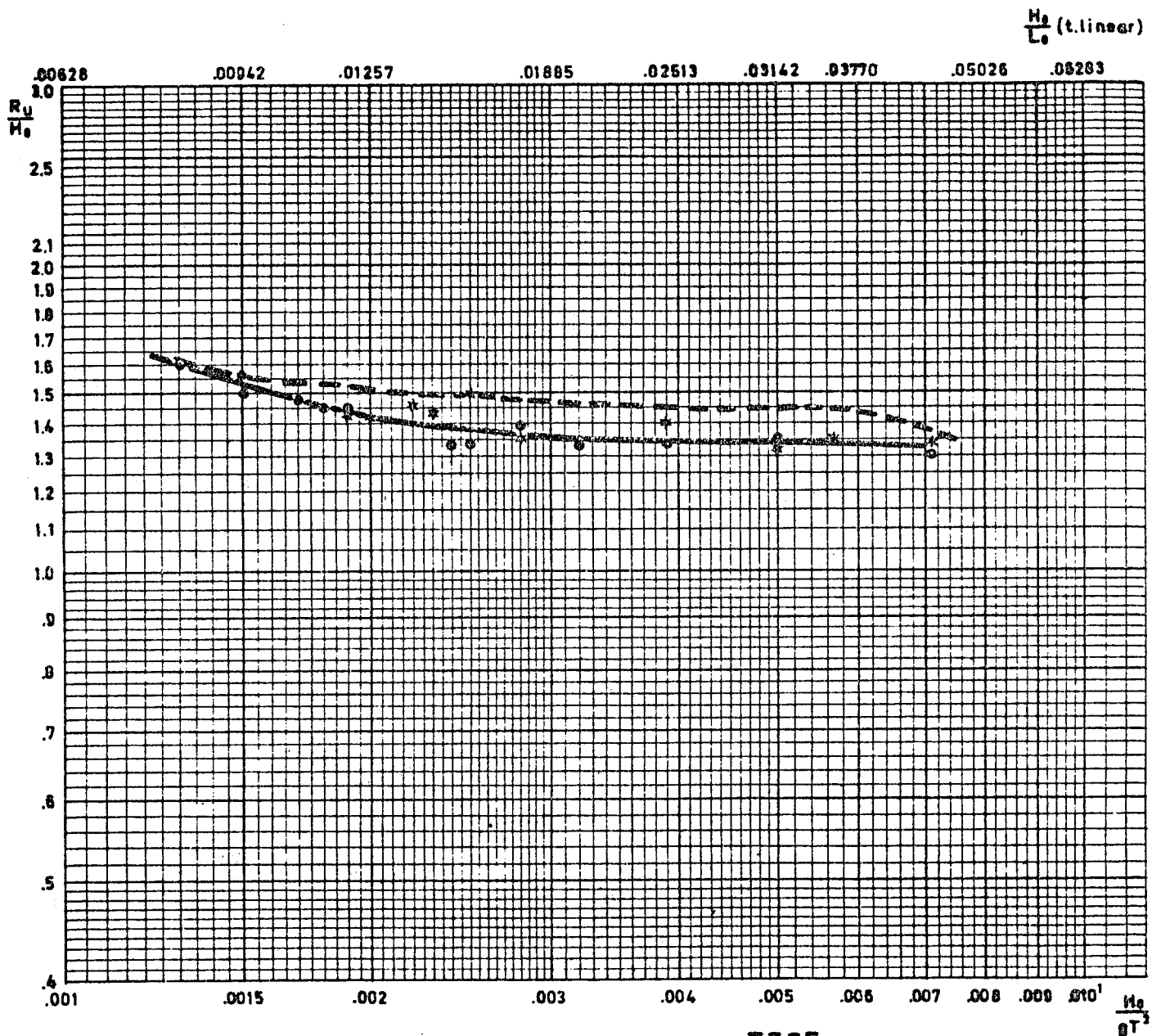


Fig. 5.38. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{S_0} \frac{H_0}{B T^2}$$

$\cot \alpha = 2.0$

— CUBOS MODIFICADOS 4.5³/ENR 2x30

$d/H_0 = 5$

— CUBOS 4³/ENR 2x30

6. EFEITOS DE ESCALA

6.1. Ocorrência de Efeitos de Escala

Os efeitos de escala surgem como consequência da impossibilidade prática de realização de modelos reduzidos respeitando uma semelhança completa, sob o ponto de vista geométrico, cinemático e dinâmico, relativamente ao protótipo.

Uma semelhança hidráulica completa pressuporia, para um modelo geometricamente semelhante, a igualdade entre modelo e protótipo, dos números índices de Froude, Reynolds, Euler, Strouhal, Weber e Cauchy. Estes números traduzem, respectivamente, quocientes entre a grandeza das forças de inércia e as grandezas das forças gravíticas, de viscosidade, acções devidas a variações de pressão, forças pulsatórias, acções de tensão superficial e forças de elasticidade intervenientes no fenómeno em estudo.

Para uma reprodução fiel do fenómeno natural, um modelo hidráulico "ideal" deveria obedecer às condições de semelhança referidas. Simultaneamente deveria possibilitar uma construção e exploração económica, ser tecnicamente viável, ter dimensões "razoáveis", ser sensível e consistente.

A realidade é bem diferente.

A imposição simultânea das semelhanças de Froude e Reynolds, implicaria a relação $\lambda_v = \lambda_\ell^{3/2}$, entre a escala da viscosidade dos fluidos e a escala dos comprimentos.

A escala geométrica máxima a adoptar é limitada por razões técnicas e económicas. A escala a adoptar terá de constituir um compromisso entre estas limitações e a verificação das condições de semelhança. Então, para valores λ_ℓ viáveis em laboratório, não será possível cumprir a relação $\lambda_v = \lambda_\ell^{3/2}$ (incompatibilidade prática das semelhanças de Froude e de Reynolds).

★ As técnicas correntemente utilizadas na modelação física de fenómenos hidráulicos naturais, seleccionam semelhanças incompletas mais adequadas às acções predominantes nesses fenómenos. Esta situação implica a ocorrência de efeitos de escala.

Destacam-se os seguintes aspectos importantes a ter em conta na realização e posterior interpretação e aplicação de resultados obtidos através de ensaios em modelo:

- (i) minimização e, se possível, quantificação dos efeitos de escala. Fixação dos limites mínimos para as escalas dos modelos.
- (ii) análise da importância relativa dos efeitos de escala face a outros factores e imprecisões intervenientes em todo o processo onde se enquadram os ensaios e projecto da obra.

6.2. Enquadramento do Problema dos Efeitos de Escala

Uma excessiva preocupação sobre efeitos de escala associáveis a um programa experimental, supondo que este é desenvolvido em condições correntes, será despropositada se existirem outros factores, erros e imprecisões de impacto maior em relação a um correcto dimensionamento de uma estrutura marítima.

Qual o significado de um efeito de escala de $\pm 10\%$ se os dados de campo (clima de agitação, batimetria, vento local) forem escassos ou de reduzida confiabilidade?

A fig. 6.1. sugere um enquadramento do problema, no respeitante ao espraçamento. Outros factores que determinam a solução final projectada, como por exemplo a estabilidade da estrutura, poderiam ser objecto de um tratamento semelhante.

As condições específicas de cada obra possibilitarão uma resposta plausível para a questão levantada.

No respeitante à minimização e possível quantificação dos efeitos de escala, abrem-se três vias de investigação:

- ★ — estudos teóricos sobre efeitos de escala;
- ★ — resultados de ensaios similares efectuados a escalas diferentes;
- ★ — recolha e correlação de dados de protótipo.

Estas três vias serão discutidas em 6.5., 6.6. e 6.7., seguindo o procedimento anteriormente adoptado em estudos dos efeitos de escala em diversos fenómenos hidrodinâmicos, de que é exemplo o complexo escoamento nas proximidades dos hélices dos navios (Veloso Gomes, 1975).

6.3. Semelhança Adoptada nos Ensaio de Espraioamento

Nos fenómenos em que as forças de gravidade e de inércia são preponderantes em relação às restantes forças, em particular forças de viscosidade, utiliza-se o critério de semelhança de Froude. As ondas de oscilação gravíticas incidindo sobre um quebra-mar de taludes constituem um desses fenómenos.

Segundo o critério de semelhança de Froude e para um modelo construído à escala geométrica λ_ℓ , são as seguintes as escalas das diversas grandezas:

comprimentos	λ_ℓ	forças de gravidade	$\lambda_\rho \lambda_g \lambda_\ell^3$
tempos	$\lambda_\ell^{1/2}$	forças de viscosidade	$\lambda_\rho \lambda_\nu \lambda_\ell^{3/2}$
velocidades	$\lambda_\ell^{1/2}$	acções de tensão superficial	$\lambda_\delta \lambda_\ell$
acelerações	1	forças de elasticidade	$\lambda_\epsilon \lambda_\ell^2$
caudais	$\lambda_\ell^{5/2}$		

A simulação das forças intervenientes no fenómeno de espraioamento e estabilidade de uma obra marítima de taludes, será tanto mais harmonizada quanto maior for a escala λ_ℓ .

Em todo o caso, a existência de desequilíbrios entre a simulação das referidas forças não significa que esses desequilíbrios, encarados individualmente, tornem optimista ou pessimista a representatividade do modelo em relação ao protótipo. Algumas dessas forças podem mesmo ser irrelevantes. Como já se referiu, o problema difícil, consistirá em saber minimizar e quantificar os efeitos de escala globais resultantes.

Os regimes turbulentos completamente estabelecidos (plena turbulência), como não são predominantemente influenciados pelo desenvolvimento da camada limite, são geralmente simulados segundo a semelhança de Froude.

Nos fenómenos de rebentação e espraioamento da onda sobre um talude, a dissipação de energia é predominantemente associada a flutuações turbulentas (variações temporais e espaciais das grandezas intervenientes) e não a efeitos laminares. Os efeitos de origem viscosa são proporcionais à velocidade ($\propto \mu U \ell$), enquanto que as flutuações turbulentas são proporcionais ao quadrado da velocidade média, tal como as forças de inércia ($\propto \rho U^2 \ell^2$). Assim, segundo este simples raciocínio, as forças de dissipação estariam em semelhança, bem como a energia dissipada por unidade de tempo.

O problema é, contudo, mais complexo.

6.4. Natureza dos Efeitos de Escala

6.4.1. EMULSIONAMENTO E COMPRESSIBILIDADE DO AR

Comecemos por considerar a questão do emulsionamento do ar.

A concentração e a profundidade de penetração das bolhas de ar na massa líquida durante a rebentação, será relativamente diferente no protótipo e no modelo, já que as dimensões das mesmas são aproximadamente idênticas em fenómenos de emulsionamento. A estrutura do escoamento, considerando a concentração das bolhas de ar, será então ligeiramente diferente do protótipo para o modelo construído segundo o critério de Froude.

O estudo de situações, aliás correntes, em que existem efeitos de compressibilidade do ar, ou da emulsão ar-água (fluido heterogéneo), é bastante delicado. O impacto da onda ao rebentar violentamente sobre blocos de enrocamento ou de betão, com ou sem aprisionamento de volumes de ar, constitui um desses casos.

O fenómeno não é reproduzido em correctas condições de semelhança, a não ser que o modelo seja operado com o recurso a dispositivos de rarefacção do ar.

No entanto, habitualmente, mesmo nos ensaios de estabilidade, tem sido ignorado tal efeito de compressibilidade do ar, considerando-se um escoamento turbulento à volta dos blocos.

Ainda quanto a solicitações hidrodinâmicas de grande intensidade, poder-se-ia admitir a hipótese de, no futuro, passar-se a considerar a elasticidade da água. Parece uma sofisticação bastante ambiciosa e sem efeitos práticos.

6.4.2. RESISTÊNCIA ESTRUTURAL DOS BLOCOS

Outra aproximação resulta do facto de não se reproduzir à escala, a resistência estrutural dos blocos. Este aspecto, embora não constituindo um efeito de escala no sentido hidráulico, assume importância quando se tira partido do imbricamento entre blocos. Trata-se de um problema actualmente muito discutido a nível de estudos de estabilidade, ainda sem um encaminhamento satisfatório e que sai fora do âmbito deste trabalho.

Não pode ser acriticamente extrapolada para blocos não convencionais (funcionando por imbricamento) a experiência existente quanto à observação do movimento de blocos convencionais por acção da agitação, possibilitando colheita de informações comparativas em relação a outras soluções, condições de agitação e evoluções de perfis observados em protótipo.

Um intenso desgaste e fraccionamento dos blocos de protecção, por acção repetida da agitação no protótipo, tem influência no espraimento. Porém, para ter em conta este aspecto, os ensaios de espraimento podem incidir, quando muito, sobre determinados estados de evolução do comportamento estrutural dos blocos.

6.4.3. ACÇÕES DA VISCOSIDADE

A viscosidade tem sido considerada como a principal origem de efeitos de escala em modelos de estruturas marítimas concebidos segundo a semelhança de Froude. Intervem no fenómeno do espraimento da onda sobre o talude, em particular no escoamento através dos vazios entre elementos estruturais.

A importância das forças de viscosidade intervenientes num modelo, relativamente às forças de inércia, é tanto menor quanto maior for o número de Reynolds. Daí que a prática corrente consista na adopção de escalas geométricas "suficientemente" elevadas, dentro dos condicionalismos técnicos e económicos, de modo a que os efeitos da viscosidade sejam desprezáveis. Apriori, este critério parece válido já que, pelo menos para uma escala λ_L próxima da unitária, o problema estaria resolvido. Resta no entanto precisar o que se entende por escala "suficientemente" elevada.

Os estudos que envolvem escoamentos oscilatórios, em particular os enquadráveis em Hidráulica Marítima, não têm sido consistentes quanto à utilização do Número de Reynolds característico. Têm sido apresentadas diversas formulações, mais ou menos adequadas aos estudos em que são utilizadas. Reportando-nos aos quebra-mares de taludes, destacamos:

→ Segundo Dai e Kamel (1969)

$$R_e = \frac{V_R D}{\nu}$$

{	ν	- coeficiente de viscosidade cinemática da água a 16°C. ($\nu = 1,124 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$).
	D	- dimensão característica do bloco de enrocamento (X, Y, Z) ou do bloco artificial (valor típico de cada bloco).
	V_R	- velocidade das partículas de água, junto ao talude, à distância $R = \frac{D}{2}$ do nível de repouso.

A velocidade V_R é, segundo os autores, determinada a partir do gráfico semi-empírico da fig. 6.2. ($\cot \alpha = 1,5$), adaptado dos trabalhos de A. Trampus (1964, 1965) sobre o campo de velocidades existente nas proximidades de um dique de taludes impermeáveis.

→ Segundo Hudson (1975); Hudson e Davidson (1975):

$$R_e = \frac{(gH)^{1/2} D}{\nu}$$

{	g	- aceleração da gravidade.
	H	- altura da onda incidente.
	D	- dimensão característica.
	D	= coef. forma $\times \left(\frac{\text{peso dos blocos}}{\text{peso específico do material}} \right)^{1/3}$

→ Segundo Stoa (1978):

$$R_e = \frac{(gd)^{1/2} d}{\nu}$$

{	d	- profundidade da água no pé da estrutura.
---	-----	--

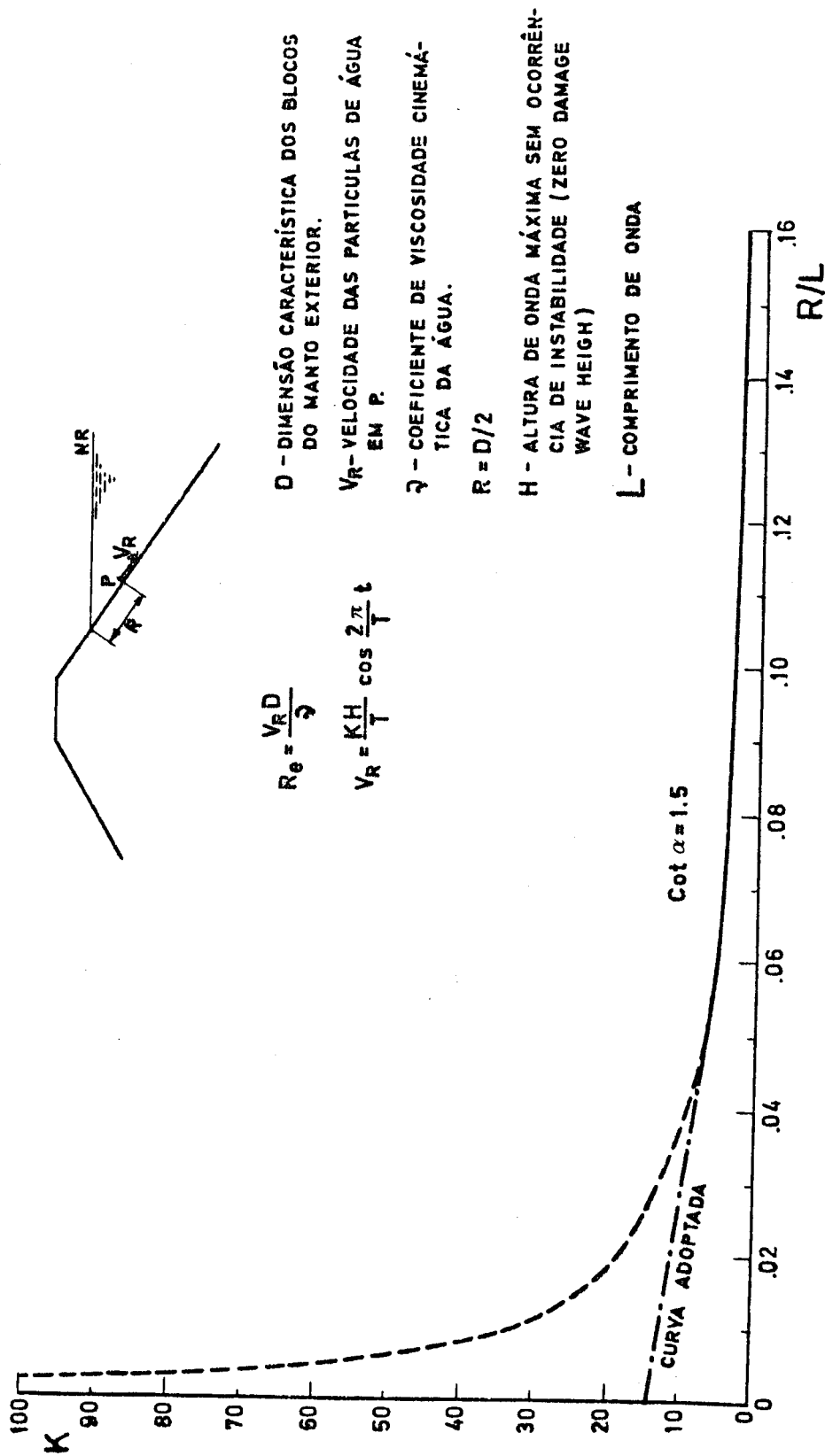


Fig. 6.2. Caracterização do N^o. de Reynolds R_e , Segundo Dai e Kamel, Para Taludes com cot $\alpha = 1,5$ (Adapt. de Dai e Kamel 1969)

Embora esta formulação seja de simples aplicação, não parece ser a mais apropriada para taludes não lisos, já que ignora uma dimensão característica dos blocos. Identificando $(gd)^{1/2}$ com a celeridade da onda incidente (t. linear, profundidades muito reduzidas), a profundidade d , por si só, indica a velocidade característica e a dimensão característica, o que é insuficiente.

Não se encontrando na bibliografia consultada a formulação $R_e = \frac{(gd)^{1/2} D}{\nu}$ indaga-se se a mesma não seria mais favorável do que a precedente, embora não sendo ainda uma formulação acabada.

As forças de inércia e de resistência presentes quando a agitação incide sobre uma obra marítima de taludes, podem ter a seguinte expressão geral:

★ forças de inércia	$F_I = C_m K_V D^3 \rho \frac{dU}{dt}$
★ forças de resistência	$F_d = \frac{1}{2} C_d K_A D^2 \rho U U $

$\left\{ \begin{array}{l} C_m - \text{coef. de massa virtual} \\ C_d - \text{coef. de resistência} \\ K_V - \text{coef. volúmico dos blocos} \\ K_A - \text{coef. de área dos blocos} \\ D - \text{dimensão linear característica} \\ U - \text{velocidade das partículas fluidas} \\ \rho - \text{massa específica do fluido} \end{array} \right.$

Então,

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_{F_I} = \lambda_{C_m} \lambda_{K_V} \lambda_D^3 \lambda_\rho \lambda_{\frac{dU}{dt}} \\ \lambda_{F_d} = \lambda_{C_d} \lambda_{K_A} \lambda_D^2 \lambda_\rho \lambda_U^2 \end{array} \right.$$

Do critério de semelhança de Froude e utilizando o mesmo líquido no modelo e no protótipo, resulta:

$$\lambda_U = \lambda_D^{1/2} \quad \lambda_t = \lambda_D^{1/2} \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda_{F_I} = \lambda_{C_m} \lambda_{K_V} \lambda_D^3 \\ \lambda_{F_d} = \lambda_{C_d} \lambda_{K_A} \lambda_D^3 \end{array} \right.$$

Da semelhança geométrica pode-se admitir que:

$$\lambda_{K_V} = 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda_{F_I} = \lambda_{C_m} \lambda_D^3 \\ \lambda_{F_d} = \lambda_{C_d} \lambda_D^3 \end{array} \right.$$

$$\lambda_{K_A} = 1$$

Segundo Keulegan (1958) e O'Brien, Morrison (1952), C_m é função da configuração geométrica do bloco e do campo de velocidades que o rodeia, sendo independente do n^o . de Reynolds. Se estas condições forem idênticas no modelo e no protótipo, então

$$\lambda_{F_I} = \lambda_D^3$$

Segundo os O'Brien e Morrison (1952), C_d é função do n^o . de Reynolds (fig. 6.3.).

Ensaio efectuados em canal gigante (Sollitt e DeBok, 1976), têm sugerido que os efeitos de escala são influenciados pela variação do coef. de resistência em função do n^o . de Reynolds. De acordo com a fig. 6.3., para $R_e < R_{e_{crítico}}$ o coef. de resistência decresce com o aumento do n^o . de Reynolds.

No protótipo e em modelos a grande escala, o n^o . de Reynolds será maior que nos modelos a pequena escala, correspondendo nas primeiras situações coef. de resistência menores e como consequência menor resistência ao escoamento ao longo do talude. Sob este ponto de vista, resultariam então no protótipo maiores espraiaamentos relativos.

Vários autores admitem que o espraiaamento relativo sobre uma dada estrutura, pode ser graficamente traduzido por uma família de curvas crescentes com o n^o . de Reynolds, até ao n^o . de Reynolds crítico. Para $R_e > R_{e_{crítico}}$ o espraiaamento não dependeria do n^o . de Reynolds. Cada curva corresponderia a um determinado estado de agitação, traduzido por H_o/gT^2 .

Stoa (1978), reunindo resultados experimentais, referentes a taludes lisos, de Saville (1955, 1956, 1958 e 1960), Hudson, Jackson e Cuckler (1956), para $d/H_o \approx 1,5$, $\cot \alpha = 3$ e 6, praia $m = 10$, apresenta curvas deste tipo. Da análise das curvas, concluiu-se que o n^o . de Reynolds crítico ($R_e = \frac{(gd)^{1/2} d}{\nu}$) aproxima-se de 2×10^5 para $\cot \alpha = 6$, sendo superior a esse valor para $\cot \alpha = 3$.

Os ensaios cobrem profundidades d variáveis entre 0,05 e 0,18 m (com excepção dos ensaios de Saville (1958) em canal gigante ($d = 1,22$ m)) e declividades $0,0048 < \frac{H_o}{gT^2} < 0,0101$.

No entanto, a configuração das curvas apresenta-se mais complexa do que o previsto, o que poderá ser explicado pelas considerações que passamos a expor:

- os resultados experimentais reunidos, referem-se a condições e técnicas de ensaio não totalmente semelhantes.

- há inclusão de resultados experimentais referindo valores máximos do espraiaamento (Saville 1955), quando a maioria dos outros ensaios refere valores médios.

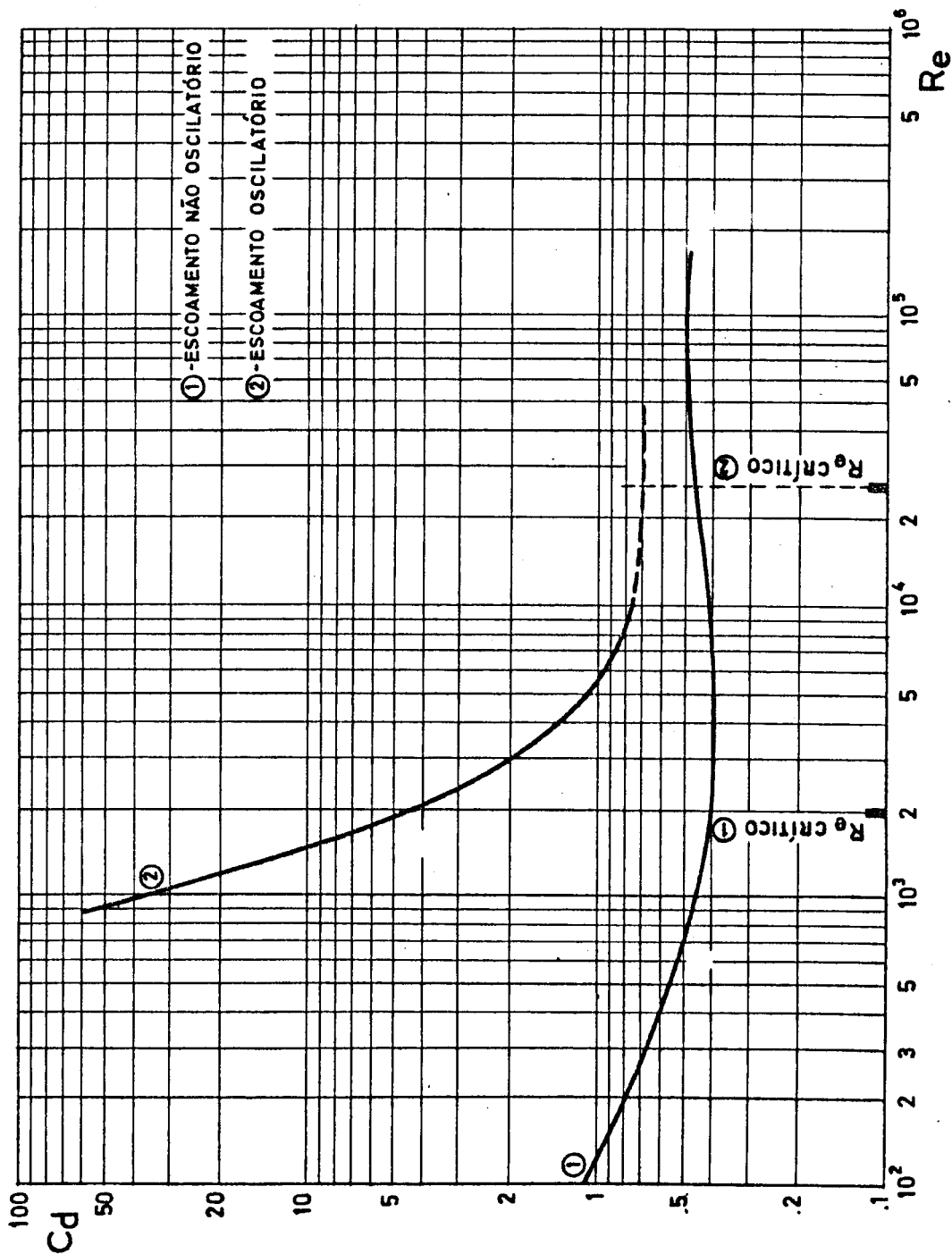


Fig. 6.3. Curvas Experimentais Relacionando o Coeficiente de Resistência (Esferas) com o N^o. de Reynolds, Segundo Obrien e Morrison

— é reduzido o número de valores experimentais, para cada declividade H_0/gT^2 .

— houve simulação não totalmente correcta do que se convencionou chamar "talude liso", já que foram utilizadas idênticas superfícies de madeira prensada nos ensaios a pequena e grande escala (canal gigante). Por este motivo, os ensaios a pequena escala, desenvolveram-se efectivamente em superfícies relativamente mais rugosas.

Tendo em atenção este último aspecto, alguns dos ensaios a grande escala de Savi (1958, 1960), foram efectuados utilizando um talude de madeira, com superfície exposta revestida com uma camada de areia de diâmetro 0,4 mm.

Para profundidades de água inferiores a 3 — 4 cm, o que não sucedeu nos ensaios de espraçamento, o amortecimento da onda durante a sua propagação, por acções da viscosidade, pode ser muito importante. Tal situação, mais provável em modelos tridimensionais, deve ser evitada sempre que possível.

6.4.4. RUGOSIDADE RELATIVA DA SUPERFÍCIE DOS BLOCOS

O emprego de modelos de blocos com superfícies caracterizadas por coeficientes de rugosidade relativa ligeiramente diferentes dos respectivos valores do protótipo, introduz um efeito de escala. Entende-se por coeficiente de rugosidade relativa o quociente D'/D , entre a dimensão linear característica D' das rugosidades da superfície e a dimensão característica D do bloco.

O coeficiente de rugosidade relativa dos blocos no protótipo altera-se com o tempo devido a:

- desgaste mecânico por acção repetida da agitação.
- fenómenos electro-químicos.
- incrustações de seres marinhos.

As incrustações de seres marinhos constituem o aspecto mais importante na alteração da rugosidade da superfície dos blocos e em termos de relação normal protótipo/modelo, têm um efeito contrário ao desgaste mecânico e à corrosão electro-química.

6.4.5. PERMEABILIDADE DO NÚCLEO

O espraçamento é influenciado pela permeabilidade dos mantos exteriores, filtros e núcleo, embora possa não ser significativa ou não detectável a influência do núcleo, face à precisão experimental e outros factores.

A construção de modelos de um núcleo, segundo a semelhança de Froude, a escalas sucessivamente menores, conduz a dimensões dos poros tais que o escoamento turbulento e o mecanismo de dissipação da energia da onda se aproximam sucessivamente do mecanismo característico de um escoamento laminar.

Haverá então um valor limite da escala dos comprimentos λ_ℓ em que teoricamente ocorrerá tal transição e a que corresponderá um agravamento do efeito de escala.

Esse valor limite λ_ℓ dependerá das características da agitação incidente e da constituição da estrutura. Constatações experimentais apontam para um valor limite λ_ℓ entre 1/20 e 1/50 (Druet, Bendykowska, Olaszkiewicz, 1974).

6.4.6. DENSIDADE DA ÁGUA

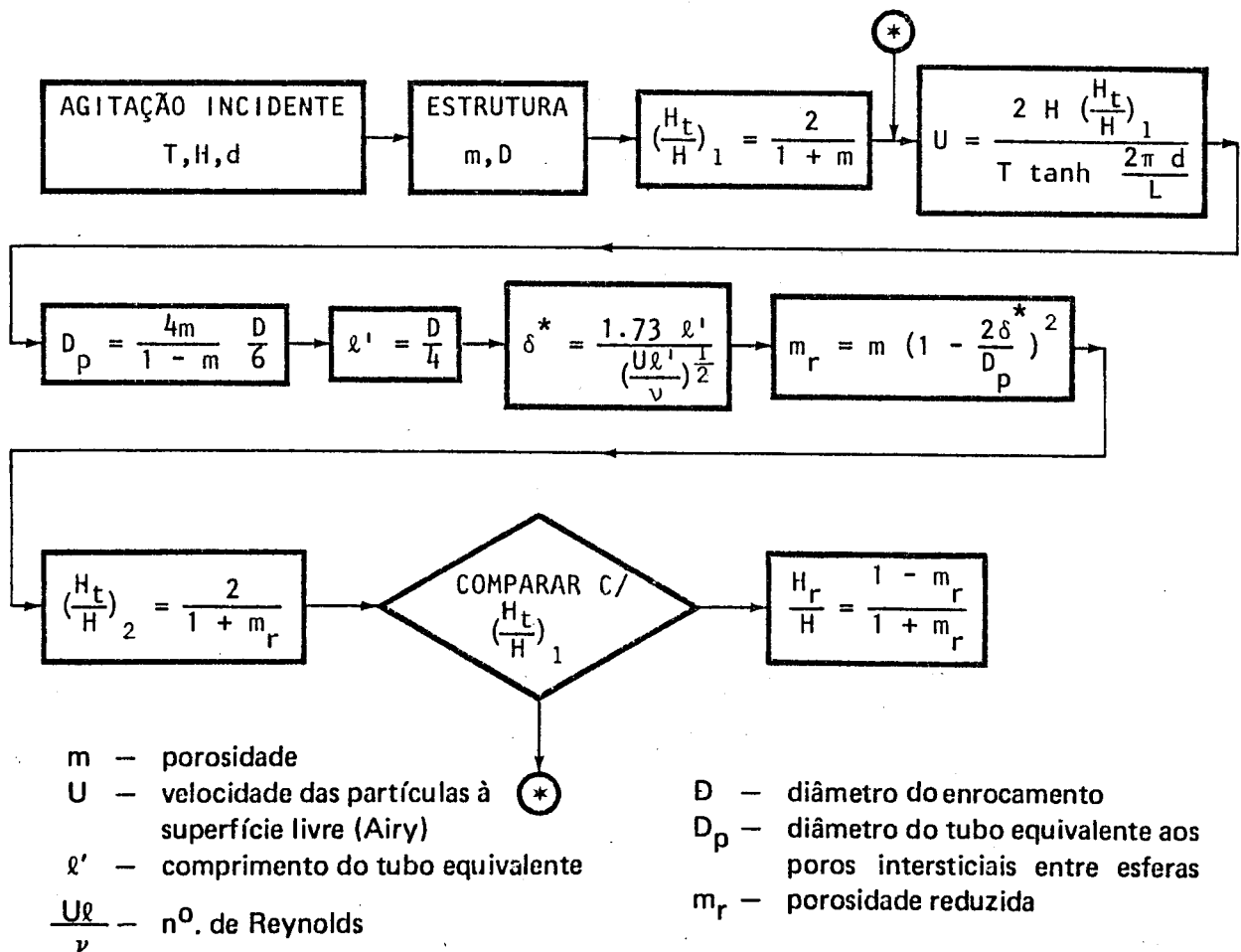
Da utilização de água doce num modelo marítimo pode resultar um efeito de escala, se não for tida em conta a diferença de massa específica relativamente à água salgada. Essa diferença ronda os 3% e conseqüentemente modifica as forças hidrodinâmicas em jogo. Alguns laboratórios utilizam por vezes água salgada, mesmo quando não está em causa o estudo de correntes de densidade.

O emulsioneamento de importantes quantidades de siltes e areias na água do mar pode introduzir problemas semelhantes, desconhecendo-se a sua real importância e significado.

6.5. Estudos Teóricos

Projectos de investigação realizados no Massachusetts Institute of Technology, reportados por Wilson e Cross (1972), tiveram como objectivo desenvolver um modelo teórico capaz de prever os efeitos de escala associáveis a coeficientes de reflexão H_r/H e transmissão H_t/H . Os investigadores debruçaram-se sobre estruturas permeáveis de enrocamento, de configuração trapezoidal simples, sem mantos exteriores, considerando uma "porosidade reduzida". Esta, seria resultado da redução dos "diâmetros" dos poros devido ao desenvolvimento da camada limite (considerada através da espessura de deslocamento δ^*).

O organigrama que se segue, organizado segundo as indicações fornecidas pelos autores citados, ilustra a simplicidade do modelo face à complexidade do fenómeno físico:



Como se verifica, foi utilizada a teoria linear (Airy) no cálculo de H_t/H , H_r/H e U . Os blocos de enrocamento foram assimilados a esferas, o que facilitou a determinação de D_p e ℓ' . Estas aproximações são bastante discutíveis. Por outro lado, δ^* foi obtido através da expressão indicada, válida para regime laminar, embora para regime turbulento se possam adoptar expressões empíricas.

Os estudos experimentais desenvolvidos para testar o modelo teórico, considerando a semelhança de Froude, mostraram a existência de efeitos de escala nos coeficientes de reflexão e transmissão.

O modelo teórico, alimentado com valores referentes a modelos e a protótipo, indicou também esses efeitos. Conduziu, no entanto, a valores mais elevados do que os experimentais no respeitante à reflexão e a valores menos elevados em relação à transmissão. O coeficiente de transmissão encontrado diminuía com a diminuição da escala e o coeficiente de reflexão aumentava com a diminuição da escala.

A título de orientação, refere-se que o modelo teórico prevê os seguintes efeitos de escala para $d = 12,2$ m, $m = 0,42$, $T = 8$ s, $D_{50} = 0,90$ m e para $H = 0,6$ m e 3 m, respectivamente:

ESCALA	m_r	COEF. TRANSMISSÃO	COEF. REFLEXÃO
1/20	0,37 e 0,32	- 3 % e - 5 %	+ 10 % e + 21 %
1/30	0,33 e 0,23	- 5 % e - 13 %	+ 19 % e + 28 %
1/100	0,29 e 0,18	- 9 % e - 21 %	+ 32 % e + 44 %

Segundo este modelo matemático, aplicado a outras situações de agitação (H , T , d), não será desejável a exploração de modelos físicos a escalas inferiores a 1/15 – 1/30.

O interesse da referência ao modelo do M.I.T., reside no facto de o afluxo de uma onda ser afectado pela reflexão da onda precedente.

Não são conhecidos modelos teóricos que equacionem mais directamente os efeitos de escala no espraçamento.

6.6. Recolha de Dados de Espraçamento no Protótipo

O estudo dos efeitos de escala e da influência da acção local do vento no espraçamento seriam certamente enriquecidos se fossem disponíveis dados de campo adequados. Estes, seriam obtidos a partir do registo síncrono do espraçamento numa obra de taludes e das condições de agitação locais e ao largo, acompanhados de indicações das condições atmosféricas e registos de maré.

O registo do espraçamento em protótipo é viável, com maior ou menor dificuldade e confiabilidade, através de marcadores, flutuadores e sondas de eco. Até ao momento, nenhuma destas técnicas se mostrou satisfatória em ocasiões de grande temporal, com ocorrência de fortes vendavais e rebentação violenta, com projecção de massas de água emulsionadas com ar e material sólido. Técnicas fotogramétricas poderiam constituir neste caso, importante meio de registo.

Erchinger (1976), reporta a recolha de dados de espraçamento em diques Alemães no Mar do Norte, com o auxílio de marcadores e de um novo instrumento do tipo sonda de eco, que descreve. Não foram efectuados registos simultâneos de dados de agitação durante as tempestades de 1967 e 1973, ao contrário do sucedido em relação à tempestade de 1976.

Curiosamente, a linha de espraçamento ao longo da extensão do dique, apresenta-se aproximadamente simétrica da configuração dos fundos no pé do dique, funcionando o nível de repouso como eixo de simetria (d variável entre 0 m e 3,6 m). Esta linha, é uma envolvente dos espraçamentos máximos ocorridos durante cada tempestade.

Em relação à tempestade de 1976 foram efectuados registos de agitação. Erchinger, ao aplicar as fórmulas de Hunt e outras similares encontrou valores do espraçamento compreendidos entre 1,53 (Hunt) e 1,92 m (Delft), enquanto que o espraçamento correspondente registado atingia:

$$R_{U/50} = 3,4 \text{ m} \quad (H_{1/50} = 2 \text{ m}; T_{1/50} = 7 \text{ s})$$

O alerta lançado por Erchinger, sobre a obtenção de um valor do espraçamento máximo duplo do previsto pela aplicação daquelas fórmulas, sugere as seguintes considerações, que poderão atenuar o pessimismo revelado:

- *— a configuração irregular dos fundos na zona de implantação dos diques e a existência de extensas bermas naturais, origina certamente concentrações de energia, abordáveis através de modelos tridimensionais mas não através das fórmulas aplicadas.

- *— as fórmulas de Hunt e outras similares, deverão ser aplicadas apenas como primeira aproximação, chamando-se a atenção para a discussão de que foram objecto em capítulo próprio.

- *— os diques em causa, apresentam um talude exterior não plano, revestido a enrocamento na zona inferior, a asfalto na zona intermédia e com vegetação rasteira na zona superior.

*— enquanto que o espraçamento foi registado continuamente em diversas estações com sondas, apenas foram aproveitados cerca de 40 % dos registos de agitação, devido à interferência de ondas longas de rádio com a sonda de eco e ainda à perturbação do eco causada pela suspensão de areia fina e silte na água.

*— a sobrelevação do nível médio das águas (wave set-up) por acção do vento e da ondulação (transporte de massa) pode ter atingido proporções muito significativas face às profundidades de água nas bermas naturais.

6.7. Comparação Entre Resultados Experimentais de Ensaios a Escalas Diferentes

6.7.1. CONSIDERAÇÕES GERAIS

Uma das vias de quantificação dos efeitos de escala, consiste na comparação de resultados experimentais, da mesma estrutura, efectuados segundo condições e técnicas de ensaio idênticas, mas a escalas distintas.

Os modelos bidimensionais a grande escala são explorados em canais gigantes. Em canais convencionais exploram-se modelos bidimensionais de obras de talude, a escalas compreendidas entre 1/30 e 1/80.

São em reduzido número os canais gigantes com potencialidades de realização de ensaios a escalas compreendidas entre 1/5 e 1/30; citam-se os seguintes:

Laboratório	Comprimento (m)	Largura (m)	H _{max.} (m)	d _{max.} (m)	
(U.S.A.) C.E.R.C.	190	4.6		3.0	
(U.R.S.S.) Leningrado		4.0	2.0	7.5	
(U.S.A.) Gregon S. Univ.	105	3.6	1.5		
(R.F.A.) Hannover	320	5.0	2.0	5.0	Em construção
(N.E.D.) Delft H.L.	230	3.0	2.5	3.0	Inaug. em Ag. de 1980
(N.O.R.)					Em construção

A observação "in loco" de ondas irregulares geradas no canal gigante "delta flume" do "Delft Hydraulics Laboratory" inaugurado oficialmente em Agosto de 1980, mas em exploração há vários meses antes da inauguração, permitiu constatar a existência de balanceamentos transversais e dificuldades de controlo de todo o sistema. Esta situação, indesejável em ensaios de espraçamento, aparenta introduzir perda de sensibilidade e de consistência em relação aos resultados experimentais, o que poderá obscurecer as vantagens conseguidas com a diminuição dos efeitos de escala. O futuro confirmará ou não estas previsões.

Idênticos problemas têm afectado o canal gigante do C.E.R.C., denotando-se nos últimos anos um abrandamento do ritmo de ensaios desenvolvidos no referido canal, apesar do laboratório reconhecer que os estudos até agora realizados são insuficientes e imperfeitos, face às exigências actuais.

Não é correcto comparar resultados experimentais, a diferentes escalas, realizados em condições diferentes e segundo técnicas de ensaio distintas. Nestas situações, apenas indicações gerais se poderão obter.

Da necessidade em tentar colher informações tanto quanto possível seguras que habilitem uma possível quantificação, apenas serão referidos programas de ensaio realizados tendo como um dos principais objectivos o estudo de efeitos de escala, o que frequentemente pressupõe uma mesma equipa ou direcção técnica.

6.7.2. TALUDES LISOS

O "Shore Protection Manual" (ed. 1975, 1977) e Stoa (1978) apresentam curvas, para aplicação em projecto, de onde se podem retirar factores correctivos

$$k = \frac{(R_u/H_o) \text{ grande escala}}{(R_u/H_o) \text{ pequena escala}}, \text{ do efeito de escala relativo ao espraçamento em ta-}$$

ludes lisos, em função do ângulo de talude $\cot \alpha$.

Vejamos a origem de tais curvas, obtidas a partir dos resultados experimentais de Saville (1958, 1959). Destes, destacam-se os seguintes valores (Quadro 6.1.)

I	d/H_o	H_o/gT^2	$k_{\text{médio}}$
$\cot \alpha = 3.0$ praia $m = 10$	2 a 5	.00011 a .00041	1.04
	.8 a 2.3	.00071 a .00278	1.15
	.8 a 1.8	.00480 a .01350	1.25
II	d/H_o	H_o/gT^2	k
$\cot \alpha = 3.0$ praia $m = 10$	2.1	.00023	.98
	.8	.00270	1.07
	1.0	.00845	1.18
Obs: Apenas foram efectuados três ensaios a grande escala. Nestes, os taludes foram revestidos com areia.			
III	d/H_o	H_o/gT^2	$k_{\text{médio}}$
$\cot \alpha = 6.0$ praia $m = 10$	1.5 a 5.0	.00011 a .00278	1.12
	.8 a 1.8	.00480 a .0135	1.16
IV			
$\cot \alpha = 15.0$	Não se detectaram efeitos de escala		

QUADRO 6.1.

Como seria de esperar, a série II apresenta valores inferiores aos valores da série I, embora englobe apenas os três ensaios efectuados ($H_0 = 0,58 \text{ m}, T = 16\text{s}$; $H_0 = 1,65 \text{ m}, T = 7,87\text{s}$; $H_0 = 1,16 \text{ m}, T = 3,75\text{s}$).

Com base nos valores médios das séries I e III, corrigidos tendo em atenção a série II, Stoa fixou os seguintes valores:

$\cot \alpha$	3,0	6,0	15,0
k	1,12	1,08	1,00

Exclusivamente a partir destes três pontos foi traçada a curva da fig. 6.4.. Esta curva, aproximadamente simétrica, atinge um máximo fixado um pouco a sentimento, para $\cot \alpha = 1,25$. Foi admitida a hipótese de que seria $k = 1,00$ para um talude vertical ($\cot \alpha = 0$) com base no argumento de que, para taludes próximos da vertical, o comprimento do paramento abrangido pelo espraio seria muito pequeno.

O processo de traçado da curva da fig. 6.4. revela-se pois muito empírico. A inexistência de outros dados provenientes de ensaios mais exaustivos não possibilitou ainda uma revisão da mesma, devendo a sua eventual utilização ser encarada com reserva.

Nos gráficos apresentados respeitantes aos ensaios de espraio desenvolvidos no canal 3 do LNEC, é possível agrupar os resultados experimentais em taludes lisos, nas séries A e B, a que corresponderiam "médias" e "pequenas" escalas.

Série	d(cm)	$R_e = \frac{(gd)^{1/2} d}{\nu}$
A	55,5	$11,5 \times 10^5$
	50,0	$9,8 \times 10^5$
B	34,0	$5,5 \times 10^5$
	30,0	$4,6 \times 10^5$
	25,0	$3,5 \times 10^5$

QUADRO 6.2.

A fig. 6.5. ilustra um dos casos analisados.

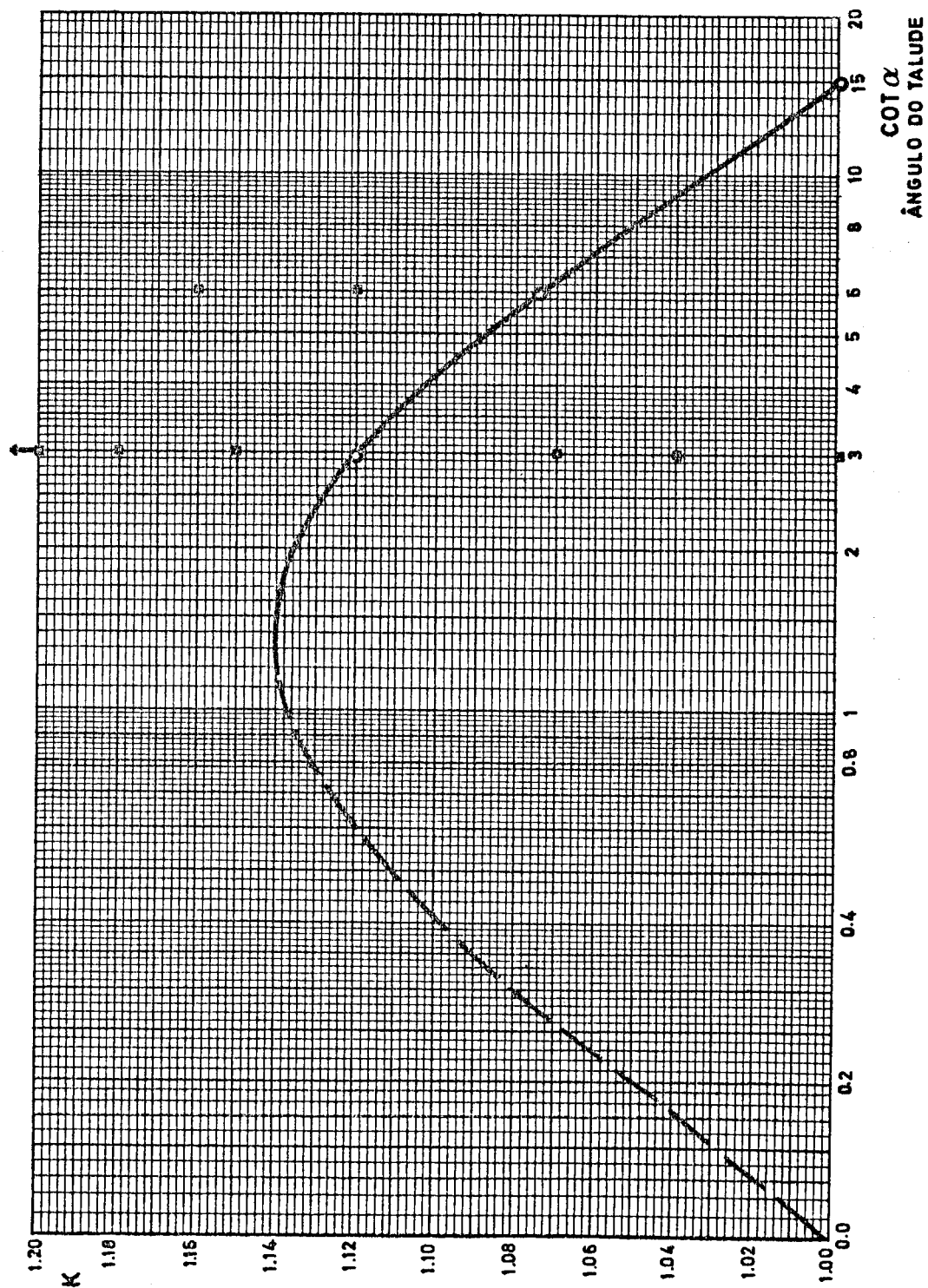
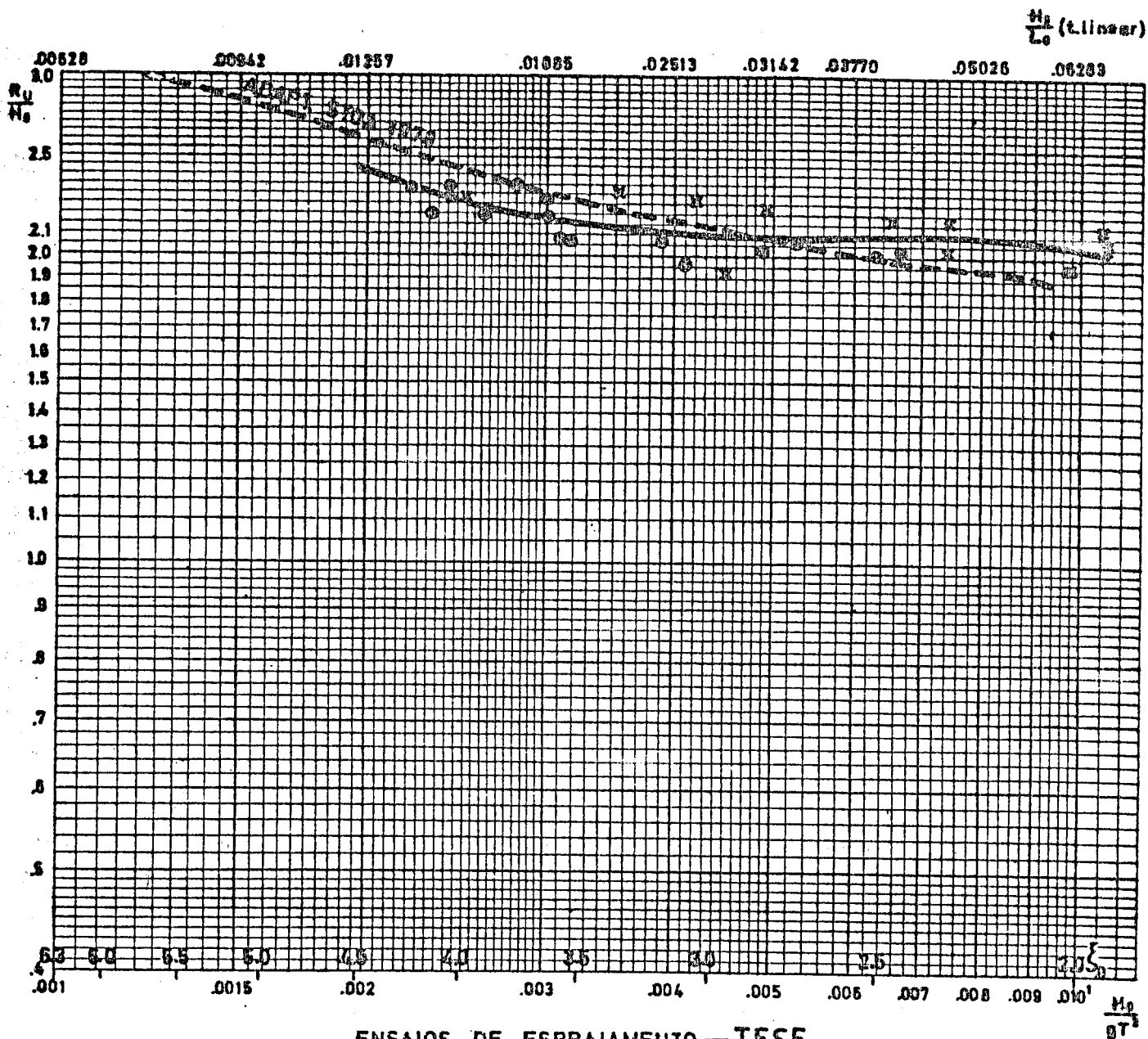


Fig. 6.4. Factor Correctivo do Efeito de Escala Associado ao Estudo Experimental do Espraçamento em Taludes Lisos, Segundo Stoa (1978)



ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

○ $d = 34.0$ cm ; $d = 30.0$ cm ; $d = 25.0$ cm

x $d = 55.5$ cm ; $d = 50.0$ cm

COT $\alpha = 2.0$

TALUDE LISO

$d/H_0 = 3$

Fig. 6.5. Estudo de Efeitos de Escala no Espriamento
em Taludes Lisos

Para os mesmos valores de $\cot \alpha$, d/H_0 e H_0/gT^2 , não é possível detectar uma diferenciação entre valores do espraioamento relativo em termos de se poder concluir que ocorreram efeitos de escala significativos entre as séries de ensaios A e B.

Se tais efeitos estão presentes, e teoricamente é de admitir a afirmativa, não são distinguíveis na dispersão de resultados obtida.

Com uma legitimidade discutível, é possível eliminar certos pontos "incómodos" e tentar tirar algumas conclusões e quantificações. Se assim procedermos em relação a três pontos da fig. 6.5., pode-se admitir um efeito de escala de $\approx 10\%$ para declividades $0,0035 < H_0/gT^2 < 0,0065$ ($\cot \alpha = 2,0$, $d/H_0 = 3$).

O valor apontado não "destoa" na fig. 6.4., mas subsiste a dúvida da legitimidade do procedimento.

A fig. 6.6., também elaborada com base nos ensaios de espraioamento no canal 3 do LNEC, não evidencia uma lei de variação consistente do espraioamento relativo em função do n° . de Reynolds.

É certo que entre as duas séries de ensaios A e B não há uma marcada diferença entre n° s. de Reynolds. Tal, só seria possível recorrendo a um canal gigante, possibilitando n° s. de Reynolds superiores a $2,8 \times 10^6$ ($d = 1,00$ m).

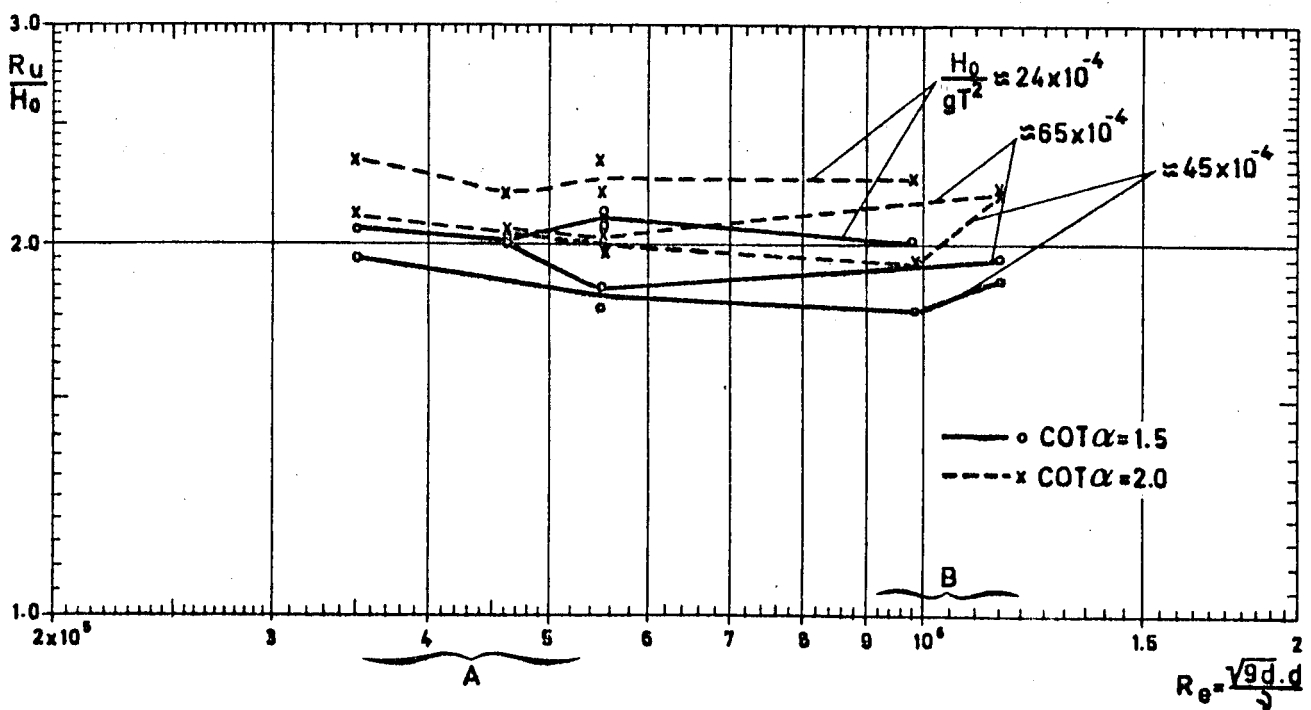


Fig. 6.6. Espraioamento Relativo em Função do N° . de Reynolds, para $d/H_0 = 3$ (Taludes Lisos)

Aos ensaios A e B correspondem números de R_e superiores ao valor 2×10^5 , já citado em 6.4.3., obtido a partir da síntese de resultados experimentais em taludes lisos. No entanto, esta síntese refere-se a condições diferentes, já que as profundidades relativas d/H_0 são próximas de 1,5 e incluem uma praia de inclinação 1/10 antecedendo o talude liso.

6.7.3. TALUDES RUGOSOS E PERMEÁVEIS

6.7.3.1. Trabalhos Americanos

Os trabalhos de Dai e Jackson (1966) descrevem um projecto de um quebra-mar para Dana Point, na Califórnia, em que foram consideradas três escalas:

ESCALA	1/5	1/50	1/100
d(m)	2,15	0,18	0,10
cot α	2 c/praia m = 30		

Entre as escalas 1/5 e as restantes não é possível estabelecer comparações já que apenas três valores de espraimento são indicados com tais possibilidades. Sobre as escalas 1/50 e 1/100 não se detecta qualquer possibilidade de tirar conclusões, pois os resultados apresentam-se díspares e de certo modo contraditórios.

Os testes a que se refere o relatório "Scale effect tests for rubble-mound breakwater", de Dai e Kamel (1969), decorreram entre 1957 e 1966. Envolveram estudos de estabilidade e de espraimento. Os modelos apresentavam as seguintes características:

Escala		1/6.7	1/50	1/100	Observações
Relação entre escalas		7.5/1	1/1	.5/1	
d(m)		4.5	.6	.3	
MANTO EXTERIOR	cot α	1.5	1.5	1.5	
	x/z	1.69	1.84	2.63	
	y/z	1.36	1.43	1.76	
	Porosidade ϕ	41.6	44.3	49.6	
R_e		2.72×10^7	1.33×10^6	4.69×10^5	$R_e = \frac{(gd)^{1/2} d}{\nu}$
R_e		6.07×10^5	2.88×10^4	8.7×10^3	$R_e = \frac{V_R D}{\nu}$
		7.70×10^5	3.22×10^4	1.42×10^4	

QUADRO 6.3.

Os ensaios à escala 7,5/1, decorreram no canal gigante esquematizado na figura

6.7.

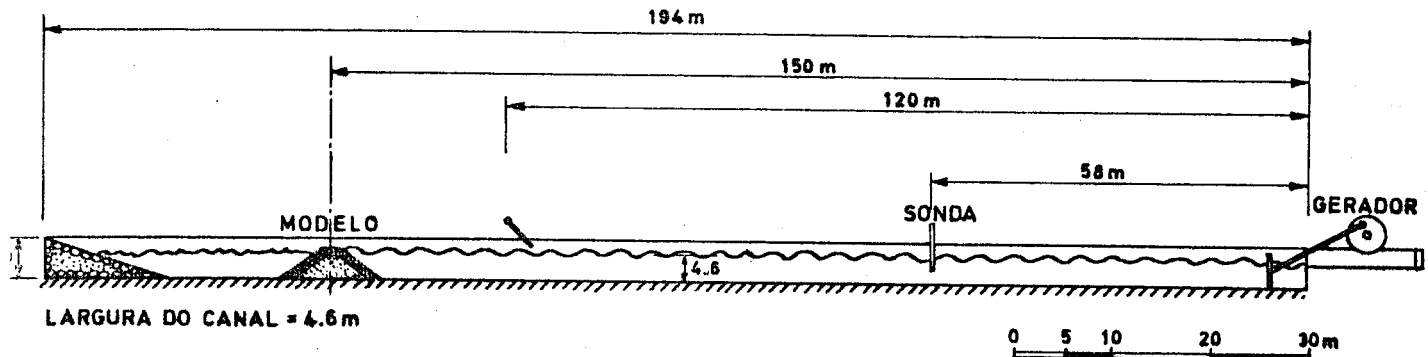


Fig. 6.7. Esquema do Canal Gigante do C.E.R.C.

O gerador deste canal é do tipo batedor, enquanto que os geradores dos dois canais onde se realizaram os ensaios a escalas menores (W.E.S.), são do tipo "plunger".

A estrutura ensaiada, esquematizada em perfil transversal na fig. 6.8., é semelhante à utilizada por Hudson (1958), já anteriormente referida, na medida em que a cota do coroa-mento é inferior à cota do nível de repouso ($h_c < d$).

A profundidade de água d considerada em cada caso, foi suficiente para evitar a rebentação prévia das ondas antes de atingirem a estrutura.

