

EFEITOS DA RUGOSIDADE SUPERFICIAL SOBRE AS PRESSÕES MÉDIAS E  
FLUTUANTES EM CILINDROS CIRCULARES FIXOS EM FLUXO BIDIMENSIONAL

JOSÉ LUIS DUARTE RIBEIRO

Tese apresentada ao corpo docente do curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para a obtenção do título de DOUTOR EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA.

Porto Alegre  
Outubro, 1989

ESCOLA DE ENGENHARIA  
BIBLIOTECA

Esta tese foi julgada adequada para a obtenção do título de DOUTOR EM CIÊNCIAS e aprovada em sua forma final pelo orientador e pelo Curso de Pós-Graduação.

*Joaquim Blessmann*  
.....

Prof. Joaquim Blessmann

Orietador de tese

*Jarbas Milititsky*  
.....

Prof. Jarbas Milititsky

Coordenador do Curso de Pós-Graduação

Banca examinadora:

- Prof. Jacek P. Gorecki  
Ph.D. pelo CALTECH, USA
- Prof. Marcius F. Giorgetti  
D.Sc. pela USP, Brasil
- Prof. Jorge D. Riera  
Ph.D. por Princenton Univ., USA
- Prof. Armando M. Awruch  
D.Sc. pela COPPE, Brasil
- Prof. Joaquim Blessmann  
D.Sc. pelo ITA, Brasil

*"Faz parte da ética do pesquisador poder confessar o ponto em que seu saber chega ao termo. Esse termo significa o começo de conhecimentos mais altos".*

C. G. JUNG

## AGRADECIMENTOS

Inicialmente ao CNPq e a CAPES pela concessão da bolsa de estudos. Em seguida, agradeço à coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, na pessoa do Prof. Jarbas Milititsky, pelo apoio fornecido em todos os momentos.

Também agradeço ao pessoal da secretaria do curso e do Laboratório de Aerodinâmica das Construções, pela maneira atenciosa com que sempre me receberam. Em particular, a Paulo Bueno e a Acir M. Loredó, que muito ajudaram na realização do programa experimental.

Continuando, agradeço aos professores do curso, sempre dispostos a me auxiliarem no aprendizado. Especialmente, agradeço ao meu orientador, Prof. Joaquim Blessmann, que sempre buscou resolver minhas dúvidas com paciência e seriedade. Além disso, agradeço ao Prof. Alan Davenport, que durante sua visita a UFRGS, em 1988, contribuiu com sugestões valiosas para nosso trabalho.

Por fim, agradeço a meus familiares e amigos, pelo estímulo e confiança que demonstraram em inúmeros momentos. Sem o estímulo dessas pessoas a realização deste trabalho teria sido muito difícil.

## SUMÁRIO

RESUMO.....	vii
ABSTRACT.....	ix
LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS.....	xi
TERMINOLOGIA.....	xiv
1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1. Comentários iniciais.....	1
1.2. Objetivos do presente estudo.....	2
2. ESTABELECIMENTO DO PROBLEMA - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	4
2.1. Trabalhos sobre o fluxo em torno de cilindros circulares.....	4
2.2. Fatores que interferem no fluxo em torno de cilindros circulares.....	18
2.2.1. Número de Reynolds.....	18
2.2.2. Turbulência.....	20
2.2.3. Bloqueio.....	26
2.2.4. Esbeltez.....	29
2.2.5. Placas terminais.....	32
2.2.6. Rugosidade superficial.....	33
2.2.7. Oscilações forçadas ou auto induzidas.....	45
3. PROGRAMA EXPERIMENTAL 1 <sup>a</sup> ETAPA (estudo de forças e de pressões médias).....	50
3.1. Equipamento e modelo.....	50
3.1.1. Túnel de vento.....	50
3.1.2. Cilindro circular.....	51
3.1.3. Aparelhagem.....	52
3.2. Variáveis da 1 <sup>a</sup> etapa.....	53
3.2.1. Rugosidade superficial.....	53
3.2.2. Número de Reynolds.....	56
3.3. Procedimentos de ensaio - Grandezas medidas.....	57

3.4.	Análise dos resultados.....	58
3.4.1.	Rugosidade aleatoriamente distribuída.....	59
3.4.2.	Rugosidade ordenadamente distribuída.....	66
3.4.3.	Rugosidade com nervuras longitudinais.....	71
3.4.4.	Distrib. de pressões médias no regime ultra- crítico.....	78
3.4.5.	Comparação entre as rugosidades utilizadas.....	83
3.5.	Conclusões da 1 <sup>a</sup> etapa de ensaios.....	84
4.	PROGRAMA EXPERIMENTAL 2 <sup>a</sup> ETAPA (estudo de forças e de pressões flutuantes).....	86
4.1.	Equipamento e modelo.....	86
4.1.1.	Túnel de vento.....	86
4.1.2.	Cilindro circular.....	87
4.1.3.	Aparelhagem.....	88
4.2.	Variáveis da 2 <sup>a</sup> etapa.....	90
4.2.1.	Rugosidade superficial (tipo).....	90
4.2.2.	Turbulência.....	90
4.3.	Procedimentos de ensaio.....	91
4.4.	Análise dos resultados.....	93
4.4.1.	Valores médios no ensaio com vento turbulento...	94
4.4.2.	Forças e pressões flutuantes.....	97
4.4.3.	Densidade espectral de potência.....	135
4.4.4.	Correlação cruzada entre as semi-seções.....	147
4.4.5.	Correlação cruzada longitudinal.....	152
4.5.	Conclusões da 2 <sup>a</sup> etapa de ensaios.....	161
5.	COMENTÁRIOS FINAIS.....	163
5.1.	Conclusões finais.....	163
5.2.	Sugestões para pesquisas futuras.....	165
	BIBLIOGRAFIA.....	169
	ANEXOS.....	183
A1.	Fatores de pico.....	183
A2.	Detalhes do sistema de tubos para medir forças e pressões flutuantes.....	194

## RESUMO

Este trabalho é um estudo dos efeitos da rugosidade superficial sobre o fluxo bidimensional em torno de cilindros circulares (CC) fixos. O estudo incluiu ensaios no túnel de vento da UFRGS. Numa primeira etapa foram medidos os valores médios dos coef. de força e de pressão para  $50000 \leq Re \leq 400000$ . Nessa etapa modelos de CC com três tipos de rugosidade (lixa, tela metálica e nervura) e quatro magnitudes de cada tipo ( $0,0018 \leq k/d \leq 0,0123$ ) foram ensaiados em fluxo suave. Os modelos tinham uma esbeltez  $l/d = 6,1$ .

Todos os tipos de rugosidade mostraram-se eficientes em antecipar as transições de regime e permitir o estabelecimento do regime ultracrítico (onde reaparecem os vórtices de Kármán). Mas nesse regime quanto maior a rugosidade relativa, maiores as diferenças que se verificam entre os parâmetros (Coef. de arrasto, coef. de pressão, ângulo de separação, etc.) medidos nos CC rugosos e aqueles observados em CC lisos. As menores diferenças relativas foram observadas no modelo com nervuras.

Numa segunda etapa foram feitas medições de valores flutuantes (RMS e pico) de coef. de força e de pressão, medições de densidade espectral de potência e medições de correlação cruzada seccional e longitudinal em modelos com as menores magnitudes dos tipos de rugosidade mencionados acima. Nessa etapa os ensaios foram em fluxo suave,  $Re=380000$ , mas o modelo com nervuras foi ensaiado também em fluxo turbulento ( $Re=250000$ ). Em todos os casos o regime de fluxo foi ultracrítico.

As principais conclusões dessa etapa foram :

- Os valores flutuantes medidos nos CC rugosos foram mais elevados que aqueles observados em CC lisos no regime ultracrítico. Os resultados de espectro de potência indicam que a organização do fluxo é muito boa e ao que parece similar nos dois casos. Os resultados de correlação confirmam que CC rugosos apresentam uma boa organização do desprendimento de vórtices, comparável àquela observada em CC lisos no regime subcrítico.

- A introdução de turbulência no fluxo incidente não alterou de forma considerável o valor RMS dos coef. de força e de pressão, mas originou valores de pico mais elevados para esses coeficientes. Além disso, originou um espectro de potência de faixa mais larga e pico mais baixo e uma diminuição (em módulo) dos coef. de correlação cruzada seccional e longitudinal.

- Nos ensaios com fluxo suave, observou-se que na zona  $30^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$  os fatores de pico dos coef. de pressão locais foram menores ( $\cong 2,8$ ). Na zona de sobrepressão ( $\theta \leq 30^\circ$ ) e na esteira ( $\theta > 100^\circ$ ), os fatores de pico foram mais elevados, podendo atingir 4,0 ou 5,0. Nos ensaios com fluxo turbulento, observou-se o mesmo comportamento qualitativo, mas os fatores de pico foram 20% a 40% mais elevados.

## ABSTRACT

This work is a study of the effects of surface roughness on the two-dimensional flow surrounding fixed circular cylinders (CC). The study included tests in the wind tunnel of the UFRGS. In a first stage, the mean force and pressure coef. were measured at Reynolds numbers from 50,000 to 400,000. In this stage CC models with three types of roughness (sand paper, wire mesh and ribs) and four amounts of each type ( $0.0018 \leq k/d \leq 0.0123$ ) were tested in smooth flow. The models had an aspect ratio  $l/d = 6.1$ .

All types of roughness have proved themselves efficient in anticipating the transitions of regimes and allowing the establishment of the ultracritical regime (were the Kármán vortex reappear). But in this regime, as the relative roughness is increased, the differences between the parameters (drag coef., pressure coef., separation angle, etc.) measured on the rough CC and those observed on smooth CC also increased. The smallest relative differences were observed on the model with ribs.

In a second stage, measurements of fluctuating (RMS and crest) force and pressure coef., measurements of power spectral density and measurements of sectional and longitudinal cross-correlation with models of the smallest amounts of the roughness types cited above were made. In this stage, the tests were on smooth flow,  $Re = 380,000$ , but the model with ribs was also tested in turbulent flow ( $Re = 250,000$ ). In all cases the flow regime was ultracritical.

The principal conclusions of this stage were :

- The fluctuating values measured on the rough CC were larger than those observed on smooth CC in the ultracritical regime. The power spectral results indicate that the flow organization is quite good and seems similar in both cases. The correlations results confirm that the rough CC show a good vortex shedding organization, comparable to those observed on smooth CC in the subcritical regime.

- The introduction of turbulence in the approaching flow didn't change considerably the force and pressure RMS values, but originated larger crest values for these coefficients. In addition, originated a power spectral with a larger band and smaller crest and a decrease (in modulus) of the seccional and longitudinal cross-correlation coefficients.

- In the smooth flow tests, it was observed that in the zone  $30^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$  the crest factor of the local pressure coef. were approximately 2.8. In the positive pressure zone ( $\theta \leq 30^\circ$ ) and in the wake ( $\theta > 100^\circ$ ) the crest factors were larger, increasing up to 4.0 or 5.0. In the turbulent flow tests, it was observed the same qualitative behavior, but the crest factor were 20% to 40% larger.

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

Letras romanas

A	área
b	largura
$C_a, C_s, C_s(\theta)$	coef. de arrasto, de sustentação, de sustentação seccional
$C_s(L)$	coef. de sustentação para um trecho de cilindro de comprimento L
$C_{sd}, C_{se}$	coef. de sustentação para a semi-secção direita, esquerda (ver Fig.I)
$C_p, C_{pb}, C_{pm}$	coef. de pressão, de pressão de base, de pressão mínima. $C_p = (p - p_o) / q$
d, $d_e$	diâmetro do cilindro, largura da esteira
d/b	termo genérico para designar razão de bloqueio
f, $f_v$	freqüência, freq. de desprendimento de vórtices
$f^*$	freqüência adimensional = $fd/u_o$
F, $F_a, F_s$	força, força de arrasto, de sustentação
h	altura
$I_1, L_1$	intensidade da compon. longitudinal da turbulência, escala idem
k, k/d	altura da rugosidade, altura relativa da rugosidade
$K_B$	coef. proposto por Basu que leva em conta a falta de correlação das pressões no calculo de $C'_s(\theta)$ :
	$C'_s(\theta) = K_B \int_0^\pi C'_p(\theta) \text{sen}\theta \, d\theta$
l, l/d	comprimento, esbeltez do cilindro
P, $P_o$	pressão, pressão no fluxo não perturbado
q	pressão dinâmica ao longe = $(1/2)\rho u_o^2$
Re	número de Reynolds = $u_o d / \nu$
$Re_k$	núm. de Reynolds da rugosidade = $Re.k/d$
$Re_i, Re_s$	núm. de Reynolds de transição inferior, superior
$Re_{crit}$	núm. de Reynolds crítico (ver Fig.2.1)
$R_a, R_s$	coef. de auto correl. das forças de arrasto, de sust.

$R_p, R_u$	coef. de auto-correl. das pressões, das velocidades $R_p = \langle p(t_1) \cdot p(t_1+t) \rangle / \langle p(t_1)^2 \rangle$
$R_{aa}, R_{ss}$	coef. de correlação cruzada longitudinal das forças de arrasto, de sustentação
$R_{pp}, R_{uu}$	coef. de correlação cruzada longitudinal das pressões, das velocidades $R_{pp} = \langle p_1 \cdot p_2 \rangle / (p_1' \cdot p_2')$
$R_{\theta\theta}$	coef. de correlação cruzada entre dois pontos genéricos de uma mesma secção transversal (pode ser correlação de pressões ou de velocidades)
$R_{es}$	coef. de correlação cruzada entre as forças de sustentação que atuam em uma e outra semi-secção (ver Fig.I com a definição de semi-secção)
$s, s/k, s/d$	afastamento, afast. relativo, afast. em diâmetros
$S_a, S_s$	densidade espectral de potência, das forças de arrasto, das forças de sustentação
$S_p, S_u$	densidade espectral de potência das pressões, das velocidades
$St, St^*$	número de Strouhal, núm. de Strouhal universal
$t$	tempo
$u, u_0$	velocidade, velocidade do fluxo não perturbado
$u_\delta$	velocidade na camada limite
$x, y, z$	coordenadas (ver Fig.I)

### Letras gregas

$\Gamma$	circulação
$\delta$	espessura da camada limite
$\Delta, \Delta y$	deslocamento, deslocamento na direção y
$\Delta\theta$	espaçamento entre nervuras longit. (em graus)
$\lambda_z$	comprimento (escala) de correlação longitudinal
$\nu$	viscosidade cinemática
$\theta, \theta_0$	ângulo (ver Fig.I), ângulo de pressão nula
$\theta_m, \theta_t$	ângulo de pressão mínima, de transição laminar-turb. na camada limite
$\theta_s, \theta_r$	ângulo da linha de separação, de recolamento
$\sigma^2$	valor quadrado médio
$\tau, \tau_0$	tensões de deslizamento, de desliz. na parede

## Símbolos gerais

$\langle \quad \rangle$	média temporal
$\hat{\quad}, \hat{\quad}^+, \hat{\quad}^-$	valor RMS, valor flutuante de pico positivo, valor flutuante de pico negativo
$\approx$	aproximadamente igual
x	em algumas figuras representa pontos coincidentes.

## Abreviaturas

CC	cilindro circular bidimensional. Refere-se aos modelos que cruzam toda a extensão do túnel de ensaio ou são limitados em seus extremos por placas terminais.
d.e.p.	densidade espectral de potência
2D,3D	bidimensional, tridimensional
FP	fator de pico
PT	placas terminais
RMS	média quadrática (raiz quadrada do valor quadrado médio). A sigla RMS deriva do termo inglês "Root Mean Square".
Sub, Crt	regime subcrítico, crítico
Sup, Ult	regime supercrítico, ultracrítico
TE	Túnel de ensaio, termo genérico para designar tanto túneis de vento (onde o vento natural é simulado) como túneis aerodinâmicos (vento uniforme) ou canais d'água.

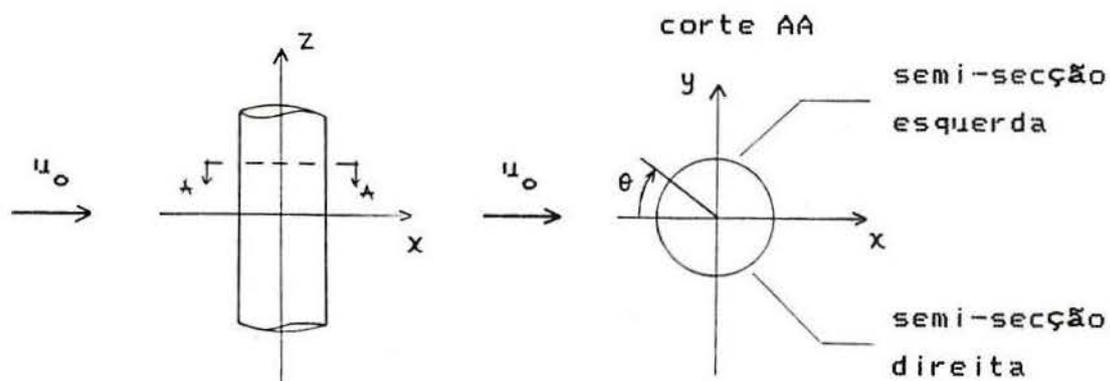


FIGURA I. Definição das coordenadas e do termo semi-seção.

## TERMINOLOGIA

ARRASTO ("drag"): Componente da força global na direção do fluxo.

BARLAVENTO ("windward"): Região de onde sopra o vento em relação ao modelo ou estrutura real.

BORBULHA ("bubble"): Zona de separação laminar e recolamento turbulento que pode ser observada em corpos cilíndricos de secção transversal circular no regime crítico.

CAMADA LIMITE ("boundary layer"): Fina camada nas proximidades da superfície do corpo onde são importantes os efeitos da viscosidade.

DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES ("vortex shedding"): Fenômeno que se caracteriza por turbilhões que se descolam sucessivamente de um lado e de outro do corpo.

ESBELTEZ ("aspect ratio"): Razão entre o comprimento do eixo e uma dimensão característica da secção transversal (diâmetro no caso de cilindros circ.) do modelo ou estrutura real.

ESCALA DE TURBULÊNCIA ("Turbulence length scale"): É uma dimensão proporcional ao comprimento médio dos maiores redemoinhos presentes no fluxo incidente. Neste trabalho, quando não especificado de outro modo, o termo refere-se à componente longitudinal da turbulência.

ESTEIRA ("wake"): É a zona do fluxo descolado a sotavento das linhas de separação, com turbilhões de tamanhos e velocidades muito variáveis.

FLUXO INCIDENTE ("approaching flow, free stream"): É o fluxo não perturbado que se aproxima do modelo ou estrutura real.

FLUXO SUAVE ("smooth flow"): Fluxo incidente de intensidade de turbulência muito baixa ( $I_t < 1,0\%$  ou  $2,0\%$ ).

FLUXO TURBULENTO ("turbulent flow"): Fluxo incidente de intensidade de turbulência considerável ( $I_t > 1,0\%$  ou  $2,0\%$ ).

GRELHA ("grid"): Conjunto de barras ortogonais que pode ser introduzido no túnel de ensaio com o objetivo de gerar um

fluxo turbulento.

INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA ("turbulence intensity"): É a razão entre o desvio padrão das flutuações da velocidade do fluxo incidente e sua velocidade média. Neste trabalho, quando não especificado de outro modo, o termo refere-se à componente longitudinal da turbulência.

LINHA (PONTO) DE ESTAGNAÇÃO ("stagnation line, point"): Linha (ponto) no contorno do sólido onde a velocidade do fluxo (avaliada no contorno da camada limite) é nula. Para cilindros circulares é a linha (ponto) mais de barlavento.

LINHA (PONTO) DE SEPARAÇÃO ("separation line, point"): Linha (ponto) onde a camada limite separa-se da superfície do sólido, e origina-se um fluxo reverso.

PARES DE ARAMES ("trip wires"): Nervuras longitudinais dispostas sobre a superfície de corpos cilíndricos de secção circular com o objetivo de promover a transição de fluxo laminar para turbulento na camada limite.

PLACAS TERMINAIS ("end plates"): Placas aerodinâmicas colocadas perpendicularmente ao eixo do cilindro a alguma distância das paredes do túnel. Sua função é isolar o cilindro da camada limite das paredes do túnel e tornar o fluxo bidimensional.

PRESSÃO DINÂMICA ("dynamic pressure"):  $q = 1/2 (\rho u_0^2)$

PRESSÃO ESTATICA ("static pressure"): limite da relação entre a força exercida perpendicularmente a uma superfície e a área dessa superfície, quando essa área tende para zero.

RAZÃO DE BLOQUEIO ("blockage ratio"): É a razão entre a área frontal do modelo e a área da secção transversal do túnel de ensaio.

REGIMES DE FLUXO ("flow regimes"): Intervalos de  $n^{os}$  de Reynolds onde as características do fluxo mantêm-se razoavelmente uniformes. Para cilindros circ. é usual definir-se quatro regimes.

RUGOSIDADE ("roughness"): Neste trabalho refere-se às protuberâncias que podem existir sobre a superfície do modelo ou estrutura real.

RUGOSIDADE MÉDIA ("roughness height"): Altura média das maiores protuberâncias existentes sobre a superfície.

RUGOSIDADE RELATIVA ("relative roughness"): Razão entre a rugosidade média e o diâmetro ou largura do modelo ou estrutura

real.

SEMI-SECÇÃO: Neste trabalho refere-se a cada uma das metades de uma secção transversal definidas pelo diâmetro paralelo ao fluxo (ver Fig. I).

SINCRONIZAÇÃO ("synchronization, lock-in, capture"): Fenômeno que se estabelece quando a frequência do desprendimento de vórtices está próxima de uma das frequências naturais do modelo ou estrutura real. Nesse caso, o desprendimento de vórtices passa a ocorrer na frequência natural correspondente.

SOBREPRESSÃO ("pressure"): Pressão (estática) efetiva acima da pressão atmosférica de referência; sinal positivo.

SOTAVENTO ("leeward"): Região oposta àquela de onde sopra o vento em relação ao modelo ou estrutura real.

SUCÇÃO ("suction"): Pressão (estática) efetiva abaixo da pressão atmosférica de referência; sinal negativo.

SUSTENTAÇÃO ("lift"): No caso de cilindros circulares bidimensionais, este termo é usado para designar a componente da força global perpendicular ao plano definido pela direção do fluxo e o eixo do modelo.

TURBULÊNCIA ("turbulence"): Flutuações irregulares da velocidade do fluxo, reguladas por equilíbrio estatístico.

VENTO DESLIZANTE ("shear wind"): Vento natural ou produzido em túneis de vento onde a velocidade não é uniforme, mas aumenta com a altura (há um perfil não unif. de velocidades).

VÓRTICE DE BASE ("horseshoe vortex"): Turbilhão que se forma nas proximidades da união do sólido com o terreno. Seu formato é de uma ferradura que circunda a base do sólido e tem um eixo de simetria paralelo ao fluxo incidente.

VÓRTICES DE KARMÁN (Kármán vortices): Fenômeno que se caracteriza por um sucessivo desprendimento alternado e ordenado de turbilhões (que se descolam periodicamente de um lado e de outro do modelo ou estrutura real).

## 1. INTRODUÇÃO

### 1.1. Comentários iniciais

O fluxo em torno de corpos cilíndricos é um dos assuntos mais intrigantes da Fluido-dinâmica. Enquanto os pesquisadores se interessam em entender completamente o fenômeno, os engenheiros estão particularmente interessados nas forças médias e flutuantes que se estabelecem e nas oscilações que são induzidas pelo **desprendimento de vórtices**.

O interesse é ao menos tão antigo quanto a descoberta do Brasil. Ao redor do ano de 1500, Leonardo da Vinci teria feito desenhos esboçando o fluxo em torno de obstáculos (\*). Ainda fora deste século, em 1878, Strouhal escreveu seu trabalho básico versando sobre o desprendimento de vórtices. Também históricos são os trabalhos de Fage e Warsap<sup>44</sup> e Fage e Falkner<sup>49</sup>, escritos em 1929 e 1931, realçando a importância que a turbulência e a rugosidade superficial exercem no fluxo em torno de cilindros circulares, importância que somente seria devidamente reconhecida trinta anos mais tarde.

Mais recentemente os trabalhos de Achenbach, Batham, Buresti, Basu, Farell et al., Güven, Jones et al., James et al., Miller, Nakamura e Tomonari, Roshko, Roulle e Szchenyi devem ser citados pelo volume e qualidade das informações que contém.

É interessante mencionar que as pesquisas práticas a respeito do fluxo em torno de cilindros circulares, de um modo ou de outro, terminam passando por todas as engenharias. As pesquisas iniciaram na Engenharia Aeronáutica (barras suportando asas), mas depois moveram-se para a Eng. Naval (periscópios, mastros de radar), Eng. Civil (postes, torres, chaminés, pilares de estruturas "offshore"), Eng. Elétrica (vibrações em linhas de transmissão), Eng. Mecânica (vibrações em dissipadores de calor)

---

(\*) POPHAM, A.E. The drawings of Leonardo da Vinci. Jonathan Cape, 1946.

e Eng. Química (forças em porta-tubos).

Na Engenharia Civil, as pesquisas intensificaram-se após o colapso de três torres de refrigeração em Ferrisbridge (England, 1965), quando revelou-se que as forças do vento tinham sido perigosamente subestimadas no projeto. Isso motivou uma série de estudos em túneis de ensaio (TE) com modelos de torres de refrigeração e cilindros circulares buscando compreender os mecanismos que fundamentam o comportamento do fluxo em torno desses corpos.

Esses estudos trouxeram à luz que as pressões médias e flutuantes nessas estruturas dependem principalmente do número de Reynolds, da rugosidade superficial externa e das características (turbulência e perfil) do fluxo incidente.

## 1.2. Objetivos do presente estudo

Os estudos sobre cilindros circulares podem ser de caráter teórico ou experimental e também podem ser classificados na linha de pesquisa básica ou na linha de pesquisa com aplicação prática imediata.

O presente trabalho é um estudo experimental dos efeitos da rugosidade superficial sobre o fluxo bidimensional em torno de cilindros circulares (CC) fixos. Em princípio é um trabalho na linha de pesquisa básica, no entanto, como será comentado a seguir, ao menos uma aplicação prática dos resultados surge naturalmente e será analisada no correr do texto.

Muitos pesquisadores defendem a idéia de que a rugosidade superficial é um meio efetivo de simular altos  $Re$  e têm utilizado essa técnica nos seus estudos experimentais em túneis de ensaio. (\*)

Para tornar rugosa a superfície dos modelos, os pesquisadores têm utilizado os mais diversos materiais. De modo geral, esses materiais enquadram-se na seguinte classificação: rugosidade aleatoriamente distribuída (partículas de areia,

(\*) Sob condições limites de bloqueio ou pressurização uns poucos TE podem atingir  $Re \approx 10^7$ . Contudo, as estruturas reais eventualmente excedem consideravelmente esse valor (para um vento de 30 m/s, estruturas com diâmetro superior a 5 ou 6m já implicam  $Re$  superior a  $10^7$ ). Portanto, toda técnica que prometa simular altos  $Re$  merece ser analisada com atenção.

partículas de poliestireno ou folhas de lixa coladas sobre a superfície do modelo), rugosidade ordenadamente distribuída (cilindro com superfície mecanicamente recartilhada ou tela metálica recobrando a superfície) e rugosidade com nervuras longitudinais (fios de linha ou de náilon ou arames metálicos fixados com um certo espaçamento sobre a superfície do cilindro).

O presente trabalho irá envolver os três tipos de rugosidade mencionados, estudando seus efeitos sobre os esforços médios e flutuantes que se verificam em cilindros nominalmente lisos sujeitos a altos  $Re$ . Trata-se de um estudo comparativo que, portanto, fornece indicações tanto sobre a eficiência da rugosidade na simulação de esforços médios e/ou flutuantes como sobre o tipo de rugosidade mais apropriado para simular esforços médios e/ou flutuantes.

Modelos com os três tipos de rugosidade foram ensaiados em fluxo suave, mas para verificar a generalidade das observações foi realizado um ensaio em fluxo turbulento (produzido por grelha) utilizando um dos tipos de rugosidade.

Ênfase especial foi dada à análise das pressões flutuantes no regime ultracrítico (onde reaparecem os vórtices de Kármán fortes). Esta análise envolveu o estudo dos coef. de força e de pressão flutuantes (valor RMS e valor de pico), do espectro de potência para o coef. de sustentação e da correlação seccional e longitudinal dos esforços. Uma extensa comparação com resultados correspondentes publicados na literatura foi efetuada.

De outra parte, mencionamos que este trabalho restringe-se ao estudo de cilindros circulares bidimensionais em fluxo uniforme. A validade das indicações contidas no presente trabalho poderá ser estendida caso estudos adicionais em TE com cilindros de forma mais complexa (torres de refrigeração, chaminés afiladas, etc.) submetidos a vento natural simulado, juntamente com medições em estruturas reais correspondentes, confirmem a tendência observada.

## 2. ESTABELECIMENTO DO PROBLEMA - REVISÃO BIBLIOGRAFICA

### 2.1. Trabalhos sobre o fluxo em torno de cilindros circulares

O estudo do fluxo em torno de cilindros circulares é bastante complexo. As dificuldades estão associadas especialmente com as transições de regime, observadas quando se aumenta o número de Reynolds, e com a diversidade de fatores que interferem nas características do fluxo.

De modo geral, os fatores que interferem de forma mais pronunciada são o próprio  $Re$ , a turbulência presente no fluxo incidente, a **esbeltez** do cilindro, sua rugosidade superficial e ainda, especificamente no caso de ensaios em túneis, a **razão de bloqueio** e a presença ou não de **placas terminais**.

Na tentativa de obter uma compreensão maior do fenômeno, diversos programas experimentais ou teóricos têm sido levados a termo. Um resumo de grande parte dos programas experimentais pode ser visto nas páginas seguintes (Tab. 2.1). Esse resumo inclui o intervalo de variação dos principais parâmetros estudados em cada programa, bem como detalhes do modelo ou protótipo utilizado e das medições realizadas.

Na Tab. 2.1 estão catalogados não apenas ensaios com cilindros circulares bidimensionais (CC), mas também ensaios com cilindros finitos (modelos e protótipos de chaminés) e com torres de refrigeração, pois as características do fluxo nesses últimos, sob muitos aspectos, são similares àquelas observadas em CC.

Complementando a Tab. 2.1, na Tab. 2.2 estão listados outros trabalhos pertinentes ao estudo de cilindros circulares. Nessa tabela aparecem trabalhos teóricos sobre o fluxo em torno de CC, trabalhos teórico-experimentais sobre o fluxo ao longo de placas rugosas, trabalhos experimentais sobre o fluxo em torno de cilindros de seção não circular e outros trabalhos que, embora possam não estar ligados diretamente ao estudo de CC, apresentam resultados importantes para este estudo.

TABELA 2.1 : Estudos experimentais sobre o fluxo em torno de corpos cilíndricos com secção transversal circular.

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1(X)$ $L_1/d$	$d/b(\%)$ $1/d$	$Re \times 10^{-5}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Fage e W. 1929 ( 44)	CC fixo frestas $\approx 3mm$	liso, lixa e par de arames $0,5 \times 20$ e $0,16 \times 3,20$	variável ?	$4,8 \times 18,5$ $4,5 \times 17,2$	$0,4 \times 2,3$ x x x x	$C_p, C_a$
Fage e F. 1931 ( 43)	CC fixo frestas $\approx 3mm$	liso (polido)	variável ?	$7,0 \times 14,0$ $13,5 \times 6,8$	3,3 x	$C_p, C_a, \tau_o$
Roshko 1955 (127)	CC fixo	liso	baixa -	? ?	? x	$C_a, St, d_w$
Price 1956 (119)	cilindro 3D	vários tipos, para suprimir vórtices	? ?	6,6 10,0	? x x x	$C_a, St$
McGregor 1957 (100)	CC fixo	liso	0,3 -	3,5 40,1	$0,23 \times 1,3$ x x	$C_p', C_a', C_s', S_w$
Prendergast 1958 (118)	CC fixo só na base	liso	0,3 -	3,5 42,5	$0,20 \times 1,3$ x x	$R_{pp}, \lambda_w$
Taneda 1959 (159)	CC fixo	liso	? ?	$< 2,0$ $> 50,0$	$< 0,01$ x	visualiz. do fluxo
Humphreys 1960 ( 80)	CC fixo, com e sem frestas	liso (polido)	1,0 -	$15,2$ $6,6$	$0,3 \times 6,0$ x x	$C_a, C_a', C_s', C_s^{\wedge}, \lambda_w$
Fung 1960 ( 61)	CC fixo e oscil. frestas $\approx 0,5mm$	liso (polido)	baixa (2,4)	(10,5) 5,7	$3,0 \times 14,0$ x x	$C_a, C_a', C_s', C_s^{\wedge}, S_w$
El Baroudi 1960 ( 41)	CC fixo	liso	? ?	0,0 $16,0 \times 32,0$	$0,10 \times 0,45$ x	$R_{uu}, \lambda_w$

Tab 2.1 : cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1$ (%) $L_1/d$	$d/b$ (%) $l/d$	$Re \times 10^{-5}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Pris 1960 (120)	CC fixo, PT=3,3d	liso, lixa, nervuras 1,4 a 2,4 e 0,8 a 3,3	? ?	mínimo 1,3	1,0 a 6,0 x x x	$c_p$ $C_a$ $\theta_s$
Pris 1961 (121)	CC fixo	várias 0,1 a 40	? ?	mínimo 1,3 a 5,0	(5,8) x x x	$c_p$ $C_a$
Roshko 1961 (128)	CC fixo	liso 0,011	? ?	13,6 5,7	10,0 a 100,0 x x	$C_a$ $c_p$ $c_{pb}$ St $\theta_s$
Gerrard 1961 ( 63)	CC fixo	liso	0,3 -	1,2 a 15,0 6,7 a 80,0	0,04 a 1,8 x	$C_a'$ $C_s'$ $c_p'$ St $R_{\theta\theta}$
Bishop e H. 1963 ( 20)	CC fixo e oscil. PT=4 a 6d	liso	? ?	8,4 7,0 a 5,8	0,04 a 0,11 x	$C_a$ $C_a'$ $C_s'$ St
Nakagava et al 1963 (109)	CC flexível	várias, para suprimir oscilações	1,2 -	(14,2) 4,0	1,5 a 15,0 x x x	$C_a$ $S_a$ St $\Delta y$
Bloor 1964 ( 26)	CC fixo	liso (polido)	0,03 a 1,0 -	(0,2 a 4,9) 20,3 a 635	0,002 a 0,5 x	$u$ $u'$ $d_e$
Tani 1964 (160)	CC fixo	liso e par de arames 0,91 a 2,30	? ?	7,0 a 31,7 3,2 a 14,3	0,3 a 10,0 x x x x	$C_a$ $c_p$ $\theta_s$ $\theta_l$ $\theta_r$ $S_u$
Gerrard 1965 ( 64)	CC fixo	liso (torneado)	0,02 a 1,0 -	0,6 a 5,0 20,3 a 158	0,02 a 0,5 x	$u$ $u'$ $C_s'$
Schmidt 1965 (142)	cilindro finito	liso (torneado)	? ?	7,0 8,1	3,8 a 7,5 x x	$C_a$ $C_a'$ $C_s'$ $R_{aa}$ $R_{ss}$ $S_a$ $S_s$ $\lambda_s$
Gerrard 1966 ( 65)	CC fixo PT grandes	liso	0,02 -	0,2 a 4,9 19,4 a 605	0,0085 a 0,2 x	linhas de vórtices
Gerrard 1966 ( 66)	CC com placa di- visória na este.	liso	? ?	? ?	0,01 a 0,2 x	St St <sup>m</sup> $d_e$

Tab 2.1 : cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1(\%)$ $L_1/d$	$d/b(\%)$ $1/d$	$Re \times 10^{-5}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Achenbach 1968 ( 1)	CC fixo	liso 0,013	0,7 -	16,6 3,3	0,5 a 50,0 x x x x	$c_p C_a \theta_s \tau_o$
Armitt 1968 ( 7)	torre de refrig.	areia 0,95 a 3,80	0,3 a 10,5 ?	? $\approx 1,6$	0,85 a 3,9 x x x x	$c_p$
Naumann e Q. 1968 (113)	CC fixo Mach > 0,3	liso e par de arames ?	baixa -	? ?	1,0 a 6,0 x x x	vorticidade
Gould et al. 1968 ( 67)	cilindro finito	liso	(0,3 a 6,0) unif=desl	pequeno 6,0 a 12,0	1,0 a 54,0 x x x	$c_p c'_p C_a R_{pp} \lambda_s$
Roshko e F. 1969 (129)	CC fixo	liso	0,1 a 1,4 -	? ?	0,005 a 36,0 x x x	$c_{pb}$
Bearman 1969 ( 16)	CC fixo	liso (polido)	0,2 -	6,5 12,0	1,0 a 7,5 x x x	$C_a c_{pb} C'_s St S_u$
Jones et al. 1969 ( 85)	CC fixo e oscil.	liso (polido) 0,0018	0,17 -	19,3 5,3	3,6 a 190 x x x	$C_a C'_s c_p c_{pb} \theta_s St$
Warshauer e l. 1971 (164)	CC fixo e cilindro finito	liso $\approx 0,0030$	0,1 -	5,8 a 19,8 5,0 a 17,2	4,0 a 40,0 x x x	$C_a C'_s c_p c_{pb} \theta_s$ $R_{pp} S_p$
Achenbach 1971 ( 2)	CC fixo	lixa e esferas 1,1 a 9,0	0,7 -	16,6 3,3	0,4 a 30,0 x x x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s \theta_l \tau_o$
Gaster 1971 ( 62)	CC fixo e cilin. afinando	liso	< 0,05 -	$\approx 0,0$ 60 a 420	0,006 a 0,015 x	St, células de vórt.
Nunen et al. 1971 (115)	CC fixo e oscil.	liso	baixa -	(16,0) ( 6,7)	5,0 a 77,0 x x x	$C_a C'_s C'_s c_p c_{pb} c'_p \theta_s$ St $S_p S_s$
Surry 1972 (153)	CC fixo	liso	2,5 a 14,7 0,36 a 9,8	( 3,9) (38,7)	0,4 x	$C'_s C'_s c_p c_{pb} \theta_s c'_p St$ $R_{pp} R_{aa} R_{ss} S_u S_p S_a S_s$

Tab 2.1 : cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1$ (%) $L_1/d$	$d/b$ (%) $l/d$	$Re \times 10^{-3}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Ko e Graff 1972 ( 92)	CC fixo	liso (polido)	1,2=21,0 0,5= 3,3	$\approx 0,0$ (10,0=20,0)	0,013 = 0,080 x	$C_a$ , efeitos de $I_1$ e $L_1/d$
James e T. 1972 ( 84)	CC fixo	liso e com arame ou dente 0,02 6,0=63 4,0=44	1,3 -	? (13,7=27,6)	0,07 = 1,1 x x x	$C_a C_s$
Loiseau e S 1972 ( 96)	CC fixo	liso	0,3 -	mínimo 4,4	2,6 = 65,0 x x	$C'_s c'_p \theta_s St R_{pp} R_{es} S_s$ $S_p$
Batham 1973 ( 14)	CC fixo	liso e areia 2,2	0,5=12,9 - 0,5	5,0 6,7	1,1 = 2,4 x x x x	$C_a C'_s c_p c_{pb} \theta_s c'_p St$ $R_{pp} \lambda_s S_p$
Dwyer e M. 1973 ( 40)	CC fixo	liso	baixa -	3,3 20,9	1,06 x	$\tau_o u$ , estudo da cam. limite
Kacker et al. 1974 ( 86)	CC fixo	liso	0,15=0,70 -	4,0=16,7 2,25= 9,0	0,1 = 2,5 x x	$C'_s R_{uu} \lambda_s$
Szechenyi 1974 (154)	CC fixo	esferas de vidro 0,15=2,0	0,3= 4,0 -	mínimo 4,0= 9,3	0,96 = 65,0 x x x x	$C_a C'_s St \theta_s S_s R_{ss} \lambda_s$
Achenbach 1975 ( 3)	CC fixo	liso	0,45 -	16,6 3,3	0,30 = 40,0 x x x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s \theta_t St \tau_o$ transf.de calor
Bruun e D. 1975 ( 29)	CC fixo	liso (torneado)	0,2=11,0 0,19=0,55	13,1 10,0	0,6 = 6,0 x x x	$C_a c'_p R_{pp} R_{uu} \lambda_s$ $S_u S_p$
Nakamura 1975 (110)	CC fixo e fle- xível, PT=2,5d	gotas de poliestireno dis- trib.ou em faixas 1,4=4,7	0,1 -	15,0 3,3	4,0 = 10,0 x x x	$C_a C'_s c_p St S_u$
Novak e T. 1975 (114)	CC fixo e oscil. PT grandes	liso	$\approx 0,0=11,0$ 1,5	4,0 12,0	0,19 x	$c_p c'_p R_{\theta\theta} R_{pp} \lambda_s S_p$
Szechenyi 1975 (155)	CC oscilante	rugosidade forte	0,3 -	mínimo 4,4	2,0 = 50,0 x x	$c_p St R_{pp} \lambda_s$ fase e sincr. do movimento

Tab 2.1 : cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1(X)$ $L_1/d$	$d/b(X)$ $1/d$	$Re \times 10^{-5}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Güven 1975 ( 70)	CC fixo	liso, lixa, nervura 2,5 a 6,2 e 1,1 a 6,5	0,2 -	17,8 3,1	0,7 a 5,5 x x x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s \theta_l u \delta$
Szechenyi e L. 1975 (157)	CC flexível	rugosidade forte	? ?	? ?	? x x	$C_s' S_s \Delta y$ sincroniz. do movimento
Korotkin 1976 ( 91)	CC fixo com ou sem PT	liso (polido)	0,5 a 0,03 -	20,0 a 12,0 5,0	0,67 a 17,0 x x x	$c_p$ , células de vórt.
Miller 1976 (101)	CC fixo	liso, lixa, areia, marinha 0,4 a 63,0	? ?	2,7 a 8,3 10,5 a 17,5	0,1 a 40,0 x x x x	$C_a$ , regimes de fluxo
Richter e N. 1976 (123)	CC fixo	liso 0,8	0,5 -	0,0 a 50,0 8,6	0,2 a 4,0 x x	$C_a C_a' C_s' St S_s S_a$
Davies 1976 ( 38)	CC fixo, PT	liso	5,5 0,42/desl.	9,0 6,0	3,0 a 30,0 x x x	$c_{pb}$ , células de vórt.
Sonneville 1976 (150)	CC fixo e oscil.	liso	0,4 -	5,6 12,9	0,1 a 0,65 x	$C_a C_a' C_s' c_p' St R_{uu}$ $R_{pp} \lambda_x R_{ss} S_a S_s S_u$
Ramberg e G. 1976 (122)	cabo flexível	liso	? ?	20,0 20,0	0,0047 a 0,013 x	$R_{uu} \lambda_s$ , sincronização
Miller e M. 1976 (103)	cilindro vert. subm em ondas	liso	grande ?	- ?	< 0,2 x	$C_a C_s$ , coef. de inércia
Ruscheweyh 1976 (131)	torre de TV estrut. real	liso (concreto) 2 0,04	grande v. desl.	0,0 22,8	60 a 170 x	$C_a C_a' C_s' c_p \theta_o \theta_s S_a$ $S_s St$
Farell et al. 1976 ( 54)	torre de refrig.	liso, lixa, nervuras 20,1 1,67 1,57 a 7,74	0,2 -	6,9 2,0	0,15 a 0,45 x x x	$c_p c_{pb} \theta_s$
Achenbach 1977 ( 4)	CC fixo	liso e recartilhado 0,75 a 9,0	0,45 -	16,6 3,3	0,22 a 40,0 x x x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s \theta_l$ transf. de calor

Tab 2.1 : cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1$ (%) $L_1/d$	$d/b$ (%) $l/d$	$Re \times 10^{-5}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Matten 1977 ( 99)	cilindro vert. subm.em ondas	liso e lixa 10,0=20,0	grande ?	$\cong 0,0$ (22,6=45,2)	0,20 = 0,80 x x x	$C_a C'_s St$
Miller 1977 (102)	cilindro horz. subm.em ondas	liso e lixa 7,0=20,0	grande ?	$\cong 0,0$ (15,0)	- -	$C_a C'_s$ , carga de impacto
Farell et al. 1977 ( 48)	CC fixo e torre de refig.	lixa e nervuras 5,14 4,0=7,8	0,2 -	5,0=20,0 8,1= 2,0	1,5 = 5,5 x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s$ , efeito do bloqueio
Modi e El-S. 1977 (104)	CC fixo	liso	? ?	3,0=35,0 (25,3)	0,1 = 1,2 x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s$ , efeito do bloqueio
Sageau 1977 (134)	chaminé circ. estrut. real	liso $\cong 0,01$	grande v.desl.	0,0 $\cong 13,0$	$\cong 22,0$ x	$C_a C'_a C'_s c_p c'_p c_{pb} \theta_s St S_p R_{es}$
Murthy e R. 1978 (107)	CC fixo	liso e tela metálica 1,1	0,25=0,50 -	8,1=10,0 8,5	2,7 = 70,0 x x x	$c_p c_{pb} \theta_s \theta_l \theta_r \tau_o St S_u$
Hove et al. 1978 ( 79)	CC fixo	liso e tela metálica 1,0 = 10,0	? ?	(15,0) ( 8,0)	1,3 x x	$C_a C'_a C'_s c_p c_{pb} St S_u$
Kiya et al. 1979 ( 87)	CC fixo, PT	liso	3,0 v.assim.	$\cong 0,0$ 3.0= 5,0	0,22 = 0,41 x	$C_a C'_s c_p St$
Britter et al. 1979 ( 28)	CC fixo	liso	0,1=6,2 0,35=10,0	0,7= 4,6 22,0a 141	0,043 = 0,27 x	$u u' S_u$ , efeitos de $I_1 L_1/d$
Buresti e L. 1979 ( 32)	cilindro fixo, próx. à parede	liso e lixa 0,085 1,0=3,5	0,9 -	$\cong 0,0$ 6,6	0,85 = 3,0 x x x	$u u' S_u St$
Wong 1979 (169)	CC flexível	malha perfurada para suprimir vórtices	? ?	? ?	0,24 = 1,5 x	$C_a$ , métodos de suprimir vórtices
Wlezien e W. 1979 (168)	CC fixo	liso	? ?	5,5 12,0	0,058 = 0,1 x	$u u' St$ , etiqueta de temperatura

Tab 2.1 : cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1$ (%) $L_1/d$	$d/b$ (%) $l/d$	$Re \times 10^{-3}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Schnabel e P. 1979 (143,144)	farol circ. estrut. real	liso	$\approx 6,0$ v.deslz.	0,0 $\approx 9,6$	21,0 a 71,0 x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s St R_{\theta\theta} S_p$
Schnabel e P. 1979 (143,144)	farol circ. modelo 1:110	rugos.leve + par de arame 6,5 a 34,9	$\approx 6,0$ v.deslz.	pequeno $\approx 9,6$	$\approx 0,3$ x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s St R_{\theta\theta} S_p$
James et al. 1979 ( 82, 83)	CC fixo	liso 0,0018 a 0,0050	(0,1) -	5,3 a 15,7 8,1 a 17,5	1,4 a 110 x x x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s c'_p c_p^{\wedge} St$
Sadeh e B. 1980 (133)	CC fixo	liso	7,7 0,38	8,7 11,4	0,08 x	visualiz. do fluxo distorção da turbul.
Rouille 1980 (130)	CC fixo, PT=1,8d cil.fin. e torre	liso e nervuras 0,40 0,8 a 6,4	0,5 a 5,0 - ?	12,5 2,0	3,3 a 6,6 x x x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s c'_p u' S_p S_u$
Alemdar et al. 1980 ( 6)	CC fixo	liso e lixa ou esferas 0,7 a 15,0	1,0 -	$\approx 0,0$ ?	0,51 a 1,8 x x x x	$S_p S_u St$ , correlação de pressões e veloc.
Frank 1981 ( 60)	CC fixo	tela metálica 6,5 a 10,0	0,15 a 6,8 $\approx 0,0$ a 1,1	11,8 6,0	0,50 a 2,6 x x x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s c'_p St S_p$
Achenbach e H. 1981 ( 5)	CC fixo	liso e recartilhado (0,01 0,75 a 30,0	0,45 -	16,4 3,4 a 6,8	0,06 a 45,0 x x x x	$C_a St$
Buresti 1981 ( 30)	CC fixo	lixa 1,0 a 12,0	0,9 -	$\approx 0,0$ 6,6 a 22,9	0,26 a 2,8 x x x x	$C_a St R_{uu} \lambda_z$
Rooney e P. 1981 (125)	CC fixo PT grandes	liso e recartilhado 1,0	0,03 a 0,8 unif=deslz	5,0 16,9	1,0 a 4,0 x x x	$C_a c_p St \lambda_z$
Rooney e P. 1981 (126)	CC fixo PT pequenas	liso e recartilhado 1,0	0,25 a 0,35 unif=deslz	8,3 9,3	1,8 a 5,2 x x x	$c_p c'_p S_p St \lambda_z$
Farivar 1981 ( 57)	CC fixo e cilindro.finito	liso	0,4 a 0,9 -	(6,7) 2,8 a 15,0	0,2 a 1,3 x	$C_a c_p c'_p \theta_s$

Tab 2.1 : cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1$ (%) $L_1/d$	$d/b$ (%) $l/d$	$Re \times 10^{-5}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
So e Savkar 1981 (149)	CC fixo	liso	0,5=9,5 0,16=1,30	16,0=32,0 8,0= 4,0	0,2 = 20,0 x x x	$C_a, C_a', C_p', St, S_p$
Hansen 1981 ( 75)	chaminé estrut.real	liso	grande v.deslz.	0,0 $\cong 17,5$	$\cong 100$ x	$C_p', St, S_p, \lambda_z$
West e A. 1982 (166)	CC fixo PT grandes	liso (polido)	0,15 -	1,2=16,0 4,0=10,0	0,1 = 1,5 x	$C_a, c_p, c_{pb}, \theta_s, St$ efeito de bloq.e esbel
Kiya et al. 1982 ( 89)	CC fixo	liso (torneado)	1,4=18,5 0,3= 3,7	2,7=14,5 6,9=36,6	0,1 = 4,0 x x	$C_a, C_p', c_p, c_p', c_{pb}, St, R_{pp}$ $\lambda_z, R_{\theta\theta}$
Perry et al. 1982 (117)	CC fixo	liso	? ?	? ?	$\cong 0,001$ x	visualiz.do fluxo, li- nhas de corr.e trajet.
Ayoub e K. 1982 ( 8)	cilindro finito	liso 0,011	0,5= 1,1 -	(7,1) 12,0	0,85 = 7,7 x x x	$R_{pp}, R_{uu}, \lambda_z, S_p, S_u, St$
Nakamura e T. 1982 (111)	CC fixo	liso e lixa ou polestir. em faixas 0,065=10,0	0,12 -	15,5 3,3	0,40 = 17,0 x x x x	$C_a, c_p, c_{pb}, St$
Scanlan e F. 1982 (140)	torre de refrig. estrut. real	nervuras (88) $\cong 0,8$	12,1 v.deslz.	0,0 $\cong 1,6$	$\cong 750$ x	$c_p, c_{pb}, \theta_s, c_p', R_{pp}, R_p$ $S_p$
Sarpkaia 1982 (137)	CC flexível	liso	fluxo impulsivo	6,2. 16,0	0,20 = 0,30 x	$C_a, C_p'$ , resposta a fluxo impulsivo
Fedeniuk 1982 ( 58)	CC fixo, com ou sem PT, grandes	tela metálica 6,5 = 10,0	0,15 -	11,8 6,0= 5,0	0,43 = 2,2 x x x x	$C_a, c_p, c_{pb}, \theta_s, St, S_p$ efeito das PT
Schewe 1983 (141)	CC fixo, frestas $\cong 0,5mm$	liso (polido)	< 0,4 -	10,0 10,0	0,23 = 71,0 x x x x	$C_a, C_p, C_p', C_p^{\wedge}, St, S_p$
Cantwell e C. 1983 ( 33)	CC fixo, PT=6d	liso $\cong 0,0065$	< 0,6 -	4,8 27,0	1,4 x	$C_a, c_p, c_{pb}, \theta_s, c_p^{\wedge}, St$ $\tau, u, u', \Gamma$

Tab 2.1 : cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1$ (%) $L_1/d$	$d/b$ (%) $l/d$	$Re \times 10^{-3}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Farell e B. 1983 ( 50, 51)	CC fixo	liso e areia 2,5	0,4=11,0 - 0,40	11,8 6,1	1,0 a 4,0 x x x x	$C_a C_s c_p c_{pb} \theta_s St S_u$
Barnes e G. 1983 ( 10)	CC flexível	liso	fluxo oscilt.	10,5 9,5	0,1 a 0,35 x	St, sincronização
Sun e Zhou 1983 (152)	torre de refrig. estrut. real	nervuras baixas (150) 0,04	vento natural	0,0 $\approx 1,5$	$\approx 540$ x	$c_p c_{pb} \theta_s$
Sun e Zhou 1983 (152)	torre de refrig. model.1:150,1000	nervuras (0 a 128) 0,34 a 3,6	0,1=grande unif=deslz	pequeno $\approx 1,5$	6,0 a 10,0 x x	$c_p c_{pb} \theta_s$
Cheung e M. 1983 ( 35)	CC fixo, PT=3d	liso	0,4 a 9,1 $\approx 0,0$ a 1,8	3,4 a 16,7 3,2 a 15,7	0,70 a 10,0 x x x	$C_a C'_a C'_s c_p c_{pb} c'_p \theta_s$ St
Riera et al. 1983 (124)	torre de refrig.	nervuras (12 a 48) 1,7 a 2,9	13,0 1,2 v.deslz	3,0 1,8	0,90 a 2,30 x x x	$c_p c_{pb} \theta_s c'_p S_p$
Sakamoto e O. 1984 (135)	cilindro finito flexível	liso	0,3 v.desliz.	pequeno 1,0 a 6,0	0,28 a 1,7 x	$C_a C'_a C'_s St c_{pb}$
Batham 1985 ( 15)	chaminé estrut. real	liso	12,3 7,5 v.natur	0,0 $\approx 9,7$	230 x	$C_a c_p c_{pb} c'_p \theta_s St S_p$
Batham 1985 ( 15)	chaminé modelo 1:500	liso, areia, part.de alum 0,5 a 3,0	14,0= 8,0 v.desliz.	pequeno $\approx 9,7$	0,65 a 4,2 x x x x	$C_a c_p c_{pb} c'_p \theta_s St$
Blevins 1985 ( 24)	CC fixo	liso	0,6= 2,0 ?	4,2 20,0	0,20 a 0,40 x	$R_{uu} S_u$ , efeitos de ondas sonoras
Wei e Smith 1986 (165)	CC fixo	liso	? ?	8,3 a 19,3 14,8 a 34,4	0,012 a 0,110 x	visual. do fluxo vórt. secundários
Kwok 1986 ( 93)	CC fixo	liso (polido)	0,1= 8,8 - 0,11	12,5 5,9	0,83 a 5,5 x x	$C_a c_p c_{pb} \theta_s$

Tab. 2.1. cont...

REFERÊNCIA	MODELO/PROTOT.	RUGOSIDADE	TURBULÊNCIA CONDIÇÕES		REGIMES	INFORMAÇÕES
Autor Ano (ref)	Forma e detalhes	Tipo $k/d \times 10^3$	$I_1(\%)$ $L_1/d$	$d/b(\%)$ $l/d$	$Re \times 10^{-3}$ SUB CRT SUP ULT	Medições e detalhes
Nakagava 1986 (108)	CC fixo	liso	?	6,0	1,7	visual. do fluxo desp. de vórtices
Ko et al. 1987 (90)	CC fixo, PT	liso e entalhes em "v" 4,2 a 12,3	0,4 -	9,0=18,0 4,4=9,0	0,2 a 1,6 x x x x	$C_a$ $c_p$ $c_{pb}$ $\theta_s$ St $S_u$
Waldek 1987 (163)	chaminé estrut. real	liso (concreto moldado)	vento natural	0,0 14,2	$\approx 100$ x	$c_p$ $c_{pb}$ $\theta_s$
Ribeiro (presente)	CC fixo	lixa, tela met. e nervura 1,8 a 12,3	0,5=10,5 - 0,40	11,8 6,1	0,50 a 4,0 x x x x	$C_a$ $C'_s$ $C''_s$ $c_p$ $c_{pb}$ $\theta_s$ St $c'_p$ $c''_p$ $R_{es}$ $R_{pp}$ $\lambda_s$ $S_s$

Obs.: Resultados entre parênteses indicam alguma incerteza na informação.

TABELA 2.2. Outros trabalhos pertinentes ao estudo do fluxo em torno de cilindros circulares bidimensionais.