Escala	d	h_a	h_b	a	b	c	e
7,5:1	4,57	1,37	1,28	9,31	8,49	1,07	0,30
1:1	0,61	0,18	0,17	1,24	1,13	0,14	0,06
0,5:1	0,30	0,09	0,09	0,62	0,56	0,07	0,03

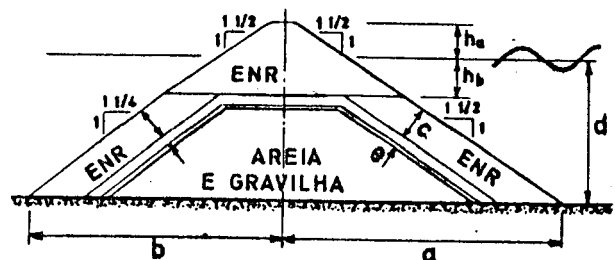


Fig. 6.8. Modelo Utilizado por Dai e Kamel no Estudo dos Efeitos de Escala no Espraimento

Dai e Kamel tiram como principal conclusão que os resultados de espraçamento e de reflúncia, apresentados nas figs. 6.9 e 6.10, em relação a mantos de enrocamento de aresta viva, não evidenciam a existência ou a inexistência de efeitos de escala. O mesmo concluem quanto a mantos de enrocamento de arestas arredondadas e mantos de quadrípodes.

Observam que tanto o espraçamento como a reflúncia dependem da declividade da onda e admitem que a dispersão encontrada seja consequência da dificuldade de leitura das cotas máximas de espraçamento e de reflúncia numa superfície muito rugosa. No entanto, nota-se que não foi indagada a influência da profundidade relativa no espraçamento, o que poderá também justificar a elevada dispersão evidenciada.

Stoa (1978) revela que, seleccionando os valores de Dai e Kamel correspondentes a $d/H_0 \approx 5$ e para $0,0007 < d/H_0 < 0,017$, será possível apontar os seguintes valores médios do efeito de escala:

$\cot \alpha = 1,5$	$\frac{(R_u/H_0)^{1/6,7}}{(R_u/H_0)^{1/50}}$	$\frac{(R_u/H_0)^{1/6,7}}{(R_u/H_0)^{1/100}}$
	$d/H_0 \approx 5$	$d/H_0 \approx 5$
	1,06	1,10

Uma correcção do efeito de escala de + 6 % é então recomendada pelo C.E.R.C. (Stoa 1978) em relação às curvas experimentais de Hudson, anteriormente representadas na fig. 4.5., embora haja certas diferenças de procedimento experimental entre os programas de Hudson e de Dai e Kamel.

Em relação aos modelos com manto exterior constituído por quadrípodes, os testes de Dai e Kamel também não levam a conclusões nítidas. Nestes modelos a cota do coroamento do núcleo foi fixada ligeiramente acima do nível de repouso ($h_c > d$). Seleccionando os resultados para $d/H_0 \approx 5,0$, os efeitos de escala aparentam ser inferiores aos indicados para modelos de manto exterior em enrocamento, indicando o C.E.R.C. um valor mínimo de + 3 % generalizável a qualquer tipo de blocos artificiais.

Esta generalização parece ser perigosa dada a variedade de blocos artificiais existentes, com comportamentos específicos e a insuficiência de dados experimentais em que se baseia.

A construção de terminais off-shore e de ilhas artificiais para reactores nucleares em águas profundas, motivou a condução de um programa de ensaios na Universidade de Oregon, com ondas monocromáticas, em canal gigante, às escalas 1/10, 1/20 e 1/100 (Sollitt e DeBok 1976).

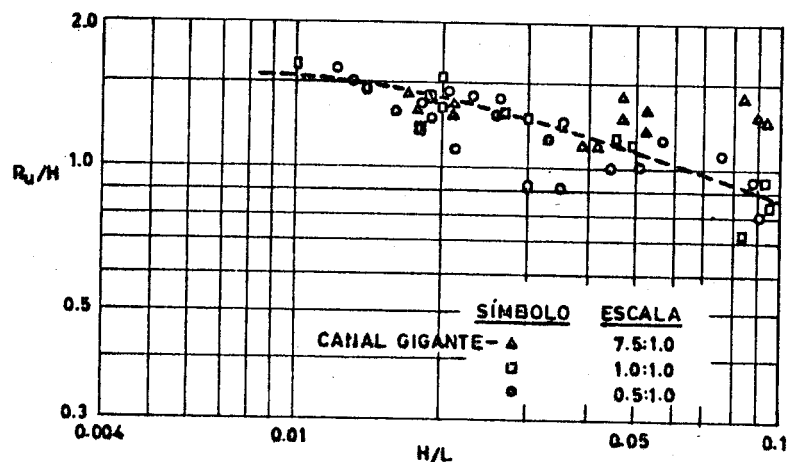


Fig. 6.9. Resultados de Ensaios de Espreamento Para Estudo dos Efeitos de Escala, Segundo Dai e Kamel (Enrocamento de Arestas Vivas)

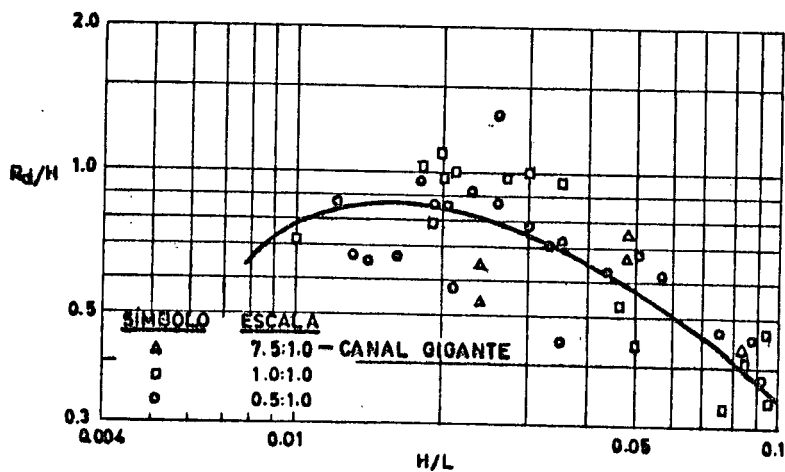


Fig. 6.10. Resultados de Ensaios Para Estudo dos Efeitos de Escala na Refluência, Segundo Dai e Kamel (Enrocamento de Arestas Vivas)

Os blocos de protecção estudados são naturais, mas seleccionados de modo a apresentarem uma configuração aproximadamente paralelepípedica e colocados com o eixo maior perpendicular à face do talude. O manto de protecção resulta muito estável, denso e relativamente suave. O espraimento obtido foi, como se esperava, superior ao do enrocamento colocado ao acaso e inferior ao registado para taludes lisos.

Sollitt e DeBok constataram efeitos de escala, manifestados por uma diminuição do espraimento e de estabilidade e um aumento da reflúcia, com o decrescimento da escala.

As condições particulares a que se referem estes ensaios, não são favoráveis a uma quantificação generalizável dos efeitos de escala detectados.

Não há notícia de programas experimentais exaustivos sobre os efeitos de escala em quebra-mares de taludes rugosos de diversas características, antecidos por praias de diferentes inclinações.

Em revestimentos, os dados disponíveis para grandes escalas, não são directamente comparáveis aos resultados a pequena escala ou não permitem conclusões por serem apenas comparáveis em situações muito restritas.

Por exemplo, o modelo de revestimento ensaiado por Saville (1962) já descrito no capítulo 4.3.3., utilizando uma profundidade $d = 4,57$ m, não foi objecto de ensaios a pequena escala.

Os resultados dos testes de Hudson e Jackson (1962), já referidos no cap. 4.3.3., para as profundidades $d = 0,30$ m e $0,51$ m, são aproximadamente equivalentes, não permitindo conclusões.

Os ensaios de Ahrens (1975), para uma profundidade $d = 4,57$ m, são em certos aspectos comparáveis aos de Hudson e Jackson, desde que interpolados para $\cot \alpha = 2$ e $\cot \alpha = 3$. Porém, a rugosidade do modelo de Ahrens é ligeiramente inferior. Como os resultados de Ahrens são também ligeiramente inferiores, nada se conclui quanto à presença de efeitos de escala no modelo de Hudson e Jackson.

6.7.3.2. Ensaios no Canal 3 do LNEC

A exemplo do procedimento adoptado em relação aos ensaios de espraimento em taludes lisos, agruparam-se em duas séries (C e D) os resultados experimentais em taludes rugosos apresentados no capítulo 5.4, os quais foram desenvolvidos no canal 3 do LNEC.

As séries C e D correspondem, respectivamente, "médias" e "pequenas" escalas. O quadro que se segue descreve os números de Reynolds (Quadro 6.4.).

			N ^o S. DE REYNOLDS					
Série	d (cm)	H (cm)		ENR 300		ENR 150		CUB
				$\frac{1}{2}$ $\frac{(gd)}{\nu} d$	$\frac{1}{2}$ $\frac{(gH)}{D_{50}}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{(gH)}{X.Y.Z}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{(gH)}{D_{50}}$	
d/H ₀ = 3			ν	ν	ν	ν	ν	ν
C	55.5	15.0	11.5x10 ⁵	6.0x10 ⁴	7.1x10 ⁴	4.7x10 ⁴	5.4x10 ⁴	4.3x10 ⁴
	55.5	20.0	11.5x10 ⁵	7.0x	8.2x	5.5x	6.2x	5.0x
	50.0	15.0	9.8x10 ⁵	6.0	7.1	4.7	5.4x	4.3x
D	34.0	10.0	5.5x10 ⁵	4.9x	5.8x	3.9x	4.4x	3.5x
	34.0	12.0	5.5x10 ⁵	5.4x	6.4x	4.2x	4.8x	3.9x
	30.0	10.0	4.6x10 ⁵	4.9x	5.8x	3.9x	4.4x	3.5x
	25.0	8.0	3.5x10 ⁵	4.4x	5.2x	3.5x	3.9x	3.2x
	25.0	10.0	3.5x10 ⁵	4.9x	5.8x	3.9x	4.4x	3.5x
d/H ₀ = 5								
C	55.5	10.0	11.5x10 ⁵	4.9x10 ⁴	5.8x10 ⁴	3.9x10 ⁴	4.4x10 ⁴	3.5x10 ⁴
	55.5	12.0	11.5x10 ⁵	5.4x	6.4x	4.2x	4.8x	3.9x
	50.0	10.0	9.8x10 ⁵	4.9x	5.8x	3.9x	4.4x	3.5x
D	34.0	6.0	5.5x10 ³	3.8	4.5	3.0	3.4	2.7x.
	30.0	6.0	4.6x10 ⁵	3.8x	4.5x	3.0x	3.4x	2.7x

QUADRO 6.4.
Nº. DE REYNOLDS. ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO
EM TALUDES RUGOSOS

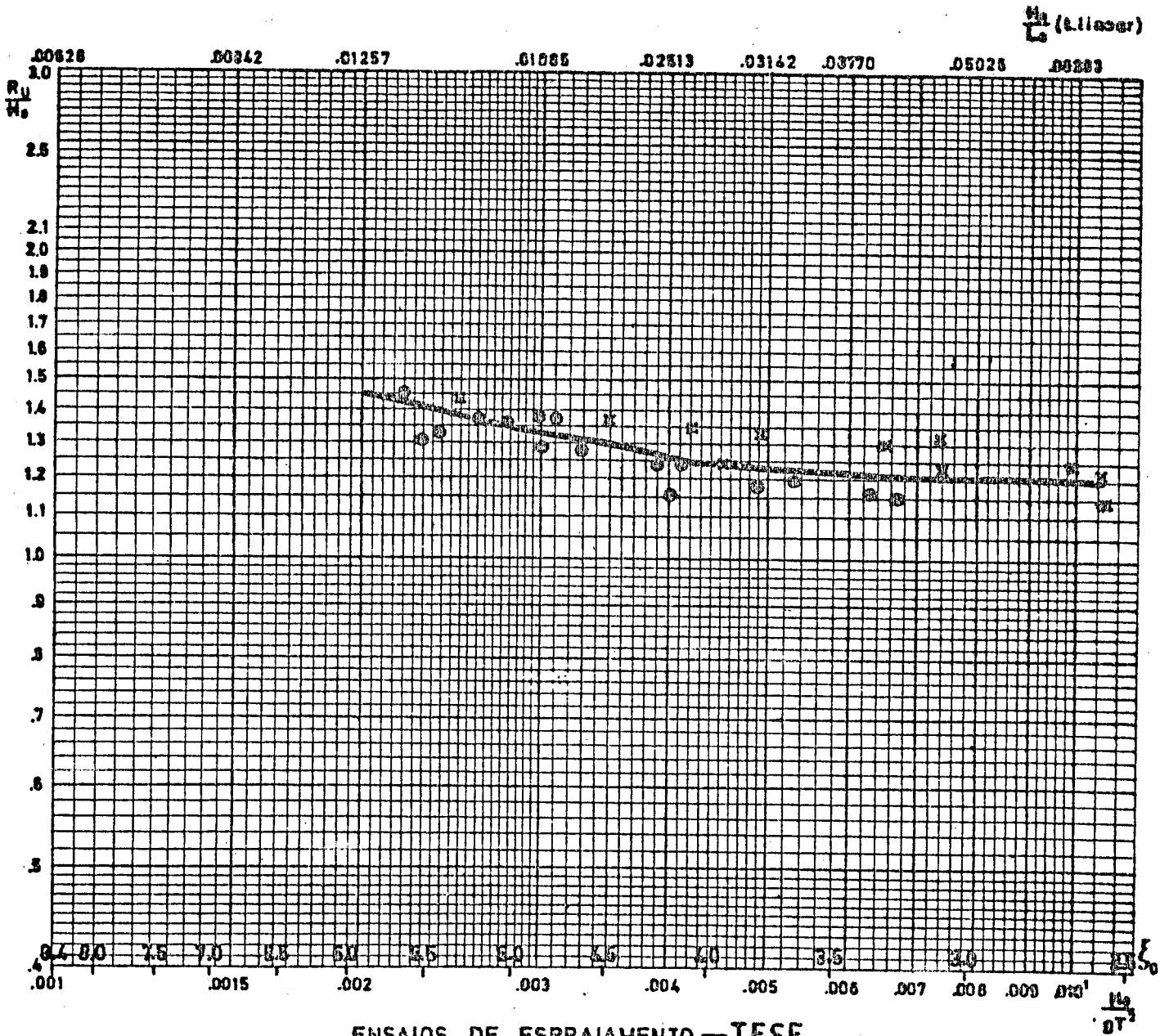
Em cada um dos gráficos apresentados no capítulo 5.4, traduzindo resultados experimentais do espraioamento relativo em função da declividade e do parâmetro ξ_0 , para um determinado tipo de enrocamento, ângulo de talude e profundidade relativa, foi feita a distinção entre pontos experimentais das séries C e D.

A fig. 6.11 ilustra o procedimento para um dos casos.

Adoptou-se o seguinte critério para a constatação e quantificação de possíveis efeitos de escala:

(i) a preponderância nítida de valores da série C superiores aos da curva ajustada e de valores da série D inferiores aos da curva ajustada, ou vice-versa, poderá significar a ocorrência de efeitos de escala entre as duas séries.

(ii) a não constatação de (i) significará a inexistência de efeitos de escala significativos ou a impossibilidade de os detectar na dispersão de resultados. Saliente-se que a dispersão não depende apenas de possíveis efeitos de escala mas também de outros factores, nomeadamente: er-



ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

○ $d=34.0$ cm ; $d=30.0$ cm ; $d=25.0$ cm

x $d=55.5$ cm ; $d=50.0$

— $COT \alpha = 1.5$

ENR $2 \times 300 / 2 \times 90$

$d/K_0 = 2$

Fig. 6.11. Estudo de Efeitos de Escala no Espraimento em Taludes Rugosos

ros experimentais e calibrações, dificuldades de medição do espriamento, rebentação sobre a estrutura, pequenas variações na profundidade relativa d/H_0 , diferentes teorias utilizadas no tratamento.

(iii) a inexistência, em determinados intervalos de declividade H_0/gT^2 , de suficientes valores experimentais de uma das séries, não autoriza qualquer conclusão.

Tendo presente o citado critério e analisados todos os gráficos correspondentes a ENR 2x300/2x30, ENR 2x150/2x30, ENR 2x300/2x150/5x30 e CUB 4³, foi possível elaborar o quadro resumo que se segue, onde se assinalam os intervalos H_0/gT^2 e ξ_0 em que se verifica o

enunciado em (i). Indicam-se também os quocientes $\frac{(R_u/H_0)C}{(R_u/H_0)D}$ determinados nesses intervalos.

De acordo com o critério enunciado e observando o quadro 6.5, a existência de efeitos de escala entre as séries de ensaios A e B parece ser manifesta em todas as estruturas rugosas

ensaiadas, para profundidades relativas $d/H_0 = 3$ e declividades $0,0035 < \frac{H_0}{gT^2} < 0,0070$.

Esta constatação também é obtida trabalhando com valores locais de H e R_u .

A quantificação de tais efeitos de escala terá de ser encarada com reserva, face à possível influência de outros factores já enunciados, apontando-se no entanto valores compreendidos entre 6 % e 10 %.

Para $d/H_0 = 5$ e $d/H_0 = 8$ não é possível tirar conclusões com um mínimo de confiabilidade. No primeiro caso, há impossibilidade de detectar os efeitos de escala na dispersão de resultados ou os efeitos de escala não são significativos. No segundo caso, há insuficiência de valores experimentais.

Os resultados experimentais de Saville, apresentados em 6.7.2. para taludes lisos (canal gigante) revelam efeitos de escala mais acentuados para menores valores de $d/H_0 = 3$ do que para $d/H_0 = 5$.

Entre as duas séries de ensaios A e B não há uma acentuada diferença de números de Reynolds. Para aperfeiçoar o estudo seria necessário repetir parte dos ensaios em canal gigante.

A elevada dispersão encontrada para a refluência relativa R_d/H_0 torna desde logo votada ao insucesso as tentativas de detectar efeitos de escala.

ESTRUTURA	PROF. RELATIVA d/H_o	INTERVALO DE CONSTATAÇÃO DE (i) H_o/gT^2 ξ_o	$\frac{(R_u/H_o) C}{(R_u/H_o) D} - 1$
ENR 2x300/2x30 $\cot \alpha = 1.5$	3	$.0035 < H_o/gT^2 < .0070$ $3.2 < \xi_o < 4.5$	10 %
	5	$.0016 < " < .0050$ $3.8 < " < 6.6$	9 %
$\cot \alpha = 2.0$	3	$.0035 < " < .0070$ $2.4 < " < 3.4$	6 %
	5		(ii)
$\cot \alpha = 3.0$	3	$.0031 < H_o/gT^2 < .0055$ $1.8 < \xi_o < 2.5$	8 %
	5		(ii)
ENR 2x150/2x30 $\cot \alpha = 1.5$	3	$.0035 < H_o/gT^2 < .0070$ $3.2 < \xi_o < 4.5$	8 %
	5	dispersão muito reduzida	0
$\cot \alpha = 2.0$	3	$.0035 < H_o/gT^2 < .0070$ $2.4 < " < 3.4$	5 %
	5		(ii)
ENR 2x300/2x150/5x30 $\cot \alpha = 2.0$	3	$.0035 < H_o/gT^2 < .0070$ $2.4 < \xi_o < 3.4$	6 %
CUB 4 ³ $\cot \alpha = 1.5$	3	$.0040 < H_o/gT^2 < .0070$ $3.2 < \xi_o < 4.2$	8 %
	5	dispersão muito reduzida	0
$\cot \alpha = 2.0$	3		(ii)
	5		(ii)
$\cot \alpha = 3.0$	3	$.0035 < H_o/gT^2 < .0065$ $1.7 < \xi_o < 2.4$	6 %
	5	dispersão muito reduzida	0
Todas as estruturas	3	$H_o/gT^2 > .0070$ $\xi_o > 4.5$	(iii)
Todas as estruturas	8		(iii)

QUADRO 6.5. TENTATIVAS DE DETECÇÃO DE EFEITOS DE ESCALA
ENTRE OS VALORES EXPERIMENTAIS DAS SÉRIES C E D

7. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

7.1. Taludes Lisos

7.1.1. $COT \alpha = 1.5$

A fig. 5.19. ilustra três curvas $R_u/H_o = f(H_o/gT^2)$, ajustadas aos valores experimentais pelo método dos mínimos quadrados, para profundidades relativas $d/H_o = 3,5$ e 8. São comparadas com curvas adaptadas de Stoa (CERC 1978, discussão no cap. 4.1.), correspondendo às mesmas profundidades relativas e $0,0012 < H_o/gT^2 < 0,008$ ($3,0 < \xi_o < 7,5$).

Exceptuando a situação correspondente a $d/H_o = 3$ e $H_o/gT^2 > 0,005$ ($\xi_o < 3,7$), as diversas curvas mostram um andamento semelhante. Denota-se uma diminuição do espraioamento relativo com o aumento da declividade (diminuição de ξ_o), até que para $H_o/gT^2 > (H_o/gT^2)'$ ou $\xi_o < \xi_o'$ o espraioamento relativo se mantém aproximadamente constante:

d/H_o	$(H_o/gT^2)'$	ξ_o'	R_u/H_o_{Tese}	R_u/H_o_{Stoa}
3	0,006	2,97	2,00	1,87
5	0,005	3,76	1,80	1,80
8	0,004	4,21	1,65	1,59

Para uma mesma declividade, o espraioamento relativo diminui com o aumento da profundidade relativa d/H_o .

Os valores do espraioamento indicados pelas curvas obtidas são, no domínio considerado, inferiores aos correspondentes valores das curvas de Stoa, atingindo essa diferença relativa o valor 8% para ξ_o mais elevados.

A fig. 5.20. evidencia que a aplicação exclusiva da teoria linear aos valores experimentais obtidos no canal 3 do LNEC, não só modificaria ligeiramente a configuração da curva para $d/H_o = 3$, como conduziria a curvas ainda mais próximas das apresentadas por Stoa. Este facto também foi verificado noutras situações de $cot \alpha$.

7.1.2. $COT \alpha = 2.0$

Para este ângulo de talude, a Fig. 5.21. resume curvas experimentais obtidas no canal 3 do LNEC e curvas adaptadas de Stoa (CERC 1978), para $0,0012 < H_o/gT^2 < 0,0094$ ($2,0 < \xi_o < 5,8$).

Constata-se uma diminuição do espraimento relativo com o aumento da declividade (diminuição de ξ_o) até que para $H_o/gT^2 > (H_o/gT^2)'$ ou ($\xi_o < \xi_o'$) o espraimento relativo mantém-se aproximadamente constante (Tese) ou pouco decrescente (Stoa):

d/H_o	$(H_o/gT^2)'$	ξ_o'	R_u/H_o Tese	R_u/H_o Stoa
3	0,004	3,15	2,10	—
5	0,003	3,64	2,10	—
8	0,003	3,64	1,98	—

A diferença relativa entre valores determinados a partir das duas famílias de curvas, para o domínio considerado, varia entre 0 e $\pm 9\%$.

7.1.3. $COT \alpha = 3.0$

Para este ângulo de talude (fig. 5.22) não é disponível um tão abundante conjunto de pontos experimentais como nas situações anteriores. Porém, como os resultados experimentais obtidos são bem enquadrados pela família de curvas adaptada de Stoa (CERC 1978), foram estas curvas as adoptadas para $0,0013 < H_o/gT^2 < 0,01$ ($1,3 < \xi_o < 3,7$). Neste domínio, a diminuição do espraimento relativo com o aumento da declividade H_o/gT^2 (ou com a diminuição de ξ_o) é mais acentuada que nos dois casos precedentes.

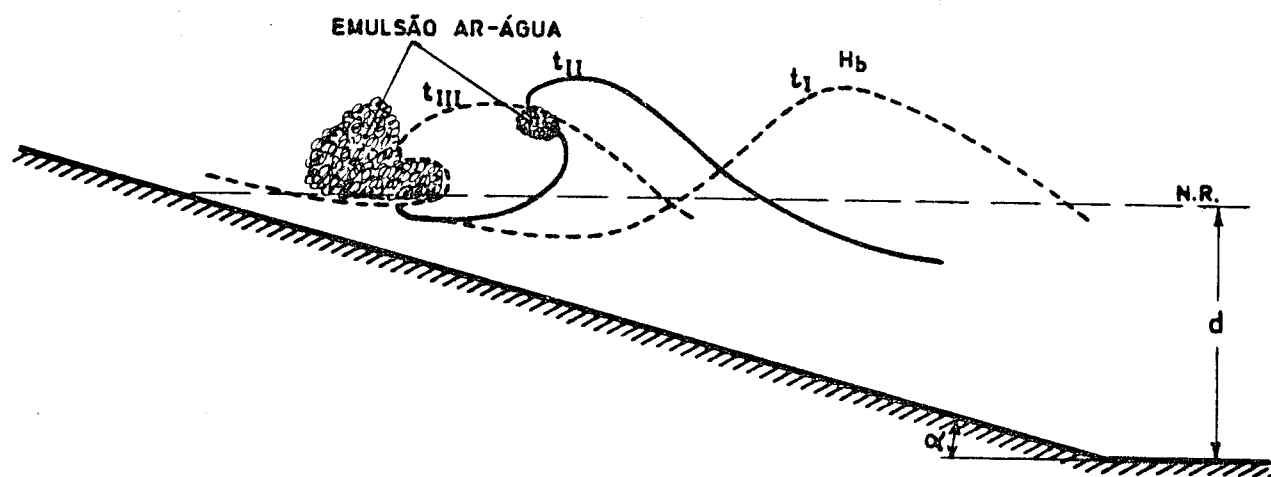
7.1.4. CASOS TÍPICOS DE REBENTAÇÃO OBSERVADOS SOBRE O TALUDE

A fig. 7.1., elaborada com o apoio de fotografias, esquematiza dois casos típicos de rebentação observados nos ensaios e já descritos no capítulo 2: rebentação mergulhante e rebentação oscilatória do tipo "collapsing breaker".

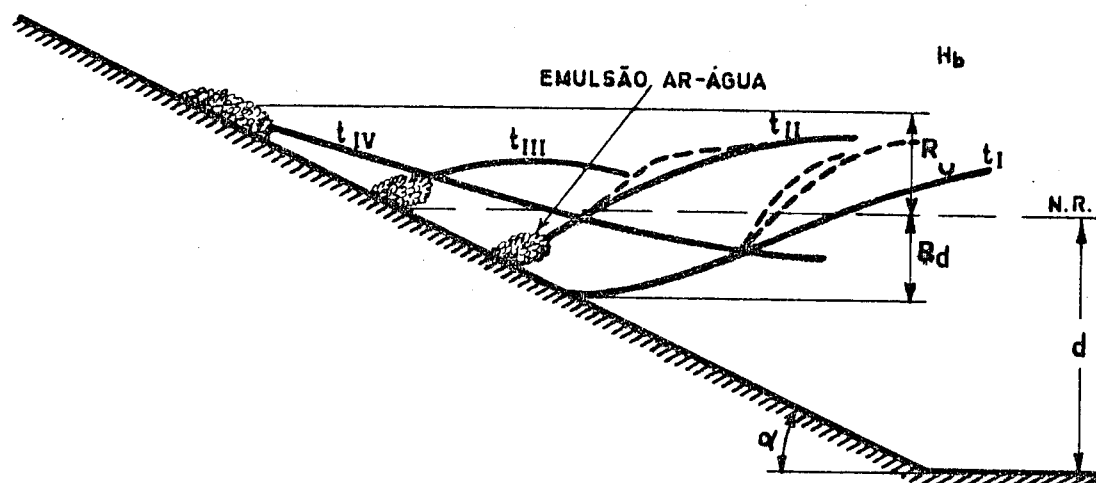
Evidenciaram-se várias formas intermédias de rebentação que tornam difícil a fixação de fronteiras rígidas de separação entre os tipos habitualmente citados na bibliografia.

Não foi observada, em nenhum dos ensaios, a rebentação progressiva. Tal facto seria de esperar, tendo presente o critério de rebentação de Battjes e os domínios dos parâmetros estudados.

A rebentação mergulhante está associada a assinaláveis fenómenos de turbulência e emulsão ar-água, o que tornava problemática a fixação da cota máxima do espraimento ocorrido. A incerteza daí resultante, é graficamente traduzida nas figuras apresentadas no Anexo III, por uma pequena barra vertical associada ao ponto experimental, que pretende traduzir o intervalo onde será plausível fixar tal cota máxima.



REBENTACAO Mergulhante (Plunging Breaker)



REBENTÇÃO OSCILATÓRIA (SURGING BREAKER) DO TIPO "COLLAPSING,,

Fig. 7.1. Esquematisação dos Tipos e Fases de Rebentação Característicos nos Ensaios Efectuados

Foram registados frequentes casos de rebentação oscilatória, quer do tipo "collapsing breaker", quer do tipo "surging breaker" propriamente dito. Ao primeiro tipo corresponde, em geral, um maior emulsionamento ar-água na zona frontal da cunha de água em espraio, bem como uma maior instabilidade da configuração da superfície livre no início do espraio (fig. 7.1.).

A fig. 7.2. compara o critério de rebentação de Battjes (cap. 2.) com as constatações experimentais. A menos da verificação de uma importante zona de transição entre a rebentação mergulhante e a rebentação oscilatória ($2.2 < \xi_0 < 4.5$), onde coexistem esses dois casos típicos de rebentação e situações intermédias mal definidas, o critério de Battjes mostra-se razoavelmente adequado à caracterização do fenómeno. Como evidencia também a fig. 7.2., através de diferentes extensões das zonas de transição, poderá haver influência da profundidade relativa (d/H_0 , d/L_0) na caracterização da rebentação.

7.1.5. ESPRAIO RELATIVO EM FUNÇÃO DO PARÂMETRO ξ_0

Como parece claro através da observação das curvas $R_U/H_0 = f(\xi_0)$ da fig. 7.2., o parâmetro ξ_0 não é suficiente para traduzir, por si só, os resultados experimentais do espraio em taludes lisos, ao contrário do sugerido em diversa bibliografia.

A equação $R_U/H_0 = \xi_0$, inspirada na fórmula de Hunt $R_U/H = \xi$, é verificada experimentalmente apenas para $\cot \alpha = 3.0$ e $\xi_0 < 2.3$ e possivelmente para situações de rebentação mergulhante em taludes $\cot \alpha = 1.5$ e 2.0 . Para os outros domínios experimentais considerados, não se descortina uma lei de variação $R_U/H_0 = f(\xi_0)$ geral.

P. Bruun (1977), ao apresentar um gráfico $R_U/H = f(\xi)$, não faz uma selecção dos pontos experimentais em função das profundidades relativas, sendo para tal induzido pelas conclusões de Saville (1955, 1956) ao afirmar que o efeito da profundidade não é notório para $d/H_0 > 3$.

7.1.6. OUTRAS CONSIDERAÇÕES

Para uma mesma declividade e para todos os domínios estudados, o espraio relativo diminui com o aumento da profundidade relativa d/H_0 . Por outras palavras, para uma certa onda incidente H_0 (valor em profundidade ilimitada), de período T , o espraio R_U diminui com o aumento da profundidade da água no pé da estrutura.

A fig. 7.2. e as precedentes demonstram que a influência do parâmetro d/H_0 é notória, ao contrário do que haviam concluído outros autores (cap. 4.1.). Para uma mesma profundidade relativa, o espraio relativo diminui com o aumento da declividade (diminuição de ξ_0).

As curvas $R_U/H_0 = f(H_0/gT^2)$, para $d/H_0 = 3, 5$ e 8 e $\cot \alpha = 1.5, 2$ e 3 , aproximam-se satisfatoriamente das apresentadas por Stoa (1978), que reuniu e reformulou trabalhos de outros autores. As diferenças encontradas em R_U/H_0 variam entre 0 e $\pm 10\%$ e podem ser explicadas por:

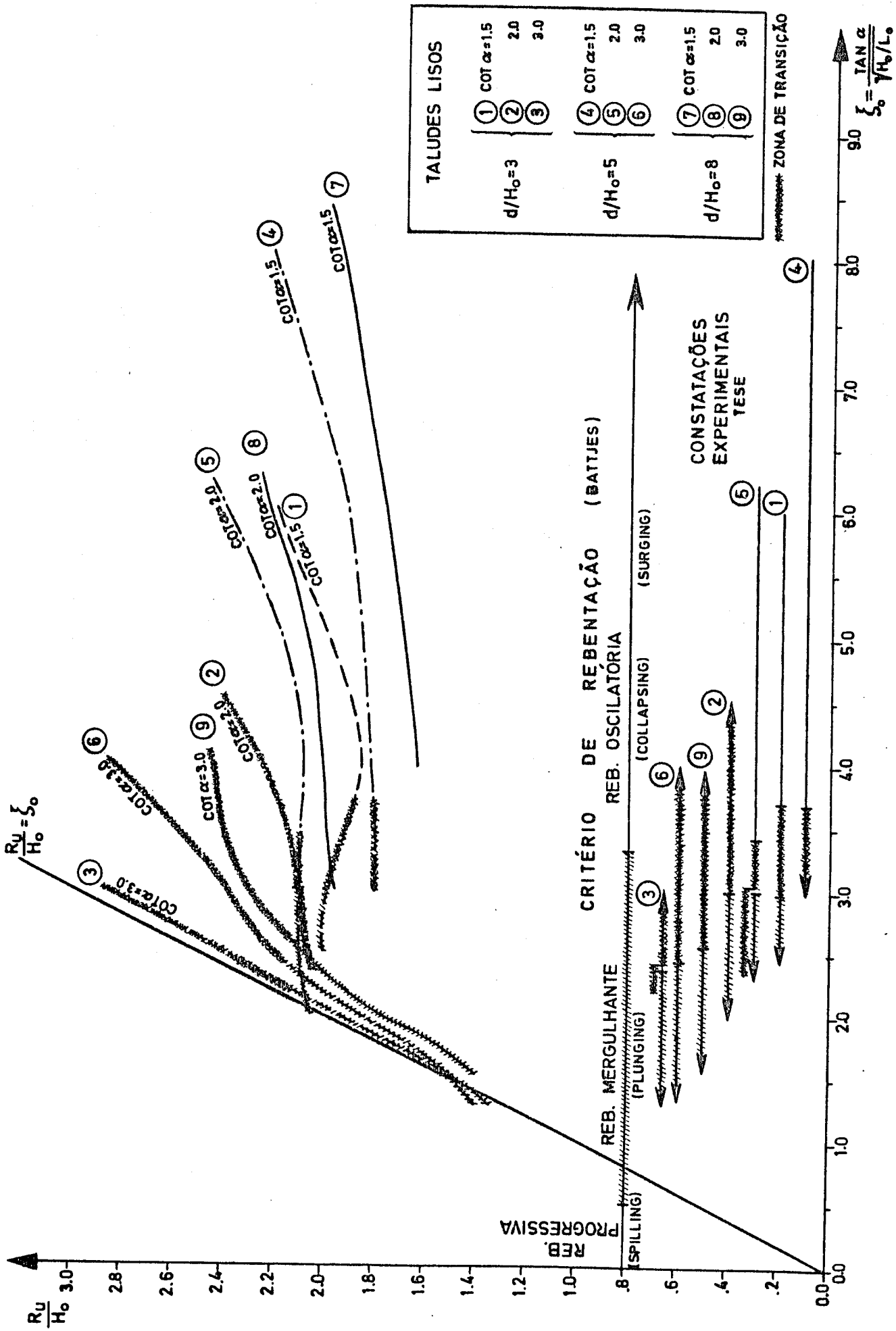


Fig. 7.2. Espreamento Relativo em Função do Parâmetro ξ_o . Taludes Lisos

- diferenças entre técnicas e critérios experimentais;
- erros experimentais;
- consideração de apenas duas profundidades d nos estudos reunidos por Stoa, o que não possibilita um tão abundante conjunto de dados para a análise da influência da profundidade relativa (d/L_0 ou d/H_0) no espraçamento;
- aplicação, por parte de Stoa, de um tratamento linear na determinação das características da onda ao largo;
- dificuldades de medição de algumas cotas de espraçamento;
- possíveis efeitos de escala.

A configuração das curvas desenvolvidas (fig. 5.19. a 5.22.) revela-se, particularmente em alguns casos, menos simples do que as curvas apresentadas por Stoa. Admite-se que dois factores possam ser preponderantes na explicação desses "desvios":

- * — diferentes influências dos fenómenos não lineares associados à onda incidente (cap. 5.4.4.);
- * — diferentes tipos de rebentação.

Por outro lado, Stoa procedeu a ajustamentos e aferimentos nas curvas, de modo a apresentar famílias de curvas $R_u/H_0 = f(\cot \alpha)$ para $H_0/gT^2 = \text{const.}$, com um aspecto "homogéneo".

Não se consideraram valores experimentais $d/H_0 > 8$, já que os requisitos de projectos de obras marítimas de taludes não entram geralmente com tal análise. Poderia no entanto ter interesse realizar tais ensaios para apurar a influência de d/H_0 , mas o factor tempo disponível não o possibilitou. Na fixação da cota de coroamento de barragens com extensas albufeiras poderão, no entanto, ocorrer situações em que d/H_0 seja superior a 8. Da extrapolação dos resultados obtidos, considera-se que estará do lado da segurança o recurso às curvas estabelecidas para $d/H_0 = 8$.

7.2. Taludes Rugosos

7.2.1. ESPRAIAMENTO RELATIVO EM FUNÇÃO DA DECLIVIDADE

As curvas que traduzem a evolução do espraioamento com a declividade, para mantos ENR 2x300/2x30 (figs. 5.23., 5.24. e 5.25.) e ENR 2x150/2x30 (figs. 5.26. e 5.27.), evidenciam configurações idênticas às já obtidas para taludes lisos. Exceptua-se o caso de $\cot \alpha = 3.0$ (fig. 5.25), em que as curvas das três profundidades relativas d/H_0 apresentam um decrescimento inicial até que se reúnem num troço comum $R_u/H_0 = 1.05 H_0/gT^2$.

As curvas para taludes rugosos, não diferenciadas por profundidades relativas, exibidas pelo S.P.M. (C.E.R.C. 1975, 1977), apresentam configurações distintas das obtidas no canal 3, bem como valores de espraioamento relativo muito inferiores. Só em reduzidos domínios e apenas para $d/H_0 = 8$, se obtiveram valores R_u/H_0 da mesma ordem de grandeza.

No capítulo 4.3.2. é indicada a origem das curvas apresentadas pelo S.P.M.. É ainda referida a larga divulgação e utilização, a nível de projectistas, das mesmas curvas. O perfil tipo do modelo utilizado na sua derivação apresenta uma cota de núcleo $h_c \approx 0,75 d$. O núcleo é coroado por uma espessa camada de enrocamento bastante permeável. Neste perfil tipo e no facto de apenas ter sido ensaiada uma única profundidade $d = 0,61$ m, poderá residir a acentuada discrepância encontrada, comparativamente aos resultados do canal 3.

Torna-se manifesto que o emprego indiscriminado das curvas apresentadas pelo S.P.M. pode ter, ou já tem tido, consequências não determinadas e que previsivelmente consistirão num maior erro ou maior dificuldade no ante-projecto de uma obra marítima de taludes.

7.2.2. QUANTIFICAÇÃO DE r EM FUNÇÃO DA DECLIVIDADE E PROFUNDIDADE RELATIVA

No capítulo 4.3. foi introduzido o parâmetro adimensional r , definido como o coeiente entre o valor do espraioamento num talude rugoso e o valor do espraioamento num talude liso de igual inclinação, para as mesmas condições de agitação incidente.

Este parâmetro foi sugerido por Hunt em 1959, para permitir estimativas do espraioamento em taludes rugosos, em condições de agitação não ensaiadas. Durante largos anos admitia-se que r dependeria predominantemente do tipo de blocos do manto exterior e do n° . de fiadas deste manto. Daí resultava o seu extraordinário interesse prático.

O parâmetro r é actualmente aceite e utilizado internacionalmente. O relatório final da Comissão Internacional para o estudo dos efeitos das ondas (Anexo ao boletim n° . 25 vol. III 1976 P.I.A.N.C.) induz a sua aplicação.

O capítulo 4.3. contém quadros resumos de valores de r , provenientes de laboratórios e fontes bibliográficas diversas, respeitantes a diques de taludes e a revestimentos. Os valores mais recentes e detalhados figurados nesses quadros, nomeadamente os do C.E.R.C. (1979), já denotam uma preocupação em considerar outros factores tradicionalmente ignorados (relatório P.I.A.N.C. citado) aquando da quantificação de r .

Assim, nos valores de r a aplicar em diques de taludes (cap. 4.3.2.), o C.E.R.C. (1979) faz uma distinção entre $h_0/d < 0,75$ e $0,75 < h_0/d < 1,1$. No primeiro caso, para valores de $\cot \alpha$ variáveis entre 1,25 e 5,0 e profundidades relativas $d/H_0 < 3$ e $d/H_0 = 3, 5$ e 8, o projectista pode dispor de suficientes informações que o habilitem, em pré-dimensionamento, a estabelecer comparações e quantificações iniciais. Porém, para estruturas com cotas de núcleo mais elevadas ($0,75 < h_0/d < 1,1$), é apresentado um único valor ($r = 0,52$) para todas as situações de ângulos de talude e agitação incidente.

No sentido de tentar colmatar esta insuficiência, os resultados experimentais das estruturas ensaiadas no canal 3 do LNEC, foram objecto de um tratamento para a obtenção de valores de r , o qual possibilitou a elaboração do quadro 7.1..

Desde logo se torna patente que o valor $r = 0,52$ é demasiado optimista para $\cot \alpha = 1,5$ e $\cot \alpha = 2,0$. Apenas para $\cot \alpha = 3,0$ e declividades H_0/gT^2 inferiores a 0,004, a sua utilização poderia ser recomendada.

Extrai-se do quadro uma segunda conclusão: não é correcto quantificar r sem atender ao ângulo de talude, profundidade relativa, declividade, perfil tipo e composição dos mantos. Em suma, o parâmetro r mostra-se dependente de factores inerentes à estrutura e à agitação, em grau idêntico à dependência manifestada pelo espraio relativo R_u/H_0 . Esta conclusão faz diminuir, mas não elimina, o interesse do parâmetro em causa.

É possível, no entanto, evidenciar intervalos de declividade em que r permanece aproximadamente constante.

Os valores experimentais de r em análise, estão discriminados para duas dimensões dos blocos do manto exterior. O manto intermédio e o filtro são idênticos nos dois tipos de estruturas. No primeiro caso (ENR 2x300/2x30), a relação entre o peso dos blocos do manto intermédio e do manto exterior é de 1/10, podendo-se considerar um valor típico em obras projectadas. No segundo caso (ENR 2x150/2x30), atenuou-se essa proporção, fixando-a em 1/5.

Para uma dada declividade H_0/gT^2 , compreendida entre 0,0013 e 0,004, e para os três ângulos de talude estudados, r mostra-se decrescente com o crescimento da profundidade relativa. Para $H_0/gT^2 > 0,004$ não é concludente o decrescimento ou crescimento de r com a profundidade relativa.

No respeitante à evolução de r com a declividade, para a mesma profundidade relativa, detecta-se o seguinte:

$d/H_0 = 3$	$\cot \alpha = 1,5; 2,0$	r decresce com o aumento da declividade, mantendo-se constante para $H_0/gT^2 > 0,007$.
	$\cot \alpha = 3,0$	r cresce com o aumento da declividade.

H_o/gT^2		.0013	.0015	.002	.003	.004	.005	.006	.007	.008	.009	.01	MANTOS
$\cot \alpha = 1,5$	$d/H_o = 3$			.67	.68	.67	.66	.64	.62	.61	.61	.61	ENR 2x300/2x30
				(.72)	(.72)	(.69)	(.68)	(.67)	(.65)	(.64)	(.64)	(.64)	(ENR 2x150/2x30)
	$d/H_o = 5$	.63	.66	.68	.65	.64	.64	.64	.64	.64			ENR 2x300/2x30
		(.67)	(.68)	(.70)	(.68)	(.68)	(.69)	(.69)	(.69)	(.69)			(ENR 2x150/2x30)
$\cot \alpha = 2,0$	$d/H_o = 8$	.56	.56	.56	.58	.59	.60						ENR 2x 30/2x30
		(.66)	(.67)	(.68)	(.69)	(.70)	(.71)						(ENR 2x150/2x30)
	$d/H_o = 3$			.71	.66	.62	.60	.58	.57	.57	.58	.58	ENR 2x300/2x30
				(.71)	(.66)	(.62)	(.60)	(.60)	(.60)	(.60)	(.61)	(.62)	(ENR 2x150/2x30)
$\cot \alpha = 3,0$	$d/H_o = 5$	.66	.67	.65	.60	.59	.58	.56	.54	.53			ENR 2x300/2x30
		(.67)	(.67)	(.65)	(.60)	(.60)	(.60)	(.59)	(.57)				(ENR 2x150/2x30)
	$d/H_o = 8$	.54	.55	.56	.57	.58							ENR 2x300/2x30
		(.55)	(.55)	(.56)	(.58)	(.59)							(ENR 2x150/2x30)
$\cot \alpha = 3,0$	$d/H_o = 3$			.51	.50	.53	.57	.61	.66	.70	.75	.80	ENR 2x300/2x30
	$d/H_o = 5$	.45	.46	.47	.49	.53	.58	.62	.67	.70			ENR 2x300/2x30
	$d/H_o = 8$	.45	.44	.46	.51	.55	.60						ENR 2x300/2x30

QUADRO 7.1. VALORES EXPERIMENTAIS DE $r = (R_u/H_o)$ t. rugosos/
(R_u/H_o) t. lisos, EM FUNÇÃO DA DECLIVIDADE E DO ÂNGULO DE TALUDE

$d/H_0 = 5$	$\cot \alpha = 1,5; 2,0$	r aparenta atingir um máximo para H_0/gT^2 entre 0,0015 e 0,002, passando então a decrescer com o aumento de declividade. Para $\cot \alpha = 1,5$ mantem-se constante para $H_0/gT^2 > 0,003$.
	$\cot \alpha = 3,0$	r cresce com o aumento da declividade.
$d/H_0 = 8$	$\cot \alpha = 1,5; 2,0; 3,0$	r aumenta com o aumento da declividade.

De notar que para $d/H_0 = 8$ e $\cot \alpha = 1,5$, obteve-se uma significativa diferença relativa ($\approx 18\%$) entre os valores de r associáveis aos dois tipos de manto exterior. A fig. 5.26. mostra as duas curvas $R_u/H_0 = f(H_0/gT^2)$, de onde foram derivados aqueles valores de r . As correspondentes figuras apresentadas no Anexo III, evidenciam o reduzido número de pontos experimentais considerados para aqueles casos. Não se encontrou uma explanação plausível para tal diferença e a mesma não foi confirmada noutros casos estudados (CUBOS).

A tipicidade de comportamento de $r = f(H_0/gT^2)$ para $\cot \alpha = 3,0$, face aos dois outros taludes poderá ser genericamente explicada por alterações no tipo de rebentação, condições de reflexão e de escoamento, com a diminuição do ângulo de talude.

7.2.3. QUANTIFICAÇÃO DE r EM FUNÇÃO DE ξ_0

Analogamente ao concluído em relação a taludes lisos, a leitura da fig. 7.3. permite deduzir que o parâmetro ξ_0 não é suficiente para traduzir, por si só, os resultados experimentais do espraçamento em taludes rugosos e permeáveis.

Para taludes (ii) ENR 2x150/2x30, as curvas $r = f(\xi_0)$ apresentam configurações semelhantes, mas valores ligeiramente superiores aos indicados na fig. 7.3. e que se referem a (i) ENR 2x300/2x30. Eis uma ordem de grandeza dessas diferenças:

		$\frac{r_{(ii)} - r_{(i)}}{r_{(i)}}$
★ $d/H_0 = 3$	$\left\{ \begin{array}{l} \cot \alpha = 1,5 \\ \cot \alpha = 2,0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3 \text{ a } 7\% \\ 0 (\xi_0 > 3); 4\% (\xi_0 < 3) \end{array} \right.$
★ $d/H_0 = 5$	$\left\{ \begin{array}{l} \cot \alpha = 1,5 \\ \cot \alpha = 2,0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3 \text{ a } 7\% \\ 0 (\xi_0 > 3); 4\% (\xi_0 < 3) \end{array} \right.$
★ $d/H_0 = 8$	$\left\{ \begin{array}{l} \cot \alpha = 1,5 \\ \cot \alpha = 2,0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 14 \text{ a } 18\% (?) \\ 0 \text{ a } 2\% \end{array} \right.$

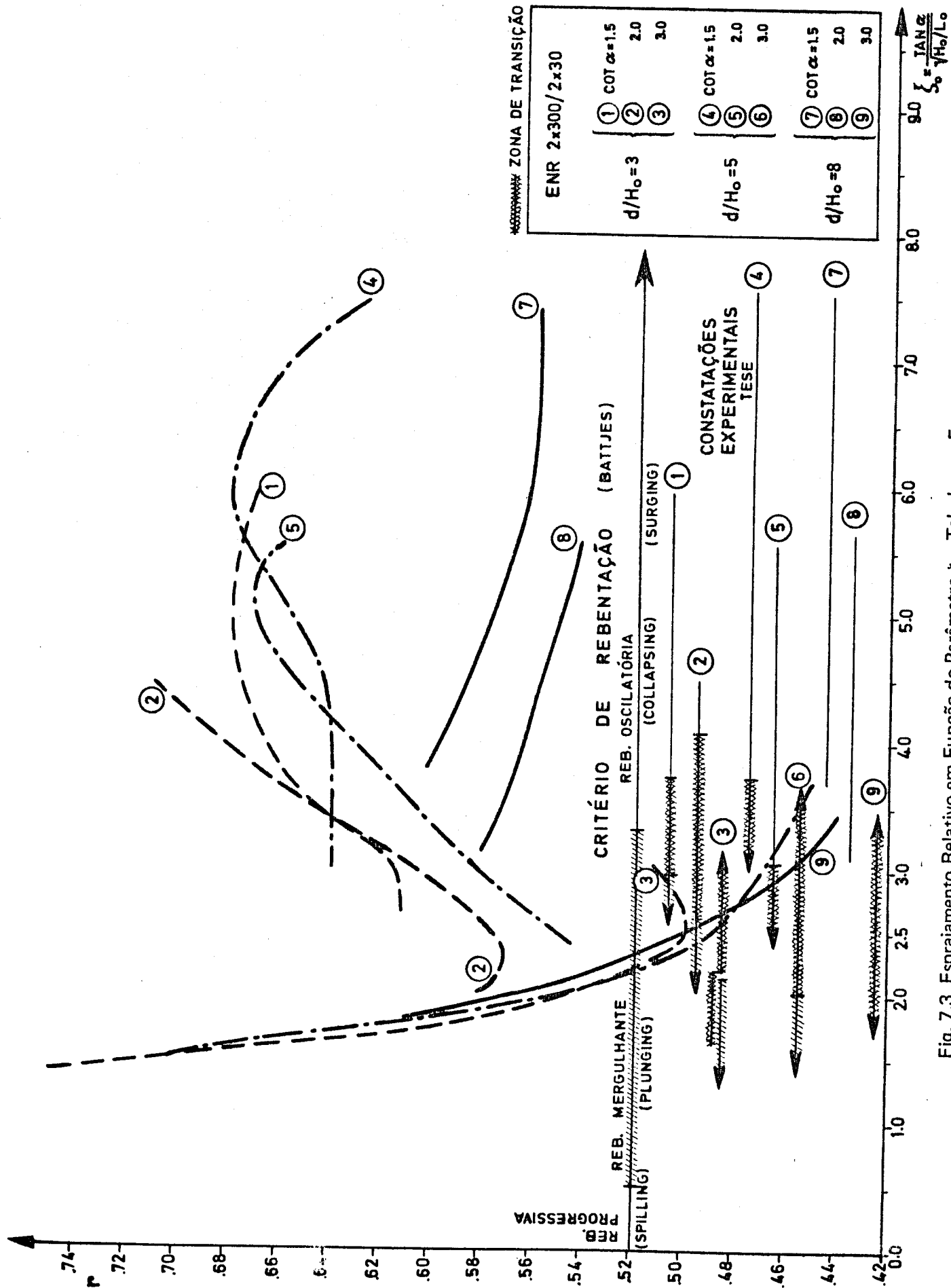


Fig. 7.3. Espreadimento Relativo em Função do Parâmetro ξ_0 . Taludes em Enrocamento

Dos três ângulos de talude ensaiados, apenas para $\cot \alpha = 3,0$ as curvas $r = f(\xi_0)$ não parecem depender da profundidade relativa se $1,5 < \xi_0 < 2,5$. Neste domínio e $\cot \alpha = 3,0$, pode-se indicar a relação $r = -0,2 \xi_0 + 1$.

A análise das figuras 5.23 e 5.27 não confirma a conclusão de P. Bruun (1977 C.E. 287 — 322) de que "em quebra-mares de enrocamento, o espraçamento (relativo) cresce continuamente com ξ , até $\xi = 4$, assumindo a partir de $\xi = 4$ um valor constante".

Para o domínio considerado, verifica-se sim um aumento do espraçamento relativo R_u/H_0 com o aumento de ξ (ou de ξ_0). Às situações de rebentação oscilatória correspondem espraçamentos relativos mais elevados do que nos casos de rebentação mergulhante.

7.2.4. CASOS TÍPICOS DE REBENTAÇÃO OBSERVADOS

A fig. 7.3. confronta o critério de rebentação de Battjes (cap. 2.) com as observações experimentais. Comparativamente à fig. 7.2., há a assinalar as seguintes diferenças:

- a zona de transição entre a rebentação mergulhante e a rebentação oscilatória, aparece compreendida entre $1,7 < \xi_0 < 4,0$. Como foi referido em 7.1.4., nesta zona de transição coexistem casos de rebentação mergulhante e rebentação oscilatória, bem como situações intermédias mal definidas;
- o emulsionamento ar-água é mais acentuado do que no caso do espraçamento em taludes lisos. Como consequência, torna-se mais difícil a fixação da cota de espraçamento bem como a distinção entre o "collapsing breaker" e o "surging breaker".

Também se sugere, a exemplo do anteriormente feito para paramentos lisos, a possível influência da profundidade relativa na caracterização do tipo de rebentação. Aliás, no cap. 2.3., foram citados os trabalhos de Jackson (1968) apresentando a variação da altura de onda na rebentação H_b , em função de d/L , na presença de um dique de taludes.

7.2.5. ESPRAÇAMENTO E ESTABILIDADE. RESSONÂNCIA

Verificou-se que as situações de agitação regular mais desfavoráveis sob o ponto de vista de espraçamento não são necessariamente coincidentes com as situações mais desfavoráveis em termos de estabilidade dos blocos. Esta, tradicionalmente avaliada através das fórmulas de Hudson, W.E.S. ou similares, é actualmente motivo de grande controvérsia, pelas limitações de que tais fórmulas enfermam.

Pelo motivo apontado, não se julgou propositado limitar os ensaios de espraçamento a alturas de onda correspondentes aos limites de estabilidade dos blocos colocados no modelo, ao contrário do que é frequente na literatura citada no capítulo 4.3..

As observações efectuadas sobre a estabilidade dos blocos durante os ensaios de espraimento, não serão objecto de tratamento nesta dissertação, já que obrigariam a assinaláveis desvios do caminho e objectivos inicialmente delineados.

As relações (i) entre os pesos dos blocos do manto exterior e intermédio, dos modelos ensaiados, são usuais do ponto de vista construtivo:

W_{EXT}/W_{INT}	W_{INT}/W_{EXT}
(i) ENR 2x300/2x30	1/10
(i) ENR 2x150/2x30	1/5
ENR 2x300/2x150	1/2
(i) ENR 2x150/5x30	1/5
ENR 2x60/5x30	1/2

Por outro lado, tendo ainda em mente aspectos construtivos, procurou-se cumprir o critério de Terzaghi na utilização do material dos filtros, a saber:

$$\frac{D_{85} \text{ filtro}}{D \text{ vazios manto}} > 2 \qquad 4 < \frac{D_{15} \text{ filtro}}{D_{15} \text{ núcleo}} < 20$$

$$\frac{D_{15} \text{ filtro}}{D_{85} \text{ núcleo}} < 5 \qquad \frac{D_{50} \text{ filtro}}{D_{50} \text{ núcleo}} < 25$$

Durante os ensaios foram observados fenómenos de ressonância sempre que uma onda incidente, iniciando uma rebentação mergulhante, atingia o pé da estrutura no momento em que a onda precedente atingia a situação de refluxo máximo.

O fenómeno em causa, através das condições cinemáticas e dinâmicas que envolve, além de se mostrar nitidamente desfavorável do ponto de vista de estabilidade dos blocos, comprometeu a fixação da cota do espraimento pelo emulsionamento ar-água associado. O seu estudo foi feito por Selivanov (1972), Skladnev e Popov (1969) e ainda por P. Bruun (1974, 1976).

7.2.6. NÚCLEO

O estudo experimental de Hedar (1960) sobre a influência da permeabilidade do núcleo na estabilidade e a conclusão tirada de que esta seria favorecida pelo aumento da permeabilidade do núcleo, sugeriu uma indagação semelhante em relação ao espraimento.

Para uma certa onda incidente, quanto maior for a permeabilidade do núcleo, supondo não variáveis as características dos mantos exteriores, tanto mais próximo se mantém do nível de repouso o nível da água no interior do núcleo, em situação de afluxo máximo da onda.

A fig. 5.28. compara curvas experimentais relativas a dois modelos com idênticas características de composição e construção, diferindo apenas um deles pela interposição de uma folha plástica flexível entre o núcleo e o filtro. Esta situação simula um núcleo totalmente impermeável, revelando um agravamento das cotas de espraio da ordem dos 4% a 8%, bem como uma não quantificada, mas nítida redução da estabilidade.

No entanto, não foi significativa nem sistemática, a diferença entre o espraio quantificado para o núcleo constituído pela gravilha $D_{50} = 6,5$ mm (fig. 5.18.) e entre um núcleo constituído por uma gravilha $D_{50} = 40$ mm, para a mesma solicitação e constituição dos mantos exterior e intermédio (ENR 2x300/2x30).

Esta conclusão justificou a consideração de apenas um tipo de material no núcleo dos diversos modelos. Em protótipo, o núcleo é, em geral, constituído por enrocamento não seleccionado e eventualmente por material de menores dimensões, apresentando características de permeabilidade um tanto imprevisíveis, mas possivelmente não muito variáveis de obra para obra. Só em canal gigante será possível aprofundar mais o estudo da influência da permeabilidade do núcleo no espraio.

7.2.7. MANTOS INTERMÉDIOS

As figuras 5.30. e 5.31. comparam, respectivamente para $d/H_0 = 3$ e $d/H_0 = 5$, resultados experimentais obtidos a partir de modelos idênticos ($\cot \alpha = 2,0$), diferindo apenas na espessura do manto intermédio ou filtro. Num caso (ENR 2x150/2x30), o filtro é constituído por duas fiadas de enrocamento de 30 g; no outro caso (ENR 2x150/5x30) o filtro é mais espesso, sendo constituído por cinco fiadas de elementos de 30 g.

Para $d/H_0 = 3$, os resultados obtidos não possibilitam qualquer conclusão quanto à influência, no espraio relativo, resultante do aumento da espessura do filtro. Os respectivos hipotéticos efeitos estarão mascarados pelos limites de precisão experimental e possíveis efeitos de escala.

Para $d/H_0 = 5$, com o aumento da espessura da camada intermédia constata-se uma pequena redução (4%), embora sistemática, no espraio relativo, como seria teoricamente previsível.

Como é verificável através da fig. 7.3., para $\cot \alpha = 2,0$ e $d/H_0 = 3$ predomina a rebentação oscilatória do tipo "collapsing", a rebentação mergulhante e formas intermédias. Para $\cot \alpha = 2,0$ e $d/H_0 = 5$ há uma predominância da rebentação oscilatória do tipo "collapsing" bem como do tipo "surging". Poderá residir nesta dissemelhança uma explanação para as diferenças detectadas entre a fig. 5.30. e 5.31..

A importância do papel desempenhado pelas camadas intermédias ou filtros, é mais evidente na fig. 5.29.. A substituição de um filtro 2x30, por dois filtros 2x150 e 5x30, mantendo inalterado o manto exterior, conduziu, para todas as profundidades d/H_0 , a uma redução substancial do espraio relativo (6 a 14%). Essa redução é pouco substancial para $\xi_0 < 2,5$, a que corresponde rebentação mergulhante ou formas de rebentação intermédias entre mergulhante e "collapsing breaker".

As figs. 5.32. e 5.33., enquadram uma sequência de resultados experimentais obtidos para $\cot \alpha = 2,0$ e $d/H_0 = 5$, obtidos a partir de modelos diferenciáveis pelas características do manto exterior (considerado como "inexistente" no 3º. modelo):

1º. modelo ENR 2x150/5x30

2º. modelo ENR 2x60 /5x30

3º. modelo /5x30

O reduzido peso dos blocos do 2º. e 3º. modelos, obstou uma mais completa gama de resultados, por ocorrência de acentuada instabilidade de posicionamento de grande número de blocos por acção da agitação.

Para as mesmas condições de agitação averigua-se um aumento sistemático, embora pequeno (0 a 7,5%), do espreadimento relativo com a diminuição da dimensão dos blocos da camada exterior. A variação da rugosidade relativa será a causa dominante desta ocorrência.

7.3. Taludes com Manto Exterior Constituído por Cubos Normais ou Cubos Modificados

7.3.1. CUBOS NORMAIS

As curvas ajustadas pelo método dos mínimos quadrados, aos resultados experimentais, estão desenhadas nas figuras 5.34., 5.35. e 5.36.. Reportam-se a modelos de estruturas constituídos por núcleo, uma camada intermédia de enrocamento 2x30 e um manto exterior constituído por duas fiadas de cubos normais, de arestas pouco vivas e com colocação "uniforme".

Tem interesse estabelecer uma comparação com as curvas das figuras 5.23., 5.24. e 5.25., associadas a idênticas condições de ângulo de talude e profundidades d/H_0 , mas para taludes com ENR 2x300/2x30.

Para $\cot \alpha = 2,0$ e $3,0$, a semelhança entre a configuração de curvas homólogas é notória. Nestes casos, o espraçamento relativo começa por decrescer com o aumento da declividade, atinge uma zona em patamar e recomeça a decrescer para valores de declividade mais elevados.

Para $\cot \alpha = 1,5$ e $d/H_0 = 5$ e 8 , a variação do espraçamento relativo com a declividade é pouco significativa. A curva correspondente a $d/H_0 = 3$ evidencia um mínimo relativo para $H_0/gT^2 = 0,005$. Esta última situação pode ser explicada, por analogia com o que se passa em idêntica curva obtida para taludes lisos, atendendo a diferentes influências de fenómenos não lineares e tipos de rebentação.

Para os mesmos ângulos de talude, profundidades d/H_0 e declividades H_0/gT^2 , o espraçamento relativo revela-se, em todos os casos, maior para taludes com manto exterior constituído por cubos normais de 155 g (4 cm de aresta) do que por enrocamento de 300 g ($D_{50} = 5,6$ cm) ou por enrocamento de 150 g ($D_{50} = 4,4$ cm). A camada intermédia e o núcleo possuíam idênticas características nos três casos.

Apesar de a porosidade avaliada experimentalmente revelar-se ligeiramente diferente entre os mantos de cubos e os mantos de enrocamento, a existência de uma importante área total plana no caso dos cubos, poderá ser a razão determinante no agravamento do espraçamento relativo.

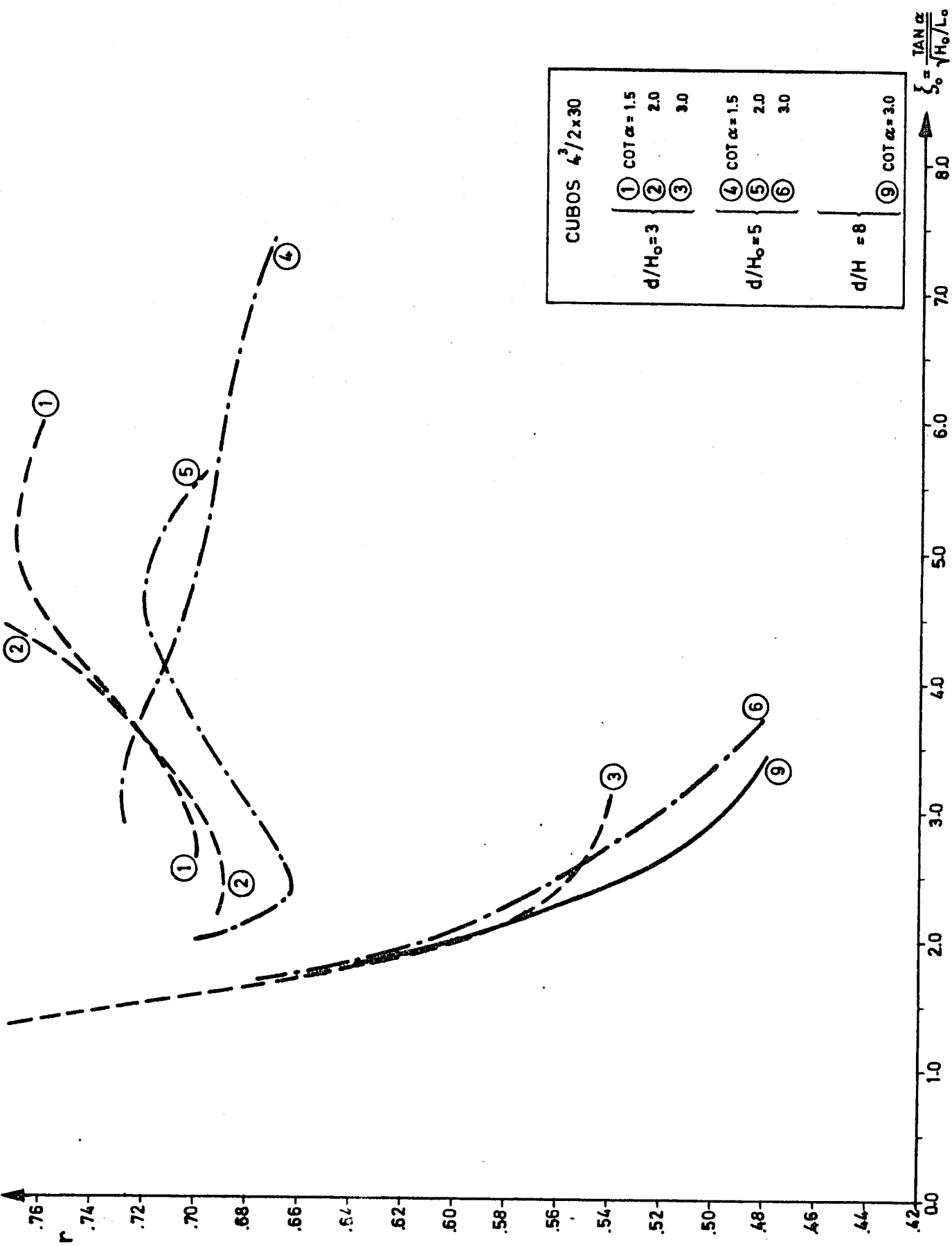
O quadro 7.2. reúne valores experimentais de r em função da declividade e do ângulo de talude, os quais, comparados com os valores do quadro 7.1. comprovam o que foi revelado. Fica pois um pouco mais completo o resumo de valores de r , apresentado no capítulo 4.4., com origem em diversas fontes bibliográficas.

No respeitante à evolução de r com a declividade, para a mesma profundidade relativa d/H_0 , as conclusões qualitativas que se extraem do quadro 7.2., são muito semelhantes às observadas para taludes de enrocamento (cap. 7.2.2.). Exceptua-se o caso de $\cot \alpha = 1,5$ e $d/H_0 = 5$. Mais uma vez se detecta um comportamento peculiar para $\cot \alpha = 3,0$, face a $\cot \alpha = 1,5$ e $2,0$.

As curvas $r = f(\xi_0)$ (fig. 7.4.) mostram, quando comparadas com as da fig. 7.3., configurações semelhantes. Tal como no caso de taludes em enrocamento, apenas para $\cot \alpha = 3,0$ as curvas $r = f(\xi_0)$ parecem não depender da profundidade relativa se $1,5 < \xi_0 < 2,5$.

	H_o/gT^2	.0013	.0015	.002	.003	.004	.005	.006	.007	.008	.009	.01	Mantos
cota=1,5	$d/H_o = 3$			.76	.77	.73	.73	.74	.71	.70	.70	.70	Cubos 4 ³ /2x30
	$d/H_o = 5$	.67	.68	.69	.70	.71	.72	.73	.73	.73			
	$d/H_o = 8$	.73	.74	.75	.75	.77	.77						
cota=2,0	$d/H_o = 3$			.78	.72	.71	.70	.70	.69	.69	.69	.70	"
	$d/H_o = 5$	.70	.71	.72	.70	.69	.69	.69	.66	.63			
cota=3,0	$d/H_o = 3$			.54	.55	.58	.62	.66	.70	.73	.76	.80	"
	$d/H_o = 5$	.48	.49	.52	.55	.59	.64	.67	.71	.73			

QUADRO 7.2. VALORES EXPERIMENTAIS DE $r = (R_u/H_o)$ t. cubos/(R_u/H_o) t. lisos
EM FUNÇÃO DA DECLIVIDADE E DO ÂNGULO DE TALUDE
MANTOS CONSTITUIDOS POR CUBOS

Fig. 7.4. Espreadimento Relativo em Função do Parâmetro ξ_0 . Manto Constituído por Cubos Normais

7.3.2. CUBOS MODIFICADOS

Os cubos modificados ensaiados possuem 4,5 cm de aresta (arestas pouco vivas). Em cada face dispõem de uma ranhura de secção transversal semi-circular, com 1,2 cm de diâmetro.

A sua colocação, em duas fiadas, pode ser subjectivamente classificada como "uniforme". As características do núcleo e camada intermédia não diferiram das características empregues nos modelos com cubos normais. Apenas foi ensaiado um ângulo de talude: $\cot \alpha = 2,0$.

As figs. 5.37. e 5.38. comparam as curvas ajustadas, para os resultados com cubos modificados e com cubos normais, verificando-se, no primeiro caso, uma redução de cerca de 12% no espraimento relativo. Porém, como entre os dois modelos de blocos cúbicos há uma diferença de 0,5 cm no comprimento das arestas, o citado valor percentual não poderá ser, com segurança, imputável exclusivamente à influência das ranhuras.

7.4. Espraiamento Absoluto

Para melhor perspectivar a evolução e importância dos parâmetros intervenientes no espraiamento, considerou-se preferível apresentar os resultados experimentais sob uma forma gráfica. O recurso a fórmulas simples obrigaria a simplificações e erros indesejáveis. A tentativa de desenvolvimento de um reduzido número de fórmulas "completas", englobando todos, ou a maioria, dos parâmetros investigados, não poderá ser coroada de êxito, face ao número de parâmetros em causa, à sua complexidade e à nebulosidade que continua a pairar sobre muitos dos aspectos aflorados.

As figuras 5.19. a 5.38. evidenciam curvas $R_U/H_0 = f(H_0/gT^2)$ para $d/H_0 = \text{constante}$, mas por transformação simples é possível conhecer famílias de curvas $R_U/H_0 = f(H_0/gT^2)$ para $d/gT^2 = \text{constante}$ ou $d/L_0 = \text{constante}$ ($d/L_0 = 2\pi d/gT^2$).

Com efeito, para um dado valor da abcissa $H_0/gT^2 = k_1$ e escolhendo uma curva $d/H_0 = k$ ($k = 3, 5$ ou 8), então $d/gT^2 = k H_0 k_1/H_0 = k k_1$. Resta unir pontos a que correspondam os mesmos valores d/gT^2 .

A fig. 5.24. mostra que as curvas $R_U/H_0 = f(H_0/gT^2)$, para $d/gT^2 = \text{constante}$, aparentam atingir um valor máximo, mas não é muito clara a evolução para $d/H_0 < 3$.

Com o auxílio das rectas $R_U/gT^2 = \text{constante}$ conclui-se que o espraiamento absoluto R_U é máximo, supondo uma dada profundidade d e um período T , para a declividade de onda máxima possível, sem que a onda rebente antes de atingir a estrutura.

7.5. Características do Escoamento

Durante o fenómeno do refluxo observou-se um aumento de inclinação da superfície livre da cunha de água que se havia espreado sobre o talude, até igualar aproximadamente o ângulo de talude.

Através da visualização do movimento de pequenos detritos em suspensão na água, constatou-se uma acentuada modificação do campo de velocidades nos últimos instantes do refluxo, coincidindo frequentemente com o início do afluxo da onda sucedânea. Tal modificação pode ser caracterizada pelo aparecimento de importantes componentes da velocidade e aceleração, perpendiculares ao talude e não raramente produzia pequenas oscilações ou até deslocamentos dos blocos. Estas condições de escoamento são pois importantes do ponto de vista de estabilidade.

Popov (Coastal Eng. Conf. 1980) apresenta resultados laboratoriais sobre características da turbulência na vizinhança de taludes submersos ($\cot \alpha$ entre 5 e 15).

Battjes e Roos (1976), na sequência de tentativas de interpretação do significado físico de ξ (Battjes 1974), dão conta de medições e observações experimentais obtidas durante os fenómenos de espraçamento e do refluxo de ondas periódicas com rebentação sobre taludes lisos. De entre as características do escoamento examinadas figuram a espessura da "cunha" de água acima do nível de repouso, as velocidades médias das partículas, a velocidade de avanço da cunha de água sobre o talude ($\cot \alpha = 3, 5$ e 7) e a duração do fenómeno do espraçamento.

Estas características, encaradas como variáveis dependentes, foram trabalhadas de uma forma adimensional pela introdução das características H e L_0 da onda incidente e da aceleração da gravidade g .

Os autores citados evidenciam a importância do parâmetro ξ , mas acabam por reconhecer que o fenómeno do espraçamento de ondas com rebentação sobre taludes lisos é mais complexo do que inicialmente haviam inferido a partir da fórmula de Hunt.

A investigação das características do escoamento e forças desenvolvidas em toda a zona afectada pela subida e descida da onda, incluindo o interior da estrutura, exige equipamento e meios financeiros adequados. Este tema tem merecido o interesse de vários investigadores, nomeadamente Battjes e Roos (1976) e P. Bruun e Johannesson (1974).

Os últimos autores citados, após desenvolverem um programa experimental e simples modelos matemáticos, dão uma descrição e interpretação física do fenómeno, socorrendo-se ainda de redes de escoamento para hipotéticas "condições estacionárias".

7.6. Set-Up

O set-up é a sobrelevação do nível médio da água, em relação ao nível de repouso, originada pelo transporte de massa de água em direcção à costa por acção da ondulação ($\bar{\eta} =$

$$= \frac{1}{T} \int \eta \, dt).$$

Para ondas e taludes a que correspondam parâmetros ξ extremamente baixos ($\xi \approx 0,1$ a $0,3$, segundo Battjes 1974), e uma rebentação prolongada, o set-up, pode influenciar o espraçamento e a o refluxo pois origina uma maior profundidade média das águas junto à estrutura, possibilitando uma modificação das condições de rebentação nas proximidades ou sobre o talude.

Le Méhauté e Webb (1966), Bowen (1968), Hwang (1970), Jonsson (1979), Battjes (1974) e Van Dorn (1976) debruçaram-se sobre o fenómeno, bem como sobre o set-down (abaixamento do nível médio da água, em relação ao nível de repouso, que ocorre nas proximidades da linha de rebentação). O valor do set-down torna-se desprezável sob o ponto de vista de engenharia.

Nas condições de ensaio desenvolvidas no canal 3 (taludes com elevadas inclinações, valores de $\xi_0 \gg 0,3$) poder-se-á concluir que o set-up e o set-down não influenciaram significativamente o espraçamento e o refluxo.

7.7. Praia Antecedendo uma Obra de Taludes

Reconhece-se que a existência de uma praia, de inclinação $1/m$, antecedendo uma obra de taludes, pode ter influência no espraçamento.

Os estudos publicados, mesmo para taludes e praias lisas, são escassos e cobrem uma pequena gama de inclinações $1/m$.

Nos ensaios integrados nesta dissertação não se considerou este parâmetro, já que obrigaria a uma duração dos trabalhos experimentais incompatível ou exigiria uma menor gama de variação dos parâmetros efectivamente considerados.

No entanto, a influência deste parâmetro pode ser mais exaustivamente encarada aquando do desenvolvimento de ensaios para uma determinada obra de talude.

7.8. Refluxo Máximo

O interesse prático da quantificação do refluxo máximo (run-down) está relacionado com o estudo da estabilidade de um quebra-mar de taludes.

As curvas $R_d/H_o = f(H_o/gT^2)$ traçadas na figg. 7.5. (taludes ENR 2x150/2x30) evidenciam um decrescimento de R_d/H_o com o aumento da declividade (ou com a diminuição de ξ_o). Para taludes ENR 2x300/2x30 obtiveram-se curvas quase coincidentes com as da fig. 7.5.. Por uma questão de economia não são apresentados gráficos com os pontos experimentais obtidos para as diversas situações. Todas as cotas de refluxo máximo medidas situam-se abaixo do N.R. ($R_d > 0$), o que não contraria o critério de P. Bruun (1977) que prevê R_d negativos para $\xi < 2,2$ (valor experimental) ou $\xi < 1,6$ (valor teórico).

A bibliografia disponível não é pródiga quanto à quantificação do refluxo máximo. Citam-se as seguintes relações:

$R_u - R_d = 0,4 \xi$	$0,3 < \xi < 1,9$	Battjes (1974)
$R_d/H = 0,27 \xi$	$\begin{cases} 1,5 < \xi < 5,0 \\ d/H > 3 \end{cases}$	Gunbak (1976)

TESE:

$R_d/H_o = 0,162 \xi_o + 0,043$	$2,5 < \xi_o < 5,0$
	$d/H_o = 3 ; 5$
$R_d/H_o = 0,206 \xi_o - 0,19$	$3 < \xi_o < 6$
	$d/H_o = 8$

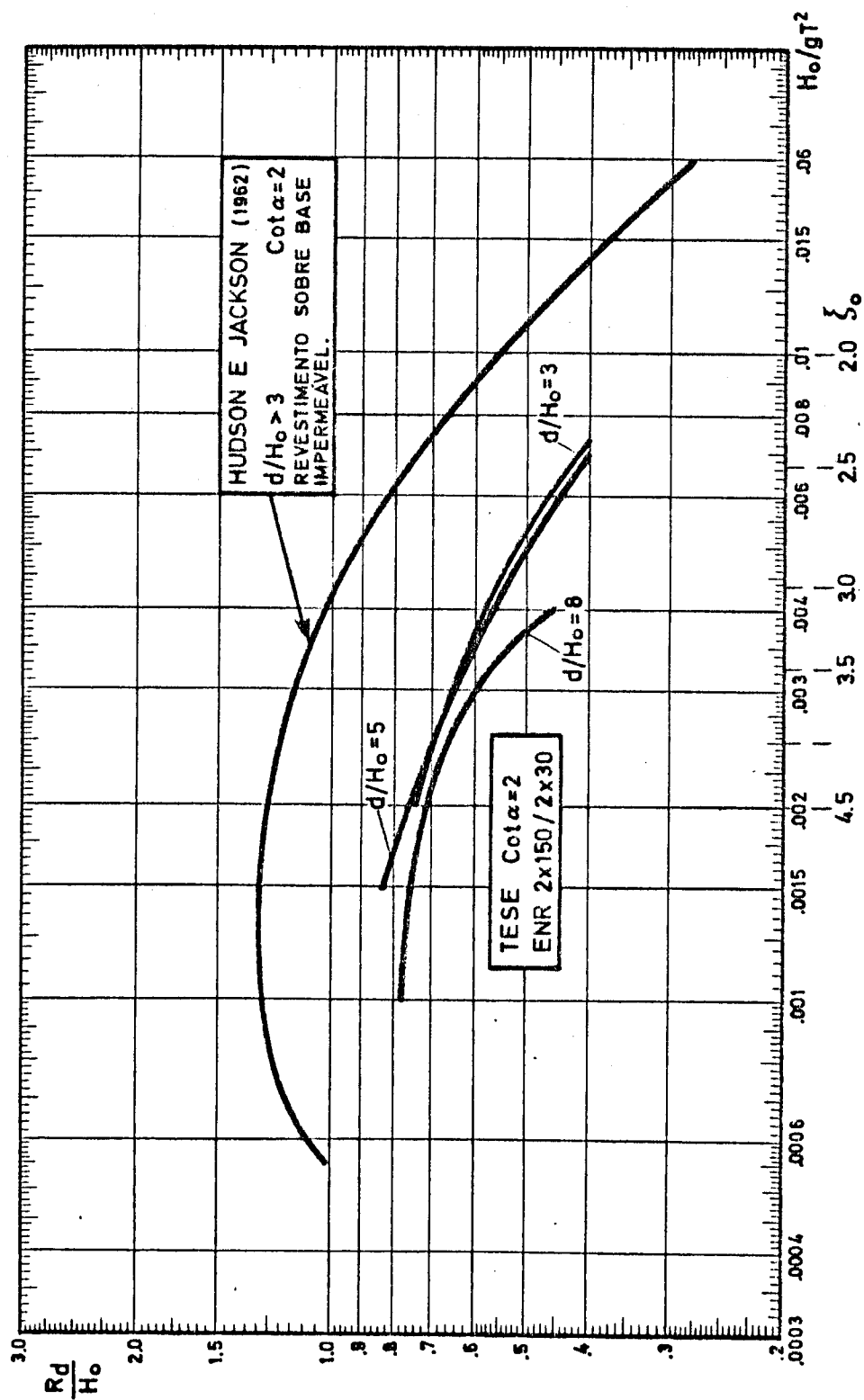


Fig. 7.5. Refluxo Máximo Relativo em Função da Declividade e do Parâmetro ξ_o

7.9. Extrapolação Prática dos Resultados Alcançados

Os resultados qualitativos e quantitativos produzidos através dos ensaios de espraçamento com ondas regulares, foram intencionalmente expressos através de parâmetros adimensionais.

Vejamos quais os hipotéticos valores de protótipo passíveis de serem trabalhados com o presente estudo. Para tal, admitamos três escalas típicas de modelação física de uma obra marítima de taludes:

- ★ 1/30 – escala desejável mas por vezes técnica e economicamente inviável.
- ★ 1/50 – escala corrente.
- ★ 1/70 – escala destinada a ensaios exploratórios.

Para cada uma destas escalas, os valores em protótipo da profundidade d , alturas de onda H e períodos T , correspondentes aos domínios ensaiados no canal 3 são:

$\underline{d}$ (cm)	1/30	1/50	1/70	<u>PROTÓTIPO</u>		
		$\underline{d}$ (m)				
55,5	16,7	27,8	38,9			
50,0	15,0	25,0	35,0			
43,5	13,1	21,8	30,5			
40,0	12,0	20,0	28,0			
34,0	10,2	17,0	23,8			
30,0	9,0	15,0	21,0			
25,0	7,5	12,5	17,5			
$\underline{H}$ (cm)		$\underline{H}$ (m)		$\underline{H}_0$ (m)		
20,0	6,0	10,0	14,0	6,5	10,9	15,2
15,0	3,6	7,5	10,5		(v. máximos)	
12,0	3,6	6,0	8,4			
10,0	3,0	5,0	7,0			
8,0	2,4	4,0	5,6		(v. mínimos)	
6,0	1,8	3,0	4,2	1,2	2,0	2,7
$\underline{T}$ (s)		$\underline{T}$ (s)				
1,25	6,9	8,8	10,5			
1,50	8,2	10,6	12,6			
1,68	9,2	11,9	14,1			
1,84	10,1	13,0	15,4			
1,96	10,7	13,9	16,4			
2,12	11,6	15,0	17,7			
2,36	12,9	16,7	19,8			
2,50	13,7	17,7	20,9			

Assim, tendo presente a discussão desenvolvida no capítulo referente a efeitos de escala, a aplicação dos resultados apresentados nesta dissertação ao estudo de uma obra de taludes na situação $d = 38,9$ m; $H = 14,0$ m e $T = 20,9$ s, só seria admissível a nível de uma fase inicial exploratória (Quadro 7.3.).

Mas para uma agitação em protótipo com $d = 16,7$ m; $H = 6,0$ m e $T = 6,9$ s (Quadro 7.3.), as curvas e quadros expostos poderão ser aplicados a nível de anteprojecto.

O mesmo se pode referir para $d = 17$ m, $H = 6$ m e $T = 10,5$ s já que, para esta situação, coexistindo resultados experimentais "efectuados às escalas" $1/30$, $1/50$ e $1/70$, foi efectuada uma análise dos possíveis efeitos de escala ocorridos.

O quadro 7.3. é elucidativo quanto a outras hipóteses.

Na fase de projecto, é imprescindível o apoio laboratorial para o desenvolvimento e pormenorização da solução adoptada, com aplicação de diversas situações de agitação regular e agitação irregular. Estes dois tipos de agitação deverão ser utilizados de uma forma complementar dado que o primeiro tipo tem, em relação ao segundo, uma apreciável experiência acumulada e é mais expedito.

Investigações em curso no Japão (Sawaragi 1977) com ondas regulares e irregulares, admitem a hipótese de que o espraçamento das ondas individuais do grupo de ondas irregulares é descrito por fórmulas obtidas para agitação regular o que, conjuntamente com outras hipóteses (H e T independentes, distribuição de Weibull para os períodos, distribuição de Rayleigh para as alturas de onda) possibilita a obtenção de funções densidade de probabilidade do espraçamento para ondas irregulares.

A possibilidade de modelação de sistemas de agitação com ondas irregulares representa um importante avanço no desenvolvimento da hidrodinâmica marítima. No entanto, o projectista terá de estar consciente do carácter aleatório e multi-direccional dos climas de agitação naturais, o que implica a necessidade de dispor de dados de agitação locais recolhidos ao longo de muitos anos de observação, se pretende efectuar extrapolações a longo prazo recorrendo a sofisticadas técnicas estatísticas. Presentemente, tais dados de agitação são, na maioria dos casos, bastante insuficientes.

A investigação sobre espraçamento, nos anos 80, deverá aperfeiçoar os estudos de agitação irregular iniciados nos últimos anos, dando particular atenção à questão da modelação de sequências de ondas e grupos de ondas.

Os resultados experimentais, quer sejam obtidos através de ensaios sistemáticos para uma grande diversidade de situações, quer através de ensaios específicos sobre o modelo da obra a projectar, não devem ser acriticamente aplicados. A experiência, a sensibilidade e a análise do comportamento de protótipos de características semelhantes, enriquecem a intervenção do projectista.

8. SÍNTESE E CONCLUSÕES FINAIS

1 — O interesse no aprofundamento do estudo da *rebentação da onda*, motivado pela crescente importância deste fenómeno hidrodinâmico e insatisfação em relação aos conhecimentos teóricos e experimentais disponíveis, foi evidenciado através da referência no cap. 2. a estudos clássicos e a trabalhos em curso ou muito recentemente divulgados (1980).

A inexistência de uma adequada teorização e a dificuldade de abordagem experimental de tal tema, são essencialmente imputáveis à não linearidade dos fenómenos hidrodinâmicos, ao emulsionamento (escoamento heterogéneo) presentes na rebentação e ao grande número de parâmetros envolvidos.

Nos ensaios de espraimento (figs. 7.1., 7.2. e 7.3.), evidenciaram-se vários casos intermédios de rebentação que não tornam aconselhável a fixação de fronteiras rígidas de separação entre os tipos habitualmente citados na bibliografia. O *critério de rebentação de Battjes*, quando confrontado com as constatações experimentais para taludes lisos e rugosos, *mostra-se razoavelmente adequado* à caracterização dos tipos de rebentação, a menos da verificação de uma importante *zona de transição* entre a rebentação mergulhante e a rebentação oscilatória ($2.2 < \xi_0 < 4.5$ taludes lisos; $1.7 < \xi_0 < 4.0$ taludes rugosos). *Sugere-se uma influência da profundidade relativa na caracterização da rebentação; essa possível influência não poderá ser exclusivamente expressa através do parâmetro ξ .*

As futuras investigações deverão continuar a ser orientadas no sentido do estudo de:

- influência na rebentação da presença de uma estrutura em taludes, tendo como principais parâmetros a configuração, a rugosidade e a porosidade da estrutura.
- intensidades de turbulência, emulsionamento, campos de velocidades e pressões durante as fases de rebentação.

Tendo o presente estudo incidido sobre ondas regulares, não foi analisada a influência, na rebentação, de *sequências de ondas* de características distintas. Este tema é bastante complexo, pelo que o nível de conhecimentos é ainda embrionário.

Prevendo-se a curto prazo a adaptação, no canal 3 do LNEC, de um túnel de vento apropriado, seria interessante um estudo comparativo entre espraimentos e rebentação de ondas geradas simplesmente por batedor, com espraimentos e rebentação quando àquelas mesmas ondas se faz sobrepor diferentes *regimes de vento*.

2 — A perspectiva revelada no cap. 3 sobre *estudos teóricos* publicados em relação ao *espraçamento*, evidencia uma *insuficiência de tratamentos teóricos disponíveis*, como consequência da *dificuldade em descrever analiticamente a intervenção não linear dos parâmetros envolvidos, da sua complexidade, do não completo esclarecimento da interacção existente entre os mesmos e das condições fronteiras*.

Os modelos matemáticos de espraçamento conhecidos apresentam-se muito simplificados e com profundos desvios em relação à realidade física. A sua aplicação terá de ser necessariamente dirigida a casos muito restritos e as conclusões a retirar terão sobretudo um carácter qualitativo. No entanto, constituem um encorajamento para o desenvolvimento futuro de modelos matemáticos mais elaborados, possibilitando uma complementarização na exploração dos modelos físicos. Torna-se importante dar um carácter pluridisciplinar às equipas de investigadores que desempenharão tal tarefa, para que os referidos desvios em relação à realidade física possam ser atenuados.

3 — No capítulo 4 apresenta-se uma análise crítica de *estudos experimentais* publicados sobre *espraçamento*, bem como quadros resumo e figuras consideradas representativas e de interesse prático. Nesta análise são contemplados taludes lisos com e sem obstáculos salientes, quebra-mares de enrocamento, revestimentos em enrocamento, estruturas com manto exterior em blocos artificiais e estruturas com paramento exterior não plano.

Os tipos de modelos, as dimensões características das instalações experimentais, as técnicas de ensaio, os domínios das variáveis estudadas e o tratamento dos resultados apresentam *diferenças significativas entre os diversos laboratórios e investigadores*, o que pode explicar divergências qualitativas e quantitativas nas conclusões apresentadas pela bibliografia da especialidade. Para possibilitar comparações mais seguras, considera-se como vantajosa uma *tentativa de normalização dos ensaios de espraçamento*, embora se reconheça a *dificuldade* de efectivação de tal tarefa.

No entanto, há pelo menos um certo número de *princípios que poderiam ser observados* nos ensaios bidimensionais de espraçamento com ondas regulares e que frequentemente não o são. Destacam-se os seguintes, os quais foram detalhados no cap. 5:

- especificação do modelo de estrutura ensaiada, condições de ensaio e tratamento aplicado
- medição das características da agitação incidente, sem a "presença" do modelo
- implantação do modelo na secção do canal onde previamente se procedeu à calibração do gerador e registo das características das ondas
- utilização de um batedor dotado de movimento de rotação e translação
- realização de registos e leituras do espraçamento apenas até ao momento em que as ondas reflectidas no modelo e no batedor alcançam novamente o modelo

- conveniência em cobrir gamas tão largas quanto possível dos parâmetros adimensionais intervenientes, comuns a diferentes profundidades de água.
- acompanhamento dos registos dos ensaios com observações visuais
- utilização de parâmetros adimensionais, no tratamento e apresentação dos resultados
- não aplicação indiscriminada da teoria linear (Airy), fora do seu domínio de aplicabilidade, na determinação das características da agitação em profundidade ilimitada.

A detecção, nos estudos de calibração e de caracterização das ondas geradas no canal 3 do LNEC, de *importantes assimetrias do perfil da superfície livre em relação ao plano de repouso* e nível médio, sugeriu a necessidade de caracterização da onda incidente através de parâmetros para além de H , T e d .

Foi então tentado e abandonado por não produtivo, um tratamento em que se diferenciava a altura da crista ou da cava, através de diversos parâmetros adimensionais. Em sua substituição concretizou-se um *tratamento não linear na determinação das características das ondas em profundidade ilimitada*. A quase totalidade das publicações referentes ao espraçamento experimental considera um tratamento linear ou é omissa sobre o assunto.

Concluiu-se ser necessário seleccionar, caso a caso, a teoria adequada, pelo que foi efectuada uma *verificação experimental dos domínios de aplicabilidade de algumas teorias de ondas*. Os respectivos resultados estão expressos nas figuras 5.9. a 5.15.

4 — O panorama apresentado, comparativo de *ensaios* de estruturas marítimas de taludes, realizados *a escalas diferentes* mas seguindo técnicas e condições de ensaio idênticas, não se revelou tão profíquo, quanto seria desejável, em termos de conclusões e quantificação dos *efeitos de escala*.

As razões deste relativo insucesso são várias e foram apresentadas:

- escassez de valores experimentais satisfazendo as referidas condições
- dificuldades de leitura da cota do espraçamento em superfícies muito rugosas
- dificuldades de isolar os efeitos de escala de outros efeitos (fenómenos não lineares, erros experimentais, balanceamentos, reflexões, rebentação, profundidade relativa)
- dificuldades em isolar as componentes dos efeitos de escala globais.

Apesar de tudo, será aquele método que, com maiores probabilidades poderá, a curto ou médio prazo, lançar luz sobre o problema dos efeitos de escala.

Dados estatísticos recentes (National Research Council, Canada, 1980) revelam a existência, em todo o mundo, de pelo menos 16 canais de profundidade igual ou superior a 2 m, incluindo canais gigantes para ensaios a grandes escalas. Muitos destes canais ainda estão em fase de calibração ou em fase inicial de exploração, constituindo um indicador precioso do interesse que presentemente despertam os *efeitos de escala* e uma *aposta no seu estudo e minimização através de canais de dimensões superiores às dimensões convencionais*.

A *programação de ensaios sistemáticos de espraimento em canal gigante* terá de ser mais restrita, em termos de variáveis a considerar, face a idênticos programas em canais convencionais. O elevado investimento de construção e exploração, não possibilitam uma exclusividade de tempo de ocupação em investigação básica. Porém, o volume de materiais em jogo para a construção do modelo e variação de parâmetros construtivos ($\cot \alpha$, característicos dos mantos, etc.), tempos de arranque, paragem, calibração e estabilização associados à grande inércia do sistema, tempos de reparação de equipamento, impõem delongas nos trabalhos muito superiores às necessárias a um canal de dimensões médias.

A *recolha de dados de protótipo* é um objectivo que se impõe, com acuidade, para ser possível estabelecer correlações entre valores experimentais e de protótipo, face às limitações e simplificações inerentes a qualquer modelo físico. A influência da acção local do vento no espraimento poderá ser mais convenientemente analisada.

Programas de campo só serão possíveis com *adequada aparelhagem* de medição. A *escolha dos locais é delicada*, já que os mesmos não poderão ser excessivamente afectados por perturbações e fenómenos do tipo refacção e difracção.

Das conclusões apontadas sobre os modelos matemáticos de espraimento conhecidos, resulta que a possibilidade de quantificar os efeitos de escala a partir de *estudos teóricos* não parece ser possível a curto ou médio prazo.

Os *efeitos de escala não podem constituir uma preocupação sobrevalorizada* face a outros problemas, possivelmente mais graves, com que se debate o projectista de uma obra marítima de taludes. *Não devem no entanto deixar de ser uma preocupação do experimentador e do projectista.*

5 — Os estudos experimentais desenvolvidos no âmbito desta dissertação incidiram sobre blocos de enrocamento e cubos ou seja, blocos em que o "funcionamento por imbricamento" não é relevante face ao "funcionamento por gravidade". Foram considerados três ângulos de talude e fixados *domínios experimentais* tendo em atenção *futuras aplicações práticas* e limitações de equipamento experimental e tempo disponível.

A observação das curvas $R_u/H_0 = f(\xi_0)$ (cap. 5.) e $r = f(\xi_0)$ (figs. 7.2., 7.3. e 7.4.) possibilita as seguintes conclusões, para o domínio estudado:

- para uma mesma declividade, o espraimento relativo diminui com o aumento da *profundidade relativa* d/H_0 .
- a influência deste parâmetro é notória, ao contrário do que haviam concluído outros autores
- para uma mesma profundidade d/H_0 , o espraimento relativo diminui com o aumento da declividade. Às situações de *rebentação oscilatória* correspondem espraimentos relativos mais elevados
- as curvas $R_u/H_0 = f(H_0/gT^2)$, para taludes rugosos, evidenciam *configurações idênticas* às obtidas para taludes lisos.
- o parâmetro r *mostra-se dependente de factores inerentes à estrutura e à agitação, em grau idêntico à dependência manifestada pelo espraimento relativo*. É possível, no entanto, evidenciar intervalos de declividade em que r permanece aproximadamente constante (quadro 7.1.). *Esta conclusão atenua, mas não elimina, o interesse prático de r .*
- a *tipicidade* do comportamento de $r = f(H_0/gT^2)$ para $\cot \alpha = 3,0$, face aos outros dois ângulos de talude, poderá ser genericamente explicada por alterações no tipo de rebentação, condições de reflexão e de escoamento no afluxo e refluxo da onda, com a diminuição do ângulo de talude
- o *emulsionamento* ar-água observado no afluxo da onda em taludes rugosos é mais acentuado do que no caso de taludes lisos, o que dificulta a fixação da cota de espraimento, bem como a distinção entre os diversos tipos de rebentação
- a fixação da cota de espraimento em condições de ressonância (estabilidade) foi também comprometida pelo importante emulsionamento ar-água associado. Aquele fenómeno mostrou-se nitidamente desfavorável sob o ponto de vista de estabilidade dos blocos
- o parâmetro ξ_0 *não é suficiente para caracterizar, por si só, o espraimento em taludes lisos e rugosos*, ao contrário do sugerido em diversa bibliografia
- a *fórmula de Hunt* $R_u/H = \xi$, é verificada experimentalmente apenas em *domínios muito restritos* de espraimento e apenas para *rebentação mergulhante*
- não foi confirmada a conclusão de P. Bruun (1977) de que "em quebra-mares de enrocamento, o espraimento relativo cresce continuamente com ξ , até $\xi = 4$, assumindo então um valor constante";

- as situações de agitação regular mais desfavoráveis sob o ponto de vista de espraçamento não são necessariamente coincidentes com as situações mais desfavoráveis em termos de estabilidade dos blocos. Por este motivo não se circunscreveram os ensaios de espraçamento a alturas de onda correspondentes aos limites de estabilidade dos blocos, ao contrário do que é frequente na literatura citada no cap. 4
- o espraçamento absoluto máximo de ondas regulares, para uma dada profundidade d e período T , ocorre para a declividade de onda máxima possível sem que a onda rebente antes de atingir a estrutura
- reconhece-se que a existência de uma *praia de inclinação* $1/m$, antecedendo uma obra de taludes, influencia o espraçamento. Este parâmetro não foi considerado pelas razões expostas em 7.7., mas compreende-se que assim seja, dada a influência de $1/m$ na deformação e rebentação da onda.

A simulação de um *núcleo totalmente impermeável* revelou, para restantes condições idênticas, um agravamento das cotas de espraçamento da ordem dos 4 % a 8 %, bem como uma não quantificada, mas nítida, redução da estabilidade.

Na prática, face a tantas indefinições e imprecisões, poderá concluir-se ser diminuída a importância relativa de permeabilidade do núcleo.

Não foi significativa, nem sistemática, a diferença entre o espraçamento quantificado em modelos com núcleos constituídos por gravilhas $D_{50} = 6,5$ mm e $D_{50} = 4,0$ mm. Esta conclusão, autorizou a consideração de apenas um tipo de material no núcleo dos diversos modelos. Só em canal gigante será possível aprofundar mais o estudo da influência da permeabilidade do núcleo no espraçamento.

Foram efectuadas tentativas de quantificação da importância desempenhada pelas características dos mantos exteriores (enrocamento, cubos) e dos filtros, no espraçamento (7.2.7.)

Os valores de r provenientes de diversas fontes bibliográficas que habitualmente aparecem tabelados e que foram resumidos nos quadros 4.1., 4.2. e 4.3., são valores médios correspondentes a um certo número de declividades ensaiadas. Pelas razões oportunamente expostas, devem ser encaradas como reserva, particularmente em relação a *mantos com blocos artificiais*. Neste caso são pertinentes as considerações apresentadas no cap. 4.4..

Os valores experimentais de r (quadro 7.1.) completam um pouco mais o quadro 4.1. referente a diques de taludes, já que através deste último quadro, o projectista não dispõe de informações que habilitem um pré-dimensionamento de protótipos com alturas de núcleo elevadas ($h_c/d > 1$).

As curvas exibidas pelo C.E.R.C. nas várias edições do S.P.M. (1977), reproduzidas na fig. 4.3., têm tido larga divulgação e utilização a nível de projectistas. A sua origem foi indicada no cap. 4.3.2.. Suspeitas pontuais conferiam um exagerado optimismo às referidas curvas. Os ensaios no LNEC conduziram a valores de espraçamento relativo muito superiores e a curvas de configurações distintas das da fig. 4.3. Este facto é explicável por duas razões essenciais detalhadas em 7.2.1..

Ao contrário do modelo explorado no LNEC, o modelo do C.E.R.C. apresenta uma cota do núcleo $h_c = 0,75 d$, sendo coroado por uma espessa camada de enrocamento bastante permeável, pelo que os resultados a que conduziu *não podem ser indiscriminadamente extrapolados para todos os tipos de quebra-mares de taludes*.

Na fig. 7.5. ilustram-se curvas $R_d/H_0 = f(H_0/gT^2)$, de possível interesse prático para a quantificação do *refluxo máximo*.

A dissertação termina com considerações sobre a *extrapolação prática dos resultados alcançados*. São referidos hipotéticos valores de protótipo passíveis de serem trabalhados com o presente estudo a nível de fases iniciais exploratórias e ante-projecto. Defende-se, a nível de *projecto*, uma *aplicação complementar de técnicas de ensaio com agitação regular e agitação irregular*. É neste último domínio que deverão ser centralizados os esforços de investigação na década de 80.

BIBLIOGRAFIA

- ABECASSIS, F.; CASTANHO, J. P.; CARVALHO, J. R. — «A Previsão das Características das Ondas do Mar», Mem. 114, LNEC — 1957
- AHRENS, J. P. — «Large Wave Tank Tests of Riprap Stability», TM-51, U.S. Army, Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, Fort Belvoir, Va. — May 1975a.
- AHRENS, J. P. — «Wave Runup on a 1 on 10 Slope», MP 12-75, U.S. Army, Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, Fort Belvoir, Va. — 1975b
- AHRENS, J. P. — «Prediction of Irregular Wave Runup», U.S. Army, Corps of Engineers, C.E.R.C. — July 1977
- AHRENS, J. P. — «Irregular Wave Runup», Proc. Coastal Structures Conf. — 1979
- ÁLVARES RIBEIRO, A. — «Trabalhos Fluviais e Marítimos», Ed. L.H. FEUP — 1974-75
- ÁLVARES RIBEIRO, A. — «Quebra-Mar de Taludes», Ed. L.H. FEUP — 1979
- AMEIN, M. — «Bore Inception and Propagation by the Nonlinear Wave Theory», Proceedings 9th Conference Coastal Eng., Lisbon, p. 70-81 — 1964
- AMEIN, M. — «A Method for Determining the Behavior of Long Waves Climbing a Sloping Beach», Journ. of Geophysical Res., 71, nr. 2 — Jan. 1966
- ASBECK, W. F.; FERGUSON, H. A. and SCHOEMAKER, H. J. — «New Designs of Breakwaters and Seawalls With Special Reference to Slope Protection», 18th Int. Nav. Congress, Rome, Section II, Question I, p. 169-198 — 1953
- BATTJES, J. A. — «Run-up Distributions of Waves Breaking on Slopes», Proc. ASCE, 97 Nr. WW1, p. 91-114 — February 1971
- BATTJES, J. A. — «Surf Similarity», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1974
- BATTJES, J. A.; ROOS, A. — «Characteristics of Flow in Periodic Wave Run-up», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1976
- BENDYKOWSKA, G. — «Investigations in Height of Wave Run-up on Smooth Impermeable Steep Slope», Rozprawy Hydrotechniczne, 23, p. 99-106 — 1969
- BIÉSEL, F.; SUQUET, F. — «Les Appareils Générateurs de Houle en Laboratoire», La Houille Blanche, Vol 6 n^o. 2, 4, 5 — 1951
- BONDI, H. — «On the Problem of Breakers», Admiralty Computing Service, WA-2304-13 — 1943
- BOWEN, J. — «Have Set-down and Set-up», J. Geophys. Res. — 1968
- BRETSCHNEIDER, C.L. — «Wave Variability and Wave Spectra for Windgenerated Gravity Waves», Techn. Mem. n^o. 118, B.E.B., 192 pages — 1959
- BRILLOUET, G. — «Etude de Quelques Problèmes sur les Ondes Liquides de Gravité», Publ. Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, nr. 329, 145 pages — 1957

- BRUUN, P. — «Breakwaters for Coastal Protection», 18th Int. Nav. Congress, Rome, Section II, Question I, p. 5—43 — 1953
- BRUUN, P.; GÜNBÄK, ALI — «Hydraulic and Friction Parameters Affecting the Stability of Rubble Mounds», Boletim PIANC n^o. 24 — 1976
- BRUUN, P.; GUNBAK, ALI — «New Design Principles for Rubble Mounds», Coastal Eng. Conf. — 1976
- BRUUN, P.; GUNBAK, A. R. — «Stability of Sloping Structures in Relation to Risk Criteria in Design», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1977
- BRUUN, P.; JOHANNESSON, P. — «A Critical Review of Hydraulics of Rubble-Mound Breakwaters», British Hovercraft Corporation, Isle of Wight — 1977
- BRUUN, P. — «Common Reasons for Damage or Breakdown of Mound Breakwaters», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1979
- BUCCI, D.R. ; WHALIN, R.W. — «Runup Characteristics of Explosion-Generated Waves in Major Harbor Areas. Report 1: Wave Intrusion Into Monterey Harbor, California», TR N-69-4, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1969
- BUCCI, D.R. ; WHALIN, R. W. — «Runup Characteristics of Explosion-Generated Waves in Major Harbor Areas. Report 2: Methodology for Conducting Runup Tests in a Distorted Model and Wave Intrusion into San Diego Bay, California», TR N-69-4, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1970
- BULLOCK, G. N. — «A Study of the Run-up of Irregular Waves on Uniform Slopes», Univ. Southampton — 1968
- BURCHARTH, H. F. — «A Comparison of Nature Waves and Model Waves With Special Reference to Wave Grouping», Conf. on Coastal Eng. — 1980
- CAMFIELD, F. E. ; STREET, R. L. — «The Effects of Bottom Configuration on the Deformation, Breaking and Run-up of Solitary Waves», Proc. XIth. Conf. Coastal Eng., London, vol. I, p. 173—189 — 1968
- CAMFIELD, F. E. ; STREET, R. L. — «Observations and Experiments on Solitary Wave Deformation», Proc. Xth. Conf. Coastal Eng., Tokyo, Vol. I, p. 284—301 — 1966
- CARRIER, G. F. — «Gravity Waves on Water of Variable Depth», Journ. of F.I. Mech., 24, nr. 4, p. 641—659 — April 1966
- CARRIER, G. F. GREENSPAN, H. P. — «Water Waves of Finite Amplitude on a Sloping Beach», Journ. of F.I. Mech., 4, p. 97—109 — 1958
- CARSTENS, T., TORUM, A. ; TRÆTEBERG, A. — «The Stability of Rubble Mound Breakwaters Against Irregular Waves», Proc. 10th. Conf. Coastal Eng., Tokyo, Part II, p. 958—971 — 1966
- DAI, Y. B. ; JACKSON, R. A. — «Designs for Rubble-Mound Breakwaters, Dana Point Harbor, California», TR 2-725, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1966
- DAI, Y. B. ; KAMEL, A. M. — «Scale Effect Tests for Rubble-Mound Breakwaters», RR H-69-2, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1969

- DAUBERT, A. and WARLUZEL, A. — «Modèle Mathématique non Linéaire de la Propagation d'une Houle et de sa réflexion sur une Plage», Proc. 12th Congress I.A.H.R., Fort Collins, Colorado, Vol. 4, p. 291—196 — Sept. 1967
- DROGOSZ—WAWRZYNIAK, L. — «Calculation of Height of Wave Rushing up the Slopes and the Range of Slope Revetments», Archivum Hydrotechniki, 4, p. 323—336 — 1965
- DRUET, C.; BENDYKOWSKA, G. K., OLESZKIEWICZ, M. — «Scale Effects in Wave Reflection From Rubble Slopes», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1974
- ERCHINGER, H. F. — «Wave Run-up in Field Measurements With Newly Developed Instruments», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1976
- FONTANET, P. — La Houille Blanche, n^o. 1 e 2 — 1961
- FRANZIUS, L. — «Wirkung und Wirtschaftlichkeit von Rauheckwerken im Hinblick auf Den Wellenaufwurf», Citado pelo Tech. Adv. Committee, The Hague — 1965
- FREEMAN, J. C. and LE MÉHAUTÉ, B. — «Wave Breakers on a Beach and Surges on a Dry Bed», Proc. ASCE, 90, nr. HY 2 — March 1964
- FRIEDRICHS, K. O. — «Water Waves on a Shallow Sloping Beach», Comm. Appl. Math., 1, p. 108—134 — 1948
- FUNKE, E. R. — «On the Synthesis of Realistic Sea States», Conf. on Coastal Eng. — 1980
- GRANTHEM, K. M. — «Wave Runup on Sloping Structures», Transactions of the American Geophysical Union, Vol. 34, n^o. 5 — 1953
- GREENSPAN, H. P. — «On the Breaking of Water Waves of Finite Amplitude on a Sloping Beach», Journ. of F l. Mech., 4, p. 330—334 — 1958
- HALL, J. V. and WATTS, G. M. — «Laboratory Investigation of the Vertical Rise of Solitary Waves on Impermeable Slopes», Techn. Mem. 33, B.E.B., U.S. Army Corps of Eng. — 1953
- HANSEN, J. B. — «Experimental Investigations of Periodic Waves Near Breaking», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1980
- HANSEN, J. B.; SVENDSEN, I. A. — Coastal Eng. Conf. Proc. — 1974
- HANSON, E. T. — «The Theory of Ship Waves», Proc. Roy. Soc. London A, 111, p. 491—529 — 1926
- HEDAR, P. A. — «Stability of Rock-Fill Breakwaters», Akademiforlaget, Suécia — 1960
- HENDERSON, F. M. — «Open Channel Flow», MacMillan, New York, 522 pages — 1966
- HENSEN, W. — «Modellversuche Zur Bestimmung des Einflusses», Citado pelo Tech. Adv. Committee, the Hague — 1955
- HERBICH, J. B.; SORENSEN, R. M. and WILLENBROCK, J. H. — «Effect of Berm on Wave Runup on Composite Beaches», Journal of the Waterways and Harbors Division, Vol. 89, n^o. WW2 — May 1963
- HO, D. V. and MEYER, R. E. — «Climb of a Bore on a Sloping Beach, part 1», Journal of F l. Mech., 14, p. 305—318 — 1962

- HO, D. V., MEYER, R. E. and SHEN, M. C. — «Long Surf», *Journal of Marine Research*, 21, nr. 3, p. 219–230 — 1963
- HOSOI, M. and MITSUI, H. — «Wave Runup on Sea Dikes Located in the Surf Zone or on the Shore», *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 6 — 1963
- HOSOI, M. and SHUTO, N. — «Run-up Height on a Single Slope Dike Due to Waves Coming Obliquely», *Coastal Eng. in Japan*, 7, p. 95 — 1964
- HUDSON, R. Y. — «Laboratory Investigation of Rubble-Mound Breakwaters», *Journal of the Waterways and Harbors Division*, Vol. 85, n^o. WW3 — Sept. 1959
- HUDSON, R. Y. — «Design of Quarry-Stone Cover Layers for Rubble-Mound Breakwaters», R.R. n^o. 2–2, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1958
- HUDSON, R. Y., ed. — «Concrete Armor Units for Protection Against Wave Attack; Report of Ad Hoc Committee on Artificial Armor Units for Coastal Structures», Miscellaneous Paper n^o. H-74–2, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1974
- HUDSON, R. Y. and DAVIDSON, D. D. — «Reliability of Rubble-Mound Breakwater Stability Models», *Second Annual Symposium on Modeling Techniques* — 1975
- HUDSON, R. Y. and JACKSON, R. A. — «Design of Riprap Cover Layers for Railroad Relocation Fills, Ice Harbor and John Day Lock and Dam Projects», Miscellaneous Paper 2–465, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1962
- HUDSON, R. Y.; JACKSON, R. A. and CUCKLER, R. E. — «Wave Runup and Over-Topping, Levee Sections, Lake Okeechobee, Florida», Technical Report n^o. 2–449, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1957
- HULSBERGN, C. H. — «Origin, Effect and Supression of Secondary Waves», *Coastal Eng. Conf. Proc.* — 1974
- HUNT, I. A., Jr. — «Design of Seawalls and Breakwaters», *Journal of the Waterways and Harbors Division*, Vol. 85, n^o. WW3 — Sept. 1959
- HWANG, L. S. — «Wave Set-up of Nonperiodic Wave Train and its Associated Shelf Oscillation», *J. Geophys.* — 1970
- HYDRAULICS RESEARCH STATION, WALLINGFORD: — «Hydraulics Research», p. 32–36 — 1966
- IRIBARREN, C. R. and NOGALES, C. — «Protection des Ports», Section II, Comm. 4, XVIIth Int. Nav. Congress, Lisboa — 1949
- IRIBARREN CAVANILLES, R. and NOGALES y OLANO, C. — «The Critical Slope Between Incipient Breaking and Reflecting of Waves», Translation n^o. 50–2, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, 1950: from *Talud Limite Entre la Rotura y la Reflexion de las Olas*, *Revista de Obras Públicas*, Madrid — Feb. 1950
- ISAACSON, E. — «Water Waves on a Sloping Bottom», *Comm. Pure and Appl. Math.*, 3, p. 1–32 — 1950
- IWAGAKI, Y., SAKAI, T. — «Shoaling of Finite Amplitude Long Waves on a Beach of Constant Slope», *Proc. Coastal Eng. Conf.* — Julho 1972
- IWAGAKI, Y.; SHIMA, A. and INOUE, M. — «Effects of Wave Height and Sea Water Level on Wave Overtopping and Wave Run-up», *Coastal Eng. in Japan*, 8, p. 141–151 — 1965

- JACHOWSKI, R. A. — «Interlocking Precast Concrete Block Seawall», Proceedings of the Ninth Conference on Coastal Engineering, p. 504–517 — 1964
- JACKSON, R. A. — «Design of Cover Layers for Rubble-Mound Breakwaters Subjected to Nonbreaking Waves», R.R. 2–11, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1968a.
- JACKSON, R. A. — «Limiting Heights of Breaking and Nonbreaking Waves on Rubble-Mound Breakwaters», TR H-68–3, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss. — 1968b.
- JEFFREY, A. — «The Breaking of Waves on a Sloping Beach», Zeitschr. Angew. Math. Phys., 15, p. 97–106, Zeitschr. Angew. Math. Phys., 16, p. 712 — 1965
- JOHNSON, J. W. — «Rectangular Artificial Roughness in Open Channels», Trans. A.G.U., 25 — 1944
- JONSSON, I. G., JACOBSEN, T. S. — «Set-down and Set-up in a Refraction Zone, Hyd. Eng. Tech. Univ. of Denmark — 1973
- KAMPHUIS, J. W. — «Friction Factor Under Oscillatory Waves», Journal of the Waterways Harbors and Coastal Eng. Division, Vol. 101, WW2 — May 1975
- KAPLAN, K. — «Generalized Laboratory Study of Tsunami Run-up», Tech. Memo. 60, B.E.B. — 1955
- KAPLAN, K. — «Design Problems Involved in Protection from Tsunamis», Proc. ASCE, 82, nr. WW3, Paper 968 — May 1956
- KATO, J. — «Shapes of Shore Structures (dikes) and its Damping Effect for Wave Forces, Especially on Wave Run-up and Wave Pressure», Coastal Eng. in Japan, 2, p. 73–84 — 1959
- KELLER, J. B. — «Tsunamis — Water Waves Produced by Earthquakes», Tsun.Hydrodyn. Conference, Honolulu, Hawaii — 1961
- KELLER, J. and KELLER, H. B. — «Water Wave Run-up on a Beach», Part II, Office of Naval Research, Wash. D. C., DDC, nr. AD 623136 — 1965
- KELLER, H. B., LEVINE, D. A. and WHITHAM, G. B. — «Motion of a Bore Over a Sloping Beach», Journ. of Fluid. Mech., 7, p. 302–316 — 1960
- KEULEGAN, G. H. and CARPENTER, L. H. — «Forces on Cylinders and Plates in an Oscillatory Fluid», Journal of Research. U.S. National Bureau of Standards, Vol. 60, n^o. 5 — 1958
- KIMURA, A. — «Statistical Properties of Random Wave Groups», Conf. on Coastal Eng. — 1980
- KISHI, T. — «Experimental Study of Wave Run-up on Sea Wall and Shore Slope», Journ. of Research. of Publ. Work Res. Inst., Tokyo, 3, Res. Paper 4, 7 pp. — 1958
- KISHI, T. — «Transformation, Breaking and Run-up of a Long Wave of Finite Height», Proc. 8th. Conf. on Coastal Eng., Mexico, p. 60–76 — 1962
- KISHI, T. and SAEKI, H. — «The Shoaling, Breaking and Run-up of the Solitary Wave on Impermeable Rough Slopes», Proc. Xth. Conf. Coastal Eng., Tokyo, vol. 1, p. 322–348 — 1966
- KOH, R. C. Y. and LE MÉHAUTÉ, B. — «Final Report; Volume II: Wave Runup State of the Art», Report S-245 B, National Engineering Science Company, Pasadena, Calif. — 1966

- KRAVTCHENKO, J., SANTON, L. — 7th. General Meeting I.A.H.R. 2 — 1957
- LEWY, H. — «Water Waves on Sloping Beaches», Bulletin of the American Math. Society, Vol. 52 — 1946
- LE MÉHAUTÉ, D. and MOORE, M. — «On the Wave Run-up of Solitary Waves», U.S. — Japan Cooperative Sci. Res. Seminars on Tsunami Run-up, Sapporo, Japan — April 1965
- LE MÉHAUTÉ, D., WEBB, L. M. — «Wave Set-up and the Mass Transport of Cnoidal Waves. National Eng. Science Co., Rep. n^o. 3 — 1966
- LE MÉHAUTÉ, B., KOH, R. C. Y. and HWANG, L. — «A Synthesis on Wave Runup», Journal of the Waterways and Harbors Division, Vol. 94, n^o. WW1 — 1968
- LE MÉHAUTÉ, B. — «On Non-Saturated Breakers and the Wave Run-up», Proc. 8th. Conf. Coastal Eng., Mexico, p. 77-92 — 1962
- MADSEN, O. S., WHITE, S. M. — «Energy Dissipation on a Rough Slope», Journal of the Waterways and Harbour Division, Proc. ASCE, Vol. 102, NWW — Feb. 1976
- MCCARTNEY, B. L. and AHRENS, J. P. — «Stability of Gobi Block Revetment to Wave Attack», TM-55, U.S. Army, Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, Fort Belvoir, Va. — Oct. 1975
- MORRIS, H. M. — «A New Concept of Flow in Rough Conduits», Trans. ASCE, 120, p. 373-410 — 1955
- MILLER, R. L. — «Experimental Determination of Run-up of Undular and Fully Developed Bores», Journal of Geophys. Res., 73, nr. 14, p. 4497-4510 — July 1968
- MICHE, R. — «Mouvements Ondulatoires de la Mer em Profondeur Constante ou Decroissante», Annales des Ponts et Chaussées, 114e Année — 1944
- MICHE, R. — «Le Pouvoir Réfléchissant des Ouvrages Maritimes Exposés à l'Action de la Houle», Annales des Ponts et Chaussées, 121 Année, p. 285-319 — May-June 1951
- MURAKI, Y., MORI, K. and MINAMI, E. — «Field Investigation of Wave Run-up and Wave Pressure on Breakwater», Coastal Eng. in Japan, 6, p. 115-121 — December 1963
- MURAKI, Y. — «Field Observations of Wave Pressure, Wave Run-up and Oscillations of Breakwater», Proc. 10th. Conf. Coastal Eng., Tokyo, Part I, p. 302-321 — 1966
- NAGAI, S., TAKADA, A. — «Relations Between the Run-up and Overtopping of Waves», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1972
- NASSER, M. S., CORQUODALE, J. A. — «Wave Motion in Rockfill», Journal of the Waterways Harbors and Coastal Eng. Division, Vol. 101, WW2 — May 1975
- NOVAIS BARBOSA, J. — «Hidráulica Geral», Ed. Lab. Hid. FEUP — 1976
- NUSSBAUM, P. J. and COLLEY, B. E. — «Dam Construction and Facing With Soil-Cement», Bulletin RD 010.01W, Portland Cement Association, Skokie, 111. — 1971
- O'BRIEN, M. P. and MORRISON, J. R. — «The Forces Exerted by Waves on Objects», Transactions, American Geophysical Union, National Research Council — National Academy of Sciences, Vol. 33, n^o. 1 — Feb. 1952
- PALMER, R. Q., WALKER, J. R. — «Honolulu Reef Runway Dike», Proceedings of the 12th Conference on Coastal Engineering — 1970

- PALMER, R. Q. — «Anatomy of a Plunging Breaker», Proc. Coastal Eng. Conference — 1976
- PENNEY, W. C. and PRICE, A. T. — «Finite periodic Stationary Gravity Waves in a Perfect Liquid, Part II, Some Gravity Wave Problems in the Motion of Perfect Liquids», Phil. Trans. Roy. Soc., London, A., 244, nr. 882, p. 254–284 — March 1952
- PEREGRINE, D. H.; COKELETE, E. D. — «The Fluid Mechanics of a Breaking Wave», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1980
- PERROUD, P. H. — «The Solitary Wave Reflection Along A Straight Vertical Wall at Oblique Incidence», Ph. D. Thesis, Univ. California — 1957
- PETERS, A. S. — «The Effect of a Floating Mat on Water Waves», Comm. on Pure and Applied Math., 3, p. 123–148 — 1950
- PETERS, A. S. — «Water Waves over Sloping Beaches and the Solution of a Mixed Boundary Value Problem for $\Delta\psi - k^2 \psi = 0$ in a Sector», Comm. Pure and Applied Math., 5, p. 87–108 — 1952
- POCKLINGTON, H. C. — «Standing Waves Parallel to a Plane Beach», Proc. Cambr. Phil. Soc., vol. XX, p. 308–310 — 1921
- P.I.A.N.C. — «Rapport Final de la Commission Internationale Pour l'Étude des Effects des Lames», Anexo ao Boletim n^o. 25, Vol. III — 1976
- RAICHLIN, F.; HAMMACK, J. L., Jr. — «Runup Due to Breaking and Nonbreaking Waves», Proceedings of the 14th Coastal Engineering Conference — 1974
- RAICHLIN, P. — «The Effect of Waves on Rubble-Mound Structures», Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 7, Annual Reviews, Inc. pp. 327–356 — 1975
- ROSEAU, M. — «Sur les Mouvements Ondulatoires de la Mer sur une Plage», C. R. Acad. Sci., Paris, 232, p. 211–213 and p. 479–481 — 1951
- ROSEAU, M. — «Contributions à la Theorie des Ondes Liquides de Gravité en Profondeur Variable», Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, nr. 275 — 1952
- SATO, S. and Kishi, T. — «Experimental Study of Wave Run-up on Seawall and Shore Slope», Coastal Eng. in Japan, 1, p. 39–43 — 1958
- SAVAGE, R.P. — «Model Tests of Wave Run-up for Hurricane Project», Bull. Beach Erosion Board, 11, nr. 1, p. 1–12 — 1957
- SAVAGE, R. P. — «Wave Runup on Roughened and Permeable Slopes», Journal of the Waterways and Harbors Division, Vol. 84, n^o. WW3 — May 1958
- SAVAGE, R. P. — «Laboratory Data on Wave Runup on Roughened and Permeable Slopes», TM-109, U.S. Army, Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Washington, D.C. — Mar. 1959
- SAVAGE, R. P. — «A Graphical Method for Checking the Design Height of Structures Subjected to Wave Run-up», The Annual Bulletin of the B.E.B., Wash., Dept. of the Army, 16, p. 1–5 — July 1961
- SAVILLE, T., Jr. — «Laboratory Data on Wave Runup and Overtopping on Shore Structures», TM-64, U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Washington, D.C. — Oct. 1955

- SAVILLE, T., Jr. — «Wave Runup on Shore Structures», Journal of the Waterways and Harbors Division, Vol. 82, n^o. WW2 — Apr. 1956
- SAVILLE, T., Jr. — «Wave Run-up on Composite Slopes», Proc. 6th Conf. Coastal Eng., Gainesville — 1958
- SAVILLE, T., Jr. — «Large-Scale Model Tests of Wave Runup and Overtopping, Lake Okeechobee Levee Sections», U.S. Army, Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Washington, D.C. — 1958
- SAVILLE, T., Jr. — Discussão do paper «Laboratory Investigation of Rubble-Mound Breakwaters, by R. Y. Hudson», Journal of the Waterways and Harbours Division, Proc. ASCE, Vol. 86, n^o. WW3 — Set. 1960
- SAVILLE, T., Jr. — «An Approximation of the Wave Run-up Frequency Distribution», Proc. 8th Conf. Coastal Eng., Mexico — 1962
- SAWARAGI, T., IWATA, K. — «On Wave Deformation After Breaking», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1974
- SAWARAGI, T., IWATA, K., MORINO, A. — «Wave Run-up Height on Gentle Slopes», Coastal Eng. in Japan, Vol. 20 — 1979
- SEELING, W. N. — «Effect of Breakwaters on Waves: Laboratory Tests of Wave Transmission by Overtopping», Proc. Coastal Structures Conf. — 1979
- SEELING, W. N. — «Maximum Wave Heights and Critical Water Depths for Irregular Waves in the Surf Zone», CERC. — Feb. 1980
- SHEN, M. C. and MEYER, R. E. — «Climb of a Bore on a Sloping Beach, parts 2 and 3», Journal of Fl. Mech., 16, p. 108—112 and p. 113—125 — 1963
- SHINOHARA, K. — «Studies on the Characteristics of Breakers and Wave Runup on Smooth and Artificially Roughened Slopes», Report of the Research Institute for Applied Mechanics, n^o. 11, Kyushu University, Japan, pp. 31—50 — 1958
- SHUTO, N. — «Run-up of Long Waves on a Sloping Beach», Coastal Eng. in Japan, X, p. 23—38 — December 1967
- SHUTO, N. — «Three-Dimensional Behaviour of Long Waves on a Sloping Beach», Coastal Eng. in Japan XI, p. 53—57 — December 1968
- SHUTO, N. — «Standing Waves in Front of a Sloping Dike», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1972
- SIBUL, OSWALD — «Flow Over Reefs and Structures by Wave Action», Trans. A.G.U. 36, nr. 1, p. 61—69 — February 1955
- SIBUL, O. and TICKNER, E. G. — «A Model Study of the Run-up of Windgenerated Waves on Levees With Slopes of 1:3 and 1:6», B.E.B., T.M. 67 — December 1955
- SIDOROWA, A. G. — «The Heights Reached by Waves on Banks», Summary in: Appl. Mech. Rev., 13, nr. 1551 — 1960
- SILVEIRA RAMOS, F. — Para o Estudo das Ondas na Rebentação — o Espraimento», Relatório LNEC — 1967
- SOLLITT, C. K., DEBOK, P. H. — «Large Scale Model Testing of Placed Stone Breakwaters», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1976
- SKLADNEV, POPOV, I. Y. — «Studies on Wave Loads on Concrete Slope Protections of Earth Dams», Proc. Symp. Res. Wave Action, Delft — 1969

- SORENSEN, R. M. and WILLENBROCK, J. H. — «A Study of the Effect of Horizontal Berm Variation on Wave Runup Upon a Composite Beach Slope», Project Report n^o. 35, Lehigh University, Fritz Laboratory, Bethlehem, Pa. — 1962
- STOA, P. N. — «Reanalysis of Wave Runup on Structures and Beaches», CERC Report — March 1978
- STOA, P. N. — «Revised Wave Runup Curves for Smooth Slopes», CERC Report — July 1978
- STOA, P. N. — «Wave Runup on Rough Slopes», CERC Report — July 1979
- STOKER, J. J. — «Surface Waves in Water of Variable Depth», Quarterly of Appl. Math., 5, nr. 1, p. 1–54 — 1947
- STOKER, J. J. — «The Formation of Breakers and Bores», Comm. on Pure and Appl. Math., 1, p. 1–87 — 1948
- STOKER, J. J. — «The Breaking of Waves in Shallow Water», Annals of the New York Academy of Sciences, 51, art. 3, p. 360–375 — 1949
- STOKER, J. J. — «Water Waves», Interscience Publishers, Inc., New York — 1957
- SUTHERLAND, A. J., SHARMA, J. N., SHEMDIN, O. H. — «Wave Run-up on a Simulated Beach», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1976
- TAIWAN HYDRAULIC LAB. — «Report on the Model Test of Sea Dike Cross-Section of Hsin-Chu Tidal Land», Water Res. Planning Commission, Bul. 6 — July 1963
- TAKADA, A., NAGAI, S. — «Relations Between the Run-up and Overtopping of Waves», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1972
- TAKADA, A. — «Estimation of Wave Overtopping Quantity Over, Sea-Walls», Proceedings of the 14th Coastal Engineering Conference — 1974
- TALIAN, S. F. and VESILIND, P. A. — «A Study of the Effect of Horizontal Berm Variation on Wave Runup Upon a Composite Beach Slope With Depth of Water Equal to Berm Height», Project n^o. 35 (Supplement), Lehigh University, Fritz Engineering Laboratory, Bethlehem, Pa. — 1963
- TAYLOR, G. I. — «An Experimental Study of Standing Waves», Proc. Roy. Soc. London, A, 218, nr. 1132, p. 44–59 — June 1953
- TECHNICAL ADVISORY COMMITTEE ON PROTECTION AGAINST INUNDATION — «Wave Runup and Overtopping», Government Publishing Office, The Hague, The Netherlands — 1974
- THORNTON, E. B., SMITH, R. M. — «Breaking Wave Criterion on a Sloping Beach», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1980
- TOGASHI, H., NAKAMURA, T. «An Experimental Study of Tsunami Run-up on Uniform Slopes», Coastal Eng. in Japan, Vol. 20 — 1977
- TOMINAGA, Y., HASHIMOTO, H. and SAKUMA, N. — «Wave Runup and Overtopping on Coastal Dikes», Proceedings of the 10th Coastal Engineering Conference, pp. 364–381 — 1966
- TRAMPUS, A. — «A Numerical Solution for the Wave Velocity Field Existing on an Underwater Portion of an Impervious Sloping Breakwater», Contract Report n^o. 2–117 (2 volumes), U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, CE, Vicksburg, Miss. — July 1965

- TRAMPUS, A. and WHALIN, R. W. — «A Solution for the Wave Velocity Field Existing on an Underwater Portion of an Impervious Sloping Breakwater», Contract Report n^o. 2-109, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, CE, Vicksburg, Miss. — Jan. 1964
- URSELL, F.; DEAN, R. G.; YU, U. S. — «Forced Small-Amplitude Water Waves. A Comparison of Theory and Experiments», Journal of Fluid Mechanics, Vol. 7, Part 3 — 1960
- U.S. ARMY, CORPS OF ENGINEERS, COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER — Shore Protection Manual, 3d ed., Vols. I, II and III, stock n^o. 008-022-00113-1, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. — 1966, 1977
- VAN DORN, W. G. — «Runup Recipe for Periodic Waves on Uniformly Sloping Beaches», Proceedings of the 10th Coastal Engineering Conference, pp. 349-363 — 1966
- VAN DORN, W. G. — «Boundary Dissipation of Oscillatory Waves», Journ. Fluid Mech. Vol. 24, 34-4 — 1966 e 1968
- VAN DORN, W. G., LE MEHAUTÉ, D. and HWANG, L. — «Final Report—Handbook of Explosion-Generated Water Waves; Vol. I — State of the Art», Report n^o. TC-130, Tetra Tech., Inc., Pasadena, Calif. — 1968
- VAN DORN, W. G. — «Set-up and Run-up in Shoaling Breakers», Proc. Coastal Engineering Conf. — 1976
- VANONI, V. A. and RAICHLIN, F. — «Laboratory Design—Studies of the Effect of Waves on a Proposed Island Site for a Combined Nuclear Power and Technology, Pasadena, Calif. — 1966
- VAN OORSCHOT, J. H. and D'ANGREMOND, K. — «The Effect of Wave Energy Spectra on Wave Run-up», Proc. 11th Conf. on Coastal Eng., London, Vol. I, p. 888-900 — 1968
- VELOSO GOMES, F. F. M. — «Estimates of Extreme Longitudinal Wave Loads Acting on a Ship», Univ. C. London, Ed. L. H. FEUP — 1975
- VELOSO GOMES, F. F. M. — «Scale Effects on Thrust Deduction Factor», Univ. C. London, Ed. L. H. FEUP — 1975
- VELOSO GOMES, F. F. M. — «Introdução à Hidrodinâmica Naval. 1a. Parte: Resistência Hidrodinâmica. Resistência de Onda», Ed. L. H. FEUP — 1977
- VERA-CRUZ, D. B. C., CARVALHO, J. J. R. — «On the Stability of Rubble-Mound Breakwaters», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1961
- VERA CRUZ, D. B. C. — «Propagação e Rebentação de Ondas», LNEC — 1962
- VERA CRUZ, D. B. C. — «Quebra-Mares de Talude. Galgamento e Espraçamento», LNEC — 1971
- VERA CRUZ, D. B. C. — «Quebra-Mares de Estrutura Mista. Estudo Experimental de Galgamentos», LNEC. Memória 378 — 1971
- WALLACE, N. R. — «Deformation of Solitary Waves, Part I: Reflection from a Vertical Wall», Report nr. URS 631-1, 56 p. — Oct. 1963
- WALLACE, N. R. — «Deformation of Solitary Waves, Part II: Shoaling», Report nr. URS 631-2 — May 1964
- WALLACE, N. R. — «Deformation of Solitary Waves on a 45° Slope», Specialty Conference on Coastal Engineering Santa Barbara — Oct. 1965

- WANG, F. C.; PURPURA, J. A.; CHIU, T. Y.; WANG, Y. W. — «Computer Algorithm of Wave Runup on Beaches», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1974
- WANG, H.; YANG, W. — «A Similarity Model for Breaking Waves in the Surf Zone», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1980
- WASSING, F. — «Model Investigations of Wave Run-up on Dikes Carried Out in the Netherlands During the Past Twenty Years», Proc. 6th Conf. Coastal Eng., Gainesville, F1a, Part IV, p. 700-714 — 1957
- WEBBER, N. B. and BULLOCK, G. N. — «The Runup of Waves on Sloping Faces — A Review of the Present State of Knowledge», Proceedings of Dynamic Waves in Civil Engineering — July 1970
- WEBBER, N. B. and BULLOCK, G. N. — «A Model Study of the Distribution of Run-up of Wind-generated Waves on Sloping Seawalls», Proc. 11th Conf. Coastal Eng., London, Vol. I, p. 870-887 — 1968
- WHALIN, R. W.; BUCCI, D. R.; STRANGE, J. N. — «Runup, Setup, and Stability of Intermediate Period Water-Waves at Monterey, California», Proc. Dynamic Waves in Civil Engineering, Ed. London — 1970
- WHITHAM, G. B. — «On the Propagation of Shock Waves Through Regions of Non Uniform Area or Flow», Journ. of Fl. Mech., 4, p. 337-360 — 1958
- WILSON, K. W.; CROSS, R. H. — «Scale Effects in Rubble-Mound Breakwaters», Proc. Coastal Eng. Conf. — 1972
- WU, J. — «Wind-Stress Coefficients and Scaling», von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series 19, Brussels — January 1970

ANEXO I
TEORIAS DE ONDAS UTILIZADAS EM ENGENHARIA MARÍTIMA

TEORIA LINEAR – SOLUÇÃO DE AIRY

Stokes (1847) propôs uma teoria irrotacional embora não tenha tido êxito total no seu desenvolvimento. A formulação de Airy é uma solução de 1a. ordem, utilizando apenas o primeiro termo, linear, de uma função potencial de velocidades.