REFERÊNCIA		DETALHES
Morkovin	1964 <sup>106</sup>	regimes de fluxo, desprendimento de vórtices agentes organizadores do fluxo
Marris	1964 <sup>98</sup>	desprendimento de vórtices, formação da esteira, critério de estabilidade
Bettermann	1966 <sup>19</sup>	convecção turbulenta em placas rugosas
Chiu e L.	1967 <sup>36</sup>	CC inclinados, arrasto e vórtices, exper. e teórico
Dvorak,	1969 <sup>39</sup>	cálculo da camada limite turbulenta em placas rugosas com gradiente de pressões
Graham	1969 <sup>68</sup>	efeito de placas terminais sobre a bidimensionalidade dos vórtices
Blake	1970 <sup>21</sup>	flut. de pressão na camada limite turbulenta em paredes lisas ou rugosas
Mair e M.	1971 <sup>97</sup>	desp. de vórtices em cilindros, efeitos da turbulência, vibrações
Berger e W.	1972 <sup>18</sup>	desp. de vórtices, sincronização
Chen	1972 <sup>34</sup>	espaçamento lateral e longit. dos vórtices, coef. de sustentação
Bearman	1972 <sup>17</sup>	distorção da turbulência em um aerofólio
Willmarth	1974 <sup>167</sup>	flut. de pressão na camada limite turbulenta transporte e desint., efeitos da rugosidade
Simmons	1975 <sup>148</sup>	efeito do ângulo de separação sobre o desp. de vórtices em corpos rombudos, $St^*$
Savkar	1976 <sup>139</sup>	CC em arranjo, desp. de vórtices, efeitos dinâmicos
Blevins e B.	1976 <sup>25</sup>	modelo físico-matem., oscilador harmônico não linear, sincronização
Shih e H.	1977 <sup>147</sup>	técnicas p/ obter altos $Re$ , simulação de CC gigante
Zdravkovich	1977 <sup>170</sup>	CC em arranjo, interferência mútua
Güven et al.	1977 <sup>74</sup>	CC com rugosidade distribuída, modelo matemático, desenvolvimento da camada limite

Tab. 2.2. cont...

REFERENCIA		DETALHES
S.A.I.	1979 <sup>145</sup>	proposta para a invest.de CC gigante, rugos.
Baker	1979 <sup>9</sup>	vórtices de base em cilindros
Sarpkaia	1979 <sup>136</sup>	modelo matemático para CC em fluxo impulsivo
Ericson e R.	1979 <sup>42</sup>	critério p/ vórtices periódicos em CC
Zdravkovich	1981 <sup>171</sup>	métodos para suprimir vórtices em CC
Griffin	1981 <sup>69</sup>	num. de Strouhal univ. para corpos rombudos
Lawson	1982 <sup>94</sup>	uso de rugosidade para simular altos Re
Stansby e D.	1982 <sup>151</sup>	vórtices secund. em CC, prog. computacional
Hurlb. et al	1982 <sup>81</sup>	modelo matem. p/ CC vibrando "em linha" ou transversalmente
Cossalter	1982 <sup>37</sup>	efeitos do ângulo de separação sobre o desp. de vórtices
Vickery e B.	1983 <sup>162</sup>	modelo matem. para a resposta de CC e estrut reais vibrando expostas ao fluxo
Farell e B.	1983 <sup>52</sup>	correções de bloqueio para CC
Tamura e A.	1983 <sup>158</sup>	modelo matem. p/ cilindros oscil., sincroniz
Buresti	1983 <sup>31</sup>	num. de Strohal universais para CC rugosos
Kiya e S.	1983 <sup>88</sup>	efeitos da turbulência sobre uma borbulha de separação
Güven et al.	1983 <sup>72</sup>	CC nervurado, modelo matem., desenvolvimento da camada limite
Peregrine	1985 <sup>116</sup>	campo de fluxo para baixos Re, vorticidade
Basu	1985 <sup>11</sup>	forças aerodinâmicas em CC em fluxo suave
Basu	1986 <sup>12</sup>	forças aerodin. em estrut. de secção circ. influência da turbulência e de efeitos 3D
Triant.et al.	1986 <sup>161</sup>	formação da alameda de vórtices, análise matem. da instabilidade
Braza et al.	1986 <sup>27</sup>	campos de pressão e veloc. na esteira de CC, estudo numérico
Feiere. e A.	1986 <sup>59</sup>	efeitos da rugosidade na camada limite
Nakam. et al.	1987 <sup>112</sup>	efeitos da escala de turbulência sobre o fluxo em torno de corpos rombudos 2D e 3D

TABELA 2.3 : Trabalhos principais acerca do efeito da rugosidade sobre o fluxo em torno de corpos cilíndricos de secção transversal circular.

Referência	+++Rugos. relativa k/d+++												Detalhes da rugosidade	obs		
	$10^{-4}$			$10^{-3}$			$10^{-2}$			$10^{-1}$						
	2	4	6	8	2	4	6	8	2	4	6	8				
Fage e W. (1929) <sup>44</sup>	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	lixa e par de arames	a		
Pris (1960) <sup>120,121</sup>	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	distrib. e nervuras	a		
Tani (1964) <sup>100</sup>				+	+	+	+						par de arames	a		
Armitt (1968) <sup>7</sup>				+	+	+	+						areia	a		
Achenbach (1971) <sup>2</sup>				+	+	+	+						lixa, esferas	a		
James e T. (1972) <sup>84</sup>								+	+	+	+	+	arame, dente	a		
Batham (1973) <sup>14</sup>								+					areia	a		
Szechenyi (1974) <sup>154</sup>	+	+	+	+	+	+	+						esferas de vidro	a		
Nakamura (1975) <sup>110</sup>								+	+	+	+		gotas de poliestir.	ad		
Güven (1975) <sup>70</sup>								+	+	+	+		lixa e nervuras	a		
Miller (1976) <sup>101</sup>	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	lixa, areia, marinha	a		
Farell et al. (1976) <sup>54</sup>								+	+	+	+		lixa e nervuras	c		
Achenbach (1977) <sup>4</sup>								+	+	+	+		pirâmides	a		
Matten (1977) <sup>90</sup>												+	+	lixa	a	
Güven (1977) <sup>74</sup>														teórico	a	
Farell et al. (1977) <sup>48</sup>								+	+	+	+		lixa e nervuras	ac		
Murthy e R. (1978) <sup>107</sup>								+					tela metálica	a		
Hove et al. (1978) <sup>70</sup>								+	+	+	+	+	tela metálica	a		
Farell (1979) <sup>40</sup>														estado da arte	abc	
Schnabel (1979) <sup>143,144</sup>												+	+	+	par de arames	bdef
Rouille (1980) <sup>130</sup>								+	+	+	+	+		nervuras	a	
Alemdarog et al. (1980) <sup>6</sup>								+	+	+	+	+	+	lixa, esferas	a	
Frank (1981) <sup>60</sup>												+	+	+	tela metálica	a
Achenb. e H. (1981) <sup>5</sup>								+	+	+	+	+	+	pirâmides	a	
Buresti (1981) <sup>30</sup>								+	+	+	+	+	+	lixa	a	
Rooney e P. (1981) <sup>125,126</sup>								+						recartilhado	a	
Nakam. e T. (1982) <sup>111</sup>	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	esferas de poliest.	a	
Fedeniuk (1982) <sup>58</sup>												+	+	+	tela metálica	a
Farell e B. (1982) <sup>50</sup>												+			lixa	a
Sun e Zhou (1983) <sup>152</sup>	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	nervuras	cefd	
Riera et al. (1983) <sup>124</sup>												+	+		nervuras	ce
Güven et al. (1983) <sup>72</sup>															teórico	a
Batham (1985) <sup>15</sup>								+	+	+	+	+	+	areia, part. de al.	bdef	
Basu (1985) <sup>11,12</sup>															estado da arte	abc
Ko et al. (1987) <sup>90</sup>												+	+	+	entalhes em "v"	a
Ribeiro (presente)								+	+	+	+	+	+	lixa, tela met, nerv.	a	

Obs : (a) cilindro circular bidimensional. (b) cilindro circ. finito/chaminé. (c) torre de refrigeração. (d) efeitos dinâmicos. (e) vento deslizando, simulado ou real. (f) medições em modelo e estrutura real.

A Tab. 2.3 restringe-se a estudos em que o modelo (ou estrutura real) era provido de rugosidade superficial, assunto principal do presente trabalho. A apresentação gráfica permite uma visão imediata do intervalo de variação do número de Reynolds e da rugosidade relativa contemplados em cada programa. Também está indicado o tipo de rugosidade utilizado.

## 2.2. Fatores que interferem no fluxo em torno de cilindros circulares

### 2.2.1. Número de Reynolds

O primeiro fato que chamou a atenção dos pesquisadores para o estudo de cilindros circulares foi a queda súbita no coef. de arrasto que se verifica quando se atinge um determinado Re. O que se observa é que as características físicas do fluxo em torno de cilindros circulares mudam continuamente com o número de Reynolds. Apesar disso é possível distingüir alguns intervalos, ou seja, alguns regimes, onde as características do fluxo são relativamente constantes.

Esses regimes estão definidos na Fig. 1.2 com a nomenclatura que será utilizada (\*). A curva da Fig. 1.2 mostra a dependência que o coef. de arrasto mantém com Re e refere-se a condições que se aproximam das ideais, ou seja, CC com superfície nominalmente lisa, fluxo suave e uniforme, razão de bloqueio pequena, etc.

No regime subcrítico o fluxo na camada limite é sempre laminar. A separação, laminar, ocorre a cerca de  $75^\circ$  a partir da linha de estagnação. O desprendimento de vórtices é extremamente

---

(\*) Não há um consenso geral dos pesquisadores com respeito à nomenclatura para os regimes e à definição precisa dos pontos de transição entre regimes. A nomenclatura utilizada com mais freqüência tem sido subcrítico/crítico/supercrítico/transcrítico, com a definição dos regimes aproximadamente conforme a do presente texto. No entanto, alguns pesquisadores têm utilizado o termo transcrito exatamente para o intervalo via de regra chamado de crítico (transcrito seria igual a "através do crítico"). Para evitar confusão preferimos adotar o termo ultracrítico para o regime correspondente aos mais altos Re (em analogia ao termo ultrassônico, utilizado na aeronáutica).

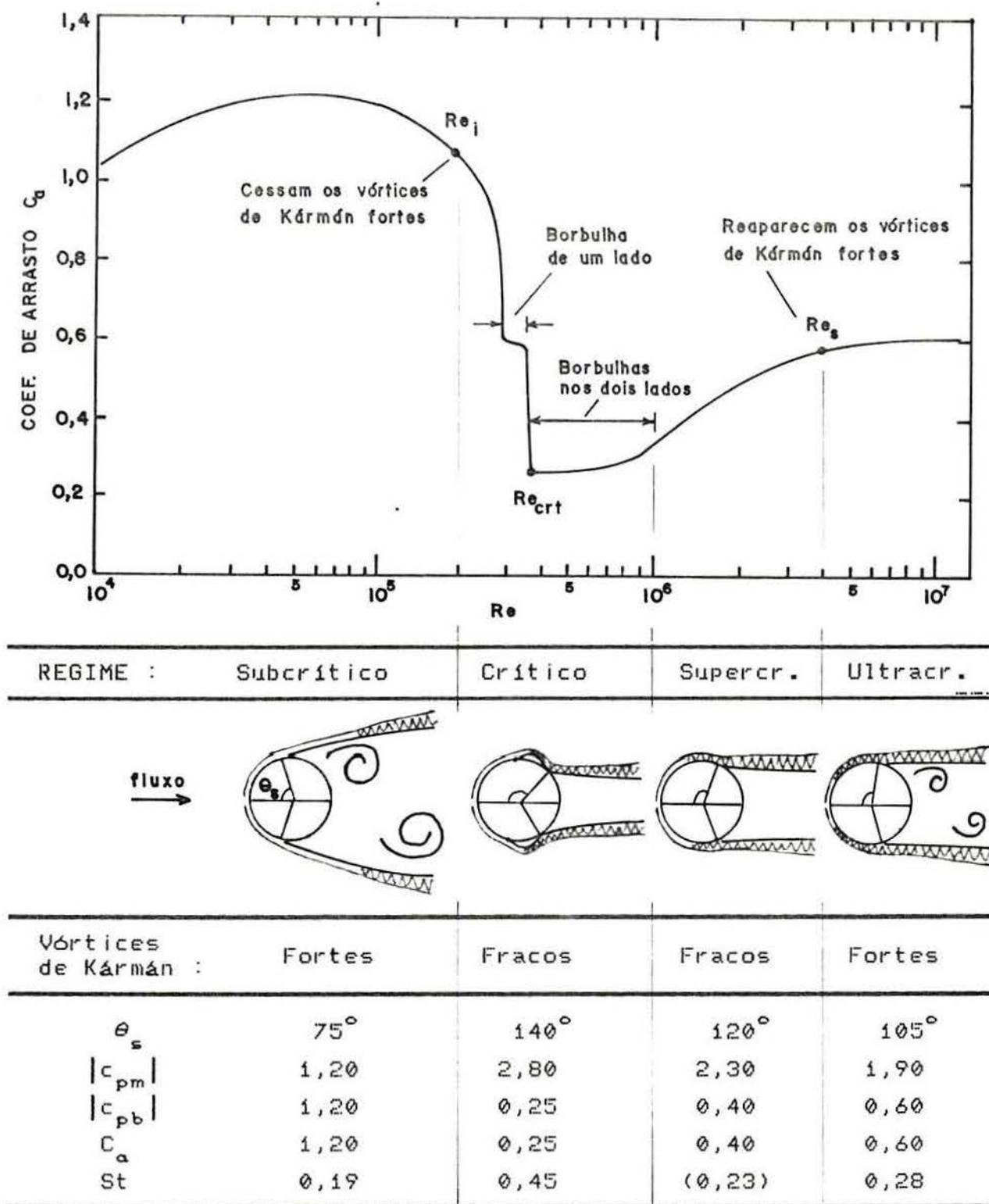


FIGURA 2.1. Definição dos regimes de fluxo e parâmetros característicos para cilindros circulares bidimensionais.

Obs: Os valores sugeridos para  $Re_i$ ,  $Re_s$ ,  $Re_{crit}$ ,  $\theta_s$ ,  $c_{pm}$ ,  $c_{pb}$ ,  $C_a$  e St são valores médios compilados a partir dos resultados de diversos autores e valem para CC liso em fluxo suave.

regular e ordenado (vórtices de Kármán fortes), e a esteira larga origina um  $C_d$  elevado. A camada limite separada torna-se turbulenta (transição de laminar para turbulenta) a alguma distância além da linha de separação.

Com o aumento do número de Reynolds, a transição na camada limite ocorre cada vez mais próxima da linha de separação, até que, quando estiver suficientemente próxima, um recolamento turbulento se processa. Essa região de separação laminar e recolamento turbulento é conhecida como borbulha de separação e caracteriza o regime crítico. Mais a sotavento uma separação turbulenta ocorre definitivamente, mas agora a esteira é muito menor. Isso origina uma drástica queda no coef. de arrasto, que pode atingir valores tão baixos como 0,3. Nesse regime a regularidade do desprendimento de vórtices diminui consideravelmente.

No regime supercrítico a separação turbulenta move-se para barlavento, a borbulha de separação diminui e por fim desaparece dando lugar a uma separação definitiva e turbulenta. A esteira alarga-se, o coef. de arrasto aumenta e o desprendimento regular de vórtices, que no início do intervalo pode não ser discernível, reaparece no final do intervalo ainda com pouca intensidade (vórtices de Kármán fracos).

Por último, no regime ultracrítico, o desprendimento de vórtices restabelece-se nitidamente (vórtices de Kármán fortes), a transição da camada limite continua a mover-se mais e mais para barlavento, mas a posição da linha de separação, a largura da esteira e outras características do fluxo parecem tender assintoticamente para uma condição de independência com respeito ao número de Reynolds.

### 2.2.2. Turbulência

É um dos fatores que exerce grande influência sobre o fluxo em torno de cilindros, principalmente no que diz respeito ao desprendimento de vórtices ou às transições de regimes.

Em geral a turbulência é caracterizada por dois parâmetros: a intensidade longitudinal de turbulência,  $I_1$ , e a escala longitudinal de turbulência,  $L_1$ , que é um comprimento,

avaliado na direção do fluxo incidente, representativo das dimensões dos maiores redemoinhos que estão presentes no fluxo. A influência da turbulência sobre o fluxo em torno de CC tem sido muito pesquisada, e a seguir apresentamos as conclusões mais importantes.

Fage e Falkner (1931)<sup>49</sup>, ao que parece, foram os primeiros a relatar efeitos da turbulência sobre o fluxo em torno de CC. Eles realizaram ensaios com vento suave e com vento turbulento gerado por grelha. A partir de seus resultados observamos que  $Re_{crit}$  foi relativamente menor no caso de vento turbulento.

Armitt (1968)<sup>7</sup> afirma que se a rugosidade superficial implicar  $Re_k \geq 600$  ( $Re_k = Re \times k/d$  é o número de Reynolds da rugosidade) então a distribuição de velocidades será governada principalmente por  $Re_k$ , e o efeito da intensidade de turbulência será pequeno. A partir de ensaios com torres de refrigeração, ele conclui que os efeitos da intensidade de turbulência seriam ( $\cong 0,0 < I_1 \leq 10,5\%$ ):

- Diminuir  $Re_{crit}$ , mas numa extensão limitada.
- Diminuir  $|c_{pm}|$ . Efeito insignificante em  $|c_{pb}|$ .

Roshko e Fiszdom (1969)<sup>120</sup> apresentaram resultados de cilindros com diversos diâmetros expostos ao mesmo fluxo (portanto, a escala relativa de turbulência,  $L_1/d$ , era variável). Observamos que as maiores escalas de turbulência, em seus ensaios, anteciparam a entrada no regime crítico; contudo, esses resultados podem estar confundidos com efeitos do bloqueio e da esbeltez, pois outros autores têm observado a tendência oposta.

Ko e Graf (1972)<sup>92</sup> realizaram ensaios em baixos  $Re$  (entre 1300 e 8000) e com intensidade e escala de turbulência variáveis ( $\cong 0,0 < I_1 \leq 20,0\%$  e  $\cong 0,0 < L_1/d \leq 5,0$ ). Suas conclusões foram:

- O coef. de arrasto de CC é afetado pela turbulência.
- A intensidade de turbulência é o parâmetro mais importante. Até  $I_1 = 4,0\%$ ,  $C_a$  diminui (de  $\cong 1,0$  para  $\cong 0,8$ ) e depois, até  $I_1 = 20,0\%$ ,  $C_a$  aumenta para  $\cong 1,2$ .
- O efeito da escala de turbulência não é tão pronunciado e parece ser independente de  $I_1$ .
- Propõem que  $C_a$  seja uma função de  $(I_1, (L_1/d)^{1/5})$

Bruun e Davies (1975)<sup>20</sup> também estudaram o efeito da intensidade e da escala de turbulência. Suas conclusões foram :

- Até  $\theta = 30^\circ$ , as flutuações de pressão sobre a superfície do cilindro são proporcionais a  $I_1$ . Na esteira do cilindro elas passam a ser independentes de  $I_1$ .

- Até  $\theta = 90^\circ$ , a correlação das pressões ao longo de uma mesma geratriz do cilindro é quase linearmente dependente de  $L_1/d$ , mas na esteira permanece independente de  $L_1/d$ .

Seus ensaios foram para os regimes subcrítico e crítico, com  $0,2\% \leq I_1 \leq 11,0\%$  e  $0,19 \leq L_1/d \leq 0,55$ . A partir das figuras apresentadas, deduzimos que maiores intensidades de turbulência diminuem  $Re_{crit}$  e descaracterizam o regime crítico (a queda do coef. de arrasto resulta menos brusca).

Novak e Tanaka (1975)<sup>114</sup> realizaram ensaios no regime subcrítico, com  $I_1 \cong 0,0\%$  e  $11,0\%$ . Eles concluem que a turbulência diminui a correlação das pressões ao longo do cilindro e origina um espectro de potência (das flutuações de pressão nas laterais do cilindro) com a base mais larga e o pico mais discreto. Seus resultados mostram que o valor RMS dos coef. de pressão foi relativamente maior no caso de fluxo turbulento. Esse efeito foi mais pronunciado na zona frontal do cilindro e mais discreto na esteira. Por fim, também observamos que  $|c_{pm}|$  e  $|c_{pb}|$  foram relativamente maiores no caso de fluxo turbulento.

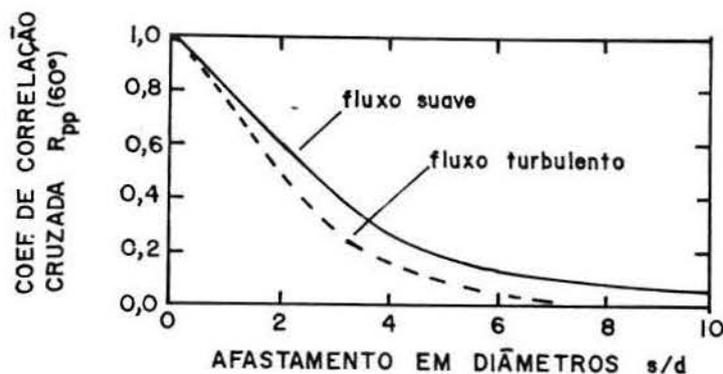


FIGURA 2.2. Coef. de correlação cruzada longitudinal para as pressões na geratriz  $\theta = 60^\circ$ . CC fixos em fluxo suave ou turbulento. Conforme Novak e Tanaka<sup>114</sup>.

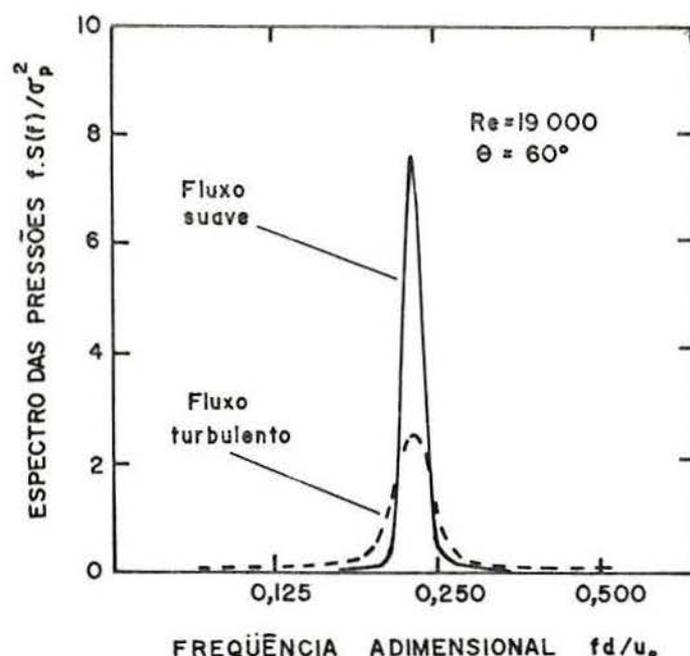


FIGURA 2.3. Espectro de potência das pressões flutuantes na geratriz  $\theta = 60^\circ$ . Conforme Novak e Tanaka<sup>114</sup>.

Rouille (1980)<sup>130</sup>, ensaiando CC liso ou com nervuras circulares, estudou os casos de  $I_1 = 0,5\%$  e  $I_1 = 5,0\%$  (fluxo turbulento produzido por grelha). Para o CC liso ele observou que a turbulência apenas não foi capaz de desencadear o regime ultracrítico. Para os cilindros rugosos (esses nos regimes supercrítico/ultracrítico), Rouille observou o seguinte:

- A introdução de turbulência aumentou  $|c_{pm}|$  e  $|c_{pb}|$ .
- A introdução de turbulência alargou a base e diminuiu o pico dos espectros das flutuações de pressão e velocidade (ou seja, atuou no sentido de desestabilizar o fluxo).

Sadeh e Brauer (1980)<sup>133</sup> apresentam ensaios com CC que corroboram a teoria de amplificação dos vórtices (\*). Conforme essa teoria, escalas de turbulência maiores que uma certa escala neutra (\*\*) produzem uma amplificação da turbulência que origina importantes modificações no fluxo. Se a escala é menor que a escala neutra, então a dissipação viscosa dos redemoinhos predomina e, nesse caso, o efeito da turbulência é discreto.

So e Savkar (1981)<sup>140</sup> estudaram o efeito da intensidade

(\*) "Vortex amplification theory". Proposta por Sutera et al. (1963) e posteriormente desenvolvida por Sadeh et al. (1970).  
 (\*\*) "Neutral scale":  $\lambda_0 = \pi d / \sqrt{Re}$ .

( $0,5\% \leq I_1 \leq 9,5\%$ ) e da escala ( $0,16 \leq L_1/d \leq 1,30$ ) de turbulência sobre o fluxo em torno de CC lisos. Suas investigações abrangeram os regimes subcrítico, crítico e supercrítico. Entre suas conclusões destacamos :

- Aumentando  $I_1$ , o regime crítico é deslocado para menores  $Re$ .

- No regime subcrítico,  $I_1$  tem pequena influência sobre as forças estacionárias e flutuantes.

- A turbulência estende o intervalo do regime crítico e promove uma queda do  $C_a$  um pouco mais gradual na entrada do intervalo crítico.

Kiya et al. (1982)<sup>80</sup> também realizaram ensaios com CC lisos. Eles variaram  $I_1$  entre 1,4% e 18,5% e  $L_1/d$  entre 0,3 e 3,7. Seus ensaios foram nos regimes subcrítico e crítico. Eles mostram que há diferenças consideráveis entre as curvas de  $C_a \times Re$  obtidas em diversos programas experimentais. Boa parte dessas diferenças é atribuída a diferenças na turbulência do fluxo incidente. Eles observaram o seguinte :

- Um ajuste muito melhor é obtido traçando-se uma curva de  $C_a \times (T \times Re^{1,34})$ , onde  $T$  é o parâmetro de Taylor,  $T = I_1 / (L_1/d)^{1/5}$ .

- Quanto maior a intensidade de turbulência, mais deslocada para a esquerda resulta a curva  $C_a \times Re$ .

- Quanto maior a intensidade de turbulência, mais baixo é o pico no espectro de potência das flutuações de pressão, mas maior é o valor RMS destas flutuações, ao menos até  $\theta_s$ . Para sotavento de  $\theta_s$  o efeito é insignificante.

Cheung e Melbourne (1983)<sup>95</sup> realizaram extensos ensaios com CC lisos providos de placas terminais, com  $0,4\% \leq I_1 \leq 9,0\%$ . Seus ensaios abrangeram os regimes subcrítico, crítico e supercrítico e trazem muitas informações :

- Com o aumento da turbulência,  $\theta_o$ ,  $\theta_m$ , e  $\theta_s$  movem-se ligeiramente para sotavento.

- Com o aumento da turbulência, a queda do  $C_a$  (na entrada do regime crítico) ocorre mais cedo, para menores  $Re$ , e de modo mais gradual. A queda total do coef. de arrasto é menor para fluxos de maior turbulência.

- No regime subcrítico, aumentando  $I_1$  observou-se um aumento em  $|c_{pm}|$  e uma redução em  $|c_{pb}|$  e  $C_a$ . No regime

supercrítico observou-se o contrário (\*).

- Tanto no regime subcrítico como supercrítico, aumentando  $I_1$  observou-se um aumento no valor RMS das flutuações de pressão na zona  $0^\circ \leq \theta \leq \theta_s$ . Na esteira ( $\theta \geq \theta_s$ ) o efeito da turbulência sobre as flutuações de pressão foi discreto (\*).

- No regime subcrítico o coef. de sustentação ( $C'_s$ ) diminuiu com o aumento da turbulência. Nos regimes crítico e supercrítico ocorreu o contrário (\*).

- Por último, observa-se que, em todos os sentidos, a turbulência age de modo a descaracterizar o intervalo crítico. A Fig. 2.4 ilustra este comentário.

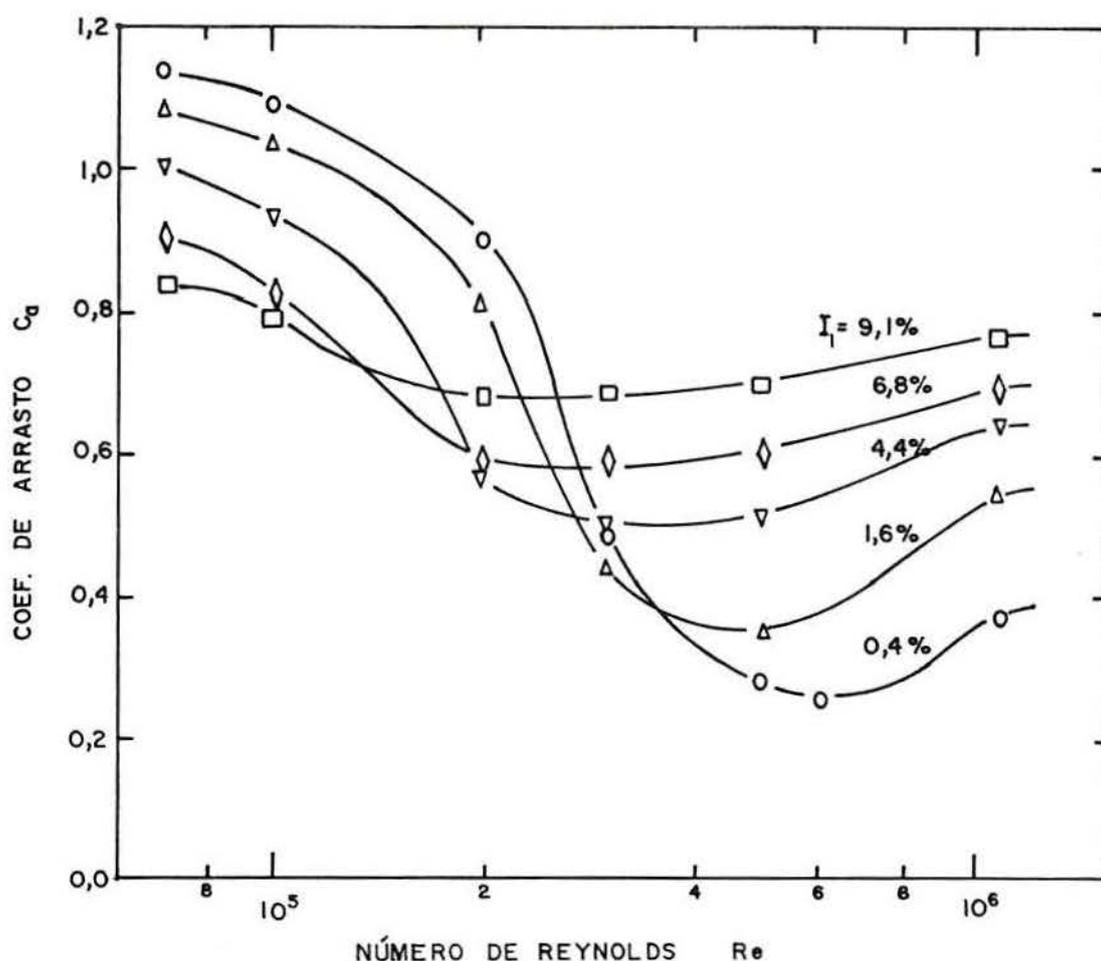


FIGURA 2.4.  $C_d$  (corrigido de bloqueio) em função de  $Re$  para diferentes intensidades de turbulência. Conforme Cheung e Melbourne<sup>35</sup>.

(\*) No nosso entender estas observações de Cheung e Melbourne estão confundidas com transições de regime e devem ser aceitas com reservas.

Farell e Blessmann (1982)<sup>50</sup> realizaram ensaios com fluxo suave ( $I_1 = 0,4\%$ ) e turbulento gerado por grelha ( $I_1 = 11,0\%$  e  $L_1/d = 0,41$ ). A partir de seus resultados observamos que a turbulência teve o efeito de antecipar (deslocar para menores  $Re$ ) o intervalo crítico e estender sua largura.

Kwok (1986)<sup>59</sup> realizou ensaios para investigar particularmente o efeito de turbulência de pequena escala. Para gerar a turbulência, uma barra fina foi posicionada a uma pequena distância a barlavento do CC. Seus ensaios foram nos regimes subcrítico e crítico. O autor verificou que o aumento da turbulência antecipava a transição de fluxo laminar para turbulento na camada limite e retardava a separação do fluxo. Essas mudanças alteravam a distribuição das pressões e diminuíam o  $C_u$ . O autor sugere que tão somente turbulência de pequena escala, de um comprimento apropriado, gerada por uma barra próxima à linha de estagnação do cilindro, é suficiente para produzir os efeitos da tradicional "turbulência gerada por grelha".

Nakamura et al. (1987)<sup>112</sup> descrevem os resultados de recentes investigações acerca do efeito da escala de turbulência sobre o fluxo estacionário em torno de corpos rombudos 2D e 3D (cubos, cilindros de secção retangular, placas planas). Eles mostram que o efeito da turbulência é muito mais importante em duas escalas principais: numa escala pequena que interage com a camada limite e modifica a posição das linhas de separação e/ou recolamento, e numa escala maior que interage com o desprendimento de vórtices. Esse enfoque dual é aceito pela maioria dos pesquisadores e permite explicar alguns resultados experimentais aparentemente contraditórios que foram publicados no passado.

### 2.2.3. Bloqueio

Para cilindros circulares observamos que os efeitos do bloqueio não se limitam, em absoluto, aos coef. de força e de pressão. Seus efeitos são mais complexos, distintos de regime para regime e interligados aos efeitos de outras variáveis, como a esbeltez do cilindro ou a turbulência do fluxo incidente. Até o momento não há um método geral para correção de bloqueio em

cilindros circulares. Esse é um tema que exige maiores pesquisas.

Richter e Naudascher (1976)<sup>129</sup>, utilizando um CC de esbeltez 8,6, estudaram bloqueios de razão 0,0% a 50,0%. Seus ensaios abrangeram os regimes subcrítico e crítico. Conforme seus resultados, aumentando a razão de bloqueio ocorreu o seguinte:

- Aumentou  $|c_{pb}|$  e  $C_a$ .
- Diminuiu ligeiramente  $Re_{crit}$  e a queda do coef. de arrasto (na entrada do regime crítico) resultou mais brusca.
- Aumentou a frequência do desprendimento de vórtices (portanto, aumentou o número de Strouhal).
- Diminuiu  $C'_a$ , mas aumentou drasticamente  $C'_s$ .

Modi e El-Sherbiny (1977)<sup>104</sup> estudaram bloqueios de razão 3,0% a 35,0%. Seus ensaios foram no regime subcrítico, mas os autores sugerem que as conclusões também devam ser válidas para o regime supercrítico. Eles desenvolveram uma teoria que considera fixa a linha de separação (adotado  $\theta_s = 82,5^\circ$ ); contudo, seus resultados revelam que para razões de bloqueio elevadas a distribuição de pressões afasta-se mais e mais do teórico (a curva  $c_p \times \theta$  distorce-se gradativamente), e, portanto, a aplicação de seu modelo deixa de ser válida.

Farell et al. (1977)<sup>48</sup> realizaram um grande número de ensaios sobre o efeito do bloqueio no fluxo em torno de CC e torres de refrigeração no regime ultracrítico. Os modelos de CC tinham esbeltez  $l/d = 8,0$  e  $5,8$ . Os resultados evidenciaram o seguinte:

- Maiores razões de bloqueio aumentam  $C_a$ ,  $|c_{pm}|$  e  $|c_{pb}|$ , mas  $c_{pb} - c_{pm}$  é relativamente insensível aos efeitos do confinamento, ao menos no intervalo considerado ( $d/b \leq 20,0\%$ ).

Baseados nesses resultados, os autores apresentam um formulário para correção de bloqueio no regime ultracrítico. Esse formulário aparece em detalhe em Farell e Blessmann (1983)<sup>52</sup>, onde são feitas algumas considerações adicionais.

So e Savkar (1981)<sup>149</sup> realizaram ensaios com bloqueios de razão 16,0% e 32,0%. Os resultados mostram que a maior razão de bloqueio implicou maior  $C_a$  no regime subcrítico e promoveu uma queda do  $C_a$  (na entrada do regime crítico) mais brusca. O coef. de arrasto correspondente a  $Re_{crit}$  ( $C_a$  mínimo) praticamente teve o mesmo valor para bloqueios de razão 16,0% e 32,0%. Os autores

ressaltam que no regime crítico há grandes discrepâncias na literatura, que seriam atribuídas a diferenças na intensidade de turbulência, na esbeltez ou na rugosidade superficial (ou seja, suspeitam que a correção de bloqueio deveria ser diferente em função desses fatores, ao menos no intervalo crítico).

West e Apelt (1982)<sup>166</sup> realizaram ensaios bastante completos no regime subcrítico. Nesses ensaios a razão de bloqueio variou entre 1,2% e 16,0% e a esbeltez ( $l/d$ ) variou entre 4,0 e 10,0, mas esses parâmetros não variaram simultaneamente! Os resultados mostram de forma evidente que as correções de bloqueio devem estar associadas à esbeltez do CC. As principais conclusões destes autores foram:

- Para bloqueios de razão menor que 6,0%, a distribuição de pressões (representada pela curva  $c_p \times \theta$ ) praticamente não se altera. O mesmo acontece para  $C_a$ ,  $|c_{pb}|$  e  $St$ .

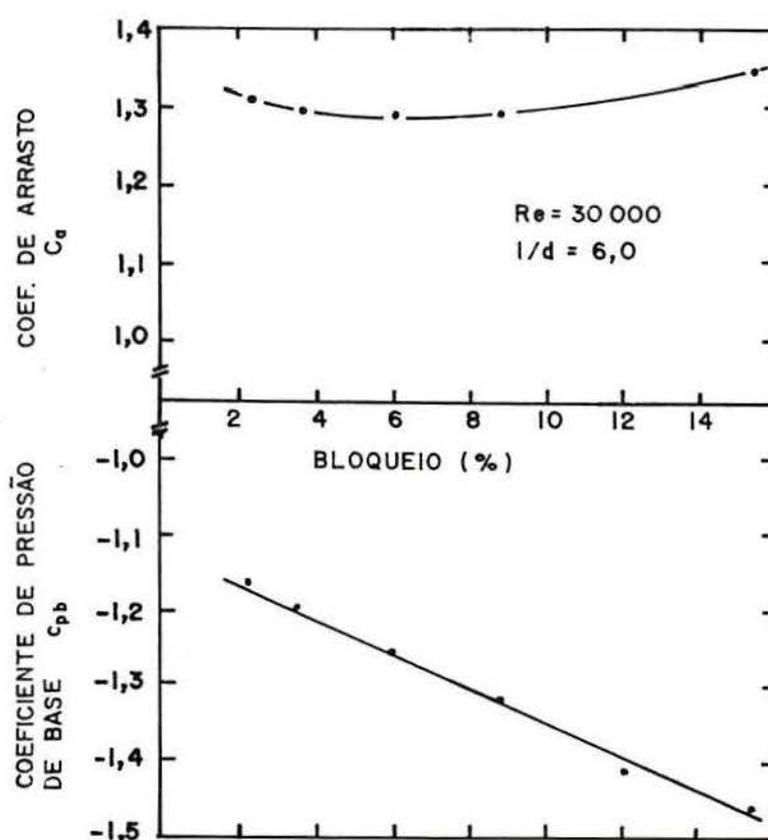


FIGURA 2.5. Variação de  $C_a$  e  $c_{pb}$  em função da razão de bloqueio.  $Re = 30\,000$ ;  $l/d = 6,0$ . Conforme West e Apelt<sup>166</sup>.

- Para bloqueios de razão 6,0% a 16,0%, os efeitos são significativos e complexos. A distribuição de pressões altera-se de um modo que resulta em quase nenhum efeito sobre o  $C_a$  ( $C_a$  aumenta muito discretamente). Contudo,  $|c_{pb}|$  e  $|c_{pm}|$  aumentam consideravelmente com o aumento do bloqueio ( $c_{pb} - c_{pm}$  permanece relativamente insensível).

- Conforme West e Apelt, os métodos de correção de bloqueio das imagens (Maskell) e da quantidade de movimento (Modi e El-Sherbiny) corrigem adequadamente  $c_{pb}$ , mas superestimam a correção do  $C_a$ .

- Os efeitos sobre a frequência do desprendimento de vórtices são complexos. St aumenta quando se aumenta a razão de bloqueio, mas não de modo linear.

#### 2.2.4. Esbeltez

Também a esbeltez exerce seu efeito sobre os coef. de força e de pressão medidos em cilindros circulares. As principais conclusões da literatura, em ordem cronológica, são apresentadas a seguir.

Graham (1969)<sup>68</sup> estudou o desprendimento de vórtices em um cilindro de secção transversal em forma de "D" provido de placas terminais. Os resultados mostram que diminuindo a esbeltez  $l/d$ , o que era obtido aproximando as PT, a correlação longitudinal dos vórtices aumentou. Reduzindo-se o afastamento entre as PT para  $4d$ , então o desprendimento de vórtices verificado foi efetivamente bidimensional.

Warschauer e Leene (1971)<sup>164</sup> ensaiaram CC lisos com  $l/d = 17,2$ ,  $8,5$  e  $5,0$ . Os resultados incluem a distribuição de pressões para  $Re \cong 1,3 \times 10^6$  (regime supercrítico). Observamos que  $c_{pb}$  variou consideravelmente. Quando a esbeltez aumentou,  $|c_{pb}|$  diminuiu (e, portanto, o arrasto diminuiu). Quando  $l/d$  aumentou de  $5,0$  para  $8,5$ ,  $|c_{pb}|$  diminuiu bastante (de  $0,76$  para  $0,43$  aproximadamente); mas, quando  $l/d$  aumentou ainda mais, para  $17,2$ , a diferença foi mais discreta:  $|c_{pb}|$  diminuiu para  $0,32$ .

A variação em  $c_{pm}$  foi estranha: maior  $|c_{pm}|$  para  $l/d = 8,5$ ; menor  $|c_{pm}|$  para  $l/d = 5,0$  e  $|c_{pm}|$  para  $l/d = 17,2$  resultou num valor intermediário. (É provável que os efeitos de bloqueio

tenham interferido nos resultados de Warschauer e Leene, pois os CC tinham diâmetros diferentes. Enquanto a esbeltez variou de 17,2 a 5,0, a razão de bloqueio aumentou de 5,8% a 19,8%).

Achenbach e Heinecke (1981)<sup>5</sup> mencionam Morsbach (1967), cujas investigações indicaram que a esbeltez afeta o fluxo principalmente no regime crítico. Para  $l/d \leq 3,0$  a linha de separação deixa de ser paralela ao eixo do CC, o que significa que o fluxo é tridimensional (\*). Achenbach e Heinecke afirmam que  $l/d = 3,38$  foi suficiente para obter fluxo bidimensional (\*\*) em seus ensaios (ensaios com CC providos de rugosidade superficial, e onde  $6000 \leq Re \leq 4,5 \times 10^6$ ). A frequência de desprendimento de vórtices foi a mesma para  $l/d = 3,38$  e 6,75 (essas eram a esbeltez de um e de outro CC testados a título de verificação).

Buresti (1981)<sup>30</sup> investigou a influência da esbeltez para  $l/d$  até 12,5. Para variar a esbeltez, o CC foi provido de placas terminais móveis. Seus resultados indicam o seguinte:

- A distribuição de pressões não se modificou de forma perceptível quando  $l/d$  variou de 6,5 a 12,5.

- Nas secções mais próximas que dois diâmetros das PT,  $|c_{pm}|$  aumentou, mas  $c_p$  no setor de barlavento e  $c_{pb}$  não se alteraram.

- Com  $l/d = 3,0$  foi possível detectar um pequeno aumento em  $|c_{pm}|$  mesmo na secção central; mas  $|c_{pb}|$  ainda permaneceu inalterado.

Os testes foram feitos com diferentes rugosidades relativas e em diferentes regimes de fluxo.

So e Savkar (1981)<sup>140</sup> relatam estudos sobre as forças flutuantes em CC onde o trecho de medição foi variado entre 1,0 e

(\*) Em geral na literatura atesta-se o contrário, ou seja, a bidimensionalidade do fluxo melhora quando a esbeltez diminui. É provável que essa afirmativa de Morsbach refira-se a ensaios sem placas terminais. Nesse caso, CC pouco esbeltos ( $l/d < 3,0$ ) poderiam sofrer uma influência considerável da camada limite do próprio TE, o que poderia quebrar a bidimensionalidade do fluxo.

(\*\*) Os termos bidimensional e tridimensional devem ser entendidos como uma avaliação qualitativa e não rigorosa. Rigorosamente, fluxo bidimensional é uma condição que não é obtida na prática. Os ensaios com CC (cilindros circulares "bidimensionais") têm mostrado que efeitos 3D importantes estão sempre presentes.

5,3d. Conforme os autores,  $C'_s(L)$  diminuiu quando foi computado para maiores trechos de medição. Eles citam Loiseau e Szechenyi (1972)<sup>96</sup> e explicam esses resultados como uma consequência direta da correlação longitudinal das forças de sustentação (que diminui com o afastamento longitudinal).

West e Apelt (1982)<sup>166</sup> estudaram para diversas condições de bloqueio (no regime subcrítico) o efeito da esbeltez. Os resultados indicam de forma consistente que  $|c_{pb}|$  e  $C_a$  diminuem quando a esbeltez aumenta. A curva tem um aspecto assintótico como pode ser visto na Fig. 2.6. Eles também concluem que a esbeltez não influenciou na frequência do desprendimento de vórtices e que os efeitos da esbeltez e do bloqueio devem ser analisados em conjunto, pois estão interligados.

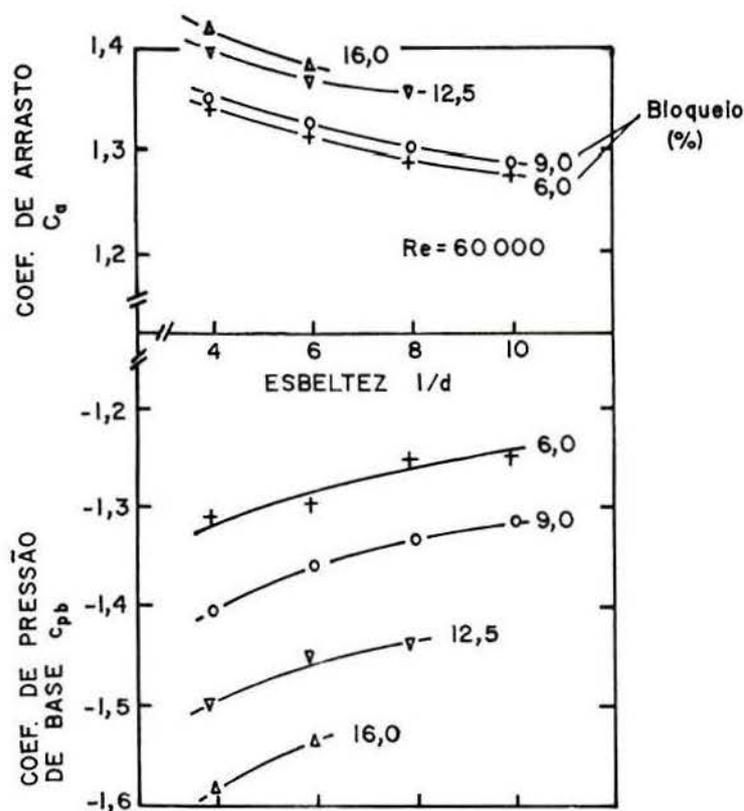


FIGURA 2.6. Variação do coef. de arrasto e do coef. de pressão de base em função da esbeltez.  $Re = 60000$ . Conforme West e Apelt (1982)<sup>166</sup>.

### 2.2.5. Placas terminais

Sem dúvida, no que se refere a CC, o estudo mais completo sobre este assunto é devido a Fedeniuk (1982)<sup>58</sup>. Seus ensaios foram com CC rugosos (rugosidade superficial obtida com tela metálica,  $k/d = 0,0065$  e  $0,0100$ ) e abrangeram os regimes crítico, supercrítico e ultracrítico. As conclusões mais importantes foram as seguintes :

- Placas terminais acentuam o caráter bidimensional do fluxo. As flutuações de pressão ficam melhor correlacionadas, apresentando um espectro de potência com um pico mais pronunciado e uma largura de faixa mais estreita.

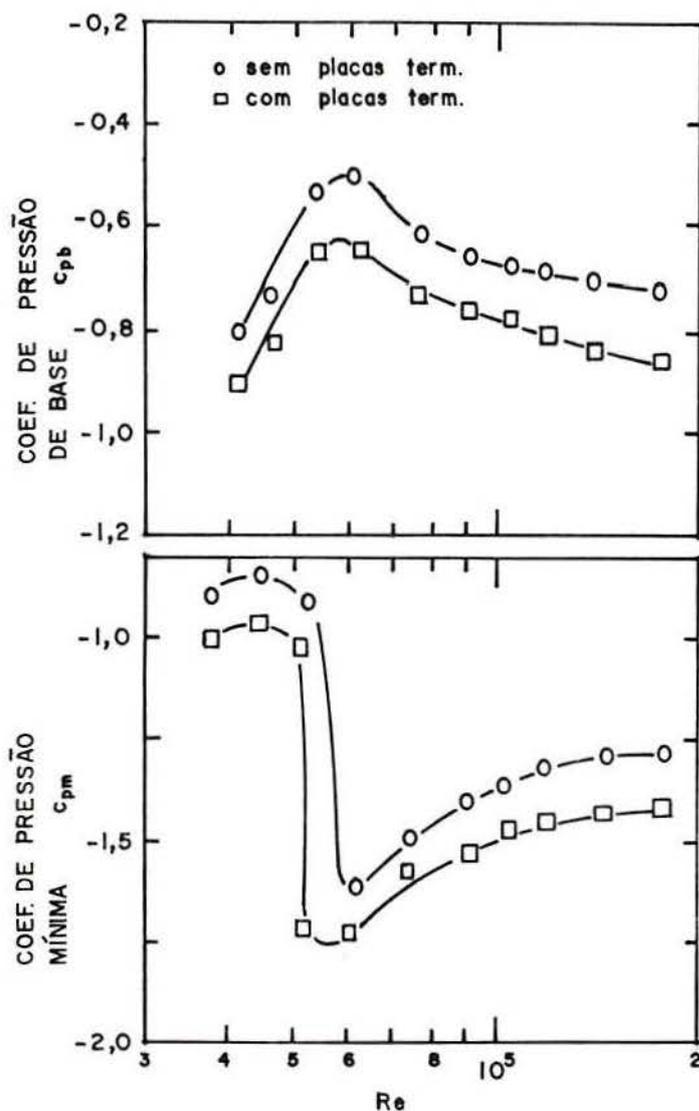


FIGURA 2.7. Efeito das placas terminais sobre  $c_{pb}$  e  $c_{pm}$ . Dados corrigidos de bloqueio;  $k/d = 0,0065$ . Conforme Fedeniuk<sup>58</sup>.

- Com o uso de placas terminais,  $C_a$ ,  $|c_{pb}|$  e  $|c_{pm}|$  aumentam, enquanto  $Re_{crit}$  diminui ligeiramente.

- A frequência do desprendimento de vórtices (e, portanto,  $St$ ) aumenta em todos os regimes com o uso de PT. E, o que é mais importante, a intensidade dos vórtices é consideravelmente aumentada.

- A uniformidade e a simetria do fluxo também melhoram com o uso de placas terminais.

Contudo, Wlezien e Way (1979), e também Fedeniuk, lembram que as placas terminais devem ter um projeto adequado para que sejam eficientes no caso do fluxo em torno de cilindros circulares. Wlezien e Way, a partir de ensaios com visualização do fluxo, recomendam :

- A barlavento do cilindro a placa deve ser suficientemente suavizada para evitar a separação do fluxo, mas estendendo-se o suficiente para evitar que as linhas de estagnação curvem-se em direção às paredes do TE.

- A parte de barlavento da placa não deve se estender mais que uma distância de  $d/4$  para a frente do cilindro, com uma espessura de cerca de  $d/8$ .

- Para sotavento as placas devem estender-se o suficiente para impedir a comunicação entre a esteira próxima do CC e as paredes do TE. Uma extensão de  $4d$  parece indicada.

#### 2.2.6. Rugosidade superficial

Fage e Warsap (1929)<sup>44</sup> foram os primeiros (?) a relatar os efeitos da rugosidade superficial sobre o fluxo em torno de CC. Eles ensaiaram cilindros recobertos de lixa ou então providos de um par de arames. Esses autores mencionam que a rugosidade retarda o fluxo na camada limite, desloca a zona de separação (\*) para barlavento e faz com que o arrasto total aumente.

Seus resultados mostram que a rugosidade superficial

-----  
 (\*) O termo "zona de separação" utilizado por Fage e Warsap, na verdade é mais correto que o termo "linha de separação", uma vez que em cilindros circulares a linha de separação não é fixa, mas oscila dentro de uma certa zona.

tem a propriedade de antecipar (\*\*) o regime crítico, descaracterizá-lo e gerar um  $C_a$  mais elevado nos regimes crítico, supercrítico e ultracrítico.

Fage e Warsap também relatam ensaios de CC com a superfície parcialmente provida de rugosidade. O máximo efeito relativo foi obtido com a rugosidade na zona  $37^\circ \leq \theta \leq 100^\circ$ . Nos ensaios em que o CC foi provido de um par de arames revelou-se que estes, quando bem posicionados (em  $\pm 65^\circ$ ), têm um efeito significativo sobre o fluxo; mas quase nenhum efeito quando mal posicionados (em  $\pm 25^\circ$ , por exemplo).

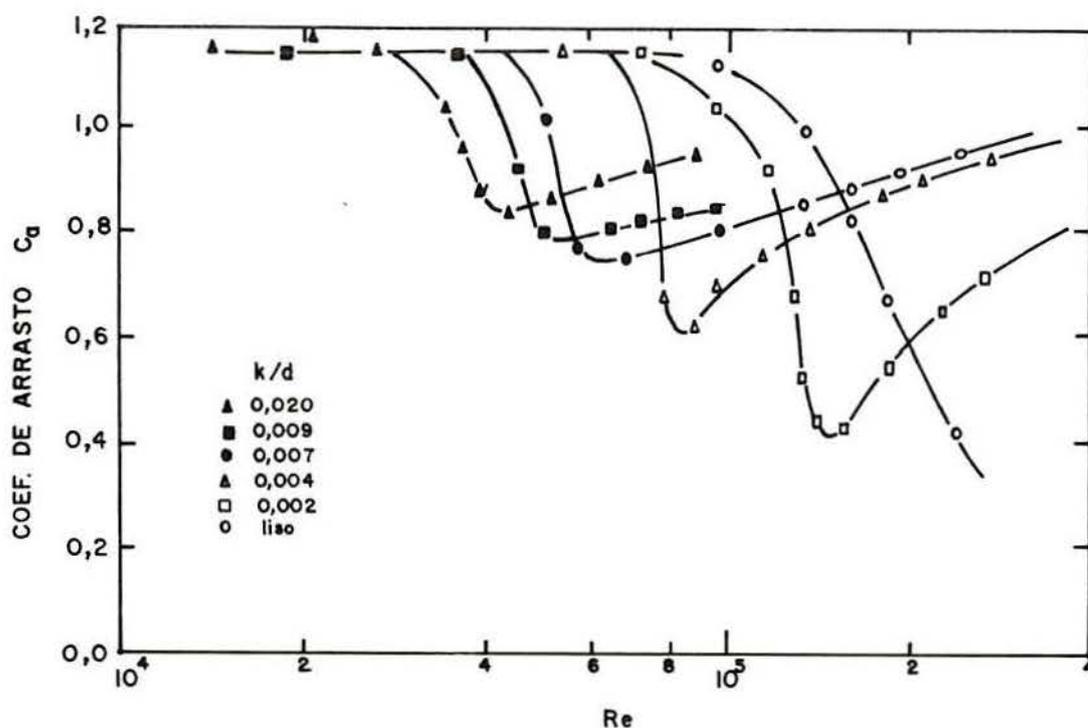


FIGURA 2.8. Efeito da rugosidade relativa sobre o coef. de arrasto. Conforme Fage e Warsap (1929)<sup>44</sup>.

Pris (1960)<sup>120</sup> (1961)<sup>121</sup> investigou os coef. de força e de pressão em CC com rugosidade distribuída (lixa, partículas coladas sobre a superfície, pintura, ferrugem, etc.) e com nervuras longitudinais (fios de náilon e nervuras retangulares). Seus resultados mostram que a rugosidade diminuiu  $Re_{crit}$  e que o

(\*\*) Neste trabalho "antecipar" quando utilizado junto com regimes significa "promover em menores Re" e quando utilizado junto com ângulo de transição, separação ou recolamento significa "promover em menores ângulos".

regime ultracrítico pôde ser obtido com os cilindros rugosos (em seus ensaios,  $Re$  foi  $\cong 590000$ , o que corresponde ao regime crítico para CC lisos). De modo geral, o coef. de arrasto aumentou com a rugosidade no regime ultracrítico. Para os CC com rugosidade distribuída, observamos que  $|c_{pm}|$  diminuiu e  $|c_{pb}|$  aumentou com o aumento da rugosidade.

Tani (1964)<sup>160</sup> realizou ensaios com um CC provido de um par de arames em  $\pm 50^\circ$ . Seus resultados indicam que a utilização do par de arames foi eficiente para antecipar tanto a transição subcrítico-crítico como a transição crítico-supercrítico.

Armitt (1968)<sup>7</sup> investigou a eficiência da rugosidade superficial e da intensidade de turbulência em problemas de simulação. Ele ensaiou modelos de torres de refrigeração e conclui :

- Com a utilização tão somente de fluxo turbulento não foi possível obter condições ultracríticas.