Considere-se uma onda progressiva, bidimensional, propagando-se com uma velocidade C (celeridade) na direcção $\overline{OX}$, através de um fluido homogêneo, incompressível, não viscoso. Admite-se que a tensão superficial e o efeito de Coriolis são desprezáveis, a pressão ao longo da superfície livre é constante e uniforme, sendo a configuração da onda invariante no tempo e no espaço.

Supõe-se que o eixo $\overline{OX}$ pertence ao plano de repouso inicial (da superfície livre da água) e que a profundidade d é uniforme.

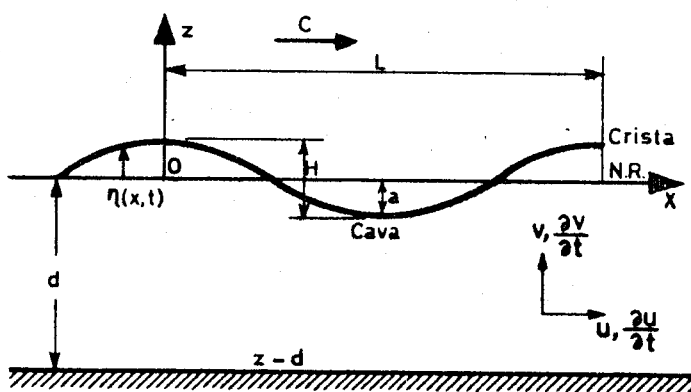


Fig. I. 1. Onda Sinusoidal. Convenções

POTENCIAL DE VELOCIDADES

Consideremos a seguinte função potencial de velocidades:

$$\phi(x, z, t) = A \cosh(k(z+d)) \sin(kx - \omega t)$$

Desde já designaremos k como o no. de onda e ω como a frequência de onda.

O referido potencial de velocidades satisfaz a equação de Laplace (a) e a equação fronteira (b), à profundidade $z = -d(x,y)$.

Com efeito:

(a) Mov. irrotacional $\nabla^2 \phi = 0$

(eq.da continuidade; formulação de Laplace)

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -A k^2 \cosh(k(z+d)) \sin(kx - \omega t)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = A k^2 \cosh(k(z+d)) \sin(kx - \omega t)$$

$$\Sigma = \nabla^2 \phi = 0 = \nabla^2 \psi$$

(b) Para uma fronteira rígida, ϕ deverá satisfazer a condição de «não passagem de fluido através da fronteira».

$$v = - \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=-d} = 0$$

APROXIMAÇÃO LINEAR

EQUAÇÃO DA SUPERFÍCIE LIVRE

A teoria linear é desenvolvida considerando a seguinte hipótese simplificativa: «amplitude de onda pequena em relação ao comprimento de onda».

Tal hipótese pressupõe que as velocidades das partículas e as elevações η da superfície livre são «pequenas».

A equação dinâmica, sob a forma de equação de Bernoulli é:

$$\frac{p}{\rho} = -gz - \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right] = -gz - \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} (u^2 + v^2)$$

(p designa a pressão e ρ a massa específica do fluido)

Então, a hipótese formulada permite desprezar os termos de segunda ordem. A condição fronteira da superfície livre para $z = \eta$ permite estabelecer:

$$(i) \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta = 0$$

sendo η o deslocamento vertical dos pontos da superfície livre em relação ao nível de repouso.

Por outro lado, a condição $p(x, z, t) = \text{constante}$ (a superfície livre é uma superfície equipotencial) possibilita:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} u + \frac{\partial p}{\partial z} v = 0$$

ou

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$$

Desprezando termos de segunda ordem e determinando as diversas derivadas parciais a partir da equação dinâmica, obtemos:

$$(ii) \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$$

Para a função ϕ considerada, então:

$$(i) \quad -w A \cosh(kd) \cos(kx - wt) + g \eta = 0$$

$$\text{ou} \quad \eta = \frac{wA}{g} \cosh(kd) \cos(kx - wt)$$

a equação da superfície livre é

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - wt) = a \cos \theta = \frac{H}{2} \cos \theta \quad (z = 0)$$

Trata-se de um perfil sinusoidal, duplamente periódico no tempo e espaço

$$(ii) \quad -A w^2 \cosh(kd) \sin(kx - wt) + g k A \sinh(kz) \sin(kx - wt) = 0$$

$$\text{ou} \quad w^2 = k g \tanh(kd)$$

Poderemos então reexpor a função potencial de velocidades:

$$\phi(x, z, t) =$$

$$= + \frac{ag}{w} \frac{1}{\cosh(kd)} \cosh(k(z+d)) \sin(kx - wt)$$

PARÂMETROS CARACTERÍSTICOS DO SISTEMA DE ONDAS

Os parâmetros que caracterizam este sistema de ondas são:

- comprimento de onda – L (distância horizontal entre cristas ou cavas sucessivas)
- período de onda – T (intervalo de tempo correspondente à passagem de duas cristas sucessivas por um ponto fixo localizado em OX, ou intervalo de tempo correspondente ao movimento aparente de uma crista ao longo de um comprimento de onda)
- celeridade – C (velocidade do movimento aparente das cristas)
- altura de onda – $H = 2a$ (distância vertical entre a crista e a cava)
- amplitude – a
- número de onda – $k = \frac{2\pi}{L}$
- frequência de onda – $w = \frac{2\pi}{T}$

ÓRBITAS DESCRITAS PELAS PARTÍCULAS

As componentes cartesianas da velocidade de uma partícula no plano do movimento, atendendo à suposta irrotacionalidade do mesmo, são:

Componente horizontal:

$$\begin{aligned}
 U &= \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{dx}{dt} = \\
 &= -\frac{ag}{w} k \frac{1}{\cosh(kd)} \cosh(k(z+d)) \cos(kx - wt)
 \end{aligned}$$

Componente vertical:

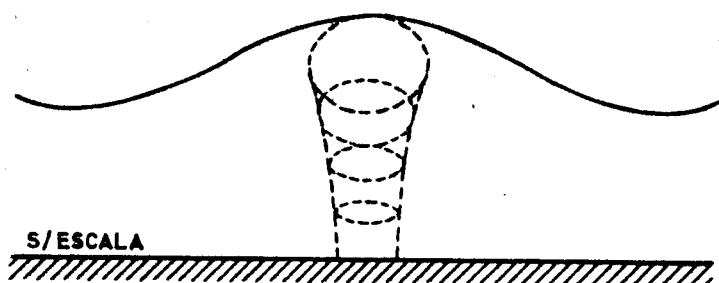
$$\begin{aligned}
 v &= \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{dz}{dt} = \\
 &= -\frac{ag}{w} k \frac{1}{\cosh(kd)} \sinh(k(z+d)) \sin(kx - wt)
 \end{aligned}$$

As componentes horizontal e vertical da aceleração de uma partícula no ponto (x,z) do fluido, são facilmente calculadas considerando $\frac{\partial u}{\partial t}$ e $\frac{\partial v}{\partial t}$, respectivamente.

A posição de qualquer partícula num instante t é dada por

$$x = \int_0^t \frac{\partial \phi}{\partial x} dt \quad \text{e} \quad z = \int_0^t \frac{\partial \phi}{\partial z} dt$$

Quadrando e somando obtém-se a equação de uma elipse



$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{z^2}{B^2} = 1$$

$$A = a \frac{\cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \quad (\text{semi-eixo maior})$$

$$B = a \frac{\sinh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \quad (\text{semi-eixo menor})$$

Fig. I. 2. Órbitas Elípticas

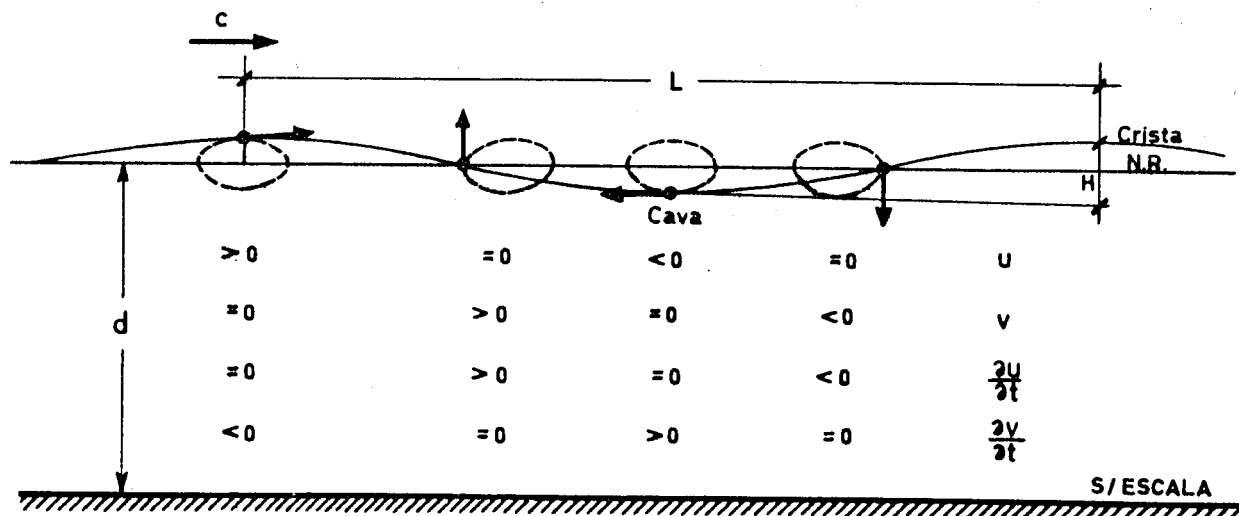
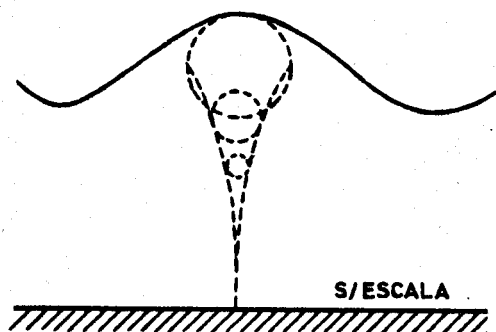


Fig. I. 3. Onda Sinusoidal. Componentes das Velocidades e Acelerações das Partículas

As partículas de água descrevem órbitas elípticas. O cociente entre o comprimento do eixo maior e o comprimento do eixo menor depende do cociente d/L .

— Em águas de grande profundidade relativa ($\frac{d}{L} > \frac{1}{2}$) (profundidade ilimitada).



$$kd = \frac{2\pi d}{L} > \pi, \text{ pois nesta situação } \sinh kd \approx \cosh kd$$

Portanto, à superfície ($z = 0$)

$$A = a = H_0/2$$

$$B = a = H_0/2$$

Fig. I. 4. Órbitas Circulares

A órbita é circular de raio $H_0/2$. Para qualquer valor de z a órbita é circular, mas o seu raio decresce com a aproximação do fundo, segundo a expressão

$$r = \frac{H_0}{2} e^{-k_0 z}$$

— Para pequenas profundidades relativas ($\frac{d}{L} < 0,05$) as órbitas são elipses muito pronunciadas. No caso limite ($\frac{d}{L} \rightarrow 0$), uma outra aproximação, proposta por Airy, tem lugar (teoria linear de ondas longas de oscilação).

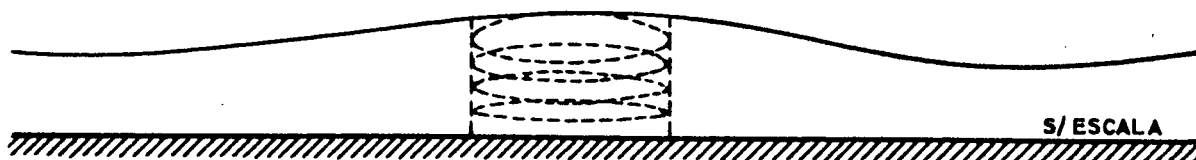


Fig. I. 5. Órbitas Elípticas para Profundidades Relativas muito Pequenas

CELERIDADE

Por definição:

$$c = \frac{L}{T} = \frac{w}{k} = \frac{\sqrt{kg \tanh(kd)}}{k} =$$

$$= \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}}; L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}$$

— para pequenas profundidades ($\frac{d}{L} < 0,05$)

$$\frac{d}{L} \rightarrow 0 \quad \tanh \frac{2\pi d}{L} \rightarrow \frac{2\pi d}{L} \quad C = \sqrt{gd} \quad (\text{expressão de Lagrange})$$

— Para grandes profundidades ($\frac{d}{L} > \frac{1}{2}$)

$$\frac{d}{L} \rightarrow \infty \quad C_0 = \sqrt{\frac{gL_0}{2\pi}} \quad L_0 = \frac{gT^2}{2\pi}$$

A equação da celeridade pode ser tratada por processos iterativos, pelo recurso a tabelas (Wiegel 1964), ou por aproximações como as apresentadas por ELIAS, P. (1971). Deste trabalho é de destacar a expressão:

$$L = \sqrt{\frac{2\pi d}{L_0}} \left(1 - k \frac{d}{L_0}\right) L_0$$

$$\text{em que:} \quad k = 1,052 \quad \frac{d}{L_0} \leq 0,10 \quad (\text{erro} < 0,1\%)$$

$$k = 1,049 \quad 0,10 \leq \frac{d}{L_0} < 0,15 \quad (\text{erro} < 0,3\%)$$

$$k = 1,041 \quad 0,15 \leq \frac{d}{L_0} < 0,20 \quad (\text{erro} < 1\%)$$

Numa zona costeira de fundos móveis, a acção da ondulação modificará a configuração do fundo e inversamente a configuração do fundo influencia a ondulação. Na maior parte dos casos práticos pode-se supor que a profundidade local $d(x,y)$ é constante ao longo de pequenos troços. Sendo assim, é possível calcular o comprimento de onda L em águas de profundidade d («falso» comprimento de onda) em função do comprimento de onda L_0 em águas profundas (comprimento de onda ao largo).

No entanto, embora haja variações no comprimento de onda, velocidade e altura de onda, supõe-se que o período T permanecerá constante.

Ao largo

$$C_0 = \frac{L_0}{T} \quad C_0 = \frac{gT^2}{2\pi}$$

No local

$$C = \frac{L}{T} \quad C = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}$$

$$\frac{L}{L_0} = \frac{C}{C_0} = \tanh \frac{2\pi d}{L} \quad \text{ou} \quad \frac{d}{L_0} = \frac{d}{L} \tanh \frac{2\pi d}{L}$$

VARIAÇÃO DA ALTURA DE ONDA

A partir de equações de energia é possível estabelecer a seguinte importante relação:

$$\left(\frac{H}{H_0} \right)^2 = \frac{\cosh^2 \frac{2\pi d}{L}}{\sinh \frac{2\pi d}{L} \cosh \frac{2\pi d}{L} + \frac{2\pi d}{L}}$$

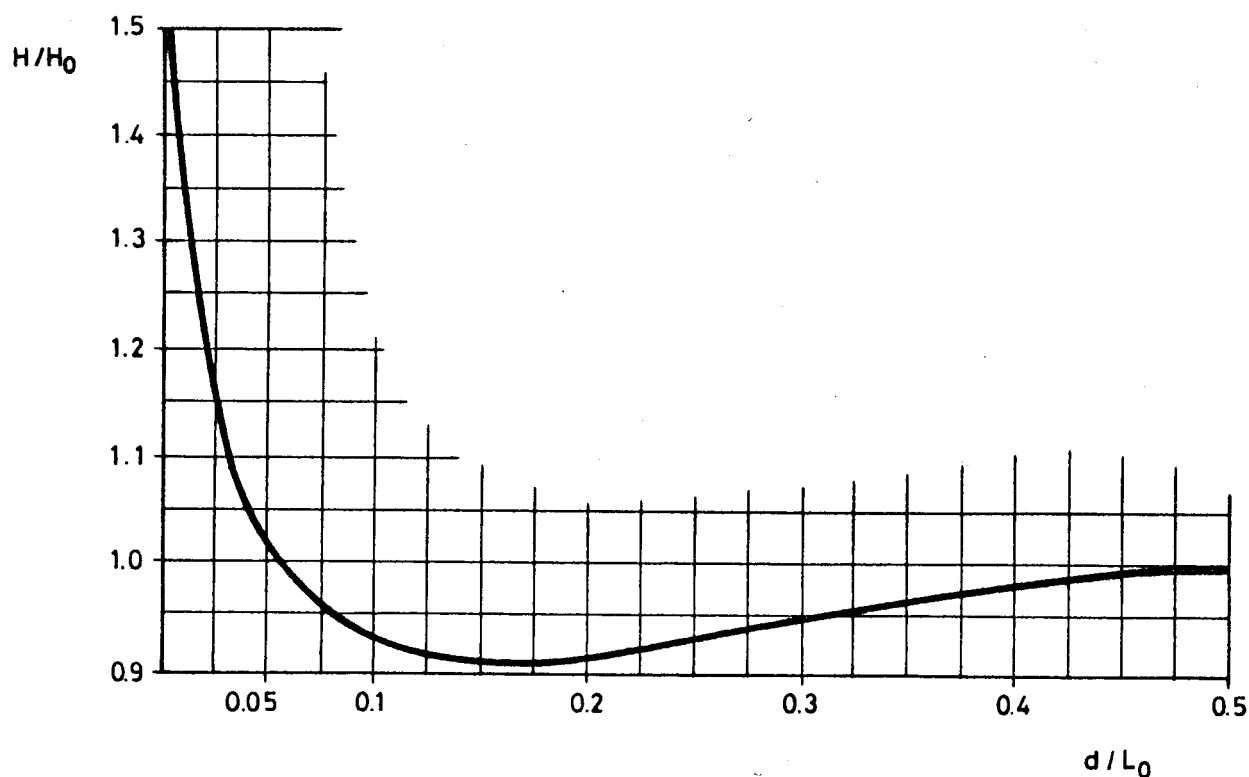


Fig. I. 6. Variação Teórica da Altura de Onda em Função da Profundidade Relativa, Supondo que a Onda Pode Atingir a Altura H sem Rebentar (Teoria Linear)

Pode-se constatar que H/H_0 atinge um valor mínimo ($\approx 0,913$) para $\frac{d}{L_0} = \frac{1}{2\pi} \approx 0,159$ e que teoricamente, supondo não rebentação e inexistência de perdas de energia, $H/H_0 \rightarrow \infty$ quando $d/L_0 \rightarrow 0$.

PREVISÃO DA PROFUNDIDADE DE REBENTAÇÃO

Considerando a declividade de uma onda como o cociente H/L , a equação da declividade de Miche prevê que a declividade limite para não ocorrência de rebentação será:

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\text{máx.}} = 0,1418 \tanh \frac{2\pi d}{L};$$

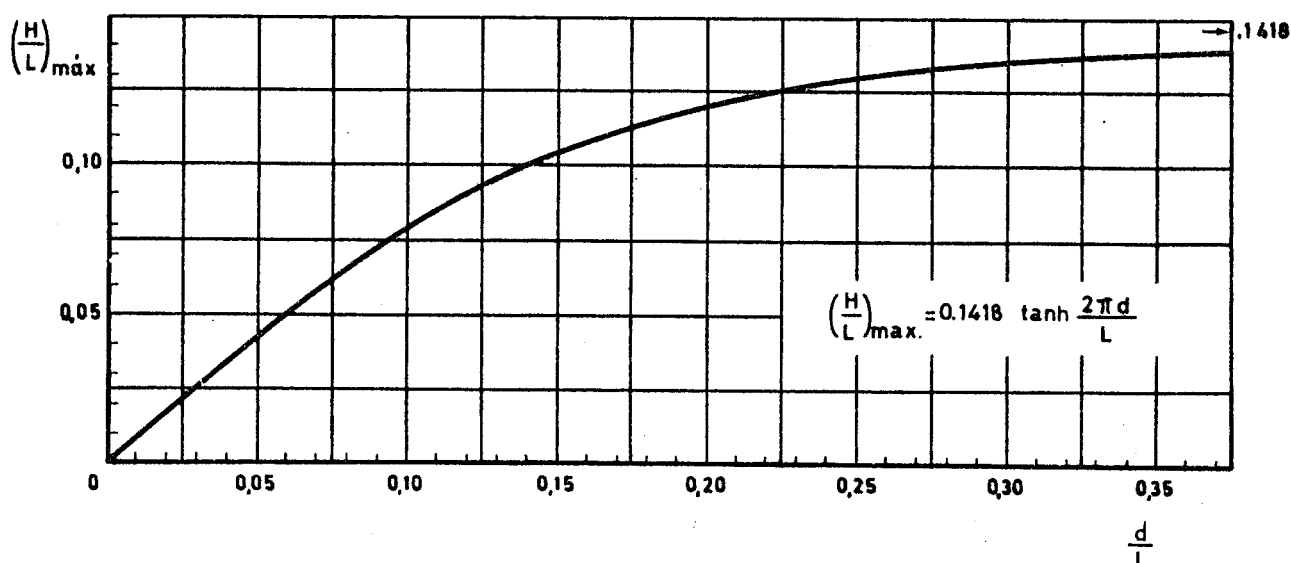


Fig. I.7. Declividade Limite para não Ocorrência de Rebentação, Segundo Miche.

Sendo a declividade ao largo $\frac{H_0}{L_0}$, por considerações de energia:

$$\left(\frac{H/L}{H_0/L_0}\right)^2 = \left(\frac{H}{H_0}\right)^2 \left(\frac{L_0}{L}\right)^2 = \frac{\coth^2 \frac{2\pi d}{L} \cosh^2 \frac{2\pi d}{L}}{\sinh \frac{2\pi d}{L} \cosh \frac{2\pi d}{L} + \frac{2\pi d}{L}}$$

Tendo presente a equação da declividade de Miche e as equações da teoria linear anteriormente apresentadas, é possível avaliar a profundidade de rebentação d_b de uma onda sinusoidal caracterizada pela altura de onda H_0 e comprimento de onda L_0 em profundidade ilimitada (fig. I.8)

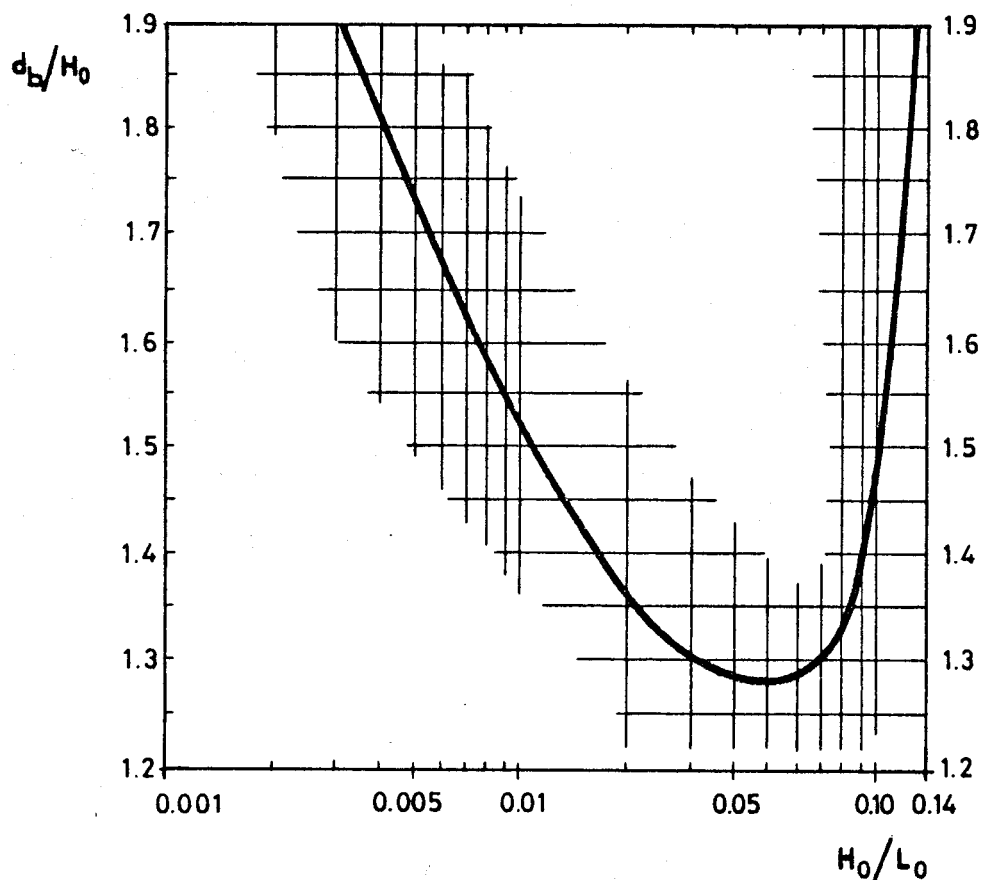


Fig. I.8. Variação da Profundidade de Rebentação d_p com a Declividade ao Largo H_0/L_0

ENERGIA DE UMA ONDA SINUSOIDAL

A energia potencial associada a uma onda sinusoidal, iguala o trabalho necessário para distorcer a superfície do fluido até se atingir o respectivo perfil. Está associada à movimentação vertical das partículas, em relação ao nível inicial de repouso.

Desprezando os efeitos de tensão superficial, a energia potencial de uma faixa de largura unitária, correspondente a um comprimento de onda é obtida por:

$$\frac{\rho g}{2} \int_0^L \eta^2 dx$$

A energia potencial média, por unidade de superfície horizontal, é:

$$\begin{aligned} E_p &= \frac{\rho g}{2L} \int_0^L \eta^2 dx = \frac{\rho g}{2L} \int_0^L a^2 \cos^2 (kx - \omega t) dx = \\ &= \frac{\rho g}{4\pi} a^2 \int_0^{\frac{2\pi}{k}} k \cos^2 (kx - \omega t) dx = \frac{\rho g a^2}{4} = \frac{\rho g H^2}{16} \end{aligned}$$

A energia cinética está associada às velocidades das partículas que descrevem trajectórias elípticas. O seu valor, por unidade de superfície, é dado por:

$$E_c = \frac{\rho}{2L} \int_0^L \int_{-d}^{\eta} (u^2 + v^2) dz dx$$

Substituindo u e v pelas expressões anteriormente encontradas, pode-se provar que (Lamb 1932):

$$E_c = \frac{\rho g H^2}{16}$$

Então $E_c = E_p$ e a energia total média por unidade de superfície horizontal vale

$$E = E_c + E_p = \frac{\rho g H^2}{8} \quad (\text{densidade média de energia})$$

VELOCIDADE DE UM GRUPO DE ONDAS

Considerando dois sistemas de ondas sinusoidais, propagando-se na mesma direcção, com comprimentos de onda e períodos ligeiramente diferentes e alturas iguais, da sua interacção resultará um novo sistema que passaremos a designar por grupo de ondas.

A teoria linear permite estabelecer a equação da superfície livre do grupo de ondas a partir da simples adição das expressões individuais relativas a cada onda componente:

$$\eta(x, t) = \eta_1(x, t) + \eta_2(x, t) = a \cos\left(\frac{2\pi}{L_1} x - \frac{2\pi}{T_1} t\right) + a \cos\left(\frac{2\pi}{L_2} x - \frac{2\pi}{T_2} t\right)$$

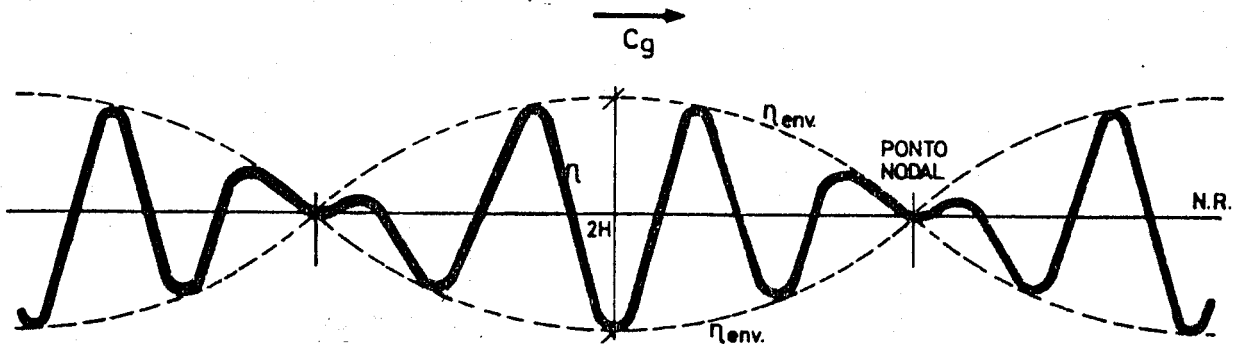


Fig. I.9. Grupo de Ondas

O fluxo de energia da onda (potência de onda) refere-se à energia transmitida, na direcção da propagação da agitação, através de um plano perpendicular a essa direcção compreendendo toda a profundidade d .

O valor médio do fluxo por faixa de largura unitária é:

$$\bar{P} = \bar{E} n C = \bar{E} C_g = \frac{1}{8} \rho g L H^2 C_g$$

$$\text{— Para grandes profundidades relativas } \bar{P}_0 = \bar{E}_0 \frac{1}{2} C_0$$

$$\text{— Para pequenas profundidades relativas } \bar{P} = \bar{E} C$$

Quando as cristas são paralelas às batimétricas e estas são supostas rectilíneas (não ocorrência de fenómenos de refacção), para um estado de equilíbrio e admitindo que não há adição ou perda de energia entre dois planos de referência paralelos, podemos estabelecer que

$$\bar{E}_0 n_0 C_0 = \bar{E} n C = \frac{1}{2} \bar{E}_0 C_0$$

A partir destas considerações é possível deduzir a expressão, já anteriormente apresentada, relativa à variação da altura de onda H/H_0 em função da profundidade relativa d/L .

As curvas envolventes têm como equação:

$$\eta_{\text{env}}(x, t) = \pm 2a \cos \left\{ \pi \left(\frac{L_2 - L_1}{L_2 L_1} \right) x - \pi \left(\frac{T_2 - T_1}{T_2 T_1} \right) t \right\}$$

Da figura constata-se que, para um ponto de referência fixo, a altura do grupo cresce e decresce ritmicamente entre 0 e $2H$ (batimento).

No caso limite, se os dois sistemas componentes são muito similares ($L_1 \approx L_2$ e $T_1 \approx T_2$), então a velocidade de grupo, encarada como velocidade aparente de propagação das curvas envolventes será:

$$C_g = C - L \frac{dC}{dL} \quad \text{Como} \quad C = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}}$$

$$C_g = \frac{C}{2} \left\{ 1 + \frac{\frac{4\pi d}{L}}{\sinh \frac{4\pi d}{L}} \right\} = n C \quad (0,5 \leq n \leq 1)$$

$$\text{— Para grandes profundidades relativas } C_g = \frac{1}{2} C_0 \quad (n = 0,5)$$

$$\text{— Para pequenas profundidades relativas } C_g = C = \sqrt{gd} \quad (n = 1,0)$$

DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES

Da equação dinâmica, sob a forma de equação de Bernoulli já atrás transcrita, considerando a função potencial de velocidades podemos determinar a pressão relativa num dado ponto (x, z) :

$$p = \underbrace{-\rho g z}_{\text{pressão estática}} + \underbrace{\rho g a \frac{\cosh(k(z+d))}{\cosh(kd)}}_{\text{pressão dinâmica}} \cos(kd - \omega t)$$

$$\text{ou ainda} \quad p = -\rho g z + \rho g \eta k_p = \rho g(\eta k_p - z)$$

Onde η representa a superfície livre e k_p é o chamado factor de resposta da pressão, com interesse prático na medição de alturas de onda a partir de flutuações de pressão.

$$k_p = \frac{\cosh(k(z+d))}{\cosh(kd)}$$

— à superfície: $k_p = 1$

— no fundo ($z = -d$): $k_p = \frac{1}{\cosh(kd)}$ logo $\frac{p}{\rho g} = \frac{\eta}{\cosh(kd)} + d$

$$\left(\frac{p}{\rho g}\right)_{\text{Crista}} = \frac{H/2}{\cosh(kd)} + d < H/2 + d \text{ (p. hidrostática)}$$

$$\left(\frac{p}{\rho g}\right)_{\text{Cava}} = \frac{-H/2}{\cosh(kd)} + d > -\frac{H}{2} + d \text{ (p. hidrostática)}$$

A flutuação de pressão $\left(\frac{p}{\rho g}\right)_{\text{crista}} - \left(\frac{p}{\rho g}\right)_{\text{cava}}$ poderá ser registada por um ondógrafo e, segundo a teoria linear iguala $\frac{H}{\cosh(kd)}$, o que possibilita a determinação de H .

A título de referência note-se que, na realidade, há necessidade de introduzir um factor correctivo χ que possibilite determinações mais ajustadas de H , embora haja divergências entre especialistas quanto ao valor numérico deste factor. Os valores propostos para χ variam entre 1 e 1,37.

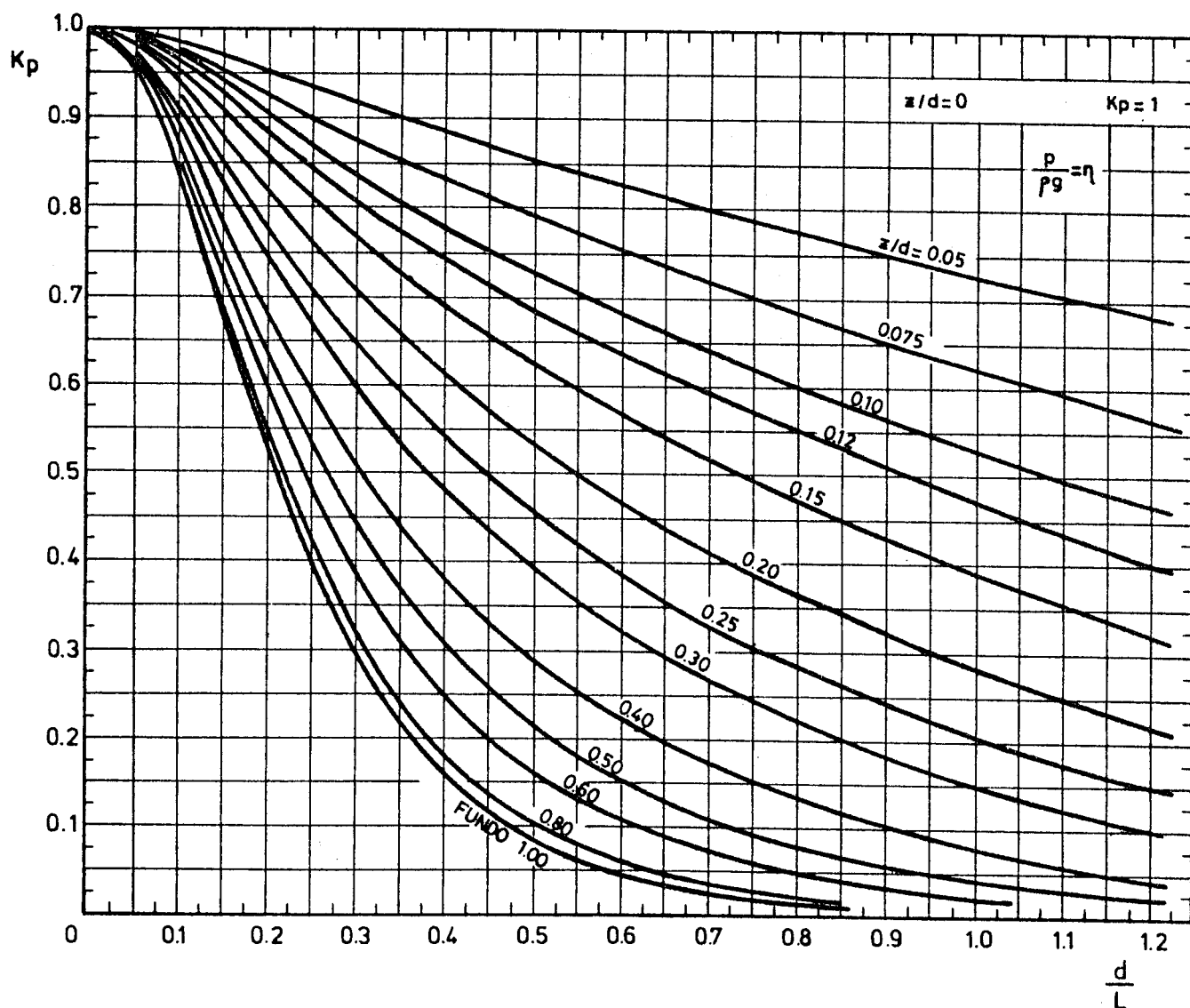


Fig. I. 10. Factor de Resposta de Pressão k_p , em Função da Profundidade Relativa d/L (Teoria Linear)

TEORIA DE STOKES (2a. ORDEM)

POTENCIAL DE VELOCIDADES

Considerando termos quadráticos na condição fronteira $p(x, z, t)$ à superfície livre:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} = 0,$$

a aproximação de 2a. ordem (teoria irrotacional) é caracterizada pela seguinte função potencial:

$$\phi = -\frac{H}{2} C \frac{1}{\sinh(kd)} \cosh k(d+z) \sin(kx - \omega t) - \frac{3}{32} k H^2 C \frac{\cosh(2k(z+d))}{\sinh^4(kd)} \sin(2(kx - \omega t))$$

onde, tal como anteriormente

$$C = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}}$$

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}$$

EQUAÇÃO DA SUPERFÍCIE LIVRE

A equação da superfície livre é então:

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + kH^2 \frac{\cosh(kd)}{16 \sinh^3(kd)} (\cosh(2kd) + 2) \cos(2(kx - \omega t)) =$$

$$= \frac{H}{2} \cos \theta + \frac{H^2}{4} f_2(L, d) \cos 2\theta$$

Em profundidade ilimitada ($d > \frac{L}{2}$)

$$\eta_0(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{kH^2}{8} \cos(2(kx - \omega t))$$

O segundo termo agora introduzido, conduz a uma assimetria em relação ao plano de repouso, sendo a onda mais «pontaguda» na crista e mais «achatada» no cavado. É, no entanto, simétrica em relação a planos verticais passando pelas cristas ou pelas cavas.

O nível médio apresenta-se sobrelevado em relação ao nível de repouso:

$$S = \frac{kH^2}{8} \left(1 + \frac{3}{2\sinh^2(kd)} \right) \coth(kd)$$

Para $d > \frac{L}{2}$: $S_0 = \frac{kH^2}{8} = \frac{\pi H^2}{4L}$, o que condiz com o valor indicado pela teoria trocoidal.

Para algumas combinações de H/L e d/L , o segundo harmónico é tal que aparece uma segunda «crista» na zona do cavado:

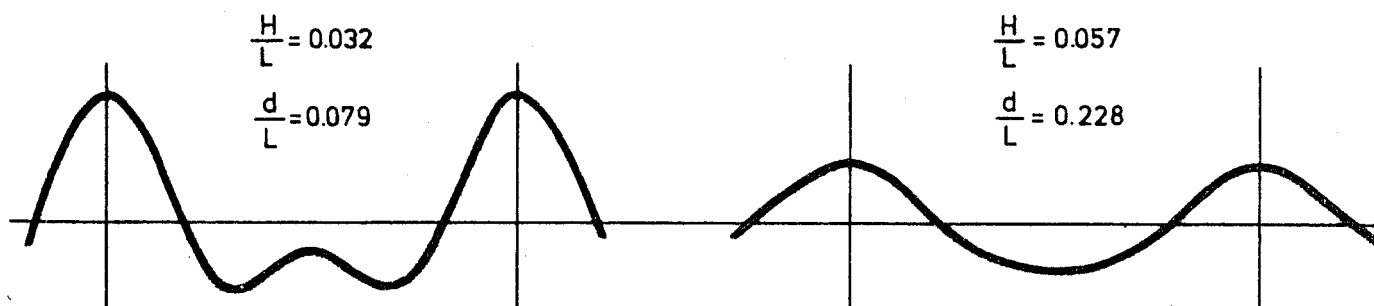


Fig I.II. Teoria de Stokes (2a. ordem). Perfis Instantâneos da Superfície Livre com e sem Crista Secundária.

Podem ainda ser deduzidas expressões que nos permitem obter, segundo esta teoria:

- a pressão em qualquer ponto x, z do fluido
- as componentes u e v das velocidades das partículas
- as componentes $\frac{\partial u}{\partial t}$, $\frac{\partial v}{\partial t}$ das acelerações locais das partículas

TRANSPORTE DA MASSA FLUIDA

As órbitas determinadas pela aproximação de 2a. ordem e para águas de pequena profundidade relativa, são quase fechadas. Apresentam uma configuração próxima da elíptica mas mais pontiaguda na zona superior e achatada ou em  na zona inferior. Há um certo transporte de massa fluida na direcção de propagação, com um perfil de velocidades:

$$\bar{U}(z) = \frac{k^2 H^2 C \cosh(2k(d+z))}{8 \sinh^2(kd)},$$

para $d > \frac{L}{2}$

$$\bar{U}_0(z) = \frac{1}{4} k^2 H^2 C e^{2kz}$$

Mitchim (1940), Miche (1944) e Ursell (1953) partiram da hipótese de que, num canal de ondas, a massa fluida movimentada por acção do transporte referido, originaria uma elevação da superfície livre na zona de acumulação e consequente aparecimento de um gradiente de pressões.

Gerar-se-ia um escoamento de sentido oposto que tenderia a restabelecer a distribuição de massa fluida. Este escoamento teria uma distribuição de velocidades uniforme ao longo de um plano vertical, resultando, da sobreposição dos dois escoamentos, um transporte total nulo.

Então

$$\bar{U}(z) = \frac{k^2 H^2 C}{8} \frac{\cosh(2k(d+z)) \frac{1}{2kd} \sinh(kd)}{\sinh^2(kd)}$$

em profundidade ilimitada:

$$\bar{U}(z) = \frac{k^2 H^2}{4} \left\{ e^{2kz} - \frac{1}{2kd} \right\}$$

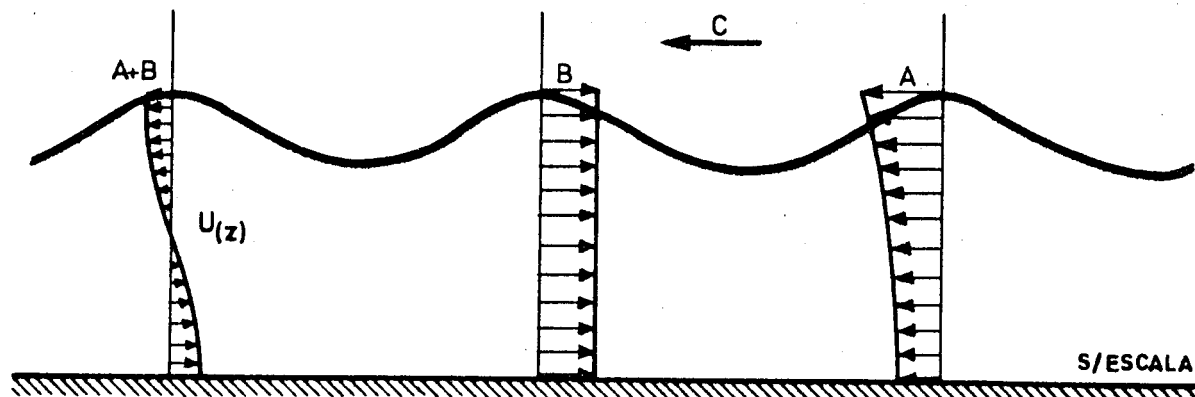


Fig. I.12. Distribuição de Velocidades sem Consideração de Efeitos da Viscosidade (Stokes 2a. ordem)

A equação referente à profundidade ilimitada tem sido confirmada experimentalmente. No entanto, considerando o efeito da viscosidade, a direcção do transporte de massa fluida junto dos fundos, terá de ser a da celeridade (ao contrário do representado na figura anterior). As equações $\bar{U}(z)$ apresentadas não são apropriadas para águas de pequena profundidade relativa.

TEORIA DE STOKES 3a. ORDEM

POTENCIAL DE VELOCIDADES

$$\phi = \frac{C}{k} \left\{ F_1 \cosh(k(z+d)) \sin(kx - wt) + \frac{1}{2} F_2 \cosh(2k(z+d)) \sin(2(kx - wt)) + \frac{1}{3} F_3 \cosh(3k(z+d)) \sin(3(kx - wt)) \right\}$$

com:

$$L = \frac{gT}{w} \tanh \left\{ kd \left\{ H k^2 a^2 \frac{14 + 4 \cosh^2(2kd)}{16 \sinh^4(kd)} \right\} \right\}$$

$$C = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh \left\{ kd \left\{ 1 + \left(\frac{ka}{2} \right)^2 \frac{14 + 4 \cosh^2(2kd)}{16 \sinh^4(kd)} \right\} \right\}}$$

$$F_1 = \frac{ak}{\sinh(kd)} - k^2 a^2 \frac{(1 + 5 \cosh^2(kd)) \cosh^2(kd)}{8 \sinh^5(kd)}$$

$$F_2 = \frac{3}{4} k^2 a^2 \frac{1}{\sinh^4(kd)}$$

$$F_3 = \frac{3}{64} k^3 a^3 \frac{11 - 2 \cosh(2kd)}{\sinh^7(kd)}$$

A relação entre a altura de onda H e a é expressa por:

$$H = 2a + \frac{6\pi^2}{16L^2} a^3 \frac{1 + 8 \cosh^6(kd)}{\sinh^6(kd)}$$

Em profundidade ilimitada ($d/L > 1/2$):

$$H_0 = 2a + 3 \frac{\pi^2}{L^2} a^3$$

$$C_0 = \sqrt{\frac{gL_0}{2\pi} \left\{ 1 + \left(\frac{\pi a}{L_0} \right)^2 \right\}}$$

A equação da superfície livre é da forma:

$$\eta = a \cos \theta + a^2 f_2(L, d) \cos 2\theta + a^3 f_3(L, d) \cos 3\theta$$

$$(a < \frac{H}{2})$$

com:

$$\theta = kx - \omega t$$

$$f_2(d/L) = \frac{(2 + \cosh(2kd)) \cosh(kd)}{2 \sinh^3(kd)}$$

$$f_3(d/L) = \frac{3}{16} \frac{1 + 8 \cosh^6(kd)}{\sinh^6(kd)}$$

As expressões indicadas são elucidativas da dificuldade prática de aplicação da aproximação de 3a. ordem da teoria de Stokes.

Existem várias tabelas preparadas por Skjelbreia — 1959, que possibilitam uma aplicação mais rápida desta teoria. De salientar o gráfico que se apresenta na figura I.13. que per-

mite o cálculo expedito de d/L em função de $\frac{2\pi d}{gT^2}$ e H/d .

Os resultados experimentais disponíveis (Wiegel 1950, Savage 1954) relativos à celeridade, vêm frequentemente afectados de erros da mesma ordem de grandeza da precisão introduzida ao considerar-se a aproximação da 3a. ordem. Daí que haja dificuldades em chegar a conclusões seguras.

A Fig. I.14., adaptada de Le Méhauté pela introdução de parâmetros adimensionais, estabelece uma comparação entre alturas de onda segundo a teoria de Stokes - 3a. ordem e a teoria linear.

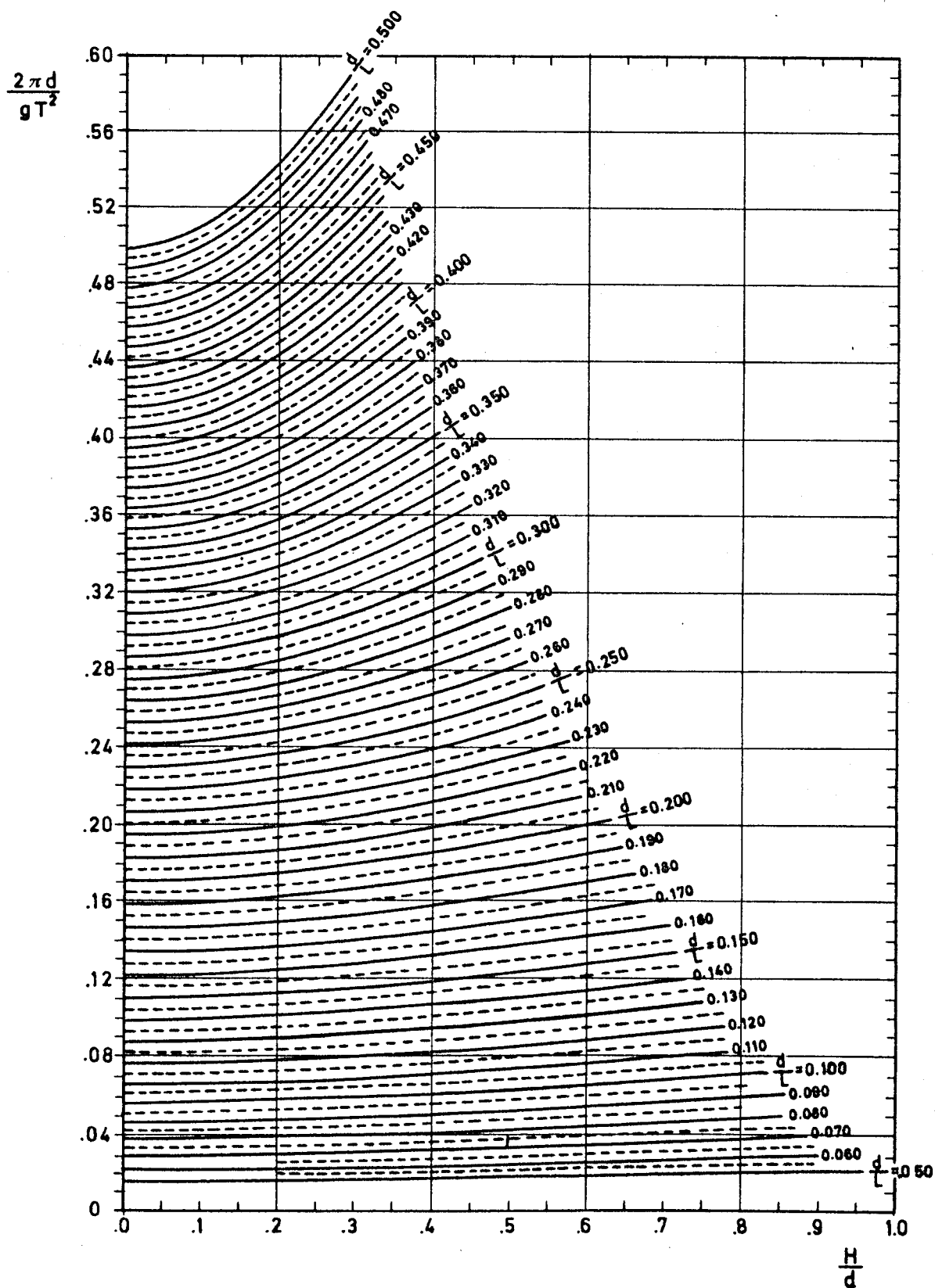


Fig. I.13. Teoria de Stokes (3a. Ordem). Relações entre Altura de Onda, Período, Profundidade e Comprimento de Onda

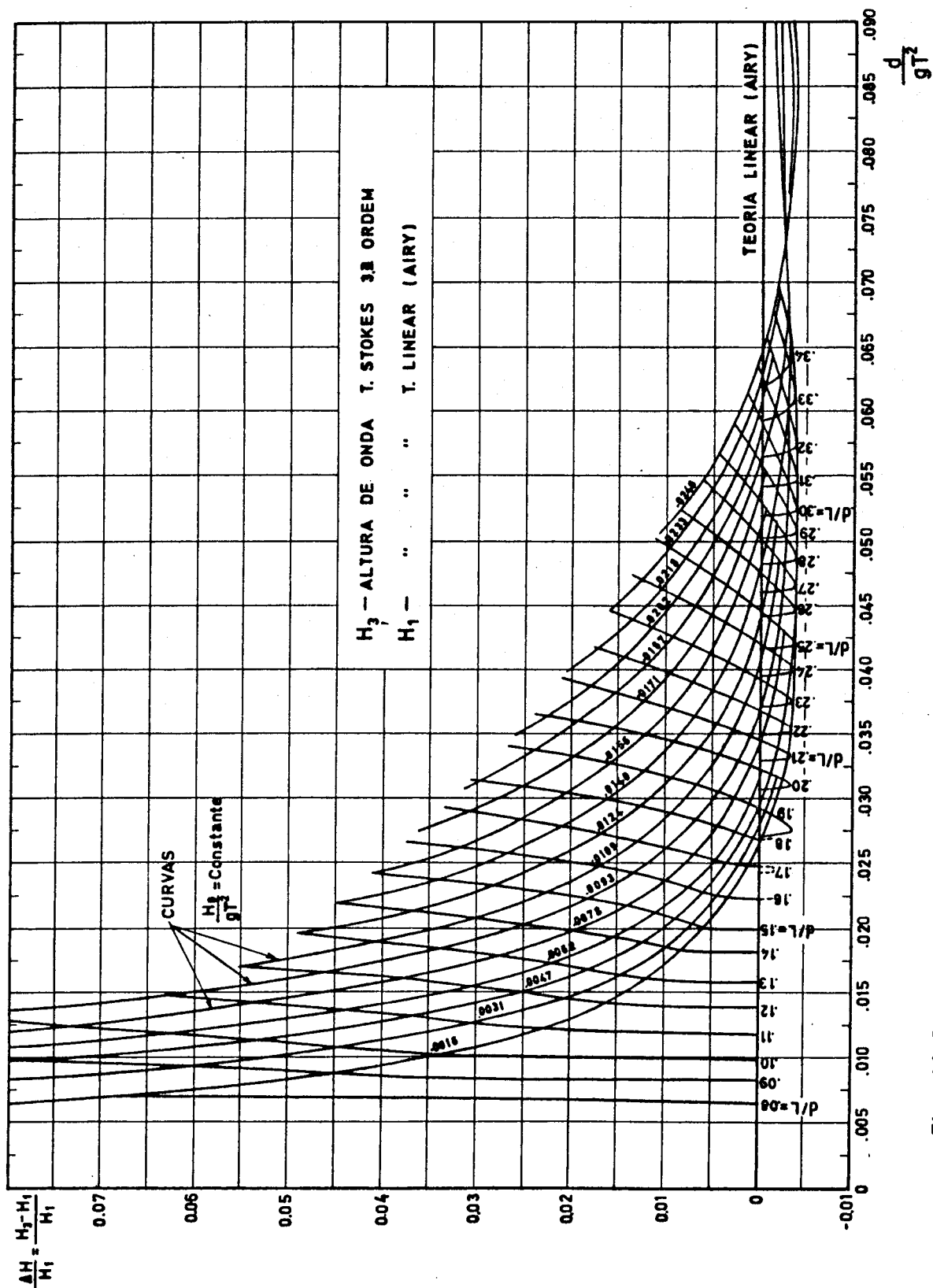


Fig. I. 14. Comparação entre Alturas de Onda Segundo a Teoria de Stokes — 3a. Ordem e a Teoria Linear (Adapt.) Le Méhauté 1964)

TEORIA DE STOKES (5a. ORDEM)

As equações respeitantes à aproximação de 5a. ordem são apresentadas por Skjelbreia — Hendrickson (1962) e por Chappellear — Dailey (1978). A sua complexidade e extensão não possibilitam uma transcrição de uma forma resumida e de fácil aplicação. Esta, terá de ser necessariamente feita com o emprego de técnicas de cálculo automático.

A equação da superfície livre, as componentes das velocidades e acelerações das partículas são apresentadas pelos citados autores, considerando três parâmetros, a calcular pela resolução iterativa de um sistema de três equações não lineares. A equação da superfície livre assume a forma:

$$\eta(x,t) = a \cos \theta + a^2 f_2 (L,d) \cos 2\theta + a^3 f_3 (L,d) \cos 3\theta + \\ + a^4 f_4 (L,d) \cos 4\theta + a^5 f_5 (L,d) \cos 5\theta$$

Em profundidades relativas ilimitadas, o processo iterativo de resolução das três equações paramétricas, é divergente. A convergência pode ser conseguida escrevendo as equações numa forma assintótica e procedendo a uma substituição exponencial (Dailey, 1978).

Para ondas a que corresponda o parâmetro $0,0031 < d/gT^2 < 0,0096$, as equações da teoria de Stokes (5a. ordem) parecem não conduzir a solução, em várias situações (Dean 1974). Quando existe solução, o perfil é caracterizado pela presença de uma crista secundária na zona do cavado. Para $d/gT^2 > 0,01$ e excluindo alguns valores de H/gT^2 próximos da curva limite de rebentação $H/d = 0,78$, não existem cristas secundárias.

A zona de transição $0,0096 < d/gT^2 < 0,01$ correspondem perfis da superfície livre onde o aparecimento da crista secundária é incipiente.

A aproximação de 5a. ordem tem sido aplicada na determinação das características cinemáticas das partículas de água, com o objectivo de avaliar forças hidrodinâmicas exercidas em estruturas.

A Fig.I.15. estabelece uma comparação entre perfis da superfície livre, segundo diversas aproximações da teoria de Stokes ($H = 8$ cm; $T = 1,6$ s; $d = 18$ cm).

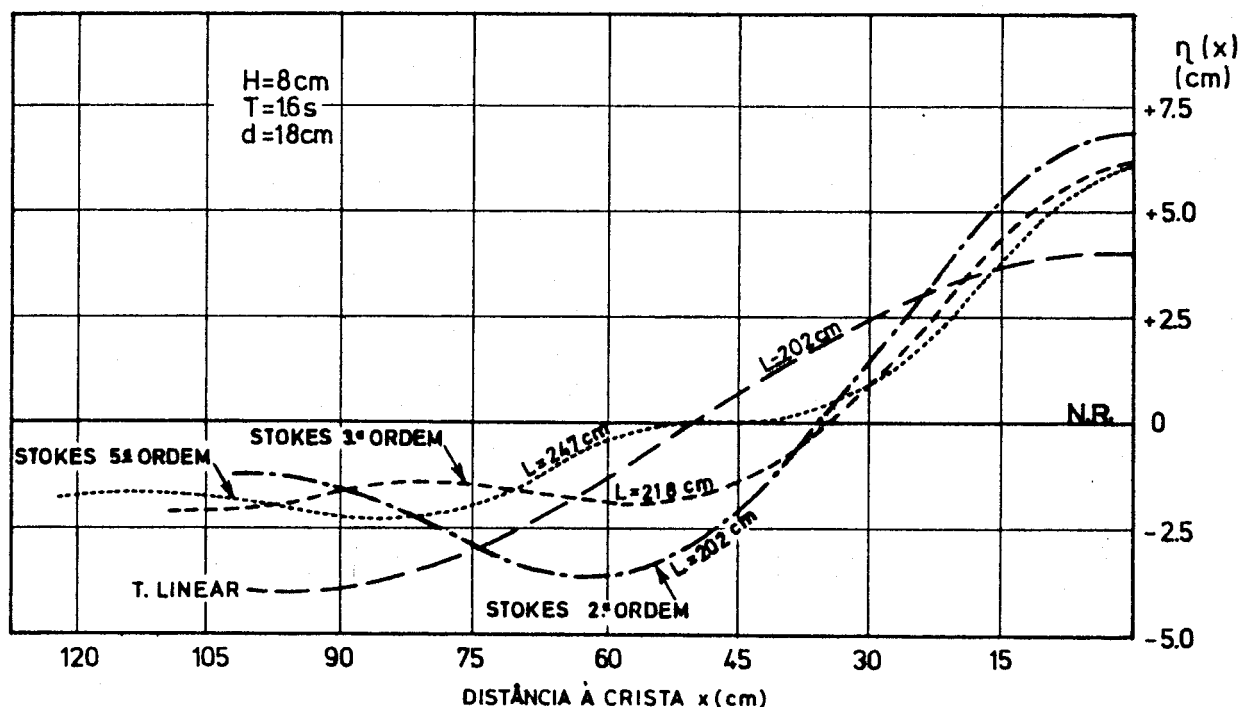


Fig.I.15. Comparação de Perfis da Superfície Livre, Segundo Diversas Aproximações da Teoria de Stokes

O cálculo, em aproximação de 3a. ordem, do fluxo médio de energia, da energia média por comprimento de onda e da velocidade de grupo, permite o estudo da variação da altura de onda em profundidade variável (shoaling), para a mesma ordem de aproximação. Pela consideração do princípio de conservação de energia transmitida e delimitada entre duas ortogonais, é possível elaborar ábacos, como o exemplificado na fig.I.16. Este ábaco foi adaptado de Le Méhauté (1964), pela introdução de parâmetros adimensionais H_0/gT^2 e d/gT^2 .

As curvas representadas, correspondentes a $H_0/gT^2 = \text{constante}$, têm uma configuração idêntica à curva da fig.I.6. relativa à teoria linear.

A comparação entre valores teóricos e experimentais é, de acordo com o autor citado, encorajadora, embora preveja a possibilidade de obtenção de melhor correlação para aproximações de 5a. ordem. No entanto, a dificuldade e morosidade do tratamento de expressões do fluxo de energia e comprimento de onda, em 5a. aproximação, apenas possibilitou a apresentação de ábacos aproximados para a variação da altura de onda com a profundidade. Daí o menor grau de confiabilidade quanto à sua utilização prática.

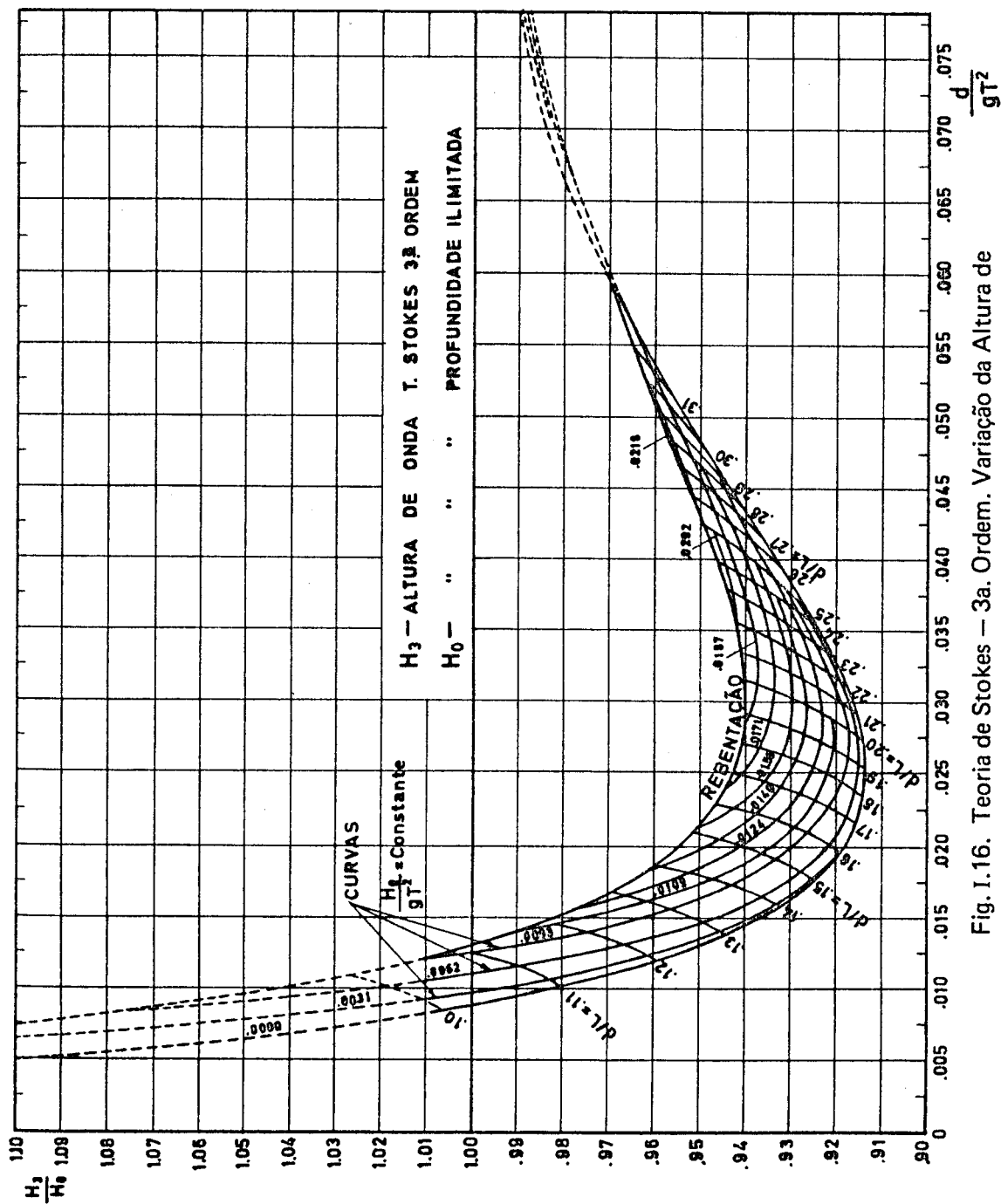


Fig. I.16. Teoria de Stokes — 3a. Ordem. Variação da Altura de Onda com a Profundidade Relativa (Adapt. Le Méhauté 1964)

TEORIAS DA ONDA SOLITÁRIA

GENERALIDADES

Ao propagarem-se e ao atingirem profundidades relativas sucessivamente menores, as cristas das ondas tendem a ficar mais «pontagudas» e as cavas mais «achatas». As suas características afastam-se das indicadas pelas teorias de ondas oscilatórias e, pelo menos aparentemente, são função de H/d e independentes da distância entre cristas sucessivas.

A teoria da onda solitária pressupõe a existência de uma onda de translação. Na Natureza tal onda dificilmente se formará embora se possam gerar ondas de características semelhantes. Teoricamente, desenvolve-se inteiramente acima do nível de água em repouso e pode ser gerada em canal de ondas pela translação conveniente de um batedor plano (Goring 1978, Hammack 1974), ou pela introdução controlada de um determinado volume de água na extremidade do canal.

VELOCIDADE E SUPERFÍCIE LIVRE

Como veremos posteriormente, podemos encarar uma onda solitária como um caso limite de uma onda cnoidal. A primeira formulação teórica, desenvolvida no início da segunda metade do séc. XIX por Scott – Russel, conduziu a uma expressão da velocidade do movimento real das cristas:

$$C_s = \sqrt{g(d + H)}$$

e a uma elevação: $Z = H \operatorname{sech}^2 (x/2b)$

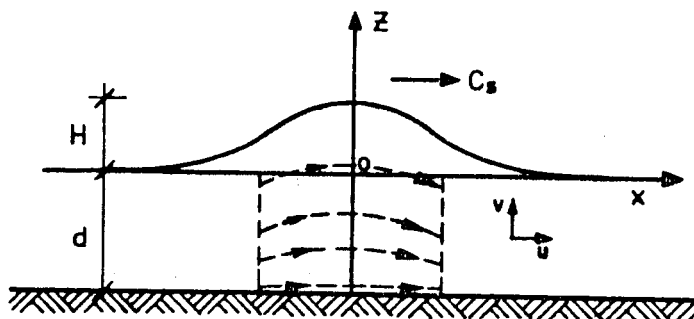


Fig I.17. Onda Solitária. Representação da Superfície Livre e das Trajectórias das Partículas

Entre 1870 e 1890, diversos autores desenvolveram estudos teóricos, tendo proposto as seguintes expressões para b e C_S :

— Boussinesq 1872 (t. linear, rotacional):

$$b = \sqrt{\frac{d^3}{3H}} \quad C_S = \sqrt{g(d+H)} = \sqrt{gd} \sqrt{1 + \frac{H}{d}}$$

— Rayleigh:

$$b = \sqrt{\frac{d^2(d+H)}{3H}} \quad C_S = \sqrt{g(d+H)}$$

— Mc Cowan 1891 (2a. ordem):

$$b = \sqrt{\frac{d^2(d + \frac{19H}{12})}{3H}} \quad C_S = \sqrt{gd(1 + \frac{H}{d + \frac{19H}{12}})} \approx \sqrt{gd(1 + \frac{H}{d+H})} \approx \sqrt{g(d+H)}$$

O perfil da onda indicado por Mc Cowan é dado por:

$$\frac{z}{d} = \frac{N}{M} \frac{\sin M (1 + \frac{z}{d})}{\cos M (1 + \frac{z}{d}) + \cosh M \frac{x}{d}},$$

com M e N adimensionais e função de H/d (Bagnold 1947, Munk 1949)

H/d	M	N	H/d	M	N	H/d	M	N
0,01	0,165	0,114	0,18	0,640	0,451	0,44	0,853	0,622
0,02	0,235	0,155	0,20	0,666	0,471	0,46	0,862	0,630
0,03	0,295	0,190	0,22	0,690	0,489	0,48	0,870	0,638
0,04	0,340	0,221	0,24	0,712	0,506	0,50	0,878	0,645
0,05	0,375	0,248	0,26	0,732	0,522	0,55	0,894	0,656
0,06	0,403	0,272	0,28	0,750	0,537	0,60	0,910	0,667
0,07	0,430	0,294	0,30	0,766	0,551	0,65	0,924	0,676
0,08	0,460	0,314	0,32	0,781	0,563	0,70	0,936	0,683
0,09	0,485	0,332	0,34	0,796	0,574	0,75	0,944	0,687
0,10	0,508	0,348	0,36	0,810	0,585	0,80	0,951	0,690
0,12	0,549	0,378	0,38	0,822	0,595	0,85	0,957	0,691
0,14	0,584	0,405	0,40	0,833	0,605	0,90	0,962	0,690
0,16	0,613	0,429	0,42	0,843	0,614	1,00	0,966	0,686

VELOCIDADE DAS PARTÍCULAS

As componentes horizontal e vertical da velocidade das partículas são expressas por: (Laitone, 1959, teoria de 1a. ordem):

$$\frac{u}{\sqrt{gd}} = \frac{H}{d} \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3}{4} \frac{H}{d}} (x - C_s t) \right] \quad u > 0$$

$$\frac{v}{\sqrt{gd}} = \sqrt{3} \left(\frac{H}{d} \right)^{3/2} \frac{Z+d}{d} \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3}{4} \frac{H}{d}} (x - C_s t) \right] \tanh \left[\sqrt{\frac{3}{4} \frac{H}{d}} (x - C_s t) \right]$$

Boussinesq apresentou a expressão $u = C_s Z/(d+Z)$

APROXIMAÇÕES DE ORDEM SUPERIOR

Laitone (1959) desenvolveu a teoria cnoidal para aproximações de 2a. e 3a. ordem, encarando a onda solitária como caso limite. Deduziu a seguinte expressão para o perfil da onda solitária:

$$Z = H \operatorname{sech}^2 (Awx - C_s t) - \frac{3}{4} H \left(\frac{H}{d} \right) \operatorname{sech}^2 (Awx - C_s t) \left[1 - \operatorname{sech}^2 (Awx - C_s t) \right]$$

$$\text{com } Awx = \frac{x}{d} \sqrt{\frac{3}{4} \frac{H}{d}} \left[1 - \frac{5}{8} \frac{H}{d} \right]$$

$$\text{e } C_s = \sqrt{gd} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{H}{d} - \frac{3}{20} \left(\frac{H}{d} \right)^2 + \dots \right] \quad (\text{valor um pouco menor que o indicado por Boussinesq})$$

Expressões para as componentes horizontais e verticais das partículas foram também deduzidas. Contudo verifica-se que conduzem a velocidades $u > C_s$ para elevados valores de H/d e na vizinhança da crista, o que não poderá ocorrer sem rebentação.

ONDAS SOLITÁRIAS SUCESSIVAS E INDEPENDENTES

Quando ondas oscilatórias, em profundidade ilimitada, se dirigem para águas de menor profundidade relativa, a respectiva declividade H/L aumenta e a configuração, que era razoavelmente descrita pelas teorias lineares em profundidade ilimitada, passa a ajustar-se às configurações indicadas pelas teorias oscilatórias não lineares. Admite-se que, entretanto, o período T se mantém constante. H e L sofrem as alterações já referidas anteriormente.

No sentido de tentar estabelecer uma ligação entre as teorias de ondas oscilatórias e onda solitária, Bagnold postulou que um comboio de ondas periódicas poderia passar a ser considerado como uma sucessão de ondas solitárias independentes se o seu período excedesse o

chamado período crítico $T_{\text{cri}} = \frac{2\pi}{M} \sqrt{\frac{d}{g}}$.

Esclarecendo melhor esta ideia, observe-se que quando d decresce, H/d aumenta, M aumenta, logo T_{cri} decresce. Ocorrerá uma situação em que $T = T_{\text{cri}}$ ou até $T > T_{\text{cri}}$ e então, segundo Bagnold(1947), as ondas poderão ser encaradas como uma sucessão de ondas solitárias com características peculiares a este tipo de onda, em particular o assinalável transporte de massa fluida.

$$T_{\text{cri}} = \frac{2\pi}{M} \sqrt{\frac{d}{g}} = \frac{\frac{2\pi d}{M}}{\sqrt{gd}}$$

Como $\sqrt{gd}$ representa a celeridade de uma onda oscilatória para pequenas profundidades relativas ($d/L < 0,05$) então, por analogia, pode-se considerar $\frac{2\pi d}{M}$ como um comprimento de onda crítico abaixo do qual a onda tem características de onda solitária. Tendo em conta os valores anteriormente referidos para C_s , o período crítico também tem sido definido como:

$$T_{\text{cri}} = \frac{\frac{2\pi d}{M}}{\sqrt{g\left(1 + \frac{H}{d}\right)}}$$

De salientar que a abordagem apresentada não entra em consideração com os contrastes entre uma onda oscilatória e uma onda de translação, nomeadamente quanto à configuração das órbitas das partículas. No último caso, as partículas fluidas movimentam-se na direcção do movimento das cristas e teoricamente permanecem nas novas posições.

COMPARAÇÃO ENTRE TRÊS TEORIAS

Apresentaram-se anteriormente expressões formuladas por diversos investigadores. Um recente estudo laboratorial (Naheer, 1978) compara valores experimentais com valores teóricos apresentados por Boussinesq, Mc Cowan e Laitone. Tal estudo debruça-se sobre perfis da superfície livre, velocidade da onda e velocidades das partículas fluidas.

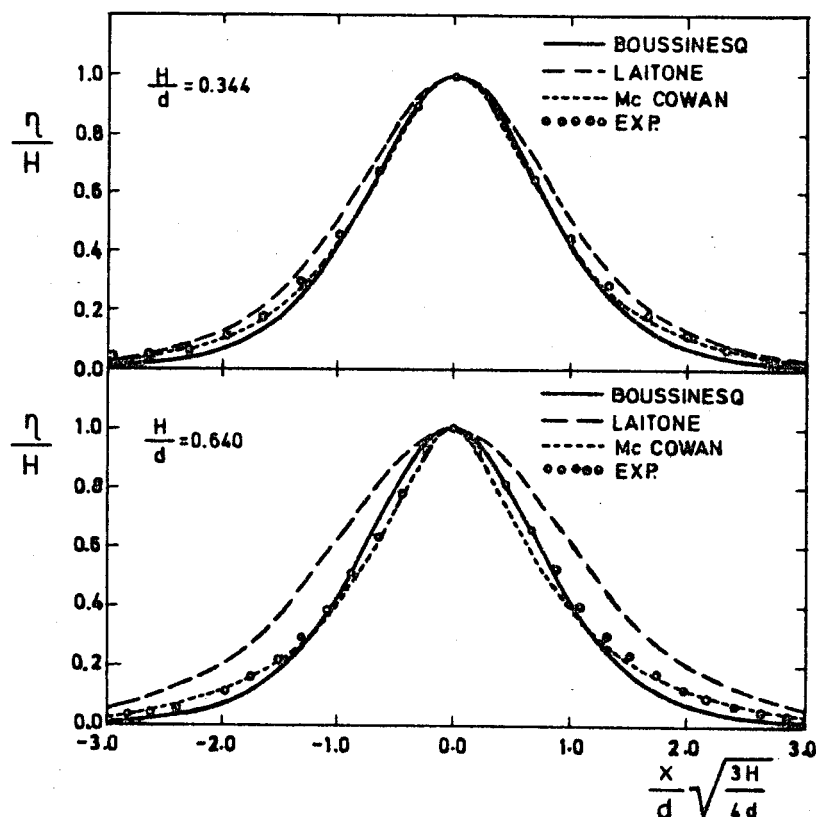


Fig.I.18. Comparação entre Configurações da Superfície Livre de Ondas Solitárias, Segundo Três Teorias. Valores Experimentais (Naheer, 1978)

As diferenças significativas entre valores experimentais e teóricos ocorrem para $H/d > 0,2$, já que para valores inferiores a concordância é quase total.

As velocidades de onda C_s medidas experimentalmente aproximam-se mais das indicadas por Boussinesq e Laitone.

A superfície livre e as velocidades das partículas fluidas parecem ser melhor descritas por Boussinesq e Mc Cowan.

Aparece assim a formulação de Boussinesq como a que melhor se adapta aos valores experimentais encontrados, ainda com a vantagem de ser a mais simples. Segundo as conclusões, a sua utilização é recomendada em problemas práticos de Engenharia.

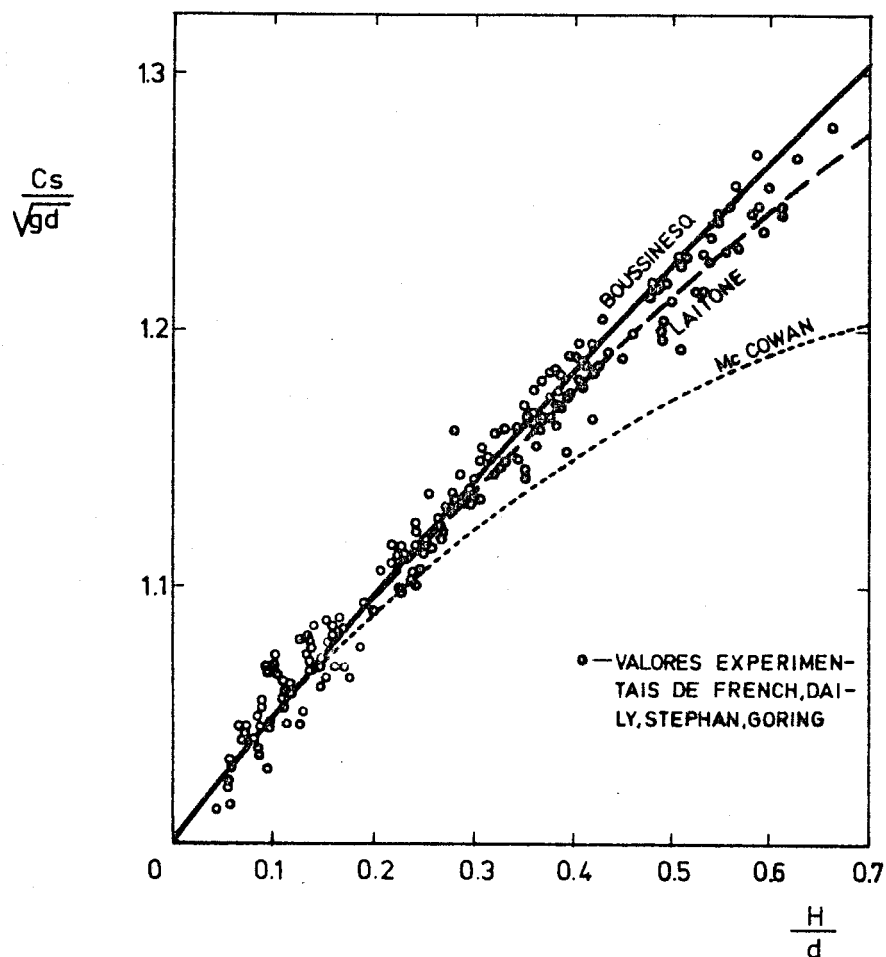


Fig.I.19. Comparação entre Valores Experimentais e Valores Teóricos da Velocidade C_s de uma onda Solitária

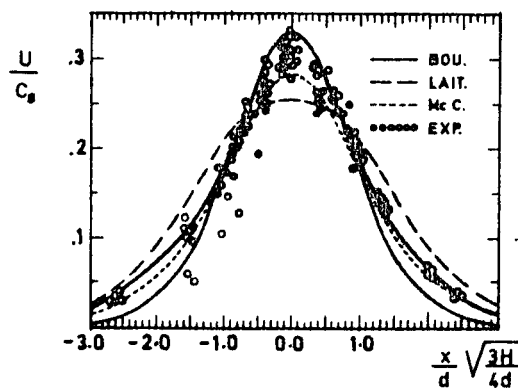


Fig.I.20. Comparação entre Valores Teóricos e Experimentais das Velocidades U das Partículas (Onda Solitária, Naheer, 1978)

VOLUME DE ÁGUA ASSOCIADO A UMA ONDA SOLITÁRIA

O volume de água associado a uma onda solitária desenvolve-se, teoricamente, a uma distância não finita para cada lado do eixo dos Z. Para uma largura de crista unitária:

$$V = \int_{-\infty}^{\infty} Z dx = \int_{-\infty}^{\infty} H \operatorname{sech}^2 \frac{x}{2b} dx = 2bH \left[\tanh \frac{x}{2b} \right]_{-\infty}^{\infty} = 4bH$$

Considerando $b = \sqrt{\frac{d^3}{3H}}$ (Boussinesq) $V = \sqrt{\frac{16 d^3 H}{3}}$

O volume contido na onda (acima do nível de repouso), entre os planos $-x$ e $+x$ é:

$$V_{\pm x} = \int_{-\infty}^{\infty} H \operatorname{sech}^2 \frac{x}{2b} dx = 4bH \tanh \frac{x}{2b}$$

$$\frac{V_{\pm x}}{V} = \tanh \frac{x}{2b}, \text{ o que permite concluir que } 98\% \text{ do volume total se desen-}$$

volve entre $x = \pm 3,8d$.

Para efeitos práticos, considera-se que todo o volume fluido associado a uma onda solitária está contido entre os planos $x = \pm 4d$.

ENERGIA

$$E_T = E_C + E_P = 2E_P$$

$$E_P = \int_{-\infty}^{\infty} \rho g Z \frac{Z}{2} dx$$

$$E_T = \rho g \int_{-\infty}^{\infty} \left(H \operatorname{sech}^2 \frac{x}{2b} \right)^2 dx = \frac{8}{3} \rho g b H^2$$

$$\text{Se } b = \sqrt{\frac{d^3}{3H}} \quad E_T = \frac{8}{3\sqrt{3}} \rho g H^{3/2} d^{3/2}$$

$$\text{Entre planos } \pm x : E_T = 4 \int_0^{+x} \rho g \frac{Z^2}{2} dx, \text{ o que possibilita a conclusão de que } 98\%$$

da energia total está contida entre os planos $x = \pm 2,1 d$

DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES

A distribuição de pressões ao longo de um plano vertical depende das velocidades locais das partículas fluidas. Em primeira aproximação pode ser estimada em $p = \rho g(Z+d')$, sendo d' a distância na vertical entre o ponto onde se pretende estimar a pressão e o nível de repouso.

Expressões correspondentes a ordens de aproximação superior são apresentadas por Laitone (1959), considerando as seguintes variáveis:

$$p = p(Z, x, \rho, g, d, H, C_s, t).$$

ÓRBITAS DAS PARTÍCULAS

Na onda de translação solitária, o deslocamento de cada partícula, no sentido da propagação do fenómeno, é aproximadamente estimado em:

$$\frac{V}{d} = \frac{4bH}{d} = 4\sqrt{\frac{dH}{3}} \quad \text{para } b = \sqrt{\frac{d^3}{3H}}$$

No entanto, junto do fundo, o atrito pode reduzir a amplitude de tal deslocamento. Por outro lado, nos casos reais (canais e praias) ocorre um movimento de retorno que compensa a translação no sentido da propagação da onda. Admitindo incidências normais, fundos fixos e pequena influência do vento, o diagrama resultante de deslocamentos poderá ser assim esquematizado (Le Méhauté, 1960):

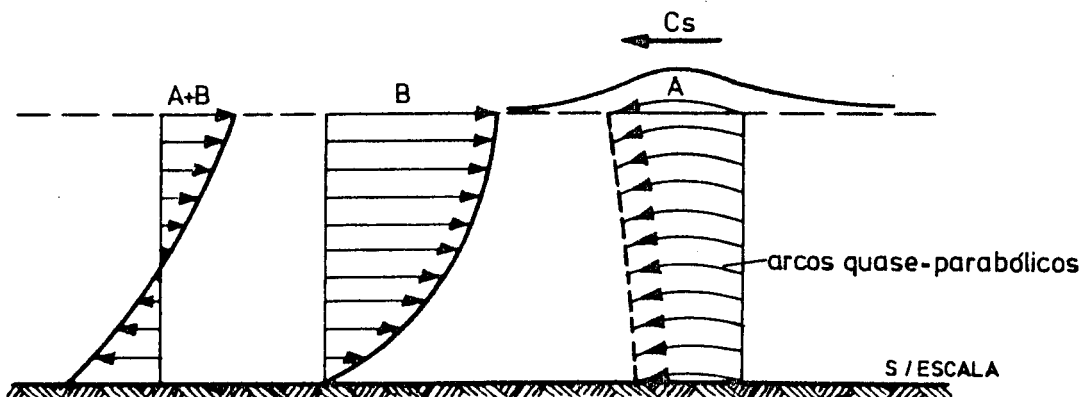


Fig. I. 21. Onda Solitária. Deslocamentos das Partículas Considerando Escoamento de Retorno

REBENTAÇÃO

Segundo as teorias da onda solitária, o valor limite de H/d correspondente à rebentação será $(H/d)_b = 0,78$. De acordo com Laitone (1959), o referido valor limite será $(H/d)_b = 0,714$.

TEORIA CNOIDAL

EQUAÇÕES BÁSICAS

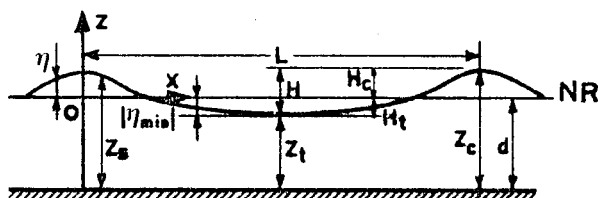
A teoria cnoidal foi inicialmente desenvolvida por Korteweg e De Vries (1895) e posteriormente por Patterson (1948), Keulegan (1949), Laitone (1960, 1963), Taylor (1962). Wiegel (1960) reuniu e trabalhou as expressões existentes.

O perfil da superfície livre de uma onda cnoidal é, segundo Svendsen (1974):

$$\eta(x, t) + d = Z_t + H \operatorname{cn}^2 \left\{ 2 K \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right), m \right\}$$

onde:

- m representa o parâmetro elíptico também designado por k^2 .
- $K = K(m)$ é o primeiro integral elíptico completo.
- cn é uma das funções Jacobianas elípticas (a designação «cnoidal» é inspirada na designação «sinusoidal»).
- Z_t é a distância da cava ao fundo.



Outras formulações podem ser dadas àquela equação:

$$Z_s = Z_t + H \operatorname{cn}^2 \{ \}$$

$$\eta = \eta_{\min} + H \operatorname{cn}^2 \{ \}$$

$$\eta_{\max} = \eta_{\min} + H$$

Para uma profundidade d , as ondas cnoidais ficam definidas por dois dos seguintes parâmetros:

- altura de onda H
- período de onda T (ou comprimento de onda L)
- parâmetro elíptico m (ou integral elíptico K).

A equação da superfície livre e as três seguintes relações são suficientes para caracterizar as ondas cnoidais (Wiegel 1960, Svendsen 1974):

$$\frac{Z_t - d}{H} = \frac{K - E}{K(1 - m')} - 1 \quad (\text{Wiegel}) \quad \text{ou} \quad \eta_{\min} = H \left[\frac{1}{m} \left(1 - \frac{E}{K} \right) - 1 \right]$$

$$\frac{HL^2}{d^3} = \frac{16}{3} K^2 (1 - m') \quad (\text{Wiegel})$$

$$C = \frac{L}{T} = \sqrt{gd \left\{ 1 + \frac{H}{d} \left[-1 + \frac{2}{1 - m'} - \frac{3E}{(1 - m')K} \right] \right\}} \quad (\text{Svendsen, Keulegan})$$

$E = E(m)$ é o segundo integral elíptico completo e $m' = 1 - m$. A apresentação do parâmetro elíptico sob a forma de $1 - m'$ é mais conveniente para tratamentos numéricos, já que m pode atingir valores muito próximos da unidade (por ex. $1 - m = 10^{-30}$).

A avaliação numérica das funções elípticas para ondas cnoidais requer um tratamento diferente do necessário à maioria das outras aplicações. Abramowitz e Stegun (1965) apresentam um método bastante preciso, exigindo o recurso ao cálculo automático.

Considerando a equação da celeridade (as ondas cnoidais são periódicas e de forma permanente pelo que $L = CT$) e a equação da superfície livre, é possível traçar o gráfico da

Fig. I.22. que exprime m em função de $T \sqrt{\frac{g}{d}}$ e H/d , bem como m em função de $\frac{L^2 H}{d^3}$.

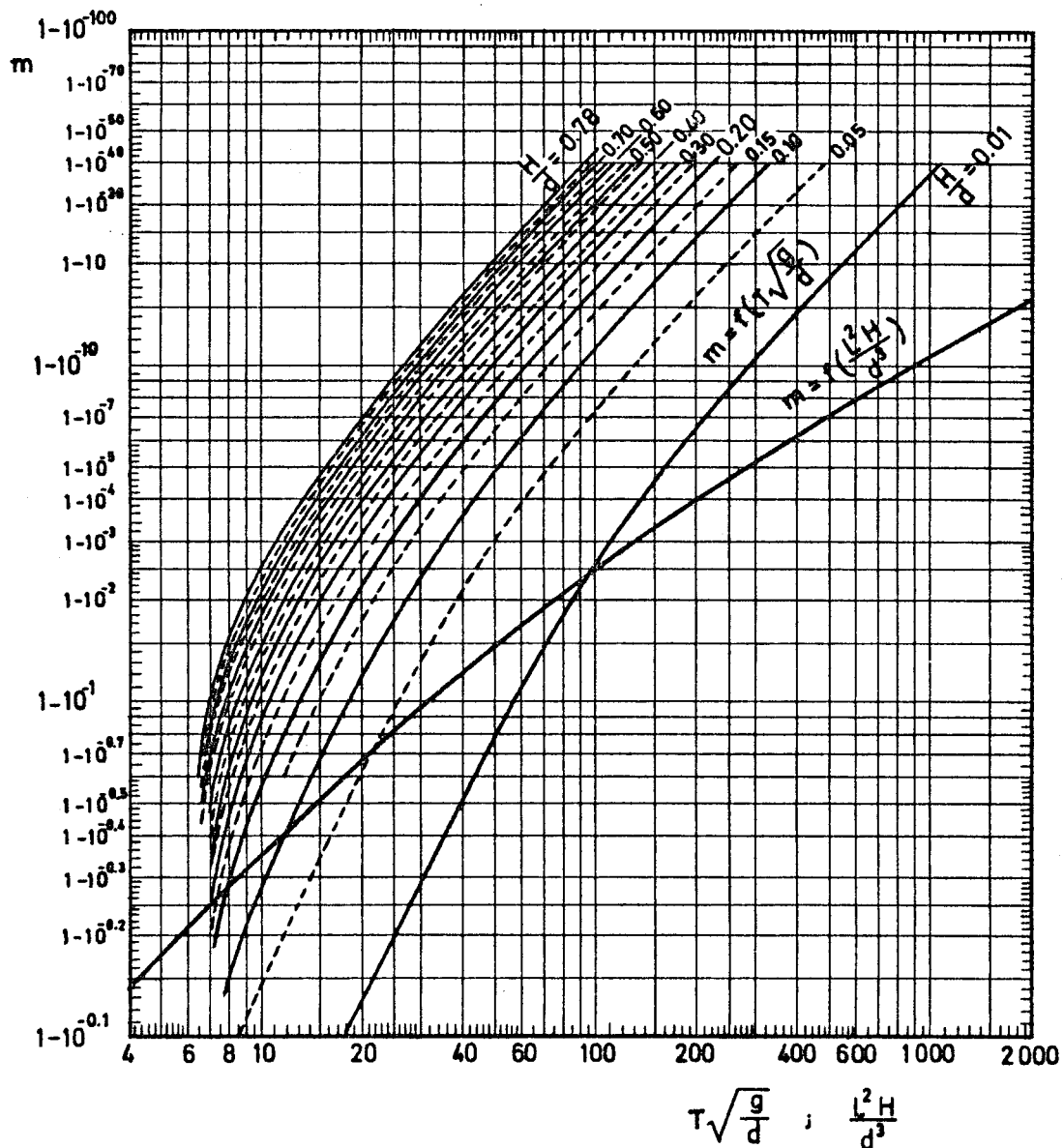


Fig. I. 22. Teoria Cnoidal. Parâmetro Elíptico em Função de H/d e $T\sqrt{\frac{g}{d}}$.

Parâmetro Elíptico em Função do N. de Ursell (Adaptado de Wiegel 1960)

NÚMERO DE URSELL

O parâmetro elíptico $m = k^2$ é, por definição, o número de Ursell (também designado por parâmetro de Ursell e parâmetro de Stokes). Não tem significado físico. Porém, este número é também correntemente definido em termos de parâmetros físicos como HL^2/d^3 , sendo válida a relação já referida $U = HL^2/d^3 = 16 m K^2/3$. Como o primeiro integral elíptico é apenas função de m , então HL^2/d^3 é também função de m , pelo que qualquer das duas formulações do número de Ursell podem ser aplicadas na caracterização da superfície livre.

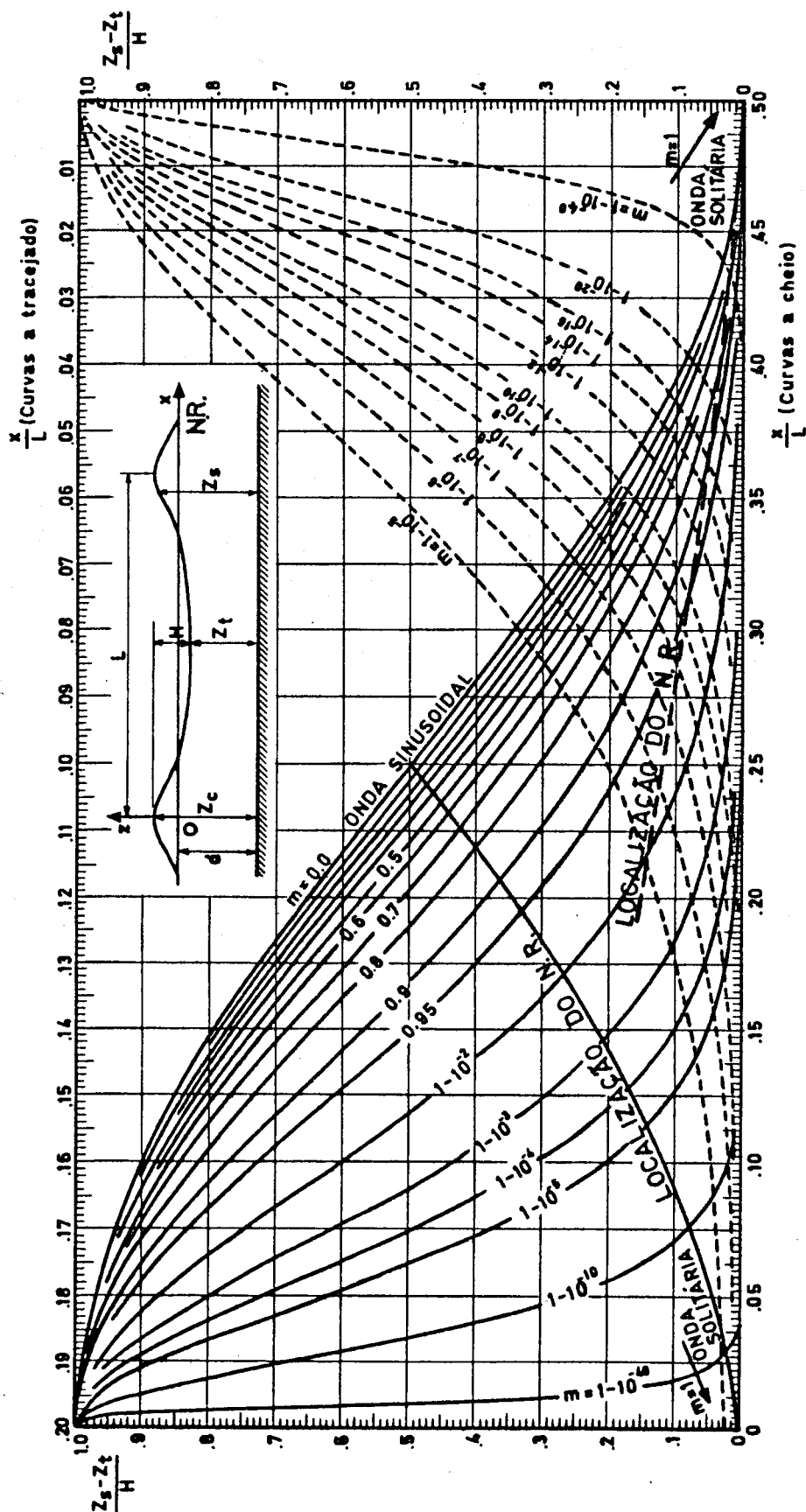


Fig. I.23. Perfis da Superfície Livre de Ondas Cnoidais (Adaptado de Wiegel 1960)

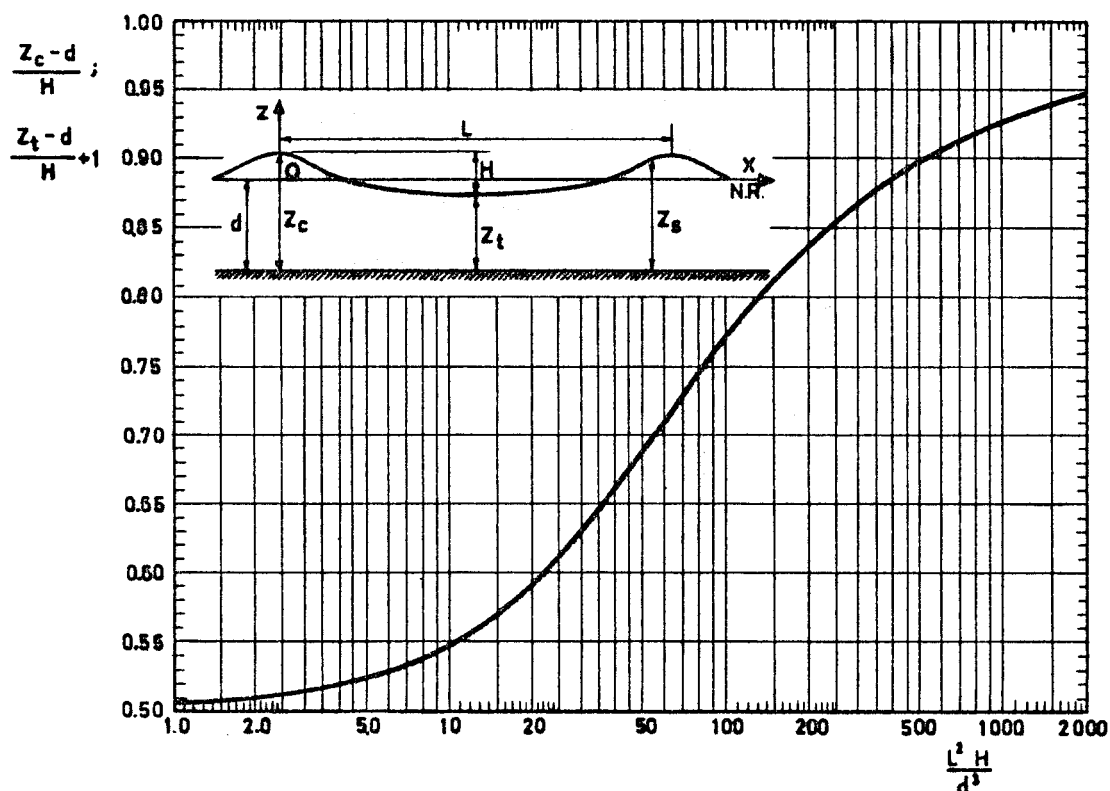


Fig. I. 24. Teoria Cnoidal. Alturas de Crista em Função do N. de Ursell

O domínio de $m = k^2$ é o intervalo $[0, 1[$.

— quando $m \rightarrow 0$; $\frac{HL^2}{d^3} \rightarrow 0$, a função Jacobiana elíptica cn passa a ser a função trigonométrica $\cos$ e $K \rightarrow \pi/2$.

$$\text{Então } \eta(x, t) = H/2 \left[\cos 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) \right] \text{ (onda sinusoidal)}$$

— quando $m \rightarrow 1$; $\frac{HL^2}{d^3} \rightarrow \infty$, a função Jacobiana elíptica cn passa a ser a função hiperbólica sech e $(K, L, T) \rightarrow \infty$.

$$\text{Então } \eta(x, t) = H \text{sech}^2 \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{H}{d^3} \left(x - \frac{L}{T} t \right) \text{ (onda solitária)}$$

As Fig. I. 25 e I. 26. apresentam diversas configurações da superfície livre correspondentes a diversos valores de m .

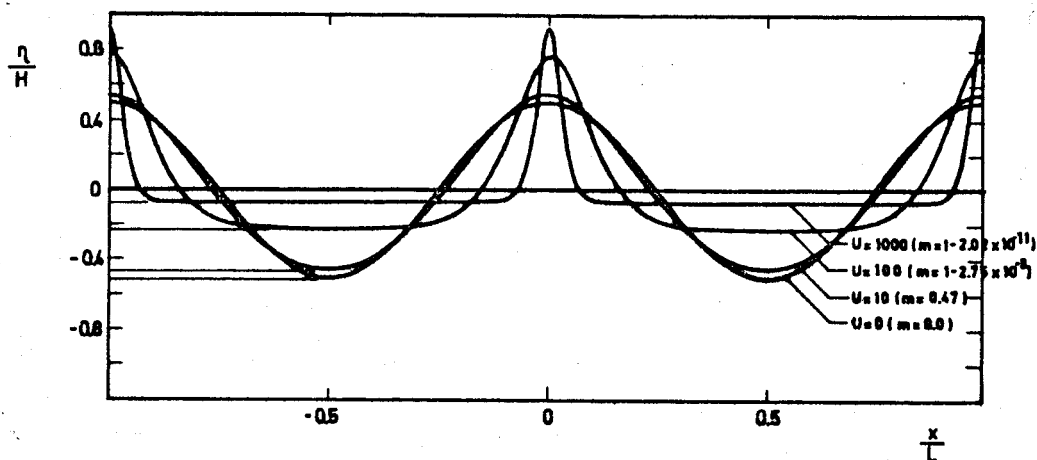


Fig. I. 25. Teoria Cnoidal. Perfis da Superfície Livre para Diversos Números de Ursell

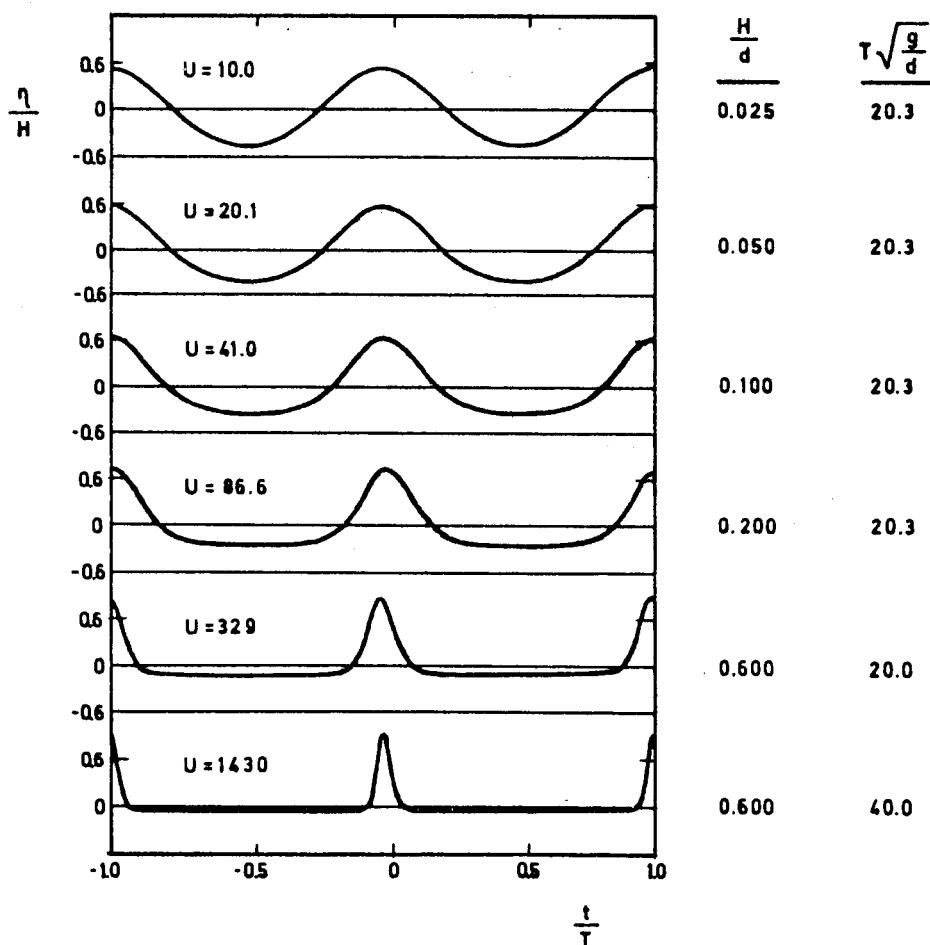


Fig. I. 26. Perfis de Ondas Cnoidais

Para $U \leq 10$, a configuração da superfície livre da onda cnoidal já se assemelha a uma configuração sinusoidal, ocorrendo no entanto uma altura de crista cerca de 20% maior que a altura de cava.

Para valores de U superiores a 10, tal diferença é cada vez mais notória; a crista torna-se mais pontiaguda e a cava mais achatada. Para $U = 1000$ há uma semelhança com um comboio de ondas solitárias sucessivas e independentes, embora o comprimento de onda seja finito e continue a existir uma cava (desenvolvendo-se portanto abaixo do nível de repouso).

As ondas descritas pelas diversas aproximações da teoria de Stokes podem ser comparadas com as ondas cnoidais, exprimindo estas sob a forma de séries de Fourier e comparando os harmónicos das ondas de Stokes com estas componentes cnoidais:

$$\frac{\eta}{H} = \frac{Z_t - d}{H} + \text{cn}^2 \left\{ \frac{2K}{2\pi} \theta, m \right\} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n \theta$$

$$\text{com } a_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\eta}{H} \cos n \theta \, d\theta$$

A Fig. I. 27. evidencia a coincidência das três primeiras componentes das ondas cnoidais e das ondas de Stokes para $U \leq 15$.

Da análise do gráfico, é importante constatar que o «domínio de validade» das ondas de Stokes expresso pelo no. de Ursell U , não é alargado pela inclusão da terceira componente. Tal resulta do facto de, para $0 \leq U \leq 15$ a terceira componente ter um valor, relativo às outras componentes, desprezável em muitas das aplicações práticas.

Goring (1978) constatou boa correlação entre valores experimentais e teóricos das três primeiras componentes de Fourier de ondas cnoidais.

Saliente-se que U é um indicativo útil e de simples utilização mas, por si só, não suficiente para a indicação da importância relativa dos efeitos não lineares e por conseguinte da teoria mais adequada a uma dada situação particular.

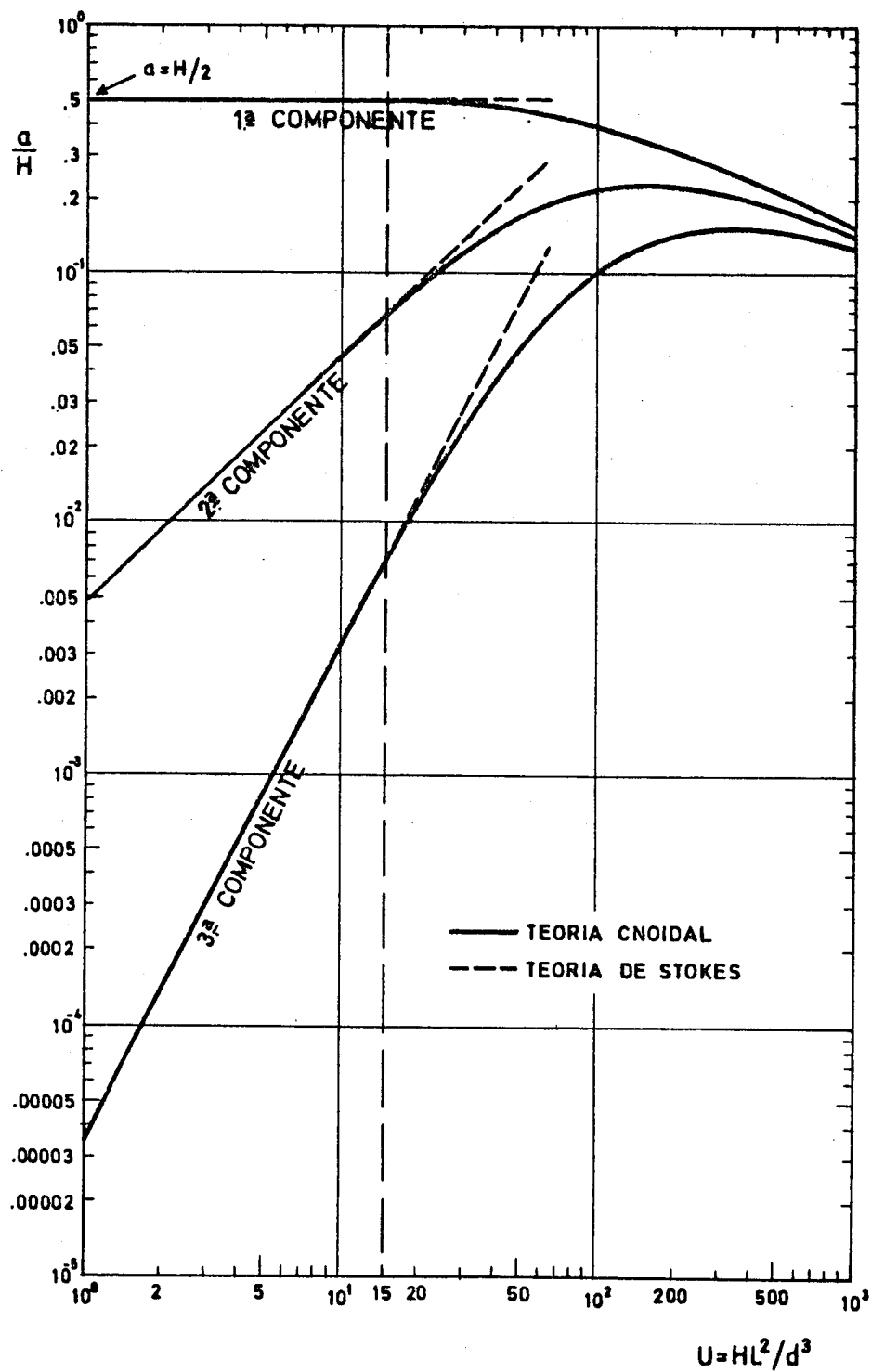


Fig. I. 27. Componentes das Ondas Cnoidais e Ondas de Stokes

PRESSÕES E VELOCIDADES

O campo de pressões associado a uma onda cnoidal depende das velocidades locais das partículas fluidas e por conseguinte é de expressão complexa. Apresentam-se as seguintes expressões de interesse:

$$p = p^+ - \rho g z$$

$$p_{\max}^+ = \rho g \left[\eta_{\max} - 4 d \left(1 - \left(\frac{z+d}{d} \right)^2 \right) \frac{HK^2}{gT^2} \right]$$

$$p_{\min}^+ = \rho g \left[\eta_{\min} + 4 d m' \left(1 - \left(\frac{z+d}{d} \right)^2 \right) \frac{HK^2}{gT^2} \right]$$

($\eta_{\max}$ e $\eta_{\min}$ calculados por expressões anteriores)

Em muitas situações pode-se considerar uma distribuição de pressões, linear, segundo a vertical, com $p = \rho g Z_s$ no fundo e $p = 0$ à superfície livre.

As componentes, horizontal e vertical, das velocidades e acelerações das partículas fluidas num ponto (x, z) podem ser obtidas a partir de expressões referidas por Keulegan (1940).

Soluções de segunda ordem foram apresentadas por Laitone (1960)

De referir:

$$u_{\max} = C \left[\frac{\eta_{\max}}{d} - \left(\frac{\eta_{\max}}{d} \right)^2 - 4 \left(\frac{1}{3} - \left(\frac{z+d}{d} \right)^2 \right) \frac{HK^2}{gT^2} \right]$$

$$u_{\min} = C \left[\frac{\eta_{\min}}{d} - \left(\frac{\eta_{\min}}{d} \right)^2 + 4m' \left(\frac{1}{3} - \left(\frac{z+d}{d} \right)^2 \right) \frac{HK^2}{gT^2} \right]$$

APLICAÇÃO

Com o presente organigrama esquematiza-se a determinação de características de ondas em profundidade ilimitada, a partir das características locais supostas conhecidas, recorrendo a expressões e gráficos, da teoria cnoidal, apresentados. Supõe-se a inexistência de fenómenos de reflexão, refração e difracção.