- O efeito da rugosidade sobre a distribuição de pressões foi similar ao efeito de um aumento efetivo no  $Re$ .

- Para  $Re_k > 600$ , a rugosidade é o parâmetro dominante; a turbulência deixa de ter efeito importante.

- Os resultados obtidos com um modelo rugoso ( $Re_k = 1000$ ) foram representativos de um modelo liso em  $Re = 10^8$ . A distribuição de pressões obtida desse modo (com o modelo rugoso) esteve satisfatoriamente de acordo com aquela obtida em ensaios (em túneis de vento) a  $Re$  mais elevados e, portanto, parece adequada para propósitos de análise de tensões.

Achenbach (1971)<sup>2</sup> ensaiou modelos de CC em um túnel pressurizado onde era possível atingir  $Re = 3,0 \times 10^6$ . Ele investigou o arrasto, a distribuição de pressões, o atrito superficial e também a posição angular da transição laminar-turbulenta e da linha de separação na camada limite. Seus resultados trazem informações importantes :

- Com o aumento da rugosidade relativa,  $Re_{crt}$  e a própria extensão do intervalo crítico diminuíram.

- O fenômeno da borbulha de separação laminar-recolamento turbulento também foi observado em CC rugosos, mas numa faixa mais estreita de  $Re$ .

- Maiores rugosidades relativas anteciparam a transição laminar-turbulento do fluxo na camada limite.

- No regime ultracrítico o fluxo na camada limite é todo turbulento, exceto numa pequena região próxima ao ponto de estagnação.

James e Truong (1972)<sup>84</sup> investigaram o efeito de pequenas protuberâncias (sob a forma de um dente ou de um arame longitudinal) sobre o fluxo em torno de CC. Eles concluem que o efeito da protuberância (capacidade de antecipar a entrada no regime crítico) depende muito mais de sua posição que de seu tamanho. Seu efeito foi máximo quando posicionada um pouco a barlavento da linha de separação.

Batham (1973)<sup>14</sup> estudou CC lisos e rugosos (partículas de areia,  $k/d = 0,00220$ ) em fluxo suave e turbulento ( $I_1 = 0,5\%$  e  $12,9\%$  respectivamente). Suas observações mais importantes foram:

- O fluxo no regime subcrítico não é muito sensível à presença da rugosidade, mas no regime crítico a rugosidade tem um efeito drástico sobre o fluxo.

- A rugosidade teve um efeito mais importante que a turbulência para promover a transição na camada limite.

Szechenyi (1974)<sup>154</sup>, numa tentativa de simular altos  $Re$ , utilizou esferas de vidro para tornar rugosa a superfície de seus modelos ( $0,00015 \leq k/d \leq 0,00200$ ). Ele conclui:

- A rugosidade mostrou-se eficiente na simulação de altos  $Re$ .

- Em  $Re_k = 200$  foi atingido o regime crítico, e condições ultracríticas foram atingidas em  $Re_k = 1000$ , onde todos os parâmetros tornam-se mais ou menos independentes de  $Re$ .

- Para CC nominalmente lisos, atribui-se uma rugosidade relativa  $k/d = 0,000035$ .

- Mesmo para os CC rugosos houve ainda alguma evidência do fenômeno da borbulha de separação no regime crítico.

Nakamura (1975)<sup>110</sup> também investigou a eficiência da rugosidade na simulação de altos  $Re$ . Para tornar rugosa a superfície dos modelos, ele utilizou gotas de poliestireno ao longo de toda a superfície ou em zonas restritas. O autor sugere que a melhor disposição da rugosidade seria em faixas estreitas (ele utilizou faixas de 20mm em um CC com  $d = 600\text{mm}$ ) localizadas em  $\theta = \pm 50^\circ$ . Nessa posição a rugosidade exerce o maior efeito possível sobre as transições de regime. Rugosidade distribuída

sobre toda a superfície resultou apenas ligeiramente mais eficiente em antecipar as transições de regime que as faixas mencionadas e apresenta o inconveniente de aumentar consideravelmente o arrasto no regime ultracrítico.

Güven (1975)<sup>70</sup> realizou um estudo experimental e analítico sobre a distribuição das pressões médias e o desenvolvimento da camada limite em CC rugosos submetidos a fluxo suave. Como rugosidade ele utilizou folhas de lixa ( $k/d$  entre 0,00250 e 0,00620) ou nervuras retangulares ( $k/d$  entre 0,00110 e 0,00650) dispostas a um dado espaçamento fixo ( $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  ou  $20^\circ$ ).

Güven sugere que o mecanismo primário através do qual a rugosidade modifica a distribuição de pressões vem a ser o retardamento do fluxo na camada limite. Há uma conexão íntima entre a espessura (e o perfil de velocidades) da camada limite e a restauração de pressões na separação ( $c_{pb} - c_{pm}$ ). Grandes rugosidades ou nervuras mais próximas (até um limite) implicam uma camada limite mais espessa e retardada que descola com maior facilidade e com uma menor restauração de pressões ( $c_{pb} - c_{pm}$ ).

Entre suas observações importantes ainda citamos :

- Para maiores rugosidades relativas,  $|c_{pb}|$  e  $C_a$  aumentam enquanto que  $|c_{pm}|$  e a diferença ( $c_{pb} - c_{pm}$ ) diminuem.

- Nervuras mais próximas correspondem a uma maior rugosidade superficial efetiva. No entanto, essa tendência inverte-se para nervuras muito próximas ( $s/k < 12$ ).

- A distribuição de pressões em protótipos pode ser reproduzida em modelos com uma adequada combinação de  $Re$  e  $k/d$ .

- A rugosidade superficial tem um efeito importante até  $k/d \cong 0,0025$ . Maiores rugosidades têm pouca influência adicional.

Farell et al. (1976)<sup>54,55</sup> (1977)<sup>48</sup> investigaram a distribuição das pressões médias em modelos de CC e torres de refrigeração providos de rugosidade superficial (nervuras ou folhas de lixa). Eles sugerem que para se obter similaridade dinâmica entre modelo e protótipo é necessário alcançar no TE condições de independência com respeito a  $Re$  (isto é, alcançar o regime ultracrítico). É proposto um critério para definir o limite inferior, em função da rugosidade, no qual a independência é atingida. Os autores sugerem que critérios prévios, baseados apenas em  $Re_k$  são uma simplificação demasiada e podem resultar em erro apreciável.

Outras informações importantes que derivam de suas extensas investigações são as seguintes :

- No regime ultracrítico o efeito da rugosidade superficial é muito mais importante que o efeito da turbulência presente no fluxo incidente.

- Com o aumento da rugosidade relativa,  $[c_{pm}]$  diminui e o arrasto aumenta.

- Para rugosidade com nervuras retangulares, observa-se que a largura da nervura não tem influência, mas o afastamento entre nervuras tem efeito importante. Quanto menor  $s/k$ , maior o efeito das nervuras sobre o fluxo (no entanto, a tendência inverte-se para nervuras muito próximas). Um afastamento relativo  $s/k$  entre 10 a 20 parece ser o ótimo (mais eficiente para alterar o fluxo).

Miller (1976)<sup>101</sup> apresentou um resumo muito claro dos fenômenos associados ao fluxo em torno de cilindros circulares. Suas investigações experimentais abrangeram um extenso intervalo de rugosidades ( $0,00040 \leq k/d \leq 0,06300$ ) e trazem muitas informações importantes :

- A rugosidade superficial tem o efeito de antecipar as transições de regime. As seguintes expressões são propostas para estimar o número de Reynolds crítico e aquele correspondente ao início do regime ultracrítico :

$$Re_{crit} = 6000 / (k/d)^{1/2}$$

$$Re_s = 2000 / (k/d)$$

- Admite-se que no regime ultracrítico não ocorrem mudanças significativas no  $C_u$ . Portanto, essa condição (que pode ser obtida com o uso de rugosidade) é suficiente para testar modelos que sejam representativos de estruturas reais.

- Há uma certa densidade de rugosidade que leva a uma resistência (arrasto) máxima.

- Um efeito pronunciado da rugosidade sobre o arrasto volta a aparecer para altas rugosidades ( $k/d > 0,01000$ ).

Achenbach (1977)<sup>4</sup> investigou a influência da rugosidade superficial sobre a transferência de calor em CC. Ele fornece as seguintes informações de interesse para nosso estudo :

- Com o aumento da rugosidade,  $Re_{crit}$  diminui. Isso acontece porque maiores rugosidades antecipam a transição

laminar-turbulento na camada limite. Sugere-se que o ângulo de transição pode ser estimado pela fórmula :

$$\theta_L = 1,63 \times 10^5 / (Re_k/d)^{1,9}$$

- Com o aumento da rugosidade relativa, aumenta o arrasto (desde que se esteja no mesmo regime), mas parece haver um limite superior para esse aumento. A rugosidade também tem o efeito de reduzir  $|c_{pm}|$ .

Hove et al. (1978)<sup>79</sup> apresentam resultados de ensaios feitos com CC onde a rugosidade foi obtida com o uso de uma tela metálica disposta sobre a superfície. Os autores concluem que a tela metálica é conveniente para ser utilizada como rugosidade e ainda (para o regime ultracrítico) :

- A distribuição de pressões é fortemente influenciada pela rugosidade. Com o aumento da rugosidade, a linha de separação move-se para barlavento e a esteira alarga-se.

- St diminui levemente com o aumento da rugosidade (como valor médio para CC rugosos,  $St \cong 0,20$ ).

- Sugere-se que para uma dada rugosidade relativa  $C_a$  seja constante no regime ultracrítico.

Murthy e Rose (1978)<sup>107</sup> investigaram a distribuição de pressões médias e de tensões de deslizamento na parede em CC liso e rugoso (rugosidade obtida com tela metálica). A partir de seus resultados é possível observar a capacidade da rugosidade em alterar a distribuição de pressões de uma forma análoga àquela que seria provocada por um aumento no número de Reynolds.

Schnabel e Plate (1979)<sup>144</sup> (1981)<sup>149</sup> realizaram medições em um farol (estrutura de aço com secção circular) situado na plataforma marítima do Mar do Norte e também num modelo em túnel de vento do referido farol. Para simular altos Re, o modelo teve a superfície recoberta com rugosidade distribuída e mais um par de nervuras longitudinais. Com um posicionamento adequado das nervuras foi possível uma boa representação do fluxo real.

Rouille (1980)<sup>130</sup> investigou a possibilidade de reprodução em TE do regime ultracrítico com o uso de turbulência e rugosidade superficial (nervuras circulares dispostas a cada  $10^\circ$ ,  $0,00080 \leq k/d \leq 0,00640$ ). Em seus ensaios a utilização apenas de turbulência não foi capaz de desencadear condições ultracríticas. No entanto, essas condições foram obtidas com o uso da rugosidade

(mesmo no caso de fluxo suave). Suas investigações ainda revelaram o seguinte :

- O uso de rugosidade superficial modifica a distribuição de pressões médias de modo a torná-la similar àquela observada em estruturas reais (altos  $Re$ ). O ponto de separação move-se para  $\theta \cong 90^\circ$  ou  $100^\circ$  e  $|c_{pm}|$  diminui para  $\cong 2,0$ , aproximando-se do observado em estruturas reais.

- A distribuição de pressões médias parece atingir um patamar estacionário para além de  $Re_k = 1000$  ou  $2000$ .

- Com o aumento da rugosidade,  $|c_{pm}|$  diminui,  $C_a$  aumenta e  $|c_{pb}|$  (\*) permanece aproximadamente o mesmo.

- $St$  diminui com o aumento de  $Re_k$ .

- A rugosidade não perturba os fenômenos harmônicos do desprendimento de vórtices, mesmo para valores elevados de  $k/d$ , da ordem de  $0,00640$ .

Alemdaroglu et al. (1980)<sup>60</sup> empregaram um método original de estudo: análise simultânea da densidade espectral de potência do campo acústico ao longe e das flutuações de velocidade na esteira. Seus ensaios foram com CC rugosos (esferas de vidro ou folhas de lixa sobre a superfície do modelo). A função de coerência entre os dois sinais mencionados mostrou-se extremamente útil na definição (identificação) dos regimes de fluxo. As seguintes informações foram extraídas desse trabalho :

- Aumentando-se a rugosidade observa-se, para um mesmo  $Re$ , a passagem do regime subcrítico para totalmente ultracrítico.

- O regime crítico foi estabelecido para  $Re_k$  entre 100 e 400.

- Para se obter condições ultracríticas é necessário  $Re_k > 1000$ , mas também  $Re > 60000$ , pois rugosidades relativas maiores que  $0,01000$  não exercem efeito adicional significativo.

Frank (1981)<sup>60</sup> investigou as pressões médias e flutuan-

(\*) Em geral observa-se que dentro de um mesmo regime quanto maior  $k/d$  maior  $|c_{pb}|$ . Roulle mediu valores de  $|c_{pb}|$  muito baixos em seus ensaios e também achou esse coef. insensível à  $k/d$ . É provável que esses resultados anômalos com respeito à pressões na esteira tenham ocorrido porque Roulle utilizou um CC que não cruzava todo o TE, mas era limitado por placas terminais de tamanho insuficiente (PT circulares, projetando-se para fora do CC apenas  $0,4d$  e possivelmente permitindo que fluxo externo, superior e inferior ao CC, penetrasse na esteira e diminuísse as sucções nessa região).

tes e a freqüência do desprendimento de vórtices em CC providos de forte rugosidade relativa ( $k/d = 0,00650$  e  $0,01000$ , obtidas com tela metálica) submetidos a vento uniforme suave ou turbulento. Seu trabalho traz as seguintes observações :

- Para grandes rugosidades relativas, o regime ultracrítico pode ser obtido com  $Re$  relativamente baixo; a freqüência do desprendimento de vórtices é bem definida, e a energia do pico no espectro de potência das flutuações de pressão aumenta junto com  $Re$ .

- Quanto maior a rugosidade relativa, mais cedo o fluxo torna-se independente do  $Re$ , e menores são as amplitudes de variação dos parâmetros característicos (as variações associadas ao regime crítico ficam atenuadas, o próprio regime crítico tem sua extensão diminuída, a freqüência do desprendimento de vórtices pode ser detectada mesmo nesse regime).

- O efeito da turbulência deixa de ser importante frente a grandes rugosidades relativas.

Achenbach e Heinecke (1981)<sup>5</sup> investigaram a influência da rugosidade superficial sobre a freqüência do desprendimento de vórtices em CC. Para tornar a superfície rugosa, os cilindros foram recartilhados mecanicamente, criando-se um padrão de pequenas pirâmides sobre toda a superfície. As principais informações oriundas desse trabalho foram as seguintes :

- No regime subcrítico, onde a camada limite é toda laminar, a rugosidade não exerce efeito sobre o coef. de arrasto.

- Maiores rugosidades relativas antecipam  $Re_{crit}$  e diminuem a extensão do intervalo crítico.

- Com um aumento da rugosidade relativa,  $C_a$  aumenta no regime ultracrítico, até um limite de  $C_a \cong 1,2$  para  $k/d \geq 0,03000$ .

- Para CC rugosos também observa-se um aumento súbito em  $St$  durante o regime crítico; no entanto, esse aumento não é tão pronunciado como no caso de CC lisos.

Além dessas informações, os autores sugerem que a rugosidade não pode ser adequadamente caracterizada apenas pela altura das protuberâncias ( $k$ ), mas também são importantes seu arranjo sobre a superfície e sua distribuição estatística. Para definir a rugosidade relativa efetiva de seus modelos, eles percorreram o caminho inverso, qual seja, primeiro medir  $Re_{crit}$  e

após, utilizando a expressão proposta por Miller<sup>101</sup>, obter :

$$(k/d)_{eft} = (6000 / Re_{crt})^2$$

Buresti (1981)<sup>90</sup> investigou a influência da rugosidade na transição entre os regimes de fluxo. Como rugosidade ele utilizou folhas de lixa com  $k/d$  entre 0,00100 e 0,01200. Seus resultados confirmam a forte influência da rugosidade sobre os regimes de fluxo em CC. Em particular, o regime crítico pode ser muito reduzido ou mesmo desaparecer para o caso de CC com forte rugosidade. Os limites entre os regimes, bem como  $C_u$  e  $St$  nos regimes crítico a ultracrítico parecem ser tanto função do tamanho como do tipo de rugosidade. Buresti ainda adiciona as seguintes informações importantes :

- Um único parâmetro ( $k/d$ ) não é suficiente para definir a rugosidade. Sua distribuição e densidade também devem ser consideradas.

- Para maiores  $k/d$ , o regime crítico é mais estreito e o fenômeno da borbulha é menos evidente. Talvez para fortes rugosidades ele nem mesmo se manifeste, de modo que o regime crítico fique totalmente descaracterizado.

- Forte desprendimento de vórtices foi observado em CC com grande rugosidade nos regimes super e ultracrítico.

- A rugosidade tem efeito sobre o desprendimento de vórtices, e isso deve ser considerado em simulações.

Rooney e Peltzer (1981)<sup>125, 126</sup> utilizaram um CC recartilhado ( $k/d \cong 0,00100$ ) para investigar os padrões de desprendimento de vórtice que se estabelecem em vento deslizando (caracterizado pelo parâmetro adimensional  $\beta = (d/u_0)(\delta u/\delta z)$ , onde  $(\delta u/\delta z)$  é o gradiente de velocidades ao longo da altura do cilindro). Eles afirmam que essencialmente o mesmo padrão celular de vórtices que tem sido observado em condições subcríticas foi constatado, pela primeira vez, em condições ultracríticas. O comprimento médio das células de vórtice diminuía quando  $\beta$  era maior (ou seja, vento deslizando de perfil mais pronunciado).

Nakamura e Tomonari (1982)<sup>111</sup> investigaram a distribuição de pressões médias e a frequência do desprendimento de vórtices em CC liso, com rugosidade distribuída em toda a superfície ou com faixas estreitas de rugosidade. Eles sugerem que as faixas estreitas de rugosidade são melhores para simu-

lação, pois antecipam as transições de regime sem aumentar demasiadamente o arrasto, como acontece quando se usa rugosidade sobre toda a superfície. Outras observações interessantes desses autores são as seguintes :

- Rugosidade superficial na zona  $50^\circ < \theta < \theta_s$  é a que exerce o efeito mais importante sobre o fluxo.

- A rugosidade tem o efeito de antecipar e estreitar o intervalo crítico.

- No regime ultracrítico, o número de Strouhal diminui com o aumento da rugosidade.

- O coef. de pressão de base ou a restauração de pressões ( $c_{pb} - c_{pm}$ ) medidos em CC com diversas rugosidades relativas convergiram para uma mesma curva quando plotados em função do parâmetro  $Re(k/d)^{0,6}$ .

Fedeniuk (1982)<sup>58</sup> estudou o efeito de placas terminais sobre o fluxo em torno de CC rugosos ( $k/d = 0,00650$  e  $0,01000$  obtidas com tela metálica). As informações contidas em seu trabalho, no que se refere a efeitos da rugosidade, podem ser resumidas no seguinte (\*) :

- Forte rugosidade elimina o fenômeno da borbulha.

- O número de Strouhal diminui com o aumento de  $k/d$ .

- Em todos os sentidos a rugosidade atenua o regime crítico (comparado ao observado em CC lisos, as variações em  $C_a$ ,  $c_{pm}$ ,  $c_{pb}$ ,  $\theta_s$  ou  $St$  ficam atenuadas). A própria extensão do intervalo crítico, onde o desprendimento alternado de vórtices perde regularidade, diminui marcadamente com o uso da rugosidade.

Farell e Blessmann (1982)<sup>49,50</sup> (1983)<sup>51,52</sup> realizaram ensaios com CC liso e rugoso ( $k/d = 0,00250$  obtida com partículas de areia). O equipamento utilizado permitiu atingir apenas o regime crítico com o CC liso. Com o uso da rugosidade foi possível obter condições ultracríticas que ficaram caracterizadas pelo reaparecimento de forte desprendimento alternado de vórtices, ilustrado por picos bem definidos nos espectros das flutuações de velocidade na esteira (\*\*).

-----  
 (\*) Comentários adicionais referentes a esse estudo podem ser vistos em Farell e Fedeniuk (1987), ref 53.

(\*\*) Estes resultados de espectro de potência para os CC rugosos ainda não foram publicados, mas os autores gentilmente permitiram que nós os analisássemos.

Sun e Zhou (1983)<sup>152</sup> realizaram testes em túnel de vento e medições na estrutura real de uma torre de refrigeração de perfil hiperbólico (altura 90m, diâmetro da gola 39m) e superfície lisa (\*). Os testes em túnel de vento incluíram vento suave e simulação do vento real. Para simular altos Re, os autores utilizaram um modelo com rugosidade sob a forma de nervuras longitudinais (fios de dacron de diâmetro e espaçamento variável).

As nervuras mostraram-se eficientes na simulação, mas os autores alertam que o aumento da rugosidade suaviza a distribuição de pressões médias, isto é, diminui  $|c_{pm}|$  e aumenta  $|c_{pb}|$ . Outra informação importante é que nesses ensaios um aumento de 50% no diâmetro dos fios (k) teve aproximadamente o mesmo efeito que dobrar o número total de fios.

Riera et al. (1983)<sup>124</sup> também realizaram ensaios em modelos de torres de refrigeração onde rugosidade sob a forma de nervuras longitudinais foi utilizada para simular altos Re. Eles sugerem que as nervuras apresentam vantagens quando utilizadas em modelos dinâmicos, pois são mais leves e isso pode ser importante. Em seus ensaios eles observaram que um aumento no diâmetro dos fios (k) ou no número total de fios diminuíam  $|c_{pm}|$ , do mesmo modo como foi observado por Sun e Zhou<sup>152</sup>. No entanto, modificações em  $c_{pb}$  não foram constatadas.

Ko et al. (1987)<sup>90</sup> investigaram a distribuição de pressões médias e o número de Strouhal em CC rugosos com entalhes longitudinais em forma de "v". Eles também mediram as flutuações de velocidade na esteira dos cilindros. As transições de regime ficaram antecipadas nos CC rugosos se comparado com o resultado de um modelo liso. Contudo, os autores afirmam que se o Re é baseado num diâmetro equivalente, que corresponde ao perímetro total do CC, então os modelos rugosos seguem aproximadamente a mesma tendência do modelo liso. Esse trabalho ainda traz as seguintes informações :

- O fenômeno da borbulha pôde ser observado em todos os

-----  
 (\*) Cabe salientar que as características do fluxo em torno de torres de refrigeração (secção horizontal circular, perfil vertical hiperbólico) sob muitos aspectos são similares às observadas no fluxo em torno de CC. O perfil vertical hiperbólico na verdade contribui para diminuir "efeitos de ponta".

cilindros com entalhes (onde  $0,00420 \leq k/d \leq 0,01230$ ).

- Os CC com entalhes utilizados neste estudo mostraram um  $C_a$  supercrítico um pouco inferior àquele observado em CC com rugosidade distribuída obtida com partículas de areia ou folhas de lixa (comparação feita para  $k/d$  equivalentes).

### 2.2.7. Oscilações forçadas ou auto-induzidas

Na literatura de CC podemos distinguir entre modelos ou estruturas reais "fixos" ou "oscilantes". O termo fixo aplica-se aos modelos ou estruturas reais que estão rigidamente fixados em seus extremos e cujo movimento eventual é tão pequeno que não interfere nas características do fluxo. O termo oscilante aplica-se quando o movimento é de tal amplitude que interfere nas características do fluxo.

No caso de cilindros oscilantes, ainda distinguimos entre oscilações auto-induzidas (induzidas pelo desprendimento de vórtices) e oscilações forçadas (impostas ao modelo por agentes externos). Cabe ressaltar que o estudo de cilindros oscilantes é importante, pois, quando a frequência do movimento oscilatório aproxima-se da frequência de Strouhal, a intensidade e organização do desprendimento de vórtices podem aumentar subitamente.

Fung (1960)<sup>61</sup> ensaiou um modelo de CC ao qual foram impostas oscilações forçadas no mesmo plano em que atuava a força de sustentação. Os ensaios foram feitos no regime crítico, onde o caráter do desprendimento de vórtices é basicamente aleatório. Por esse motivo o fenômeno da sincronização (\*) não foi observado. O movimento oscilatório imposto ao cilindro não alterou de forma considerável os valores médios e flutuantes do coef. de arrasto e do coef. de sustentação.

Bishop e Hassan (1964)<sup>20</sup> ensaiaram, em um canal d'água, um modelo de CC ao qual foram impostas oscilações forçadas no plano da força de sustentação. Durante os ensaios a frequência e a amplitude do movimento eram controladas independentemente, e o

(\*) Sincronização é o fenômeno que se estabelece quando a frequência do desprendimento de vórtices está próxima de uma das frequências naturais do modelo ou estrutura real. Nesse caso o desprendimento de vórtices passa a ocorrer na frequência natural correspondente.

Re variou entre 6000 e 11000. As principais observações desses autores foram:

- Para uma dada amplitude adimensional ( $\Delta y/d$ ) de excitação, a resposta (sustentação ou arrasto flutuante) foi relativamente menor para maiores Re. Com efeito, o aumento de Re produzia uma esteira "mais forte", de modo que a resposta a uma dada excitação resultava mais discreta.

- Para um Re constante, a amplificação das forças, verificada no intervalo de sincronização, era maior quando se aumentava a amplitude adimensional  $\Delta y/d$ .

- Para uma dada amplitude adimensional, a extensão do intervalo de sincronização diminuía quando se aumentava o Re.

- Para um Re constante, o intervalo de sincronização aumentava quando se aumentava a amplitude adimensional.

Bishop e Hassan ainda indicam que o fenômeno (sincronização) apresenta uma espécie de histerese, de modo que a curva de resposta é diferente, conforme essa seja obtida com a frequência de oscilação aumentando ou diminuindo; e apresenta o que é conhecido como "desmultiplicação de frequência", ou seja, a sincronização também pode ocorrer quando a frequência do movimento é aproximadamente igual a um múltiplo inteiro da frequência de Strouhal.

Jones et al. (1969)<sup>85</sup> ensaiaram um modelo de CC ao qual oscilações forçadas (no plano da força de sustentação) podiam ser impostas. A frequência adimensional das oscilações variou entre 0,4 St e 1,6 St, e a amplitude das oscilações variou entre 0,0 e 0,06d. Nesses ensaios os autores observaram que as oscilações do cilindro não tiveram efeito importante sobre o  $C_u$ , mas tiveram efeito considerável sobre  $C'_s$ .

Em suas conclusões eles indicam que, quando o CC oscilava próximo da frequência de Strouhal do CC fixo, surgia uma nítida força de sustentação devida ao movimento. Essa força aumentava com o aumento da amplitude de oscilação, atingindo valores muitas vezes superiores àqueles observados no CC fixo.

Jones et al. ainda indicam que a força de sustentação devida ao movimento do CC é uma força de amortecimento aerodinâmico negativa, instável, quando a frequência das oscilações é inferior à frequência de Strouhal do CC fixo. Quando a frequência

das oscilações atinge ou ultrapassa a frequência de Strouhal, há uma mudança brusca na força de sustentação devida ao movimento, que passa a ser uma força de amortecimento aerodinâmico positiva, estável.

Nunen et al. (1971)<sup>115</sup> ensaiaram um modelo de CC que não era fixo nos extremos, mas podia mover-se dentro de certos limites. Esses autores comentam que essa parte da investigação não teve sucesso, pois no intervalo dos mais altos  $Re$  o sistema cilindro-balança seria excitado por uma frequência adimensional  $f \cdot u_0 / d = 0,30$ , mas o máximo  $St$  obtido nesse intervalo foi  $0,27$ . As amplitudes do movimento oscilatório (e, portanto, a força aerodinâmica de sustentação) permaneceram muito pequenas.

Nakamura (1975)<sup>110</sup> ensaiou modelos de CC (montados sobre molas) que podiam oscilar no plano da força de sustentação. Para atingir os regimes super e ultracrítico, os modelos foram providos de rugosidade. Os resultados de um modelo com rugosidade distribuída sobre toda a superfície indicaram claramente que as amplitudes de oscilação começavam a aumentar quando a velocidade do fluxo atingia um valor ( $u_{crt}$ ) que implicava um desprendimento de vórtices na frequência natural do sistema cilindro-molas. As máximas amplitudes ocorreram para uma velocidade um pouco maior que  $u_{crt}$ , a qual tendia a diminuir com o aumento do amortecimento do sistema.

Os resultados de um modelo com rugosidade localizada em faixas estreitas (em  $\theta = \pm 50^\circ$ ) indicaram que nesse caso a força aerodinâmica foi muito mais fraca. Além disso, com o aumento do amortecimento a velocidade correspondente às máximas amplitudes de oscilação não se aproximou de  $u_{crt}$ . Nakamura comenta que uma possível razão para essas observações seja que o regime supercrítico ainda não tivesse sido completamente estabelecido no ensaio desse modelo.

Novak e Tanaka (1975)<sup>114</sup> ensaiaram um modelo de CC ao qual oscilações forçadas (no plano da força de sustentação) podiam ser impostas. A amplitude das oscilações podia atingir até  $0,1d$  e a frequência das oscilações coincidia com a frequência do desprendimento de vórtices. Os ensaios foram no regime subcrítico e com fluxo suave ou turbulento. O comprimento de correlação longitudinal das pressões aumentou drasticamente com o aumento

da amplitude de oscilação. O efeito foi mais pronunciado nos ensaios com fluxo suave, quando  $\lambda_z$  aumentou de 3,5d para 40,0d. Nos ensaios com fluxo turbulento,  $\lambda_z$  aumentou de 2,4d para 10,4d.

Szechenyi e Loiseau (1975)<sup>157</sup> ensaiaram um modelo de CC rugoso ao qual oscilações forçadas (no plano da força de sustentação) podiam ser impostas. Eles concluem que as forças de sustentação devidas ao movimento que se estabelecem nos regimes subcrítico e ultracrítico têm o mesmo aspecto. Nos dois casos constatou-se que forças consideráveis surgiram quando a frequência adimensional do movimento estava na faixa  $0,7St \leq f^* \leq 1,0St$ . Por outro lado, eles verificaram que no regime crítico o desprendimento de vórtices não se acoplou de forma nítida com o movimento. Em consequência, a força de sustentação resultante foi relativamente fraca.

O conjunto de resultados obtidos por esses autores foi suficientemente completo para que eles desenvolvessem um modelo matemático para calcular as amplitudes de vibração de um cilindro oscilante e flexível no regime ultracrítico. Esse modelo aparece na ref. 157 e, em forma mais geral, na ref. 155.

Sonneville (1976)<sup>150</sup> estudou as perturbações que ocorrem no campo de pressões na superfície de um CC quando este é animado de um movimento senoidal (no plano da força de sustentação) de amplitude fixa e frequência variável. Ele observou que, quando a frequência de oscilação estava afastada da frequência de Strouhal, o espectro de potência das flutuações de pressão apresentava dois picos distintos. Mas, quando a frequência de oscilação estava no intervalo 0,9St a 1,0St, o espectro de potência revelava um pico único (esse era o intervalo de sincronização).

Sonneville indica que, quando a frequência de oscilação aproximava-se da frequência de Strouhal, inicialmente a energia das flutuações de pressão diminuía (o movimento do CC agia como uma perturbação sobre o desprendimento de vórtices); mas logo a seguir, quando o intervalo de sincronização era atingido, a energia das flutuações de pressão e a correlação longitudinal das pressões aumentavam subitamente. Os ensaios de Sonneville foram com um CC liso em fluxo suave no regime subcrítico ( $Re = 45000$ ).

Ramberg e Griffin (1976)<sup>122</sup> fizeram ensaios com um cabo flexível vibrante ( $470 \leq Re \leq 1300$ ). Seus ensaios foram básica-

mente no intervalo de sincronização e envolveram grandes amplitudes de oscilação (no plano da força de sustentação). Nessas condições (dentro do intervalo de sincronização e para amplitudes de oscilação variando entre  $0,1d$  e  $0,7d$ ), esses autores concluem que a pronunciada correlação longitudinal das velocidades na esteira praticamente independente da frequência e amplitude do movimento e parece ser limitada apenas pela turbulência do fluxo incidente.

A partir dos resultados do trabalho de Ramberg e Griffin, observamos que, dentro de certos limites, o intervalo de sincronização aumenta quando se aumenta a amplitude de oscilação.

Por fim, mencionamos que um efeito similar à sincronização (que é observada no caso de cilindros oscilantes) pode ser obtido com outros métodos. Por exemplo, Barnes e Grant (1983)<sup>10</sup> introduziram uma perturbação oscilatória no fluxo incidente e observaram que, quando a frequência dessa perturbação aproximava-se da frequência de Strouhal, as flutuações de velocidade na esteira do modelo aumentavam. E Blevins (1985)<sup>24</sup> introduziu ondas sonoras que interagem com o desprendimento de vórtices de um CC. Quando as ondas sonoras tinham a frequência do desprendimento de vórtices, esse tornava-se bem correlacionado longitudinalmente.

### 3. PROGRAMA EXPERIMENTAL - 1ª ETAPA ESTUDO DE FORÇAS E PRESSÕES MÉDIAS

A primeira etapa do programa experimental envolveu ensaios em túnel com CC rugosos. O uso de diferentes materiais permitiu variar o tipo e a magnitude da rugosidade relativa  $k/d$ . As pressões médias (e indiretamente as forças médias) foram registradas para cada combinação tipo/magnitude de rugosidade. No item 3.1 são fornecidos detalhes do equipamento e dos modelos utilizados. Nos itens 3.2 e 3.3 seguem, em ordem, o intervalo das variáveis estudadas e a descrição dos procedimentos de ensaio.

#### 3.1. Equipamento e modelo

##### 3.1.1 Túnel de vento

Os ensaios foram feitos no túnel de vento da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (\*). Trata-se de um túnel de retorno fechado cuja secção transversal, na posição onde o modelo foi colocado (mesa giratória 1), mede 1240mm (largura) x 900mm (altura). A velocidade máxima do túnel vazio é de aproximadamente 42 m/s. Nessas condições, a intensidade longitudinal de turbulência na mesa giratória 1 é de aproximadamente 0,5% e a escala integral da componente longitudinal da turbulência é de aproximadamente 11mm (\*\*). Detalhes adicionais sobre as características e o desempenho do TV-2 podem ser vistos em Blessmann (1982)<sup>22</sup>.

Para minimizar os efeitos do bloqueio, o cilindro foi colocado verticalmente através do centro da secção transversal do túnel. Ele foi rigidamente fixado em seus extremos. Sua base foi presa a um disco metálico, e seu topo a um pórtico externo ao túnel. As frestas nos extremos foram virtualmente eliminadas.

(\*) Abreviadamente conhecido como TV-2. No restante do texto ele será referido desse modo abreviado.

(\*\*) Valores médios, medidos fora da camada limite, que na mesa giratória 1 resulta ter uma altura de aproximadamente 65mm.

Ensaaios anteriores (ver Farell e Blessmann, ref. 49, 50 e 51) realizados com o mesmo conjunto cilindro + pórtico externo indicaram que, embora este seja um dispositivo tipicamente classificado como "CC fixo" (ao contrário de cilindros oscilantes), pequenas vibrações podiam ser detectadas com o auxílio de acelerômetros. Nesses ensaios (\*), para as maiores velocidades utilizadas (em torno de 37 m/s, com vento uniforme e suave), os deslocamentos da secção central do CC foram :

- na direção x :  $\Delta_{RMS} = 0,007\text{mm}$  ;  $\Delta_{pico} = 0,016\text{mm}$ .
- na direção y :  $\Delta_{RMS} = 0,016\text{mm}$  ;  $\Delta_{pico} = 0,050\text{mm}$ .

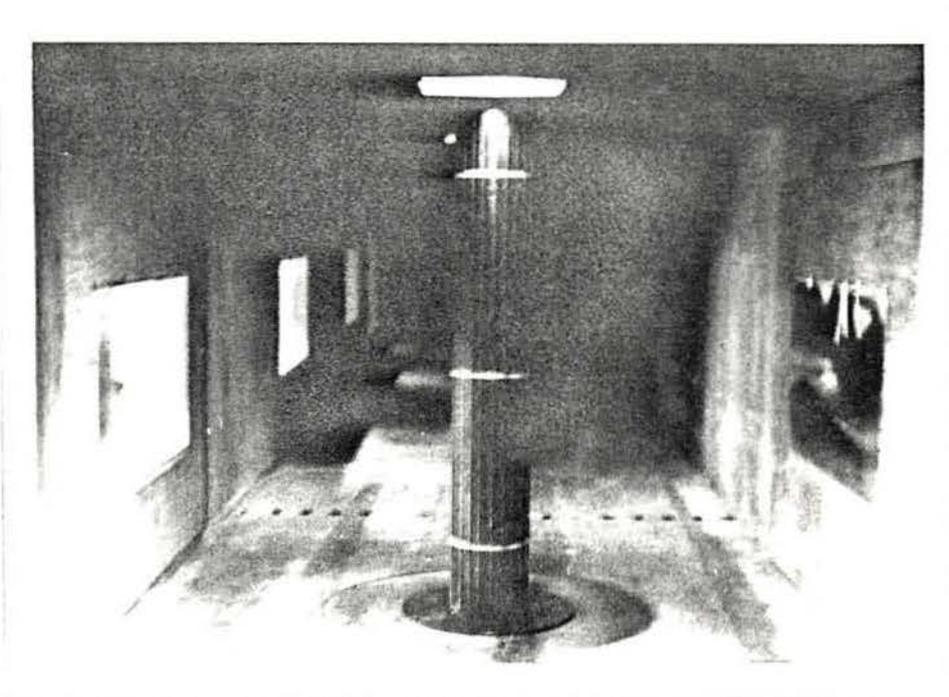


FIGURA 3.1. Fotografia do cilindro posicionado no interior do TV-2. Vista de barlavento, CC nervurado.

### 3.1.2. Cilindro circular

O modelo era um CC de diâmetro 147mm torneado de um tubo de aço. Sua altura efetiva era igual a altura do túnel : 900mm. Placas terminais não foram utilizadas. As dimensões do CC e do túnel implicam uma razão de bloqueio de 11,8% e uma esbeltez de 6,1. Uma fotografia do modelo aparece na Fig. 3.1.

(\*) Ensaaios feitos com o CC liso; a frequência natural do CC foi medida igual a 46 Hz.

O modelo foi instrumentado com 60 tomadas de pressão estática, conforme aparece na Fig. 3.2. Na secção central havia 32 tomadas de pressão (em  $\theta = + e - 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ, 100^\circ, 110^\circ, 120^\circ, 130^\circ, 140^\circ, 150^\circ, 160^\circ$  e  $180^\circ$ ) que podiam fornecer a distribuição de pressões médias ao longo dessa secção. As demais tomadas de pressão, nas secções fora da central (e em posição angular  $\theta = + e - 0^\circ, 70^\circ, 90^\circ$  ou  $160^\circ$ ), permitiam verificar a bidimensionalidade do fluxo.

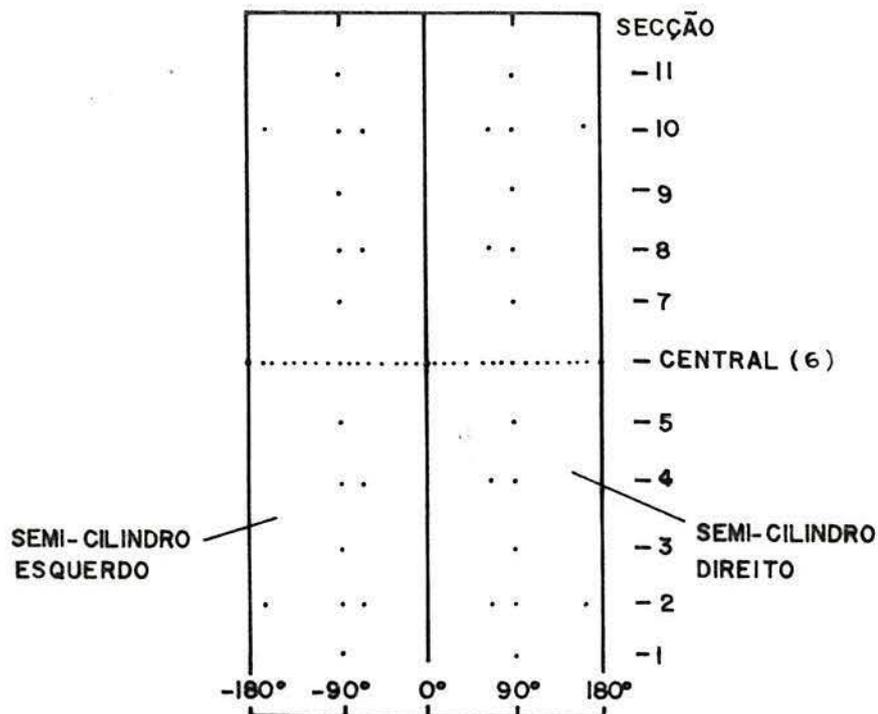


FIGURA 3.2. Disposição das tomadas de pressão estática.

### 3.1.3. Aparentagem

Nessa etapa a aparelhagem utilizada era muito simples. As tomadas de pressão estática foram conectadas através de tubos plásticos a um multimanômetro de álcool, de modo que uma imagem simultânea de todas as pressões medidas estava continuamente a disposição. Fotografias instantâneas do multimanômetro permitiram o cálculo dos coef. de pressão ( $c_p$ ).

Também foi utilizado um micromanômetro do tipo "Betz" para medir com maior precisão as pressões na esteira do CC. Como

valor representativo das pressões na esteira (pressões de base), adotamos a média das pressões nas tomadas  $\theta = \pm 140^\circ$ ,  $\pm 150^\circ$  e  $\pm 160^\circ$ . Essas tomadas foram unidas entre si através de um conector múltiplo de pressões e, após, ao micromanômetro. Assim o valor médio resultante podia ser avaliado e foi possível o cálculo de  $c_{pb}$  (\*).

Para o cálculo da velocidade do vento e em seguida do número de Reynolds, foi utilizado um segundo micromanômetro do tipo "Betz" e, além disso, um termômetro e um barômetro que forneciam respectivamente a temperatura no interior do túnel e a pressão atmosférica. O formulário utilizado no cálculo da velocidade do vento e do número de Reynolds foi :

$$\begin{aligned} \rho_{ar} &= 0,003483 (p_{at}/T_k) && [\text{kg/m}^3] \\ u_o &= [2.K_o (\Delta p_a/\rho_{ar})]^{1/2} && [\text{m/s}] \\ \nu_{ar} &= (13 + 0,1.T_c) \times 10^6 && [\text{m}^2/\text{s}] \\ \text{Re} &= u_o.d / \nu_{ar} && [\text{adim.}] \end{aligned}$$

Onde  $T_k$  e  $T_c$  são respectivamente as temperaturas Kelvin e em graus Celsius,  $p_{at}$  é a pressão atmosférica (em Pascal),  $\Delta p_a$  (Pascal) é a queda de pressão (medida no micromanômetro) que ocorre entre duas secções específicas do túnel (anéis piezométricos do convergente) e  $K_o$  é uma constante experimental determinada exatamente para servir de referência no cálculo da velocidade.

### 3.2. Variáveis da 1ª etapa de ensaios

#### 3.2.1. Rugosidade superficial

A variável básica nos ensaios foi a rugosidade superficial. Três tipos de rugosidade foram utilizadas : rugosidade aleatoriamente distribuída, que foi obtida fixando-se folhas de lixa sobre a superfície do CC; rugosidade ordenadamente distribuída, que foi obtida fixando-se uma tela metálica (de arame

-----  
 (\*) Ou seja, neste trabalho adotamos  $c_{pb}$  como a média de  $c_p$  em  $\theta = \pm 140^\circ$ ,  $\pm 150^\circ$  e  $\pm 160^\circ$ . Rigorosamente seria a média ao longo de toda a esteira do CC. No entanto, a aproximação justifica-se porque nesta zona (a sotavento das linhas de separação) o valor médio das pressões varia pouco. Outros autores têm adotado procedimentos similares.

galvanizado) sobre a superfície do CC; e rugosidade com nervuras longitudinais, que foi obtida colando-se fios de náilon a cada  $15^\circ$  ao longo de toda a altura do CC.

Para cada tipo de rugosidade, quatro magnitudes de rugosidade relativa foram ensaiadas, numa tentativa de obter uma visão geral do fenômeno. Detalhes das rugosidades que foram utilizadas nos ensaios podem ser vistos na Tab. 3.1 e no Quadro 3.1.

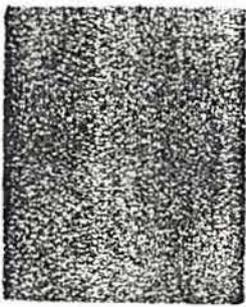
TABELA 3.1. Detalhes das rugosidades utilizadas nos ensaios.

Tipo de rugosidade	k (mm)	$k/d \times 10^5$	s (gr.)	s (mm)	s/k
Lixa Norton Durite S422 n.80	0,27	180	camada fechada		
Lixa Norton Durite S422 n.40	0,61	414	camada fechada		
Lixa Norton Durite S411 n.24	1,03	699	camada aberta		
Lixa Norton Durite S411 n.16	1,66	1122	camada aberta		
Nervura Fio de náilon $\phi$ 0,30	0,30	205	$15^\circ$	19,2	64,0
Nervura Fio de náilon $\phi$ 0,60	0,60	411	$15^\circ$	19,2	32,0
Nervura Fio de náilon $\phi$ 1,00	1,00	685	$15^\circ$	19,2	19,0
Nervura Fio de náilon $\phi$ 1,80	1,80	1233	$15^\circ$	19,2	11,0
Tela metálica 36x36 (34BWG)	0,33	230	$0,55^\circ$	0,7	4,2
Tela metálica 18x18 (30BWG)	0,60	410	$1,10^\circ$	1,4	4,7
Tela metálica 8x8 (25BWG)	1,02	700	$2,50^\circ$	3,2	6,2
Tela metálica 3x3 (20BWG)	1,78	1220	$6,67^\circ$	8,5	9,5

Cabe observar que a altura da rugosidade (k), no caso das lixas foi definida como sendo o valor médio da altura das protuberâncias (dado fornecido pelo fabricante das lixas); para as nervuras, k é o próprio diâmetro dos fios; e para as telas metálicas, k foi definido como duas vezes o diâmetro dos fios que compõem a tela, já que os fios superpõem-se ao se cruzarem.

Ainda deve ser mencionado que as lixas mais finas (n.80 e n.40) eram do tipo "de camada fechada", o que significa que os grãos cobriam 100% da superfície destas lixas. Já as lixas mais

## Rugosidade aleatoriamente distribuída : folhas de lixa



Lixa n.80  
 $k/d = 0,00180$   
 cam. fechada



Lixa n.40  
 $k/d = 0,00414$   
 cam. fechada

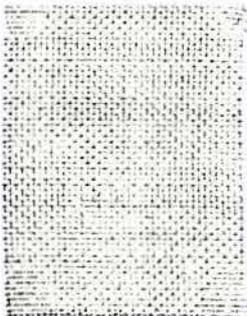


lixa n.24  
 $k/d = 0,00699$   
 cam. aberta

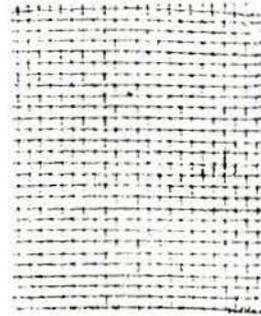


Lixa n.16  
 $k/d = 0,01122$   
 cam. aberta

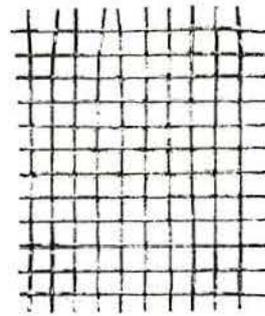
## Rugosidade ordenadamente distribuída : tela metálica



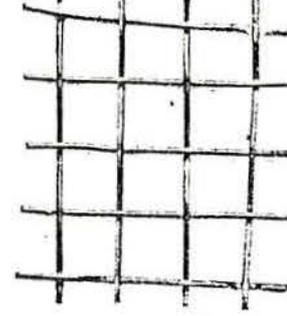
Tela 34BWG  
 $k/d = 0,00230$   
 $s/k = 4,2$



Tela 30BWG  
 $k/d = 0,00410$   
 $s/k = 4,7$



Tela 25BWG  
 $k/d = 0,00700$   
 $s/k = 6,2$

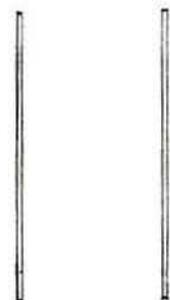


Tela 20BWG  
 $k/d = 0,01220$   
 $s/k = 9,5$

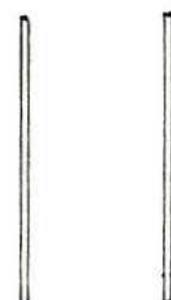
## Rugosidade com nervuras longitudinais : fios de náilon



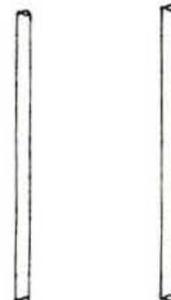
$\phi 0,30\text{mm}$   
 $k/d = 0,00205$   
 $s/k = 64,0$



$\phi 0,60\text{mm}$   
 $k/d = 0,00411$   
 $s/k = 32,0$



$\phi 1,00\text{mm}$   
 $k/d = 0,00685$   
 $s/k = 19,0$



$\phi 1,80\text{mm}$   
 $k/d = 0,01233$   
 $s/k = 11,0$

QUADRO 3.1. Detalhe visual (aproximadamente em verdadeira grandeza) das rugosidades utilizadas nos ensaios.

grossas eram do tipo "de camada aberta", o que significa que os grãos cobriam no máximo 70% da superfície destas lixas (também dados fornecidos pelo fabricante).

Os conjuntos de rugosidade relativa obtidos com as lixas, as nervuras ou as telas foram equivalentes em magnitude, de modo a possibilitar uma comparação direta dos resultados. Os valores das rugosidades relativas foram definidos após a análise dos resultados de CC rugosos publicados por outros autores. Nosso objetivo foi obter condições ultracríticas no TV-2 mesmo com as menores rugosidades de cada tipo, e definir as maiores rugosidades de cada tipo ainda dentro do razoável para ser utilizado em problemas de simulação. Valores exagerados de rugosidade relativa distorcem demais o fluxo (comparado com o observado em CC lisos), e sua utilidade em problemas de simulação é duvidosa.

### 3.2.2. Número de Reynolds

A outra variável nos ensaios foi o número de Reynolds, já que nessa etapa as medições foram feitas em todo o intervalo de velocidades que o TV-2 possibilita (\*). O número de Reynolds variou aproximadamente entre os limites  $50000 \leq Re \leq 400000$ .

Com o intuito de manter as complexidades do estudo dentro de um mínimo e avaliar precisamente os efeitos da rugosidade superficial, todos os demais parâmetros permaneceram invariantes. Na tabela 3.2 aparecem as variáveis e os parâmetros invariantes da primeira etapa de ensaios.

---

(\*) Durante os ensaios, com o modelo em posição, o intervalo de velocidades do vento que podia ser usado esteve entre 5,2 m/s e 39,0 m/s. Foi feita uma tentativa de diminuir a velocidade mínima do TV-2 com o uso de "filtros redutores de velocidade" (basicamente uma espuma de polietileno de espessura 10mm apoiada sobre uma grade metálica que "bloqueava" toda a seção do túnel). No entanto, os resultados obtidos com esse dispositivo foram estranhos. Aparentemente o intervalo crítico era antecipado e descaracterizado. Verificamos que os filtros quebravam a uniformidade do fluxo, dando origem a um perfil de velocidades bastante complexo. Além disso suspeitamos que eles introduzam uma turbulência de escala muito pequena, mas talvez de intensidade significativa. Os resultados obtidos nessas condições foram reservados para uma análise posterior e não foram incluídos no presente trabalho.

TABELA 3.2. Variáveis e parâmetros invariantes na 1ª etapa.

VARIÁVEIS		
Rugosidade	{ Tipo	lixa, nervura ou tela
	{ k/d	$0,00180 \leq k/d \leq 0,01233$
N. de Reynolds		$50000 \leq Re \leq 400000$
PARÂMETROS INVARIANTES		
Características do TV-2	{ Tipo	retorno fechado
	{ Secção transversal	1240 (larg) x 900mm (alt)
	{ Fluxo unif. e suave	$I_1 \cong 0,5\%$ ; $L_1 \cong 11\text{mm}$
Características do CC	{ Tipo	cilindro circ. bidimens.
	{ Dimensões	147mm (di&am) x 900mm (alt)
	{ Bloqueio e esbeltez	11,8% e 6,1

### 3.3. Procedimentos de ensaio - Grandezas medidas

Após o modelo ser fixado a seus suportes, a rugosidade era aplicada sobre sua superfície. O método de fixação das folhas de lixa ou das telas metálicas foi o mesmo. A folha de lixa (ou tela) era colocada em torno do CC e presa por meio de uma costura com barbante. Essa costura ficava exatamente em  $\theta = 180^\circ$  (na esteira do modelo) e prendia com firmeza a folha de lixa (ou tela metálica) de encontro à superfície do CC.

As nervuras foram fixadas sobre a superfície do CC com o uso de um adesivo epóxi. Elas foram posicionadas longitudinalmente ao longo de toda a altura do CC. O afastamento entre as nervuras foi de  $15^\circ$ . Elas eram essencialmente paralelas entre si, sendo desprezíveis os desvios constatados.

Para que a rugosidade não tivesse um efeito local sobre as tomadas de pressão, foram feitos cortes ou furos nas lixas e cortes nos fios das telas ou das nervuras. Esses furos ou cortes foram limitados ao mínimo necessário para não interromper demasiadamente o padrão das rugosidades. Testes preliminares indicaram onde havia necessidade e a dimensão apropriada para os furos

ou cortes (\*).

Depois da fixação da rugosidade, o túnel era ligado na velocidade máxima por 20 ou 30 minutos para que a temperatura em seu interior atingisse um valor mais ou menos constante (em geral próximo a  $30^{\circ}\text{C}$ ). Após esse período, os ensaios propriamente ditos tinham início. A velocidade do túnel era diminuída paulatinamente enquanto registros discretos, mas freqüentes, da velocidade do vento e das pressões na esteira do CC eram feitos.

Os ensaios foram feitos com a velocidade do vento variando de seu valor máximo ao mínimo e novamente ao máximo. Isso permitiu o traçado da curva  $c_{pb} \times Re$  tanto para a condição de "velocidade do fluxo aumentando" como para "velocidade do fluxo diminuindo". Mais adiante serão feitos comentários sobre esse aspecto.

No decorrer dos ensaios também foram tiradas fotografias do multimanômetro para alguns  $Re$ . Isso nos forneceu a distribuição das pressões médias e, conseqüentemente, parâmetros importantes como  $c_{pm}$ ,  $\theta_m$ ,  $\theta_s$ ,  $C_a$ .

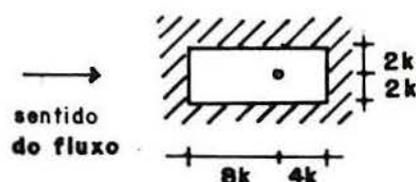
O mesmo procedimento foi observado nos ensaios de cada tipo de rugosidade, de modo que o mesmo conjunto de dados foi coletado para cada tipo de rugosidade, e um confronto de resultados pôde ser feito. Esses resultados serão discutidos em detalhe no próximo item.

### 3.4. Análise dos resultados

Neste item apresentamos as curvas  $c_{pb} \times Re$  e  $c_p \times \theta$  obtidas para cada tipo de rugosidade e discutimos os resultados. Nas figuras a seguir aparecem não apenas as curvas referentes aos nossos ensaios, mas também aquelas que puderam ser coletadas da literatura.

Para facilitar a comparação dos resultados, todas as curvas coletadas da literatura foram transpostas para a mesma

(\*) Esses testes indicaram que a rugosidade não exerceu um efeito local perceptível sobre as pressões medidas nas tomadas quando os espaçamentos mínimos definidos ao lado foram respeitados (vale para lixa, tela ou nervura) :



escala em que apresentamos os resultados do TV-2 (\*). Também estão incluídas no texto tabelas com resumos das variáveis de cada programa experimental que consta nas figuras. É preciso mencionar que a comparação dos resultados só é válida quando se consideram as diferenças entre os programas experimentais. Esse aspecto ficará evidente no correr do texto.

#### 3.4.1. Rugosidade aleatoriamente distribuída

Sob este título enquadram-se as rugosidades obtidas com folhas de lixa, partículas coladas sobre o CC (partículas de areia, poliestireno, vidro, etc.), ou mesmo madeira áspera ou cimento áspero.

Os ensaios no TV-2 foram feitos com modelos recobertos com folhas de lixa. Foram utilizadas lixas para parqué da marca Norton, n.80, n.40, n.24 e n.16. Conforme mencionado no item 3.2, as lixas de n.80 e n.40 tinham partículas densamente distribuídas (cobrindo 100% da superfície das lixas), enquanto que as lixas de n.24 e n.16 tinham partículas com uma distribuição mais esparsa (cobrindo aproximadamente 50% da superfície das lixas). (\*\*)

Analisando inicialmente apenas os resultados do TV-2 (ver Fig. 3.3) observamos que para as duas menores rugosidades ( $k/d = 0,00180$  e  $0,00414$ ) o regime crítico ficou estabelecido para os menores  $Re$  que puderam ser obtidos no TV-2. Para a rugosidade  $0,00180$  foi possível inclusive detectar o surgimento de uma borbulha (associada com o patamar intermediário que a curva apresenta) e depois duas borbulhas (associadas com o  $C_u$  mínimo).

No entanto, para as maiores rugosidades ( $k/d = 0,00699$  e  $0,01120$ ), o regime crítico não foi estabelecido no TV-2. As condições para essas rugosidades foram ultracríticas para todo o intervalo de  $Re$  ensaiado. Lembramos que essas rugosidades correspondem às lixas "de camada aberta" (dist.mais esparsa de part.).

-----  
 (\*) Algum erro está implícito nessa transposição, pois muitas vezes os dados foram retirados de publicações que continham figuras em escalas relativamente reduzidas.

(\*\*) A informação do fabricante é que as lixas n.24 e n.16 são de camada aberta, o que significa que as partículas preenchem no máximo 70% da superfície da folha. A estimativa de 50% é nossa.

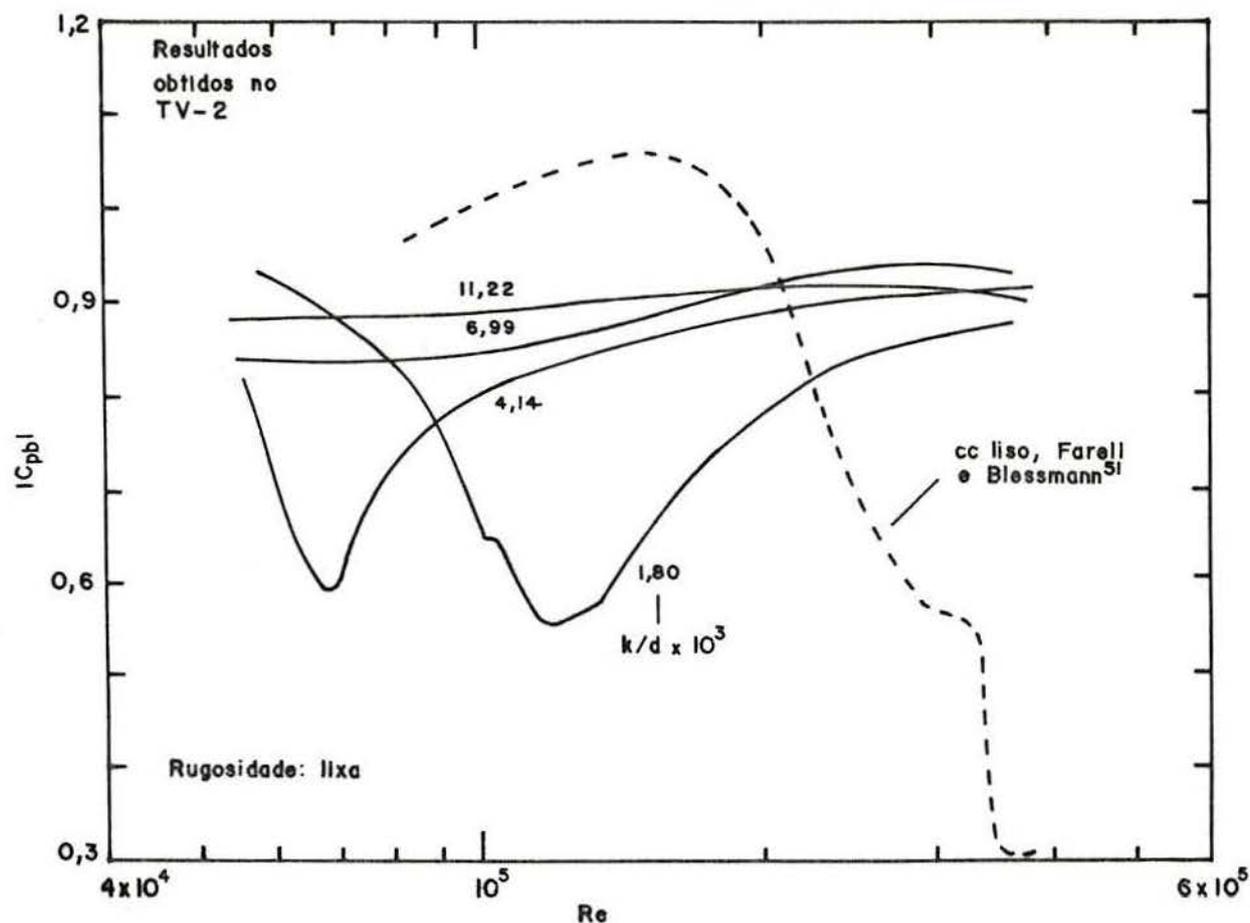


FIGURA 3.3. Coef. de pressão de base em função do número de Reynolds. Dados do presente estudo, corrigidos de bloqueio. CC com rugosidade LIXA.

Suspeitamos que essas lixas com distribuição mais esparsa de partículas são, na verdade, mais eficientes no que se refere a promover a transição de fluxo laminar para turbulento na camada limite, pois cada partícula não fica imediatamente na esteira da outra (como acontece no caso de lixas "de camada fechada") e pode exercer um efeito mais pronunciado na camada limite. A progressão das curvas permite especular que para essas rugosidades o intervalo crítico resulte totalmente descaracterizado.

Na Tab. 3.3 estão os detalhes das rugosidades e as principais variáveis experimentais nos ensaios que se referem a CC com rugosidade aleatoriamente distribuída e cujos resultados aparecem nas Fig. 3.3 a 3.5. Essa tabela foi incluída para facilitar a discussão comparativa.

TABELA 3.3. CC com rugosidade aleatoriamente distribuída. Detalhes da rugosidade e principais variáveis experimentais em diversos programas.

Autor Ano (ref.)	$I_1$ (%)	l/d	d/b . PT (%)	correç. de bloq.	Rugosidade $k/d$ ( $\times 10^3$ ) e detalhes
Ribeiro (presente)	0,50	6,1	11,8	não	Farell et al. (*) 1,80 lixa Norton 80 densa 4,14 lixa Norton 40 densa 6,99 lixa Norton 24 espar. 11,22 lixa Norton 16 espar.
Nakamura e Tomonari 1982 (111)	0,12	3,3	15,5	não	Allen e Vincenti 0,90 partículas de 2,26 poliestireno 5,16 densamente 10,00 distribuídas
Batham 1973 ( 14)	0,50	6,7	5,0	não	Allen e Vincenti 2,17 areia sobre verniz
Farell et al. 1977 ( 48)	0,20 0,50	5,9 8,0	vari- ável	não não	Farell et al. 5,14 lixa Norton 36E densa 5,14 lixa Norton 36E densa
Farell e B. 1982 ( 50)	0,50	6,1	11,8	não	Farell et al. 2,50 areia sobre PVA
Güven- 1975 ( 70)	0,20	3,1	17,8	não	Allen e Vincenti 1,59 lixa Norton 40E densa 1,98 lixa Norton 36E densa 2,66 lixa Norton 24S densa 3,55 lixa 3M-20 (média) 6,21 lixa 3M-12 (esparsa)
Achenbach 1971 ( 2)	0,70	3,3	16,6	não	Farell et al. 1,10 (**) lixa 4,50 (**) lixa

Observações:

- (\*) O procedimento para correção de bloqueio proposto por Farell et al. (1977)<sup>48</sup> é uma variante do procedimento proposto por Allen e Vincenti. Ambos os procedimentos estão descritos em Farell et al.<sup>48</sup>. Detalhes adicionais podem ser vistos em Farell e Blessmann (1983)<sup>52</sup>.
- (\*\*) Achenbach<sup>2</sup> não fornece  $k/d$ , mas  $k_s/d$ , onde  $k_s$  é a altura equivalente de rugosidade, definida a partir de experimentos de perda de pressão em dutos quadrados (detalhes adicionais podem ser vistos na ref. 2). Na falta de informações mais completas, assumimos  $k \cong k_s$ .

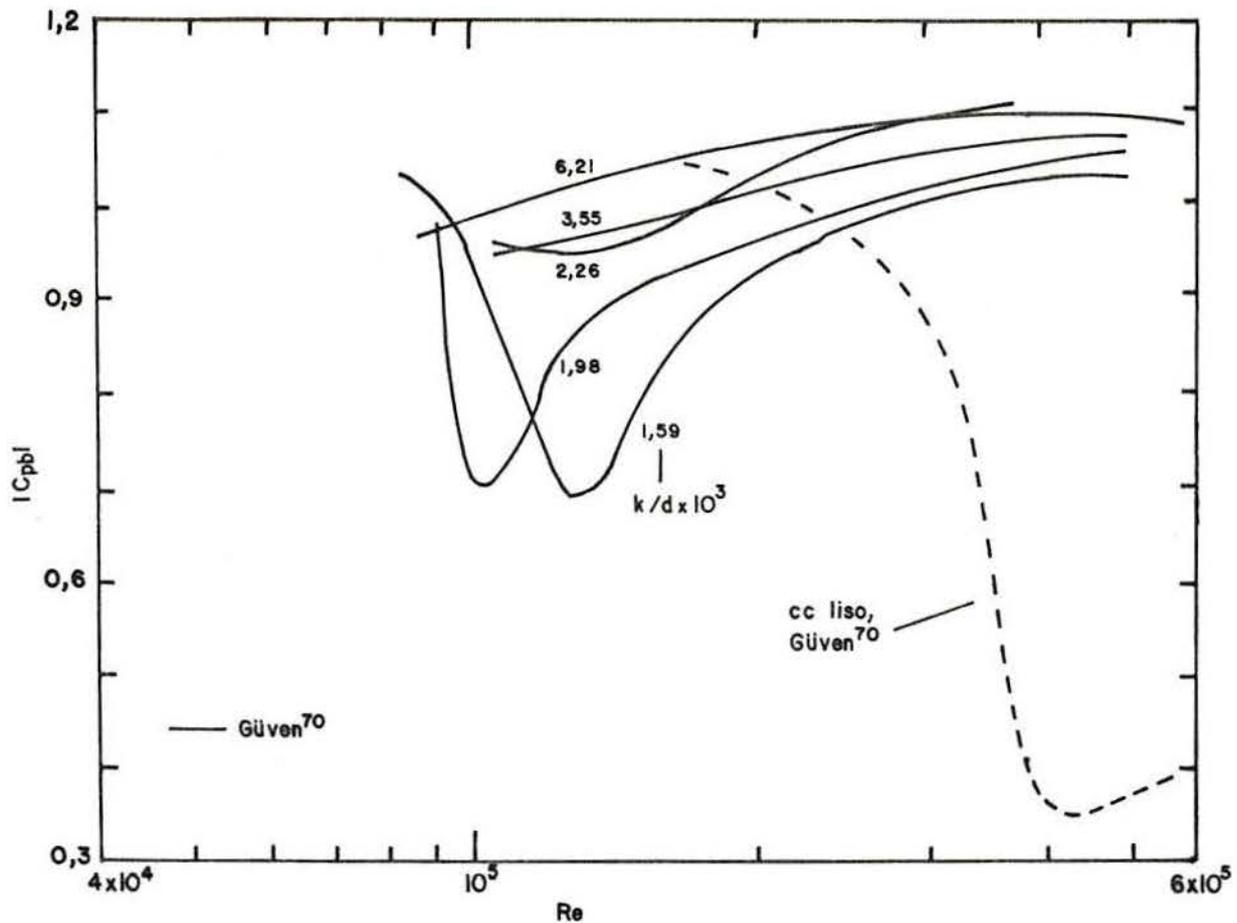


FIGURA 3.4. Coef. de pressão de base em função do número de Reynolds. Dados da literatura corrigidos de bloqueio. CC com rugosidade aleatoriamente distribuída.

Na Fig. 3.4 estão os resultados obtidos por Güven (1975)<sup>70,79</sup>. O conjunto de curvas é muito semelhante ao obtido no TV-2. Com efeito, Güven também pôde observar o regime crítico para as duas menores rugosidades ( $k/d = 0,00159$  e  $0,00198$ ), as quais tinham uma distribuição densa de partículas. Enquanto que para as duas maiores rugosidades ( $k/d = 0,00355$  e  $0,00621$ ), que tinham uma distribuição esparsa de partículas, as condições foram ultracríticas para todo o intervalo estudado; exatamente como observado no TV-2.

Qualitativamente os resultados de Güven e do TV-2 são muito semelhantes, mas quantitativamente há duas diferenças importantes: nos ensaios de Güven  $|c_{pb}|$  foi sempre mais elevado (em torno de 10% a 20% superior) e o intervalo crítico foi sempre mais estreito.

Nos ensaios de Güven, o bloqueio era considerável (17,8%), mas as diferenças no coef. de pressão de base não podem ser atribuídas ao bloqueio, pois seus resultados e os do TV-2 foram corrigidos de bloqueio utilizando procedimentos análogos. Contudo, Güven usou um cilindro de menor esbeltez (ver Tab. 3.3), e isso, no caso de CC, definitivamente origina  $|c_{pb}|$  e  $C_a$  mais elevados.

Também o intervalo crítico mais estreito nos ensaios de Güven pode ser explicado observando-se dois aspectos: seus ensaios foram com uma intensidade de turbulência menor e uma razão de bloqueio maior que aquelas do TV-2. Ambos os aspectos contribuem para o observado, ou seja, para originar um intervalo crítico mais estreito e definido.

A seguir, na Fig. 3.5, estão os resultados de Farell e Blessmann (1982)<sup>50</sup>, Farell et al. (1977)<sup>48</sup>, Batham (1973)<sup>14</sup>, Achenbach (1971)<sup>2</sup> e Nakamura e Tomonari (1982)<sup>111</sup>.

Os resultados de Farell e Blessmann também foram obtidos no TV-2 com o mesmo CC utilizado no presente trabalho, mas tendo partículas de areia como rugosidade ( $k/d = 0,00250$ ). Observamos que Farell e Blessmann obtiveram em seus ensaios (rugosidade areia)  $C_a$  e  $|c_{pb}|$  um pouco superiores aos valores que poderiam ser interpolados a partir de nossos resultados (rugosidade lixa) para  $k/d = 0,00250$ , mas as diferenças são pequenas.

Os resultados de Farell et al. são muito interessantes, pois trata-se de um mesmo CC rugoso que foi ensaiado em dois TE diferentes, o que implicou esbeltez diferente. Conforme o que foi mencionado acima (na análise dos resultados de Güven) e conforme o que em geral tem sido constatado na literatura, o cilindro mais esbelto apresentou menor  $|c_{pb}|$ .

Os resultados de Batham exigem uma interpretação mais cuidadosa. Batham fez medições apenas para dois Re:  $\cong 110000$  e  $\cong 235000$ . Observamos que o  $|c_{pb}|$  medido para o maior Re foi ligeiramente inferior. Se esses resultados referem-se ao regime ultracrítico, então em seus ensaios esse regime foi estabelecido para um Re muito baixo, incompatível com a rugosidade utilizada (partículas de areia,  $k/d = 0,00220$ ).

No entanto, há outra possibilidade, mencionada por Fedeniuk<sup>58</sup>, qual seja, Batham pode ter "perdido" o intervalo

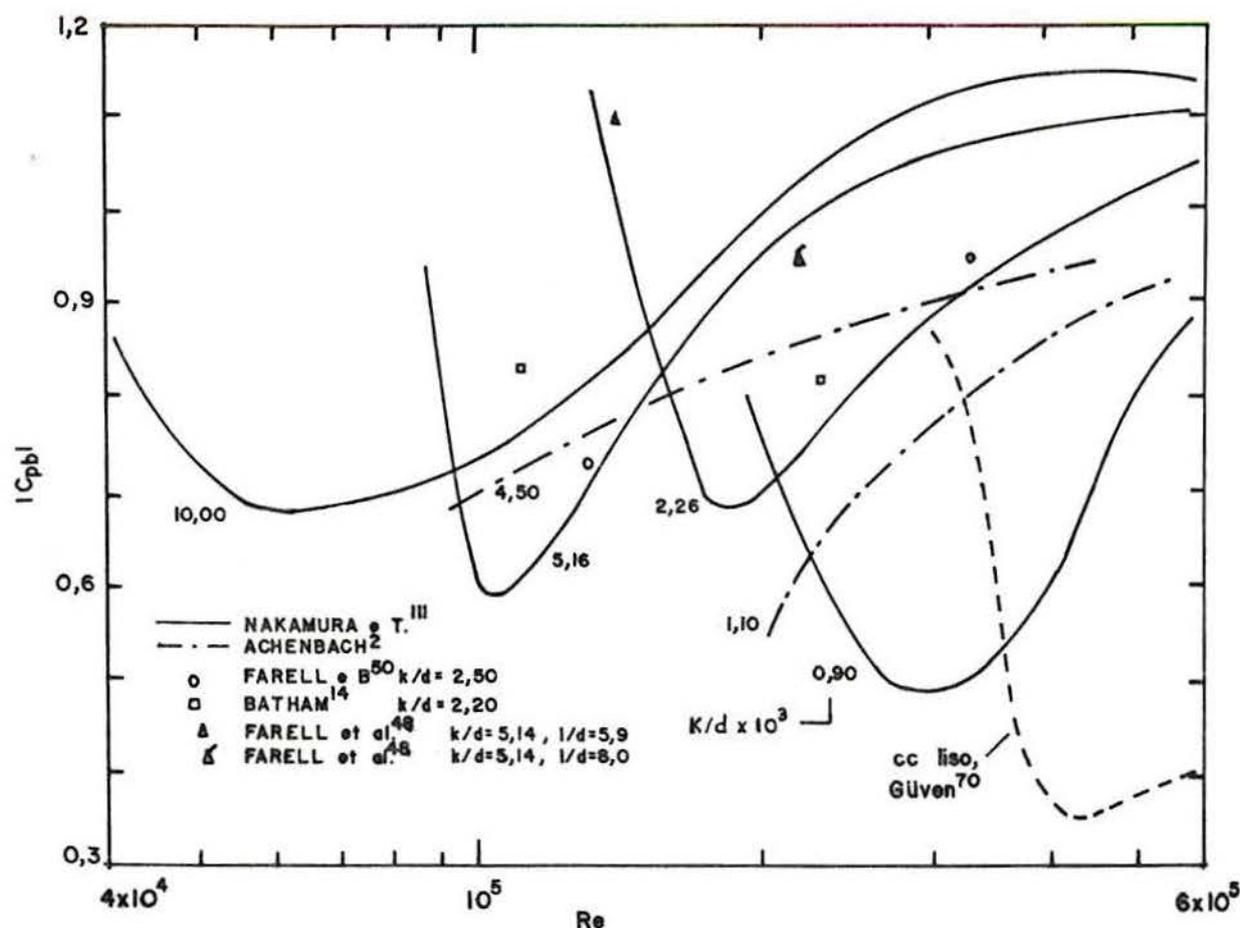


FIGURA 3.5. Coef. de pressão de base em função do número de Reynolds. Dados da literatura corrigidos de bloqueio. CC com rugosidade aleatoriamente distribuída.

crítico. Com efeito, isso parece provável, pois suas condições experimentais eram semelhantes às do TV-2 (ver Tab. 3.3), e seus resultados encontram-se próximos à curva obtida no TV-2 com a rugosidade  $k/d = 0,00180$ . Um de seus resultados estaria na transição entre os regimes subcrítico e crítico, e o outro, no regime supercrítico.

Achenbach já publicou diversos trabalhos sobre o fluxo em torno de CC (ver ref. 1,2,3,4 e 5) e apresenta um extenso conjunto de dados sobre o assunto. Infelizmente ele publicou poucos resultados referentes a  $|c_{pb}|$ . Analisando seus resultados que aparecem na Fig. 3.5, observamos que eles estão dentro do esperado para a gama de rugosidades relativas estudadas.

Nakamura e Tomonari apresentam um extenso conjunto de dados, mas notamos algumas discrepâncias não explicadas pelos

autores. Seus ensaios (no que se refere aos resultados de  $c_{pb}$  aqui reproduzidos) foram sempre com um mesmo CC (diâmetro 620mm) em um mesmo TE. Assim, a turbulência, a esbeltez e o bloqueio não variaram. A rugosidade foi obtida colando-se partículas de poliestireno sobre o CC. Isso pode ter sido a origem das discrepâncias, pois talvez ao trocar o tamanho das partículas também sua densidade de distribuição ficasse alterada. As discrepâncias em seus resultados seriam a extensão do intervalo crítico, que parece não seguir nenhuma tendência, e os valores elevados de  $|c_{pb}|$  medidos para o CC de rugosidade  $k/d = 0,00226$ .

Comparando as Fig. 3.3 e 3.5, observamos que o regime crítico foi estabelecido em menores  $Re$  nos ensaios do TV-2 se comparado aos ensaios de Nakamura e Tomonari. É provável que isso se deva a diferenças na densidade de distribuição das partículas (\*). Também observamos que  $|c_{pb}|$  foi um pouco superior nos ensaios de Nakamura e Tomonari. Exatamente como foi argumentado na comparação com os resultados de Güven, isso deve estar associado à menor esbeltez do CC utilizado por Nakamura e Tomonari (ver Tab. 3.3). No regime ultracrítico,  $|c_{pb}|$  foi semelhante nos ensaios de Güven<sup>70</sup> e Nakamura e Tomonari<sup>111</sup> ( $l/d = 3,1$  e  $3,3$  respectivamente). Por outro lado, os valores medidos por esses autores foram 10% a 20% superiores aos valores medidos no TV-2 ( $l/d = 6,1$ ), conforme poderia ser esperado.

Por fim, é interessante mencionar que tanto Güven (ver ref. 73, dados para a rugosidade com lixa n.24) quanto Buresti (ver ref. 30, dados para a rugosidade com lixa n.60) observaram que um tipo diferente de lixa (de outro material, certamente com outra densidade de distribuição de partículas) acusava um comportamento anômalo, que não se enquadrava na tendência geral. Essas informações e também as informações contidas nos parágrafos anteriores indicam que a densidade de distribuição parece ser um fator tão importante quanto a própria altura da rugosidade. Na sequência deste trabalho esse aspecto será discutido em maior detalhe.

---

(\*) Nakamura e Tomonari mencionam em seu trabalho (ref. 111) que a rugosidade foi obtida com partículas "densamente distribuídas", o que, conforme mencionamos anteriormente, parece ser menos eficiente no que diz respeito a antecipar as transições de regime.

### 3.4.2. Rugosidade ordenadamente distribuída

Sob este título enquadram-se as rugosidades distribuídas que apresentam um padrão ordenado e uniforme de disposição. CC com tal tipo de rugosidade têm sido obtidos com o uso de tela metálica (Murthy e Rose (1978)<sup>107</sup>, Hove et al (1978)<sup>79</sup> e Fedeniuk (1982)<sup>58</sup>) ou através de um recartilhado mecânico que gera um padrão de pequenas pirâmides sobre a superfície (Achenbach (1977)<sup>4</sup>, Achenbach e Heinecke (1981)<sup>5</sup> e Rooney e Peltzer (1981)<sup>125, 126</sup>).

Analisando inicialmente a Fig. 3.6, que contém os resultados dos ensaios realizados no TV-2, podemos observar uma tendência definida. Para a menor rugosidade ( $k/d = 0,00230$ ), o intervalo crítico ficou bem caracterizado. É possível, inclusive, discernir os trechos correspondentes ao surgimento de uma e após duas borbulhas. Para  $k/d = 0,00410$ , o regime supercrítico ficou estabelecido para os menores Re. Por outro lado, para as rugosidades  $k/d = 0,00700$  e  $0,01220$ , as condições foram ultracríticas ao longo de todo o intervalo de ensaio.

É evidente a capacidade das maiores rugosidades relativas de antecipar as transições de regime de modo mais pronunciado. É interessante observar que a curva correspondente a maior rugosidade ( $k/d = 0,01220$ ) está relativamente mais afastada das demais. É possível que o intervalo crítico resulte completamente descaracterizado para esta rugosidade. Esses aspectos podem estar associados com a própria altura relativa da rugosidade, mas também à densidade de distribuição dessa rugosidade, pois seu afastamento relativo  $s/k$  era consideravelmente maior que aquele das demais rugosidades (ver Tab. 3.5).

Nesta altura é importante mencionar que ensaios realizados por Güven (1975)<sup>70</sup> com CC nervurados indicaram que quando o afastamento relativo era da ordem de  $s/k = 10$  a  $20$ , a rugosidade exercia um efeito máximo sobre os coef. de força e de pressão e sobre as transições de regime. Menores afastamentos relativos implicavam que cada nervura não exercia todo o seu efeito, pois, de certo modo, estaria na "esteira" da nervura seguinte a barlavento. Esses resultados servem para quantificar o problema, e voltaremos a esse assunto mais adiante.

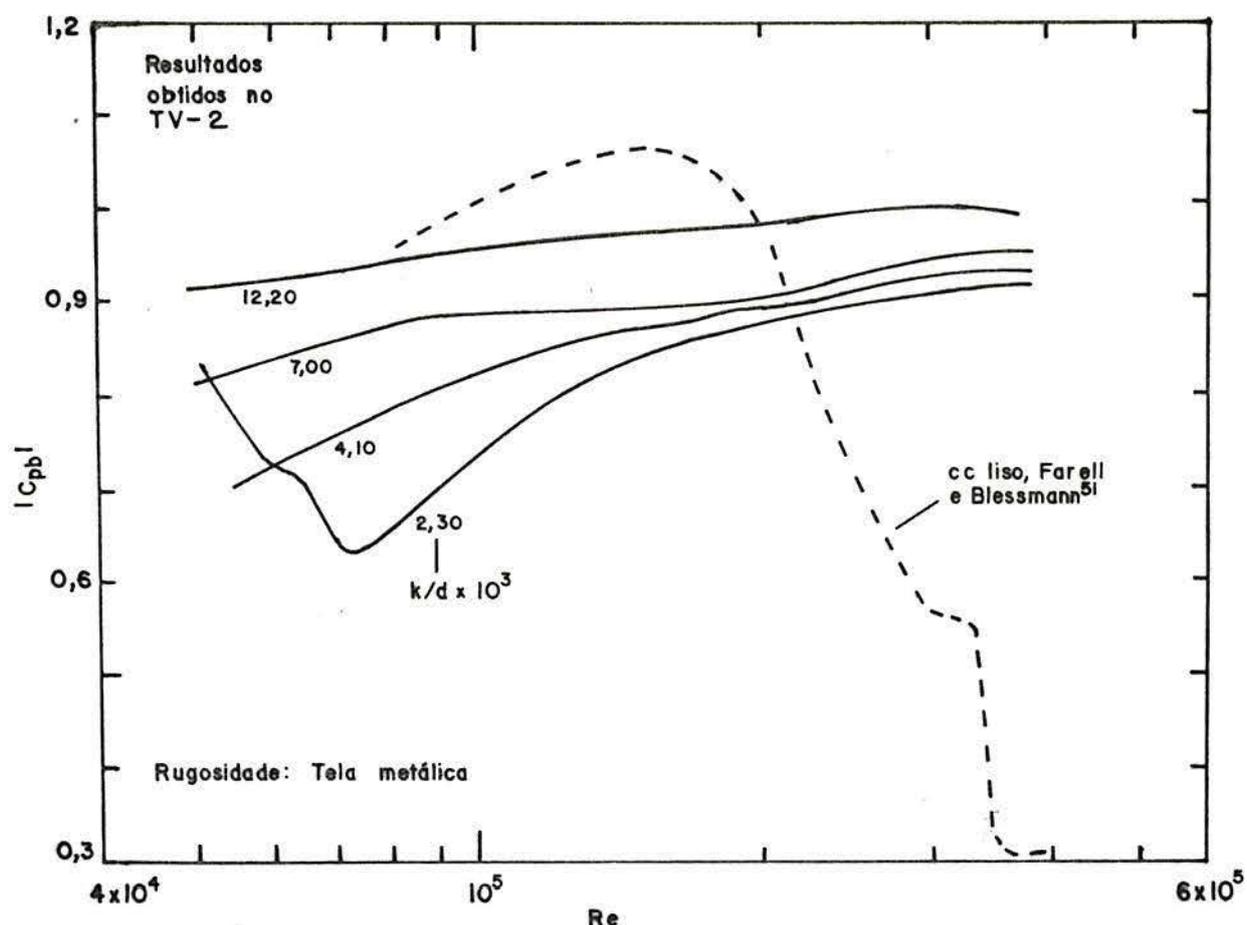


FIGURA 3.6. Coeficiente de pressão de base em função do número de Reynolds. Dados do presente estudo, corrigidos de bloqueio. CC com rugosidade TELA METALICA.

A densidade de distribuição também parece explicar as diferenças entre os resultados do TV-2 e aqueles de Achenbach (1977)<sup>4</sup> (CC, rugosidade com pirâmides). A partir das curvas  $C_{pb} \times Re$  apresentadas por Achenbach na ref. 4 foi possível identificar as transições de regime e escrever a Tab. 3.4.

Observamos na Tab. 3.4 que as transições de regime foram antecipadas de forma relativamente mais pronunciada nos ensaios com CC rugosos no TV-2. Atribuímos a maior capacidade de antecipar as transições de regime que as rugosidades utilizadas no TV-2 apresentaram (comparado aos resultados de Achenbach) exatamente à sua menor densidade de distribuição (ver Tab. 3.5; o afastamento relativo das rugosidades utilizadas por Achenbach e das utilizadas no TV-2 era respectivamente da ordem de 2,5 e 5,0).

TABELA 3.4. Comparação entre os valores de  $Re_{crit}$  e  $Re_s$  (\*) obtidos no TV-2 e aqueles obtidos por Achenbach (1977)<sup>4</sup> (\*\*).

	Achenbach	TV-2	Achenbach	TV-2
k/d	0,00300	0,00230	0,00600	0,00700
$Re_{crit}$	110000	75000	55000	< 50000
$Re_s$	300000	180000	170000	90000

Na verdade, existem diferenças importantes entre as condições experimentais do TV-2 e dos ensaios em questão de Achenbach, às quais, no entanto, não se pode atribuir o observado. Essas diferenças, como podemos ver na Tab. 3.5, seriam: nos ensaios de Achenbach a esbeltez era menor (o que não deve influenciar nas transições de regime) e o bloqueio era maior (o que deve antecipar ligeiramente as transições de regime, ou seja, agir em sentido oposto ao observado).

Na Fig. 3.7, além de alguns resultados de Achenbach, aos quais já fizemos referência, ainda aparecem os resultados obtidos por Rooney e Peltzer (1981)<sup>125, 126</sup>, Fedeniuk (1982)<sup>58</sup>, Murthy e Rose (1978)<sup>107</sup> e Hove et al. (1978)<sup>79</sup>.

Rooney e Peltzer não apresentam detalhes da geometria da rugosidade utilizada em seus ensaios (obtida através de um recartilhado mecânico da superfície do CC). Possivelmente seja um padrão de rugosidade semelhante ao obtido por Achenbach, ou seja, pirâmides densamente distribuídas sobre a superfície.

(\*) O n. de Reynolds superior (transição do regime supercrítico para ultracrítico) foi identificado subjetivamente nas curvas. O mesmo vale para o n. de Reynolds crítico, mas nesse caso a subjetividade é menor, pois esse ponto resulta melhor definido (correspondendo ao ponto onde  $C_u$  é mínimo).

(\*\*) Na ref. 4, Achenbach definiu as rugosidades relativas que aparecem na tabela como 0,00300 e 0,00200 ao associar os  $Re$  críticos obtidos em seus ensaios com os obtidos por Fage e Warsap (ref.44). Ele admite explicitamente que apenas k/d é um parâmetro insuficiente para caracterizar a rugosidade. Na comparação acima, nós calculamos k/d em função da altura de seus elementos rugosos porque esse é o parâmetro que nos interessa no momento.

TABELA 3.5. CC com rugosidade ordenadamente distribuída. Detalhes da rugosidade e principais variáveis experimentais em diversos programas.

Autor Ano (ref.)	$I_s$ (%)	$l/d$	$d/b$ (%)	PT	correç. de bloq.	Rugosidade $k/d^a$ s/k e detalhes ( $\times 10^3$ )
Ribeiro (presente)	0,50	6,1	11,8	não	Farell et al.	2,30 4,2 tela metálica 4,10 4,7 7,00 6,2 12,20 9,5
Fedeniuk 1982 ( 58)	0,15	6,0	11,8	não	Allen e Vincenti	6,50 1,3 tela metálica 10,00 1,3
Murthy e R. 1978 (107)	0,50	8,5	8,1	não	Farell et al.	1,10 (2,7) tela metálica
Hove et al. 1978 ( 79)	?	?	?	não	?	1,00 (1,3) tela metálica 10,00 (1,3)
Achenbach 1977 ( 4)	0,45	3,3	16,6	não	Farell et al.	0,75 2,8 recartilhado 3,00 2,7 6,00 2,3
Rooney e P. 1981(125,126)	0,20	16,9	5,0	sim	?	1,00 ? recartilhado

Comparando as curvas de  $C_a \times Re$  apresentadas por Rooney e Peltzer<sup>125</sup> ( $k/d = 0,00100$ ) e por Achenbach<sup>4</sup> ( $k/d = 0,00075$ ), ou as correspondentes curvas de  $c_{pb} \times Re$  compiladas por nós (ver Fig. 3.7), observamos que  $Re_{crt}$  foi similar nos dois casos ( $\cong 250000$ ), mas o intervalo crítico foi muito mais estreito nos ensaios de Rooney e Peltzer. É provável que isso seja devido a menor intensidade de turbulência presente nos ensaios de Rooney e Peltzer.

No TV-2 não foram ensaiados modelos com rugosidades relativas dessa ordem, de modo que faltam dados para uma comparação direta com os resultados de Rooney e Peltzer. No entanto, a informação interessante que pode ser extraída do parágrafo anterior diz respeito ao efeito relativamente discreto que rugosidades densamente distribuídas exercem sobre as

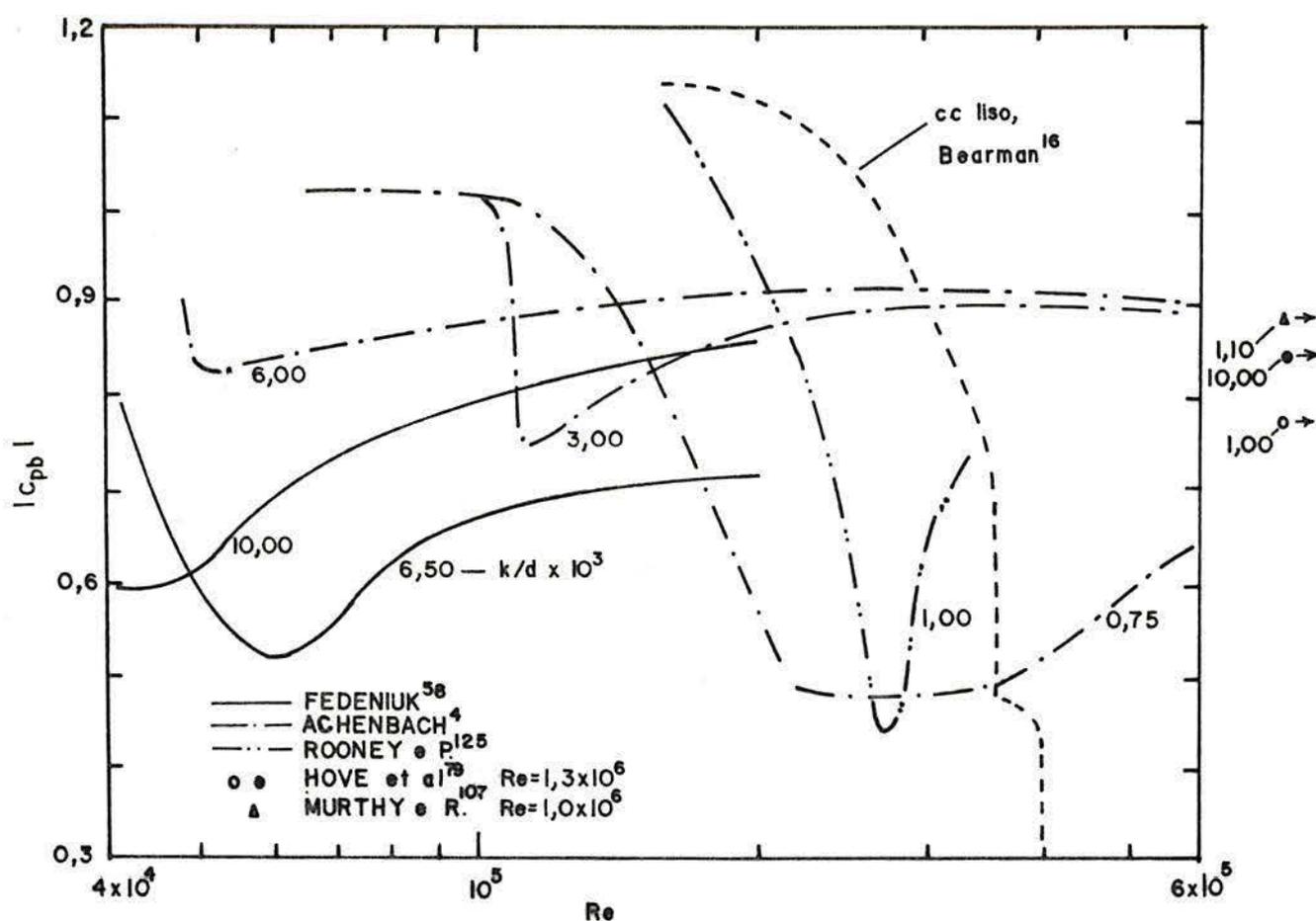


FIGURA 3.7. Coef. de pressão de base em função do número de Reynolds. Dados da literatura corrigidos de bloqueio. CC com rugosidade ordenadamente distribuída.

transições de regime. Achenbach obteve  $Re_{crt} \cong 250000$  para o CC com rugosidade  $k/d = 0,00075$ , enquanto que em seus ensaios com um modelo liso ele obteve  $Re_{crt} \cong 350000$ .

Frank (1981)<sup>60</sup> e depois Fedeniuk (1982)<sup>58</sup> fizeram ensaios em um mesmo TE, com um mesmo CC provido de tela metálica ( $k/d = 0,00650$  e  $0,01000$ ). Esses ensaios faziam parte de um mesmo programa, e, na ref. 58, Fedeniuk apresenta as curvas de  $c_{pb} \times Re$  para ambas as rugosidades ensaiadas. Essas curvas aparecem na Fig. 3.7.

Comparando as Fig. 3.6 e 3.7, observamos que as rugosidades ensaiadas no TV-2 foram mais eficientes em antecipar as transições de regime, mas também implicaram maior  $|c_{pb}|$ . Esse efeito mais drástico, exercido pelas rugosidades utilizadas no TV-2, não pode ser explicado pelas diferenças experimentais (as

condições experimentais nos dois ensaios eram semelhantes, ver Tab. 3.5), mas novamente esclarece-se quando consideramos a densidade de distribuição da rugosidade. Fedeniuk utilizou telas muito densas, o espaçamento entre os fios era pequeno, o que implica um efeito mais discreto sobre o fluxo.

Murthy e Rose (1978)<sup>107</sup> também realizaram ensaios com CC providos de tela metálica (rugosidade  $k/d = 0,00110$ ). As condições experimentais eram semelhantes às do TV-2, mas o número de Reynolds foi mais elevado ( $Re \cong 1,0 \times 10^6$ ), de modo que uma comparação de resultados é difícil. Contudo, extrapolando os resultados do TV-2, podemos dizer que o valor de  $|c_{pb}|$  medido por Murthy e Rose encontra-se dentro do esperado.

Hove et al. (1978)<sup>79</sup> realizaram ensaios com CC providos de tela metálica ( $k/d = 0,00100$  e  $0,01000$ ) para  $Re \cong 1,3 \times 10^6$ , ou seja, similar ao Re em que Murthy e Rose fizeram seus ensaios. Infelizmente, na ref. 79 eles não fornecem detalhes de seus ensaios (bloqueio, esbeltez ou intensidade de turbulência), de modo que não é possível uma comparação direta.

Na Fig. 3.7 observamos que os valores de  $|c_{pb}|$  medidos por Hove et al. (para  $k/d = 0,00100$  e  $0,01000$ ) foram inferiores ao valor medido por Murthy e Rose (para  $k/d = 0,00110$ ). É possível que esse aspecto esteja diretamente associado ao menor afastamento relativo que as rugosidades utilizadas por Hove et al. possuíam (se comparadas com a rugosidade utilizada por Murthy e Rose, ver Tab. 3.5), mas também é possível que esteja associado a outras diferenças nas condições experimentais, a respeito das quais não possuímos informações.

### 3.4.3. Rugosidade com nervuras longitudinais

Esse tipo de rugosidade refere-se àquela que é obtida quando são fixadas nervuras ao longo de toda a extensão do cilindro, com um dado afastamento sobre a superfície (\*).

Importantes estudos utilizando nervuras, mas em modelos de torre de refrigeração, foram feitos por Farell et al. (1977)<sup>48</sup>, Farell e Patel (1977)<sup>56</sup>, Sun e Zhou (1983)<sup>152</sup> e Riera et al.

(\*) Simplificadamente, no texto faremos referência a essa rugosidade através do termo "cilindro nervurado".

(1983)<sup>124</sup>. Esses estudos esclarecem muitos aspectos do fenômeno, contudo uma comparação direta com os resultados obtidos em ensaios com CC não é apropriada.

Güven (1975)<sup>70,79</sup>, Roulle (1980)<sup>190</sup> e Pris (1960)<sup>120</sup> (1961)<sup>121</sup> realizaram ensaios com CC nervurados. Os trabalhos de Güven e de Roulle foram extensos e trouxeram à luz muitas informações importantes. As medições de  $c_{pb}$  feitas por estes dois autores estão incluídas nas figuras que seguem. De outra parte, os resultados de Pris requerem uma interpretação mais cuidadosa.

As figuras que Pris apresenta com a distribuição de pressões médias em todo o contorno do CC mostram claramente que houve efeitos locais das nervuras sobre as pressões medidas (ver ref. 120, Planche V, Tableau V, por exemplo), de modo que seus resultados devem ser interpretados com essa informação em mente. Além disso, deve ser dito que Pris utilizou placas terminais circulares de tamanho relativamente pequeno (as placas projetavam-se apenas  $\cong 1,2d$  além do contorno externo do CC). Isso deve ter contribuído para os valores de  $C_u$  e principalmente de  $|c_{pb}|$  razoavelmente baixos que ele obteve em seus ensaios.

Pelos motivos citados acima, não achamos interessante utilizar os valores dos coef. de força e de pressão medidos por Pris como termo de comparação. Contudo, a partir de seus resultados é possível identificar  $Re_{crit}$  e  $Re_g$  para os CC nervurados ensaiados. Observamos que a rugosidade utilizada por Pris foi bastante eficiente no que diz respeito a antecipar o estabelecimento do regime ultracrítico (as nervuras utilizadas por Pris eram cordas de piano espaçadas entre si de  $10^\circ$ ).

Na Fig. 3.8 podem ser vistos os resultados obtidos com os CC nervurados ensaiados no TV-2. Observamos que  $Re_{crit}$  só ficou definido para a menor das rugosidades ( $k/d = 0,00205$ ). Para essa rugosidade o regime ultracrítico também parece ter sido atingido, mas apenas para os mais altos  $Re$  ( $\geq 350000$ , digamos). Para as maiores rugosidades, condições ultracríticas já evidenciam-se a  $Re$  bem menores.

As maiores rugosidades foram mais eficientes em promover o regime ultracrítico provavelmente não apenas devido à maior rugosidade relativa, mas também devido ao menor afastamento relativo entre as nervuras (ver Tab. 3.6, e, lembrando, conforme

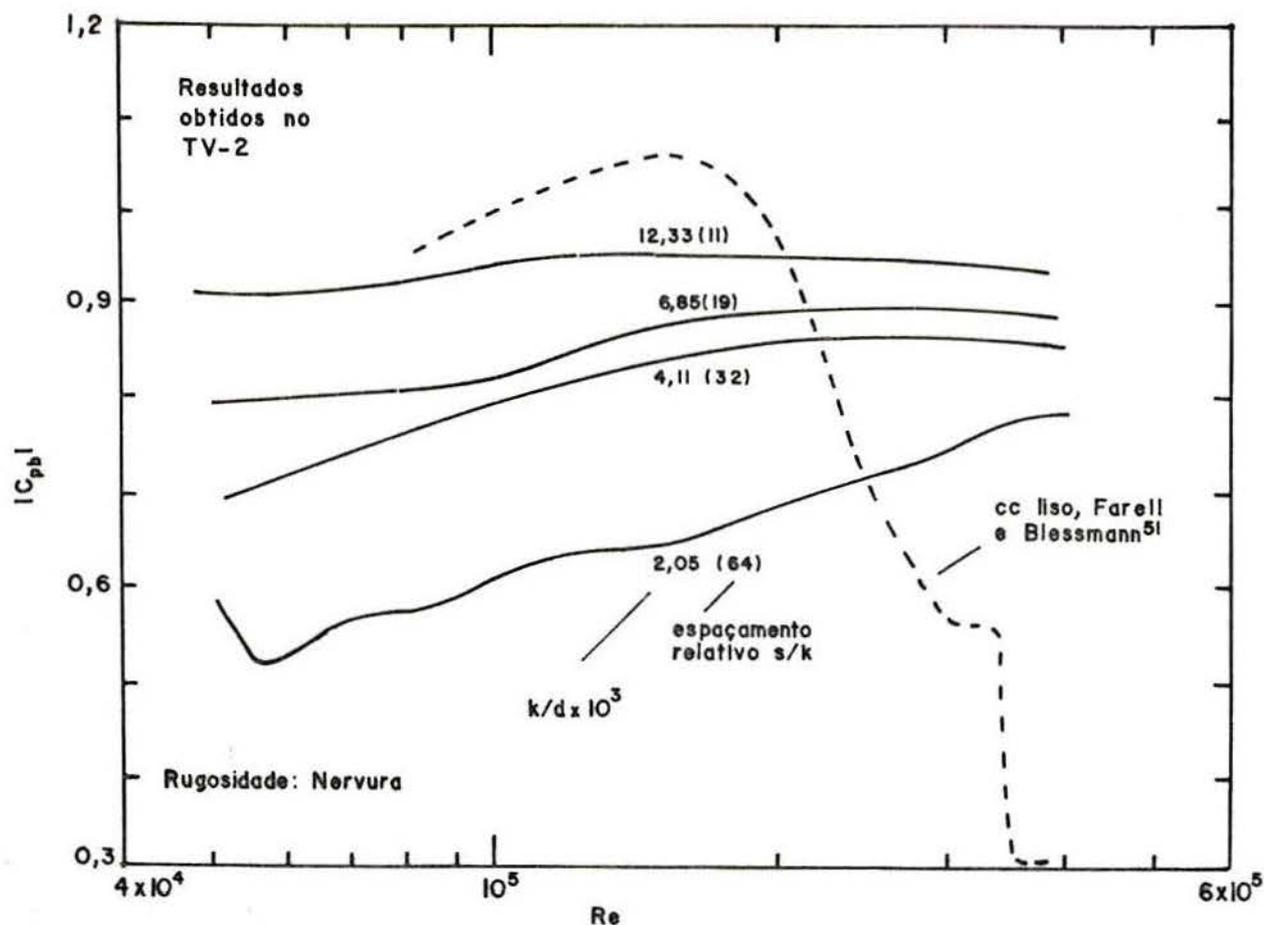


FIGURA 3.8. Coef. de pressão de base em função do número de Reynolds. Dados do presente estudo corrigidos de bloqueio. CC com NERVURAS.

Güven, um afastamento relativo da ordem de 10 a 20 é que seria o mais eficiente para antecipar as transições de regime).

Na Fig. 3.9 estão os resultados de ensaios conduzidos por Güven (1975)<sup>70</sup> e Rouille (1980)<sup>190</sup>. Os resultados obtidos por Güven constituem um conjunto de curvas muito interessante e que esclarece alguns aspectos da influência das nervuras. Para a menor das rugosidade ( $k/d = 0,00197$ ), observamos que o ensaio com nervuras mais próximas ( $s = 10^\circ$ ) implicou  $|c_{pb}|$  mais elevado e transições de regime a menores Re, se comparado ao ensaio com nervuras mais afastadas ( $s = 20^\circ$ ).

O mesmo é observado para a rugosidade  $k/d = 0,00338$ ; mas há uma inversão nessa tendência para a maior das rugosidades ( $k/d = 0,00647$ ). Güven sugere que a chave para entender esse comportamento reside no afastamento relativo entre as nervuras.

TABELA 3.6. CC com nervuras longitudinais. Detalhes da rugosidade e principais variáveis experimentais em diversos programas.

Autor Ano (ref.)	$I_1$ (%)	l/d	d/b	PT	correç. de bloq.	Rugosidade $k/d_a$ ( $\times 10^3$ )	$\Delta\theta$	s/k	e detalhes
Ribeiro (presente)	0,50	6,1	11,8	não	Farell et al.	2,05 4,11 6,85 12,33	15° 15° 15° 15°	64 32 19 11	nervuras circulares
Güven 1975 (70)	0,20	3,4	17,8	não	Allen e Vincenti	1,97 1,97 3,38 3,38 6,47 6,47	10° 20° 10° 20° 10° 20°	44 88 25 51 13 27	nervuras retang.
Rouille 1980 (130)	0,50	2,0	12,5	sim	?	0,80 1,20 1,60 2,00 3,20 4,00 6,40	10° 10° 10° 10° 10° 10° 10°	109 73 55 43 27 22 14	nervuras circulares
Ko et al. 1987 (90)	0,40	9,0 4,4	9,0 18,0	sim sim	Allen e Vincenti	9,00 4,20		0,41 0,50	entalhes em "v"

Nervuras mais próximas resultam numa rugosidade mais eficiente (poderíamos dizer também numa rugosidade "efetiva" maior), mas essa afirmativa transforma-se em seu oposto no caso de nervuras demasiadamente próximas.

Com respeito aos resultados de Güven reunidos na Fig. 3.9, ainda observamos que apenas o regime ultracrítico foi contemplado para a maior rugosidade, e é bem possível que o regime crítico, caso pudesse ter sido visto, mostrar-se-ia totalmente descaracterizado.

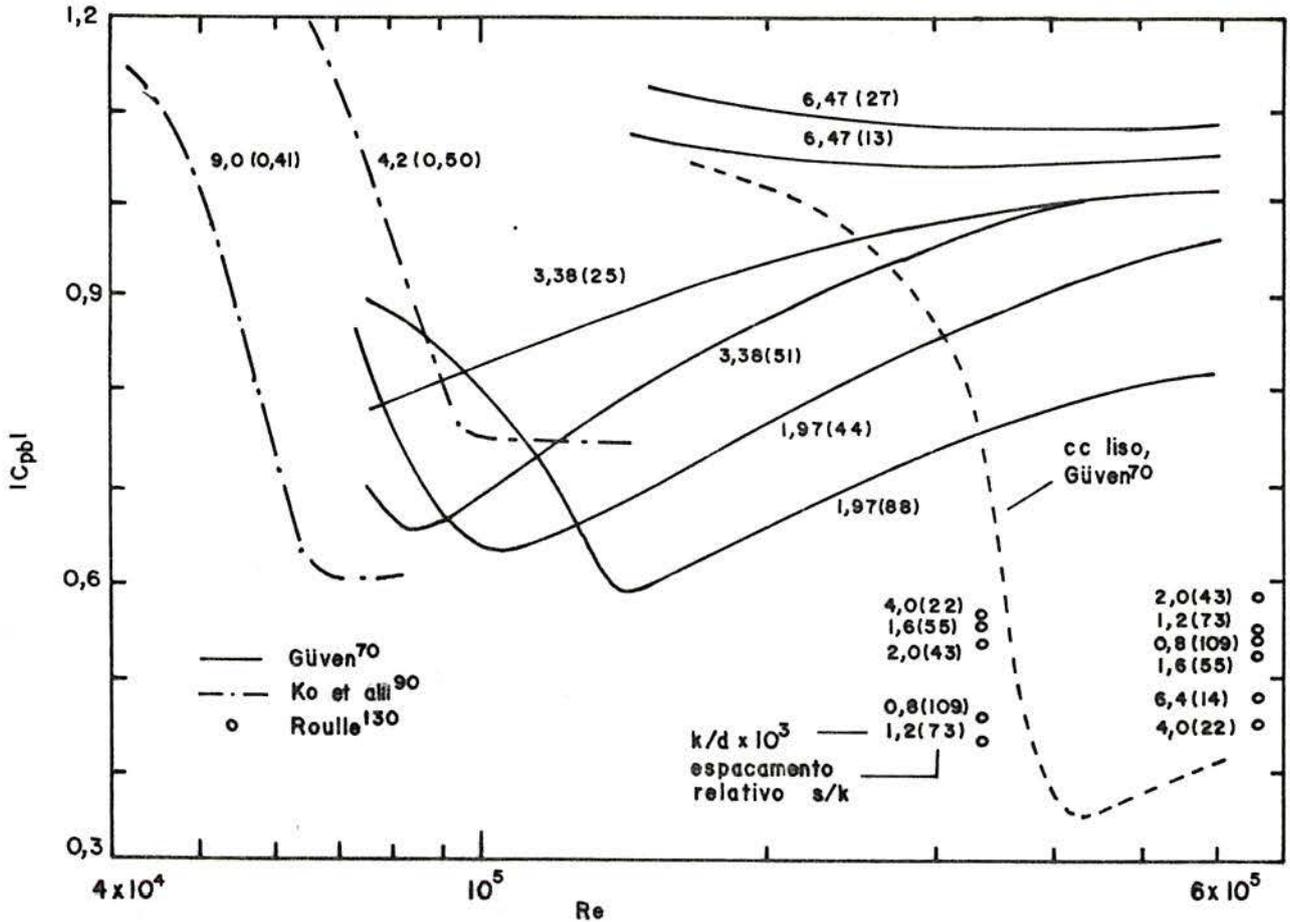


FIGURA 3.9. Coef. de pressão de base em função do número de Reynolds. Dados da literatura corrigidos de bloqueio. CC com nervuras longitudinais.

Rouille efetuou medições para dois  $Re$ , a saber: 330000 e 660000. Aparentemente, para as menores rugosidades utilizadas ( $k/d = 0,00080$  e  $0,00120$ ), os ensaios foram no regime supercrítico, pois  $C_a$  e  $|c_{pb}|$  ainda aumentam com o aumento do  $Re$ . Para as rugosidades  $k/d = 0,00160$  e  $0,00200$ , notamos que  $|c_{pb}|$  permaneceu praticamente constante, ou seja, provavelmente indicando condições ultracríticas.

Para a maior rugosidade ( $k/d=0,00400$ ), o resultado é interessante.  $|c_{pb}|$  com efeito diminuiu quando  $Re$  variou de 330000 para 660000. Outros ensaios com CC rugosos também revelam essa tendência, qual seja, em fases adiantadas do regime ultracrítico o  $C_a$  poderia diminuir ligeiramente. (Ver por exemplo as curvas de  $C_a \times Re$  apresentadas por Miller (1976)<sup>101</sup>, Achenbach (1971)<sup>2</sup> (1977)<sup>4</sup> e Nakamura e Tomonari (1982)<sup>111</sup>).

Voltando aos ensaios de Roulle, observamos que houve uma rápida progressão para regimes mais adiantados de fluxo, possivelmente porque o aumento da rugosidade relativa estava associado a uma variação no afastamento relativo entre nervuras (ver Tab. 3.6). Como o afastamento absoluto entre as nervuras era fixo ( $s = 10^\circ$ ), resultou que as maiores rugosidades possuíam um afastamento relativo ( $s/k$ ) menor (mais próximos dos valores ótimos sugeridos por Güven) e conseqüentemente foram mais eficientes para antecipar as transições de regime.

A seguir, comparando os resultados do TV-2 (Fig. 3.8) com os resultados de Güven (Fig. 3.9), observamos, exatamente como foi observado na comparação dos resultados referentes aos modelos com rugosidade lixa, que nos ensaios de Güven (1)  $Re_{crit}$  foi mais elevado, (2) o intervalo crítico foi mais estreito e (3) os valores medidos de  $|c_{pb}|$  foram mais elevados. (Comparação feita entre rugosidades relativas similares, naturalmente).

Conforme argumentado na análise dos ensaios com modelos de rugosidade lixa, o motivo de (1) e (2) provavelmente seja a diferença na intensidade de turbulência. Os ensaios de Güven foram feitos com  $I_1 = 0,2\%$ , enquanto que nos ensaios do TV-2 tínhamos  $I_1 = 0,5\%$ . A explicação para (3), também lembrando o que foi mencionado anteriormente, seria a menor esbeltez do CC utilizado por Güven ( $l/d = 3,3$ ) comparada àquela do CC ensaiado no TV-2 ( $l/d = 6,1$ ).

Os resultados de Roulle, conforme pode ser visto na Fig. 3.9, indicam valores de  $|c_{pb}|$  muito abaixo do esperado. Esse aspecto não pode ser atribuído a diferenças nos parâmetros experimentais (turbulência, esbeltez, bloqueio, etc.), já que seus valores encontram-se dentro do usual. A explicação para valores tão baixos de  $|c_{pb}|$  provavelmente esteja associada a um detalhe experimental.