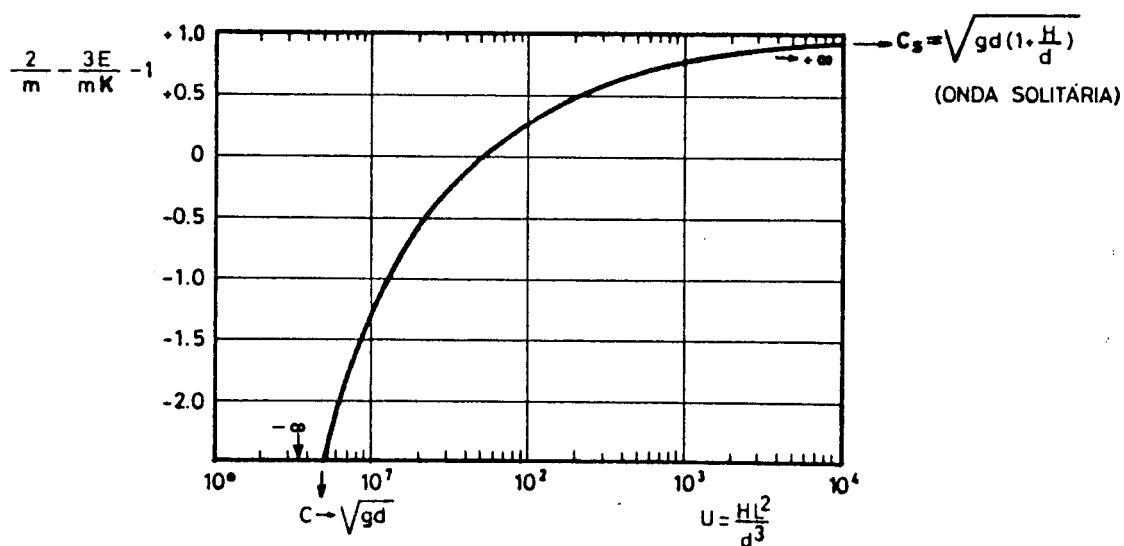
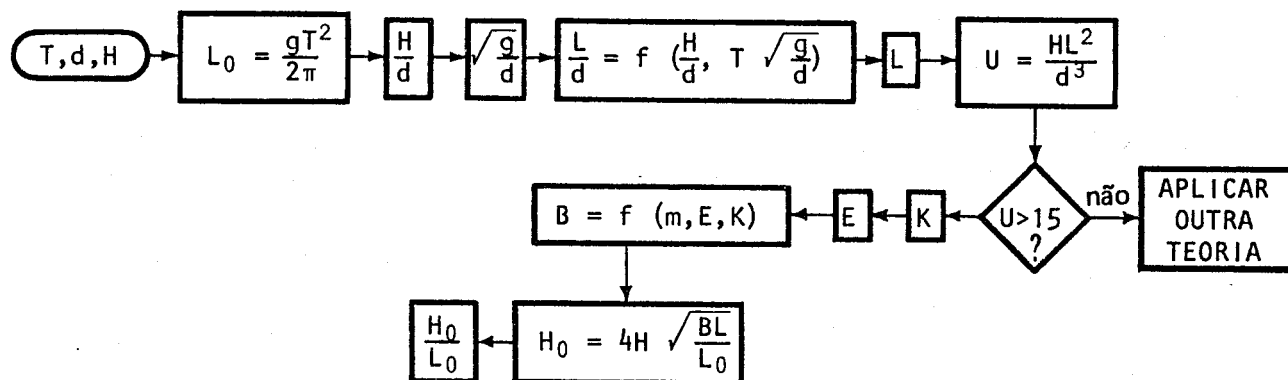


Fig. I. 28. Teoria Cnoidal. Variação do Parâmetro de Celeridade com o Número de Ursell

U	m	K	E	U	m	K	E
1	(-2)7.317	1.601	1.542	50	(-1)9.673	3.113	1.043
2	(-1)1.410	1.631	1.514	55	(-1)9.753	3.252	1.034
3	(-1)2.038	1.662	1.487	60	(-1)9.813	3.386	1.027
4	(-1)2.619	1.692	1.462	65	(-1)9.856	3.516	1.022
5	(-1)3.157	1.723	1.438	70	(-1)9.889	3.643	1.017
6	(-1)3.655	1.754	1.416	75	(-1)9.913	3.766	1.014
7	(-1)4.116	1.786	1.394	80	(-1)9.932	3.886	1.012
8	(-1)4.543	1.817	1.373	85	(-1)9.946	4.003	1.009
9	(-1)4.937	1.849	1.354	90	(-1)9.957	4.117	1.008
10	(-1)5.302	1.881	1.335	95	(-1)9.966	4.228	1.006
11	(-1)5.639	1.912	1.318	100	(-1)9.972	4.336	1.005
12	(-1)5.952	1.944	1.301	150	(-1)9.996	5.304	1.001
13	(-1)6.240	1.976	1.285	200	(-1)9.999	6.124	1.000
14	(-1)6.507	2.008	1.270	250	1.000	6.847	1.000
15	(-1)6.754	2.041	1.256	300	1.000	7.500	1.000
16	(-1)6.982	2.073	1.243	350	1.000	8.101	1.000
17	(-1)7.194	2.105	1.230	400	1.000	8.660	1.000
18	(-1)7.389	2.137	1.218	450	1.000	9.186	1.000
19	(-1)7.570	2.169	1.207	500	1.000	9.682	1.000
20	(-1)7.738	2.201	1.196	550	1.000	10.155	1.000
22	(-1)8.036	2.266	1.176	600	1.000	10.607	1.000
24	(-1)8.293	2.329	1.158	650	1.000	11.040	1.000
26	(-1)8.513	2.393	1.142	700	1.000	11.456	1.000
28	(-1)8.702	2.456	1.128	750	1.000	11.859	1.000
30	(-1)8.866	2.519	1.116	800	1.000	12.247	1.000
32	(-1)9.006	2.581	1.104	850	1.000	12.624	1.000
34	(-1)9.128	2.643	1.094	900	1.000	12.990	1.000
36	(-1)9.233	2.704	1.085	950	1.000	13.346	1.000
38	(-1)9.325	2.764	1.077	1000	1.000	13.693	1.000
40	(-1)9.404	2.824	1.070	2000	1.000	19.365	1.000
42	(-1)9.473	2.883	1.063	3000	1.000	23.717	1.000
44	(-1)9.533	2.942	1.057	4000	1.000	27.386	1.000
46	(-1)9.586	3.000	1.052	5000	1.000	30.619	1.000
48	(-1)9.632	3.057	1.047	6000	1.000	33.541	1.000
50	(-1)9.673	3.113	1.043	7000	1.000	36.228	1.000
				8000	1.000	38.730	1.000
				9000	1.000	41.079	1.000
				10000	1.000	43.301	1.000
				∞	1.000	∞	1.000
$(-n) = 10^{-n}$							

$T\sqrt{g/d}$	H/d	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.60	0.70	0.80
8	L/d	6.7	6.7	6.7	6.8	6.8	6.8	6.8	6.8	6.9	7.0	7.1	7.1	7.2	7.4	7.6	7.9	8.2
9		8.0	8.0	8.0	8.0	8.1	8.1	8.2	8.2	8.2	8.3	8.4	8.5	8.6	8.8	9.1	9.4	9.7
10		9.2	9.2	9.2	9.2	9.2	9.3	9.3	9.4	9.5	9.7	9.8	9.9	10.1	10.4	10.8	11.2	
11		10.3	10.3	10.3	10.3	10.3	10.4	10.5	10.6	10.7	10.9	11.0	11.2	11.4	11.8	12.2	12.6	
12		11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.5	11.6	11.8	11.9	12.1	12.3	12.5	12.7	13.1	13.5	14.0	
13		12.4	12.4	12.4	12.5	12.5	12.6	12.7	12.9	13.1	13.3	13.5	13.7	13.9	14.4	14.9	15.4	
14		13.5	13.5	13.5	13.5	13.5	13.6	13.7	13.9	14.0	14.2	14.5	14.7	14.9	15.2	15.7	16.2	16.7
15		14.5	14.5	14.5	14.6	14.6	14.6	14.8	15.0	15.2	15.4	15.7	15.9	16.2	16.4	17.0	17.6	18.1
16		15.6	15.6	15.6	15.6	15.7	15.7	15.9	16.1	16.3	16.6	16.8	17.1	17.4	17.7	18.3	18.9	19.5
17		16.6	16.6	16.6	16.6	16.6	16.8	16.9	17.2	17.4	17.7	18.0	18.3	18.6	18.9	19.6	20.2	20.8
18		17.6	17.6	17.6	17.7	17.7	17.8	18.0	18.3	18.6	18.9	19.2	19.5	19.8	20.2	20.9	21.5	22.2
19		18.6	18.6	18.7	18.7	18.7	18.9	19.1	19.4	19.7	20.0	20.4	20.7	21.1	21.4	22.1	22.9	23.6
20		19.7	19.7	19.7	19.7	19.7	19.9	20.2	20.5	20.8	21.2	21.5	21.9	22.3	22.7	23.4	24.2	24.9
21		20.7	20.7	20.7	20.8	21.0	21.3	21.6	21.9	22.3	22.7	23.1	23.5	23.9	24.7	25.5	26.3	
22		21.7	21.7	21.7	21.8	22.0	22.3	22.7	23.1	23.5	23.9	24.3	24.7	25.1	26.0	26.8	27.6	
23		22.7	22.7	22.7	22.8	23.1	23.4	23.8	24.2	24.6	25.1	25.5	25.9	26.4	27.2	28.1	29.0	
24		23.7	23.7	23.8	23.8	24.1	24.5	24.9	25.3	25.8	26.2	26.7	27.1	27.6	28.5	29.4	30.3	
25		24.7	24.8	24.8	24.8	24.9	25.2	25.6	26.0	26.4	26.9	27.4	27.9	28.4	28.8	29.8	30.7	31.7
26		25.7	25.8	25.8	25.8	25.9	26.2	26.6	27.1	27.6	28.1	28.6	29.1	29.6	30.1	31.1	32.0	33.0
27		26.8	26.8	26.8	26.9	26.9	27.3	27.7	28.2	28.7	29.2	29.7	30.2	30.8	31.3	32.3	33.4	34.4
28		27.8	27.8	27.8	27.9	27.9	28.3	28.8	29.3	29.8	30.4	30.9	31.4	32.0	32.5	33.6	34.7	35.7
29		28.8	28.8	28.8	28.9	29.0	29.4	29.9	30.4	30.9	31.5	32.1	32.6	33.2	33.8	34.9	36.0	37.1
30		29.8	29.8	29.9	29.9	30.0	30.4	30.9	31.5	32.1	32.6	33.2	33.8	34.4	35.0	36.1	37.3	38.4
31		30.8	30.8	30.9	30.9	31.0	31.5	32.0	32.6	33.2	33.8	34.4	35.0	35.6	36.2	37.4	38.6	39.7
32		31.8	31.8	31.9	32.0	32.0	32.5	33.1	33.7	34.3	34.9	35.6	36.2	36.8	37.4	38.7	39.9	41.1
33		32.8	32.8	32.9	33.0	33.1	33.6	34.2	34.8	35.4	36.1	36.7	37.4	38.0	38.7	40.0	41.2	42.4
34		33.8	33.9	33.9	34.0	34.1	34.6	35.2	35.9	36.5	37.2	37.9	38.6	39.2	39.9	41.2	42.5	43.8
35		34.8	34.9	34.9	35.0	35.1	35.7	36.3	37.0	37.7	38.4	39.1	39.7	40.4	41.1	42.5	43.8	45.1
36		35.8	35.9	35.9	36.0	36.1	36.7	37.4	38.1	38.8	39.5	40.2	40.9	41.6	42.4	43.8	45.1	46.5
37		36.8	36.9	37.0	37.1	37.2	37.8	38.5	39.2	39.9	40.6	41.4	42.1	42.9	43.6	45.0	46.4	47.8
38		37.8	37.9	38.0	38.1	38.2	38.8	39.5	40.3	41.0	41.8	42.5	43.3	44.1	44.8	46.3	47.7	49.2
39		38.9	38.9	39.0	39.1	39.2	39.9	40.6	41.4	42.1	42.9	43.7	44.5	45.3	46.0	47.6	49.1	50.5
40		39.9	39.9	40.0	40.1	40.2	40.9	41.7	42.5	43.3	44.1	44.9	45.7	46.5	47.3	48.8	50.4	51.9

TEORIA CNOIDAL.

TABELA PARA A DETERMINAÇÃO DE CARACTERÍSTICAS DE ONDAS À PROFUNDIDADE d

Mash (1964) estudou a evolução de uma onda cnoidal em profundidades relativamente sucessivamente menores, através do cálculo da transmissão do fluxo de energia, em termos de variação de parâmetros da onda (altura, comprimento de onda e declividade). Foram admitidas as tradicionais hipóteses de "wave shoaling":

- não ocorrência de fenômenos de reflexão nem de perdas de energia ao longo da zona de propagação;
- alteração muito suave das características da onda com exceção do período que permanece constante.

Iwagaki (1968), a partir da teoria das ondas cnoidais propõe uma aproximação prática que designa por "ondas hiperbólicas".

Nishimura, Isobe e Horikawa (1977) desenvolveram, na Universidade de Tóquio, fórmulas de recorrência para a obtenção sistemática de soluções de ordem n (n qualquer) para as teorias de Stokes e cnoidal. O estudo apresenta um tão elevado grau de sofisticação matemática que a análise e discussão dos possíveis correspondentes aspectos físicos é, de momento, inatingível.

Trabalhos muito recentes de Hansen (1978, 1980) debruçam-se sobre a teoria cnoidal, considerando a deformação do perfil da superfície livre à medida que a propagação ocorre ao longo de um talude, até que se atinja o limiar da rebentação. O perfil é considerado como a combinação de um perfil cnoidal simétrico referente a um fundo horizontal e uma componente assimétrica representando a influência do talude do fundo.

OUTRAS TEORIAS DE ONDAS

Citam-se ainda as seguintes teorias de ondas:

A TEORIA DE ONDAS LONGAS DE TRANSLACÇÃO é uma teoria irrotacional, válida para profundidades relativas muito pequenas ($d/L \ll 0,05$) e que considera a alteração da configuração do perfil da superfície livre da onda à medida que a mesma se propaga, prevendo o aparecimento de uma intumescência (bore). Admite uma distribuição hidrostática de pressões, na vertical. A sua aplicação prática exige um tratamento por métodos numéricos, através de cálculo automático.

A aproximação linear é designada por TEORIA LINEAR DE ONDAS LONGAS DE OSCILAÇÃO e tem uma solução exacta (Airy). Representa o caso limite da teoria de Stokes quando $d/L \rightarrow 0$, a que corresponde a conhecida expressão $C = \sqrt{g/d}$

AS TEORIAS DA FUNÇÃO CORRENTE (Dean — 1968; Von Schwind e Reid — 1972) e a TEORIA DE COKELET (1977) recorrem ao desenvolvimento em série de uma função corrente ou de uma função potencial. Sakai e Battjes apresentaram muito recentemente (1980) o cálculo da evolução da altura de onda em profundidades relativas sucessivamente menores, para diversas declividades, segundo a teoria de Cokelet.

A TEORIA TROCOIDAL ELÍPTICA ou de Boussinesq tem como caso particular a TEORIA TROCOIDAL CIRCULAR (Von Gerstner). São teorias de ondas oscilatórias, rotacionais, que admitem órbitas fechadas elípticas (ou circulares) e perfis instantâneos trocoidais.

ANEXO II
PROGRAMA DE CÁLCULO AUTOMÁTICO TAR

PROGRAMA DE CÁLCULO AUTOMÁTICO TAR

Autor : Eng. C.A.R. Maia Pita
(LNEC)

1. DESCRIÇÃO

Programa destinado ao tratamento de registos de ensaios com ondas regulares. Escrito em ALGOL em versão dialogante.

O programa permite calcular para cada onda os valores da altura, do período, das alturas de crista e de cava (medidas em relação ao nível de repouso) e dos períodos de crista e de cava. Para todo o registo fornece os valores da altura e do período médio, da semi-soma das alturas máxima e mínima, para além de outros valores (por exemplo, maiores alturas de crista e de cava, etc.). Se o registo fornecido tiver sido obtido a partir de duas sondas e se essas sondas estiverem afastadas entre si de uma distância inferior a um comprimento de onda (medido segundo a direcção de propagação), pode estimar o valor real desse comprimento de onda a partir do cálculo da celeridade.

2. DADOS A FORNECER

Para efectuar um cálculo será necessário fornecer os seguintes dados:

2.1. "Nome do Ficheiro de Dados"

Esse ficheiro deverá já existir no disco, devendo o nome respectivo ser indicado entre plicas (" ").

2.2. "Nome do Ficheiro de Resultados"

Trata-se do ficheiro onde serão colocados os resultados do cálculo. Deverá ser indicado um nome que não exista ainda no disco, também entre plicas (" ").

2.3. "Número de Pontos de cada Sonda"

Trata-se do número de pontos digitalizados por sonda. Como ordem de grandeza aconselha-se a utilização de:

$$N = 15 \times T \times \Delta t$$

em que Δt é o intervalo de amostragem e T o período da onda.

2.4. "O Programa permite o cálculo de:

- A) Alturas de onda do registo simultâneo de várias sondas
 - B) Alturas e comprimento de onda a partir de um registo simultâneo
- Qual pretende?"

No caso de se escolher a alínea A deverá-se indicar $\emptyset$; no caso contrário indicar-se-á -1.

2.5. No caso de se escolher a alínea A de 2.4. indicar-se-á em seguida:

2.6. "Número de Sondas a Tratar?"

2.7. "Valores Referidos ao Protótipo?"

Consoante se pretenda os resultados em valores de protótipo ou de modelo, assim se indicará -1 ou $\emptyset$.

No caso afirmativo:

2.8. "Escala 1:"

Indicar-se-á o denominador da escala.

2.9. "Pretende Desenho?"

Se a resposta for afirmativa, indicar -1. No caso contrário, indicar $\emptyset$. O desenho terá dimensão A4 e os registos das várias sondas serão desenhados com cores diferentes.

2.10. "Intervalo de Digitalização"

Valor comum dos vários registos. Não deve ser esquecido que, no caso do cálculo corresponder a n registos simultâneos com um intervalo de amostragem global Δt , o intervalo de amostragem de cada sonda será $n \times \Delta t$.

2.11. "Constante de Digitalização"

Valor que, para cada sonda, indicará o número de volts correspondentes a um deslocamento vertical da sonda de um centímetro, em relação ao nível da água em repouso.

2.12. "Existe Ficheiro com Gravação de Zero?"

Em caso de resposta afirmativa (-1):

2.13.a) "Nome desse Ficheiro?"

A indicar entre plicas.

Em caso negativo ($\emptyset$):

2.13.b) "Valores Perfurados com a Água em Repouso:"

A indicar para cada sonda.

2.14. "Pretende Impressão de todas as Alturas?"

Se houver interesse em conhecer as principais características de todas as ondas presentes, dever-se-á indicar -1. No caso de apenas interessarem os valores médios de registo, indicar-se-á $\emptyset$.

De notar que, em geral, será suficiente a segunda opção. No entanto, sempre que ocorrerem valores estranhos, dever-se-á tomar a primeira, de molde a detectar as causas dessas anomalias.

2.15. "Profundidade:"

Profundidade de água, em metros, no modelo, no ponto onde se encontra a sonda. No caso de várias sondas, indicar uma profundidade média.

2.16. "Número do Cálculo"

2.17. "Identificação"

Trata-se de uma legenda, que deverá ser indicada entre plicas (" "). Será indicada uma legenda para cada sonda.

2.18. "Pretende Criar um Ficheiro com as Alturas de Onda?"

No caso de resposta afirmativa (-1):

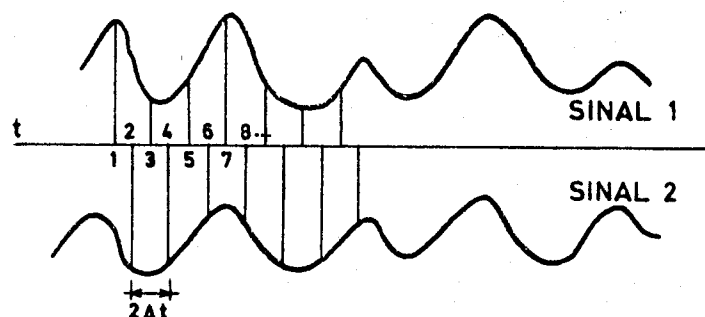
2.19. "Pretende a Altura Média (-1) ou a Altura $(MAX+MIN) / 2$ (0)?"

2.20. "Nome do Ficheiro para a Altura i?"

As questões 1.2.18, 1.2.19 e 1.2.20 destinam-se a criar ficheiros para posteriores tratamentos. O número de ficheiros será igual ao número de sinais registados.

3. CÁLCULO DO COMPRIMENTO DE ONDA

O cálculo é feito com base no registo simultâneo de dois sinais eléctricos obtidos a partir de duas sondas afastadas entre si de uma distância ℓ . O registo é feito em banda magnética (ou fita perfurada), tendo os sinais analógicos provenientes das duas sondas sido digitalizados sequencialmente com um intervalo de amostragem Δt (figura). O intervalo de tempo entre duas amostragens consecutivas do sinal de uma das sondas é, portanto, $2 \Delta t$.



Após a análise do registo de cada uma das sondas, na qual são identificados os zeros ascendentes, as cristas e cavas e o período da onda, é feito o cálculo do comprimento de onda, da seguinte forma:

1º Método: Com base nos zeros ascendentes.

a) O primeiro zero ascendente da sonda 1 (1º zero (S_1)) ocorre antes do primeiro zero ascendente da sonda 2 (1º zero (S_2)):

Tempo de propagação $S_1 \rightarrow S_2$:

$$\text{T.P.} = (\text{ZERO}(S_2) - \text{ZERO}(S_1)) \cdot 2\Delta t$$

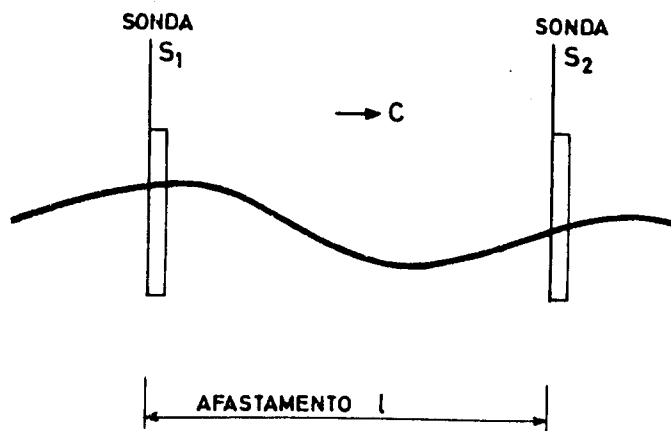
b) O primeiro zero ascendente da sonda 1 ocorre depois do primeiro zero ascendente da sonda 2:

$$\text{T.P.} = (2^\circ \text{ ZERO}(S_2) - 1^\circ \text{ ZERO}(S_1)) \cdot 2\Delta t$$

Em qualquer dos casos:

Celeridade = Afastamento entre as sondas / Tempo de propagação

Comprimento de onda = Período x Celeridade.



2º Método: Com base nas cristas

É inteiramente análogo ao primeiro.

Cálculo do chamado «comprimento de onda (teórico)»:

É utilizada a simplificação apresentada por PIRES ELIAS na comunicação ao SIDAM 71 («Cálculo do comprimento de onda na teoria linear»)

$$L = \sqrt{2\pi \frac{d}{L_0} (1 - 1,0472 \frac{d}{L_0})} L_0$$

que conduz a valores com um erro menor do que 0,5 ‰, se $d/L_0 < 0,16$, ou menor do que 1%, se $d/L_0 < 0,25$.

4. PROCESSAMENTO DA INFORMAÇÃO

4.1. Fita Perfurada

Para a leitura pelo computador de uma fita perfurada com dados de ensaio será necessário perfurar fitas de controle, o que poderá ser feito na perfuradora existente na sala de cálculo do SH.

A ordem de leitura e os respectivos conteúdos serão os seguintes:

- 1a. FITA DE CONTROLE
 - \$ JOB X,Y ⁽¹⁾
 - \$ PASSWORD AAA ⁽²⁾
 - \$ DECK Z.L ⁽³⁾
- 1a. FITA DE DADOS
- 2a. FITA DE CONTROLE
 - \$ DECK Y.L ⁽³⁾
- (. . .)
- ENÉSIMA FITA DE CONTROLE
 - \$ DECK K.L. ⁽³⁾

(1) – Define a área do DSK em que se vai trabalhar. Assim, poderia ser, por exemplo:

\$ JOB 163,142

(2) – Indica a palavra-chave da área em questão

(3) – Criam-se ficheiros com as designações Z.L, Y.L, K.L

- ENÉSIMA FITA DE DADOS
- ÚLTIMA FITA DE CONTROLE
\$ EOJ

4.2. Banda Magnética

Para a leitura pelo computador de uma banda magnética, dever-se-á começar por pedir ao sistema a respectiva montagem no «Handler», o que poderá ser feito com base na instrução:

MOUNT MTA:/REELID: Nome da banda.

O nome deverá estar inscrito na própria banda, de molde a permitir a sua identificação pelo operador da DI.

Depois da banda montada, faz-se a chamada do programa de leitura ("CHANGE", da biblioteca do DEC 10)

R CHANGE

Pode-se, então, ler qualquer registo da banda, atribuindo-lhe simultaneamente um nome, utilizando a seguinte instrução:

DSK: NOME. EXT/NO CRLF=MTA:/MODE: EBCDIC/REC: 512/IND/NO ERROR/ADV:arg
em que:

DSK: indicará o disco onde será criado o ficheiro com o registo (por exemplo: DSKB, DSKC, etc.)

NOME. EXT — Nome e extensão a atribuir ao ficheiro que conterá o registo

NOCRLF — Na leitura não serão introduzidas mudanças de linha

MTA — Handler onde está a banda

MODE: EBCDIC — Conversão de caracteres

ADV: arg — Indicará o registo a ler, sendo o argumento o número indicado pelo gravador durante o registo.

A instrução anterior será repetida tantas vezes quantas os registos a ler. Após a leitura desses registos, dever-se-á indicar:

EXIT
DISMOUNT MTA

Após a leitura poder-se-á controlar a qualidade da digitalização e leitura, através da observação do ficheiro num terminal. Os erros mais frequentes surgem no início da fita, devido à não-gravação de espaços entre valores. A correcção destes erros deverá ser feita utilizando o programa TECO.

No caso de erros iniciais dever-se-ão retirar os valores afectados. Por exemplo, se o início do ficheiro X.L tiver o aspecto seguinte:

635438 326 -310 285 -200

dever-se-á fazer:

TE X.L
 Ø J \$\$
 6 D \$\$
 EX

ficando então:

326 -310 285 -200

Como a digitalização simultânea de vários sinais é feita sequencialmente, deve-se ter o cuidado ao fazer a correcção anterior, de não alterar a ordem de digitalização.

Programa TAR.ALG

```

BEGIN
STRING R,S3,SF,R1,R2,S4;
BOOLEAN CZ,REST,C01,DES,DES1,GRAF,ZER,PROT;
INTEGER L,II,NS,LA1,VU,J,JJ,M,I,N,NU,ZE,
XE,ESC,XL,XE1,XE2;
REAL DT,LL1,AC,AV,TT,TS1,TS2,TS3,TS4,TS5,
Z,DSE,C1,C,D,AA,AB,LSCV,AB1,
LL,LSC,TG1,Y,DD, A1,RR,SS,TSA,TSC,TSCV,CRS,CVS,B1,X,
HS,MED2, AFAST,VX,JU,JX,CEL2,LL2,CEL,MAX,MIN,ESC1;
EXTERNAL PROCEDURE
TRASP,NOMBRE,ECHIRE,FINTRA,DEBTRA,PLUME;
INPUT(1,"TTY");
SELECTINPUT(1);
WRITE('CCJNOME DO FICHEIRO DE DADOS: [B]');
READ(SF);
WRITE('CCJNOME DO FICHEIRO DE RESULTADOS: [B]');
READ(R);
WRITE('CCJNUMERO DE PONTOS DE CADA SONDA: [B]');
READ(N);
WRITE('CCJO PROGRAMA PERMITE O CALCULO DE');
WRITE('CCJA)ALTURAS DE ONDA DO REGISTO SIMULTANEO DE
VARIAS SONDAS -0');
WRITE('CCJB)ALTURAS E COMPRIMENTOS DE ONDA A PARTIR DE
UM REGISTO');
WRITE('CCJ  SIMULTANEO DE DUAS SONDAS -1');
WRITE('CCJ  QUAL PRETENDE? [B]');
READ(C01);
IF C01 THEN
NS:=2
ELSE
BEGIN
WRITE('CCJNUMERO DE SONDAS A TRATAR:[B]');
READ(NS);
END;
BEGIN
ARRAY AC1:NS,1:NJ,ESCA,MEDIAC1:NSJ;
STRING ARRAY SC1:NSJ;
INPUT(2,"DSK");
OPENFILE(2,SF);
OUTPUT(3,"DSK");
OPENFILE(3,R);
SELECTINPUT(2);
FOR I:=1 UNTIL N DO
BEGIN
FOR J:=1 UNTIL NS DO
READ(ACJ,I);
END;
SELECTINPUT(1);
WRITE('CCJVALORES REFERIDOS AO PROTOTIPO?[B]');
READ(PROT);
IF PROT THEN
BEGIN
WRITE('CCJESCALA 1:[B]');
READ(ESC);
END;

```

```
1  
  
WRITE('[[[PRETENDE DESENHO ? [B]]]);  
READ(GRAF);  
WRITE('[[[INTERVALO DE DIGITALIZACAO: [B]]]);  
READ(DT);  
WRITE('[[[CONSTANTE DE DIGITALIZACAO:]);  
FOR I:=1 UNTIL NS DO  
BEGIN  
WRITE('[[[SONDA ');  
PRINT(I,2,0);  
WRITE(': [B]]);  
READ(ESCALI);  
END;  
WRITE('[[[EXISTE FICHEIRO COM GRAVACAO DO ZERO ?[B]]]);  
READ(ZER);  
IF ZER THEN  
BEGIN  
WRITE('[[[NOME DESSE FICHEIRO ?[B]]]);  
READ(S4);  
END  
ELSE  
BEGIN  
WRITE('[[[VALORES PERFORADOS COM A AGUA EM REPOUSO:]);  
FOR I:=1 UNTIL NS DO  
BEGIN  
WRITE('[[[SONDA:]);  
PRINT(I,2,0);  
WRITE(': [B]]);  
READ(MEDIACI);  
END;  
END;  
WRITE('[[[PRETENDE IMPRESSAO DE TODAS AS ALTURAS?[B]]]);  
READ(REST);  
WRITE('[[[PROFUNDIDADE:[B]]]);  
READ(DD);  
IF PROT THEN DD:=DD*ESC;  
WRITE('[[[NUMERO DO CALCULO:[B]]]);  
READ(NU);  
FOR I:=1 UNTIL NS DO  
BEGIN  
WRITE('[[[IDENTIFICACAO[B]]]);  
PRINT(I,2,0);  
WRITE(': [B]]);  
READ(SCI);  
END;  
IF CO1 THEN  
BEGIN  
WRITE('[[[TITULO DO CALCULO DO COMPRIMENTO DE ONDA:  
[B]]]);  
READ(S3);  
WRITE('[[[AFASTAMENTO ENTRE SONDAS: [B]]]);  
READ(AFAST);  
IF PROT THEN AFAST:=AFAST*ESC;  
END;  
WRITE('[[[PRETENDE CRIAR UM FICHEIRO COM AS ALTURAS DE  
ONDA? [B]]]);
```

```

READ(DES);
IF DES THEN
BEGIN
WRITE('CCJPRETENDE A ALTURA MEDIA (-1) OU');
WRITE('CCJA ALTURA (MAX+MIN)/2 (0)? [B]');
READ(DES1);
WRITE('CCJNOME DO FICHEIRO PARA A ALTURA 1?');
BREAK.OUTPUT;
READ(R1);
IF C01 THEN
BEGIN
WRITE('CCJNOME DO FICHEIRO PARA A ALTURA 2?');
BREAK.OUTPUT;
READ(R2);
END
END LEITURA DADOS;
SELECTOUTPUT(3);
IF DES THEN
BEGIN
OUTPUT(4,'DSK');
OPENFILE(4,R1);
IF C01 THEN
BEGIN
OUTPUT(5,'DSK');
OPENFILE(5,R2);
END
END;
IF GRAF THEN
BEGIN
OUTPUT(6,'PLT');
OPENFILE(6,'DES.PLT');
END;
IF ZER THEN
BEGIN
INPUT(7,'DSK');
OPENFILE(7,S4);
END ABERTURA DE FICHEIROS;
BEGIN
ARRAY U,V,CR,CV,T,TCR,TCR1,TCR2,T1,T2,HC1:N/5],
ZERO1:N/2],ZEAS,ZEDS,ACR,ACV,ZERO1,ZERO2[1:N/4],VCC1:4
],LAC1:2],
AXAC1:NS,1:51];
PROCEDURE TADES(II);
VALUE II;
INTEGER II;
BEGIN
WRITE('CP3N10SJENSAID COM ONDAS REGULARES');
WRITE('CN10SICALCULO N. ');
PRINT(HU,4,0);
WRITE('C2N10SIPROFUNDIDADE : ');
PRINT(DD,2,4);
WRITE('C2SJMETROS');
WRITE('C2N10SICARACTERISTICAS DO CALCULO:');
WRITE('CN15SINTERVALO DE DIGITALIZACAO:');
PRINT(DT,2,4);

```

```

WRITE('CN15SJCONSTANTE DA SONDA:');
PRINT(ESCACIIJ,2,4);
IF PROT THEN
BEGIN
WRITE('CN15SJESCALA DO MODELO: 1:');
PRINT(ESC,2,0);
END;
WRITE('C2N10SJ');
WRITE(SCIIJ);
WRITE('C2N10SJUNIDADES: C5SJALTURAS: ');
IF PROT THEN WRITE('METROS') ELSE WRITE('CENTIMETROS');
WRITE('CN24SJPERIODOS: SEGUNDOSC24SJCOMPRIMENTOS DE
ONDA: METROS');
A1:=10000;
AC:=AV:=TSA:=TSC:=TSCV:=0;
B1:=ZE:=0
MED2:=CRS:=CVS:=HS:=0;
FOR I:=3 UNTIL N DO
BEGIN
IF ACII,I-2J<=0 AND ACII,I-1J<=0 AND
ACII,IJ>0 AND ACII,I+1J>0 AND ACII,I+2J>0 THEN
BEGIN
ZE:=ZE+1;
ZEROI ZEJ:=I;
END
END;
FOR I:=1 UNTIL ZE-1 DO
BEGIN
CVCIJ:=CRCIJ:=0;
FOR X:=ZEROI IJ UNTIL ZEROI I+1J DO
BEGIN
IF ACII,XJ<CVCIJ THEN
CVCIJ:=ACII,XJ;
IF ACII,XJ>CRCIJ THEN
BEGIN
CRCIJ:=ACII,XJ;
TCRCIJ:=X;
END;
IF ACII,X-2J>=0 AND ACII,X-1J>=0 AND ACII,XJ<0 AND
ACII,X+1J<0 AND ACII,X+2J<0 THEN
ZEDESCIJ:=X;
END;
HCIJ:=ABS(CRCIJ)+ABS(CVCIJ);
TCIJ:=(ZEROI I+1J-ZEROI IJ)*DT;
T1CIJ:=(ZEDESCIJ-ZEROI IJ)*DT;
T2CIJ:=(ZEROI I+1J-ZEDESCIJ)*DT;
TSA:=TSA+TCIJ;
TSC:=TSC+T1CIJ;
TSCV:=TSCV+T2CIJ;
MED2:=MED2+((CRCIJ+CVCIJ)/2);
CRS:=CRS+CRCIJ;
CVS:=CVS+CVCIJ;
HS:=HS+HCIJ;
END;
WRITE('C2N10SJNUMERO DE ONDAS: ');

```

```

PRINT(ZE-1,3,0);
IF REST THEN
BEGIN
WRITE('C2N4S]HC9S]TC8S]HC8S]TC8S]HC8S]TC7S]AREAC5S]AREA'
);
WRITE('CN21S]CRISTAC3S]CRISTAC4S]CAVAC5S]CAVAC4S]CRISTAC
4S]CAVA');
END;
FOR I:=1 UNTIL ZE-1 DO
BEGIN
FOR X:=ZERO[I] UNTIL ZEDESC[I] DO
ACRC[I]:=ACRC[I]+ACII,X;
FOR X:=ZEDESC[I] UNTIL ZERO[I+1] DO
ACVC[I]:=ACVC[I]+ACII,X;
IF A1>HC[I] THEN A1:=HC[I];
IF B1<HC[I] THEN B1:=HC[I];
AC:=AC+ACRC[I];
AV:=AV+ACVC[I];
IF REST THEN
BEGIN
WRITE('CN');
PRINT(HC[I],3,2);
WRITE('C2S ');
PRINT(TC[I],3,2);
WRITE('C2S');
PRINT(CRC[I],3,2);
WRITE('C2S');
PRINT(T1C[I],3,2);
WRITE('C2S');
PRINT(CVC[I],3,2);
WRITE('C2S');
PRINT(T2C[I],3,2);
WRITE('C2S');
PRINT(ACRC[I]*DT,3,2);
WRITE('C2S');
PRINT(ACVC[I]*DT,3,2);
END
END;
AC:=AC*DT/(ZE-1);
AV:=AV*DT/(ZE-1);
AA:=(A1+B1)/2;
TSA:=TSA/(ZE-1);
LL:=1.56*TSA*TSA;
TG1:=DD/LL;
Z:=SQRT(2*3.14159*TG1)*(1-1.0472*TG1)*LL;
MED2:=MED2/(ZE-1);
CRS:=CRS/(ZE-1);
CVS:=CVS/(ZE-1);
TSC:=TSC/(ZE-1);
TSCV:=TSCV/(ZE-1);
AB:=HS/(ZE-1);
C1:=D:=0;
FOR I:=1 UNTIL ZE-1 DO
BEGIN
IF CRC[I]>C1 THEN C1:=CRC[I];

```

```

IF ABS(CVC11)>ABS(D) THEN D:=CVC11;
END;
WRITE('C3N10S1VALORES GLOBAIS:');
WRITE('C2N10S1SOBRELEVACAO DO NIVEL: ');
PRINT(MED2,3,2);
WRITE('C2N10S1ONDAS:CN15S1ALTURA MEDIA:');
PRINT(AB,3,2);
WRITE('CN15S1(HMAX+HMIN)/2:');
PRINT(AA,3,2);
WRITE('CN15S1PERIODO MEDIO:');
PRINT(TSA,3,2);
WRITE('C2N10S1CRISTAS:CN15S1ALTURA MEDIA:');
PRINT(CRS,3,2);
WRITE('CN15S1MAIOR ALTURA:');
PRINT(C1,3,2);
WRITE('CN15S1PERIODO MEDIO:');
PRINT(TSC,3,2);
WRITE('CN15S1AREA:');
PRINT(AC,4,2);
WRITE('C2S1(L2*T)');
WRITE('C2N10S1CAVAS:CN15S1ALTURA MEDIA:');
PRINT(CVS,3,2);
WRITE('CN15S1MAIOR ALTURA:');
PRINT(D,3,2);
WRITE('CN15S1PERIODO MEDIO:');
PRINT(TSCV,3,2);
WRITE('CN15S1AREA:');
PRINT(AV,4,2);
WRITE('C2S1(L2*T)');
WRITE('C2N10S1COMPRIMENTOS DE ONDA (TEORICOS):CN15S1AO
LARGO:');
PRINT(LL,4,2);
WRITE('CN15S1A PEQUENAS PROFUNDIDADES:');
PRINT(Z,4,2);
WRITE('C2N10S1PARAMETROS
ADIMENSIONAIS:CN15S1HMEDIA/LMEDIO AO LARGO:');
IF PROT THEN
PRINT(AB/LL,4,4)
ELSE
PRINT(AB/(LL*100),4,4);
WRITE('CN15S1HMEDIA/LMEDIO A PEQUENAS PROFUNDIDADES:
');
IF PROT THEN
PRINT(AB/Z,4,4)
ELSE
PRINT(AB/(Z*100),4,4);
WRITE('CN15S1ALTURA MEDIA DE CRISTAS/ALTURA MEDIA DE
CAVAS:');
PRINT(CRS/CVS,3,2);
END PROCEDIMENTO TADES;
PROCEDURE CCO(TS,ZERO1,ZERO2,LA,TCR1,TCR2);
VALUE TS,ZERO1,ZERO2,LA,TCR1,TCR2;
ARRAY ZERO1,ZERO2,TCR1,TCR2;
INTEGER LA;
REAL TS;

```

```

BEGIN
REAL T1,ERRO,CX;
WRITE('CP4N10S]CALCULO DO COMPRIMENTO DE ONDA[N10S]');
WRITE('CALCULO N. ');
PRINT(NU,4,0);
WRITE('N10S]');
WRITE(S3);
WRITE('N10S]ENSAIO COM O AFASTAMENTO ENTRE SONDAS
DE');
PRINT(AFAST,3,2);
WRITE('CS]METROS');
T1:=TT:=0;
IF ZERO1[I] <= ZERO2[I] THEN
BEGIN
FOR I:=1 UNTIL LA-1 DO
T1:=T1+(ZERO2[I]-ZERO1[I])*DT;
END
ELSE
FOR I:=1 UNTIL LA-1 DO
T1:=T1+(ZERO2[I+1]-ZERO1[I])*DT;
T1:=T1/(LA-1);
CEL:=AFAST/T1;
LL1:=TS1*CEL;
WRITE('C3N10S]ESTIMATIVAS DO COMPRIMENTO DE ONDA');
WRITE('C2N15S]COM BASE NOS ZEROS ASCENDENTES ');
PRINT(LL1,3,2);
WRITE('C2S]METROS[C20S]CELERIDADE: ');
PRINT(CEL,3,2);
IF TCR1[I] <= TCR2[I] THEN
BEGIN
FOR I:=1 UNTIL LA-1 DO
TT:=TT+(TCR2[I]-TCR1[I])*DT
END
ELSE
BEGIN
FOR I:=1 UNTIL LA-1 DO
TT:=TT+(TCR2[I+1]-TCR1[I])*DT;
END;
TT:=TT/(LA-1);
CEL2:=AFAST/TT;
LL2:=CEL2*TS1;
WRITE('C2N15S]COM BASE NAS CRISTAS:');
PRINT(LL2,3,2);
WRITE('C2S]METROS[C20S]CELERIDADE:');
PRINT(CEL2,3,2);
END PROCEDIMENTO CCO;
IF PROT THEN
BEGIN
FOR I:=1 UNTIL NS DO
ESCALI:=ESCALI*ESC*100;
DT:=DT*SQRT(ESC);
END;
IF ZER THEN
BEGIN
SELECTINPUT(7);

```

```

FOR I:=1 UNTIL NS DO MEDIAI1:=0;
FOR I:=1 UNTIL 50 DO
BEGIN
FOR J:=1 UNTIL NS DO
BEGIN
READ(AXACJ,I);
MEDIAI1:=MEDIAI1+AXACJ,I;
END;
END;
FOR J:=1 UNTIL NS DO
MEDIAI1:=MEDIAI1/50;
END;
IF PROT THEN
BEGIN
FOR J:=1 UNTIL NS DO
BEGIN
FOR I:=1 UNTIL N DO
ACJ,I:=(ACJ,I-MEDIAI1)*ESCAI1;
END
END
ELSE
BEGIN
FOR J:=1 UNTIL NS DO
BEGIN
FOR I:=1 UNTIL N DO
ACJ,I:=(ACJ,I-MEDIAI1)*ESCAI1;
END
END;
C:=D:=0;
SELECTOUTPUT(3);
IF CO1 THEN
BEGIN
TADES(1);
AB1:=AB;
VCE1:=AC;
VCE2:=AV;
TS1:=TSA;
LAC1:=ZE-1;
TS2:=TSC;
TS3:=TSCV;
FOR I:=1 UNTIL LAC1 DO
BEGIN
TCR1I1:=TCR1I1;
ZERO1I1:=ZERO1I1;
END;
IF DES THEN
BEGIN
SELECTOUTPUT(4);
IF DES1 THEN
PRINT(AB,2,4)
ELSE
PRINT(AA,2,4);
END;
WRITE(['EN']);
IF CO1 THEN

```

```

BEGIN
SELECTOUTPUT(3);
ESCAL1:=ESCAL2;
WRITE('CP');
TADES(2);
LAC2:=ZE-1;
VCC3:=AC;
VCC4:=AV;
TS4:=TSC;
TS5:=TSCV;
FOR I:=1 UNTIL LAC2 DO
BEGIN
TCR2CI:=TCRCI;
ZERO2CI:=ZEROCI;
END;
IF LAC2<LAC1 THEN LA1:=LAC2 ELSE LA1:=LAC1;
IF DES THEN
BEGIN
SELECTOUTPUT(5);
IF DES1 THEN
PRINT(AB,2,4)
ELSE PRINT(AA,2,4);
END
END;
WRITE('CN');
END
ELSE
BEGIN
FOR II:=1 UNTIL NS DO
BEGIN
SELECTOUTPUT(3);
TADES(II);
END
END;
SELECTOUTPUT(3);
IF CO1 THEN
BEGIN
WRITE('CP');
CCO(TS1,ZERO1,ZERO2,LA1,TCR1,TCR2);
WRITE('C2N10S]COMPRIMENTOS DE CRISTA[C1N15S]SONDA 1:');
PRINT(CEL*TS2,4,4);
WRITE('C1N15S]SONDA 2:');
PRINT(CEL*TS4,4,4);
WRITE('C2N10S]COMPRIMENTOS DE CAVA[C1N15S]SONDA 1:');
PRINT(CEL*TS3,4,4);
WRITE('C1N15S]SONDA 2:');
PRINT(CEL*TS5,4,4);
WRITE('C2N10S]VOLUMES POR UNIDADE DE LARGURA:');
WRITE('C2N15S]CRISTAS:[C20S]SONDA 1:');
PRINT(VCC1*CEL*100,4,3);
IF PROT THEN WRITE('C3]M3') ELSE WRITE('C3]CM3');
WRITE('C20S]SONDA 2:');
PRINT(VCC3*CEL*100,4,3);
IF PROT THEN WRITE('C3]M3') ELSE WRITE('C3]CM3');
WRITE('C2N15S]CAVAS:[C20S]SONDA 1:');

```

```

PRINT(VCC2]*CEL*100,4,3);
IF PROT THEN WRITE('CSJM3') ELSE WRITE('CSJCM3');
WRITE('EN20S]SONDA 2:');
PRINT(VCC4]*CEL*100,4,3);
IF PROT THEN WRITE('CSJM3') ELSE WRITE('CSJCM3');
IF Z>2*LL1 OR LL1>2*Z OR AB1>2*AB OR AB>2*AB1 THEN
BEGIN
OUTPUT(0,'TTY');
SELECTOUTPUT(0);
WRITE('ECJATENCAO:   CALCULO COM POSSIVEL TROCA DE
SONDAS');
WRITE('ECJVERIFIQUE OS DADOS!!!');
END
END CALCULO;
IF GRAF THEN
BEGIN
SELECTOUTPUT(6);
DEBTRA(1,28,18.5);
PLUME(1);
TRASP(2.0,2.0,-3);
TRASP(1.0,15.0,3);
Ecrire(1,15.0,0.50,'ENSAIO COM ONDAS REGULARES',0);
TRASP(1,14.1,3);
Ecrire(1.0,14.1,.4,'CALCULO N.',0);
NOMBRE(5.5,14.1,.4,NU,0,0);
MAX:=MIN:=0;
FOR I:=1 UNTIL NS DO
BEGIN
FOR J:=1 UNTIL N DO
BEGIN
IF ACI,JJ<MIN THEN MIN:=ACI,JJ;
IF ACI,JJ>MAX THEN MAX:=ACI,JJ;
END
END;
IF MAX>10.0 OR MIN<-10.0 THEN ESC1:=2 ELSE ESC1:=1;
TRASP(0,10,3);
FOR JU:=0 STEP .5 UNTIL 10 DO
BEGIN
TRASP(0,10-JU,2);
NOMBRE(-1.1,10-JU,.3,(10-2*JU)*ESC1,0,0);
TRASP(-.1,10-JU,3);
TRASP(.1,10-JU,2);
TRASP(0,10-JU,3);
END;
TRASP(0,5,-3);
FOR JU:=2 STEP 2 UNTIL 20 DO
BEGIN
TRASP(JU,0,2);
TRASP(JU,.1,3);
TRASP(JU,-.1,2);
TRASP(JU,-.5,3);
IF PROT THEN
NOMBRE(JU,-.5,.2,(JU*SQR(ESC))/2,0,2)
ELSE
NOMBRE(JU,-.5,.2,JU/2,0,0);

```

```
TRASP(JU,0,3);  
END;  
FOR J:=1 UNTIL NS DO  
BEGIN  
  PLUME(J);  
  TRASP(0,ACJ,IJ/ESC1,3);  
  FOR JU:=2*DT STEP 2*DT UNTIL 20 DO  
  BEGIN  
    TRASP(JU,ACJ,IJ/ESC1,2);  
    I:=I+1;  
  END;  
  TRASP(1.0,8.2-(J-1),3);  
  ECRIRE(1.0,8.2-(J-1),.4,"REGISTO",0);  
  NOMBRE(4.2,8.2-(J-1),.4,J,0,0);  
  ECRIRE(4.6,8.2-(J-1),.4," - ",0);  
  ECRIRE(5.8,8.2-(J-1),.4,SC[J],0);  
END;  
FINTRA;  
END DESENHO;  
END  
END  
END;
```

ANEXO III
RESULTADOS EXPERIMENTAIS

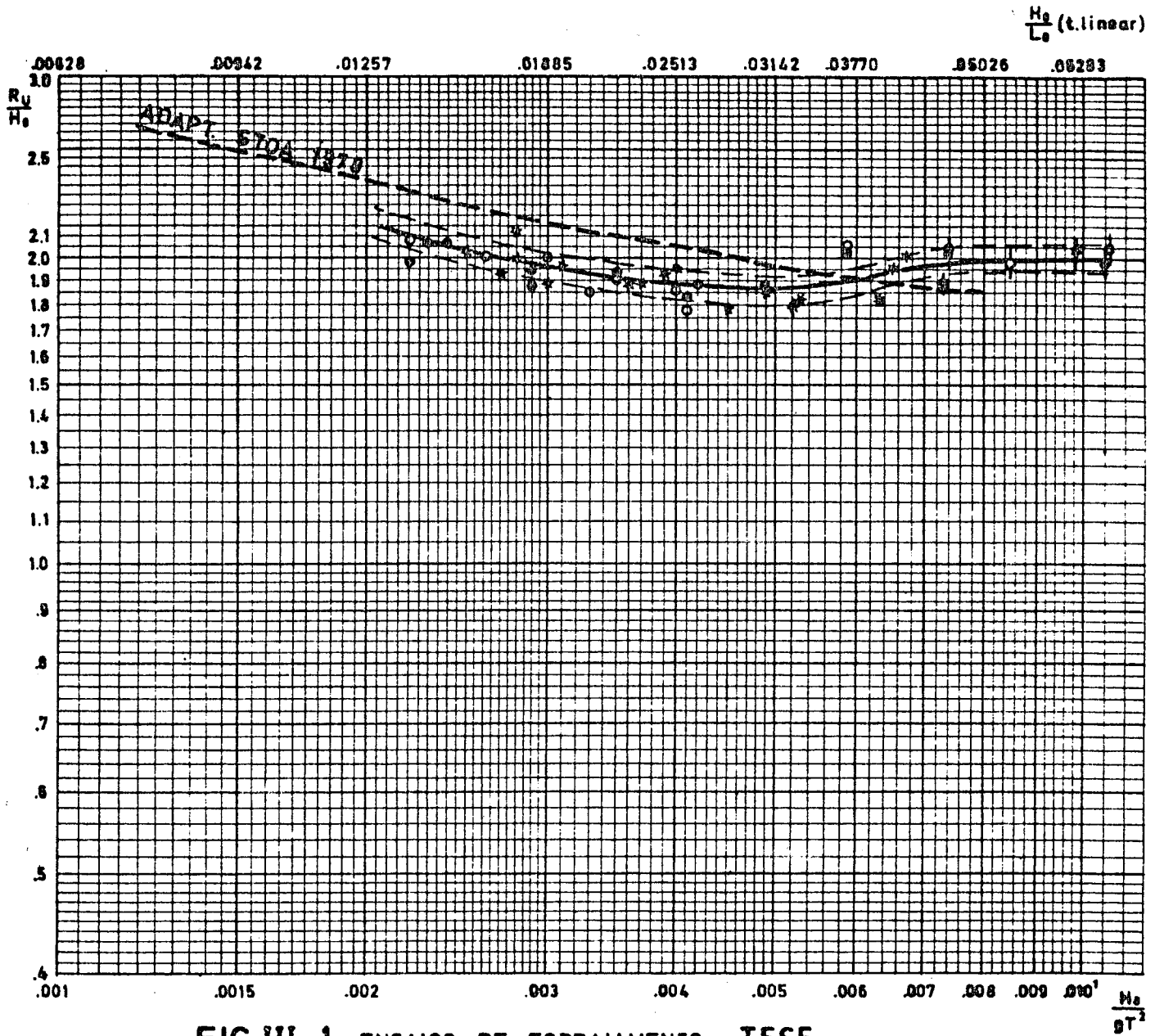


FIG.III-1 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \xi^{-2}$$

$$\cot \alpha = 1.5$$

TALUDE LISO

$$d/H_0 = 3$$

$$\circ 3.3 \pm .1$$

$$\circ 3.0 \pm .1$$

$$\circ 2.7 \pm .1$$

$$S_y = .080$$

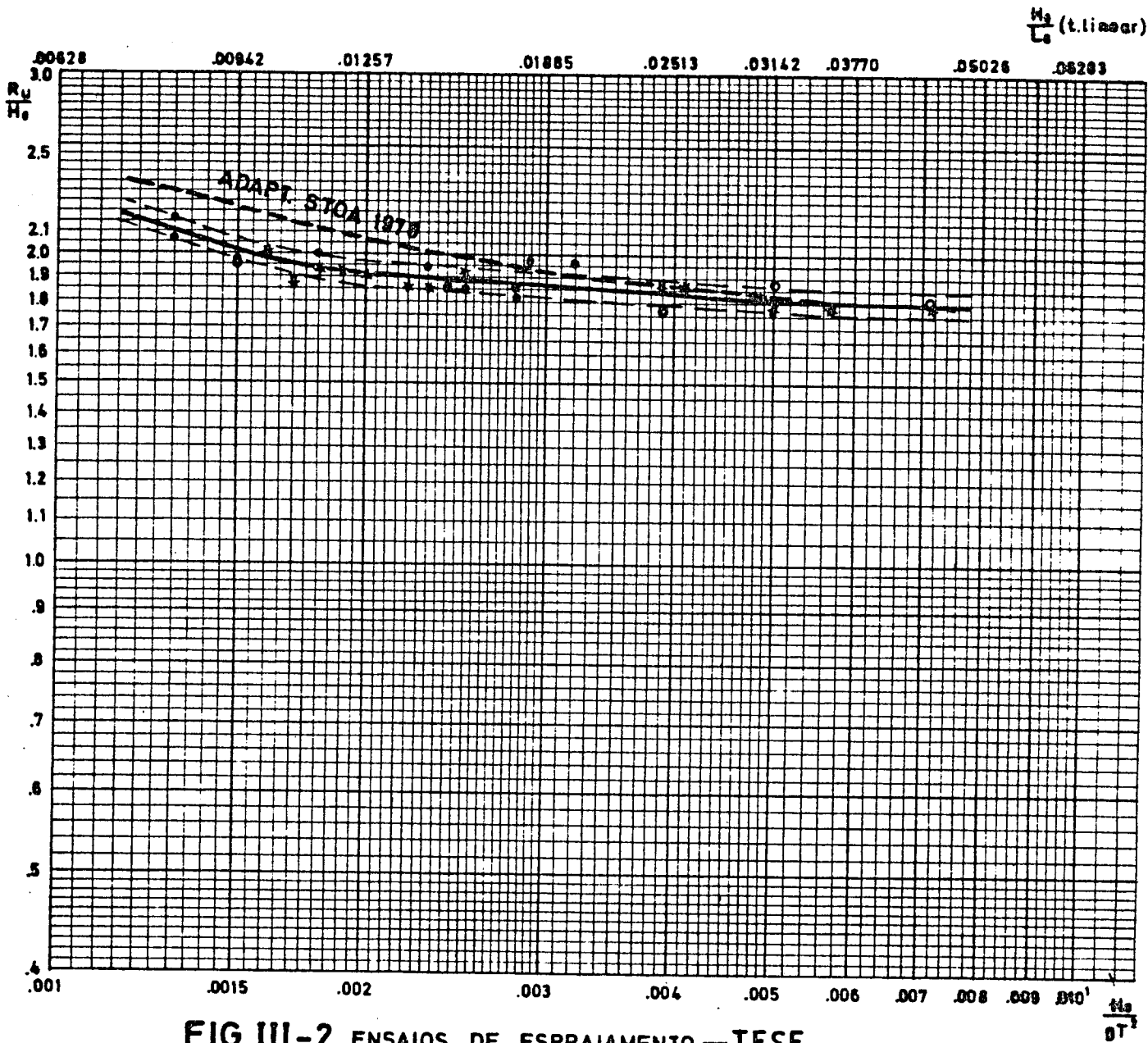


FIG.III-2 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cotg \alpha} \xi_0^{-1}$$

$\cot \alpha = 1.5$

TALUDE LISO

$d/H_0 = 5$ • 5.3 ± 1 $S_y = .050$
 • 5.0 ± 1
 * 4.7 ± 1

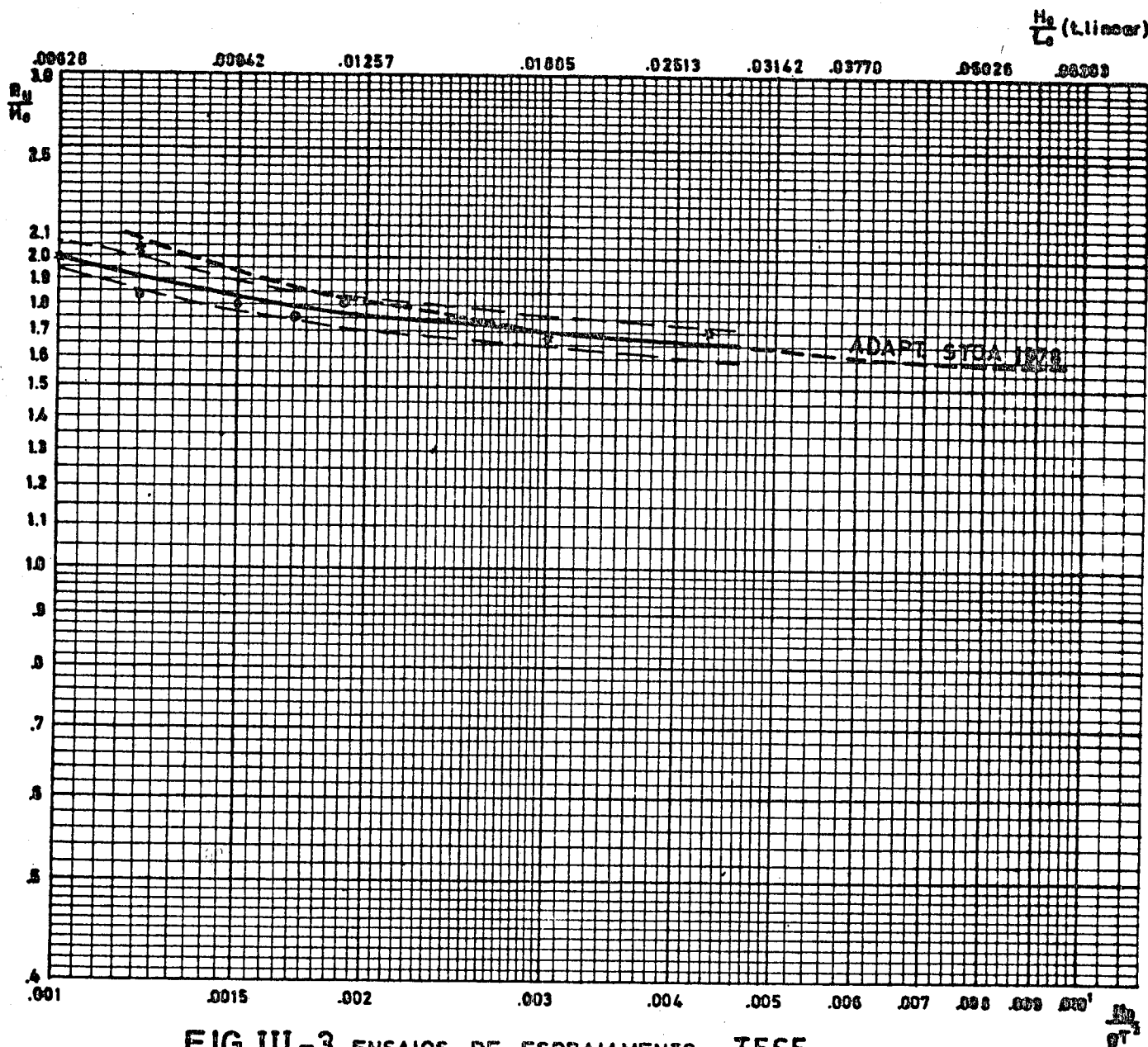


FIG. III-3 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{1 + \frac{1}{\cot^2 \alpha}} \frac{1}{L^2}$$

COT $\alpha = 1.5$

TALUDE LISO

 $d/H_0 = 8$ • 0.3 ± 1 • 0.0 ± 1 * 7.7 ± 1 $S_y = .062$

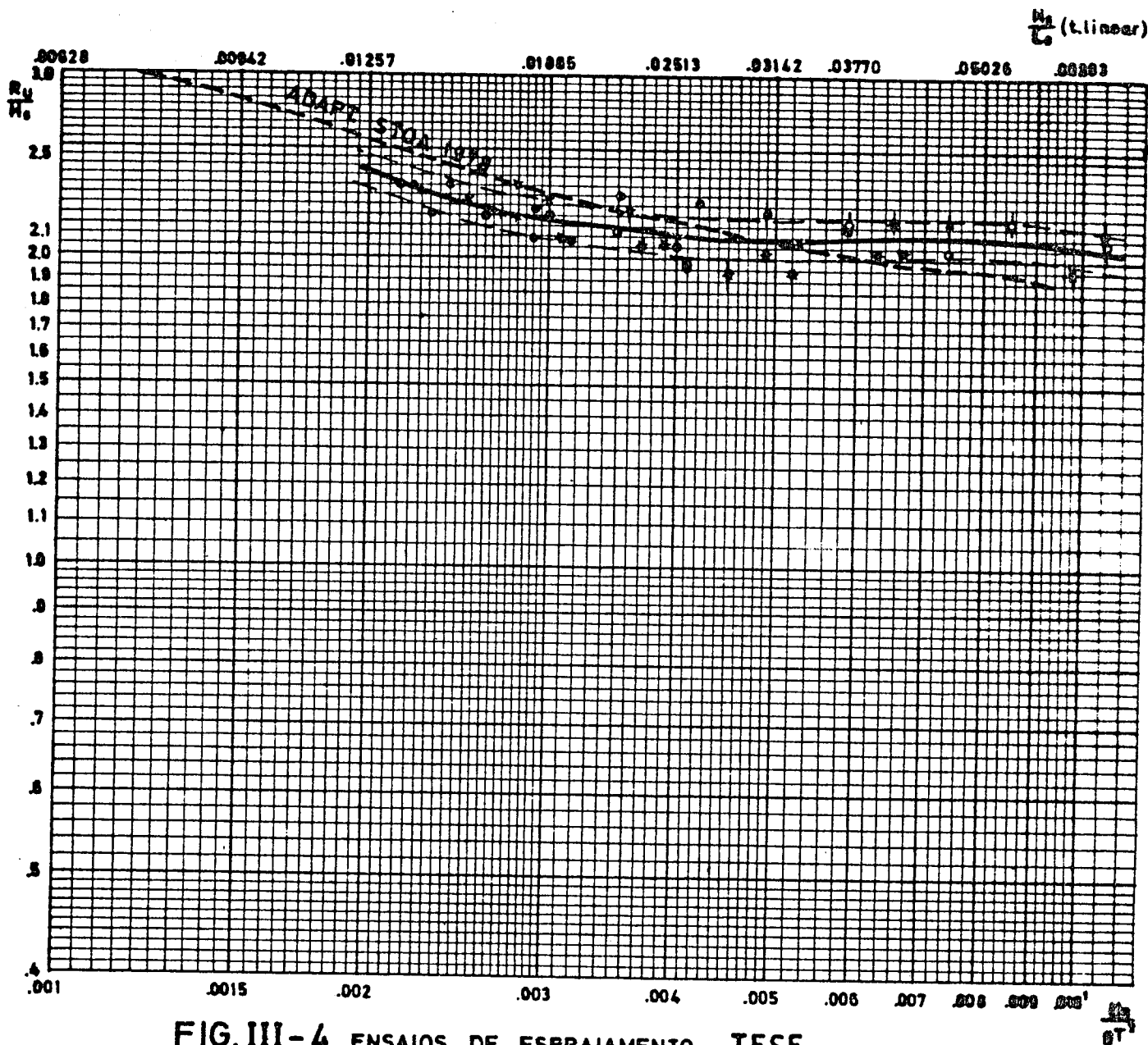


FIG. III-4 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$\cot \alpha = 2.0$

TALUDE LISO

$d/H_0 = 3$

• 3.3 ± 1

• 3.0 ± 1

* 2.7 ± 1

$S_y = .085$

$\frac{1}{\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{L_0}$

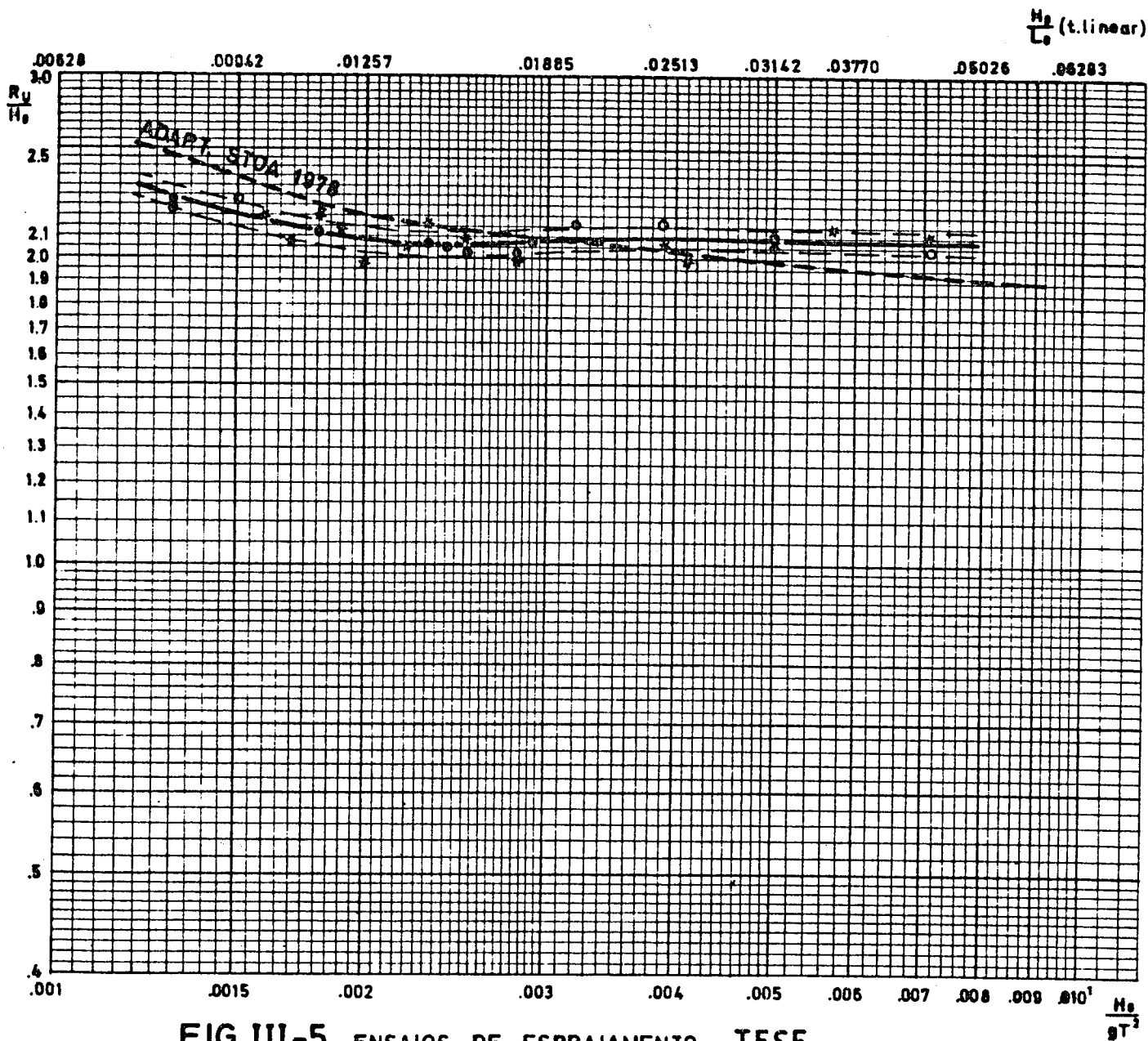


FIG.III-5 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \xi_0^{-2}$$

$$\cot \alpha = 2.0$$

TALUDE LISO

$$d/H_0 = 5 \quad \begin{array}{l} \circ 5.3 \pm 1 \\ \circ 5.0 \pm 1 \\ * 4.7 \pm 1 \end{array} \quad S_y = .054$$