O CC utilizado por Roulle foi montado em posição vertical, mas sem cruzar de fora a fora o TE. O fluxo podia escoar por cima e por baixo do modelo. Placas terminais foram utilizadas para se obter fluxo bidimensional. No entanto, essas placas projetavam-se apenas  $0,4d$  além do contorno externo do CC. Isso seria adequado para um perfil aerodinâmico, mas para cilindros circulares, onde é possível um intenso desprendimento

de vórtices, sob uma estrutura organizada que se propaga muitos diâmetros para sotavento, esse tamanho é insuficiente.

Tem sido recomendado na literatura (ver por exemplo Wlezien e Way, 1979, ref. 168) que placas terminais eficientes para CC deveriam estender-se ao menos  $4d$  para sotavento (\*). A montagem adotada por Roulle implica  $|c_{pb}|$  relativamente baixo porque o fluxo externo (superior e inferior) ao cilindro pode se defletir e penetrar na esteira, diminuindo as sucções nesta zona.

Embora Roulle tenha feito um extenso estudo, com informações importantes, principalmente no que se refere a pressões flutuantes, seus valores de  $|c_{pb}|$  (e também de  $C_a$ , mas numa menor extensão) parecem contaminados conforme argumentado acima, e não seria conveniente utilizá-los como termo de comparação para CC.

Na Fig. 3.9 também aparecem os resultados de Ko et al. (1987)<sup>90</sup>. Esses autores ensaiaram CC em cuja superfície foram feitas ranhuras longitudinais adjacentes (entalhes em "v"). Desse modo se obtém um padrão de rugosidade que é caracterizado por um afastamento relativo ( $s/k$ ) reduzido. Comparando as Fig. 3.8 e 3.9, observamos que a rugosidade utilizada por Ko et al. (entalhes em "v") não foi tão eficiente para antecipar as transições de regime como aquela utilizada no TV-2 (nervuras a cada  $10^\circ$ ).

Por exemplo, com a rugosidade  $k/d = 0,00420$ , Ko et al. obtiveram  $Re_{crt} \cong 95000$ , enquanto que no TV-2 para  $k/d = 0,00410$  verificamos  $Re_{crt} < 50000$ . A rugosidade obtida com entalhes em "v" deve ter sido comparativamente menos eficiente em antecipar as transições de regime porque o afastamento relativo deste padrão de rugosidade é muito reduzido (nos ensaios de Ko et al., a rugosidade  $k/d = 0,00420$  apresentava  $s/k = 0,50$ ; lembrando,  $s/k$  ótimo sugerido por Güven<sup>70</sup> é  $\cong 10$  ou  $20$ ).

É interessante observar que, ao contrário do que em geral se verifica, Ko et al. obtiveram, para o CC com rugosidade  $k/d = 0,00900$ ,  $C_a$  e  $|c_{pb}|$  mínimos (correspondentes ao  $Re_{crt}$ ) menores que os correspondentes valores medidos para a rugosidade  $k/d = 0,00420$ . (Em geral CC de maiores  $k/d$  apresentam  $C_a$  e  $|c_{pb}|$

(\*) Placas terminais pequenas têm sido utilizadas com sucesso, mas no caso de CC que cruzam toda a extensão (vert. ou horz.) do TE, e o objetivo das placas é apenas isolar a zona de medições do CC da camada limite das paredes do túnel.

mais elevados). Isso parece indicar que, quando os afastamentos relativos são muito reduzidos (em correspondência a  $k/d = 0,00900$  Ko et al. tinham  $s/k = 0,41$ ), CC rugosos podem voltar a se comportar como CC lisos. A tendência é lógica, uma vez que o caso limite,  $s/k = 0$ , corresponde exatamente a condição de CC liso.

#### 3.4.4. Distribuição das pressões médias no regime ultracrítico

Conforme mencionado na introdução, o objetivo desta primeira etapa foi avaliar o efeito que as diversas rugosidades (tipo e magnitude) exercem sobre as transições de regime e sobre os coef. de força e de pressão médios.

Por questão de brevidade, não é possível apresentar neste trabalho as distribuições das pressões médias medidas para diversos Re. Contudo, nas Fig. 3.10 a 3.12 estão as curvas de distribuição de pressões médias correspondentes a  $Re = 380000$  para todas as rugosidades ensaiadas. Na Fig. 3.13 estão as curvas de distribuição de pressões médias correspondentes a  $Re \cong 10^7$  conforme medidas por Roshko (1961)<sup>128</sup>, Jones et al. (1969)<sup>85</sup> e James et al. (1979)<sup>82,83</sup> em CC lisos.

Esses valores,  $Re = 380000$  para os CC rugosos ensaiados no TV-2 e  $Re \cong 10^7$  para CC lisos, correspondem em ambos os casos ao regime ultracrítico, e, portanto, é interessante uma comparação dos resultados. Para facilitar a comparação, a Tab. 3.7 contém um resumo dos parâmetros que caracterizam as distribuições de pressões médias apresentadas nas Fig. 3.10 a 3.13.

A primeira observação geral que pode ser feita refere-se às curvas de  $c_{pb} \times Re$  para CC rugosos (ver por exemplo os resultados do TV-2, Fig. 3.3, 3.6 e 3.8). A observação é que, com efeito, todas as rugosidades mostraram a propriedade de antecipar as transições de regime e permitir o estabelecimento do regime ultracrítico para Re bastante inferior a  $2,0 \times 10^6$  (\*). Com o uso de maiores rugosidades relativas foi possível diminuir progressivamente  $Re_{\text{c}}$ .

Por outro lado, associado às maiores rugosidades também observamos que as distribuições de pressões médias resultaram

-----  
 (\*) CC lisos, sujeitos a um fluxo suave e uniforme, alcançam condições ultracríticas aproximadamente nesse Re.

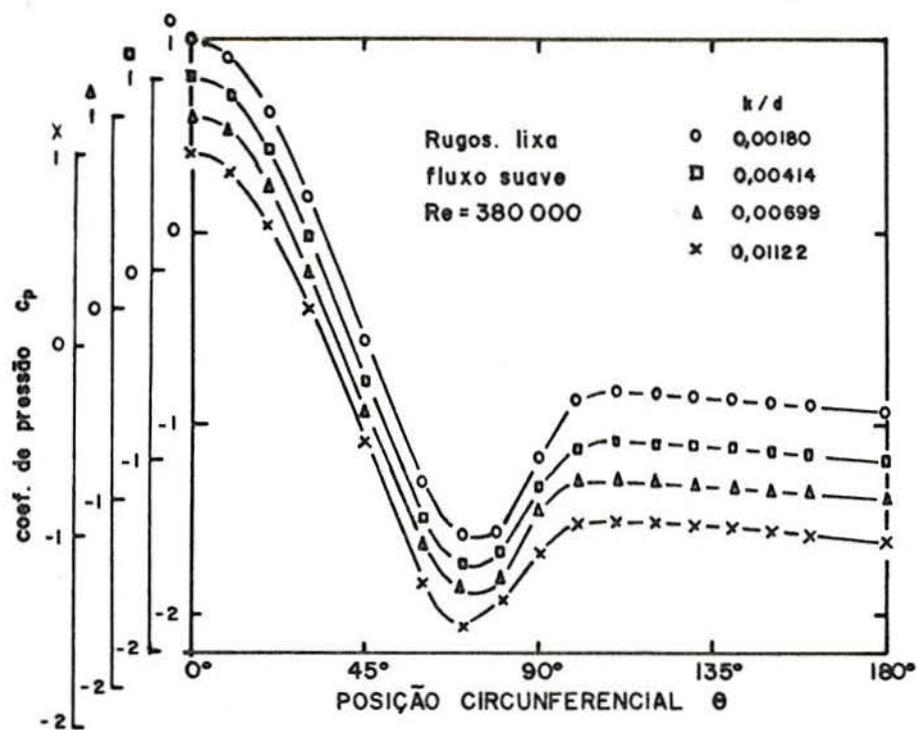


FIGURA 3.10. Dist. das pressões médias nos CC com rugosidade LIXA. Dados do presente estudo, corrigidos de bloqueio.

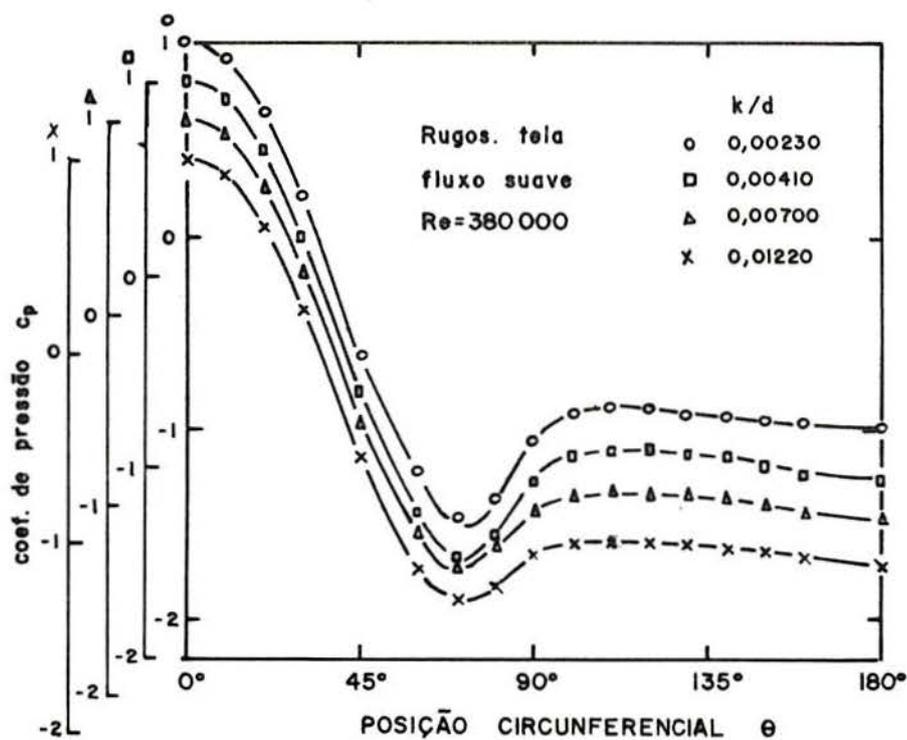


FIGURA 3.11. Dist. das pressões médias nos CC com rugosidade TELA METALICA. Dados do presente estudo, corr. de bloqueio

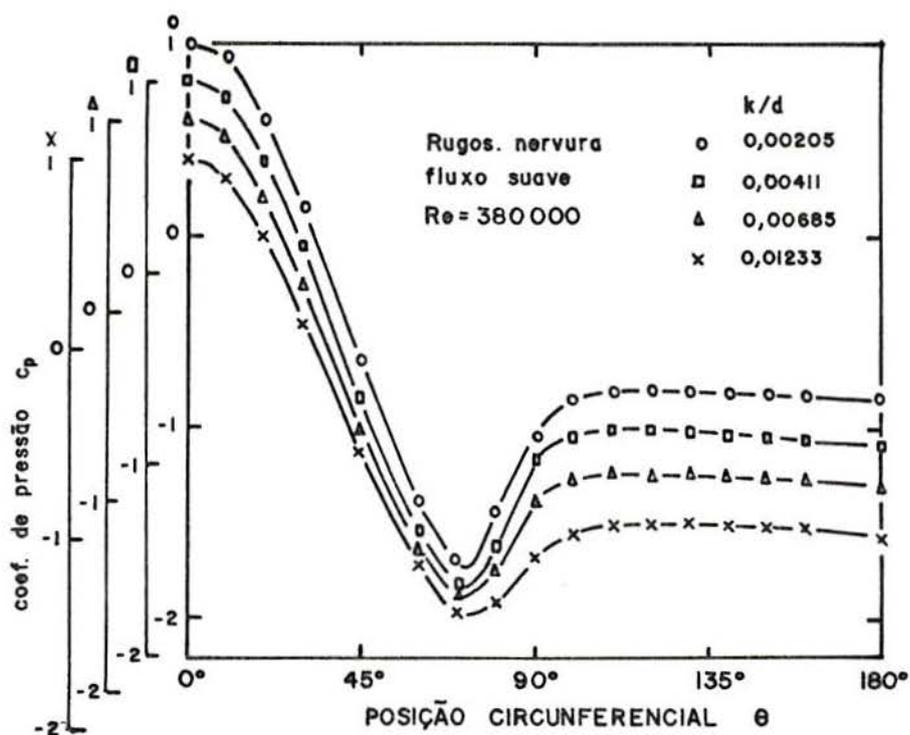


FIGURA 3.12. Dist. das pressões médias nos CC com rugosidade NERVURA. Dados do presente estudo, corr. de bloqueio.

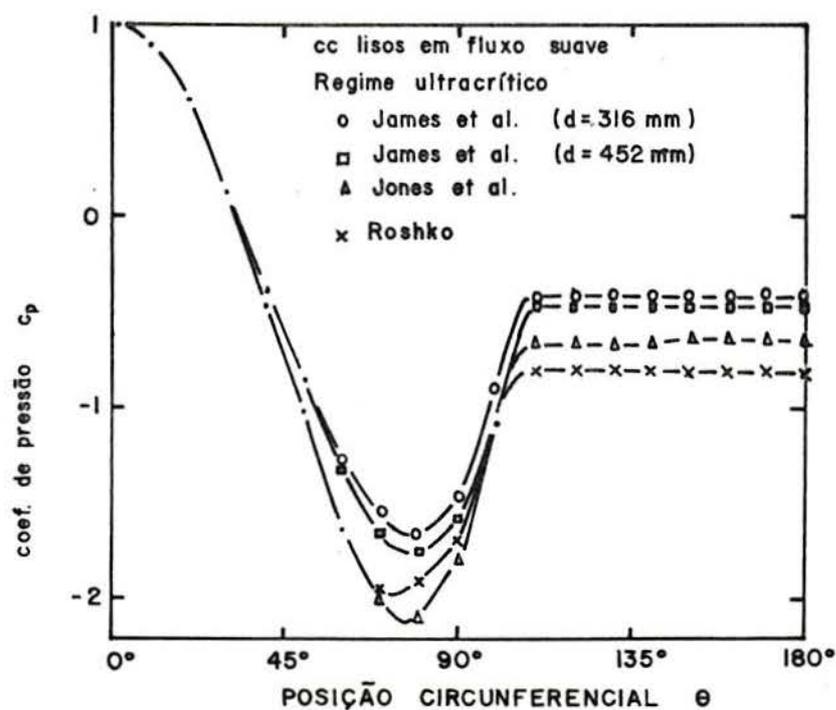


FIGURA 3.13. Dist. de pressões médias em CC lisos no regime ultra crítico. Dados da literatura, corr. de bloqueio.

progressivamente desfiguradas. Isso pode ser constatado quando comparamos as curvas da Fig. 3.10 ou 3.11 ou 3.12, ou ainda, quando comparamos as curvas destas figuras (CC rugosos ensaiados no TV-2) com as curvas da Fig. 3.13 (CC lisos no regime ultracrítico). De forma mais direta, a análise da Tab. 3.7 também nos fornece a mesma informação.

TABELA 3.7. Parâmetros característicos da dist. de pressões médias no regime ultracrítico. Valores dos CC rugosos obtidos no TV-2 ( $Re = 380000$ ). Valores dos CC lisos conforme Jones et al.<sup>85</sup> ( $Re = 8,3 \times 10^5$ ,  $M = 0,18$ ), Roshko<sup>128</sup> ( $Re = 8,4 \times 10^5$ ,  $M \leq 0,25$ ) e James et al.<sup>82</sup> (CC com  $d = 316\text{mm}$ ,  $Re = 7,8 \times 10^5$  e CC com  $d = 452\text{mm}$ ,  $Re = 10,9 \times 10^5$ ;  $M = 0,27$ ). Todos os dados foram corrigidos de bloqueio.

Rugosidade	$k/d \times 10^3$	$\theta_o$	$\theta_m$	$ c_{pm} $	$\theta_s$	$ c_{pb} $	$c_{pb} - c_{pm}$	$C_a$
Lixa	1,80	33	75	1,63	99	0,87	0,76	0,87
Lixa	4,10	33	73	1,53	97	0,94	0,59	0,94
Lixa	6,99	34	73	1,48	95	0,94	0,54	0,97
Lixa	11,22	34	73	1,39	95	0,96	0,43	0,99
Tela	2,30	34	73	1,48	94	0,94	0,54	0,96
Tela	4,10	34	72	1,48	94	0,97	0,51	0,99
Tela	7,00	34	70	1,33	96	0,98	0,35	1,03
Tela	12,20	34	70	1,30	93	1,04	0,26	1,09
Nervura	2,05	32	72	1,72	96	0,81	0,91	0,78
Nervura	4,11	32	72	1,63	94	0,84	0,79	0,81
Nervura	6,85	33	71	1,48	94	0,85	0,63	0,86
Nervura	12,33	33	71	1,38	95	0,92	0,46	0,94
Liso (ref. 85)		32	77	2,13	106	0,66	1,47	0,59
Liso (ref. 128)		32	75	2,00	104	0,80	1,20	0,76
Liso (ref. 82)		33	79	1,76	108	0,45	1,28	0,48
Liso (ref. 82)		32	78	1,66	107	0,42	1,24	0,45
Liso (MÉDIA)		32	77	1,89	106	0,58	1,30	0,57

Analisando a Tab. 3.7, observamos que o efeito da rugosidade sobre  $\theta_o$ ,  $\theta_m$  e  $\theta_s$  foi relativamente discreto. Comparado aos valores medidos em CC lisos, praticamente não houve alteração em  $\theta_o$ , enquanto  $\theta_m$  e  $\theta_s$  diminuíram progressivamente com o aumento da rugosidade, ou seja, as linhas de pressão mínima e de separação moveram-se um pouco para barlavento (respectivamente em torno de  $5^\circ$  e  $10^\circ$ , conforme o tipo e magnitude da rugosidade).

Por outro lado, os efeitos da rugosidade sobre os coef. de força e de pressão foram mais nítidos. Com o aumento da rugosidade, observamos que  $|c_{pm}|$  diminuiu progressivamente, enquanto que  $|c_{pb}|$  aumentou. Essa tendência evidencia-se quando analisamos a diferença  $c_{pb} - c_{pm}$ . Conforme pode ser visto na Tab. 3.7, os valores computados para os CC rugosos foram consideravelmente inferiores aos valores medidos por outros autores em CC lisos.

Com o aumento da rugosidade, a diferença  $c_{pb} - c_{pm}$  diminui mais e mais. Isso significa que a distribuição de pressões médias é gradativamente desfigurada. O pico de pressão (negativa) é atenuado, as sucções na esteira aumentam bem como a própria largura da esteira. Todos esses aspectos contribuem para aumentar o arrasto, conforme pode ser visto na última coluna da Tab. 3.7.

Essas conclusões são fatos estabelecidos na literatura e, portanto, apenas corroboram ensaios realizados por outros pesquisadores. No entanto, o que não tem sido suficientemente realçado na literatura, e neste trabalho ficou evidenciado, é o fato que maiores rugosidades relativas desfiguram progressivamente a distribuição de pressões médias observada em CC lisos.

Portanto, sugerimos que em problemas de simulação de estruturas cilíndricas de secção circular e superfície lisa, a escolha deve recair sobre a menor rugosidade relativa suficiente para estabelecer condições ultracríticas. Ao menos para valores médios, que foram o assunto dessa etapa de ensaios, rugosidades relativas exageradas (além do suficiente para estabelecer condições ultracríticas) apenas contribuem para desfigurar cada vez mais os parâmetros característicos do fluxo. O que diz respeito a valores flutuantes será analisado em detalhe no capítulo 4.

### 3.4.5. Comparação entre as rugosidades utilizadas

Outras observações de interesse podem ser feitas quando comparamos os resultados dos modelos com os três tipos de rugosidades : lixa, tela e nervura. A partir das curvas  $c_{pb} \times Re$ , observamos que a rugosidade lixa foi a menos eficiente para antecipar as transições de regime. Comparando as Fig. 3.3 e 3.6, observamos que o resultado obtido com o modelo provido de lixa  $k/d = 0,00414$  foi praticamente o mesmo obtido com o modelo provido de tela metálica  $k/d = 0,00230$ .

A rugosidade tela metálica foi mais eficiente que a rugosidade lixa para antecipar as transições de regime, mas também teve um efeito proporcionalmente maior sobre os coef. de força e de pressão médios (efeito no sentido de se afastar dos resultados observados em CC lisos, ver Tab. 3.7).

De outra parte, o comportamento dos modelos providos com nervuras foi muito interessante. Comparando as Fig. 3.6 e 3.8, observamos que, para rugosidades relativas equivalentes, a rugosidade nervura foi ao menos tão eficiente quanto a rugosidade tela metálica para antecipar as transições de regime. O fato interessante é que os valores médios medidos para os coef. de força e de pressão no CC nervurado foram os mais próximos dos valores característicos observados em CC lisos (ver Tab. 3.7).

De modo que, no que concerne a valores médios, a rugosidade com nervuras parece a mais conveniente para ser utilizada em problemas de simulação de estruturas cilíndricas com secção circular e superfície lisa, uma vez que é eficiente para estabelecer condições ultracríticas e não interfere demasiadamente sobre os coef. de força e de pressão médios (\*).

Esse aspecto possivelmente esteja associado ao maior afastamento relativo que a rugosidade com nervuras em geral apresenta. Lixa e tela metálica constituem-se em tipos de rugosidade que se caracterizam por uma distribuição mais densa. Conforme o que foi argumentado acima, sugerimos que as rugosidades de distribuição mais esparsa sejam melhores em problemas de

(\*) Riera et al., ref. 124, acrescentam que as nervuras apresentam vantagens quando utilizadas em modelos dinâmicos, pois são mais leves e isso pode ser importante.

simulação.

Esse último comentário é sustentado por ensaios feitos com modelos providos com par de arames ("trip wires"; ver por exemplo Fage e Warsap (1929)<sup>44</sup> e Tani (1964)<sup>100</sup>) ou então com faixas de rugosidade (ver por exemplo Nakamura e Tomonari (1982)<sup>111</sup>, que utilizaram faixas estreitas de rugosidade em  $\theta = \pm 50^\circ$ ). Essas rugosidades "localizadas", quando convenientemente localizadas, mostram-se eficientes para antecipar as transições de regime e pouco alteram os coef. de força e de pressão observados em CC lisos.

Com efeito, rugosidades localizadas parecem a melhor escolha para problemas de simulação quando o interesse restringe-se a um único sentido do fluxo. No entanto, a maioria dos problemas práticos exige que se analise diversas direções do fluxo, e, nesse caso, distribuir a rugosidade em toda a periferia do modelo é a solução prática que se impõe.

### 3.5. Conclusões da 1ª etapa de ensaios

Nessa etapa foram ensaiados CC de superfície rugosa em fluxo suave, sendo medidos valores médios dos coef. de força e de pressão. Três tipos de rugosidade foram utilizadas (lixa, tela metálica e nervuras), e modelos com quatro magnitude de cada tipo de rugosidade foram ensaiados.

Todos os tipos de rugosidade mostraram-se eficientes em antecipar as transições de regime e permitir o estabelecimento do regime ultracrítico com  $n^{QS}$  de Reynolds relativamente baixos.

Quanto maior a rugosidade relativa, menor o  $n^Q$  de Reynolds com o qual se estabelece o regime ultracrítico, mas maiores as diferenças que se verificam, neste regime, entre os parâmetros medidos no CC rugoso e aqueles observados em CC lisos.

No regime ultracrítico, comparado aos parâmetros observados nos CC lisos, os CC rugosos apresentam maior  $C_a$  e  $|c_{pb}|$  e menor  $\theta_s$  e  $|c_{pm}|$ . As diferenças são menores quando se utilizam menores rugosidades relativas. Portanto, sugerimos que, em problemas de simulação de estruturas cilíndricas com secção circular, se utilize a menor rugosidade relativa suficiente para estabelecer o regime ultracrítico.

No regime ultracrítico, comparado aos valores médios dos coef. de força e de pressão observados em CC lisos, o CC nervurado foi o que apresentou as menores diferenças. Do mesmo modo, sugerimos que, em problemas de simulação de estruturas cilíndricas com secção circular, esse tipo de rugosidade (nervuras) é o mais indicado para simular forças e pressões médias.

#### 4. PROGRAMA EXPERIMENTAL - 2ª ETAPA ESTUDO DE FORÇAS E PRESSÕES FLUTUANTES

Enquanto na 1ª etapa de ensaios a atenção esteve concentrada no estudo de forças e pressões médias, na 2ª etapa o interesse foi avaliar as forças e pressões flutuantes que surgem quando um cilindro circular rugoso é exposto ao fluxo.

O objetivo dessa etapa foi comparar o efeito de diversos tipos de rugosidade (lixa, tela metálica e nervura), com magnitudes semelhantes ( $k/d \cong 0,00200$ ), sobre os valores flutuantes das forças e das pressões. Os resultados da literatura envolvendo CC rugosos e pressões flutuantes são bastante incompletos. O presente estudo pretende fornecer valores flutuantes medidos em modelos com diversos tipos de rugosidade e, ainda, indicar qual o tipo de rugosidade mais adequado para simular as forças e as pressões flutuantes que ocorrem em estruturas cilíndricas com secção circular e superfície lisa no regime ultracrítico.

Nessa 2ª etapa também foi realizado um ensaio com vento turbulento. É fato conhecido que os resultados de ensaios com fluxo uniforme e suave não podem, em geral, ser utilizados para o caso de fluxo turbulento. O ensaio com fluxo turbulento foi previsto para dar uma indicação das diferenças que existem entre estas duas situações - fluxo suave e uniforme e fluxo turbulento - no caso de cilindros circulares bidimensionais.

##### 4.1. Equipamento e modelo

###### 4.1.1. Túnel de vento

Os ensaios tiveram seqüência no mesmo túnel de vento descrito no item 3.1.1. Neste item acrescentamos os detalhes da grelha utilizada para gerar o fluxo turbulento. As dimensões da grelha aparecem na Fig. 4.1.

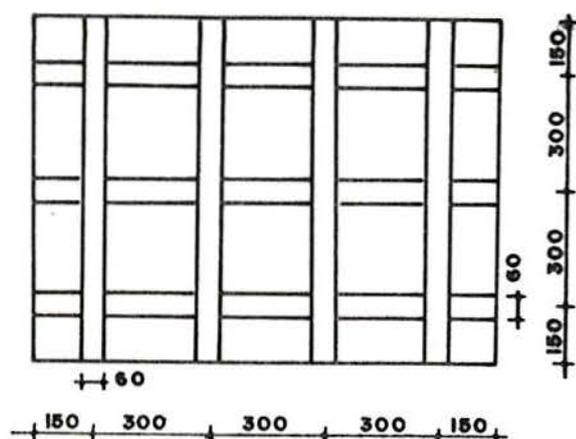


FIGURA 4.1. Dimensões (em mm) da grelha utilizada para gerar o fluxo turbulento.

Posição da grelha : 2660mm a barlavento do eixo do modelo.

Como pode ser visto na Fig. 4.1, trata-se de uma grelha de malha uniforme que produz um fluxo uniforme e turbulento. As características do fluxo turbulento gerado pela grelha vêm a ser:

- Intensidade da componente long.de turbulência : 10,5%
- Escala da componente long.de turbulência : 60mm
- Espessura da camada limite na zona do modelo : 65mm

O espectro de potência do fluxo turbulento não revela nenhum pico definido. A energia correspondente está distribuída numa larga faixa de frequências. A maior parte da energia está distribuída na faixa de 1Hz a 40Hz.

#### 4.1.2. Cilindro circular

Nessa 2ª etapa foi utilizado o mesmo cilindro já descrito no item 3.1.2. Na Fig. 4.2 aparece a disposição das tomadas de pressão. As tomadas assinaladas com "+", "x", "o" e "." foram reservadas para medir valores flutuantes. A tomada assinalada com "." estava individualmente instrumentada com um transdutor de pressão da marca Endevco (tipo 8510-2). As tomadas assinaladas com "o" estavam individualmente ligadas a um único transdutor através de um comutador de canais da marca Scanivalve (modelo 48J). As tomadas assinaladas com "x" estavam ligadas em conjunto, através de um conector múltiplo, a um único transdutor de pressão da marca Endevco (tipo 8510-2). O mesmo vale para as tomadas assinaladas com "+".

A lógica dessa instrumentação fica evidente após a leitura do item 4.3, onde são descritas as grandezas medidas.

Para ligar as tomadas de pressão aos transdutores, foi necessário utilizar tubos plásticos de diâmetro externo 1,5mm. A introdução desses tubos tem o inconveniente de distorcer a resposta nas altas frequências. Para solucionar esse problema, foram utilizados estrictores inseridos em um ponto intermediário dos tubos. Maiores detalhes com respeito a esse assunto podem ser vistos no Anexo A2.

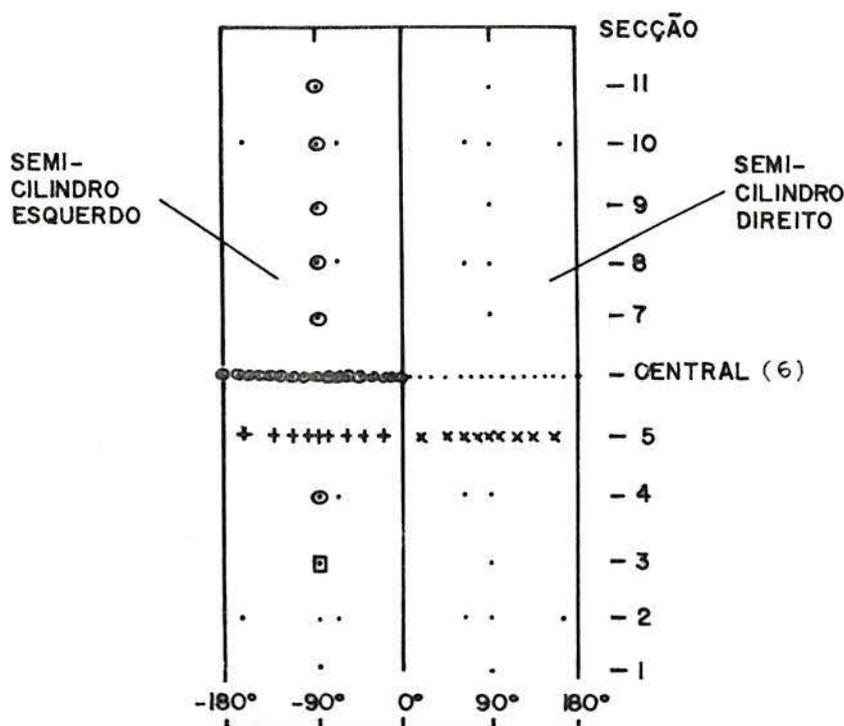


FIGURA 4.2. Posição das tomadas de pressão. Tomadas assinaladas com "+", "x", "o" e "□" instrumentadas para medir pressões flutuantes.

#### 4.1.3. Aparelhagem

Nessa etapa foi utilizada a aparelhagem já descrita no item 3.1.3 para medir a velocidade do vento e também, a título de verificação, as pressões médias nos modelos. Mas, além disso, uma série de aparelhos eletrônicos foi utilizada para permitir a medição de aspectos flutuantes do fluxo.

Na Fig. 4.3 aparece, em forma esquemática, o conjunto dos aparelhos utilizados com as respectivas ligações.

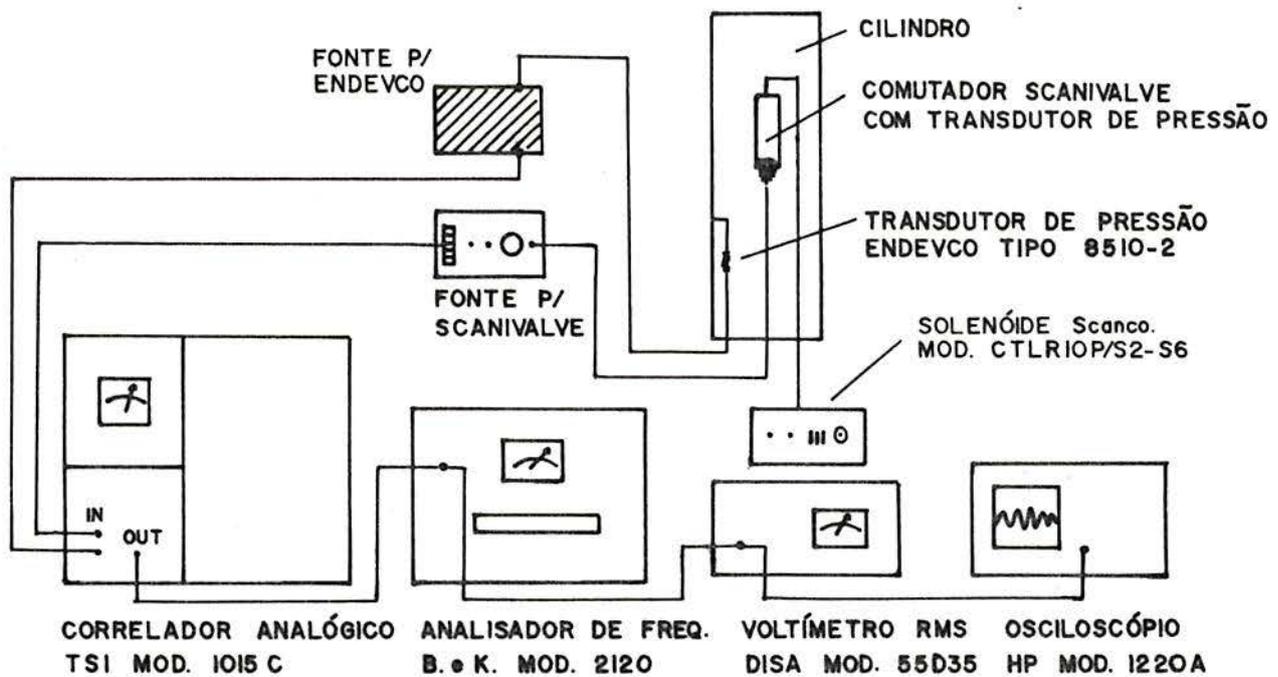


FIGURA 4.3. Esquema dos aparelhos eletrônicos utilizados na 2ª etapa de ensaios.

As tomadas de pressão na superfície do cilindro foram ligadas através de tubos plásticos aos transdutores de pressão individuais de marca Endevco ou ao comutador de marca Scanivalve. Vinte e duas tomadas foram ligadas aos canais do comutador. Esse comutador possui internamente um transdutor de pressão modelo ScanCo. PDCR 22. Desse modo foi possível estudar passo a passo as pressões em cada uma das tomadas conectadas ao comutador. A troca de canais era efetuada com o auxílio de um solenóide marca Scanivalve, modelo CTRL 10 P/ S2-S6.

Os valores flutuantes podiam ser lidos num voltímetro RMS marca Disa (modelo 55D35) ou num analisador de freqüências marca Brüel e Kjaer (modelo 2120), o qual também possui um voltímetro RMS. Esse analisador de freqüências permitia ainda a leitura de valores de pico positivos ou negativos. A análise de freqüências, como um passo intermediário na obtenção do espectro de potência, também podia ser feita no aparelho Brüel e Kjaer (esta é sua função primordial). Por fim, medidas de correlação podiam ser feitas com o auxílio do correlador analógico TSI modelo 1015C, em conjunto com um dos voltímetros RMS.

## 4.2. Variáveis da 2ª etapa de ensaios

### 4.2.1. Rugosidade superficial

A variável primordial da 2ª etapa de ensaios foi o tipo de rugosidade superficial do CC. Três tipos de rugosidade foram utilizados : lixa, tela metálica e nervura. Nessa etapa apenas o tipo de rugosidade foi variável, mas não a rugosidade relativa  $k/d$ .

Os ensaios dessa etapa foram feitos com as menores rugosidades relativas de cada tipo utilizado na 1ª etapa, ou seja, lixa Norton Durite S422 n.80, nervura fio de náilon  $\phi$  0,30 e tela metálica 36x36 - 34 BWG (ver detalhes na Tab. 3.1).

Essas rugosidades foram escolhidas porque fornecem valores similares de rugosidade relativa ( $k/d \cong 0,00200$ ), permitindo, portanto, um estudo comparativo. Além disso, a partir dos resultados da 1ª etapa, esse valor de  $k/d$  parece ser o mínimo (suficiente) para simular condições ultracríticas no TV-2 com o modelo de CC utilizado.

Cabe observar que valores mínimos de rugosidade relativa, suficientes para simular condições ultracríticas, são os mais interessantes para problemas de simulação, pois atingem o objetivo sem descaracterizar demasiadamente a distribuição de pressões médias que se verifica em cilindros circulares lisos no regime ultracrítico. (Ver conclusões da 1ª etapa).

### 4.2.2. Turbulência

Os ensaios dos modelos com lixa, tela metálica e nervura foram feitos em fluxo suave e uniforme (intensidade de turbulência  $I_1 = 0,5\%$ ). Entretanto, o ensaio com o modelo nervurado foi repetido para uma condição de fluxo turbulento e uniforme (turbulência gerada por grelha,  $I_1 = 10,5\%$ ,  $L_1/d = 0,40$ ). Esse ensaio complementar teve a finalidade de indicar em que extensão podem diferir os valores medidos em fluxo suave ou turbulento. (\*)

---

(\*) A realização desse ensaio complementar com fluxo turbulento foi sugerida pelo Prof. A. Davenport.

Na tabela 4.1. aparecem as variáveis e os parâmetros invariantes da 2<sup>a</sup> etapa de ensaios.

TABELA 4.1. Variáveis e parâmetros invariantes da 2<sup>a</sup> etapa.

VARIÁVEIS	
Tipo de rugosidade :	Lixa, tela metálica ou nervura
Turbulência :	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Fluxo suave e uniforme, } I_1 = 0,5\%, L_1 = 11\text{mm} \\ \text{Fluxo turbulento e unif, } I_1 = 10,5\%, L_1 = 60\text{mm} \end{array} \right.$
PARAMETROS INVARIANTES	
Túnel de vento	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Tipo} \quad \text{Retorno fechado} \\ \text{S.transv.} \quad 1240\text{mm (largura)} \times 900\text{mm (altura)} \end{array} \right.$
Modelo	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Tipo} \quad \text{Cilindro circular bidimensional} \\ \text{Dimensões} \quad 147\text{mm (diâmetro)} \times 900\text{mm (altura)} \end{array} \right.$
Bloqueio e Esbeltez	11,8% e 6,1
Rugosidade relativa	$\cong 0,00200$
Número de Reynolds	$\left\{ \begin{array}{l} 380000 \text{ (fluxo suave) ou} \\ 250000 \text{ (fluxo turbulento)} \end{array} \right.$

#### 4.3. Procedimentos de ensaio

Estando o CC em posição, após a rugosidade escolhida ter sido fixada a sua superfície (conforme detalhes fornecidos no item 3.3.), o túnel de vento era ligado na velocidade máxima. Um tempo ao redor de 30 min. era aguardado para permitir que a temperatura atingisse um valor mais ou menos constante. Esse tempo também permitia o aquecimento dos aparelhos eletrônicos.

Nessa 2<sup>a</sup> etapa, as medições foram feitas sempre na velocidade máxima do fluxo. No TV-2, com o modelo em posição e fluxo suave, isto correspondia a  $u_0 \cong 39,0 \text{ m/s}$  e  $Re \cong 380000$ . No caso de fluxo turbulento, os correspondentes valores máximos

alcançados eram  $u_0 \cong 26,0$  m/s e  $Re \cong 250000$  (\*).

Os ensaios tinham início com a medição simultânea dos valores flutuantes RMS, de pico positivo e de pico negativo das pressões em cada uma das tomadas ligadas ao comutador de canais Scanivalve. Cada tomada era analisada durante um período de 60 segundos. Nos primeiros 30 s. registrava-se o valor de pico positivo ocorrido; nos 30 s. seguintes, registrava-se o valor de pico negativo ocorrido. No final do intervalo, registrava-se o valor RMS, este computado para uma média de tempo de 10 segundos.

Após a análise das pressões em todas as tomadas ligadas aos canais do Scanivalve, as pressões nas tomadas ligadas aos transdutores individuais da marca Endevco também eram analisadas do mesmo modo descrito no parágrafo anterior.

Cabe observar que todas as tomadas assinaladas com um "x" na Fig. 4.2 estavam ligadas em conjunto, através de um conector múltiplo, a um único transdutor de pressão. Essas tomadas foram distribuídas de tal forma sobre a semi-secção que forneciam diretamente a força lateral flutuante que atuava nessa semi-secção (\*\*). Do mesmo modo, as tomadas assinaladas com um "+" na Fig. 4.2 forneciam em conjunto a força lateral flutuante que atuava na correspondente semi-secção.

Por sua vez, a diferença em tempo real entre as duas forças mencionadas acima fornecia diretamente a força de sustentação que atuava na secção transversal em questão (\*\*\*). Também para essa força foram computados os valores flutuantes RMS, de

- 
- (\*) Com a introdução da grelha para gerar o vento turbulento, a velocidade máxima do TV-2 fica reduzida em 35%. Isso acontece devido a obstrução causada pela grelha (ver Fig. 4.1).
- (\*\*) O afastamento entre as tomadas dispostas em cada semi-secção era proporcional a  $1/\sin \theta$ , de forma que nas proximidades de  $\theta = 90$  as tomadas estavam mais próximas entre si. Esse modo simples de obter o coef. de sustentação seccional nos foi sugerido pelo Prof. A. Davenport.
- (\*\*\*) Nos estudos de cilindros circulares é comum designar por "forças de sustentação" as forças que atuam perpendicularmente ao plano definido pela direção do fluxo e o eixo do cilindro. O termo "força de sustentação" foi empregado nos primeiros estudos com CC porque estes foram posicionados horizontalmente nos TE. Mais tarde, muitos ensaios foram feitos com CC posicionados verticalmente, mas o termo "força de sustentação" continuou sendo adotado. No caso 3D é necessário distinguir entre os termos "f. de sustentação" e "f. lateral", os quais têm sido usados indistintamente no caso 2D.

pico positivo e de pico negativo.

Na seqüência do ensaio eram realizadas medições de correlação cruzada. Mediu-se a correlação cruzada (com retardo nulo) entre as forças que atuavam nas duas semi-seções de uma mesma secção transversal do CC, qual seja, a secção assinalada com 'x' e '+' na Fig. 4.2 (secção transv. 5).

Também mediu-se a correlação cruzada (com retardo nulo) entre as pressões na geratriz  $\theta = 90^\circ$ . A tomada de referência era aquela assinalada com um 'o' na Fig. 4.2. Passo a passo, com a ajuda do comutador de canais, media-se a correlação entre as pressões nessa tomada e as pressões nas demais tomadas da mesma geratriz (essas assinaladas com um 'o' na Fig. 4.2).

Por fim, era feita uma análise de freqüências para a força de sustentação flutuante que atuava na secção transversal 5. A partir dessa análise de freqüências foi possível obter o espectro de potência para a força de sustentação seccional flutuante.

A título de verificação, também a distribuição de pressões médias sobre o CC foi registrada. Isso era feito através de fotografias do multimanômetro, exatamente como mencionado no item 3.3.

Este procedimento delineado nos parágrafos anteriores foi respeitado em todos os ensaios, ou seja, nos ensaios com lixa, tela metálica ou nervura em fluxo suave e no ensaio com nervura em fluxo turbulento. Desse modo um conjunto qualitativamente idêntico de informações foi coletado nos quatro ensaios.

#### 4.4 Análise dos resultados

Neste item são apresentados e analisados os resultados obtidos na 2<sup>a</sup> etapa de ensaios. Inicialmente apresentamos os valores médios medidos no ensaio com fluxo turbulento e rugosidade superficial nervura. A título comparativo, os valores médios medidos na 1<sup>a</sup> etapa de ensaios referentes as rugosidades que foram posteriormente utilizadas na 2<sup>a</sup> etapa são reapresentados, numa única figura, em conjunto com os resultados obtidos com fluxo turbulento.

Na seqüência, os aspectos flutuantes do fluxo, os quais

foram o interesse principal dessa etapa, são analisados. A análise abrange o estudo de forças e de pressões flutuantes, correlação de pressões e espectro de potência. É feita uma intercomparação de resultados (lixa x tela metálica x nervura), uma avaliação do efeito da turbulência e uma extensa comparação dos resultados obtidos no TV-2 com aqueles apresentados na literatura, seja no que diz respeito a CC rugosos ou CC lisos (para investigar a viabilidade do uso de rugosidade em problemas de simulação).

#### 4.4.1. Valores médios no ensaio com fluxo turbulento

Na Fig. 4.4 aparece a distribuição das pressões médias nos modelos com as rugosidades utilizadas na 2ª etapa de ensaios. As curvas obtidas em fluxo suave e  $Re = 380000$  já foram analisadas no item 3.4. Portanto, agora restringimos a análise ao efeito da turbulência sobre os valores médios.

A primeira observação que deve ser feita é que a introdução da grelha para gerar vento turbulento reduz a velocidade máxima do vento no TV-2, de modo que os ensaios em fluxo turbulento foram feitos com  $Re = 250000$ . Esse valor estaria compreendido no regime crítico para um CC liso.

No entanto, o uso da rugosidade e a introdução da turbulência agem no sentido de antecipar as transições de regime; e, ao que tudo indica, a distribuição de pressões obtida no ensaio com fluxo turbulento corresponde a condição ultracrítica. Justificamos esse comentário com a seguinte observação: para CC lisos no regime crítico,  $\theta_m$ ,  $\theta_s$ ,  $|c_{pm}|$  e  $|c_{pb}|$  valem aproximadamente  $85^\circ$   $130^\circ$  2,50 e 0,30; enquanto que no regime ultracrítico os mesmos parâmetros valem aproximadamente  $77^\circ$   $106^\circ$  1,90 e 0,60 (\*).

A comparação desses valores com os resultados obtidos no ensaio com fluxo turbulento (ver Tab. 4.2) permite concluir

-----  
 (\*) Valores sugeridos para o regime crítico de acordo com as medições de Farell e Blessmann (ref.51) com o mesmo CC utilizado no presente estudo, mas sem rugosidade superficial. Esses valores, por sua vez, coincidem aproximadamente com o reportado por outros autores (Jones et al, Nunen et al, James et al; respec. ref. 85, 115 e 82). Valores sugeridos para o regime ultracrítico de acordo com a média dos resultados de Jones et al, James et al e Roshko (ref.128) para esse regime.

que condições ultracríticas de fluxo foram atingidas. O ângulo de pressão mínima ( $\theta_m$ ) e o ângulo de separação ( $\theta_s$ ) coincidem razoavelmente bem com os valores aproximados sugeridos para CC lisos no regime ultracrítico. O coef. de pressão mínima e o coef. de pressão de base, por sua vez, não coincidem muito bem.

O valor de  $|c_{pm}|$  medido no ensaio com fluxo turbulento foi menor que o valor sugerido para CC lisos no regime ultracrítico; por outro lado, o valor de  $|c_{pb}|$  medido no ensaio com fluxo turbulento foi maior que o valor sugerido para CC lisos no regime ultracrítico. Contudo, a presença da rugosidade superficial pode explicar essas diferenças. Conforme mencionado no item 2.2.6, um dos efeitos da rugosidade superficial é exatamente este: diminuir  $|c_{pm}|$  e aumentar  $|c_{pb}|$ .

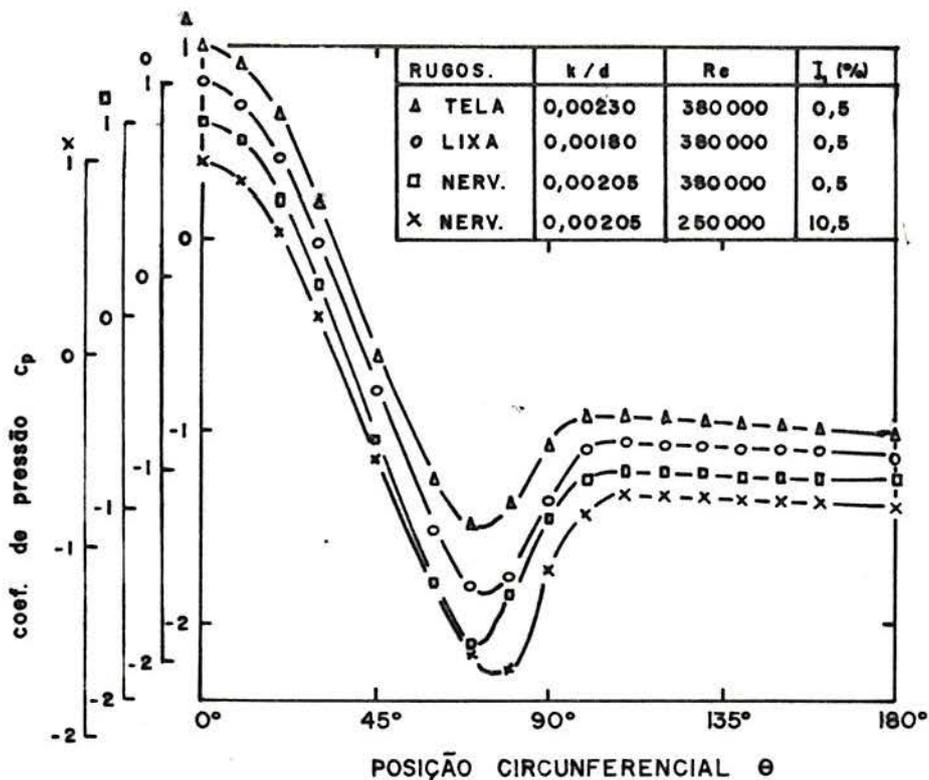


FIGURA 4.4. Distrib. das pressões médias nos CC com as rugosidades utilizadas na 2ª etapa. Dados corrigidos de bloqueio.

A partir da comparação dos valores obtidos nos ensaios com fluxo suave ou turbulento (ver Tab. 4.2), observamos que  $\theta_o$ ,  $\theta_m$  e  $\theta_s$  moveram-se para sotavento com a introdução da turbulência. Essa observação está de acordo com os resultados da

literatura (ver por exemplo Cheung e Melbourne, 1983<sup>35</sup>). Continuando a comparação, observamos que  $|c_{pm}|$  e  $|c_{pb}|$  diminuíram com a introdução da turbulência.

Cheung e Melbourne (1983)<sup>35</sup>, ensaiando CC lisos em condições supercríticas ( $Re \cong 10^6$ ) e com a intensidade de turbulência variando entre 0,4% e 9,1%, também observaram que  $|c_{pm}|$  diminuiu com o aumento da turbulência. A mesma conclusão é sustentada pelos resultados de Armitt (1968)<sup>7</sup>, que realizou ensaios com torres de refrigeração circulares providas de rugosidade. De modo que, nesse aspecto em particular, os resultados do TV-2 encontram respaldo na literatura.

TABELA 4.2. Parâmetros característicos da dist. de pressões médias nos CC com as rugosidades utilizadas na 2ª etapa (dados corrigidos de bloqueio).

Rugosidade	k/d	$\theta_o$	$\theta_m$	$ c_{pm} $	$\theta_s$	$ c_{pb} $	$c_{pb} - c_{pm}$	$C_a$
(ensaio com fluxo suave e uniforme, $Re = 380000$ )								
Lixa	0,00180	33	75	1,63	99	0,87	0,76	0,87
Tela	0,00230	34	73	1,48	94	0,94	0,54	0,96
Nervura	0,00205	32	72	1,72	96	0,81	0,91	0,78
(ensaio com fluxo turbulento e unif., $Re = 250000$ )								
Nervura	0,00205	34	78	1,64	100	0,73	0,91	0,77

Contudo, no que se refere a  $|c_{pb}|$  é preciso considerações mais cuidadosas. Enquanto que Cheung e Melbourne encontraram que  $|c_{pb}|$  aumentou com o aumento da turbulência, Armitt encontrou que a turbulência praticamente não afetou  $|c_{pb}|$ . Mencionamos que essas conclusões referem-se a ensaios realizados no regime ultracrítico, para um  $Re$  fixo, e provavelmente refletem o efeito da turbulência em antecipar as transições de regime.

Em outras palavras, para um determinado  $Re$ , a introdução de turbulência faz com que a condição de ensaio mude de super

crítica em direção à ultracrítica. Ora, como se sabe essa passagem é acompanhada de uma diminuição no ângulo de separação (a linha de separação move-se para barlavento) e, conseqüentemente, de um aumento em  $|c_{pb}|$ . Provavelmente essa seja a explicação para os resultados de Cheung e Melbourne.

Por outro lado, os ensaios no TV-2 com fluxo suave ou turbulento não foram feitos com um mesmo  $Re$ . No ensaio com fluxo turbulento o número de Reynolds era menor e isso, de certa forma, compensou o efeito da turbulência de antecipar as transições de regime. Além disso, os ensaios no TV-2, devido à presença da rugosidade, foram feitos em condições ultracríticas, onde existe uma certa independência com respeito a  $Re$ .

Os resultados do TV-2 refletem o efeito da turbulência desassociado do  $Re$ , qual seja, a turbulência interfere na camada limite, faz com que a linha de separação mova-se para sotavento e, conseqüentemente, diminui  $|c_{pb}|$ . Os ensaios de Armitt provavelmente traduzam uma situação intermediária, onde os dois efeitos da turbulência mencionados acima estariam praticamente compensando-se.

Também é interessante observar que, embora a introdução da turbulência tenha alterado os valores de  $|c_{pb}|$  e  $|c_{pm}|$ , a diferença  $c_{pb} - c_{pm}$  ficou inalterada (ver Tab 4.2). Essa observação parece confirmar as vantagens de utilizar esse parâmetro em estudos comparativos. Na verdade  $c_{pb} - c_{pm}$  é relativamente insensível aos efeitos da turbulência, do bloqueio ou à presença de placas terminais (a esse respeito, ver por exemplo Farell, 1979<sup>46</sup> e Fedeniuk, 1982<sup>58</sup>).

O fato dos valores de  $c_{pb} - c_{pm}$  e  $C_a$  terem sido praticamente idênticos nos ensaios do TV-2 com o CC nervurado em fluxo suave ou turbulento corrobora a idéia de que, apesar do  $Re$  ser diferente nos dois ensaios, as condições de fluxo eram as mesmas, isto é, ultracríticas.

#### 4.4.2 Forças e pressões flutuantes

Na Fig. 4.5 aparecem os resultados obtidos no TV-2 com respeito às medições dos coeficientes de força e de pressão flutuantes. Nessa figura aparece a distribuição seccional dos coef.

de pressão flutuante. De acordo com a simbologia adotada,  $c'_p$  é o valor RMS do coef. de pressão,  $c^{\wedge}_p$  é o coef. de pressão (flutuante) de pico positivo e  $c^{\vee}_p$  é o coef. de pressão (flutuante) de pico negativo. O formulário para o cálculo desses coeficientes é o seguinte :

$$c'_p = p' / q \quad ; \quad c^{\wedge}_p = \hat{p} / q \quad ; \quad c^{\vee}_p = \check{p} / q$$

onde  $p'$  = valor RMS da pressão flutuante,  
 $\hat{p}$  = valor (flutuante) de pico positivo de pressão,  
 $\check{p}$  = valor (flutuante) de pico negativo de pressão.

Cabe elucidar que  $\hat{p}$  corresponde a uma **sobrepessão** que, eventualmente, é acrescida à pressão média; enquanto que  $\check{p}$  é uma **sucção** que, eventualmente, é acrescida à pressão média.

Na mesma figura aparecem os coef. de força que foram medidos nos ensaios.  $C'_{sd}$  ( $C'_{se}$ ),  $C^{\wedge}_{sd}$  ( $C^{\wedge}_{se}$ ) e  $C^{\vee}_{sd}$  ( $C^{\vee}_{se}$ ) são, respectivamente, o valor RMS, o valor flutuante de pico positivo e o valor flutuante de pico negativo medidos para o coef. de sustentação na semi-secção direita (esquerda) do cilindro. Enquanto que  $C'_s(\theta)$ ,  $C^{\wedge}_s(\theta)$  e  $C^{\vee}_s(\theta)$  são os correspondentes valores para o coef. de sustentação medidos para a secção transversal completa (\*).

As medidas de pressões flutuantes foram feitas na secção central do CC. As medidas de forças flutuantes foram feitas em uma secção imediatamente abaixo da central, mais exatamente, na secção 5 (ver Fig. 4.2).

Para facilitar a comparação dos resultados, é interessante introduzir os seguintes parâmetros :

-----  
 (\*) Os valores flutuantes que aparecem na Fig. 4.5 não foram corrigidos de ruído acústico ou de bloqueio. O ruído acústico foi medido com o túnel vazio e o vento na velocidade máxima (como nos ensaios). O valor medido foi pequeno, correspondendo a  $c'_p = 0,0013$ . A correção não foi feita porque o valor era pequeno e porque em geral os autores não têm aplicado essa correção (embora em alguns casos o ruído acústico possa atingir valores consideráveis; ver a esse respeito os trabalhos de Holmes, ref.76, e Lee, ref.95). A correção de bloqueio não foi feita porque até o momento não há um procedimento estabelecido para corrigir valores flutuantes em CC.