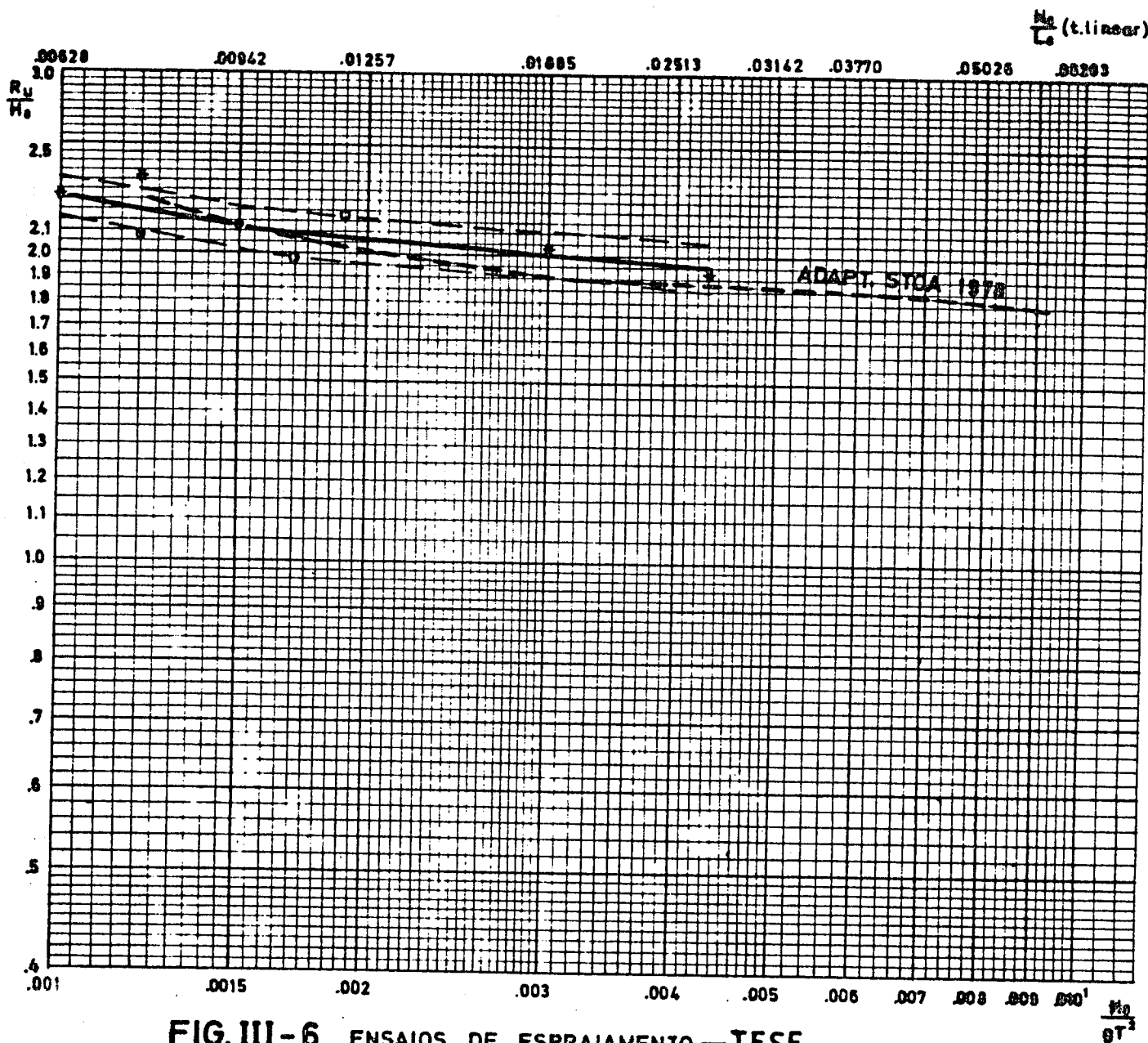


FIG. III-6 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot^2 \alpha} \frac{L_0^2}{S_0}$$

$$\cot \alpha = 2.0$$

TALUDE LISO

$$d/H_0 = 8$$

$$\bullet 8.3 \pm 1$$

$$\bullet 8.0 \pm 1$$

$$\star 7.7 \pm 1$$

$$S_y = .097$$

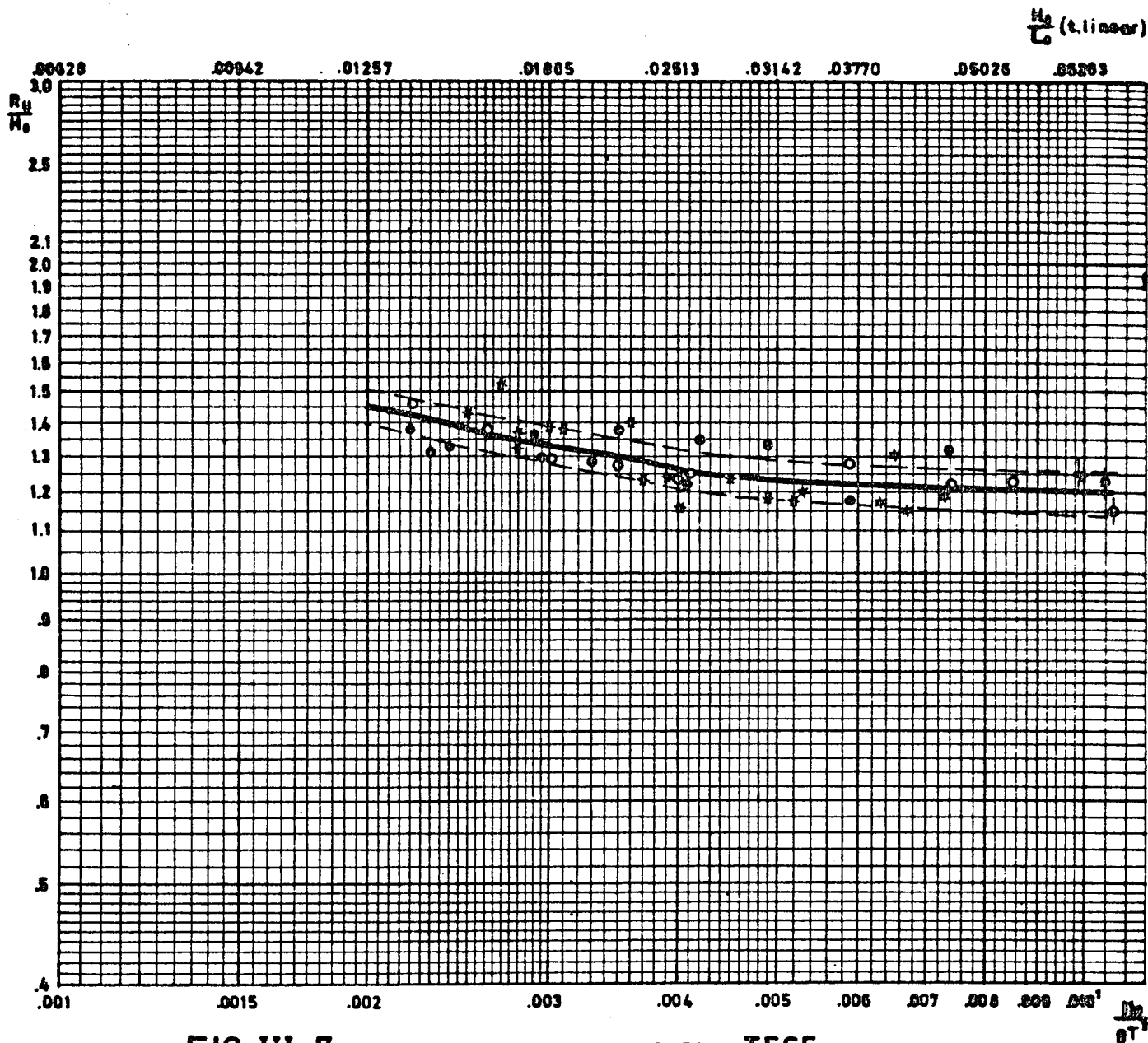


FIG. III-7 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{L_0} \frac{1}{\sigma^2}$$

$$\cot \alpha = 1.5$$

$$\text{ENR } 2 \times 300 / 2 \times 30$$

$$d/H_0 = 3 \quad \circ \quad 3.3 \pm 1 \quad S_y = .061$$

$$\diamond \quad 3.0 \pm 1$$

$$* \quad 2.7 \pm 1$$

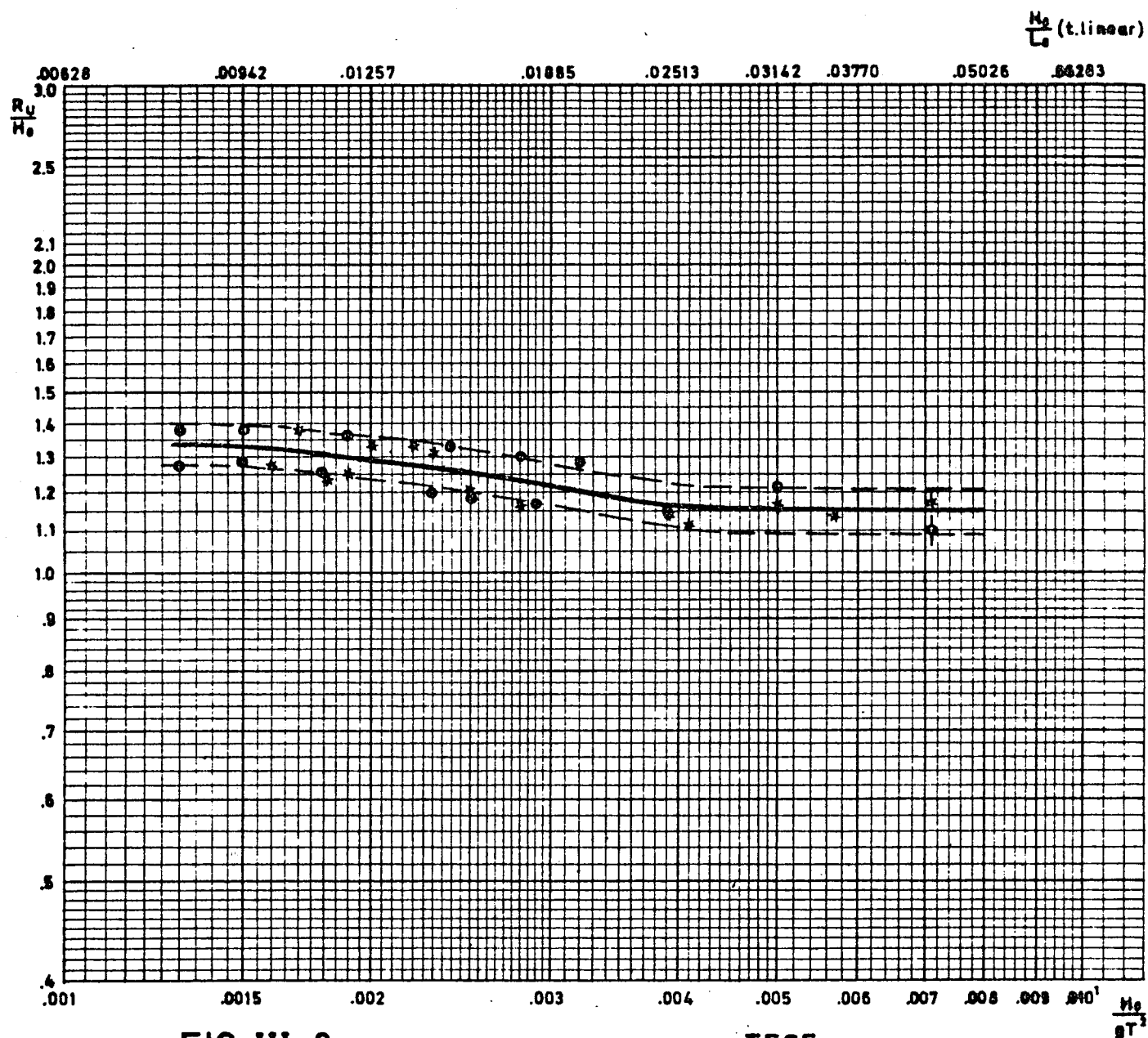


FIG. III-8 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$COT \alpha = 1.5$

ENR 2x300/2x30

$d/H_0 = 5$ • $5.3 \pm .1$ $S_y = .058$
 • $5.0 \pm .1$
 * $4.7 \pm .1$

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{S_y} \frac{1}{L_0}$$

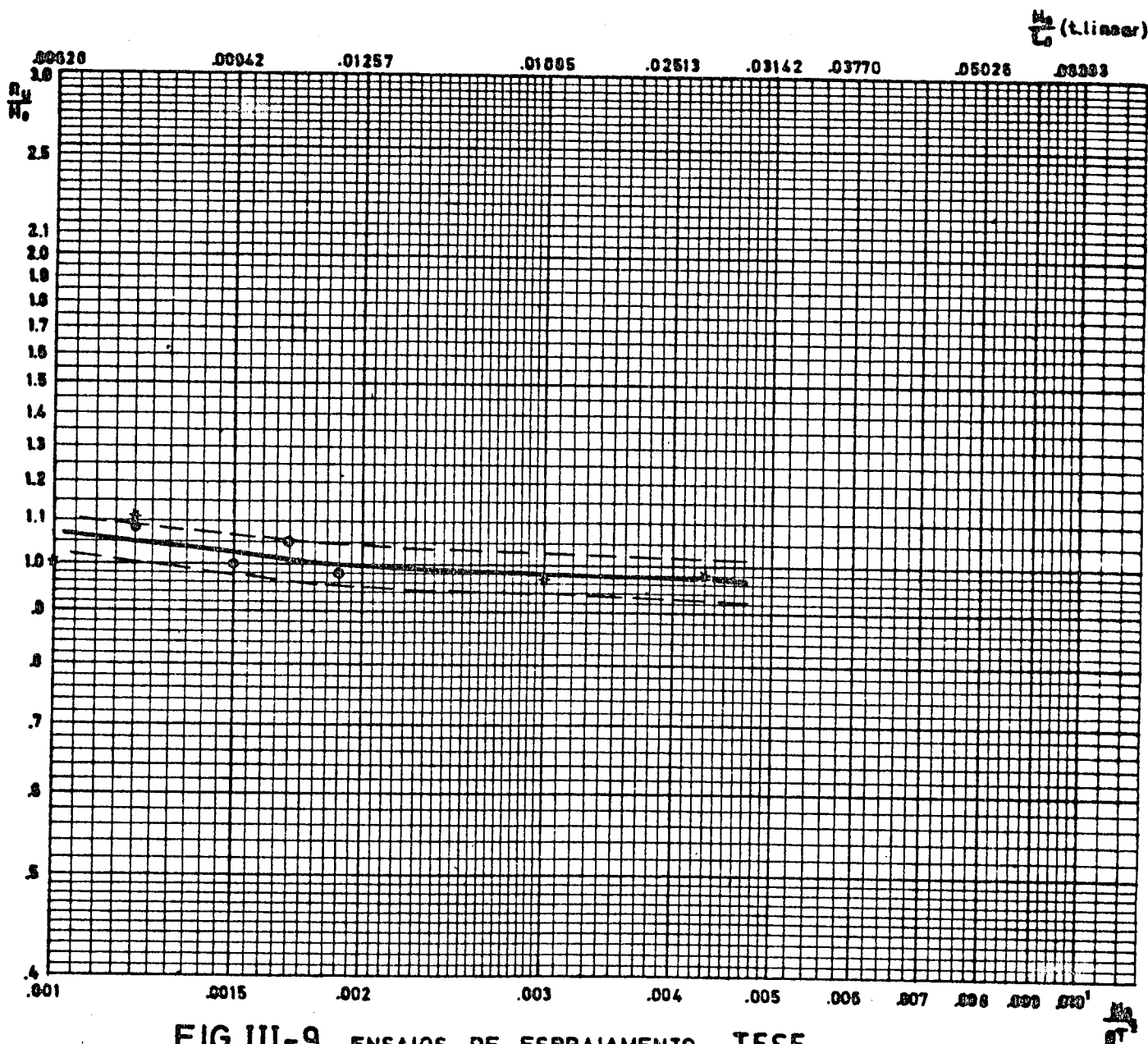


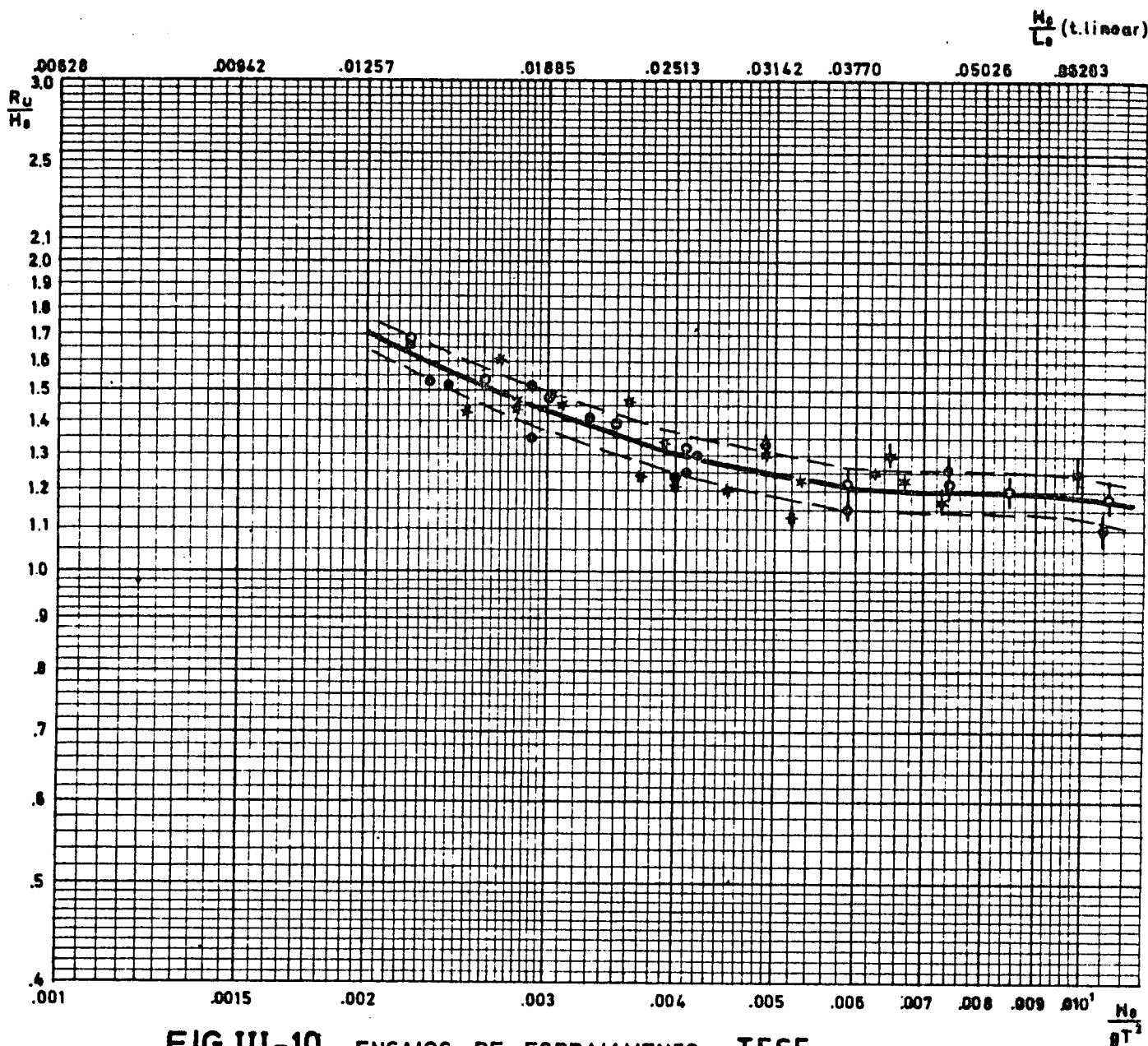
FIG. III-9 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{H_1} \frac{1}{\cot \alpha} L_0^{-2}$$

$\cot \alpha = 1.5$

ENR 2x300/2x30

$d/H_0 = 0$ $\circ 8.3 \pm 1$ $S_y = .044$
 $\circ 8.0 \pm 1$
 $* 7.7 \pm 1$


 $\cot \alpha = 2.0$

ENR 2x300/2x30

 $d/H_0 = 3$ • 3.3 ± 1 $S_y = .059$

 ◻ 3.0 ± 1

 ★ 2.7 ± 1

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \zeta_0^{-2}$$

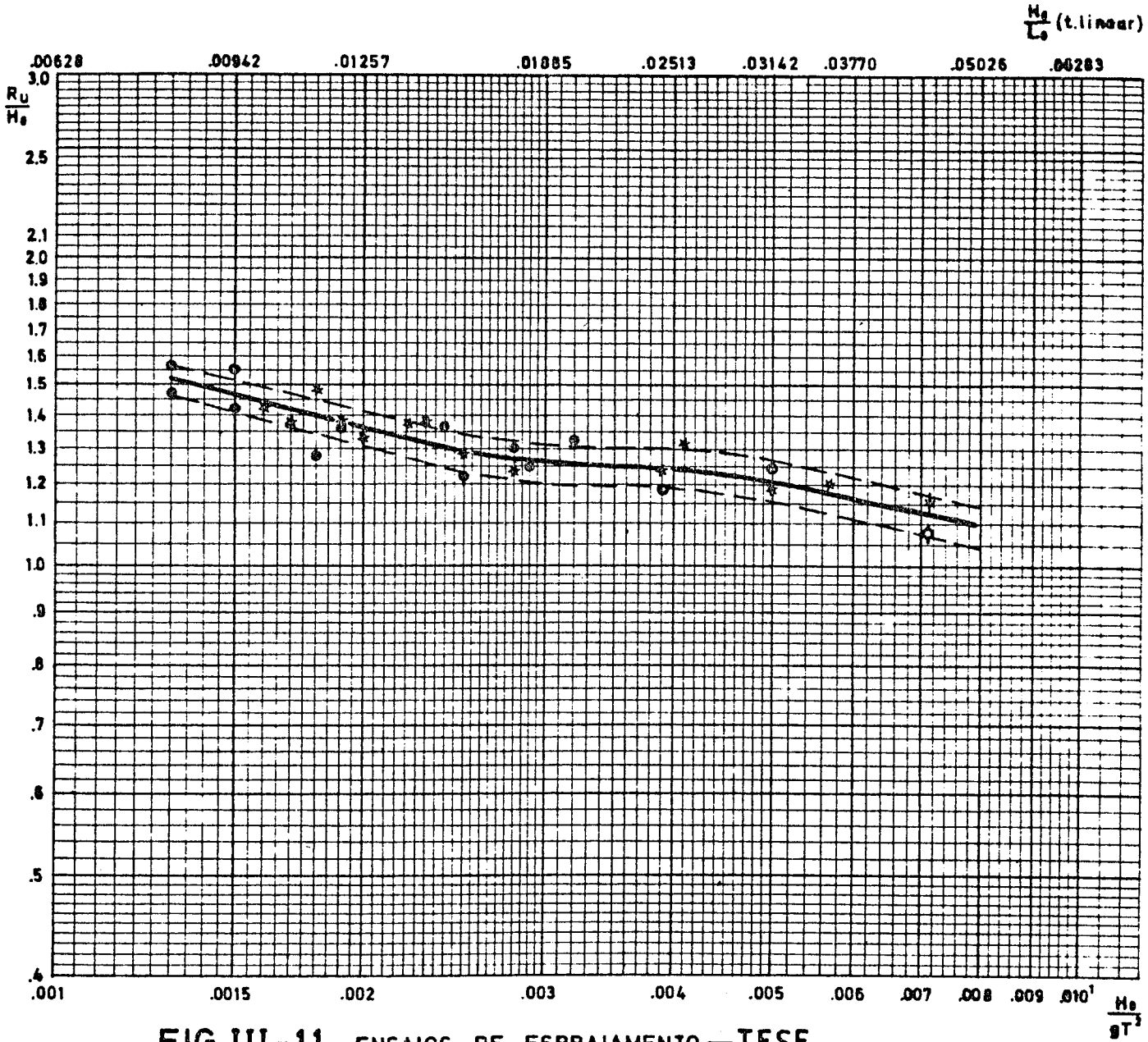


FIG. III-11 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{\delta_0} \delta_0^{-1}$$

$$\cot \alpha = 2.0$$

$$\text{ENR } 2 \times 300 / 2 \times 30$$

$$d/H_0 = 5 \quad \begin{matrix} \circ & 5.3 \pm 1 \\ \square & 5.0 \pm 1 \\ * & 4.7 \pm 1 \end{matrix} \quad S_y = .053$$

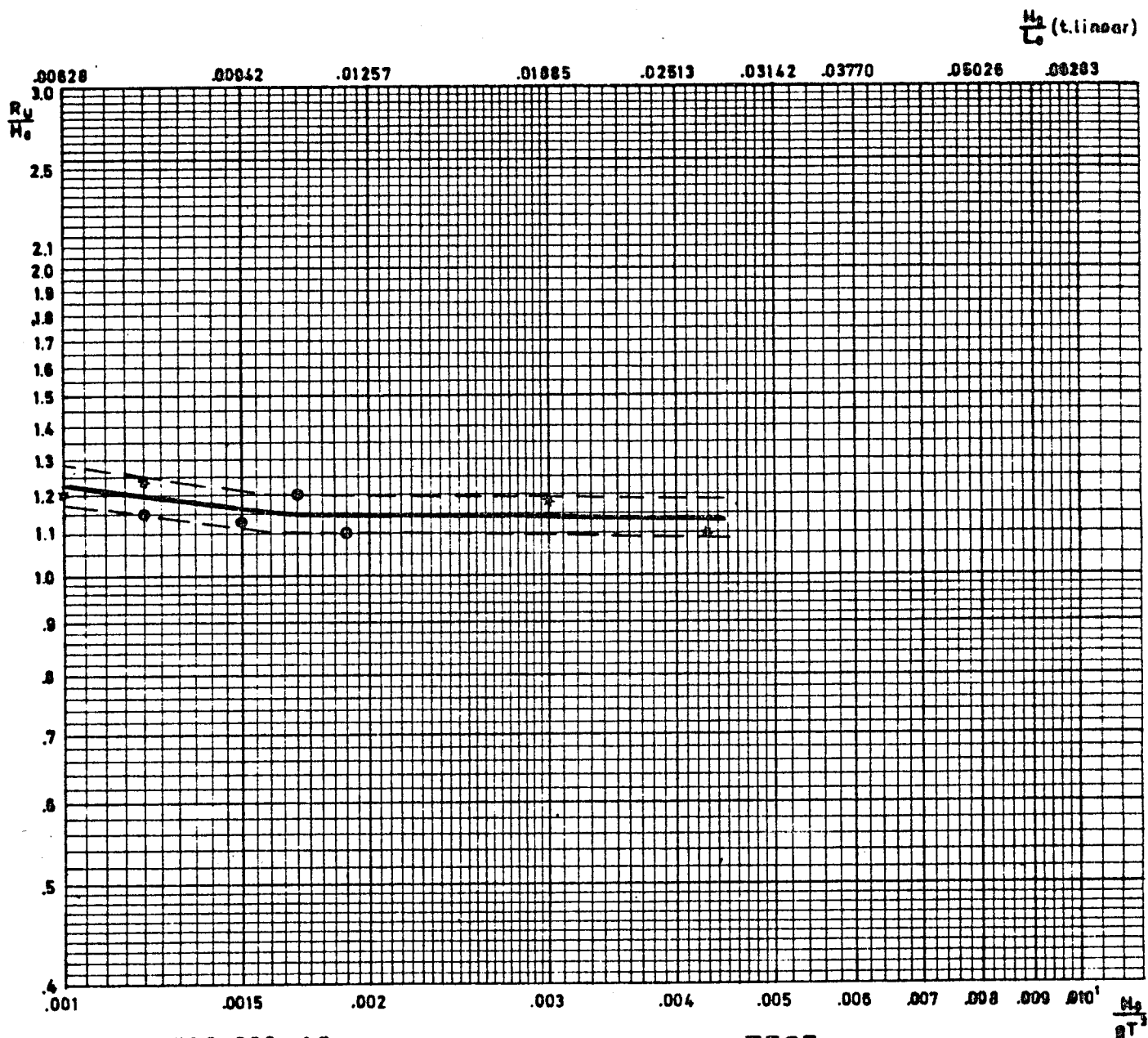


FIG.III-12 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \zeta_0^{-2}$$

$$\cot \alpha = 2.0$$

ENR 2x300/2x30

$$d/H_0 = 8$$

$$\bullet \ 8.3 \pm 1$$

$$S_y = .045$$

$$\bullet \ 8.0 \pm 1$$

$$\bullet \ 7.7 \pm 1$$

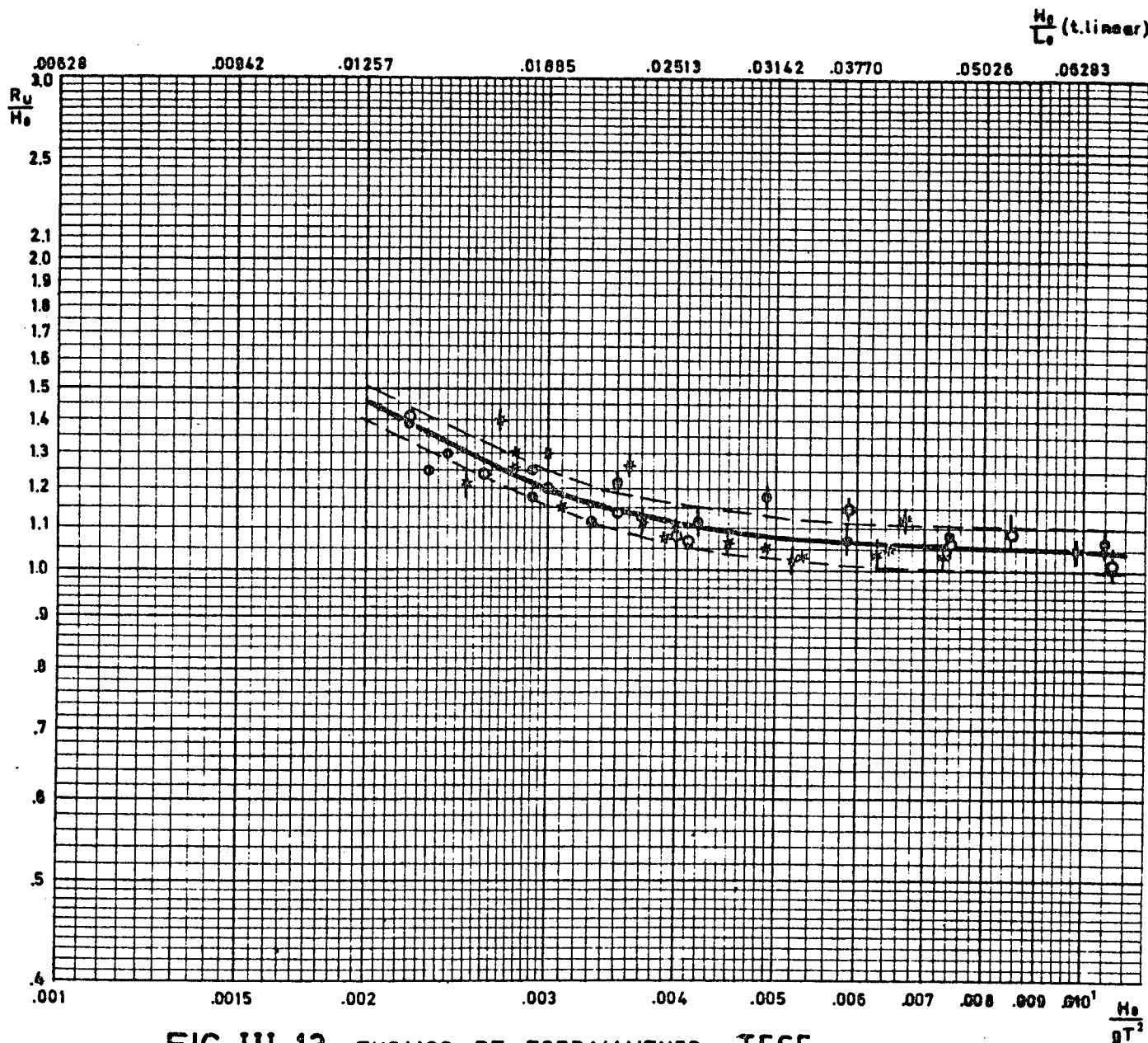


FIG. III-13 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot^2 \alpha} \xi_0^{-2}$$

$\cot \alpha = 3.0$

ENR 2x300/2x30

$d/H_0 = 3$ $\circ 3.3 \pm 1.1$ $S_y = .050$

$\bullet 3.0 \pm 1.1$

$* 2.7 \pm 1.1$

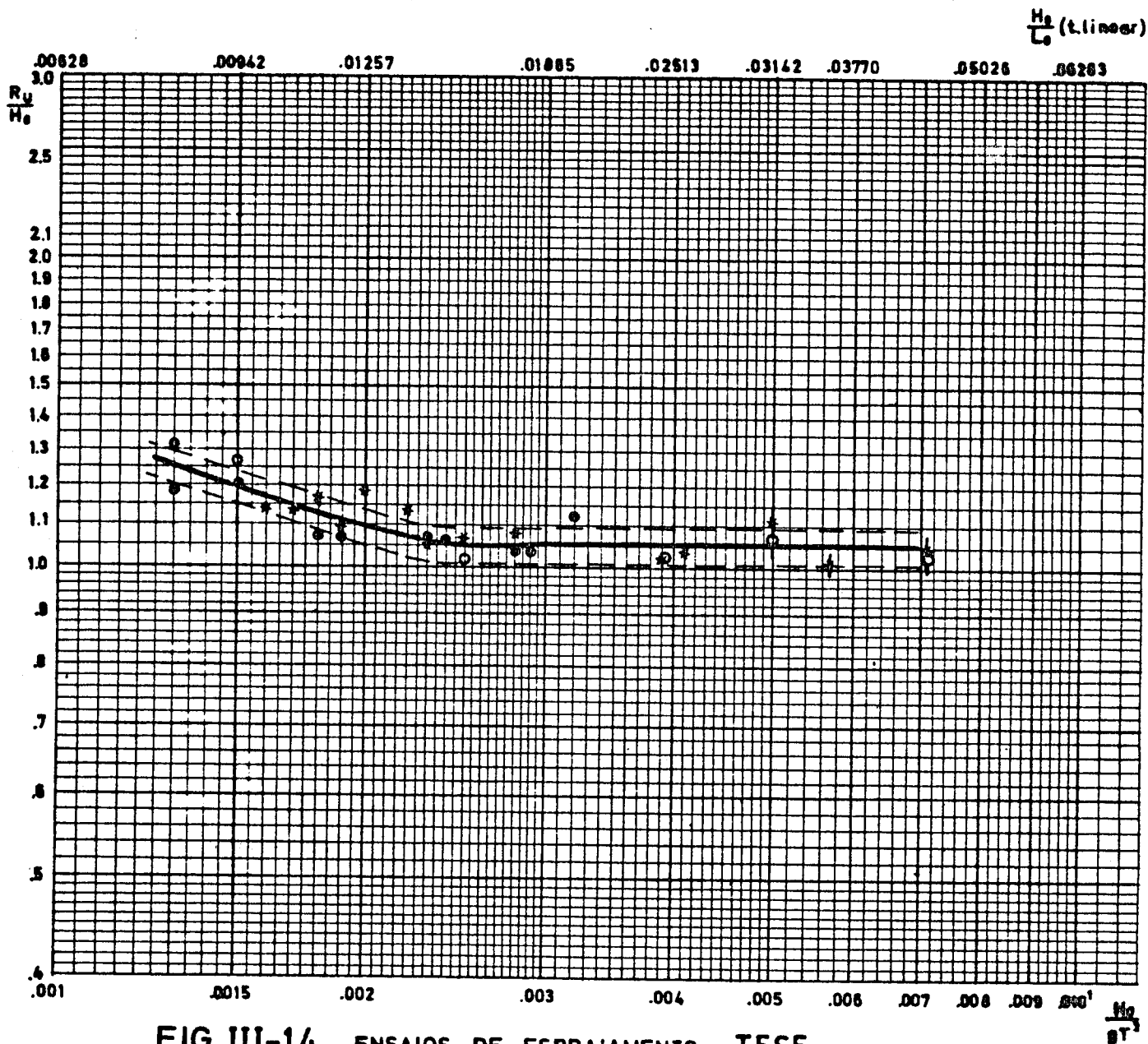


FIG. III-14 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{L_0} \frac{1}{\sigma T}$$

$$\cot \alpha = 3.0$$

$$\text{ENR } 2 \times 300 / 2 \times 30$$

$$d/H_0 = 5 \quad \bullet \quad 5.3 \pm 1 \quad S_y = .043$$

$$\circ \quad 5.0 \pm 1$$

$$\ast \quad 4.7 \pm 1$$

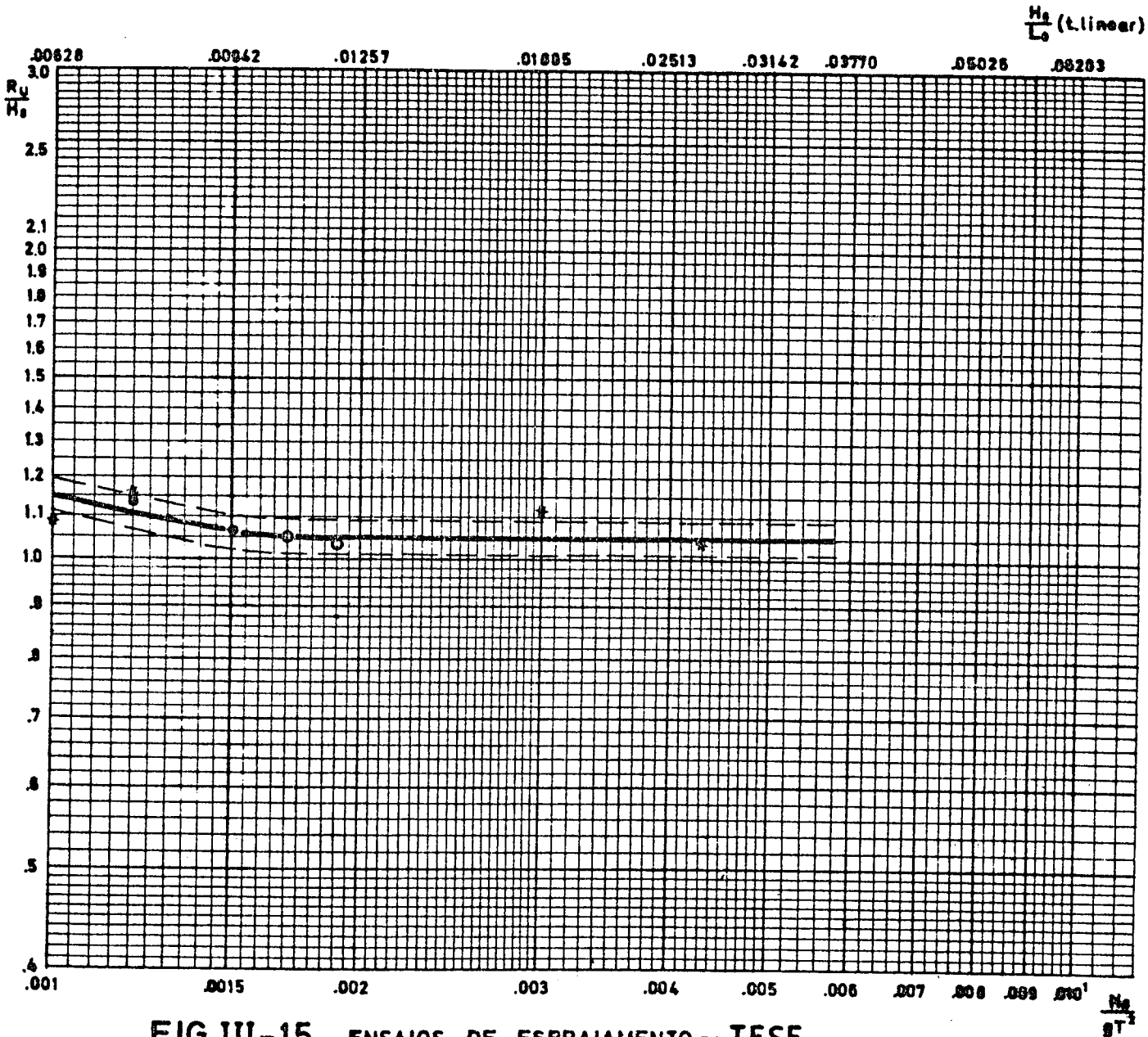


FIG. III-15 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot^2 \alpha} \xi_0^{-2}$$

$\cot \alpha = 3.0$

ENR 2x300 / 2x30

$d/H_0 = 8$ $\bullet$ 8.3 ± 1 $S_y = .041$
 $\bullet$ 8.0 ± 1
 $\bullet$ 7.7 ± 1

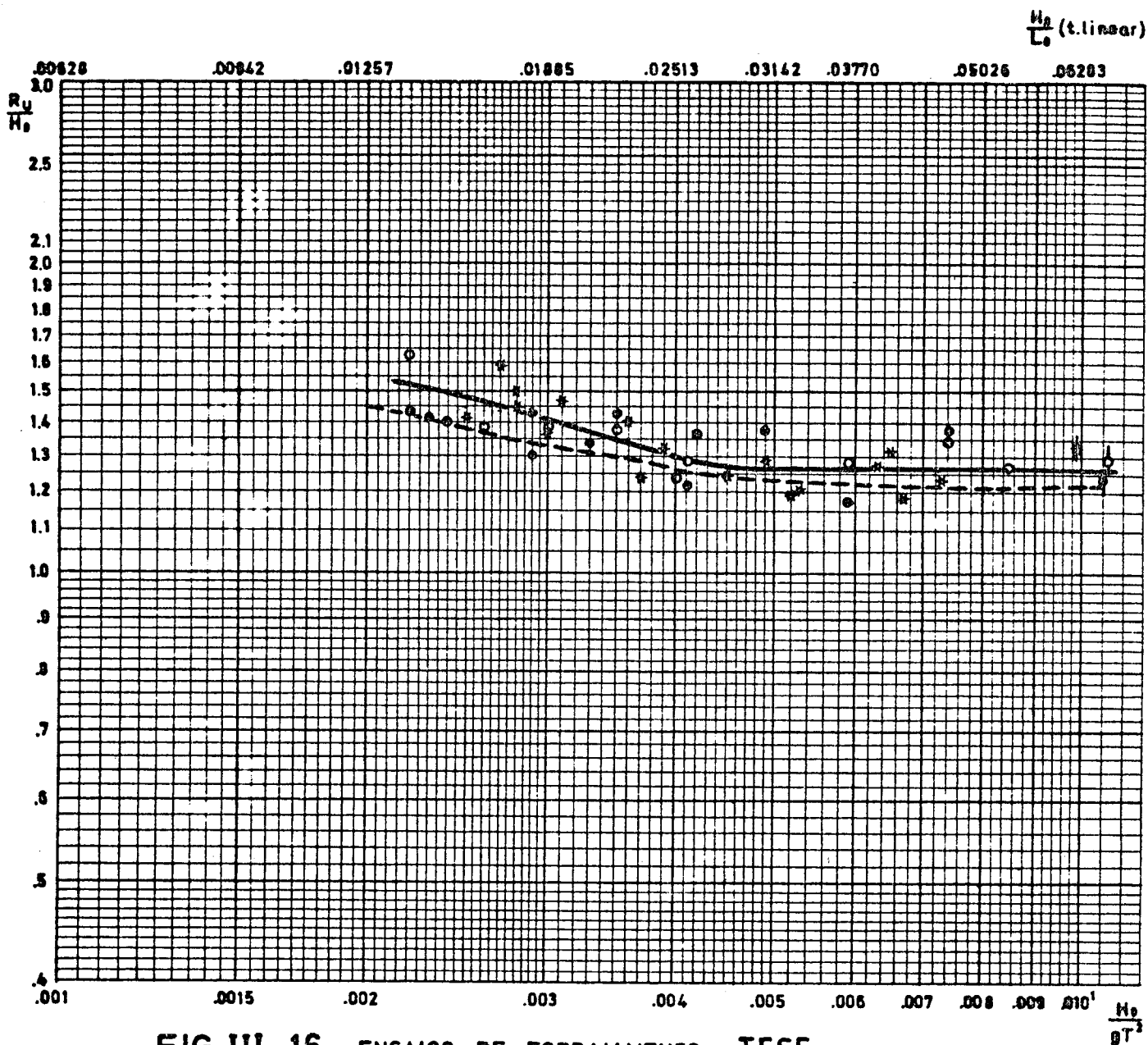


FIG. III-16 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{S_0} \frac{H_0}{d^2}$$

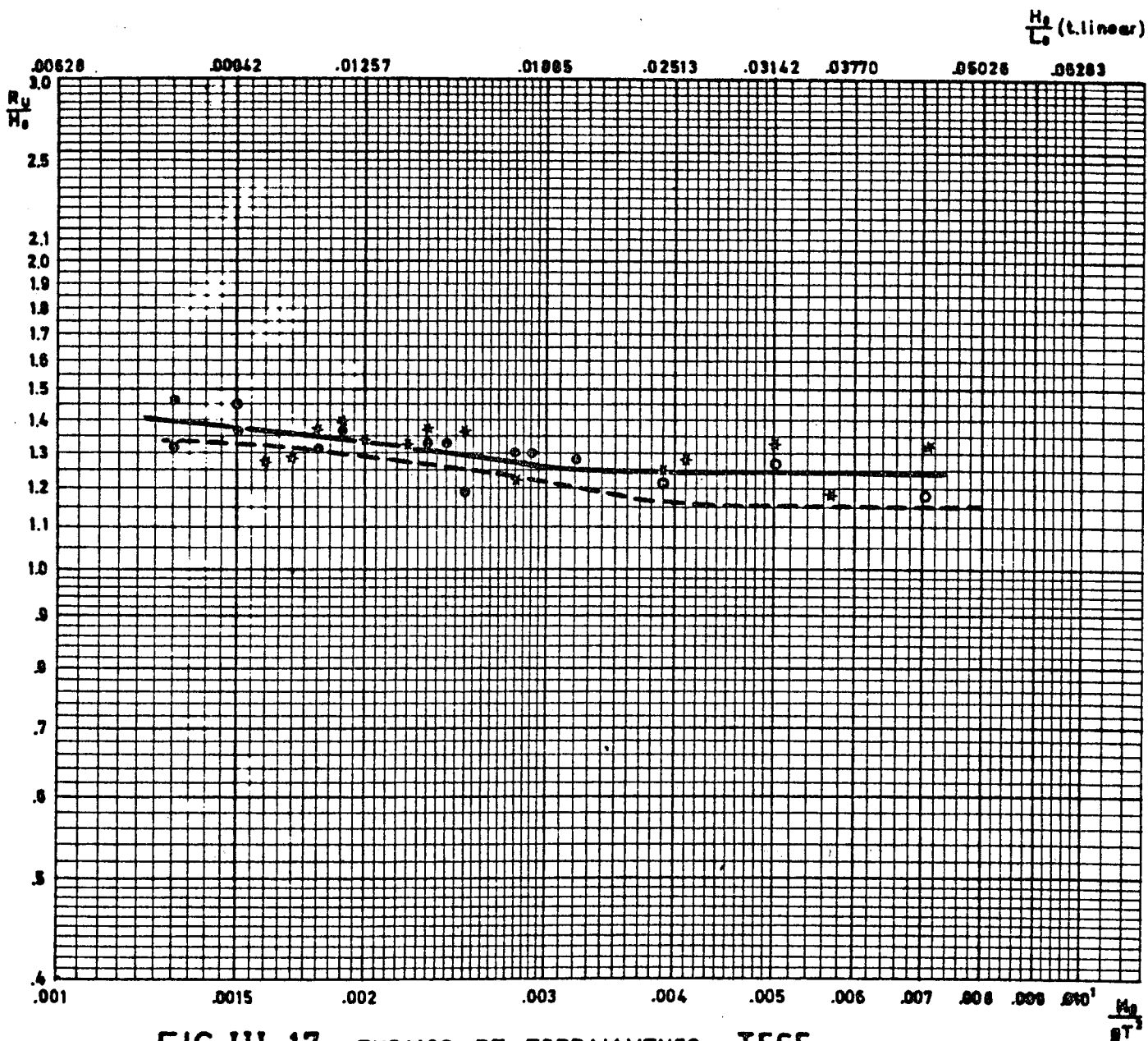


FIG. III-17 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

——— $\cot \alpha = 1.5$
 ENR 2x150/2x30
 $d/H_0 = 5$ $\circ 5.3 \pm .1$
 $\bullet 5.0 \pm .1$
 $\star 4.7 \pm .1$
 - - - $\cot \alpha = 1.5$
 ENR 2x300/2x30
 $d/H_0 = 5$

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} L_0^{-2}$$

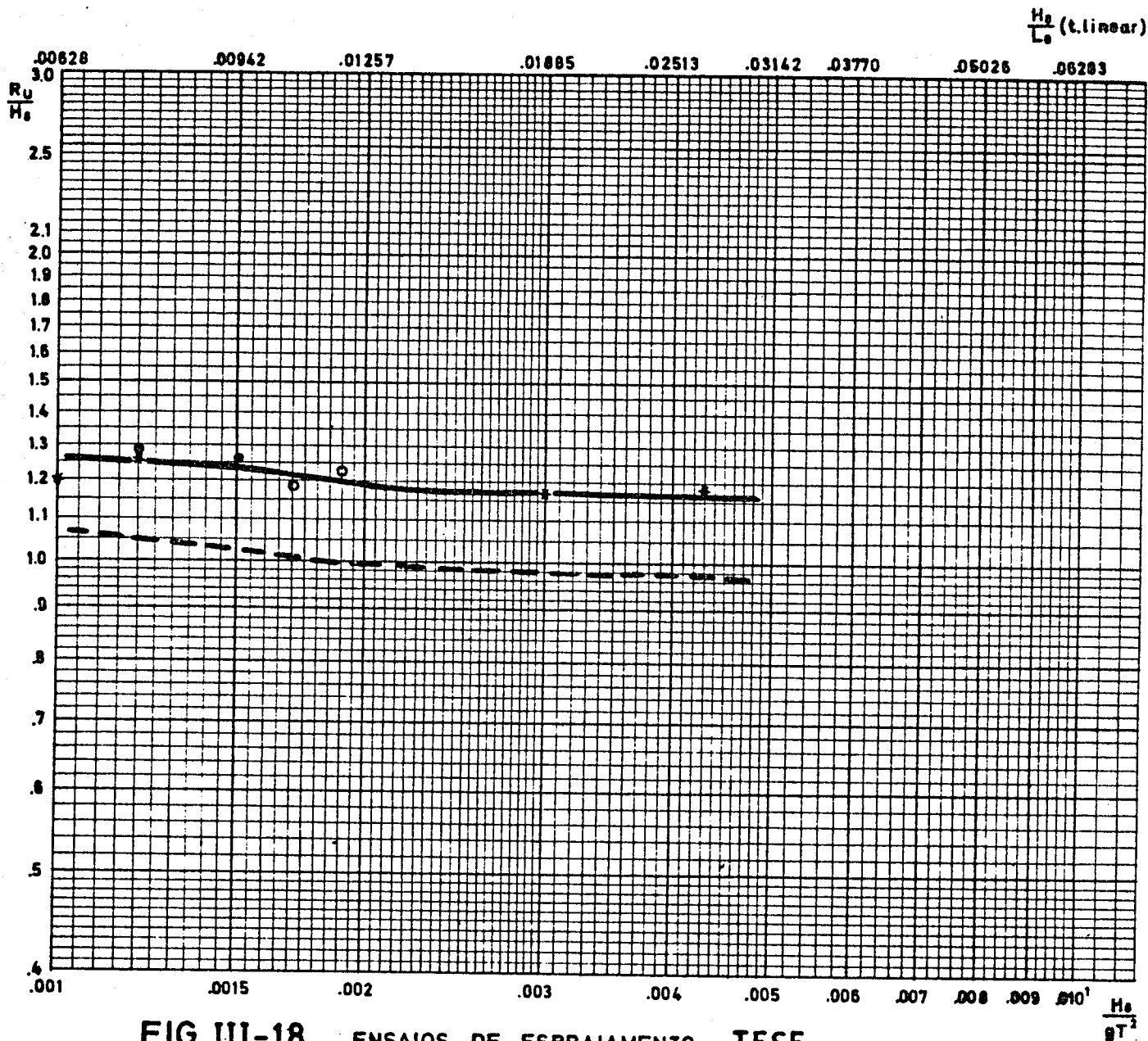


FIG. III-18 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha^2} \frac{1}{L_0^2}$$

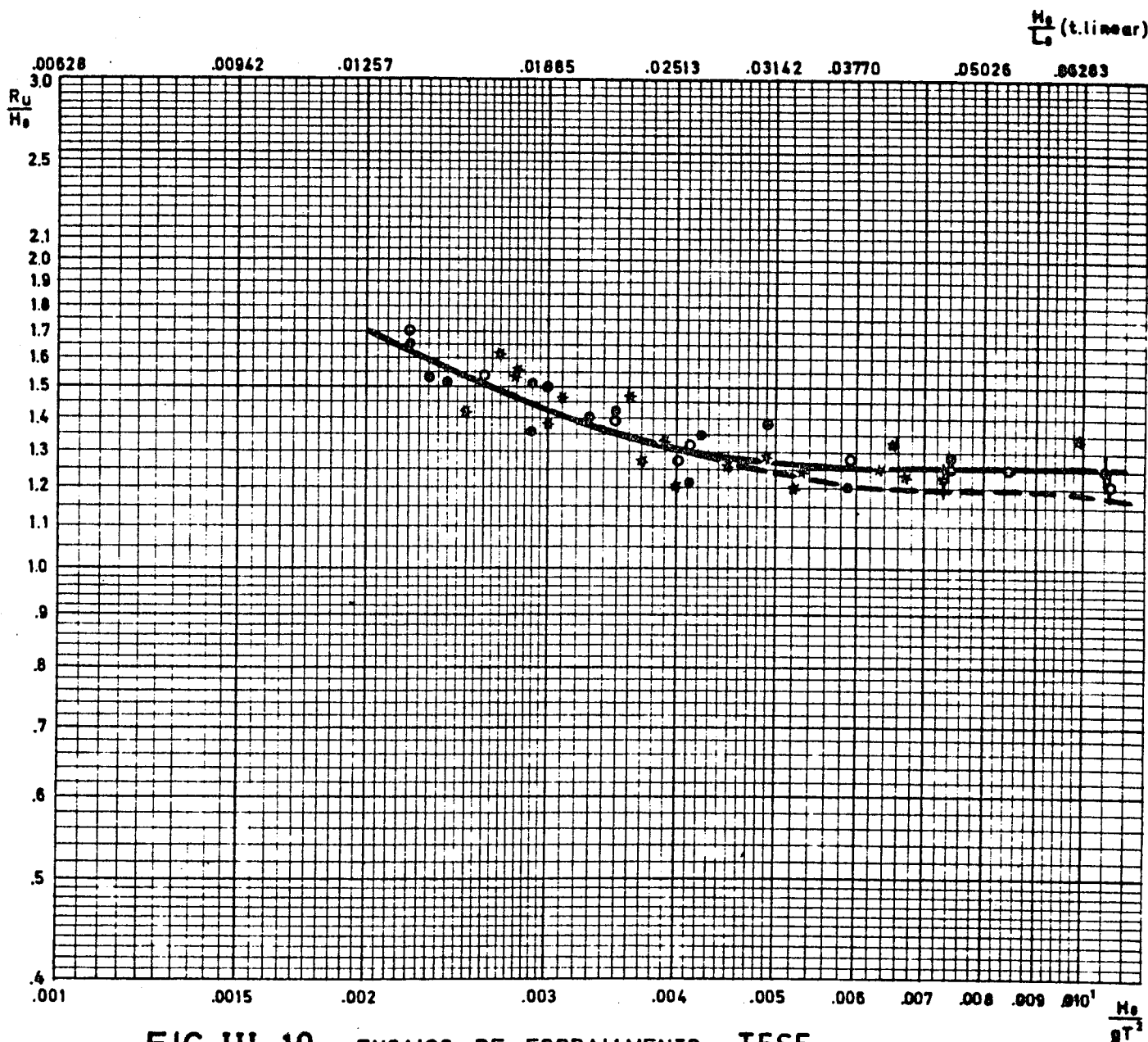


FIG. III-19 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \zeta_0^{-2}$$

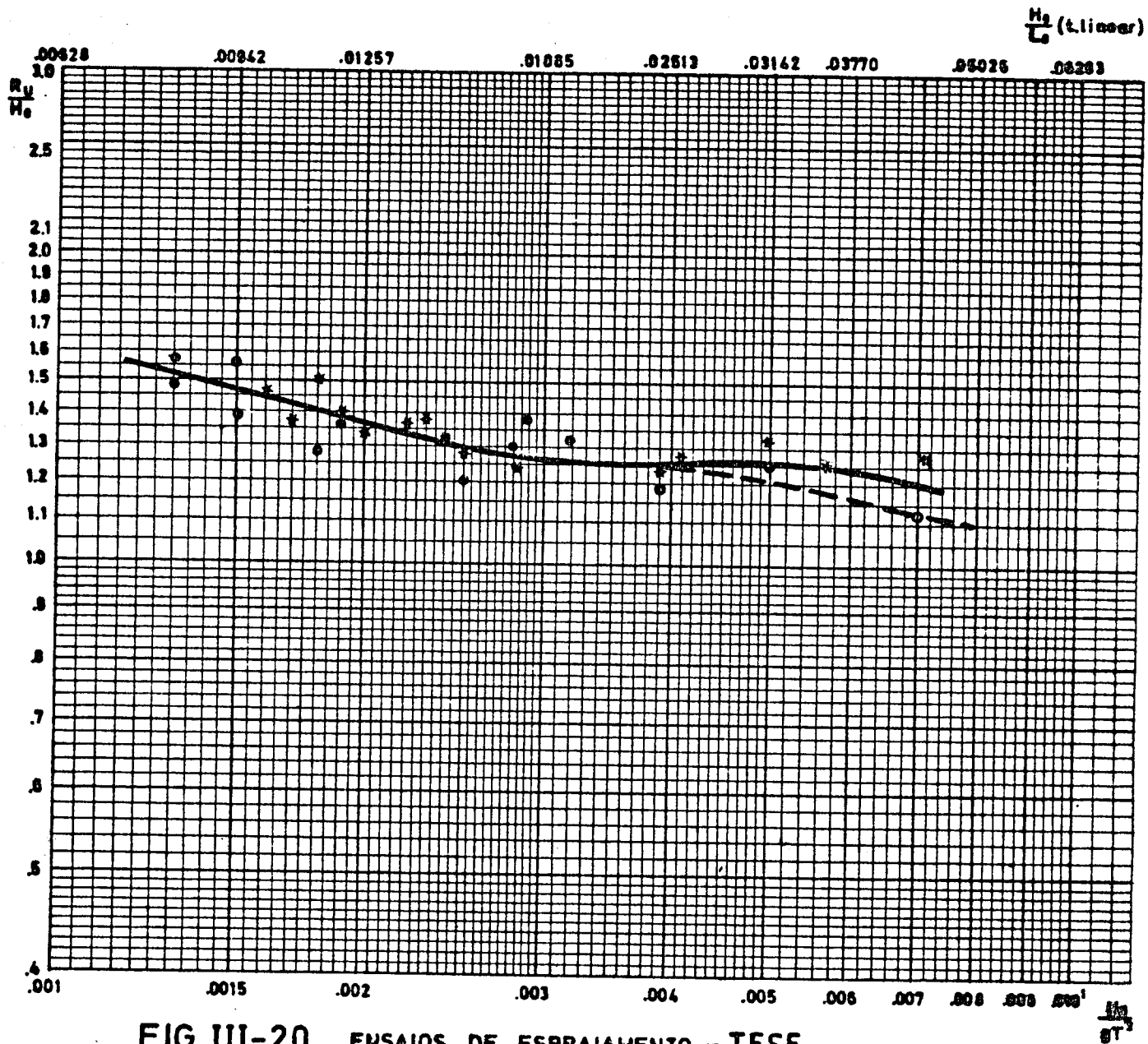


FIG. III-20 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \xi^{-2}$$

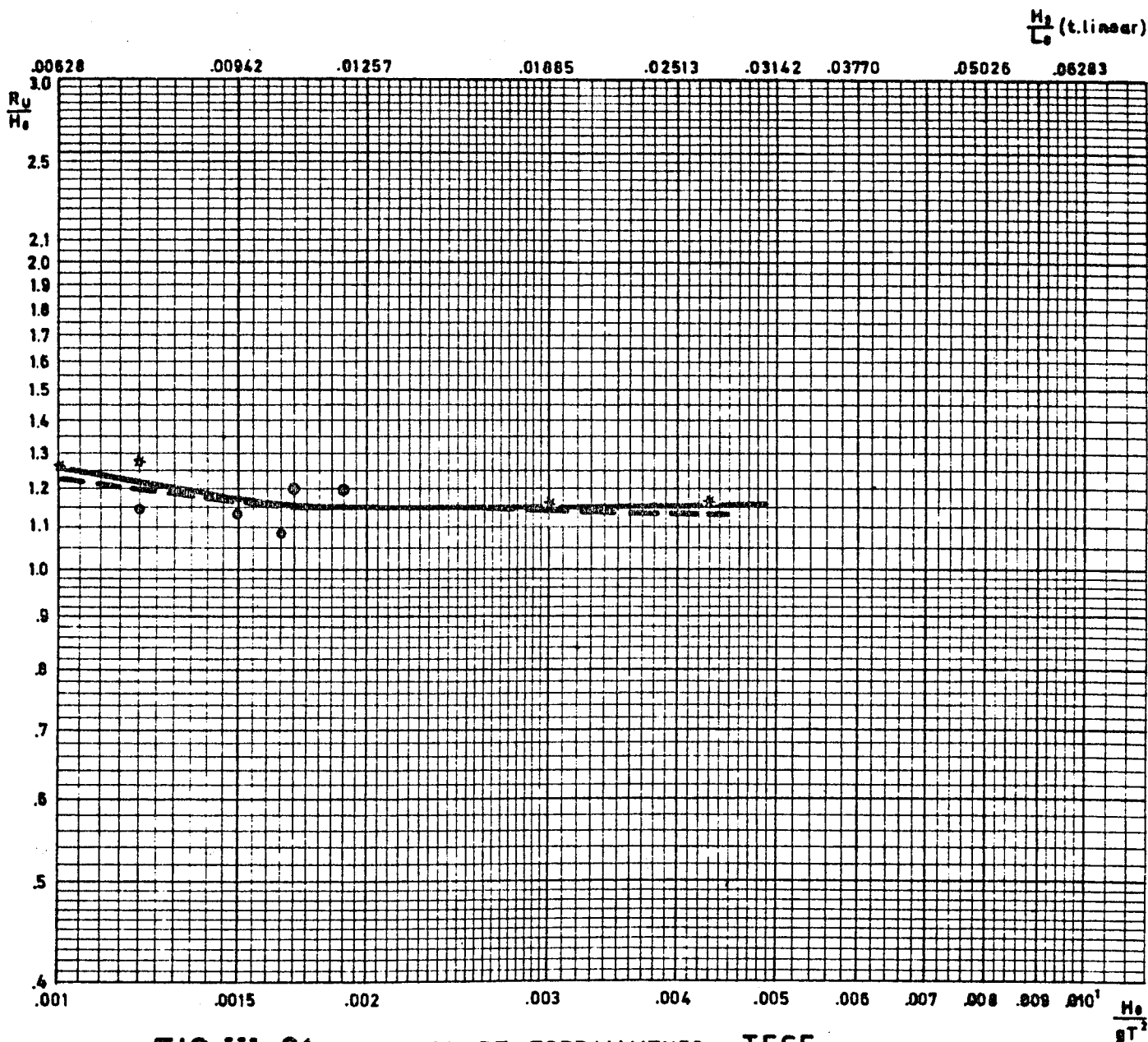


FIG. III-21 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{L_0^2}$$

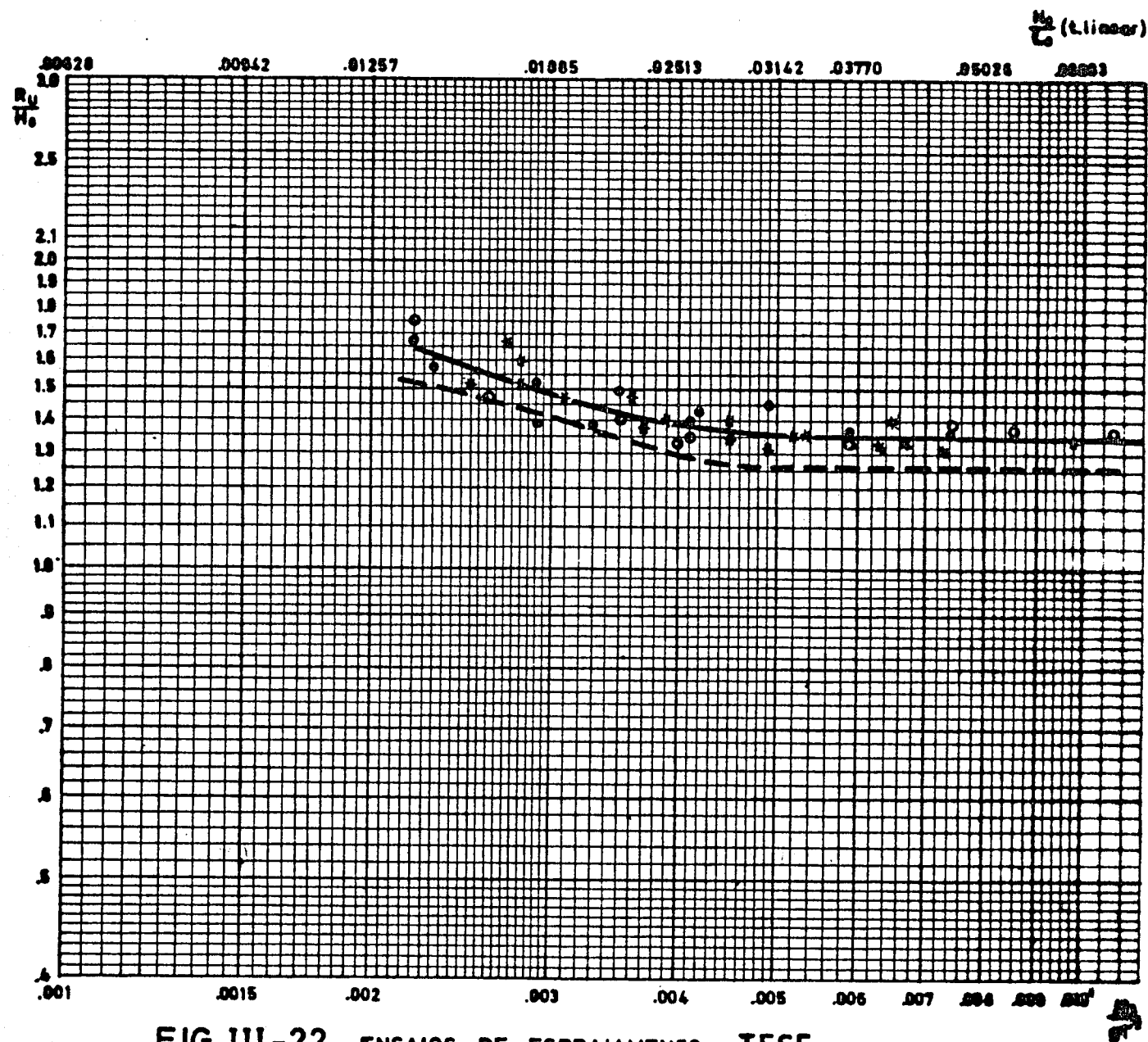


FIG. III-22 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\cot \alpha} \epsilon_0$