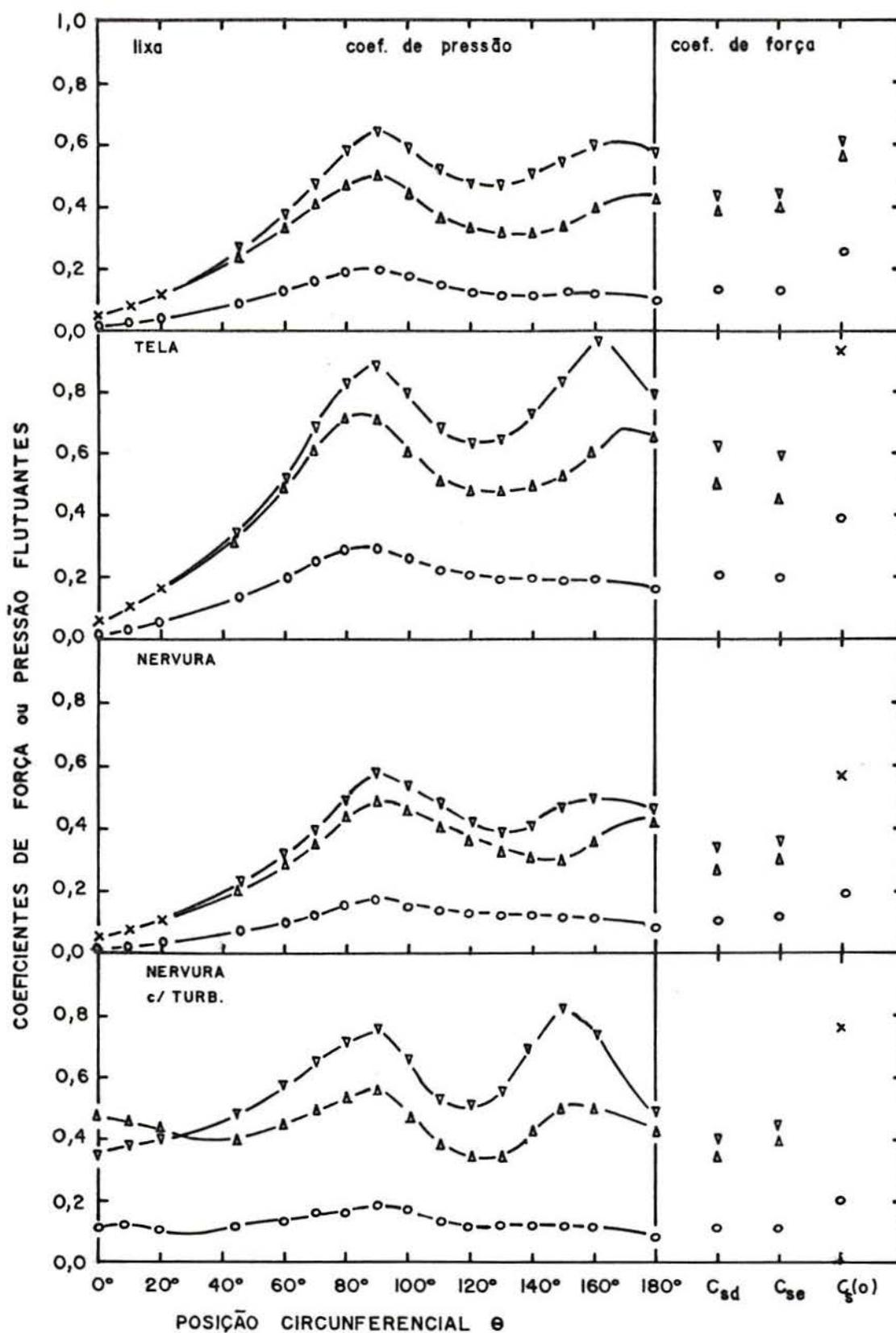


FIGURA 4.5. Coef. de força e de pressão flutuantes obtidos no TV-2 com os CC rugosos. "o", valor RMS; "Δ", valor de pico positivo; "▽", valor de pico negativo.

$$\begin{aligned} \theta'_m &= \text{ângulo onde ocorre } c'_p \text{ máximo} \\ c'_{pm} &= c'_p \text{ máximo (em função da posição circunf. } \theta) \\ c'_{pb} &= c'_p \text{ na esteira} \\ c'_{vm} &= c'_v \text{ máximo (em função da posição circunf. } \theta) \\ c'_{vb} &= c'_v \text{ na esteira (*)} \end{aligned}$$

Aqui concentramos nossa atenção nos valores de pico negativos ( $c'_v$ ), porque esses resultaram maiores que os valores de pico positivo para as pressões locais. Isso acontece porque teoricamente os coef. de pressão não possuem limite inferior (limite para os picos de sucção), mas possuem limite superior (os picos positivos não podem ser tão acentuados que resultem em  $c'_p > +1,0$ ).

Na Tab.4.3 estão os parâmetros característicos associados com a distribuição das pressões flutuantes para os CC rugosos ensaiados na 2ª etapa. Esses dados foram compilados a partir dos resultados que aparecem na Fig. 4.5.

TABELA 4.3. Parâmetros característicos associados com a dist. das pressões flutuantes. CC rugosos ensaiados no TV-2.

Rugos. Fluxo	Valores RMS ( $\times 100$ )					Valores de pico ( $\times 100$ )			
	$\theta'_m$	$c'_{pm}$	$c'_{pb}$	$C'_{sd/e}$	$C'_s(\theta)$	$c'_{vm}$	$c'_{vb}$	$C'_{sd/e}$	$C'_s(\theta)$
Lixa suave	$89^\circ$	19	12	13,5	24	64	56	43	59
Tela suave	$87^\circ$	30	20	20,5	39	89	77	61	94
Nerv. suave	$90^\circ$	17	11	11,5	20	57	47	35	57
Nerv. turb.	$90^\circ$	18	11	11,0	20	75	74	43	76

Obs.:  $C'_{sd/e}$  refere-se a média entre os valores de  $C'_{sd}$  e  $C'_{se}$ .

Observamos na Tab. 4.3 que  $\theta'_m$  foi aproximadamente o mesmo em todos os casos e resultou em torno de  $5^\circ$  ou  $10^\circ$  inferior

(\*) Neste trabalho  $c'_{pb}$  e  $c'_{vb}$  são adotados respectivamente como as médias de  $c'_p$  e  $c'_v$  nas tomadas posicionadas em  $\theta = 140^\circ$ ,  $150^\circ$  e  $160^\circ$  (em analogia ao critério adotado na definição de  $c'_{pb}$ ).

a  $\theta_s$  (ver Tab. 4.2). Ou seja, a pressão flutuante máxima ocorreu na zona posicionada ligeiramente a barlavento da linha de separação.

Quanto aos valores RMS dos coef. de força e de pressão, observamos que a rugosidade tela metálica originou valores flutuantes bastante superiores aos demais casos. É possível que esse tipo de rugosidade tenha um efeito mais pronunciado sobre a camada limite e, portanto, represente efetivamente uma rugosidade relativa maior. Contudo, isso não explicaria as diferenças, pois em condições ultracríticas os valores médios ou flutuantes dos coef. de força e de pressão não deveriam apresentar variações consideráveis.

Como será visto adiante, quando os resultados de correlação e espectro de potência forem analisados, a rugosidade tela metálica foi a que originou o mais intenso e organizado desprendimento alternado de vórtices. Esses vórtices alternados (intensos) é que certamente induziram a valores flutuantes mais elevados que nos demais casos.

Resta saber porque o desprendimento de vórtices foi mais intenso e organizado no modelo com a rugosidade tela metálica. Especulamos que o motivo esteja na geometria particular desse tipo de rugosidade. Os fios da tela metálica, paralelos e muito próximos entre si e perpendiculares ao fluxo, poderiam alimentar continuamente a região de formação de vórtices. A vorticidade gerada pelos fios da tela metálica teriam um caráter inicial organizado e bidimensional, o que contribuiria para o intenso desprendimento de vórtices observado.

Wei e Smith (1986)<sup>165</sup>, utilizando tanto medições de anemômetro de fio quente como a técnica de borbulhas de hidrogênio para visualização de fluxo, detectaram (em ensaios com CC) vórtices secundários que se formam na camada limite separada, a sotavento da linha de separação. Esses vórtices secundários, conforme os autores citados, parecem ser o mesmo fenômeno detectado por Bloor (1964)<sup>26</sup> e chamado de "ondas de transição".

Conforme Wei e Smith, os vórtices secundários originam-se de instabilidades na camada limite separada e são uma estrutura distinta dos tradicionais vórtices de Kármán. Os vórtices de Kármán envolveriam em sua formação tanto a ação dos vórtices

secundários como o efeito das flutuações de pressão de base nas proximidades de  $\theta = 180^\circ$ .

Ainda conforme os autores citados, a frequência de desprendimento dos vórtices secundários ( $f_i$ ) estaria relacionada com a frequência de desprendimento dos vórtices de Kármán ( $f_v$ ) pela relação:  $f_i/f_v = (Re/470)^{0,87}$ . As investigações de Wei e Smith, e também as de Bloor, restringiram-se ao regime subcrítico.

Caso no regime ultracrítico, após o reaparecimento dos vórtices de Kármán fortes, também exista uma estrutura similar aos vórtices secundários, então o desprendimento de vórtices mais intenso e organizado, observado no modelo com rugosidade tela, poderia ser explicado como um fenômeno de ressonância. A idéia é que a rugosidade tela não induz, em geral, um desprendimento de vórtices mais intenso, mas isso pode acontecer para determinadas relações entre os diâmetros dos fios da tela e do cilindro. Se a turbulência introduzida na camada limite pelos fios da tela for constituída de vórtices que se despreendem a uma frequência similar àquela dos hipotéticos vórtices secundários, então a condição de ressonância estaria estabelecida e o resultado seria uma importante amplificação dos vórtices de Kármán.

O parágrafo anterior situa-se no campo das especulações, uma vez que, pelo que sabemos, nenhum trabalho referente ao regime ultracrítico indicando a observação de estruturas similares aos vórtices secundários foi publicado até o momento. No entanto, uma explicação nesse sentido deve ser tentada, pois os valores de  $c'_{pm}$ ,  $c'_{pb}$  e  $C'_s$  medidos no modelo com tela foram, conforme será visto na sequência do texto, os valores mais elevados já medidos em CC lisos ou rugosos em fluxo suave e no regime ultracrítico.

Ainda no que concerne a valores flutuantes RMS, a análise da Tab. 4.3 indica que os resultados para os demais casos (lixa, nervura e nervura em fluxo turbulento) foram similares. A rugosidade com lixa gerou valores RMS dos coef. de força e de pressão um pouco superiores àqueles obtidos nos ensaios com o CC nervurado.

É interessante observar que a introdução da turbulência no ensaio com o CC nervurado praticamente não alterou os valores flutuantes RMS. Possivelmente a explicação disso esteja no efeito

duplo que a turbulência pode exercer; por um lado, a turbulência tem um efeito direto de aumentar as flutuações de pressão na superfície do CC, mas, por outro lado, ela interage com o desprendimento de vórtices, desestabilizando-o e tornando-o mais fraco.

Como o desprendimento alternado de vórtices é a principal fonte das flutuações de pressão na superfície do CC, os dois efeitos da turbulência compensam-se, e os resultados do CC nervurado indicaram uma alteração muito discreta em  $c'_{pm}$ ,  $c'_{pb}$  ou  $C'_s$  quando a turbulência foi introduzida.

Apenas na zona frontal do CC ( $\theta \leq 60^\circ$ , digamos) a turbulência exerceu um efeito considerável sobre os valores RMS das flutuações de pressão medidas no CC nervurado. Ela aumentou as flutuações de pressão nessa zona, que seriam pequenas no caso de fluxo suave, uma vez que o efeito dos vórtices de Kármán é pequeno nessa zona.

Continuando a análise da Fig. 4.5 e da Tab. 4.3, observamos que também os valores flutuantes de pico foram nitidamente superiores no ensaio com tela metálica. Conforme anteriormente discutido, esses valores mais elevados para os coef. de força e de pressão são reflexo do desprendimento de vórtices mais intenso e organizado que esse tipo de rugosidade originou.

Do mesmo modo, os valores flutuantes de pico medidos nos ensaios em fluxo suave dos modelos com lixa e com nervura foram similares. Conforme foi observado para os valores RMS, também os valores de pico dos coef. de força e de pressão medidos no ensaio do modelo com lixa foram um pouco superiores àqueles medidos no ensaio do modelo nervurado em fluxo suave.

O que deve ser destacado é que a introdução da turbulência no ensaio com o CC nervurado promoveu um aumento substancial nos valores flutuantes de pico dos coef. de força e de pressão. Em resumo podemos dizer que a análise da Tab. 4.3 ou da Fig. 4.5 indicam que a turbulência teve um efeito discreto sobre os valores RMS, mas aumentou substancialmente os valores de pico.

A esta altura são necessárias considerações mais aprofundadas a respeito do tipo de turbulência presente no TV-2. Conforme mencionado no item 4.1 (equipamento e modelo), foi utilizada uma grelha de malha uniforme para gerar a turbulência. A escala de turbulência obtida na secção do modelo resultava em

$$L_1 = 60\text{mm ou } L_1/d = 0,40.$$

Uma escala de turbulência dessa ordem de grandeza não é capaz de penetrar na camada limite (e por isso os valores RMS das flutuações de pressão foram pouco alterados), mas é capaz de interagir com os vórtices de Kármán e, portanto, eventualmente gerar picos importantes nas flutuações de pressão (os picos ocorrem quando os redemoinhos aleatórios da turbulência encontram-se aproximadamente em fase ou em anti-fase com os redemoinhos de Kármán).

No entanto, o que deve ser lembrado é que uma turbulência desta intensidade ( $I_1 = 10,5\%$ ) mas com uma escala de turbulência muito menor, da ordem de grandeza da camada limite (\*), não iria interagir diretamente com os vórtices de Kármán, mas seria capaz de penetrar na camada limite e alimentar continuamente a região de formação de vórtices (num efeito similar àquele que especulamos que os fios da tela metálica tenham exercido). O resultado seria um desprendimento de vórtices muito mais intenso, e, conseqüentemente, um aumento tanto nos valores RMS como nos valores de pico das flutuações de pressão.

Basu (1986)<sup>12</sup> relata ensaios com cilindros circulares realizados por Vickery e Daly que revelaram um substancial aumento em  $C_g$  quando turbulência de muito pequena escala foi introduzida. Os dados podem estar mascarados com transições de regime, como os próprios autores citam; no entanto, o efeito drástico exercido por turbulência de muito pequena escala foi evidente.

Basu conclui (seu trabalho é um "estado da arte" a respeito da influência da turbulência e de efeitos tridimensionais) dizendo: "os dados mostram que turbulência de muito pequena escala tem maior capacidade de penetrar, e influenciar, na camada limite antes e após a linha de separação. Dados limitados mostram que turbulência de muito pequena escala pode amplificar dramaticamente as forças flutuantes de sustentação".

-----  
 (\*) Ver trabalho de Sadeh e Brauer (1980)<sup>139</sup>; esse trabalho envolve CC e versa sobre a "Teoria da amplificação dos vórtices". Conforme os autores, a maior parte da amplificação da turbulência ocorre em uma certa escala ( $\lambda_m$ ) que é maior que a espessura da camada limite ( $\delta$ ), mas da ordem de grandeza de  $\delta$ .

O efeito mais pronunciado exercido pela turbulência de pequena escala também pode ser entendido quando consideramos que turbulência de escala muito grande na verdade aproxima-se mais e mais da condição de fluxo suave (com uma variação lenta na direção do fluxo, apenas).

A seguir será feita uma comparação dos resultados de forças e pressões flutuantes medidos no TV-2 com aqueles publicados na literatura. O estudo também constitui-se numa compilação de resultados em vista da extensa pesquisa bibliográfica empreendida. Como será visto, é feito um esforço considerável para interrelacionar resultados provenientes de ensaios que envolvem técnicas experimentais basicamente distintas.

Assim, resultados de ensaios com CC lisos e rugosos serão plotados em uma única figura utilizando  $Re(k/d)^{0,5}$  como parâmetro ordenador. Também resultados de  $C'_s(\theta)$ , isto é, do coef. de sustentação seccional, serão estimados a partir de resultados de  $C'_s(L)$ , isto é, do coef. de sustentação medido com balanças dinamométricas para um trecho de cilindro.

Esse tipo de procedimento, que se apóia no resultado dos ensaios experimentais de cilindros circulares realizados por muitos pesquisadores, conforme será extensivamente argumentado na seqüência deste estudo, é importante porque permite o acesso a uma maior quantidade de informações e, eventualmente, permite preencher lacunas de conhecimento. Particularmente, no que se refere a forças flutuantes, pressões flutuantes, e correlação cruzada de forças ou de pressões no regime ultracrítico, ainda há muitos pontos a serem esclarecidos.

- Observações acerca de estimativas do coef. de sustentação seccional a partir da distribuição das pressões flutuantes

Alguns autores fornecem diretamente o valor RMS do coef. de sustentação seccional, mas outros apresentam apenas a distribuição das pressões flutuantes ( $c'_p \times \theta$ ). Nesse caso é possível obter  $C'_s(\theta)$ , mas essa não é uma tarefa simples, pois rigorosamente seria necessário conhecer a correlação cruzada das pressões entre todos os pontos da secção. Poucos autores fizeram medições de correlação em CC, e informações completas com

respeito à correlação cruzada seccional raramente são fornecidas. Em geral os resultados fornecidos limitam-se a correlação cruzada entre as forças de sustentação que atuam nas semi-secções esquerda e direita ou entre as pressões em  $\theta = \pm 90^\circ$ .

No entanto, os resultados do presente trabalho indicam que a seguinte fórmula empírica pode ser adequada para estimar  $C'_s(\theta)$  a partir da distribuição das pressões flutuantes (\*) :

$$C'_s(\theta) = [(1-R_{es})/2] \int_0^\pi c'_p(\theta) \sin\theta \, d\theta \quad (4.1)$$

Nessa fórmula a integral representa o valor de  $C'_s(\theta)$  que seria medido caso as flutuações de pressão ocorressem perfeitamente em fase dentro de cada semi-secção (correlação perfeita) e as flutuações de pressão em uma e outra semi-secção ocorressem perfeitamente em anti-fase. O termo  $(1-R_{es})/2$  leva em consideração a falta de correlação perfeita das pressões.  $R_{es}$  é o coef. de correlação cruzada das forças de sustentação que atuam em uma e outra semi-secção.

Quando  $R_{es}$  não é fornecido, mas apenas  $R_{90^\circ, 270^\circ}$  (ou seja, o coef. de correlação cruzada das pressões em  $\theta = \pm 90^\circ$  em uma mesma secção transversal), então podemos adotar esse valor na fórmula (4.1) em substituição a  $R_{es}$ . A estimativa  $R_{es} \cong R_{90^\circ, 270^\circ}$  é razoável, uma vez que a força de sustentação seccional é ditada principalmente pelas flutuações de pressão nas proximidades de  $\theta = 90^\circ$  (ou  $270^\circ$ ).

Infelizmente, em alguns trabalhos a distribuição das pressões flutuantes é apresentada, mas nenhuma medida de correlação cruzada seccional é fornecida. Nesse caso ainda é possível estimar  $C'_s(\theta)$ , embora de um modo menos preciso. Basu (1985)<sup>11</sup> propõe a seguinte expressão :

$$C'_s(\theta) = K_B \int_0^\pi c'_p(\theta) \sin\theta \, d\theta \quad (4.2)$$

Essa fórmula é análoga à fórmula (4.1), e  $K_B$  é o coef. empírico que leva em consideração a falta de correlação perfeita das pressões. Baseado nos resultados de Batham (1973)<sup>14</sup>, Basu

(\*) Resultados experimentais corroborando a validade da fórmula aproximada (4.1) serão apresentados no item 4.4.4.

propõe os seguintes valores para  $K_B$  (válidos para fluxo suave) :

Regime :	subcrítico	crítico	ultracrítico
$K_B$ :	0,8	0,5	0,8

Interligando as fórmulas (4.1) e (4.2) verificamos a analogia que existe entre o coef. empírico proposto por Basu,  $K_B$ , e o termo utilizado por nós,  $(1-R_{es})/2$ . De modo que propor os valores listados acima é equivalente a propor os seguintes valores para  $R_{es}$  :

Regime :	Subcrítico	Crítico	Ultracrítico
$R_{es}$ :	-0,6	0,0	-0,6

O valor resultante para o regime crítico é perfeitamente razoável; no regime crítico o desprendimento alternado e organizado de vórtices praticamente desaparece. Na região de barlavento do cilindro a correlação das pressões é positiva, mas algumas flutuações de pressão em anti-fase na esteira compensam esse aspecto. O resultado é um coef. de correlação cruzada entre semi-secções com valor próximo de zero.

Contudo, os valores de  $R_{es}$  resultantes para os regimes subcrítico e ultracrítico parecem um pouco baixos em módulo. Nossa própria análise dos resultados de Batham<sup>14</sup> indicou que Basu foi coerente ao propor os valores de  $K_B$ , mas talvez alguns detalhes tenham lhe escapado.

Em fluxo suave, Batham mediu  $c_p' \times \theta$  e  $C_s'(\theta)$  para um caso (CC liso,  $Re = 110000$ ) no regime subcrítico. O confronto desses dados fornece  $K_B = 0,815$  (por isso Basu propõe o valor 0,8 para o regime subcrítico). Batham mediu dois casos no regime crítico (CC liso,  $Re = 240000$  e CC rugoso,  $Re = 240000$ ) que fornecem respectivamente  $K_B = 0,55$  e  $0,59$  (assim Basu propõe o valor 0,5 para o regime crítico). E, por fim, Batham mediu um caso no regime supercrítico (CC rugoso,  $Re = 240000$ ) que fornece  $K_B = 0,79$

(baseado nesse dado, Basu propõe o valor 0,8 para o regime ultracrítico).

Entendemos que o resultado de Batham no regime subcrítico (CC liso,  $Re = 110000$ ) na verdade reflete uma condição limite, exatamente o final do regime subcrítico, onde o desprendimento alternado e organizado de vórtices já estaria perdendo intensidade. Esse comentário é corroborado pelo valor de  $C'_s(\theta)$  medido por Batham para esse caso, ou seja,  $C'_s(\theta) = 0,33$ , um valor relativamente baixo. No regime subcrítico valores de  $C'_s(\theta)$  na faixa de 0,45 a 0,50 são esperados (conforme será visto mais adiante).

Entendemos também que o resultado de Batham com o CC rugoso ( $k/d = 0,00217$ ) e  $Re = 240000$  possivelmente enquadre-se no regime supercrítico, mas ainda não no regime ultracrítico. Portanto, é possível que o valor  $K_B = 0,79$  (valor extraído das medições de Batham) ainda poderia aumentar em alguma extensão se o ensaio pudesse ser realizado em maiores  $Re$ . (No TV-2 condições ultracríticas para  $k/d \cong 0,00200$  só foram obtidas para  $Re$  maior que 300000 ou 350000).

Assim, baseados nesses comentários e em alguns poucos dados fornecidos por outros autores, propomos corrigir ligeiramente os valores originalmente sugeridos por Basu e complementar a proposta com valores também para o caso de fluxo turbulento. Os valores propostos para  $K_B$  aparecem na Tab. 4.4. Estes valores de  $K_B$  equivalem a adotar os valores do coef. de correlação cruzada entre as forças de sustentação que atuam em uma e outra semi-seção ( $R_{es}$ ) que também aparecem na Tab. 4.4. (A equivalência estabelece-se quando aceitamos a fórmula (4.1) como razoável; os resultados deste trabalho parecem confirmar esse aspecto).

A Fig. 4.6 contém os escassos dados de correlação cruzada que foi possível coletar, e nos quais nos baseamos para propor os valores listados na Tab. 4.4.

Na Fig. 4.6 os dados de correlação foram plotados versus  $Re(k/d)^{0,5}$  porque esse número, conforme mencionado por Miller (1976)<sup>101</sup>, pode ordenar grosseiramente os valores provenientes de diversas rugosidades numa mesma curva.

Os valores obtidos em fluxo turbulento referem-se todos a turbulência de escala moderada ( $L_1/d$  da ordem de 0,5 a 1,0) e

intensidade da ordem de 10% (presente trabalho  $I_1 = 10,5\%$ ; Bruun e Davies<sup>20</sup>,  $I_1 = 10,5\%$ ; Novak e Tanaka<sup>114</sup>,  $I_1 = 11,0\%$ ; Kiya et al.<sup>80</sup>,  $I_1 = 3,8$  a  $12,8\%$  e Batham<sup>14</sup>,  $I_1 = 12,9\%$ ). Os patamares que definem as transições de regime na figura correspondente a fluxo turbulento são adequados para uma intensidade de turbulência da ordem de 10%. As retas verticais que definem as transições de regime nos dois casos (fluxo suave ou turbulento) foram traçadas a título de ajuda visual apenas e não devem ser entendidas como limites rígidos entre os regimes.

TABELA 4.4. Valores propostos de  $K_B$  para CC em fluxo suave ( $I_1 \cong 0,5\%$ ) ou turbulento ( $I_1 \cong 10,0\%$ ,  $L_1/d \cong 0,5$  a  $1,0$ ) e correspondentes valores do coef. de correlação cruzada das forças de sustentação que atuam em uma e outra semi-secção.

Regime :	Subcrit	Crítico	Supercr.	Ultracr.
$K_B$ (fluxo suave)	0,9	0,5	0,7	0,9
$K_B$ (fluxo turb.)	0,8	0,4	0,6	0,8
$R_{es}$ (fluxo suave)	-0,8	0,0	-0,4	-0,8
$R_{es}$ (fluxo turb.)	-0,6	+0,2	-0,2	-0,6

Observamos que os patamares propostos ajustam-se razoavelmente bem à maioria dos resultados. Como exceção há dois resultados de Kiya et al.<sup>80</sup> em fluxo turbulento e  $Re(k/d)^{0,5} \cong 160$  que se encontram bem abaixo do valor proposto. No entanto, deve ser dito que o caso que resultou no menor valor (em módulo) do coef. de correlação medido por Kiya et al. ( $R_{90,270} = -0,25$ , ver Fig. 4.6) na verdade deve ser situado na transição de regime subcrítico-crítico. Seus resultados de arrasto e distribuição de pressões médias corroboram plenamente esse comentário. Os outros resultados obtidos por Kiya et al. enquadram-se efetivamente no regime subcrítico.



para representar a rugosidade de CC nominalmente lisos que os valores efetivos algumas vezes medidos. Possivelmente isso acontece porque o parâmetro  $Re(k/d)^{0,5}$  deixa de ter sentido para rugosidades muito pequenas (na faixa do "aerodinamicamente liso").

É interessante observar as duas curvas da Fig 4.6, correspondentes a fluxo suave e turbulento. Nessas curvas estão refletidos alguns dos efeitos primordiais da turbulência: a turbulência antecipa as transições de regime, estende os intervalos crítico e supercrítico e diminui em módulo a correlação cruzada entre as semi-secções. (Informalmente, a introdução de turbulência faz com que a curva mova-se para a esquerda, para baixo, e abre a "boca de sino").

Por fim é importante lembrar que estes resultados (Fig. 4.6 e Tab. 4.4) referem-se a turbulência de média escala. Suspeita-se que turbulência de pequena escala pode intensificar o desprendimento de vórtices e, conseqüentemente, aumentar a correlação em anti-fase das flutuações de pressão em um lado e outro do cilindro.

- Observações acerca de estimativas do coef. de sustentação seccional a partir dos resultados de balanças dinamométricas

Nas observações anteriores foram fornecidos dois caminhos para estimar  $C'_s(\theta)$  a partir da distribuição das pressões flutuantes: (1) quando se conhece a correlação cruzada entre as semi-secções, podemos utilizar a fórmula (4.1); e (2) quando não há dados acerca da correlação cruzada seccional, podemos utilizar a fórmula (4.2) com os valores de  $K_B$  propostos na Tab. 4.4.

Contudo, outro aspecto é que muitos pesquisadores não fornecem  $C'_s$  seccional, mas o valor de  $C'_s$  medido para um trecho de cilindro (com o uso de balanças dinamométricas e "cilindros mudos"). Para diferenciar esses dois valores, utilizamos a simbologia :

- $C'_s(\theta)$  é o valor RMS do coef. de sustentação para uma secção transversal do CC.
- $C'_s(L)$  é o valor RMS do coef. de sustentação para um trecho de CC de comprimento L.

Evidentemente,  $C'_s(L)$  sempre será, em alguma extensão, inferior a  $C'_s(0)$  devido à falta de correlação longitudinal das flutuações de forças e de pressões. A questão que propomos é como estimar  $C'_s(0)$  quando é fornecido  $C'_s(L)$ . Novamente isso é possível desde que se tenha conhecimento acerca da correlação longitudinal dos esforços de sustentação nas várias secções do CC.

Kacker et al (1974)<sup>86</sup>, citando Frenkiel (1949) (\*), indicam a relação entre  $C'_s(0)$  e  $C'_s(L)$  :

$$C'_s(L)/C'_s(0) = \sqrt{2 \int_0^L (L-s) R_{ss}(s) ds} / L \quad (4.3)$$

Nessa fórmula  $s$  é o afastamento longitudinal, que varia de 0 a  $L$ , e  $R_{ss}(s)$  é o coef. de correlação cruzada longitudinal para os esforços de sustentação.

Infelizmente, os resultados de  $R_{ss}(s)$  publicados na literatura são muito escassos, em parte porque medições de  $R_{ss}(s)$  implicam uma instrumentação relativamente complexa. Contudo,  $R_{pp}(90^\circ, s)$ , o coef. de correlação cruzada longitudinal das pressões na geratriz  $\theta = 90^\circ$ , é uma boa estimativa de  $R_{ss}(s)$ . Isso acontece porque na faixa  $\theta = 60^\circ$  a  $120^\circ$   $R_{pp}(\theta, s)$  não varia muito, e essa faixa é a mais importante na definição de  $R_{ss}(s)$ . (\*\*)

(\*) "The influence of the length of hot wire on the measurements of turbulence". Frenkiel deduz uma fórmula análoga à (4.3) para corrigir a resposta de um anemômetro de fio quente de comprimento não negligenciável frente a escala transversal da turbulência. Sua formulação também é adequada para o caso de CC em túneis de ensaio.

(\*\*) A análise dos trabalhos de Surry, Bruun & Davies, Kiya et al., Sonnevile e Batham (respect. ref. 153, 29, 89, 150 e 14), os quais fornecem resultados de correlação cruzada longitudinal ou comprimento de corr. cruzada longitudinal para vários ângulos  $\theta$ , permite concluir que  $R_{pp}(\theta, s)$  atinge seu valor máximo um pouco antes da linha de separação. Assim, para CC no regime subcrítico, as pressões estão melhor correlacionadas longitudinalmente na geratriz  $\theta = 60^\circ$  ou  $70^\circ$ , e essa correlação em geral diminui para maiores  $\theta$ . Nesse caso, adotar  $R_{pp}(90^\circ, s)$  como estimativa de  $R_{ss}(s)$  é muito razoável, pois  $R_{pp}(90^\circ, s)$  resulta ser aprox. a média de  $R_{pp}(\theta, s)$  na faixa de  $60^\circ$  a  $120^\circ$ . Para CC no regime ultracrítico, as pressões estão melhor correlacionadas em  $\theta = 90^\circ$  ou  $100^\circ$ . Nesse caso, adotar  $R_{pp}(90^\circ, s)$  como estimativa de  $R_{ss}(s)$  talvez superestime ligeiramente esse valor. No entanto, embora  $R_{pp}(\theta, s)$  apresente um máximo, não varia muito na faixa  $\theta = 60^\circ$  a  $120^\circ$ .

Além disso,  $R_{uu}(s)$ , o coef. de correlação cruzada longitudinal das velocidades (ao longo de uma paralela ao eixo do CC), também pode servir como uma boa estimativa de  $R_{ss}(s)$ , mas nesse caso é preciso algum cuidado.  $R_{uu}(s)$  será similar a  $R_{ss}(s)$  desde que as flutuações de velocidade sejam medidas imediatamente fora da camada limite e em uma geratriz posicionada em  $\theta \geq 60^\circ$ . Muito para fora da camada limite separada, ou em  $\theta \leq 60^\circ$ , predomina a correlação do próprio fluxo incidente. E dentro da camada limite separada, isto é, na esteira, as flutuações de velocidade são muito aleatórias, o que diminui consideravelmente a correlação.

Com efeito, Sonnevile (1976)<sup>150</sup> e El Baroudi (1960)<sup>41</sup> mediram  $R_{uu}(s)$  respectivamente para  $\theta = 60^\circ$  e  $90^\circ$  e Kacker et al. (1974)<sup>86</sup> mediram  $R_{uu}(s)$  numa linha situada a  $2,4d$  para sotavento do CC. Todos fizeram medições imediatamente fora da camada limite (ver Fig. 4.7), e seus resultados foram praticamente idênticos (todos para fluxo suave, CC liso e regime subcrítico).

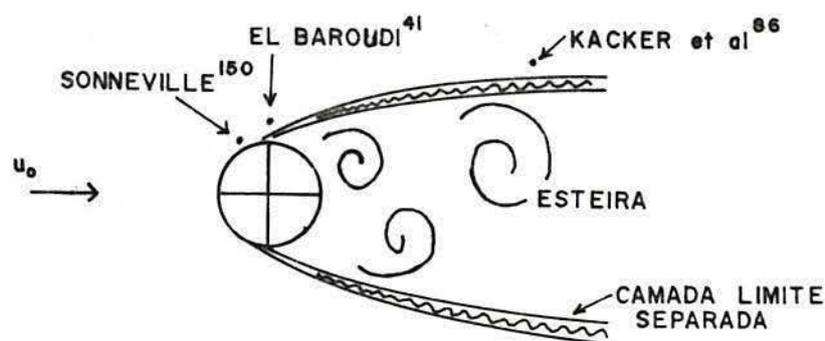


FIGURA 4.7. Posição dos anemômetros de fio quente para medir correlação cruzada longitudinal de velocidades, conforme adotado por diversos autores.

Mais ainda, Sonnevile também fez algumas medições de correlação de pressões na geratriz  $\theta = 90^\circ$ , e os valores medidos coincidiram com os valores obtidos para a correlação de velocidades na mesma geratriz.

Assim, admitindo que, conforme argumentado,  $R_{pp}(90^\circ, s)$  e  $R_{uu}(s)$  sejam uma estimativa razoável de  $R_{ss}(s)$ , e utilizando a

fórmula (4.3), é possível calcular  $C'_s(L)/C'_s(0)$  a partir dos resultados de correlação longitudinal fornecidos por diversos autores. Os valores de  $C'_s(L)/C'_s(0)$  calculados desse modo aparecem na Tab 4.5.

TABELA 4.5. Valores de  $C'_s(L)/C'_s(0)$  calculados para CC. Resultados para fluxo suave ( $I_1 < 1,0\%$ ) e turbulento ( $I_1 \cong 10\%$ ).

REFERÊNCIA	Re $\times 10^{-5}$ REGIME	$100 \times C'_s(L)/C'_s(0)$ ; fluxo suave										med. de correlaç.	
		s/d=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9		10
Prendergast <sup>118</sup>	0,84 subcr.	100	99	97	95	93	90	87	84	81	78	75	$R_{pp}(90^\circ)$
Kacker et al. <sup>80</sup>	0,54 "	100	98	97	95	92	89	86	83	80	77	74	$R_{uu}$
Sonneville <sup>150</sup>	0,45 "	100	98	96	93	90	86	83	81	79	77	76	$R_{uu}(60^\circ)$
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19 "	100	96	93	90	87	83	80	77	74	71	69	$R_{pp}(60^\circ)$
El Baroudi <sup>41</sup>	0,45 "	100	93	90	87	84	81	79	76	75	73	71	$R_{uu}(90^\circ)$
Bruun e D. <sup>20</sup>	2,40 sub-crt	100	93	86	82								$R_{pp}(90^\circ)$
Szechenyi <sup>154</sup>	? crítico	100	82	75	68								$R_{ss}$
Ribeiro (pres.)	3,80 ultrac.	100	97	96	93	89				(nerv.)			$R_{pp}(90^\circ)$
Ribeiro (pres.)	3,80 "	100	97	96	94	91				(tela)			$R_{pp}(90^\circ)$
Ribeiro (pres.)	3,80 "	100	99	98	96	94				(lixa)			$R_{pp}(90^\circ)$
Szechenyi <sup>154</sup>	? "	100	99	98	97					(esferas)			$R_{ss}$
REFERÊNCIA	Re $\times 10^{-5}$ REGIME	$100 \times C'_s(L)/C'_s(0)$ ; fluxo turbulento										med. de correlaç.	
		s/d=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9		10
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19 subcr.	100	94	91	87	82	78	74	71	68	65	62	$R_{pp}(60^\circ)$
Surry <sup>153</sup>	0,34 "	100	84	69	54	41	31	24	18	14	11	10	-
Bruun e D. <sup>20</sup>	0,80 sub-crt	100	92	88	84								$R_{pp}(90^\circ)$
Bruun e D. <sup>20</sup>	2,30 crítico	100	74	65	57								$R_{pp}(90^\circ)$
Bruun e D. <sup>20</sup>	2,30 crítico	100	69	59	51								$R_{pp}(90^\circ)$
Ribeiro (pres.)	2,50 ultrac.	100	87	81	76	71				(nerv.)			$R_{pp}(90^\circ)$

Obs. : Informações acerca dos dados experimentais podem ser vistas nas Tab. 4.15 e 4.16 do item 4.4.5.

Surry (1972)<sup>153</sup> forneceu diretamente  $C'_s(L)/C'_s(0)$ .

Os resultados que puderam ser coletados são escassos, mas coerentes entre si. Analisando os resultados obtidos com CC em fluxo suave ( $I_1 < 1,0\%$ ), observamos na Tab. 4.5 que  $C'_s(L)/C'_s(0)$  não diminui muito com o afastamento adimensional s/d no regime subcrítico, mas diminui consideravelmente no regime crítico. Isso acontece exatamente devido a coerência do desprendimento de vór-

tices. Enquanto no regime subcrítico é grande a correlação longitudinal do desprendimento de vórtices, no regime crítico não é possível falar nem mesmo de um desprendimento organizado de vórtices. No regime crítico o caráter do desprendimento de vórtices é basicamente aleatório.

No regime ultracrítico, novamente os valores de  $C'_s(L)/C'_s(0)$  não diminuem muito com o afastamento. Isso é reflexo do "reaparecimento do desprendimento organizado de vórtices", conforme observado pela primeira vez por Roshko (1961)<sup>128</sup>. Os poucos resultados que puderam ser agrupados na Tab. 4.5 indicam que os valores  $C'_s(L)/C'_s(0)$  calculados para o regime subcrítico ou ultracrítico são similares. Isso implicaria uma mesma coerência do desprendimento de vórtices nesses regimes. Contudo, esse comentário deve ser aceito com reservas, pois os resultados no regime ultracrítico (resultados do presente trabalho e de Szechenyi<sup>154</sup>) foram obtidos com CC rugosos, e há uma suspeita na literatura que a rugosidade possa melhorar o desprendimento de vórtices.

Na Tab. 4.5 também aparecem os resultados obtidos com CC em fluxo turbulento. Esses são ainda mais escassos (\*), e observamos algumas divergências. No regime subcrítico, os valores de  $C'_s(L)/C'_s(0)$  calculados a partir dos resultados de Novak e Tanaka (1975)<sup>114</sup> são consideravelmente mais elevados que os valores de  $C'_s(L)/C'_s(0)$  medidos diretamente por Surry (1972)<sup>159</sup>. (\*\*)

-----  
 (\*) Cheung e Melbourne (1983)<sup>95</sup> mediram  $c'_p \times \theta$  (portanto,  $C'_s(0)$  pôde ser calculado) e  $C'_s(L)$  para diversas intensidades de turbulência. Mas valores de  $C'_s(L)/C'_s(0)$  extraídos de seus resultados não puderam ser utilizados porque há dúvidas a respeito da extensão do trecho em que eles mediram  $C'_s(L)$ . Além disso, seus resultados envolveram transições de regimes (final do subcrítico-crítico-supercrítico), de modo que é difícil de caracterizá-los. Também So e Savkar (1981, ref. 149) mediram  $C'_s(L)$  em fluxo turbulento com  $L$  variando de 1,0 a 5,3, mas seus resultados não puderam ser aproveitados. Eles não mediram o valor seccional do coef. de sustentação, e, embora esse valor pudesse ser extrapolado, seus resultados foram obtidos com um bloqueio de 16% em um túnel d'água circular e devem estar distorcidos em alguma extensão. (Um bloqueio dessa ordem e a forma circular do TE devem interferir bastante no desprendimento de vórtices).

(\*\*) Os valores de Surry foram obtidos por um computador analógico a partir das correl. de pressão em tempo real ( $\tau = 0$ ).

É natural que os valores de  $C'_s(L)/C'_s(\theta)$  associados com os ensaios de Novak e Tanaka sejam relativamente elevados, pois eles foram calculados a partir da correlação longitudinal das pressões na geratriz  $\theta = 60^\circ$  (que é o dado fornecido por esses autores). Conforme anteriormente mencionado, para o regime subcrítico,  $\theta = 60^\circ$  caracteriza a geratriz onde as pressões estão melhor correlacionadas.

O cálculo de  $C'_s(L)/C'_s(\theta)$  baseado nessa informação,  $R_{pp}(60^\circ, s)$ , certamente resulta em valores um pouco superestimados. Por outro lado, os resultados de Surry de  $C'_s(L)/C'_s(\theta)$  resultaram relativamente baixos provavelmente porque suas condições de ensaio favoreciam a tridimensionalidade: bloqueio pequeno (3,9%), esbeltez elevada ( $l/d = 38,7$ ) e intensidade de turbulência relativamente elevada (14,7%).

Entendemos que esses resultados de Surry<sup>159</sup> e Novak e Tanaka<sup>114</sup> servem como limites mínimo e máximo para valores de  $C'_s(L)/C'_s(\theta)$  medidos em CC no regime subcrítico com fluxo turbulento (de escala moderada e intensidade da ordem de 10%).

Comparado aos valores médios de  $C'_s(L)/C'_s(\theta)$  medidos no regime subcrítico, os resultados de Bruun e Davies (1975)<sup>29</sup> para o regime crítico indicam, conforme esperado, uma redução nos valores de  $C'_s(L)/C'_s(\theta)$ . No regime crítico, além da perda de correlação introduzida pela turbulência, há uma perda adicional de correlação devido a desestabilização dos vórtices de Kármán.

No regime ultracrítico, os resultados obtidos no TV-2 (presente trabalho) refletem o reaparecimento dos vórtices de Kármán fortes, com valores de  $C'_s(L)/C'_s(\theta)$  que se situam dentro da faixa delimitada a partir dos resultados de Surry<sup>159</sup> e Novak e Tanaka<sup>114</sup> para o regime subcrítico. Novamente vale o comentário feito para o caso de fluxo suave, isto é, valores similares de  $C'_s(L)/C'_s(\theta)$  para os regimes subcrítico e ultracrítico indicam, em princípio, a mesma coerência do desprendimento de vórtices nesses regimes. Contudo fazemos a ressalva que os resultados no regime ultracrítico foram obtidos com um CC rugoso, enquanto que os resultados no regime subcrítico foram obtidos com CC lisos.

O resultado de Bruun e Davies (1975)<sup>29</sup> que aparece na Tab. 4.5 correspondente à transição subcrítico-crítico, na verdade, refere-se a uma intensidade de turbulência relativamente

baixa ( $I_1 = 3,8\%$ ); por isso os valores resultantes de  $C'_s(L)/C'_s(\emptyset)$  foram relativamente elevados, mais de acordo com o que seria esperado para fluxo suave.

Uma análise em conjunto dos resultados obtidos com CC em fluxo suave ou turbulento indica que, seja no regime subcrítico, crítico ou ultracrítico, a introdução de turbulência, na medida em que diminui a coerência do desprendimento de vórtices, diminui os valores de  $C'_s(L)/C'_s(\emptyset)$ .

A Tab. 4.5 contém toda a informação que foi possível obter com respeito à correlação longitudinal de pressões ou de velocidades útil para a definição de  $C'_s(L)/C'_s(\emptyset)$ . É surpreendente a escassez de dados referentes a esse assunto. Somente para fluxo suave e regime subcrítico foi possível coletar dados suficientes que permitam uma estimativa confiável de  $C'_s(L)/C'_s(\emptyset)$ . Para as outras condições, o que há são resultados isolados que somente podem ser aproveitados após uma análise das condições experimentais particulares em que foram obtidos.

De qualquer modo, com a ajuda da Tab. 4.5 é possível obter uma estimativa grosseira do valor de  $C'_s(\emptyset)$ , isto é, do coef. de sustentação seccional, a partir de dados de  $C'_s(L)$ , isto é, do coef. de sustentação medido por balanças dinamométricas nos extremos de um trecho de CC.

É preciso cuidado, também, quando não existem cilindros mudos envolvendo o trecho central, ou seja, quando as balanças estão nos extremos do CC, o qual atravessa de fora a fora o TE. Nesse caso, o valor medido de  $C'_s(L)$ , além de ser inferior a  $C'_s(\emptyset)$  pela falta natural de correlação longitudinal, é na verdade ainda menor que o previsto devido a ação das paredes do túnel. Junto às paredes a correlação dos vórtices diminui consideravelmente.

O comentário anterior fica perfeitamente caracterizado nos ensaios de Kacker et al. (1974)<sup>86</sup>. Esses autores, utilizando a fórmula (4.3), previram valores para  $C'_s(L)/C'_s(\emptyset)$  e mediram esses valores utilizando balanças dinamométricas e cilindros mudos de comprimento variável. Seus resultados coincidiram com o previsto pela fórmula (4.3) enquanto o comprimento do trecho de medição foi menor que a metade do comprimento total do CC. Quando o comprimento do trecho de medição aproximou-se do comprimento total do CC, os valores medidos pelas balanças foram drastica-

mente menores que os previstos pela fórmula (4.3).

Nas Fig. 4.8 e 4.9 estão os resultados de  $C'_s(\theta) \times Re$  compilados respectivamente para CC em fluxo suave ou turbulento. Nessas figuras, os números correspondem à referência bibliográfica; "P", aos dados do presente estudo e "T", aos dados de Tunstall, conforme compilados por Basu (1985)<sup>11</sup>.

Na Tab. 4.6 aparecem os pesquisadores que mediram  $c'_p \times \theta$  ou  $C'_s$ . A partir dos resultados publicados por esses pesquisadores foi possível traçar as Fig. 4.8 e 4.9. A Tab. 4.6 inclui um resumo das principais variáveis experimentais em cada programa e observações acerca do processo utilizado na obtenção de  $C'_s(\theta)$ .

As estimativas de  $C'_s(\theta)$  fornecidas pelas fórmulas (4.1) e (4.2) ou pela Tab. 4.5 introduzem alguma incerteza nos resultados. Isso acontece em função das simplificações adotadas na derivação de (4.1) e (4.2) e da escassez de dados experimentais no que concerne a montagem da Tab. 4.5. No entanto, essas estimativas permitem reunir numa mesma figura uma quantidade muito grande de informações e vislumbrar uma tendência geral.

Embora a maioria dos resultados situe-se numa faixa relativamente estreita, cuja dispersão pode ser entendida quando consideramos que a esbeltez, o bloqueio, a intensidade de turbulência e o tipo e magnitude da rugosidade variaram de ensaio para ensaio, há algumas divergências importantes que devem ser analisadas em detalhe.

Richter e Naudascher (1976)<sup>123</sup> realizaram ensaios onde a razão de bloqueio variou de 18% a 50%. Nesses ensaios foram medidos valores de  $C'_s(6,8d)$  (\*) que chegaram ao valor surpreendente de 3,8 (valor máximo, medido no final do regime subcrítico para o caso de maior bloqueio). Esse e os demais resultados de Richter e Naudascher não aparecem na Fig. 4.8 por refletirem uma condição anormal de ensaios. No entanto, fica a indicação que grandes bloqueios podem aumentar drasticamente o valor de  $C'_s(\theta)$ .

Os resultados de Richter e Naudascher parecem em parte confirmados pelos ensaios de So e Savkar (1981)<sup>149</sup>. Esses autores mediram  $C'_s(3,0d) \cong 1,05$  (valor máximo, no final do regime sub-

(\*)  $C'_s(6,8d)$  é o valor RMS do coef. de sustentação medido para um trecho de CC com extensão  $L = 6,8d$ . Essa simbologia será utilizada com frequência no correr do texto.

crítico) em um túnel de água circular, onde a razão de bloqueio era de 16%. Por outro lado, resultados da literatura com bloqueios de razão até 10,0% não parecem divergir muito entre si, indicando um valor máximo de  $C'_s(\theta)$  da ordem de 0,45 a 0,50 no regime subcrítico.

A partir dessas observações, concluímos que bloqueios de razão menor que 10,0% não têm um efeito importante sobre  $C'_s(\theta)$ . Bloqueios de razão maior que 10,0% devem exercer um efeito gradativamente maior sobre  $C'_s(\theta)$ , na medida em que contribuem para estabilizar o desprendimento organizado de vórtices. Os resultados com bloqueios de razão maior que 15,0% devem ser aceitos com reservas no que concerne a  $C'_s$ .

Os resultados de Gerrard (1961)<sup>69</sup> também divergem muito da média. Gerrard apresenta  $C'_s(\theta) \cong 0,85$  como valor máximo no regime subcrítico e atribui esse valor elevado a baixa intensidade de turbulência do TE utilizado ( $I_t < 0,3\%$ ). Outro motivo para os valores elevados de  $C'_s(\theta)$  pode ter sido a flexibilidade dinâmica do conjunto utilizado por Gerrard. Literalmente Gerrard afirma: "vibrações em ressonância foram evitadas, é claro, mas a conclusão após muitas tentativas frustradas de evitar vibrações foi que é virtualmente impossível de conseguir um CC rígido".

James et al. (1979)<sup>82,83</sup> mediram as flutuações de pressão em uma secção transversal dos CC ensaiados. Mas eles não mediram o valor RMS, e sim os valores de pico a pico e a "largura média das flutuações" ( $\cong 1/2$  dos valores de pico a pico, tendo em vista seus resultados). Estimamos o valor RMS dos coef. de pressão (para os ensaios de James et al.) utilizando os resultados de fator de pico medidos no TV-2 (\*). Uma vez estimado  $c'_p \times \theta$ , foi possível definir  $C'_s(\theta)$ . Esses resultados aparecem na Fig. 4.8 e, de modo geral, enquadram-se dentro do esperado, com exceção do resultado obtido no final do regime subcrítico ( $Re = 140000$ ,  $Re(k/d)^{0,5} \cong 800$ ,  $C'_s(\theta) = 0,58$ ) que foi relativamente elevado.

No entanto, embora o procedimento seguido na obtenção de  $C'_s(\theta)$  conduza a alguma incerteza, acreditamos que o CC ensaiado por James et al. no final do regime subcrítico efetivamente devia estar solicitado por forças de sustentação conside-

(\*) Maiores detalhes sobre os resultados de fator de pico obtidos com os CC rugosos ensaiados no TV-2 constam no Anexo A1.

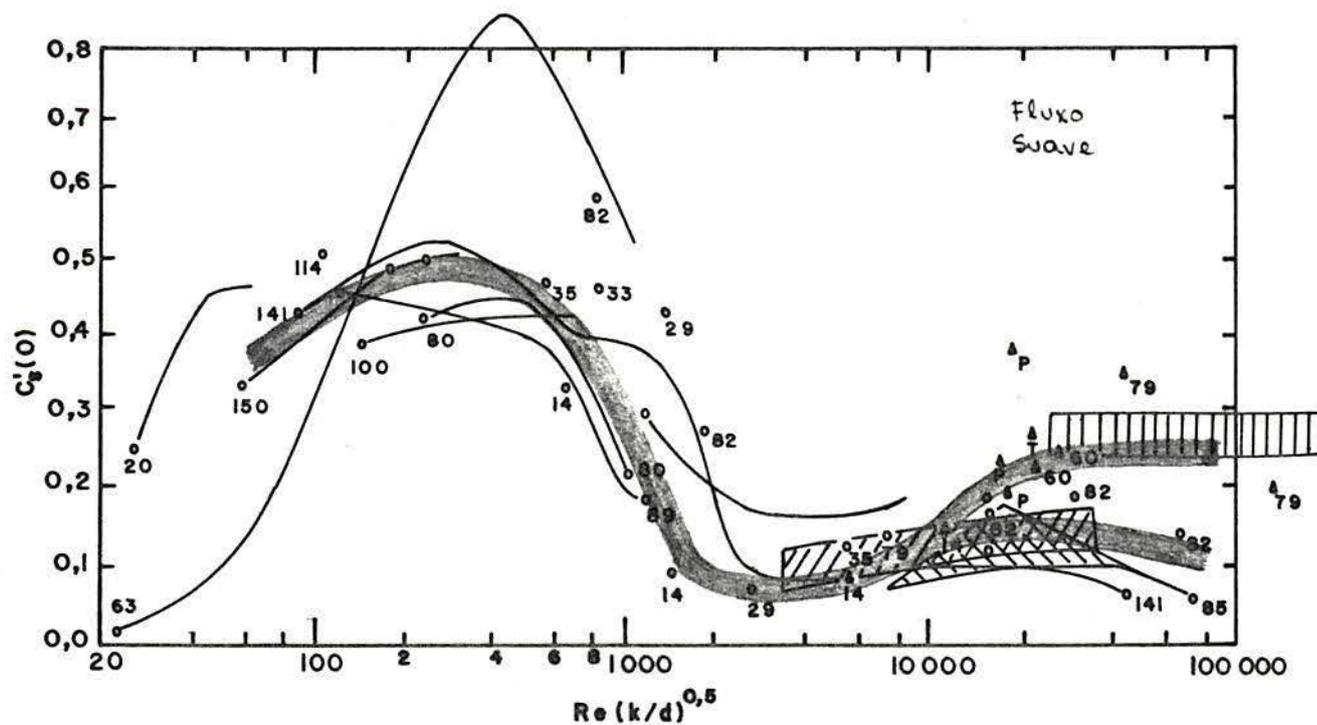


FIGURA 4.8. Coef. de sustentação seccional para CC em fluxo suave. "o" CC liso, "Δ" CC rugoso. Faixas: ▨ Nunen et al.<sup>115</sup>, ▮ Szechenyi<sup>154</sup> e ▨ Jones et al.<sup>85</sup>.

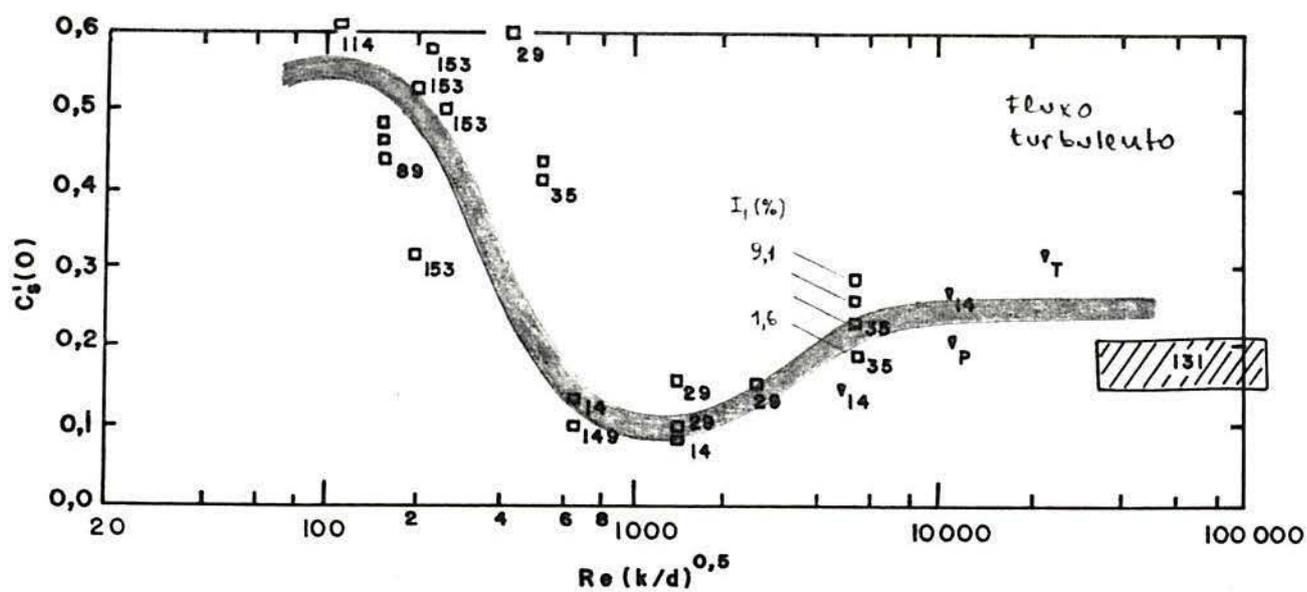


FIGURA 4.9. Coef. de sustentação seccional para CC em fluxo turbulento. "□" CC liso, "▽" CC rugoso.

ráveis, tendo em vista os valores de pico medidos pelos autores. Nas proximidades de  $\theta = 90^\circ$ , os picos de sucção (valor médio mais componente flutuante) atingiram  $c_p \cong -3,2$  e, nas proximidades de  $\theta = 160^\circ$ , atingiram  $c_p \cong -4,0$ . Com efeito, em toda a esteira ( $\theta > 80^\circ$ ),  $c_p$  oscilava na frequência de Strouhal entre  $\cong 0,0$  e  $\cong -3,0$  ou  $-4,0$ .

Do mesmo modo que James et al., Cantwell e Coles (1983)<sup>88</sup> também mediram valores de pico positivo e negativo para os coef. de pressão. Na obtenção de  $C'_s(\theta)$  para o ensaio de Cantwell e Coles, seguimos o mesmo procedimento mencionado acima. O valor resultante enquadra-se dentro do esperado; isso de certo modo confirma a validade do procedimento adotado. Os valores de pico medidos por James et al.<sup>82</sup> e Cantwell e Coles<sup>88</sup>, bem como os valores RMS estimados a partir dos resultados de fator de pico obtidos no TV-2, aparecem nas Fig. A1.2 e A1.3. É interessante a comparação dos resultados referentes a  $Re = 140000$  porque as condições experimentais nos dois ensaios eram muito semelhantes. Sem dúvida, flutuações de pressão mais intensas ocorreram no CC ensaiado por James et al..

Nos ensaios dos modelos com rugosidade lixa e nervura, os valores de  $C'_s(\theta)$  medidos no TV-2 foram, respectivamente, 0,24 e 0,19. Como pode ser visto na Fig. 4.8, esses valores coincidem aproximadamente com os resultados de outros autores em condições semelhantes (CC rugosos no regime ultracrítico e fluxo suave).

Mas também nessas condições há alguns resultados que divergem consideravelmente da média. Especificamente nos referimos ao resultado do TV-2 obtido com o CC com tela metálica ( $C'_s(\theta) = 0,39$ ;  $Re(k/d)^{0,5} = 18200$ ) e ao resultado obtido por Hove et al. (1978)<sup>79</sup> ( $C'_s(\theta) = 0,35$ ;  $Re(k/d)^{0,5} = 41100$ ), que, por sua vez, também foi obtido com um CC cuja rugosidade era tela metálica ( $k/d = 0,00100$ ). Esse resultado obtido por Hove et al. parece confirmar a suspeita que CC providos de rugosidade desse tipo podem originar um desprendimento de vórtices particularmente intenso e organizado.

Hove et al. apresentam outro resultado de  $C'_s(\theta)$  obtido com um CC também provido com tela metálica, mas de maior rugosidade relativa, qual seja,  $k/d = 0,01000$ . Nesse caso o coef. de sustentação foi menor ( $C'_s(\theta) = 0,20$ ;  $Re(k/d)^{0,5} = 130000$ ). Esse

TABELA 4.6. Principais variáveis experimentais nos estudos onde foram feitas medições de  $c_p' \times \theta$  ou  $C_s'$  e observações acerca do processo utilizado na obtenção de  $C_s'(\theta)$ .

Referência	$I_s(\%)$	$d/b(\%)$	$l/d$	Trecho de medição	Placas termin.	Fres. tas	obs.
Humphreys <sup>80</sup>	1,0	15,2	6,6	6,6	não	< sim não	a, j
Jones et al. <sup>85</sup>	0,2	(19,0)	5,3	2,3	.	não	a, h
Nunen et al. <sup>115</sup>	?	(16,7)	(6,0)	3,3	.	.	a
So e Savkar <sup>149</sup>	0,5 a 9,5	16,0	8,0	3,0	.	.	a
Richter e N. <sup>129</sup>	0,5	18,0 a 50,0	8,6	6,8	.	.	a
Schewe <sup>141</sup>	< 0,4	10,0	10,0	10,0	.	sim	a, h
Bishop e H. <sup>20</sup>	?	8,4	5,8	3,0	4 de 6 d	não	a, j
Fung <sup>61</sup>	?	10,5	5,7	1,7	não	sim	a
Kacker et al. <sup>86</sup>	0,7 a 0,15	8,3	4,5	sec.	.	não	d
Sonneville <sup>150</sup>	0,4	5,9	12,9	12,9	.	.	a, d
Cheung e M. <sup>35</sup>	0,4 a 9,1	3,4 a 16,7	3,2 a 15,7	sec.	3 d	.	b, g
Surry <sup>153</sup>	2,5 a 10,5	(3,9)	(38,7)	sec.	não	.	b
Surry <sup>153</sup>	14,7	(3,9)	(38,7)	sec.	.	.	d
Bruun e D. <sup>29</sup>	0,16 a 11,0	13,1	10,0	sec.	.	?	d
Novak e T. <sup>114</sup>	≈ 0,0 a 11,0	4,0	12,0	sec.	sim	?	d
James et al. <sup>82</sup>	0,1	5,3 a 15,7	8,1 a 17,5	sec.	< sim não	não	l, i, g
Frank <sup>60</sup>	0,15	11,8	6,0	sec.	não	.	b
Kiya et al. <sup>89</sup>	1,4 a 12,8	9,1	11,0	sec.	.	.	d
Tunstall <sup>11</sup>	0,5 a 6,5	13,3	2,5	sec.	não	?	b
McGregor <sup>100</sup>	0,3	3,5	40,1	sec.	.	não	e
Batham <sup>14</sup>	0,5 a 12,9	5,0	6,7	sec.	.	.	d
Szechenyi <sup>154</sup>	0,3	8,0 a 23,0	4,0 a 9,3	sec.	.	.	f, h
Hove et al. <sup>79</sup>	(< 0,6)	(15,7)	(8,0)	sec.	.	.	f, g
Gerrard <sup>69</sup>	< 0,3	1,2 a 15,0	6,7 a 80,0	sec.	.	.	e, g
Cantwell e C. <sup>99</sup>	< 0,6	4,8	27,0	sec.	6 d	.	l
Ruscheweyh <sup>131</sup>	grande	0,0	≈ 22,8	sec.	não	.	f
Ribeiro (pres.)	0,5 a 10,5	11,8	6,1	sec.	.	.	f, c

Observações:

- Medições de  $C_s'(L)$  com balança dinamométrica.  $C_s'(\theta)$  estimado com o auxílio da Tab. 4.5.
- Medições de  $c_p'(\theta)$ .  $C_s'(\theta)$  calculado utilizando (4.2).
- Medições de  $c_p'(\theta)$  e medições parciais de correlação.  $C_s'(\theta)$  calculado utilizando (4.1).
- Medições de  $c_p'(\theta)$  e medições completas de correlação cruzada circunferencial.  $C_s'(\theta)$  fornecido pelo autor.
- $C_s'(\theta)$  fornecido pelo autor a partir de  $c_p'(\text{fun})(\theta)$  e admitindo correlação perfeitamente em anti-fase entre as semi-seções.  $c_p'(\text{fun})(\theta)$  é o valor RMS do coef. de sust. flutuante contido numa faixa de 1/3 de oitava (centrada na frequência fundamental, freq. de Strouhal).

- f.  $C'_s(\theta)$  fornecido pelo autor, obtido a partir da soma em tempo real de  $c'_p(\theta)$ .
- g. Valor de  $c'_p$  ou  $C'_s$  fornecido pelo autor foi corrigido de bloqueio.
- h. Túnel de ensaio com frestas para compensar o efeito do bloqueio, de modo que o bloqueio efetivo é menor que o valor nominal.
- i. Os ensaios de James et al. (1979)<sup>82</sup> envolveram CC com  $d = 152, 316$  e  $452$ mm. O CC com  $d = 152$ mm foi provido de PT com di&am. 3d e 4d.
- j. O autor fornece o valor flutuante médio de crista a crista do coef.de sustentação. O valor RMS foi estimado dividindo o anterior por  $\sqrt{2}$ .
- k. Resultados entre parênteses indicam alguma incerteza na informação.
- l. Medições de  $c'_p(\theta)$ .  $c'_p(\theta)$  estimado a partir de  $c'_p = \text{fator de pico} \times c'_p$ .  $C'_s(\theta)$  calculado utilizando (4.2).

aspecto parece confirmar nossa idéia que a rugosidade tela, por si só, não implica um coef. de sustentação elevado, mas isso pode acontecer em condições particulares, ou seja, quando a frequência dos vórtices produzidos pelos fios da tela coincide (ou está próxima) da frequência dos vórtices secundários.

Um último aspecto que deve ser comentado com respeito à curva de  $C'_s(\theta) \times Re$  para CC em fluxo suave é a bipartição que se observa no regime ultracrítico. Tanto os CC lisos como rugosos apresentam  $C'_s(\theta) \cong 0,10$  no regime crítico. Mas enquanto os resultados de CC rugosos indicam  $C'_s(\theta)$  aumentando consideravelmente no regime supercrítico, até atingir um valor similar a  $0,25$  no regime ultracrítico e uma condição de relativa independência de  $Re$ , os resultados de CC lisos indicam um aumento muito discreto de  $C'_s(\theta)$  no regime supercrítico, atingindo um máximo de  $C'_s(\theta) \cong 0,15$  na entrada do regime ultracrítico e, a partir de então, revelando uma tendência a diminuir.

Os autores que obtiveram os maiores  $Re$  com CC lisos (e mediram valores flutuantes) foram James et al.<sup>82</sup>, Jones et al.<sup>85</sup> e Schewe<sup>141</sup>. Os resultados de todos esses autores indicam que  $C'_s(\theta)$  estaria diminuindo no trecho final, correspondente aos maiores  $Re$ . O autor que obteve os maiores  $Re(k/d)^{0,5}$  com CC rugosos foi, sem dúvida, Szechenyi<sup>154</sup>. Esse autor mediu valores de  $C'_s(\theta)$  para um largo intervalo de  $Re$  e de rugosidades relativas. Ele apresenta uma faixa que engloba os resultados obtidos com CC rugosos. No regime ultracrítico, o valor médio de  $C'_s(\theta)$  foi aproximadamente constante e igual a  $0,26$  para um largo intervalo de  $Re$ .

O comportamento distinto de  $C'_s$  no regime ultracrítico para CC lisos ou rugosos é um aspecto que deveria ser pesquisado

em maior detalhe. Ao que tudo indica, os resultados já obtidos com CC lisos no regime ultracrítico podem ser melhor simulados com CC rugosos no regime supercrítico do que propriamente com CC rugosos no regime ultracrítico (\*). Baseados na Fig. 4.8, com valores de  $C'_s(\theta)$ , e nos resultados de Achenbach<sup>2</sup> para CC de rugosidade relativa  $k/d = 0,00450$  e James et al.<sup>8,2</sup> para CC lisos, compilamos os valores característicos que aparecem na Tab. 4.7. (\*\*)

TABELA 4.7. Parâmetros característicos para CC rugosos nos regimes super e ultracrítico e para CC lisos no regime ultracrítico.

CC	Regime	$\theta_s$	$ c_{pm} $	$ c_{pb} $	$C_a$	$C'_s$
Rugoso	Superc.	$105^\circ$	1,80	0,75	0,65	0,15
Liso	Ultrac.	$105^\circ$	1,80	0,50	0,50	0,15
Rugoso	Ultrac.	$95^\circ$	1,50	1,05	1,00	0,25

Ou seja, os valores dos parâmetros que caracterizam o fluxo são muito semelhantes no caso de CC lisos no regime ultracrítico ou CC rugosos no regime supercrítico, exceto que os CC rugosos apresentam  $|c_{pb}|$  e, portanto,  $C_a$  um pouco mais elevados.

Contudo, observamos que nos ensaios com CC rugosos, quando o  $Re$  é aumentado e efetua-se a transição do regime supercrítico para ultracrítico, os valores dos parâmetros que caracterizam o fluxo alteram-se de tal modo que se afastam dos correspondentes valores para CC lisos no regime ultracrítico.

(\*) No entanto, não recomendamos simulações com CC rugosos no regime supercrítico, pois nesse regime o fluxo é muito sensível a pequenas variações em  $Re$ , e isso poderia confundir os resultados.

(\*\*) Embora existam divergências entre os resultados de diversos autores para CC lisos ou CC rugosos, os resultados aqui apresentados de Achenbach e James et al. são característicos para as condições estabelecidas. Os resultados de James et al. foram corrigidos de bloqueio pelos autores. Os resultados de Achenbach foram corrigidos de bloqueio por nós, utilizando a correção proposta por Farrell et al. na ref. 48.

Os ensaios de James et al.<sup>2,3</sup> no regime ultracrítico estão incluídos entre aqueles que atingiram os mais altos  $Re$  com CC lisos em TE. A dúvida que resta é: caso maiores  $Re$  pudessem ser investigados, o comportamento dos parâmetros que caracterizam o fluxo em CC lisos convergiria em direção aos resultados de CC rugosos ou as diferenças observadas entre CC lisos e rugosos no regime ultracrítico são definitivas?

Nossa suspeita é que essas diferenças sejam de caráter definitivo. Isso pode ser intuído a partir de uma análise cuidadosa dos dados de Achenbach<sup>2,4</sup>. Esse autor apresenta resultados do coef. de arrasto, do ângulo de separação e do ângulo de transição laminar-turbulento na camada limite para diversas rugosidades relativas. Para todas as rugosidades, o comportamento da curva  $\theta_s \times Re$  foi similar. O ângulo de separação diminuiu bruscamente no regime supercrítico e, após, discretamente no regime ultracrítico, até atingir um mínimo local, e então  $\theta_s$  passou a aumentar, aparentemente tendendo assintoticamente para uma condição de independência em relação a  $Re$ . (Ver Fig. 4.10).

As curvas  $C_a \times Re$ , que Achenbach apresenta, indicam exatamente a tendência inversa, isto é, no regime ultracrítico o coef. de arrasto aumenta discretamente, atinge um máximo local e passa a diminuir. Para cada rugosidade relativa, o  $Re$  onde ocorre o mínimo local de  $\theta_s$  e o  $Re$  onde ocorre o máximo local de  $C_a$  coincidem aproximadamente. Mais ainda, nestes  $Re$  o ângulo de transição laminar-turbulento na camada limite ( $\theta_t$ ) é da ordem de  $20^\circ$  e praticamente não mais se desloca (ou desloca-se muito lentamente) em direção a linha de estagnação frontal para  $Re$  maiores que os mencionados (ver Fig. 4.10).

Nessa altura, supomos que uma condição de independência em relação a  $Re$  deve se estabelecer. Com efeito, os resultados de Achenbach<sup>2,4</sup> indicam que  $C_a$ ,  $c_p \times \theta$ ,  $\theta_s$  e  $\theta_t$  permaneceram praticamente constantes para  $Re$  maiores que aqueles que caracterizaram o máximo local de  $C_a$  no regime ultracrítico para cada rugosidade relativa. Mas, mesmo nessa condição, os valores desses parâmetros foram distintos (em função da rugosidade relativa). Na Tab. 4.8 estão listados os valores obtidos do trabalho de Achenbach (1971)<sup>2</sup>, referentes ao  $Re$  onde o coef. de arrasto atingiu um máximo local no regime ultracrítico.

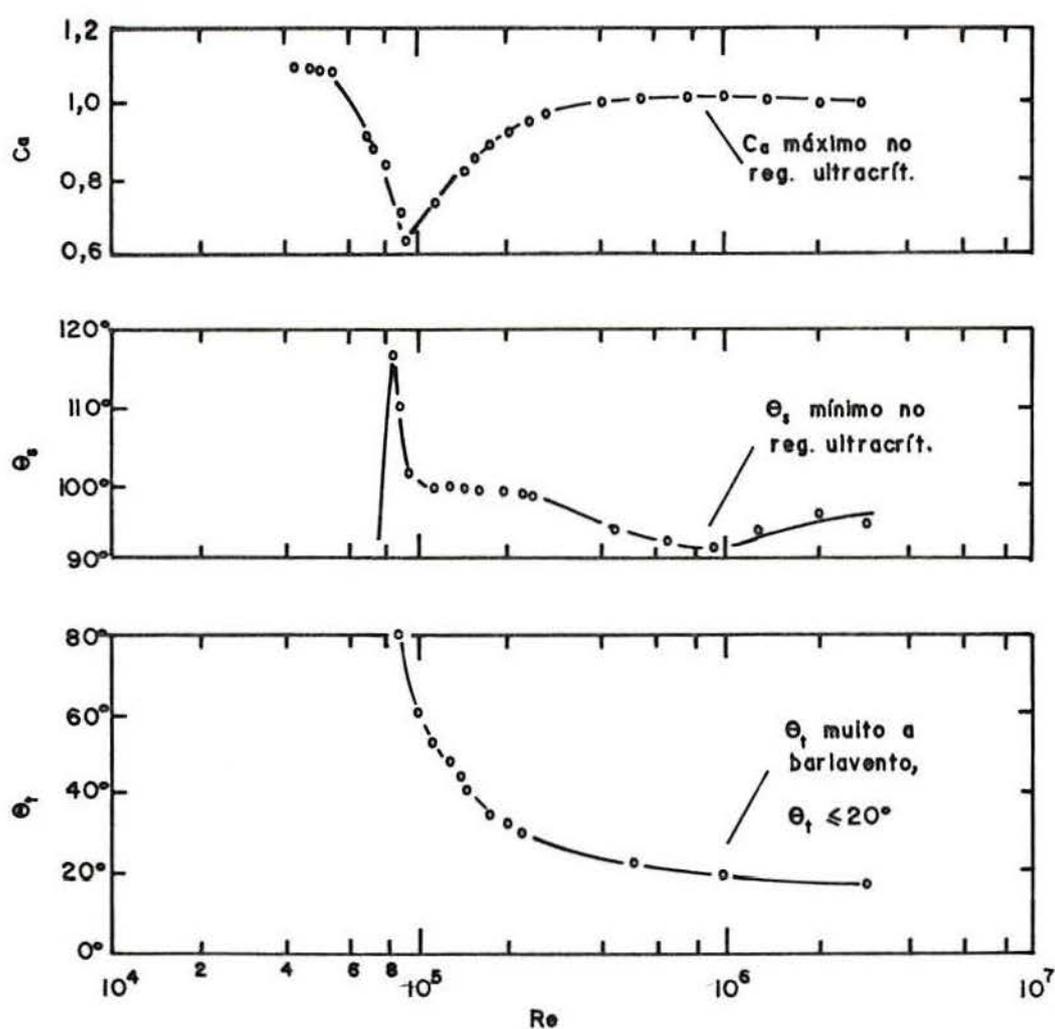


FIGURA 4.10. Coef. de arrasto, âng.de separação e âng. de transição laminar-turb. na camada limite em função de Re. Conforme Achenbach (1971)<sup>2</sup>. CC rugoso,  $k/d = 0,0045$ .

TABELA 4.8. Valores característicos de  $\theta_t$ ,  $\theta_s$ ,  $c_{pm}$ ,  $c_{pb}$  e  $C_a$  para CC rugosos no regime ultracrítico. A partir dos resultados de Achenbach (1971)<sup>2</sup>.

$k/d$	$\theta_t$	$\theta_s$	$ c_{pm} $	$ c_{pb} $	$C_a$
0,00110	24	98	1,67	1,00	0,90
0,00450	19	91	1,51	1,05	1,00
0,00900	14	87			1,05

Num trabalho posterior, Achenbach (1977)<sup>4</sup> apresenta resultados de  $\theta_t \times Re$  obtidos com um CC liso. Também Murthy e Rose (1978)<sup>107</sup> apresentam resultados de  $\theta_t \times Re$  para CC lisos. Extrapolando esses resultados (Achenbach limitou-se a  $Re \leq 4,0 \times 10^6$  e Murthy e Rose a  $Re \leq 7,0 \times 10^6$ ) é possível deduzir que Schewe<sup>141</sup>, James et al.<sup>82</sup> e Jones et al.<sup>85</sup> chegaram a uma condição (para os maiores  $Re$ , com CC lisos no regime ultracrítico) onde  $\theta_t$  deveria ser da ordem de  $20^\circ$  ou  $25^\circ$  (ver Fig. 4.11). Com essa informação e analisando as curvas de  $C_u \times Re$  apresentadas por esses autores, concluímos que seus ensaios devem ter chegado muito próximo do  $Re$  onde o coef. de arrasto atinge um máximo local no regime ultracrítico (\*).

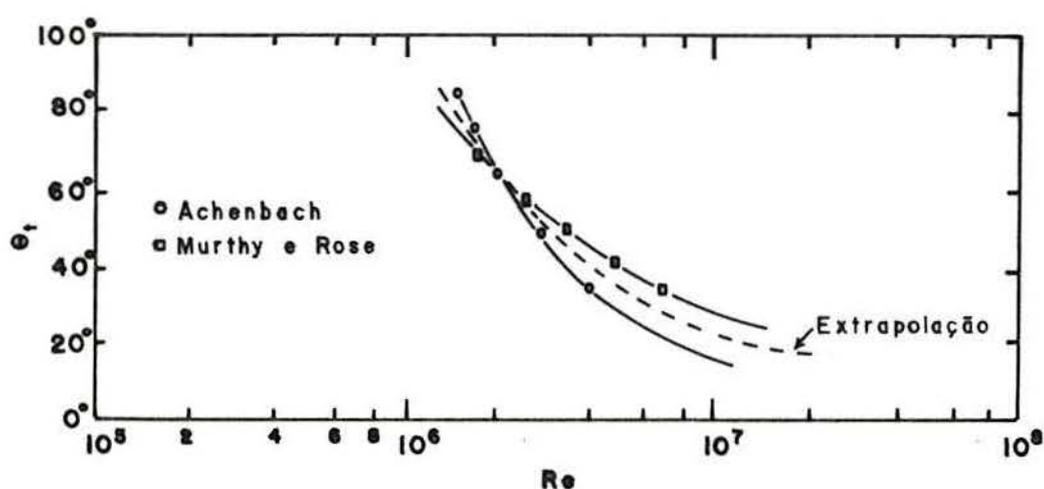


FIGURA 4.11. Ângulo de transição laminar-turbulento na camada limite. Extrapolação para  $Re \cong 10^7$ , a partir dos dados de Achenbach (1977)<sup>4</sup> e Murthy e Rose (1978)<sup>107</sup>.

Portanto, parece-nos mais provável que, caso esses autores pudessem investigar  $Re$  ainda maiores, mudanças consideráveis nos parâmetros que caracterizam o fluxo não seriam constatadas (uma vez que a transição laminar-turbulento na camada limite já teria se deslocado quase totalmente para barlavento; para  $Re = 10^7$  extrapolamos  $\theta_t \cong 20^\circ$ ), e as diferenças verificadas entre os parâmetros de fluxo ( $C_s$  incluído) característicos para CC lisos e

(\*) Em seus ensaios com CC lisos, Schewe, James et al. e Jones et al. atingiram, respectivamente,  $Re = 7100000$ ,  $10900000$  e  $18700000$ .

rugosos, ao que nos parece, é de caráter definitivo.

A análise dos trabalhos que apresentaram curvas de  $C_u \times Re$  também permite-nos concluir que enquanto os ensaios com CC lisos realizados com os maiores  $Re$  ( $Re \cong 10^7$  ou  $2 \times 10^7$ ) chegaram muito próximo da condição onde o  $C_u$  atinge um máximo local no regime ultracrítico, alguns ensaios com CC rugosos foram muito além dessa condição. Como exemplo, citamos os ensaios realizados por Achenbach<sup>2,4</sup> e Miller<sup>101</sup>.

Esses ensaios são importantes por indicarem a tendência que deve ser esperada no comportamento dos parâmetros de fluxo para CC lisos. (Os valores desses parâmetros são distintos para CC lisos ou rugosos, mas devem seguir a mesma tendência). Os resultados obtidos com CC rugosos corroboram a suspeita geral que, no regime ultracrítico, se estabelece uma relativa independência dos diversos parâmetros de fluxo em relação a  $Re$ . Essa observação teria pouco embasamento se fosse baseada apenas nos resultados de CC lisos.

Na Fig. 4.9 estão os resultados de  $C'_s(\theta)$  obtidos com CC em fluxo turbulento. Esses resultados também aparecem na Tab. 4.9, onde são fornecidas as principais variáveis experimentais associadas a cada estudo. De modo geral, os resultados são coerentes entre si, e as transições de regime são discerníveis. Alguns resultados divergem da média geral, mas podem ser entendidos quando se analisam as condições experimentais particulares a cada ensaio.

No regime subcrítico, observamos que num dos ensaios de Surry (1972)<sup>159</sup> ( $C'_s(\theta) = 0,32$ ,  $Re(k/d)^{0,5} = 200$ ) a transição para o regime crítico ocorreu relativamente cedo (no sentido de menores  $Re$ ). Por outro lado, num dos ensaios de Bruun e Davies (1975)<sup>29</sup> ( $C'_s(\theta) = 0,60$ ,  $Re(k/d)^{0,5} = 470$ ) e nos ensaios de Cheung e Melbourne (1983)<sup>95</sup> ( $C'_s(\theta) = 0,42$  a  $0,44$ ,  $Re(k/d)^{0,5} = 590$ ) a transição para o regime crítico não ocorreu para os valores citados de  $Re(k/d)^{0,5}$ , embora esses sejam relativamente elevados.

Possivelmente, no ensaio mencionado de Surry, a transição tenha ocorrido cedo porque a escala de turbulência era pequena e, portanto, mais efetiva para penetrar na camada limite e agir no sentido de antecipar as transições de regime. No ensaio

citado de Bruun e Davies, a intensidade de turbulência era relativamente baixa ( $I_1 = 3,8\%$ ), e, por esse motivo, os parâmetros medidos em  $Re(k/d)^{0,5}$  ainda eram subcríticos. A provisão de placas terminais nos ensaios de Cheung e Melbourne possivelmente tenha contribuído para retardar a entrada no regime subcrítico, de tal modo que seus resultados em  $Re(k/d)^{0,5} = 590$  ainda foram mais tipicamente subcríticos.

Os ensaios de Cheung e Melbourne no regime supercrítico ( $Re(k/d)^{0,5} = 5900$ ,  $C'_s(\theta) = 0,19$ ,  $0,23$ ,  $0,26$  e  $0,29$  respectivamente para  $I_1 = 1,6\%$ ,  $4,4\%$ ,  $6,8\%$  e  $9,1\%$ ) ilustram um dos efeitos da turbulência, qual seja, promover alterações tais que o fluxo passa a ser o correspondente a um  $Re$  efetivo mais elevado. O resultado correspondente a  $I_1 = 1,6\%$  foi tipicamente supercrítico, enquanto que os resultados correspondentes às maiores intensidades de turbulência aproximaram-se gradativamente dos valores ultracríticos. Esse aspecto fica bem documentado nas distribuições de  $c_p \times \theta$  e  $c'_p \times \theta$  que os autores apresentam.

O resultado de Tunstall no regime ultracrítico (obtido a partir da compilação apresentada por Basu na ref. 11) foi computado com um CC relativamente curto ( $l/d = 2,5$ ) e um bloqueio considerável ( $d/b = 13,3\%$ ). Nessas condições o desprendimento de vórtices deveria ser relativamente intenso e organizado, justificando o valor calculado de  $C'_s(\theta) = 0,32$ .

O resultado medido no TV-2 ficou um pouco abaixo dos valores de  $C'_s(\theta)$  correspondentes aos ensaios de Tunstall<sup>11</sup> e Batham (1973)<sup>14</sup> (todos obtidos com CC no regime ultracrítico). No entanto, o resultado do TV-2 foi obtido com o CC nervurado. Nos ensaios com fluxo suave, o modelo com lixa e, mais ainda, o modelo com tela metálica foram os que revelaram um desprendimento de vórtices mais intenso e organizado e, portanto, originaram valores de  $C'_s(\theta)$  mais elevados.

Comparando as Fig. 4.8 e 4.9, observamos que a introdução da turbulência tem um efeito geral de antecipar as transições de regime, isto é, a curva  $C'_s(\theta) \times Re(k/d)^{0,5}$  resulta deslocada para a esquerda, de um modo similar ao que acontece com a curva do coef. de arrasto. Mas no que concerne a valores de  $C'_s(\theta)$  associados a cada regime de fluxo, as diferenças entre as Fig. 4.8 e 4.9 (fluxo suave ou turbulento) parecem discretas.

TABELA 4.9. Principais variáveis experimentais nos estudos onde foram feitas medições de  $c_p' \times \theta$  ou  $C_s'$  em fluxo turbulento e valor (fornecido ou estimado) de  $C_s'(\theta)$ .

Referência	$I_1$ (%)	$L_1/d$	T	l/d	d/b (%)	PT	$Re \times$ $(k/d)^{0,5}$	$C_s'(\theta)$
Kiya et al. <sup>80</sup>	2,9	0,48	0,034	11,0	9,1	não	240	0,45
	6,4	0,79	0,067	"	"	"	160	0,46
	10,6	1,09	0,104	"	"	"	160	0,45
	12,8	0,79	0,134	"	"	"	160	0,48
Surry <sup>159</sup>	2,5	9,80	0,015	38,7	3,9	não	260	0,50
	10,5	0,36	0,161	"	"	"	210	0,32
	10,0	4,30	0,088	"	"	"	210	0,59
	14,7	4,40	0,123	"	"	"	200	0,54
Bruun e D. <sup>20</sup>	10,5	0,55	0,140	10,0	13,1	não	1360	0,16
	10,5	0,55	0,140	"	"	"	2600	0,16
	11,0	0,19	0,180	"	"	"	1360	0,10
	3,8	0,35	0,056	"	"	"	470	0,60
Cheung e M. <sup>35</sup> ( $Re = 1 \times 10^5$ ) ver obs.	1,6	1,76	0,016	15,7	3,4	sim	590	0,43
	4,4	1,76	0,045	"	"	"	590	0,42
	6,8	1,76	0,070	"	"	"	590	0,42
	9,1	1,76	0,093	"	"	"	590	0,44
Cheung e M. <sup>35</sup> ( $Re = 1 \times 10^6$ ) ver obs.	1,6	0,45	0,022	4,0	14,0	sim	5900	0,19
	4,4	0,45	0,060	"	"	"	5900	0,23
	6,8	0,45	0,092	"	"	"	5900	0,26
	9,1	0,45	0,123	"	"	"	5900	0,29
Batham <sup>14</sup>	12,9	0,50	0,178	6,7	5,0	não	650	0,14
	12,9	0,50	"	"	"	"	1420	0,09
	12,9	0,50	"	"	"	"	5160	0,15
	12,9	0,50	"	"	"	"	11300	0,27
Tunstall <sup>11</sup>	6,5	0,31	0,094	2,5	13,3	não	20300	0,32
Novak e T. <sup>114</sup>	11,0	1,50	0,101	12,0	4,0	sim	110	0,60
Ribeiro (pres.)	10,5	0,40	0,145	6,1	11,9	não	11500	0,20

Obs: (a) Informações acerca do processo utilizado na obtenção de  $C_s'(\theta)$  podem ser vistas na Tab. 4.6.

- (b) Aparentemente as medições de pressões flutuantes realizadas por Cheung e Melbourne com  $Re = 1 \times 10^5$  foram em um CC de  $d = 51\text{mm}$  e, com  $Re = 1 \times 10^6$ , em CC de  $d = 169$  e  $250\text{mm}$ . Os valores de  $L_1/d$ ,  $T$ ,  $l/d$  e  $d/b$  apresentados baseiam-se nessa suposição. Para  $Re = 1 \times 10^6$  são valores médios.

No regime subcrítico, os valores médios de  $C'_s(\theta)$  valem em torno de  $0,50$  e  $0,55$  respectivamente para fluxo suave e turbulento. Uma diferença pequena que, inclusive, pode ser devida a outras variáveis nos programas experimentais além da turbulência do fluxo incidente. No regime crítico, cessa o desprendimento dos vórtices de Kármán fortes e  $C'_s(\theta)$  diminui drasticamente, para próximo de  $0,05$  no caso de fluxo suave. No caso de fluxo turbulento, as flutuações de pressão induzidas pela turbulência não deixam  $C'_s(\theta)$  diminuir além de  $C'_s(\theta) \cong 0,10$ .

No regime ultracrítico, os ensaios com CC rugosos indicam um valor médio para  $C'_s(\theta)$  em torno de  $0,25$ , seja para fluxo suave ou turbulento. Os resultados com fluxo turbulento, por si só, são muito escassos para sustentar esse comentário; contudo, ele ganha embasamento com os resultados do presente trabalho. No TV-2 o CC nervurado foi ensaiado em fluxo suave ( $I_1 = 0,5\%$ ) e turbulento ( $I_1 = 10,5\%$ ), mas, quanto ao restante, em condições idênticas. Em ambos os casos o valor medido de  $C'_s(\theta)$  foi o mesmo.

Como será complementado mais adiante, a análise dos resultados do CC nervurado revelou que a introdução de turbulência, por um lado, tende a aumentar  $C'_s(\theta)$ , já que aumenta o valor RMS das flutuações de pressão; mas, por outro lado, tende a diminuir  $C'_s(\theta)$ , pois diminui a correlação (em anti-fase) das forças de sustentação que atuam em uma e outra semi-seção do CC. No TV-2 esses dois efeitos aproximadamente compensaram-se.

Em fluxo suave o comportamento de  $C'_s(\theta)$  para CC lisos e rugosos é distinto no regime ultracrítico. No entanto, há algumas indicações de que o mesmo não ocorra em fluxo turbulento. Especificamente, suspeitamos que em fluxo turbulento os valores ultracríticos de  $C'_s(\theta)$  para CC lisos seriam mais elevados, mais

próximos dos valores medidos em CC rugosos.

Esse comentário baseia-se nos resultados de Cheung e Melbourne (1983)<sup>95</sup> obtidos com CC lisos no final do regime supercrítico, quando o aumento da turbulência induziu a valores de  $C'_s(\theta)$ , calculados por nós, gradativamente mais elevados (e comparáveis aos valores medidos em CC rugosos) e, também, nos resultados de Ruscheweyh (1976)<sup>131</sup>, obtidos na torre de televisão de Hamburgo (estrutura real, exposta ao vento real). Essa é uma torre de secção circular que se afina muito ligeiramente com a altura. Ruscheweyh apresenta valores de  $C'_s(\theta)$  entre 0,15 e 0,21 medidos para  $6,5 \times 10^6 \leq Re \leq 12,0 \times 10^6$  e uma intensidade de turbulência variável entre 15% e 21%.

Os valores de  $C'_s(\theta)$  medidos por Ruscheweyh estão próximos dos valores medidos em CC rugosos. Ruscheweyh é um dos poucos autores que relata medições do coef. de sustentação em estruturas cilíndricas reais. Deve ser dito que a torre de televisão de Hamburgo não é um cilindro liso, mas sua rugosidade relativa é pequena, uma ordem de grandeza menor que a usualmente utilizada nos ensaios de CC rugosos. Ruscheweyh informa que a superfície de concreto era lisa ( $k/d \leq 0,00005$ ), exceto nas juntas de forma onde a rugosidade média era  $k/d = 0,00037$ .

TABELA 4.10. Comparação de valores característicos medidos na torre de televisão de Hamburgo (conforme Ruscheweyh, ref. 131) e medidos no TV-2 com o CC nervurado em fluxo turbulento.

	$\theta_o$	$\theta_m$	$\theta_s$	$ c_{pm} $	$ c_{pb} $	$C'_s(\theta)$
Torre de televisão ( $I_z = 15\% \text{ a } 21\%$ )	$34^\circ$	$80^\circ$	$107^\circ$	1,53	0,45	0,15-0,21
CC nervurado (TV-2, $I_z = 10,5\%$ )	$34^\circ$	$78^\circ$	$100^\circ$	1,64	0,73	0,20

Ruscheweyh também fornece a distribuição de pressões médias, conforme medida na torre de televisão. É interessante observar que, com excessão do coef. de pressão de base, os valores medidos no TV-2 com o CC nervurado em fluxo turbulento concordam razoavelmente bem com os valores medidos na torre de televisão (ver Tab. 4.10).

É possível que, caso os ensaios do TV-2 tivessem sido realizados com uma intensidade de turbulência maior, uma concordância ainda melhor fosse obtida, pois no TV-2 a introdução de turbulência fez diminuir  $|c_{pm}|$  e  $|c_{pb}|$  e aumentar  $\theta_m$  e  $\theta_s$  (ver Tab. 4.2). Contudo, deve ser feita a ressalva que esta comparação limita-se a valores seccionais e, sem dúvida, diferenças importantes de caráter tridimensional devem existir nos dois casos.

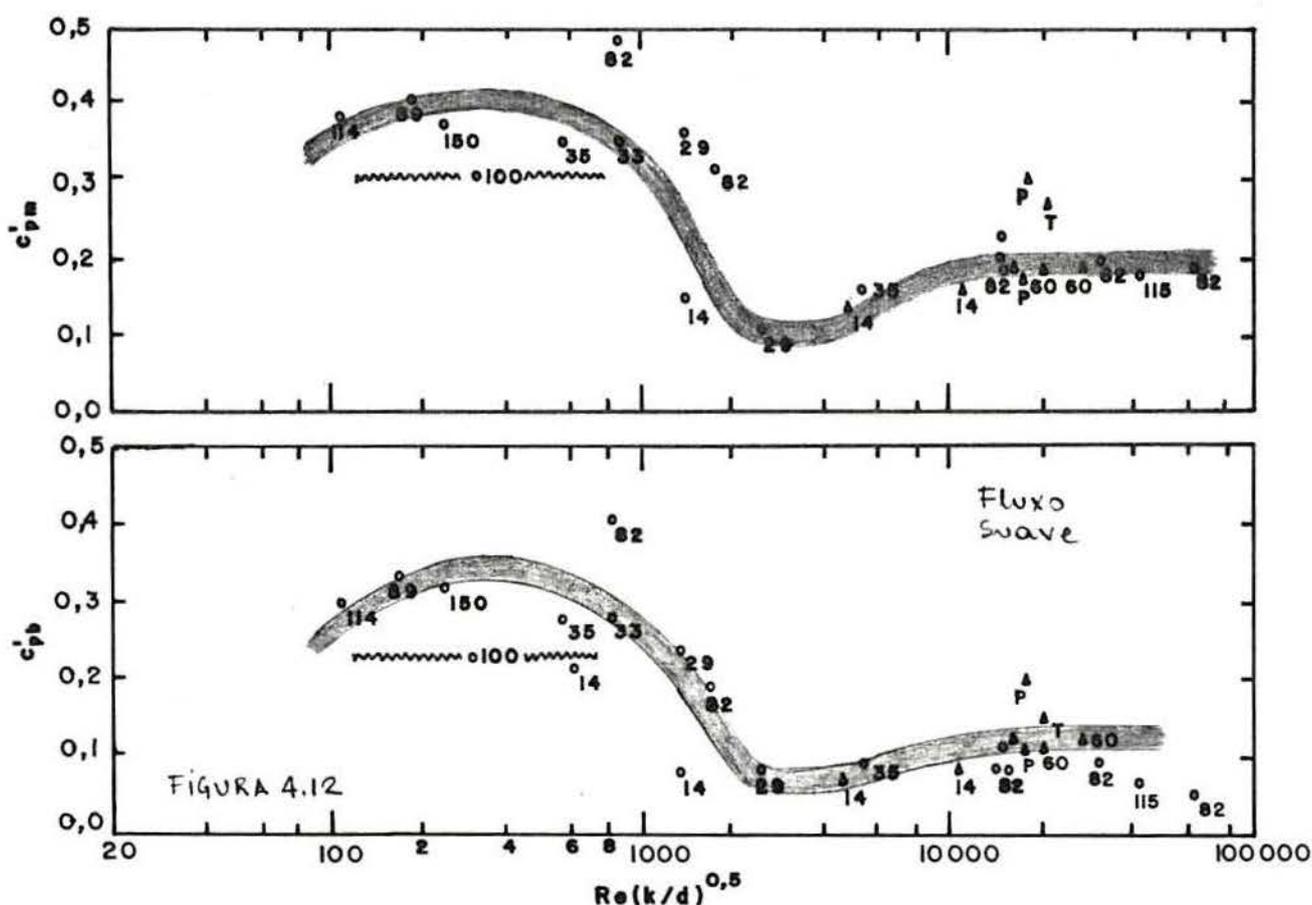


FIGURA 4.12. Coef. de pressão flutuante máximo ( $c'_{pm}$ ) e coef. de pressão flutuante na esteira ( $c'_{pb}$ ) para CC em fluxo suave. "o" CC liso, "Δ" CC rugoso.

Nas Fig. 4.12 e 4.13 estão os resultados obtidos por vários autores do valor do coef. de pressão flutuante máximo ( $c'_{pm}$ ) e do coef. de pressão flutuante na esteira ( $c'_{pb}$ ) medidos, respectivamente, com CC em fluxo suave e turbulento. (Ver item 4.4.2 com a definição de  $c'_{pm}$  e  $c'_{pb}$ ). De modo geral, os resultados estão próximos à curva média traçada para ajuda visual.

Nas páginas anteriores foram analisados em detalhe os valores de  $C'_s(0)$  que divergiam de forma importante da média para os ensaios em fluxo suave ou turbulento. Quanto a esse aspecto, muitos dos comentários feitos anteriormente também são válidos para as Fig. 4.12 e 4.13 e serão omitidos para não tornar o texto repetitivo.

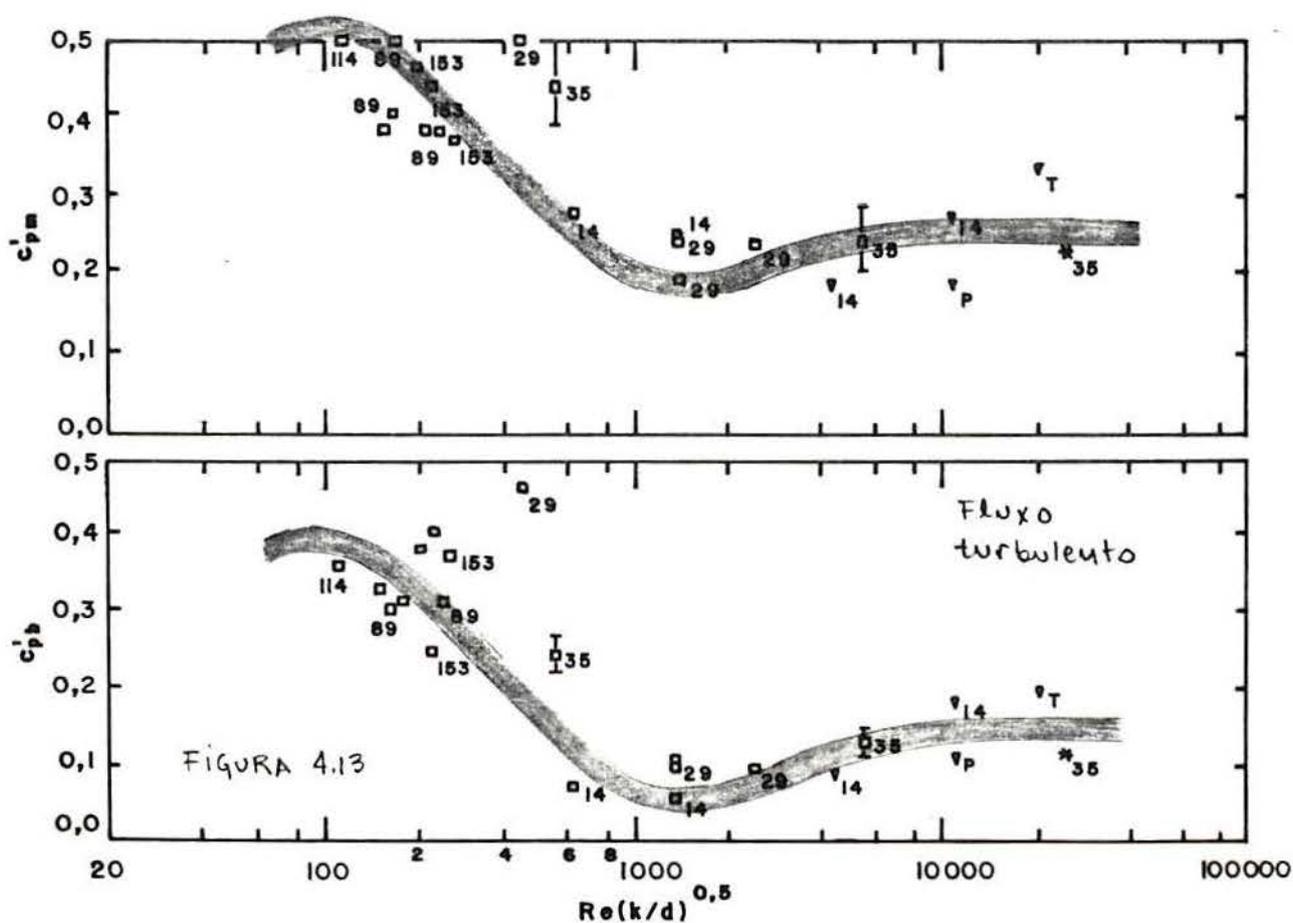


FIGURA 4.13. Coef. de pressão flutuante máximo ( $c'_{pm}$ ) e coef. de pressão flutuante na esteira ( $c'_{pb}$ ) para CC em fluxo turbulento. "□" CC liso, "▽" CC rugoso.

Como pode ser visto nas Fig. 4.12 e 4.13, o comportamento de  $c'_{pm}$  e  $c'_{pb}$  é similar ao comportamento de  $C'_g(\theta)$ , isto é, o valor desses coef. é máximo no regime subcrítico, diminui bastante no regime crítico, aumenta moderadamente no regime supercrítico e, por fim, atinge um patamar relativamente constante no regime ultracrítico.

Assim como para  $C'_g(\theta)$ , também é possível definir valores médios de  $c'_{pm}$  e  $c'_{pb}$  em função dos regimes e do tipo (suave ou turbulento) de fluxo. Contudo, divergências podem ocorrer devido a particularidades nas condições de ensaio.

A comparação dos resultados indica que a introdução de turbulência promove valores mais elevados de  $c'_{pm}$  e  $c'_{pb}$  nos regimes subcrítico e ultracrítico (ver Fig. 4.12 e 4.13), mas isto não resulta necessariamente em valores mais elevados de  $C'_g(\theta)$  (ver Fig. 4.8 e 4.9), pois as forças flutuantes induzidas pela turbulência são mal correlacionadas.

Na Fig. 4.13 também aparecem alguns resultados fornecidos por Cheung e Melbourne (1983)<sup>35</sup> referentes a medições na chaminé de Mte. Isa (estrutura real de 265m de altura, exposta ao vento natural,  $I_1 \cong 7,8\%$ ). Esses resultados, assinalados com "\*" na figura, concordam relativamente bem com os resultados obtidos no TV-2 com o CC nervurado em fluxo turbulento.

#### 4.4.3. Densidade espectral de potência

Na Fig. 4.14 estão os resultados referentes à densidade espectral de potência do coef. de sustentação seccional, obtidos com os CC rugosos ensaiados no TV-2. Esses resultados foram computados com um analisador de frequências da marca Brüel e Kjaer, modelo 2120. Um filtro passa-faixa de 4,5% foi selecionado e a constante de tempo utilizada foi  $\tau = 10$  segundos.

Tendo sido computado o espectro de potência, foi possível definir o número de Strouhal (St), a largura de faixa adimensional ( $\Delta f^*$ , ver nota da Fig. 4.14) e as ordenadas máximas correspondentes a cada espectro. Todos esses valores aparecem na Fig. 4.14. Para possibilitar a comparação de resultados, o espectro de potência foi adimensionalizado.

Na literatura há duas formas mais usuais de apresentar

espectros adimensionais. Especificamente, computando  $f \cdot S(f) / \sigma^2$  ou  $S(f) \cdot a_d$ , onde  $a_d$  vale respectivamente  $u_0 / (q^2 A^2 d)$ ,  $u_0 / (q^2 d)$  ou  $1 / (u_0 d)$  conforme se queira adimensionalizar espectros de flutuações de força, de pressão ou de velocidade. As duas formas de adimensionalizar o espectro de potência são interessantes, porque satisfazem as seguintes relações :

$$(1/\sigma^2) \int_0^\infty S(f) df = 1 \quad (4.4)$$

$$a_d \int_0^\infty S(f^*) df^* = [C'_s]^2 \text{ ou } [C'_p]^2 \text{ ou } [u'/u_0]^2 \quad (4.5)$$

Na Fig. 4.14 aparece a segunda dessas formas adimensionais, mas estão computadas as ordenadas máximas correspondentes a ambas as formas; esses valores serão úteis na comparação com os resultados da literatura, o que será feito posteriormente.

A análise da Fig. 4.14 indica que em todos os ensaios o fenômeno observado revelou um aspecto quase-periódico importante. A maior parte da energia esteve concentrada numa faixa de frequências relativamente estreita. O pico principal nos espectros, associado com a frequência de Strouhal, pôde ser identificado com bastante precisão. Outros picos nos espectros, nas frequências  $f^* = 2St$  e  $3St$  também puderam ser identificados, mas a energia associada a esses picos era muito pequena (\*).

Os valores dos números de Strouhal medidos nos ensaios do TV-2 estão de acordo com outras medições realizadas com CC rugosos no regime ultracrítico (a esse respeito, ver, por exemplo, a excelente compilação realizada por Basu (1985)<sup>11</sup>). O menor  $St$  foi medido para o modelo com rugosidade tela metálica, possivelmente associado ao menor ângulo de separação e ao maior coef. de sustentação, os quais também foram verificados no ensaio desse modelo.

Conforme realizado por Ruscheweyh (1976)<sup>131</sup>, que cita Morsbach e Naumann, parece existir uma forte dependência entre o número de Strouhal e a posição da linha de separação. No regime subcrítico verificam-se os valores mínimos de  $\theta_s$  e  $St$  (respeti-

(\*) Os picos nas frequências  $2St$  e  $3St$  tinham uma altura da ordem de 0,5% a 1,0% da altura do pico principal. Leituras nesses níveis estavam comprometidas pelo ruído eletrônico dos aparelhos. Esses picos secundários não aparecem na Fig. 4.14.

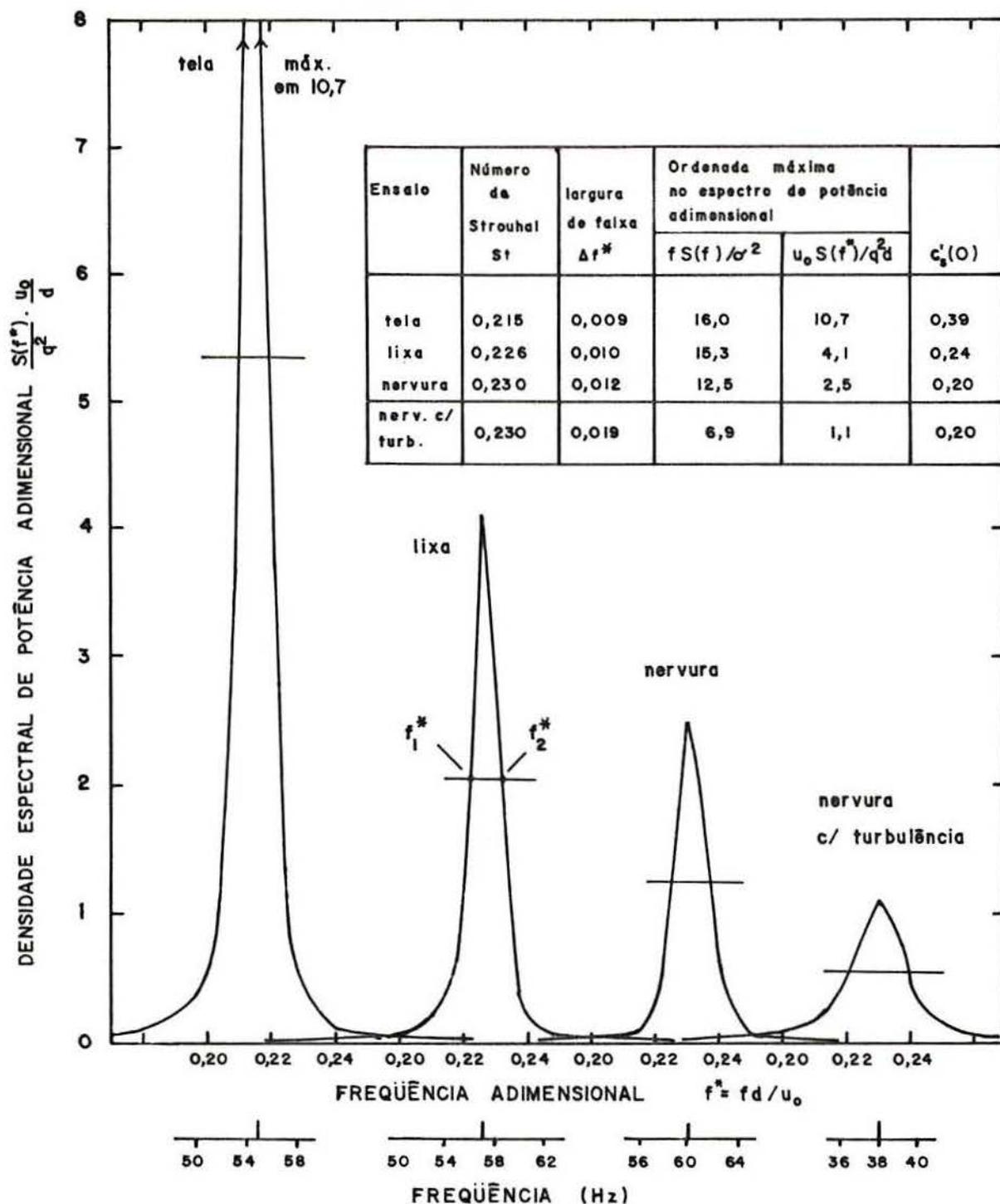


FIGURA 4.14. Densidade espectral de potência adimensional para  $C'_s(\theta)$ . Resultados dos CC rugosos ensaiados no TV-2. Escala horizontal defasada para ajuda visual.

Nota:  $\int_0^{\infty} u_0 S(f^*) / (q^2 \cdot d) df^* = [C'_s(\theta)]^2$

$\Delta f^* = f_2^* - f_1^*$ ;  $f_1^*$  e  $f_2^*$  identificam os pts de 1/2 potência.

vamente  $75^\circ$  e  $0,18$ , para indicar valores médios em CC lisos e fluxo suave). No regime crítico, esses parâmetros experimentam um súbito aumento (podendo atingir respectivamente  $140^\circ$  e  $0,45$ ), diminuem no regime supercrítico e chegam a valores ultracríticos da ordem de  $105^\circ$  e  $0,25$  respectivamente.

Esta dependência entre  $\theta_s$  e  $St$  também pode ser verificada nos resultados de CC rugosos no regime ultracrítico. Nessas condições, CC de maiores rugosidades relativa apresentam menor  $St$  (como pode ser visto na compilação realizada por Basu) e, correspondentemente, menor  $\theta_s$  (como está bem ilustrado nos resultados de Achenbach (1971)<sup>2</sup> e (1977)<sup>4</sup>).

É interessante observar que, de modo similar, parece existir uma forte dependência inversa entre  $\theta_s$  e  $C'_s$ . No regime subcrítico, verificam-se respectivamente os valores mínimos e máximos desses dois parâmetros. No regime crítico,  $\theta_s$  experimenta um súbito aumento, enquanto  $C'_s$  diminui acentuadamente. No regime supercrítico,  $\theta_s$  diminui,  $C'_s$  aumenta, e ambos parecem atingir valores aproximadamente constantes no regime ultracrítico.

Loiseau e Szechenyi (1972)<sup>66</sup> observaram em seus ensaios (CC liso em fluxo suave, regimes crítico e supercrítico) que  $C'_s(\theta)$  não era constante para todas as secções do CC, mas, na verdade, apresentava alguma variação longitudinal. Pois bem, conforme esses autores, essa variação longitudinal de  $C'_s(\theta)$  foi acompanhada fielmente pela variação longitudinal do ângulo de separação.

A dependência entre  $C'_s(\theta)$  e  $\theta_s$  também é corroborada pela análise de CC lisos e rugosos no regime ultracrítico. Nesse regime os CC rugosos apresentam  $C'_s$  mais elevado e, correspondentemente, menor  $\theta_s$  que os CC lisos. No entanto, deve ser dito que, embora se verifique uma forte dependência entre  $\theta_s$ ,  $St$  e  $C'_s$ , é difícil definir relações gerais, pois esses parâmetros, por sua vez, são sensíveis a outras variáveis experimentais, como a esbeltez, o bloqueio ou a turbulência.

Voltando à análise da Fig. 4.14, observamos que a largura de faixa foi mais estreita nos ensaios com fluxo suave. Isso indica que nessa condição o caráter periódico do fenômeno foi mais evidente. Particularmente, no ensaio do modelo com tela metálica verificou-se o despreendimento de vórtices mais intenso e

organizado. Isso pode ser intuído a partir dos valores de  $\Delta f^*$  e  $C'_e(\theta)$  medidos no modelo com essa rugosidade.

A introdução da turbulência diminuiu, numa certa extensão, o caráter periódico do fenômeno e aumentou seu caráter aleatório. Esse aspecto aparece ilustrado na Fig. 4.14. O espectro associado ao ensaio em fluxo turbulento é o de pico mais baixo e maior largura de faixa.

Contudo, embora no ensaio com turbulência a energia do fenômeno estivesse distribuída numa faixa relativamente mais larga de frequências, o pico na frequência de Strouhal ainda foi pronunciado. Assim, concluímos que mesmo nesse ensaio a presença de vórtices de Kármán fortes foi evidente. O valor do coef. de sustentação medido no ensaio com turbulência ( $C'_e(\theta) = 0,20$ ) confirma esse comentário.