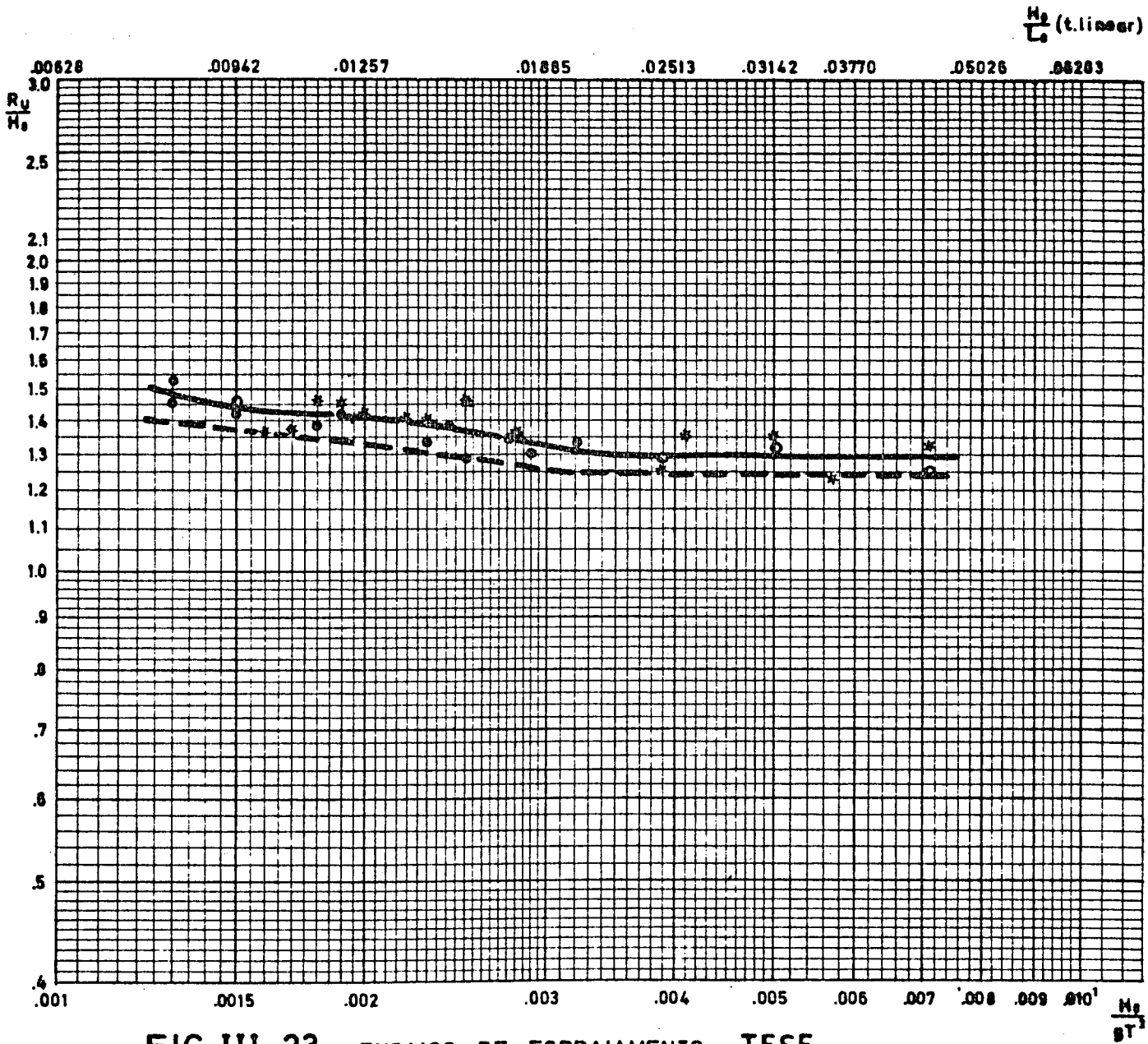


FIG. III-23 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \frac{1}{\sigma_0}$$

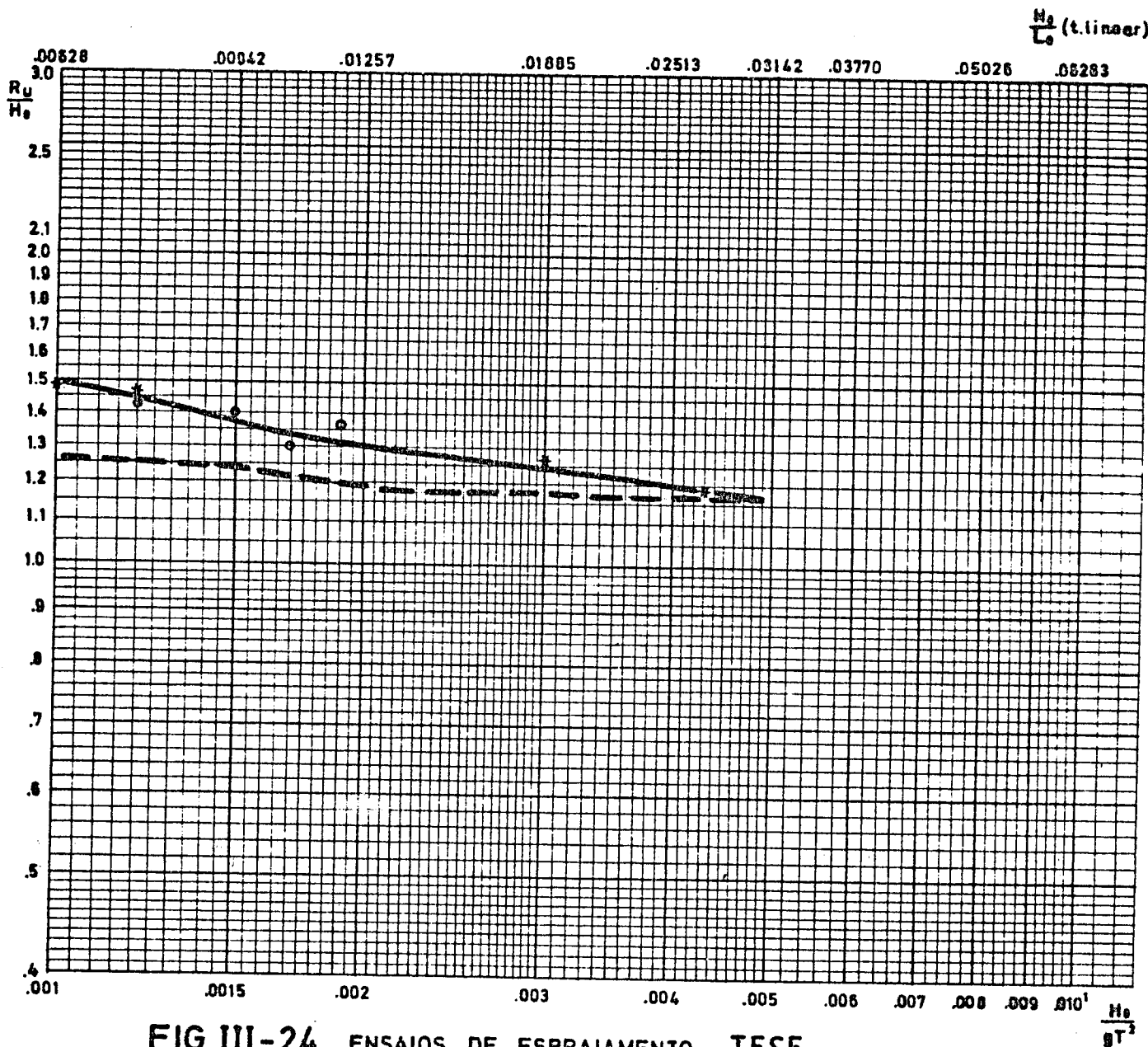
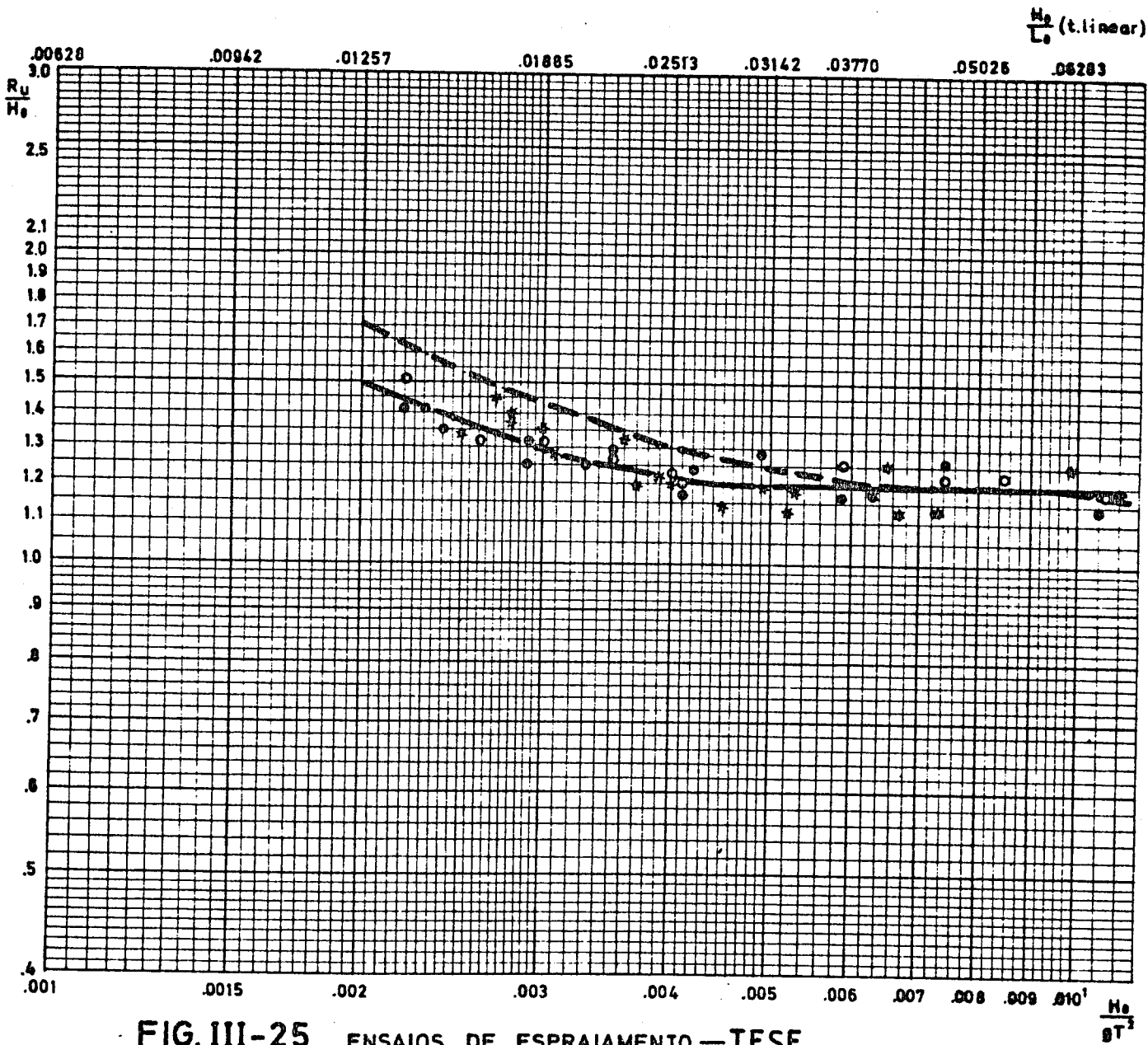


FIG. III-24 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE



——— $\cot \alpha = 2.0$
 ENR 2x300 / 2x150 / 5x30
 $d/H_0 = 3$ $\circ 3.3 \pm .1$
 $\circ 3.0 \pm .1$
 $\star 2.7 \pm .1$
 - - - - $\cot \alpha = 2.0$
 ENR 2x300 / 2x30
 $d/H_0 = 3$

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \xi_0^{-2}$$

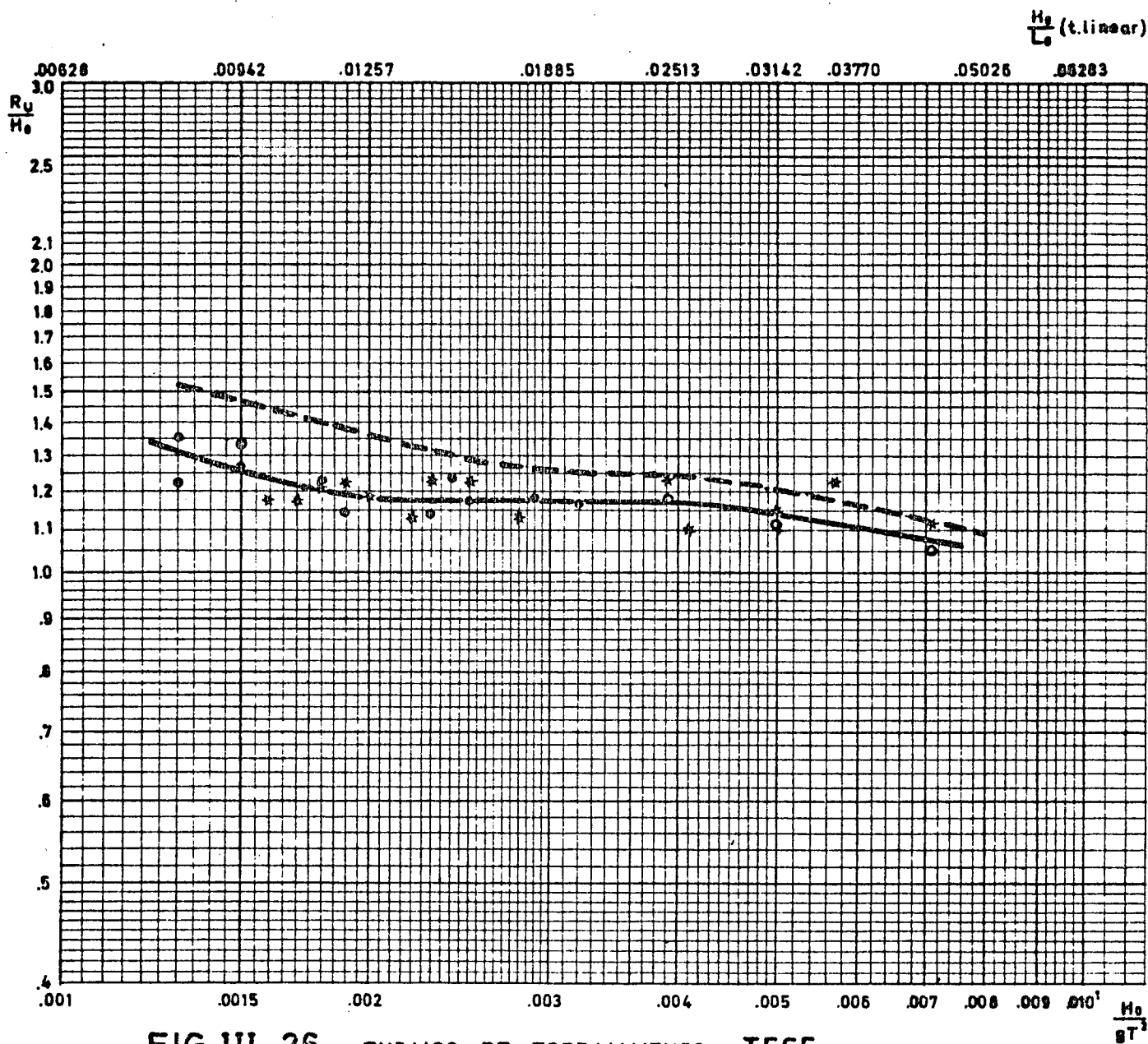


FIG. III-26 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

— COT $\alpha = 2.0$
ENR 2x300/2x150/5x30
 $d/H_0 = 5$
• 5.3 ± 1
• 5.0 ± 1
* 4.7 ± 1

--- COT $\alpha = 2.0$
ENR 2x300/2x30
 $d/H_0 = 5$

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \xi^{-1}$$

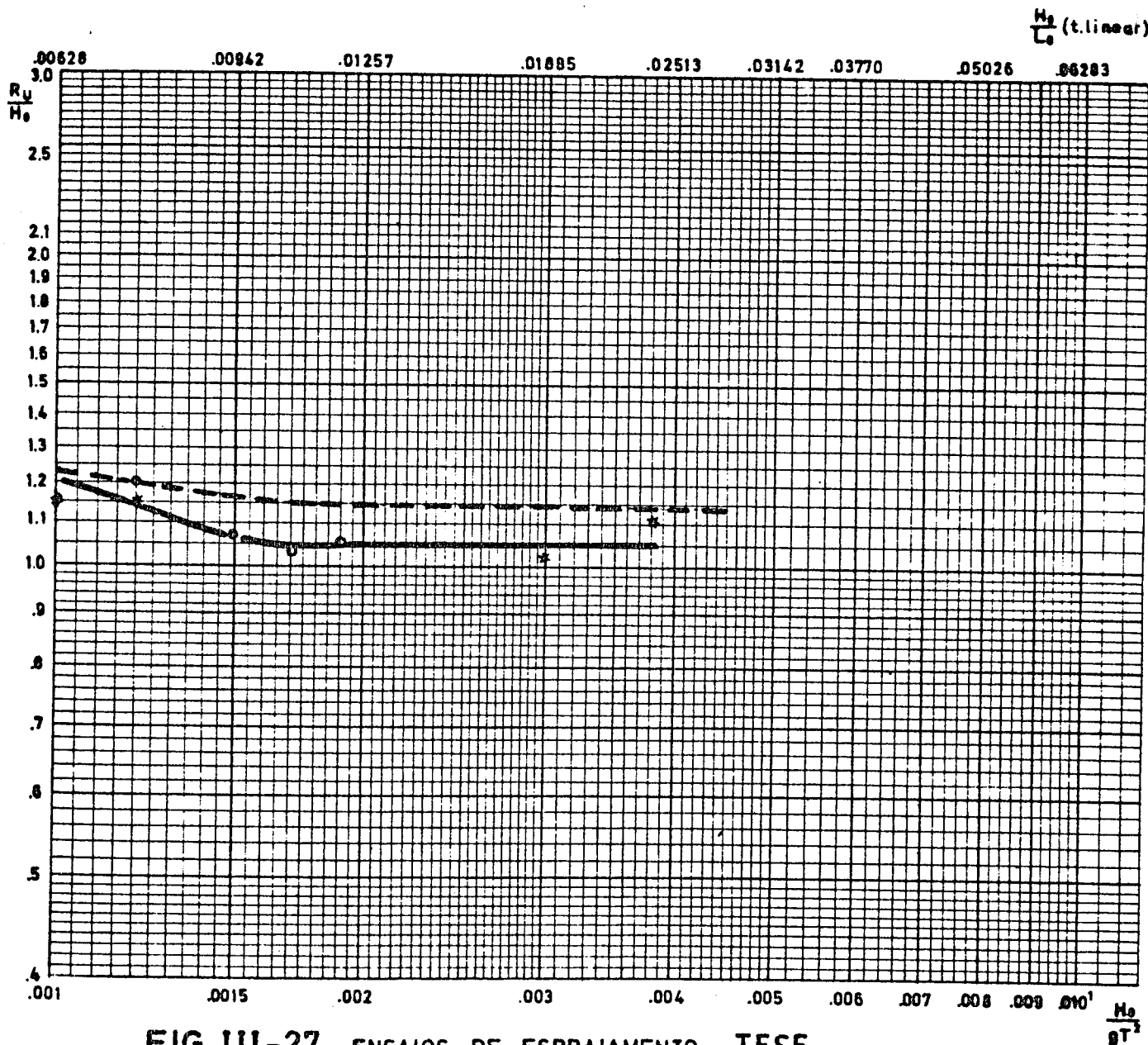


FIG. III-27 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cotg \alpha} \xi^{-2}$$

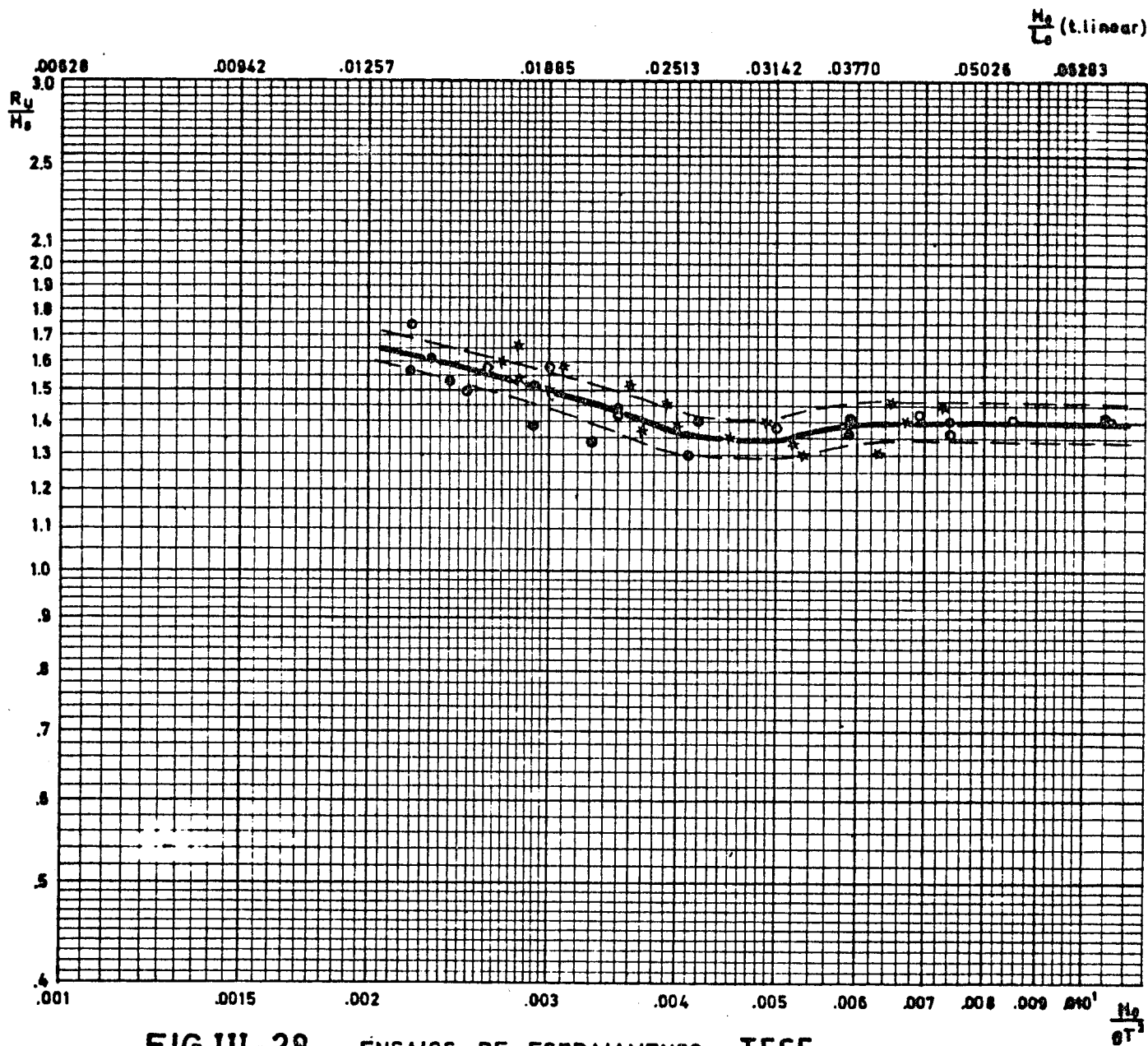


FIG. III-28 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \xi_0^{-2}$$

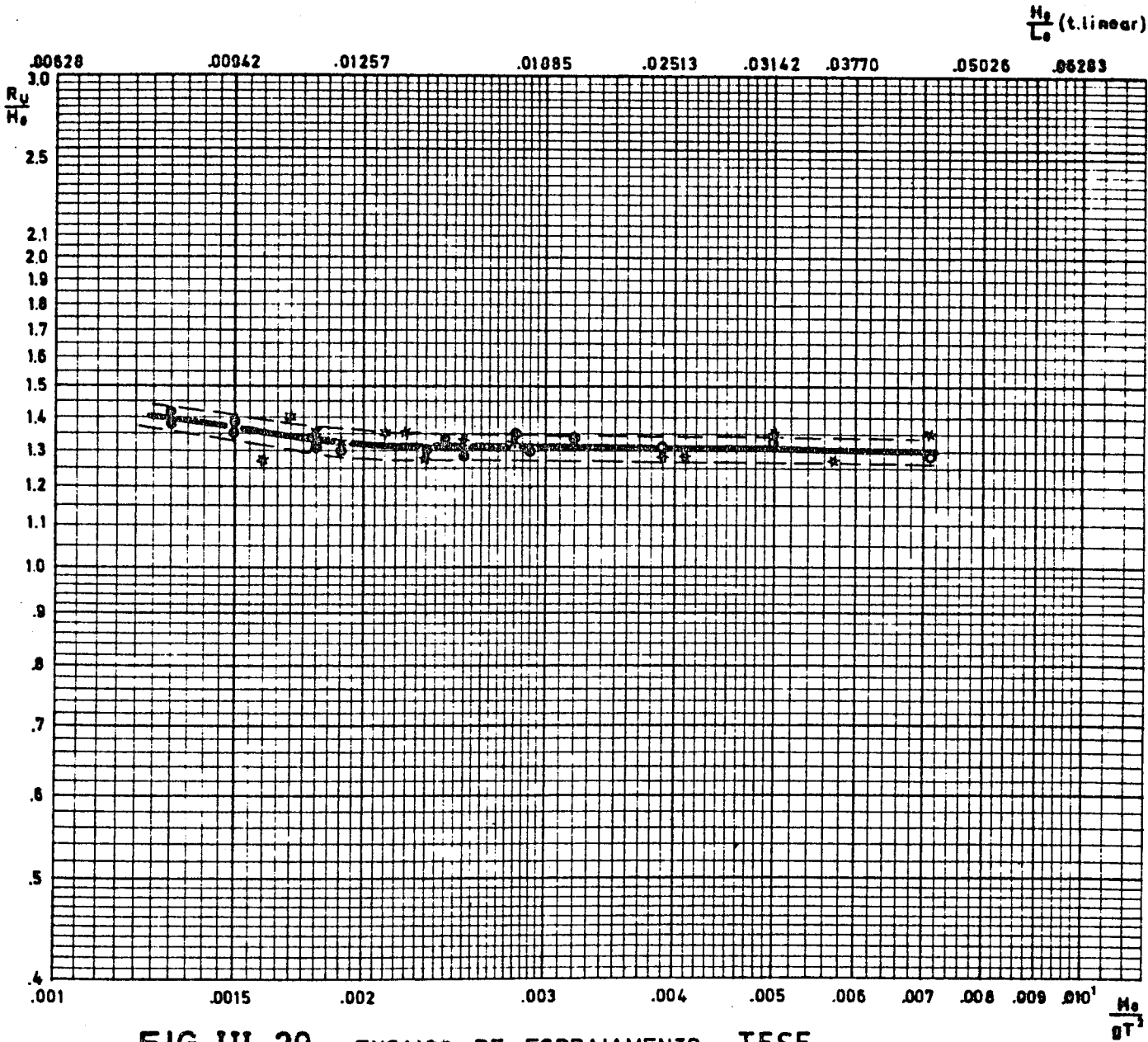


FIG. III-29 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO — TESE

$\cot \alpha = 1.5$

CUBOS 4³/ENR. 2x30

$d/H_0 = 5$

• 5.3 ± 1

• 5.0 ± 1

* 4.7 ± 1

$S_y = 0.032$

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} S_y^{-2}$$

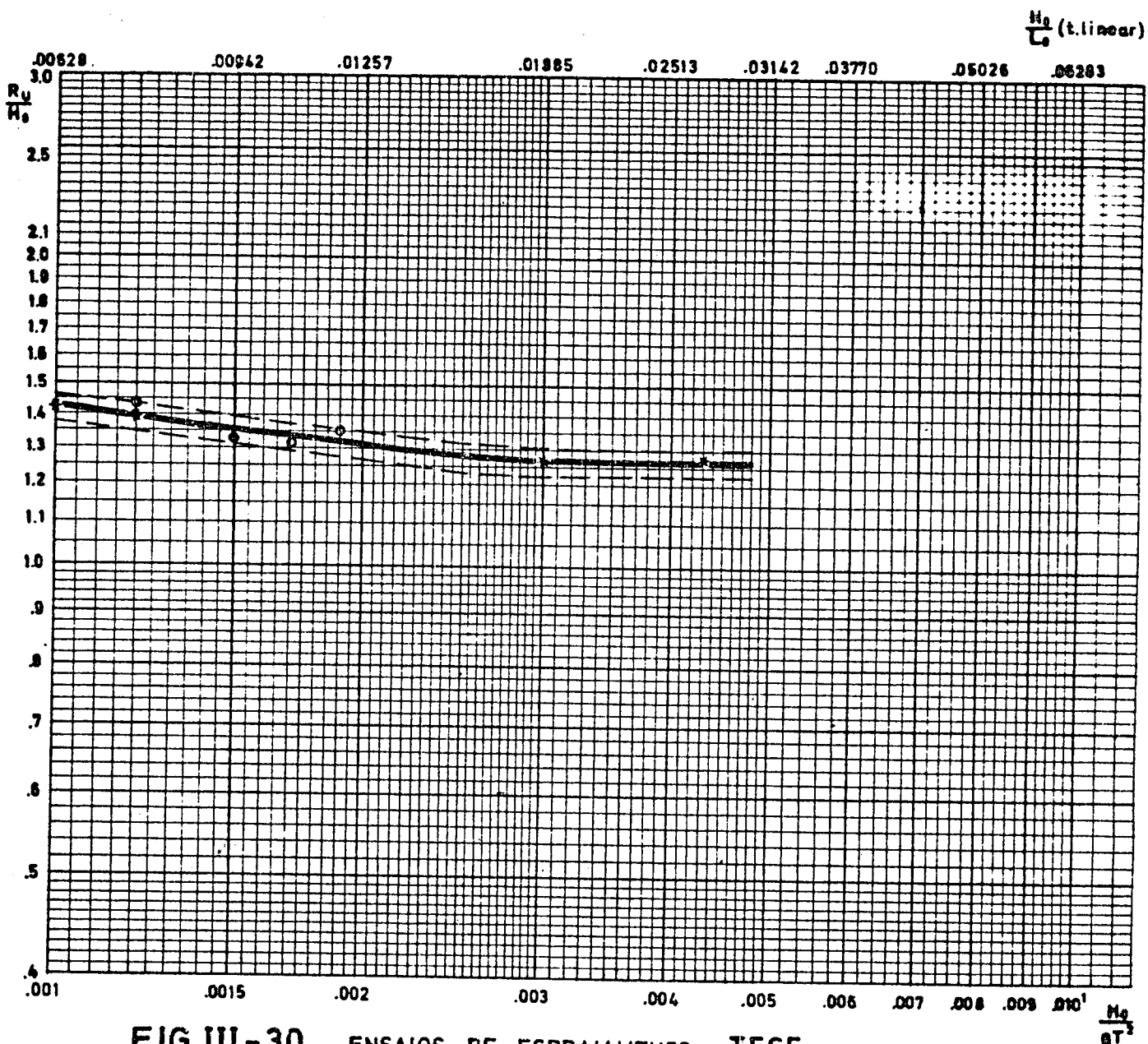


FIG. III-30 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$COT \alpha = 1.5$
— CUBOS $4^3/ENR 2 \times 30$
 $d/H_0 = 8$ $\bullet 8.3 \pm .1$ $S_y = .043$
 $\circ 8.0 \pm .1$
 $* 7.7 \pm .1$

$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{cotg \alpha} \zeta_0^{-2}$

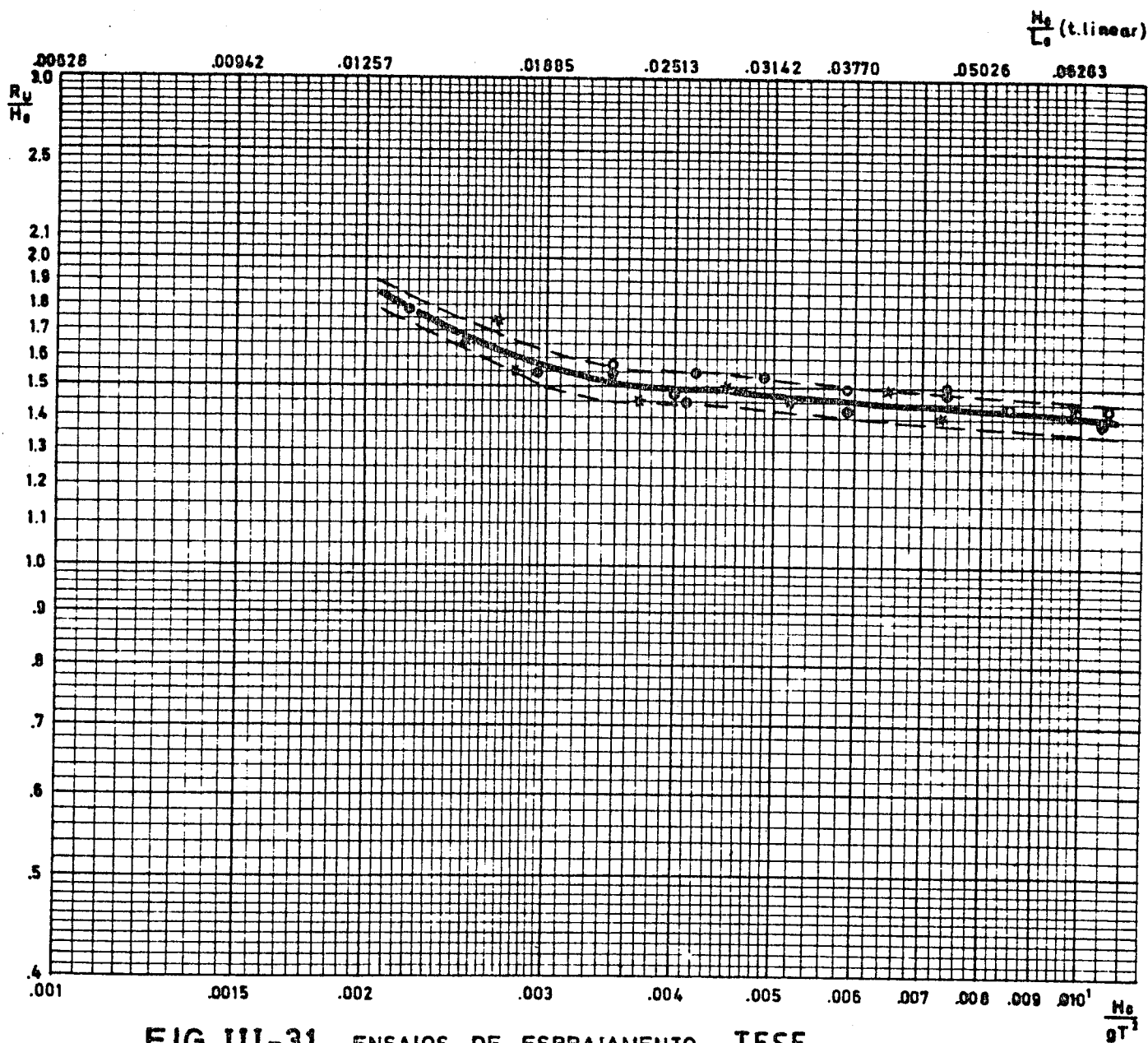


FIG. III-31 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

 $\cot \alpha = 2.0$

 CUBOS $4^3/\text{ENR } 2 \times 30$
 $d/H_0 = 3$
 $\circ$ 3.3 $\pm$.1

 $S_y = .047$
 $\bullet$ 3.0 $\pm$.1

 $\ast$ 2.7 $\pm$.1

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \xi_0^{-2}$$

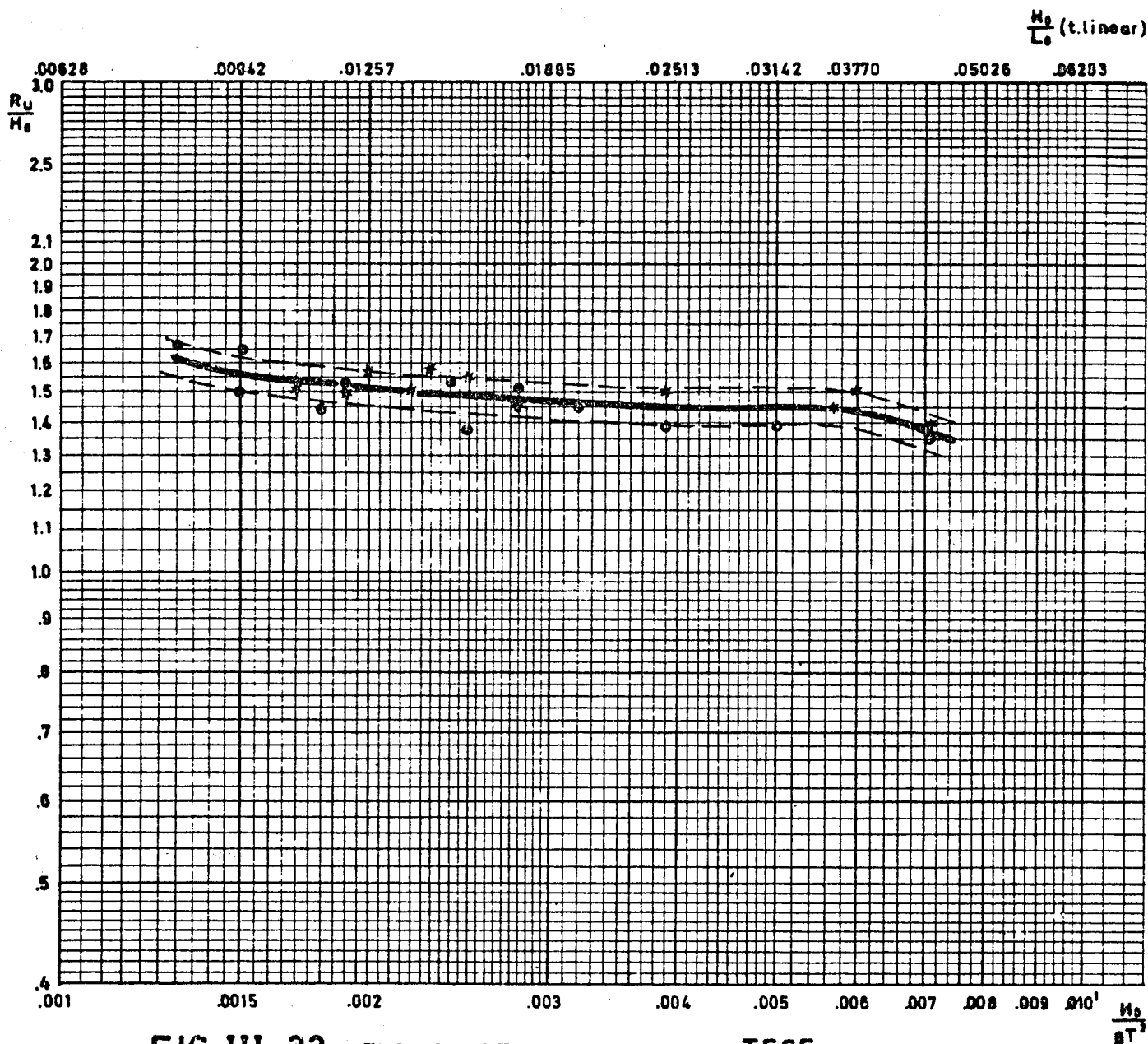


FIG. III-32 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \xi_0^{-2}$$

$\cot \alpha = 2.0$

CUBOS $4^3/ENR 2 \times 30$

$d/H_0 = 5$

• $5.3 \pm .1$

$S_y = .055$

◊ $5.0 \pm .1$

* $4.7 \pm .1$

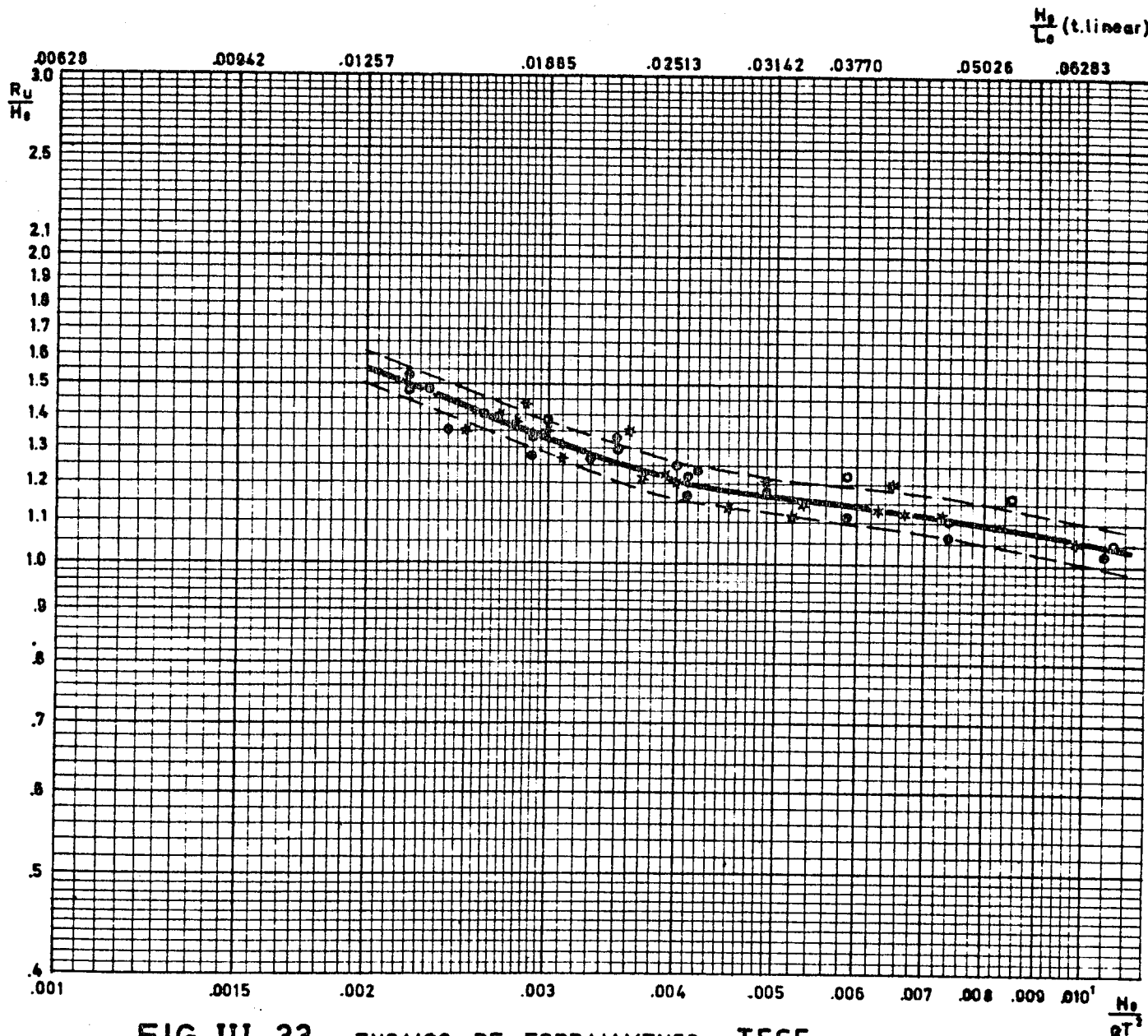


FIG. III-33 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \zeta_0^{-1}$$

$\cot \alpha = 3.0$
 CUBOS 4³/ENR 2x30
 $d/H_0 = 3$ $\circ$ 3.3 $\pm$ 1 $S_y = 0.046$
 $\bullet$ 3.0 $\pm$ 1
 * 2.7 $\pm$ 1

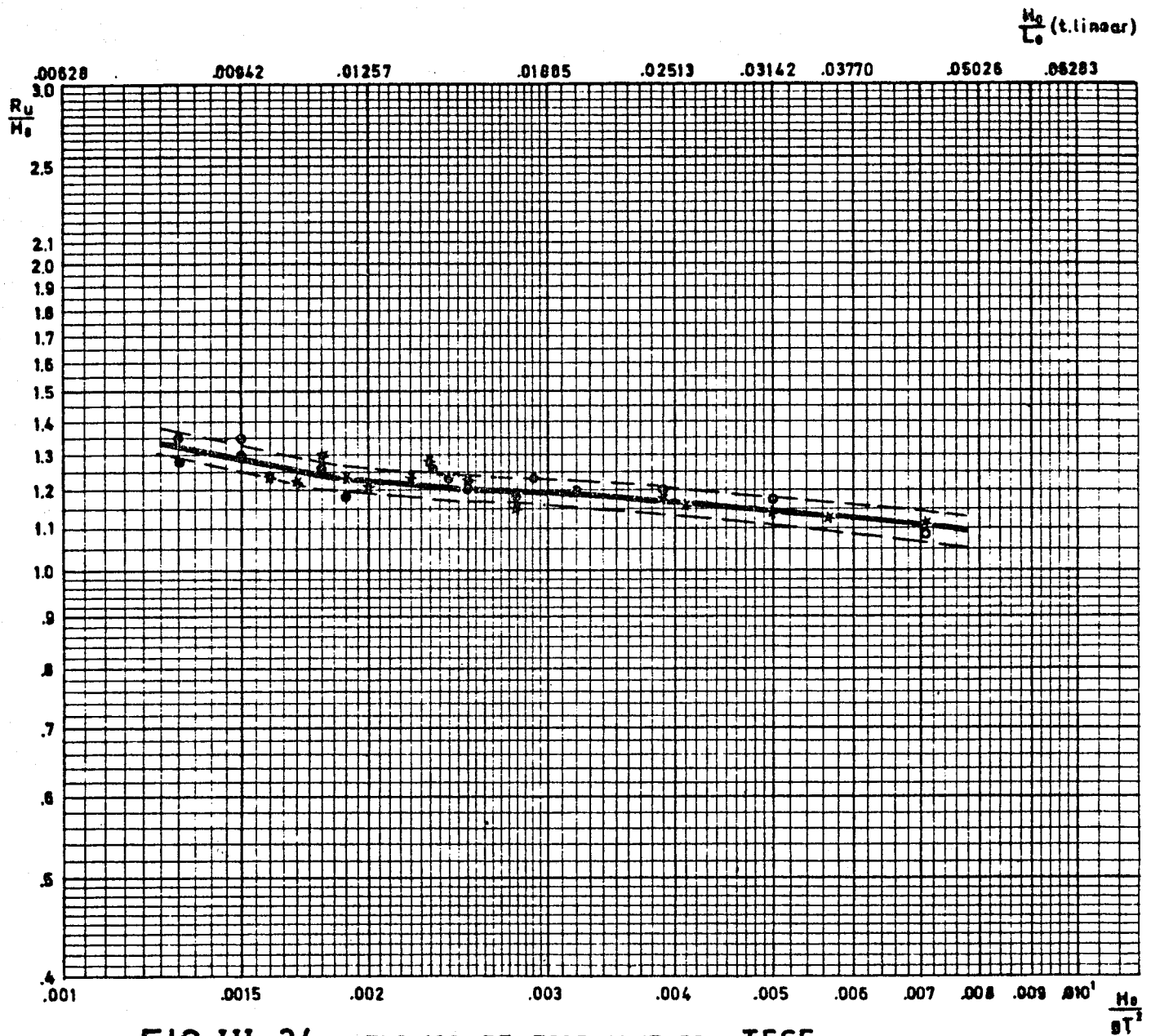


FIG. III-34 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \zeta^{-2}$$

$\cot \alpha = 3.0$

CUBOS 4³/ENR 2x30

$d/H_0 = 5$ • $5.3 \pm .1$

• $5.0 \pm .1$

* $4.7 \pm .1$

$S_y = .033$

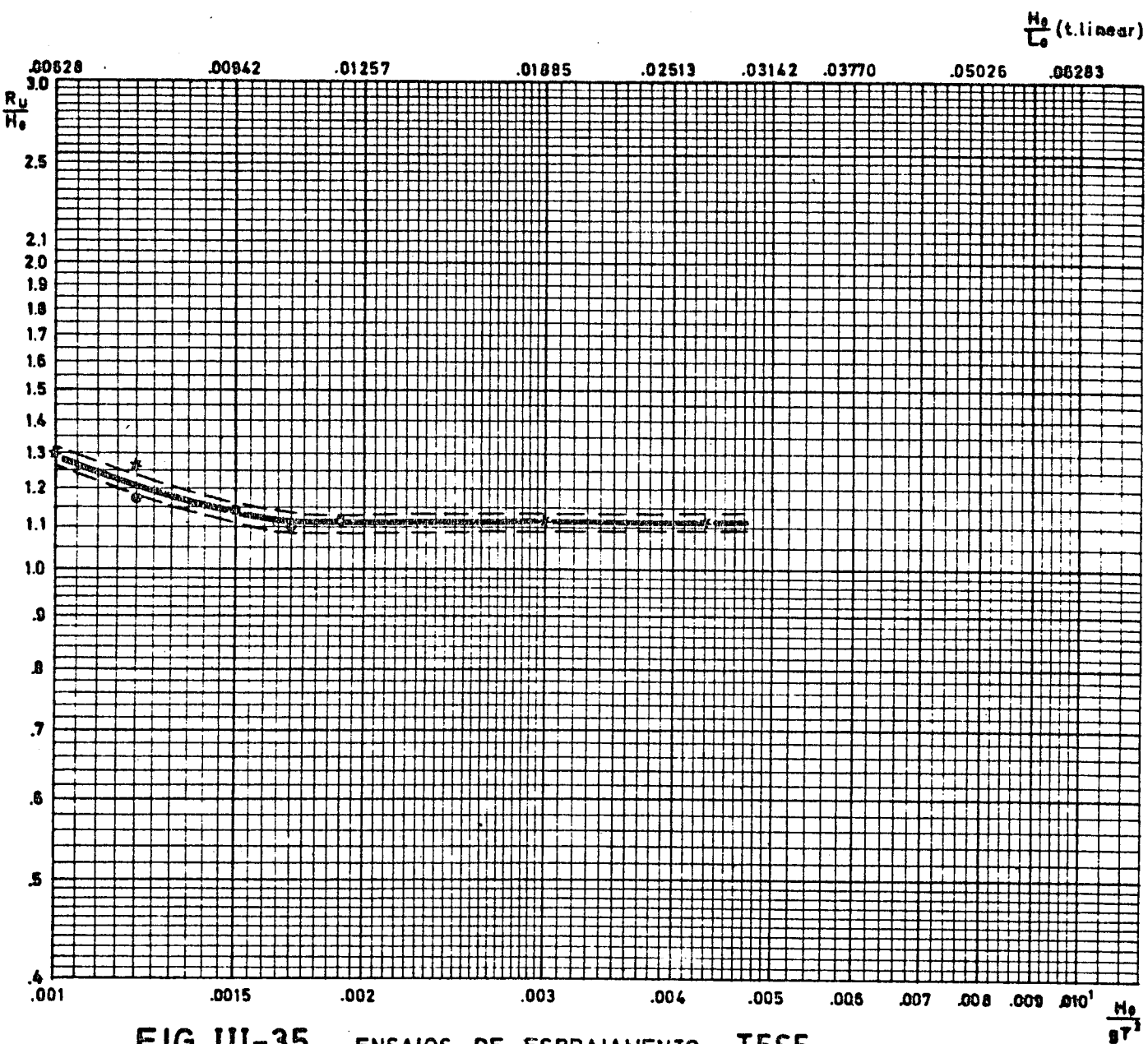


FIG. III-35 ENSAIOS DE ESPRAIAMENTO—TESE

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cot \alpha} \zeta_0^{-2}$$

$\cot \alpha = 3.0$

CUBOS 4³/ENR 2x30

$d/H_0 = 0$ $\circ 0.3 \pm .1$ $S_y = .022$

$\circ 0.0 \pm .1$

* $7.7 \pm .1$

Eq. geral das curvas ajustadas:

$$\log(R_u/H_o) = a_n (\log H_o/gT^2)^n + a_{n-1} (\log H_o/gT^2)^{n-1} + \dots a_1 (\log H_o/gT^2) + a_0$$

$$n \leq 5$$

Medida da dispersão dos valores experimentais em relação à curva apresentada nos gráficos:

desvio residual

$$S_y = \sqrt{\sum [(R_u/H_o)_{\text{Exp.}} - (R_u/H_o)_{\text{Curva grau } n}]^2 / (N - 1)}$$

N — n°. de pontos experimentais considerados em cada gráfico

Programa:

&JOB;650J71ESPRAIAMENTO;

&FORTRAN/L:

```

0*      DIMENSION X(100),Y(100),A(11)
1*      READ(3,1)N
2*      DO 10 I=1,N
3*      READ(3,2)Z,T
4*      X(I)=ALOG10(Z)
5*      10 Y(I)=ALOG10(T)
6*      DO 20 M=1,6
7*      CALL AJST1(N,M,X,Y,A,SIGMA,RMAX,RMIN)
8*      WRITE(2,4)M,RMAX,RMIN,SIGMA
9*      MM=M*1
10*     WRITE(2,3)(A(I),I=1,MM)
11*     20 CONTINUE
12*     STOP
13*     1 FORMAT(I2)
14*     2 FORMAT(2F0,0)
15*     4 FORMAT(4HGRAU,I2/16HDESVIO POSITIVO=,E12,5/
16*     *16HDESVIO NEGATIVO=,E12,5/13HDESVIO MEDIO=,E12,5)
17*     3 FORMAT(E12,5)
18*     END

```

BIBLIOGRAFIA

Teorias de Ondas

- ABRAMOWITZ, M; STEGUN, I. A. — «Handbook of Mathematical Functions» — Dover Publications, N. Y. — 1972.
- AIRY, G. B. — «On Tides and Waves» — Encyclopaedia Metropolitana — 1848
- BAGNOLD, R. A. — «Sand Movement by Waves» — Journal of Inst. of Civil Eng., — Abril — 1947
- BOUSSINESQ, J. — «Theorie de L'Intumescence Liquide Appelee Onde Solitaire» — Compte Rendu Ac. Sciences — 1871
- CHAPPELEAR, J. E. — «Direct Numerical Calculation of Waves Properties» — Journal of Geophysical Research — Vol 66 — Feb. 1961
- DAILEY, J. E. — «Stokes V Wave Computations in Deep Water» — Proc. A.S.C.E. — Vol 104 — No WW4 — Nov. 1978
- DAILY, J. W. — «Characteristics of the Solitary Waves» Trans. A.S.C.E. 118 — 1953
- DEAN, R. G. — «Relative Validities of Water Waves Theories» — Civil Eng. in the Oceans, A.S.C.E. — 1967
- DEAN, R. G. — «Evaluation and Development of Water Waves Theories for Engineering Application» — C.E.R.C. — Report 1 — Nov 1974 (Vol. I e II).
- DEAN, R. G; LE MÉHAUTÉ, B. — «Experimental Validity of Water Waves Theories» — — Struct. Eng. Conference — A.S.C.E. — 1970
- ELIAS, P. — «Sobre o Cálculo do Comprimento de Onda na Teoria Linear». — Sidam 71 — — L.N.E.C. — 1971
- GERSTNER, F. — «Theory der Wellen» — Praga, 1804
- GODA, Y. — «A Synthesis of Breaker Indices» — Trans. Japan Soc. Civil Eng. — Vol 2 Part 2 — — 1970
- GORING, D. G. — «Tsunamis — The Propagation of Long Waves Onto a Shelf» — California Institute of Technology. Pasadena. California — Nov. 1978
- HAMMACK, J. L.; SEGUR, H. — «The KDV Equation and Water Waves. Part 2» — Journal of Fluid Mechanics — Vol 65 — 1974

- HANSEN, J. B., SEVENDSEN, I.A., MADSEN, P.A. – «Wave Characteristics in the Surf Zone – Proc. 16th Coastal Eng. Conf. – 1978
- HANSEN, J. B. – «Experimental Investigations of Periodic Waves Near Breaking» – Proc. 17th Coastal Eng. Conf. Sydney – 1980
- IWAGAKI, Y. – «Hyperbolic Waves and Their Shoaling» – Proc. Coastal Eng. Conf. – 1968
- KEULEGAN, G.H.; PATTERSON, G. W. – «Mathematical Theory of Irrotational Translation Waves» – Journal of Research of the National Bureau of Standards – Vol 24 – 1940
- LAITONE, E.V. – «Water Waves. IV, Shallow Water Waves» – Univ. California, Inst. Eng. Res. – Tech. Rept. 82–11 – 1959
- LAITONE, E.V. – «The Second Approximation to Cnoidal and Solitary Waves» – J. Fluid Mechanics, 9, Part 3 – 1960
- MASCH, F. D. – «Cnoidal Waves in Shallow Water» – Proc. Coastal Eng. Conf. Lisboa – 1964
- Mc COWAN – «On the Solitary Wave» – Phil. Mag. 32 – 1891
- LE MÉHAUTÉ, B.; BREBNER, A. – «An Introduction to the Mathematical Theories of Two – Dimensional Periodic Progressive Gravity Waves» – Queen's Univ. at Kingston – Ontario, Canada – 1960
- LE MÉHAUTÉ, B; WEBB, L. M. – «Periodic Gravity Waves over a Gentle Slope at a Third Order of Approximation» – Proc. Coastal Eng. Conf. Lisboa – 1964
- LE MÉHAUTÉ, B.; DIVOKY, D.; LIN, A. – «Shallow Water Waves: A Comparison of Theories and Experiments» – Coastal Eng. Conf. – A.S.C.E. – 1968
- MUNK, W. H. – «The Solitary Wave Theory and its Application to Surf Problems, Ocean Surface Waves» Annals. N. York Acad. Sci. – May 1941
- NAHEER, E. – «Laboratory Experiments with Solitary Waves» – Proc. A.S.C.E. – Vol.104 – No. ww 4 Nov 1978
- NEKRASSOF, A. I. – «Periodical Gravity Waves» – Ac. Science S; USSR – 1921
- NISHIMURA ; ISOBE, M.; HORIKAWA, K. – «Higher Order Solutions of the Stokes and the Cnoidal Waves» – Journal of the Faculty of Eng., the Univ. of Tokyo – Vol XXXIV, No. 2 – 1977
- SAKAI ; BATTJES, J. A. – «Wave Shoaling Calculated from Cokelet's Theory» – Proc. Coastal Eng. Conf. – 1980

- STOKES, G.G. – «On the Theory of the Oscillatory Waves» – Transactions of the Cambridge Philosophical Society – Vol 8 – 1847
- SVENDSEN, I. A. – «Cnoidal Waves over a Gently Sloping Bottom» – Series Paper No. 6 –
– Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Eng. – Technical University
of Denmark – 1974
- WIEGEL, R – «Oceanographical Engineering» – Ed. Newmark – 1964
- WIEGEL, R – «A Presentation of Cnoidal Wave Theory for Practical Application» – Journal
of Fluid Mechanics – Vol 7 – 1960
- VON SCHWIND, J. J.; REID, R. O. – «Characteristics of Gravity Waves of Permanent Form»
– Journal of Geophysical Research – Vol 77, No. 3 – 1972



FACULDADE DE ENGENHARIA
UNIVERSIDADE DO PORTO

BIBLIOTECA



0000005851