Na Tab. 4.11 estão listados os autores que mediram a densidade espectral de potência (d.e.p.) em CC nos regimes subcrítico e ultracrítico, ou seja, nos regimes onde se verifica a presença de vórtices de Kármán fortes e o espectro de potência caracteriza-se por apresentar um pico pronunciado na frequência de Strouhal. Nos regimes crítico e supercrítico, o desprendimento dos vórtices de Kármán desestabiliza-se e, em geral, não é possível distinguir um pico principal no espectro de potência ou definir a largura de faixa do espectro.

A Tab. 4.11 inclui medições de d.e.p. de forças de sustentação flutuantes, de pressões flutuantes nas laterais do CC e de flutuações de velocidade na esteira. Para facilitar a comparação de resultados, na Tab. 4.11 estão listados valores adimensionais (\*). Além dos valores associados com o espectro de potência, nessa tabela também são apresentadas as principais variáveis experimentais de cada ensaio.

Hove et al. (1978)<sup>79</sup>, Fedeniuk (1982)<sup>58</sup> e Nakamura (1975)<sup>110</sup> fizeram medições de d.e.p. com CC rugosos no regime ultracrítico em fluxo suave. Seus resultados podem ser comparados aos resultados obtidos no TV-2. Nos ensaios de Hove et al. e nos ensaios do TV-2 (com fluxo suave), a energia esteve concentrada

(\*) Em geral os valores adimensionais  $S(f) \cdot a_d$  e  $\Delta f^*$  que aparecem na Tab. 4.11 foram computados a partir de figuras apresentadas pelos autores. Como muitas vezes as figuras eram de escala reduzida, os valores apresentados são valores aproximados.

TABELA 4.11 : Autores que mediram densidade espectral de potência. Variáveis experimentais e valores associados com o espectro de potência.

REFERÊNCIA	Re $\times 10^{-5}$	k/d $\times 10^3$	REGIME Sub-Ult	$I_1$ (%)	l/d	d/b (%)	PT	D.E.P. medida	$C'_s$ ou $c'_p$ ou $u'/u_0$	$S(f^*)$ $\times a_d$	$\Delta f^*$	St
Hove et al. <sup>79</sup>	13,0	1,0	x	?	(8,1)	(15,0)	não	$C'_s(0)$	0,35	11,2	0,011	0,22
	13,0	10,0	x						0,20	3,7	0,009	0,20
Nakamura <sup>110</sup>	8,3	8,5	x	0,1	3,3	15,0	não	$u'$	?	?	0,006	0,24
	8,1	8,5	x						?	?	0,023	0,26
Fedeniuk <sup>58</sup>	2,1	6,5	x	0,15	6,0	11,8	não	$c'_p(70^\circ)$	?	0,7	0,018	0,21
	2,1	6,5	x		5,0		sim		?	27,8	0,021	0,25
	2,6	10,0	x		6,0		não		?	2,1	0,013	0,18
	2,1	10,0	x		5,0		sim		?	45,1	0,020	0,23
Ribeiro (tela)	3,8	2,3	x	0,5	6,1	11,8	não	$C'_s(0)$	0,39	10,7	0,009	0,22
(pres.) (lixa)	3,8	1,8	x						0,24	4,1	0,010	0,23
(nerv)	3,8	2,1	x						0,20	2,5	0,012	0,23
Batham <sup>14</sup>	2,3	2,2	x	12,9	6,7	5,0	não	$c'_p(90^\circ)$	0,26	(3,3)	0,016	0,24
Szechenyi <sup>154</sup>	28,4	2,2	x	4,0	?	?	não	$C'_s(0)$	0,27	?	0,013	0,20
Ribeiro (nerv)	2,5	2,1	x	10,5	6,1	11,8	não	$C'_s(0)$	0,20	1,1	0,019	0,23
(pres.) <sup>141</sup>												
Schewe <sup>141</sup>	71,0	liso	x	$\leq 0,4$	10,0	10,0	não	$C'_s(10,0)$	0,045	0,14	0,010	0,24
Jones et al. <sup>85</sup>	93,0	liso	x	0,17	5,3	$\cong 0,0$	não	$C'_s(2,3)$	0,076	0,15	0,022	0,30
Sonneville <sup>150</sup>	0,55	liso	x	0,4	12,9	5,6	não	$C'_s(12,9)$	0,34	7,3	0,013	0,19
	0,45	liso	x						0,35	7,6	0,012	0,19

Tab. 4.11. Cont...

REFERÊNCIA	Re $\times 10^{-5}$	k/d $\times 10^3$	REGIME Sub-Ult	$I_1$ (%)	l/d	d/b (%)	PT	D.E.P. medida	$C_s'$ ou $c_p'$ ou $u'/u_0$	$S(f^*)$ $\times a_d$	$\Delta f^*$	St
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19	liso	x	0,1	12,0	4,0	sim	$c_p'(60^\circ)$	0,25	2,1	0,022	0,23
Farell e B. <sup>51</sup>	1,27	liso	x	0,5	6,1	11,8	não	$u'$	0,26	2,4	0,010	0,20
Bruun e D. <sup>20</sup>	2,4	liso	x	0,16	10,0	13,1	não	$c_p'(90^\circ)$	0,35	11,5	0,012	0,19
Schewe <sup>141</sup>	1,3	liso	x	<0,4	10,0	10,0	não	$C_s'(10,0)$	0,24	3,7	0,016	0,20
Batham <sup>14</sup>	2,4	liso	x	0,5	6,7	5,0	não	$c_p'(90^\circ)$	0,16	(0,5)	0,015	0,21
Bearman <sup>17</sup>	2,2	liso	x	0,2	12,0	6,5	não	$u'$	?	5,9	0,007	0,19
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19	liso	x	11,0	12,0	4,0	sim	$c_p'(60^\circ)$	0,40	1,8	0,042	0,23
So e Savkar <sup>149</sup>	0,35	liso	x	9,5	8,0	16,0	não	$C_s'(3,0)$	0,83	9,0	0,013	0,21
Ruscheweyh <sup>191</sup>	67,0	0,04	x	15,1	$\cong 22,8$	0,0	não	$C_s'(0)$	0,18	0,19	0,110	0,23
Sageau <sup>194</sup>	200,0	liso	x	?	$\cong 14,6$	0,0	não	$c_p'(90^\circ)$	?	?	0,047	0,16
Hansen <sup>75</sup>	100,0	liso	x	10,0	$\cong 35,0$	0,0	não	$C_s'(0)$	0,09	0,19	0,047	0,22

## NOTAS:

(a) A coluna  $S(f^*) \times a_d$  refere-se à ordenada máxima do espectro de potência adimensional.  $a_d$  vale respec.  $u_0/(q^2 A^2 d)$ ,  $u_0/(q^2 d)$  ou  $1/(u_0 d)$  conforme se adimensionalize espectros de flutuações de força, pressão ou velocidades.

$$a_d \int_0^\infty S(f^*) df^* = (C_s')^2 \text{ ou } (c_p')^2 \text{ ou } (u'/u_0)^2$$

(b)  $\Delta f^* = (f_2^* - f_1^*)$ ; onde  $f_1^*$  e  $f_2^*$  identificam os pontos de 1/2 potência.

(c) Resultados em estruturas reais: Ruscheweyh, torre de TV de Hamburgo, alt. 271m; Sageau, chaminé tronco-cônica da central térmica do Havre, alt. 236m; Hansen, chaminé afilada de Stigsnaes (Dinamarca), alt. 132m.

numa faixa de frequências adimensionais de aproximadamente a mesma largura (digamos,  $\Delta f^* \cong 0,010$ ).

A rugosidade utilizada por Hove et al. em seus ensaios foi tela metálica. No ensaio feito com a menor rugosidade ( $k/d = 0,00100$ ) a ordenada máxima foi similar àquela medida no ensaio do TV-2 com o mesmo tipo de rugosidade. Isso indica que a energia associada com as flutuações na frequência de Strouhal foi similar nos dois casos. Hove et al. também apresentam resultados para um CC com tela metálica e  $k/d = 0,01000$ . Nesse caso a energia total do espectro e, em consequência,  $C'_s(\theta)$  foram menores (esse aspecto foi comentado em detalhe no item 4.4.2). Nesse ensaio de Hove et al. ( $k/d = 0,01000$ ) a ordenada máxima do espectro resultou num valor intermediário àqueles medidos no TV-2 para os modelos com rugosidade lixa e nervura.

Nakamura apresenta espectros de potência para dois tipos de rugosidade: rugosidade densamente distribuída (isto é, distribuída em toda a periferia do CC) e rugosidade aplicada em faixas estreitas (no caso em  $\theta = \pm 50^\circ$ ). Os resultados mostram que o desprendimento de vórtices foi mais intenso e organizado no CC com rugosidade densamente distribuída ( $C'_s = 0,14$ ,  $\Delta f^* = 0,006$ ). O CC com faixa de rugosidade mostrou um comportamento similar àquele observado em CC lisos no regime ultracrítico ( $C'_s = 0,05$ ,  $\Delta f^* = 0,023$ ). (\*)

Fedeniuk apresenta espectros de potência para CC rugosos ( $k/d = 0,00650$  e  $0,01000$ ) providos ou não de placas terminais. Seus resultados indicam que a introdução de placas terminais aumentou drasticamente a energia associada com as flutuações na frequência de Strouhal. Esse aspecto fica evidente quando se comparam as ordenadas máximas dos espectros obtidos nos casos com e sem placas terminais.

Em suas conclusões, Fedeniuk indica que  $\sqrt{S(f)}$  resultou seis ou sete vezes maior quando as PT foram introduzidas. Esses resultados são surpreendentes, pois estão desassociados de transições de regime. Uma vez que  $\Delta f^*$  não diminuiu quando as PT foram introduzidas, esses resultados indicam que as flutuações

(\*) Nakamura não esclarece na ref. 110 se os valores fornecidos de  $C'_s$  são valores seccionais ou para um trecho de CC; por isso esses resultados não foram incluídos na Fig. 4.8.

de pressão em  $\theta = \pm 70^\circ$  foram ao menos seis ou sete vezes mais intensas quando as placas terminais estavam presentes.

Batham (1973)<sup>144</sup> e Szechenyi (1975)<sup>154</sup> fizeram medições de d.e.p. com CC rugosos no regime ultracrítico em fluxo turbulento ( $I_1 = 12,9\%$  e  $4,0\%$  respectivamente). Esses resultados podem ser comparados àqueles obtidos no TV-2 com o CC nervurado em fluxo turbulento ( $I_1 = 10,5\%$ ). A largura de faixa  $\Delta f^*$  obtida do espectro apresentado por Batham e obtida no TV-2 (respectivamente  $0,016$  e  $0,019$ ) foram similares; conforme o esperado, pois as condições experimentais nos dois ensaios eram semelhantes (ver Tab. 4.11).

A largura de faixa obtida do espectro apresentado por Szechenyi foi relativamente inferior àquela obtida no TV-2; isso é lógico, uma vez que a intensidade de turbulência também era inferior no ensaio de Szechenyi. Ao analisar seus resultados de d.e.p., Szechenyi faz uma observação interessante; ele menciona que, quando a rugosidade relativa excedia um certo valor limite, o pico único e bem definido na frequência de Strouhal desagregava-se, e o espectro revelava uma forma mais complicada, associada a um nível de energia bastante inferior.

Szechenyi menciona que nesses casos a rugosidade relativa era muito grande e destruiu o desprendimento regular de vórtices! Ele afirma que o valor limite de  $k/d$  pôde ser determinado apenas muito aproximadamente; para  $k/d = 0,00220$  as forças de sustentação foram ainda harmônicas, enquanto que para  $k/d = 0,00280$  o desprendimento de vórtices foi claramente perturbado. Esses comentários são estranhos, pois Szechenyi foi o único a observar tal fenômeno. Particularmente Hove et al. (1978)<sup>79</sup>, Fedeniuk (1982)<sup>58</sup> e Nakamura (1975)<sup>110</sup> realizaram ensaios com CC de grande rugosidade relativa e todos eles apresentam espectros com um pico único, e bem definido, na frequência de Strouhal.

Schewe (1983)<sup>141</sup> e Jones et al. (1969)<sup>85</sup> fizeram medições de d.e.p. com CC lisos nos regimes crítico, super e ultracrítico. Seus resultados indicam que a energia associada com as forças de sustentação nos regimes crítico e supercrítico é muito fraca e encontra-se distribuída numa larga faixa de frequências; mas, no regime ultracrítico, o nível de energia aumenta, e essa volta a concentrar-se numa estreita faixa de frequências.

A partir dos resultados de Schewe e Jones et al., obtém-se respectivamente  $\Delta f^* = 0,010$  e  $0,022$ . Esses resultados estão dentro da gama de valores medidos para CC rugosos ( $0,006 \leq \Delta f^* \leq 0,023$ , ver Tab. 4.11). Mas embora os resultados de CC lisos e rugosos coincidam qualitativamente e quantitativamente nesse aspecto, indicando que no regime ultracrítico a energia das forças de sustentação volta a se concentrar numa faixa muito estreita de freqüências, no que concerne ao nível dessa energia, a concordância é apenas qualitativa.

Comparado aos valores crítico e supercrítico, o nível de energia das forças de sustentação, seja para CC lisos ou rugosos, aumenta no regime ultracrítico; mas atinge valores muito mais elevados no caso de CC rugosos. Enquanto o nível de energia atingido por CC rugosos no regime ultracrítico é comparável àquele de CC no regime subcrítico, o nível de energia atingido por CC lisos no regime ultracrítico fica muito aquém dos anteriores.

O último comentário pode ser intuído a partir da análise da Tab. 4.11, mais especificamente comparando as ordenadas máximas adimensionais fornecidas ( $S(f^*) \cdot a_d$ ). No entanto, a comparação deve ser feita com reservas, uma vez que as d.e.p. avaliadas pelos diversos autores nem sempre referem-se às mesmas grandezas (na Tab. 4.11 há resultados de d.e.p. de  $C'_y(\theta)$ ,  $C'_y(L)$ ,  $c'_p(60^\circ, 70^\circ$  ou  $90^\circ)$  e ainda d.e.p. de  $u'$  na esteira). A diferença nos níveis de energia atingidos por CC lisos e rugosos no regime ultracrítico também aparece refletida na própria curva  $C'_y(\theta) \times \text{Re}(k/d)^{0,5}$  onde, conforme mencionado anteriormente, observa-se uma divisão dos valores de  $C'_y(\theta)$  computados para CC lisos ou rugosos, esses últimos revelando valores mais elevados.

Sonneville (1976)<sup>150</sup>, Novak e Tanaka (1975)<sup>114</sup>, Farrell e Blessmann (1983)<sup>51</sup>, Bruun e Davies (1975)<sup>29</sup>, Schewe (1983)<sup>141</sup> e Bearman (1969)<sup>16</sup> fizeram medições de d.e.p. com CC lisos no regime subcrítico. As larguras de faixa obtidas a partir desses resultados ( $0,007 \leq \Delta f^* \leq 0,022$ ) foram da mesma ordem que aquelas medidas em CC lisos ou rugosos no regime ultracrítico. Isso indica que nos regimes subcrítico e ultracrítico, onde há a presença de vórtices de Kármán fortes, a energia correspondente concentra-se numa faixa de freqüências adimensionais de largura

aproximadamente igual.

Esses resultados no regime subcrítico, em geral, apresentam um nível de energia bastante elevado na frequência de Strouhal. A exceção é o resultado de Batham, mas deve ser dito que esse ensaio em particular (CC liso,  $Re = 239000$ ) na realidade deve ser enquadrado na transição entre os regimes subcrítico e crítico. Isso pode ser deduzido a partir dos resultados de  $c_p \times \theta$ ,  $C_a$  e  $C_s'$  fornecidos por Batham na ref. 14.

A propósito, também os resultados de Farrell e Blessmann ( $Re = 127000$ ), Schewe ( $Re = 130000$ ), Bruun e Davies ( $Re = 240000$ ) e Bearman ( $Re = 224000$ ) foram obtidos no final do regime subcrítico, onde os vórtices de Kármán, talvez, já se encontrassem desestabilizados em alguma extensão. Possivelmente, se esses autores tivessem medido a d.e.p. em menores  $Re$  (digamos em  $50000 \leq Re \leq 100000$ ), o espectro teria revelado um pico mais pronunciado.

Farrell e Blessmann, na ref. 51, apresentam resultados de d.e.p. das flutuações de velocidade na esteira de um CC liso em fluxo suave ( $127000 \leq Re \leq 380000$ ). As figuras apresentadas ilustram com clareza a perda da energia associada ao pico na frequência de Strouhal que ocorreu quando o  $Re$  aumentou de 127000 para 380000. (Para CC lisos em fluxo suave, essa faixa de  $Re$  corresponde à transição do final do regime subcrítico para o regime crítico).

So e Savkar (1981)<sup>149</sup> e Novak e Tanaka (1975)<sup>114</sup> fizeram medições de d.e.p. com CC no regime subcrítico em fluxo turbulento (respectivamente,  $I_1 = 9,5\%$  e  $11,0\%$ ). Os resultados de Novak e Tanaka confirmam o mesmo aspecto observado no TV-2 com o CC nervurado no regime ultracrítico, qual seja, a introdução da turbulência diminui o pico e alarga a base do espectro de potência das forças de sustentação (ou das flutuações de pressão nas laterais do cilindro).

O espectro fornecido por So e Savkar ( $Re = 34500$ ) é de faixa estreita e pico pronunciado, mais de acordo com o que seria esperado para o caso de fluxo suave. Sem dúvida, nesse ensaio, o desprendimento de vórtices foi intenso e organizado ( $C_s'(\theta) = 0,83$  medido pelos autores). Atribuímos esse resultado ao bloqueio de 16% presente nesse ensaio de So e Savkar e à forma circular do túnel de água, conforme discutido no item 4.4.2.

Por fim, na Tab. 4.11 também estão incluídos os resultados de Ruscheweyh (1976)<sup>131</sup>, Hansen (1981)<sup>75</sup> e Sageau (1977)<sup>134</sup>. Esses autores fizeram medições de d.e.p. em estruturas reais de secção circular expostas ao vento natural. Nesses ensaios com estruturas reais a energia resultou distribuída numa faixa muito mais larga que aquela observada nos ensaios de Batham<sup>14</sup>, Szechenyi<sup>154</sup> e no TV-2 (presente estudo); isto é, nos ensaios com cilindros circulares bidimensionais (CC) em TE com fluxo turbulento (e uniforme).

Esse aspecto é compreensível, já que as estruturas reais estão expostas ao vento natural (com perfil não uniforme), possuem secção tronco-cônica e altura finita. Todos esses fatores contribuem para aumentar o caráter tridimensional do fluxo e distribuir a energia numa faixa mais larga de frequências.

Embora as medições de d.e.p. em estruturas reais não indiquem um pico pronunciado na frequência de Strouhal, como revelam uma largura de faixa relativamente grande, a energia total das forças de sustentação é, em geral, superior àquela observada em CC lisos no regime ultracrítico. Por exemplo, Hansen<sup>75</sup> e Ruscheweyh<sup>131</sup> mediram valores de  $C'_s(\theta)$  em estruturas reais que chegaram a atingir respectivamente 0,16 e 0,21. Valores dessa ordem (ou mais elevados) são obtidos com CC rugosos, mas o valor ultracrítico de  $C'_s(\theta)$  para CC lisos é um pouco inferior.

Esses resultados de Hansen<sup>75</sup> e Ruscheweyh<sup>131</sup> e também as conclusões de Sageau<sup>134</sup> indicam que estruturas reais expostas ao vento natural estão sujeitas aos vórtices de Kármán quando o número de Reynolds é elevado. Em seu trabalho Sageau conclui que "ainda que o estudo tenha se referido a um obstáculo tronco-cônico exposto à camada limite (atmosférica) turbulenta, o fluxo, após ter estado totalmente desorganizado ao curso do regime de transição, reassumiu, assim que o Re aumentou, sua estabilidade anterior (isto é, a estabilidade que ele possuía no regime sub-crítico)". (\*)

-----  
 (\*) Os comentários entre parênteses são nossos. Mencionamos que o despreendimento de vórtices verificado em estruturas reais no regime ultracrítico sem dúvida não possui a mesma organização observada em TE com CC. Inclusive há ensaios onde os vórtices de Kármán não foram detectados (ver por exemplo o trabalho de Batham, ref.15, que inclui as medições feitas por Tunstall na chaminé da estação de energia de Fawley,  $Re \cong 23000000$  ).

#### 4.4.4. Correlação cruzada entre as semi-secções

A correlação cruzada das forças de sustentação flutuantes que atuam nas semi-secções direita e esquerda (\*) é um dado importante, pois informa sobre a regularidade e organização dos vórtices de Kármán. Quanto maior essa regularidade e organização, mais o coef. de correlação cruzada das forças de sustentação que atuam nas semi-secções direita e esquerda ( $R_{es}$ ) aproxima-se do valor  $-1,0$ .

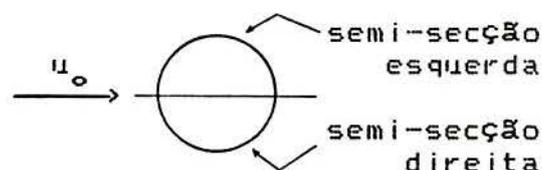
Além disso, conhecendo-se  $R_{es}$  é possível estimar  $C'_s(\theta)$  a partir da distribuição das pressões flutuantes em uma secção transversal. Propomos que uma estimativa razoável de  $C'_s(\theta)$  para o caso de cilindros circulares pode ser obtida através da fórmula empírica :

$$C'_s(\theta) = [(1-R_{es})/2] \int_0^\pi c'_p(\theta) \sin\theta \, d\theta \quad (4.1)$$

Na Tab. 4.12 estão listados os valores de  $C'_s(\theta)$  medidos experimentalmente no TV-2 e estimados com o auxílio da fórmula anterior. Como pode ser visto, a concordância entre os valores medidos e estimados é muito boa. Loiseau e Szechenyi (1972)<sup>90</sup> também mediram independentemente  $C'_s(\theta)$  e  $c'_p(\theta)$  e  $R_{es}$ . Seus ensaios foram com um CC liso em fluxo suave e nos regimes crítico e supercrítico. Assim foi possível verificar, com dados diversos, a validade da fórmula (4.1). Os resultados confirmaram plenamente que a fórmula (4.1) fornece uma boa estimativa de  $C'_s(\theta)$  quando  $c'_p \times \theta$  e  $R_{es}$  são conhecidos.

Na Tab. 4.12 também aparecem os resultados de  $R_{es}$  obtidos no TV-2 para os modelos de rugosidade lixa, tela metálica e nervura. Como pode ser visto nessa tabela, o valor de  $R_{es}$  mais próximo de  $-1,0$  foi medido no modelo com tela (em fluxo suave). Isso confirma observações anteriores de que essa rugosidade foi a que originou o desprendimento de vórtices mais intenso e orga-

(\*) Utilizamos o termo semi-secção para identificar cada uma das metades de uma secção transv. do cilindro. A figura ao lado esclarece esta terminologia.



nizado.

Essa última afirmativa fica evidente quando se observa que, dentre as rugosidades utilizadas nos ensaios do TV-2, a tela metálica, além de apresentar o valor de  $R_{es}$  mais próximo de  $-1,0$ , originou os valores mais elevados para os coef. de força e de pressão flutuantes (RMS e pico) e, também, o espectro de potência de menor largura de faixa e pico mais pronunciado. Todos esses aspectos confirmam um desprendimento de vórtices comparativamente mais intenso e organizado.

TABELA 4.12. Coef. de correlação cruzada das forças de sustentação que atuam nas semi-secções e valores de  $C'_s(\theta)$  medidos no TV-2 ou estimados pela fórmula (4.1).

Rugosidade	Re	$I_1$ (%)	$R_{es}$	$\int_0^\pi c_p'(\theta) \sin\theta$	$C'_s(\theta)$	
					calc. p/ form. 4.1	medido experim.
Lixa	380000	0,5	-0,82	0,266	0,24	0,24
Tela	380000	0,5	-0,91	0,412	0,39	0,39
Nervura	380000	0,5	-0,83	0,230	0,21	0,20
Nervura	250000	10,5	-0,62	0,262	0,21	0,20

Nos ensaios com fluxo suave, os modelos com rugosidade lixa e nervura apresentaram praticamente o mesmo valor de  $R_{es}$ , ou seja, respectivamente  $-0,82$  e  $-0,83$ . Embora esses valores sejam um pouco inferiores em módulo ao valor medido no ensaio com o modelo provido de tela metálica, ainda indicam uma boa correlação (em anti-fase) das forças de sustentação nas semi-secções direita e esquerda.

Por sua vez, a introdução do fluxo turbulento diminuiu em módulo o valor de  $R_{es}$ . Os redemoinhos do fluxo turbulento ( $I_1 = 10,5\%$ ,  $L_1/d = 0,40$ ) certamente interagiram com os vórtices de Kármán, provocando assim uma desestabilização do fluxo e, conseqüentemente, diminuindo a regularidade e organização do desprendimento de vórtices.

Os resultados obtidos no TV-2 com o CC nervurado indicam que a introdução da turbulência diminuiu a organização dos vórtices de Kármán, mas, mesmo nesse caso, observou-se a presença de vórtices de Kármán fortes. Isto pode ser concluído da análise dos resultados de coef. de correlação cruzada ( $R_{es} = -0,62$  indica uma razoável correlação em anti-fase das forças de sustentação nas semi-secções) e da análise do espectro de potência (item 4.4.3), que revelou, também para o caso de fluxo turbulento, um pico definido na frequência de Strouhal.

Na Tab. 4.13 estão listados os autores que fizeram medições de correlação cruzada seccional. Nessa tabela são apresentadas as principais variáveis experimentais de cada estudo e os valores medidos para o coef. de correlação. A tabela inclui tanto valores de  $R_{es}$  (o coef. de correlação cruzada entre as forças de sustentação nas semi-secções) como valores de  $R_{90^\circ, 270^\circ}$  (o coef. de correl. cruzada das pressões em  $\theta = 90^\circ$  e  $270^\circ$ ).

Vale dizer que, em princípio,  $R_{90^\circ, 270^\circ}$  é uma boa estimativa de  $R_{es}$ , uma vez que a correlação das forças de sustentação nas semi-secções é ditada primordialmente pela correlação das pressões nas proximidades de  $\theta = \pm 90^\circ$ . Mencionamos também que alguns autores não fornecem os valores medidos de  $R_{es}$  ou  $R_{90^\circ, 270^\circ}$ , mas fornecem dados que permitem calcular  $K_B$  e então estimar  $R_{es}$  a partir da fórmula empírica  $K_B = (1 - R_{es})/2$ . (\*)

Os valores de  $R_{es}$  ou  $R_{90^\circ, 270^\circ}$  que aparecem na Tab. 4.13 foram plotados na Fig. 4.6 (item 4.4.2) em função de  $Re(k/d)^{0,5}$ . A análise desses resultados evidencia dois aspectos. Primeiro,  $R_{es}$  ou  $R_{90^\circ, 270^\circ}$  são mais próximos de  $-1,0$  nos regimes onde existe a presença dos vórtices de Kármán fortes, isto é, nos regimes subcrítico e ultracrítico. Segundo,  $R_{es}$  ou  $R_{90^\circ, 270^\circ}$  são mais próximos de  $-1,0$  na condição de fluxo suave.

Esses dois aspectos são perfeitamente lógicos e indicam, conforme freqüentemente comentado na literatura, que a

(\*) Comentários a esse respeito foram feitos no item 4.4.2. Lembremos que, conforme definido por Basu na ref. 11,  $K_B$  é o coef. que permite calcular  $C'_s(\theta)$  a partir da distrib. das pressões flutuantes:

$$C'_s(\theta) = K_B \int_0^\pi c'_p(\theta) \sin\theta \, d\theta$$

$K_B$  é um valor próximo de  $1,0$  mas menor que  $1,0$ . Esse coef. leva em conta a falta de correl. das pressões numa secção transv.

TABELA 4.13. Medições de correl. cruzada seccional em CC. Principais variáveis experimentais e valor do coef. de correlação em diversos programas.

Referência	Re $\times 10^{-5}$	k/d $\times 10^3$	Regime	$I_1$ (%)	$L_1/d$	coef.de correl.	Obs
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19	liso	sub	0,1		-0,84	a
Kiya et al. <sup>89</sup>	0,31	liso	sub	1,4		-0,75	a
Sonneville <sup>150</sup>	0,45	liso	sub	0,4		-0,80	c
Gerrard <sup>82</sup>	0,85	liso	sub	0,3		-0,83	a
Gerrard <sup>82</sup>	1,14	liso	sub	0,3		-0,82	a
Batham <sup>14</sup>	1,10	liso	sub	0,5		-0,63	c
Bruun e D. <sup>29</sup>	2,40	liso	sub	0,16		-0,74	a
Batham <sup>14</sup>	2,40	liso	sub-crt	0,5		-0,18	c
Batham <sup>14</sup>	1,10	2,2	crt	0,5		-0,10	c
Batham <sup>14</sup>	2,40	2,2	sup	0,5		-0,58	c
Ribeiro (pres)	3,80	1,8	ult	0,5		-0,82	b
Ribeiro (pres)	3,80	2,3	ult	0,5		-0,91	b
Ribeiro (pres)	3,80	2,1	ult	0,5		-0,83	b
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19	liso	sub	11,0	1,50	-0,65	a
Kiya et al. <sup>89</sup>	0,40	liso	sub	2,9	0,48	-0,69	a
Kiya et al. <sup>89</sup>	0,27	liso	sub	6,4	0,79	-0,67	a
Kiya et al. <sup>89</sup>	0,27	liso	sub	10,6	1,09	-0,39	a
Kiya et al. <sup>89</sup>	0,26	liso	sub-crt	12,8	0,79	-0,20	a
Batham <sup>14</sup>	1,10	liso	crt	12,9	0,50	+0,20	c
Bruun e D. <sup>29</sup>	2,30	liso	crt	10,5	0,55	+0,06	a
Batham <sup>14</sup>	2,40	liso	crt	12,9	0,50	+0,40	c
Batham <sup>14</sup>	1,10	2,2	sup	12,9	0,50	-0,12	c
Batham <sup>14</sup>	2,40	2,2	ult	12,9	0,50	-0,48	c
Ribeiro (pres)	2,50	2,1	ult	10,5	0,40	-0,62	b

Obs: a. Coef.de correl.cruzada das pressões em  $\theta = \pm 90$  ( $R_{90,270}$ ).  
 b. Coef.de correl.cruzada das forças de sustentação que atuam nas semi-secções esquerda e direita ( $R_{es}$ ).  
 c. O autor fornece dados que permitem calcular  $K_B$ .  $R_{es}$  estimado a partir de  $K_B = (1 - R_{es})/2$ .

introdução de turbulência ou a entrada no regime crítico prejudicam a regularidade e organização dos vórtices de Kármán e, em consequência, conduzem a valores (algébricos) mais elevados de  $R_{es}$  ou  $R_{90,270^\circ}$ .

Por outro lado, um aspecto que ainda não está esclarecido na literatura, e que a análise destes resultados de coef. de correlação em conjunto com a análise anterior dos espectros de potência parece indicar, é que o desprendimento de vórtices no regime ultracrítico é ao menos tão regular e organizado quanto aquele observado no regime subcrítico.

Com efeito, os valores de  $R_{es}$  ou  $R_{90,270^\circ}$  medidos no regime ultracrítico são aproximadamente os mesmos observados no regime subcrítico (ver Fig. 4.6 ou Tab. 4.13). Infelizmente não há resultados de  $R_{es}$  ou  $R_{90,270^\circ}$  para CC lisos no regime ultracrítico. Contudo, a análise dos espectros de potência indica que no regime ultracrítico, seja para CC lisos ou rugosos, a energia associada às forças de sustentação concentra-se numa faixa muito estreita de frequências e, em princípio,  $\Delta f^*$  é aproximadamente a mesma nos regimes subcrítico ou ultracrítico (ver Tab. 4.11, item 4.4.3).

Adicionando a essas observações os resultados compilados no item 4.4.2 (forças e pressões flutuantes), podemos concluir que os coef. de força e de pressão flutuantes observados em CC no regime ultracrítico são menores que aqueles observados no regime subcrítico; mas a correlação das forças e das pressões flutuantes e a organização do desprendimento de vórtices no regime ultracrítico parecem ser tão boas quanto aquelas observadas no regime subcrítico.

Conforme pode ser visto na Tab. 4.13, os valores de correlação cruzada seccional medidos no TV-2 representam uma contribuição importante, pois, juntamente com os valores obtidos do trabalho de Batham<sup>14</sup>, são os únicos resultados publicados até o presente para CC no regime ultracrítico. Seria interessante que fossem efetuadas outras medições de  $R_{es}$  ou  $R_{90,270^\circ}$  nas mesmas condições (regime ultracrítico), pois assim seria possível comparar resultados e verificar a generalidade dos valores medidos.

#### 4.4.5. Correlação cruzada longitudinal

Também a correlação cruzada longitudinal fornece subsídios para avaliar a estabilidade do fluxo. O presente estudo incluiu medições do coef. de correlação cruzada longitudinal para as pressões na geratriz  $\theta = 90^\circ$ ,  $R_{pp}(90^\circ, s/d)$ . Os resultados dos ensaios com os modelos de rugosidade lixa, tela metálica e nervura em fluxo suave e nervura em fluxo turbulento aparecem na Fig. 4.15.

Vickery e Basu (1983)<sup>19, 102</sup> sugerem que uma forma adequada para representar a correlação longitudinal das forças de sustentação em estruturas cilíndricas de secção circular é fornecida pela expressão :

$$R_{ss}(s/d) = \cos [(s/d)/1,5] \cdot \exp \{-[(s/d)/3]^2\} \quad (4.6)$$

Onde  $s/d$  é o afastamento longitudinal em diâmetros. Conforme os autores mencionam, essa expressão foi obtida a partir de dados escassos e é indicada para estruturas reais expostas ao vento natural e cuja secção circular pode ser variável ao longo da altura. Essa expressão implica um comprimento de correlação  $\lambda_z \cong 1,0d$ .

Uma expressão desse tipo é adequada para ajustar os dados do TV-2; no entanto, é preciso alterar os parâmetros. Partindo da seguinte expressão :

$$R_{pp}(90^\circ, s/d) = \cos [(s/d)/a] \cdot \exp \{-[(s/d)/b]^c\} \quad (4.7)$$

Onde  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , eram os parâmetros a serem definidos para se obter o melhor ajuste em cada caso, e, utilizando um programa de regressão múltipla (baseado nos métodos quase-Newton e Simplex) (\*), obtivemos os valores ótimos que aparecem na Tab. 4.14. As correspondentes curvas de ajuste aparecem na Fig. 4.15, junto com os valores experimentais.

-----  
 (\*) Programa Nonlin, do "pacote" de programas computacionais para análise estatística Systat, produzido pela Systat Inc. e compatível com a linha PC de micro-computadores.

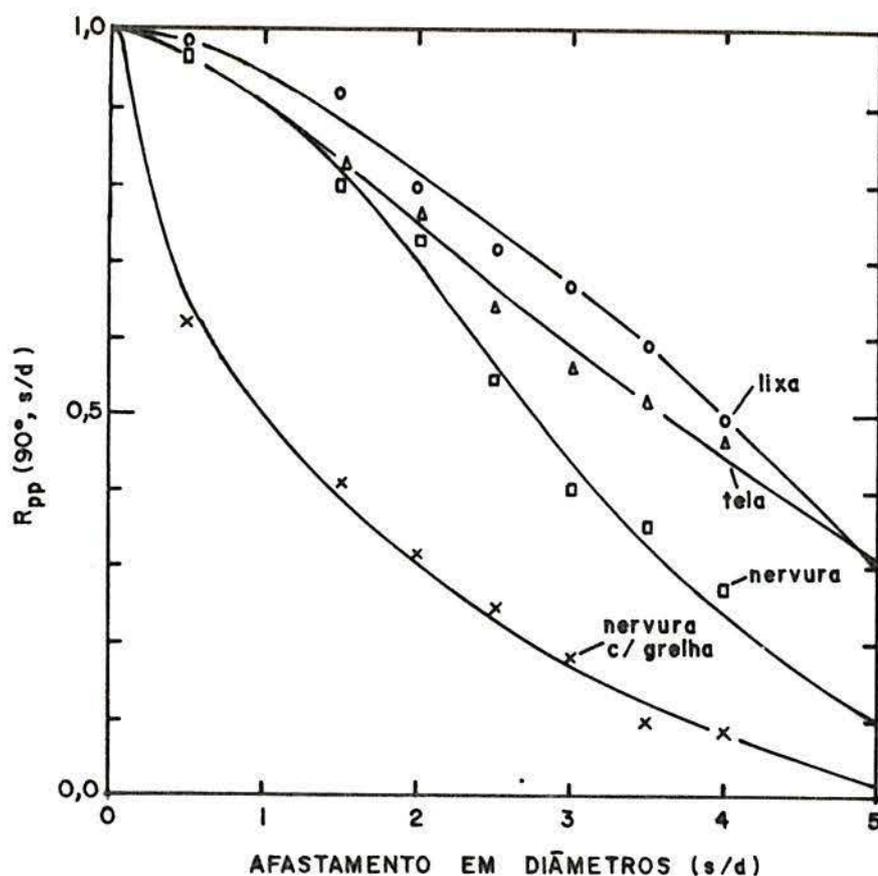


FIGURA 4.15. Coef. de correlação cruzada longitudinal das pressões na geratriz  $\theta = 90^\circ$ . Valores experimentais medidos no TV-2 e curvas de ajuste (expressão 4.7).

TABELA 4.14. Valores ótimos para ajustar a expressão (4.7) aos dados experimentais medidos no TV-2 com os CC rugosos.

Rugosidade	Fluxo	a	b	c
Lixa	suave	4,3	10,0	1,7
Tela	suave	5,0	7,5	1,2
Nervura	suave	6,0	3,6	2,0
Nervura	turb.	4,0	1,7	0,8

Com o auxílio da expressão (4.7) é possível estimar o comprimento (escala) de correlação a partir de :

$$\lambda_z/d = \int_0^{\infty} R_{pp}(\theta, s/d) d(s/d) \quad (4.8)$$

Dessa forma, calculamos o comprimento de correlação longitudinal para as pressões na geratriz  $\theta = 90^\circ$  associado com cada um dos CC rugosos ensaiados no TV-2. Os resultados foram (\*) :

	Lixa	Tela	Nerv.	Nerv.c/ turb.
$\lambda_z/d =$	3,9	3,7	2,9	1,5

Conforme tem sido comentado em diversos trabalhos - ver por exemplo Humphreys (1960)<sup>80</sup>, Rooney e Peltzer (1981)<sup>125, 126</sup> e Kacker et al. (1974)<sup>80</sup> - o desprendimento de vórtices em CC segue um padrão celular. Células de vórtices surgem, desenvolvem-se, eventualmente propagam-se longitudinalmente através do CC e, por fim, desaparecem dando espaço ao surgimento de novas células.

No interior de uma mesma célula de vórtice, o coef. de correlação longitudinal das forças ou das pressões é muito próximo de +1,0. Entre pontos situados em diferentes células, a correlação é drasticamente menor. Devido a esse aspecto, a curva de correlação de  $R_{pp}(\theta, s/d)$ , se fosse avaliada instantaneamente, provavelmente revelaria um desenvolvimento em degraus.

Os pontos na Fig. 4.15 estão dispostos numa linha mais ou menos contínua porque os coef. de correlação computados representam o valor médio para um intervalo de tempo de 30 segundos. (Nesse intervalo ocorriam mais de mil oscilações na frequência de Strouhal e, possivelmente, muitas células de vórtice surgiam, desenvolvia-se e desapareciam).

O tamanho das células de vórtice é diretamente proporcional ao comprimento de correlação calculado a partir da expressão (4.8). Assim, observamos que nos ensaios com fluxo suave os modelos com rugosidade lixa e tela apresentaram um comprimento de correlação, e, portanto, um tamanho de célula, relativamente maior que aquele observado no ensaio com o CC nervurado. Sem

(\*) Simplificadamente, o limite superior em (4.8) foi adotado como aquele em que  $R_{pp}(90^\circ, s/d) = 0,0$ .

pesquisas adicionais é difícil justificar esse aspecto; contudo, é provável que a explicação esteja ligada ao fato de que as nervuras são um tipo de rugosidade unidimensional, enquanto que lixa e tela são rugosidades que se dispõem em mais de uma direção.

Comparando os resultados obtidos com o CC nervurado, observamos que a introdução da turbulência reduziu à metade o comprimento de correlação. Esse aspecto é lógico, uma vez que a turbulência age no sentido de desestabilizar o fluxo e impedir a formação de maiores células organizadas de desprendimento de vórtices.

Na Tab. 4.15 estão listados os autores que fizeram medições de correlação cruzada longitudinal das pressões ou das velocidades. Nessa tabela estão incluídas as principais variáveis experimentais de cada estudo e o comprimento de correlação longitudinal medido. A Tab. 4.15 está dividida por uma linha horizontal que separa os ensaios conduzidos em fluxo suave ou turbulento (respectivamente, acima e abaixo dessa linha).

Os mesmos valores tabelados aparecem sob forma gráfica na Fig. 4.16. A primeira observação que deve ser feita é que os resultados de Kacker et al. (1974)<sup>30</sup> e El Baroudi (1960)<sup>41</sup> foram obtidos a partir da correlação de velocidades. Esses valores afastam-se um pouco da média. Suspeitamos que, dependendo da posição exata dos anemômetros de fio quente, é possível medirem-se valores mais elevados para correlações de velocidade se comparado com correlações de pressão. (Ver os próprios trabalhos dos autores citados, onde são feitas algumas considerações a esse respeito).

Contudo, excetuando-se esses dados provenientes de correlações de velocidade, os demais resultados apresentam uma razoável concordância. A dispersão em relação a curva média, traçada para ajuda visual, pode ser atribuída a diferenças nas variáveis experimentais, tais como intensidade de turbulência, esbeltez ou bloqueio.

Analisando os resultados obtidos com CC em fluxo suave, observamos que o comprimento de correlação longitudinal ( $\lambda_z$ ) atinge  $3d$  a  $4d$  no regime subcrítico (que é caracterizado por vórtices de Kármán fortes), diminui acentuadamente para  $\cong 1d$  no regime crítico (que é caracterizado por vórtices de Kármán fra-

cos  $\lambda$ ) e volta a atingir cerca de  $3d$  ou  $4d$  no regime ultracrítico (onde reaparecem os vórtices de Kármán fortes).

TABELA 4.15. Medições de correlação cruzada longitudinal em CC. Principais variáveis experimentais e comprimento de correlação longitudinal ( $\lambda_z$ ).

REFERÊNCIA	$Re_{-5}$ $\times 10^{-5}$	$k/d_3$ $\times 10^3$	REGIME	$I_1$ (%)	$L_1/d$	$l/d$	$d/b$ (%)	$\lambda_z/d$	obs
Prenderg. <sup>110</sup>	0,25a1,25	liso	sub-crt	0,3	-	42,5	3,5	0,7a4,2	a
El Baroudi <sup>41</sup>	0,15a0,45	liso	subcr.	?	-	16,0	$\cong 0,0$	3,8a6,2	c
Batham <sup>14</sup>	1,11	liso	subcr.	0,5	-	6,7	5,0	2,1	a
	2,39	liso	sub-crt					1,8	a
	1,11	2,2	sub-crt					2,0	a
	2,35	2,2	superc.					3,3	a
Kacker et al. <sup>8d</sup>	0,42a1,0	liso	sub-crt	$\cong 0,5$	-	9,0	4,2	3,2a4,5	e
Bruun e D. <sup>2p</sup>	0,60a3,0	liso	sub-crt	0,16	-	10,0	13,1	1,3a3,2	a
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19	liso	subcr.	?	-	12,0	4,0	3,5	b
Kiya et al. <sup>8p</sup>	0,32	liso	subcr.	1,4	-	11,0	9,1	2,5	a
Sonneville <sup>150</sup>	0,45	liso	subcr.	0,4	-	12,9	5,6	3,3	a
Ribeiro (lixa)	3,80	1,8	ultrac.	0,5	-	6,1	11,8	3,9	a
(pres.) (tela)	3,80	2,3	ultrac.					3,7	a
(nerv)	3,80	2,1	ultrac.					2,9	a
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19	liso	subcr.	11,0	1,5	12,0	4,0	2,4	b
Bruun e D. <sup>2p</sup>	2,30	liso	crítico	10,5	0,55	10,0	13,1	0,6	a
	2,30	liso	crítico	11,0	0,19			0,4	a
Surry <sup>159</sup>	0,44	liso	subcr.	2,5	9,8	38,7	3,7	3,2	a
	0,35	liso	sub-crt	10,5	0,36			1,9	a
	0,36	liso	subcr.	10,0	4,3			2,4	a
	0,34	liso	subcr.	14,7	4,4			2,5	a
Kiya et al. <sup>8p</sup>	0,40	liso	subcr.	2,9	0,48	11,0	9,1	2,1	a
	0,27	liso	subcr.	6,4	0,79			1,8	a
	0,27	liso	subcr.	10,6	1,09			1,5	a
	0,26	liso	sub-crt	12,8	0,79			1,1	a
Batham <sup>14</sup>	1,11	liso	crítico	12,9	0,50	6,7	5,0	0,6	a
	2,35	liso	crítico	12,9	0,50			0,4	a
	1,11	2,2	superc.	12,9	0,50			1,6	a
	2,28	2,2	ultrac.	12,9	0,50			2,4	a
Ribeiro (nerv)	2,50	2,1	ultrac.	10,5	0,40	6,1	11,8	1,5	a
(pres.)									

Obs. : ver observações a. b. c. e. na tabela 4.16.



para o caso de CC em fluxo turbulento. No entanto, quantitativamente o comprimento de correlação longitudinal é menor em fluxo turbulento, pois nessa condição a coerência do desprendimento de vórtices não é tão boa quanto no caso de fluxo suave. Para fornecer valores médios para CC em fluxo turbulento, citamos que  $\lambda_z$  atinge cerca de 1,5d a 2,5d nos regimes subcrítico e ultracrítico, mas não vai além de 0,5d no regime crítico.

Em um de seus ensaios com CC em fluxo turbulento (e regime subcrítico), Surry (1972)<sup>159</sup> obteve  $\lambda_z = 3,2d$ . Um valor elevado para fluxo turbulento, mas compreensível, pois nesse ensaio a intensidade de turbulência era relativamente baixa ( $I_1 = 2,5\%$ ,  $L_1/d = 9,8$ ; uma condição que se aproxima de fluxo suave).

Por sua vez, Kiya et al. (1982)<sup>89</sup> obtiveram em seus ensaios  $\lambda_z = 1,1d$ . Um valor relativamente baixo se comparado aos demais valores medidos em CC no regime subcrítico em fluxo turbulento. Também nesse caso o resultado é compreensível, pois a análise das distribuições de pressão (média e flutuante) fornecidas pelos autores revela que, nesse ensaio em particular, a transição para o regime crítico já estava ocorrendo.

Assim como foi mencionado para a correlação cruzada seccional, também no que concerne ao comprimento de correlação longitudinal, os ensaios do TV-2 fornecem uma contribuição importante, pois em conjunto com os resultados de Batham (1973)<sup>14</sup> são as únicas informações publicadas para CC no regime ultracrítico.

Alguns autores publicaram resultados do coef. de correlação longitudinal das forças, das pressões ou das velocidades medidos em CC para vários afastamentos s/d. Esses resultados foram compilados e aparecem na Tab. 4.16 para afastamentos específicos no intervalo  $0 \leq s/d \leq 10$ .

A análise da Tab. 4.16 revela exatamente a mesma tendência observada com respeito ao comprimento de correlação longitudinal, isto é, para um dado afastamento s/d, o coef. de correlação cruzada longitudinal é mais próximo de 1,0 nos regimes subcrítico e ultracrítico (onde há a presença dos vórtices de Kármán fortes) e sofre uma queda acentuada no regime crítico (onde há a presença de vórtices de Kármán fracos).

Também, para um mesmo afastamento s/d e regime, o coef.

mencionado é mais próximo de 1,0 para CC em fluxo suave. Na verdade, muitos dos valores de  $\lambda_z/d$  que aparecem na Tab. 4.15 foram obtidos integrando (ver fórmula 4.8) os resultados que permitiram formar a Tab. 4.16. Conseqüentemente, as conclusões extraídas de uma ou outra análise indicam a mesma tendência.

TABELA 4.16. Coef. de correlação cruzada longitudinal. Valores de  $R_{pp}$  ou  $R_{uu}$  ou  $R_{ss}$  obtidos com CC em fluxo suave ou em fluxo turbulento.

REFERENCIA	Re $\times 10^{-5}$ REGIME	100 x $R_{pp}$ ou $R_{uu}$ ou $R_{ss}$ -fluxo suave										obs	
		s/d=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9		10
Prendergast <sup>118</sup>	0,84 subcr.	100	94	80	60	40	25	15	8	5	4	3	a
Kacker et al. <sup>80</sup>	0,54 "	100	93	79	60	40	21	5	0	0	0	0	e
Sonneville <sup>150</sup>	0,45 "	100	91	70	49	33	21	13	7	3	1	0	d
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19 "	100	83	63	44	26	19	13	9	7	5	3	b
El Baroudi <sup>41</sup>	0,45 "	100	72	57	45	37	32	28	25	22	20	18	c
Bruun e D. <sup>20</sup>	2,40 sub-crt	100	74	50	31				(caso 1)			a	
Szechenyi <sup>154</sup>	? crítico	100	35	12	4								g
Ribeiro (pres.)	3,80 ultrac.	100	95	82	68	50			(nerv.)			a	
Ribeiro (pres.)	3,80 "	100	90	75	59	45			(tela)			a	
Ribeiro (pres.)	3,80 "	100	90	70	44	24			(lixa)			a	
Szechenyi <sup>154</sup>	? "	100	96	90	85				(esferas)			g	
REFERENCIA	Re $\times 10^{-5}$ REGIME	100 x $R_{pp}$ - fluxo turbulento										obs	
		s/d=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
Novak e T. <sup>114</sup>	0,19 subcr.	100	78	50	30	16	9	4	0	0	-1	-2	b
Bruun e D. <sup>20</sup>	0,80 sub-crt	100	70	45	26				(caso 6)			a	
Bruun e D. <sup>20</sup>	2,30 crítico	100	10	0	0				(caso 3)			a	
Bruun e D. <sup>20</sup>	2,30 crítico	100	-5	0	0				(caso 5)			a	
Ribeiro (pres.)	2,50 ultrac.	100	50	30	17	8			(nerv.)			a	

Observações:

- a.b. Correlação de pressões respectivamente para  $\theta = 90^\circ$  e  $\theta = 60^\circ$ .  
c.d.e. Correlação de velocidades imediatamente fora da camada limite, respectivamente para  $\theta = 90^\circ$ ,  $\theta = 60^\circ$  e  $2,4d$  para sotavento do CC.  
f. Conforme Bruun e D.<sup>20</sup>: caso 1,  $I_1 = 0,16\%$ ; caso 3,  $I_1 = 10,5\%$  e  $l_1/d = 0,55$ ; caso 5,  $I_1 = 11,0\%$  e  $l_1/d = 0,19$ ; caso 6,  $I_1 = 3,8\%$  e  $l_1/d = 0,35$ .  
g. Szechenyi (1974)<sup>154</sup>: correlação longitudinal das forças de sustentação. Resultados no regime crítico com CC liso e no regime ultracítico com CC rugoso.  $k/d$ ,  $l/d$  e  $d/b$  não fornecidos.  $I_1 = 0,3\%$ .  
h. Outras informações acerca dos dados experimentais na Tab. 4.15.

Szechenyi (1974)<sup>154</sup> mediu a correlação longitudinal das forças de sustentação para afastamentos  $s/d$  entre 0,5 e 2,5. Seus resultados no regime crítico foram obtidos com um CC liso e apontam  $\lambda_z \cong 1,0d$ , um valor coerente com os demais dados que aparecem na Fig. 4.16 para fluxo suave (\*). Esse valor pôde ser extrapolado com precisão, uma vez que no regime crítico para  $s/d = 2,5$  já se observava  $R_{ss}(s/d) \cong 0,0$ .

Os resultados de Szechenyi no regime ultracrítico foram obtidos com CC rugosos e podem ser comparados com os resultados do TV-2. Os valores de correlação cruzada longitudinal medidos por Szechenyi foram mais elevados do que aqueles observados no TV-2. O autor não indica com clareza, mas ao que parece seus resultados de correlação longitudinal foram obtidos no túnel S2MA. Nesse caso a esbeltez seria  $l/d = 4,4$ .

É possível que esse seja o motivo principal das diferenças. Um CC com esbeltez dessa ordem (ou menor) poderia produzir uma célula de vórtices única e estável, o que implicaria excelente correlação longitudinal das forças e das pressões. Não podemos esclarecer esse aspecto, mas de qualquer modo vale o registro de que os valores de correlação cruzada longitudinal fornecidos por Szechenyi na ref. 154 são os valores mais elevados publicados para CC em qualquer condição de fluxo.

Extrapolando seus resultados, Szechenyi indica um comprimento de correlação de ao menos  $9d$  para o regime ultracrítico. Contudo, esse valor extrapolado deve ser aceito com reservas, pois baseia-se em medições que se restringiram a  $s/d \leq 2,5$ . Na verdade, podemos dizer que no regime ultracrítico apenas uma parcela da curva completa de correlação foi efetivamente computada por Szechenyi.

Por outro lado, na ref. 154, Szechenyi fornece uma informação importante, qual seja, medições em CC com diferentes  $k/d$  mostraram que a correlação longitudinal foi independente desse parâmetro para qualquer dos regimes de fluxo; a rugosidade sendo de importância apenas para o estabelecimento do respectivo regime.

Esse último comentário permite intuir que a organização

-----  
 (\*) Mencionamos que os resultados de  $R_{pp}(90^\circ, s/d)$  e  $R_{ss}(s/d)$  devem ser muito próximos qualitativa e quantitativamente, pois as forças de sustentação flutuantes são ditadas primordialmente pelas pressões flut. nas proximidades de  $\theta = \pm 90^\circ$ .

do fluxo (do desprendimento de vórtices, da correlação longitudinal das forças e das pressões) seja semelhante em CC lisos ou rugosos, desde que o regime ultracrítico tenha sido estabelecido. De outra parte, os resultados das Tab. 4.15 e 4.16, embora escassos, parecem confirmar que a organização do fluxo no regime ultracrítico é tão boa quanto aquela observada no regime subcrítico.

#### 4.5. Conclusões da 2ª etapa de ensaios

Nessa etapa foram realizados ensaios com CC de superfície rugosa no regime ultracrítico. Três tipos de rugosidade foram utilizadas: lixa, tela metálica e nervura. Modelos com essas rugosidades foram ensaiados em fluxo suave. O CC com nervuras foi ensaiado também em fluxo turbulento. Os ensaios envolveram medições de forças e de pressões flutuantes, de densidade espectral de potência e de correlação seccional e longitudinal. Essa etapa também incluiu a medição de valores médios dos coef. de força e de pressão para o ensaio com fluxo turbulento.

Comparando os resultados do CC nervurado em fluxo suave ( $I_1 = 0,5\%$ ) e turbulento ( $I_1 = 10,5\%$ ,  $L_1/d = 0,40$ ) observamos que, no que concerne a valores médios, a introdução de turbulência provocou um aumento em  $\theta_s$  (a linha de separação moveu-se para sotavento), uma diminuição em  $|c_{pm}|$  e  $|c_{pb}|$  e praticamente não alterou  $c_{pb} - c_{pm}$  e  $C_a$ . Esses resultados foram todos obtidos no mesmo regime (ultracrítico).

No regime ultracrítico, os resultados dos três tipos de rugosidade ensaiados em fluxo suave revelaram valores flutuantes (RMS e pico) do coef. de sustentação e dos coef. de pressão mais elevados que aqueles observados em CC lisos. Os resultados mais próximos daqueles observados em CC lisos foram obtidos com o CC nervurado. Portanto, sugerimos que em problemas de simulação de estruturas cilíndricas de secção circular e superfície lisa esse tipo de rugosidade (nervuras) é o mais indicado também para simular forças e pressões flutuantes.

Os ensaios com o CC nervurado em fluxo suave e turbulento revelaram, nos dois casos, valores RMS praticamente idênticos para os coef. de força e de pressão. Contudo, os valores de pico dos mencionados coef. foram mais elevados na condição de

fluxo turbulento (a grosso modo, 20% a 40% mais elevados).

Os espectros de potência das forças de sustentação fluctuante avaliados para os CC rugosos em fluxo suave mostraram um pico pronunciado (e largura de faixa estreita) na frequência de Strouhal. Isso indica um desprendimento de vórtices intenso e organizado (vórtices de Kármán fortes). Resultados escassos de ensaios no regime ultracrítico com CC lisos e rugosos indicam, em princípio, uma largura de faixa adimensional ( $\Delta f^*$ ) numericamente semelhante nos dois casos. Suspeitamos que nesse regime a organização dos vórtices de Kármán em CC lisos seja tão boa quanto aquela observada em CC rugosos.

Comparando os resultados obtidos com o CC nervurado em fluxo suave ou turbulento, observamos que nesse último caso o espectro de potência apresentou um pico mais baixo e uma maior largura de faixa; mas, mesmo nesse caso, observamos um pico definido na frequência de Strouhal. Portanto, embora o desprendimento de vórtices não tivesse a mesma organização observada no caso de fluxo suave, a presença de vórtices de Kármán fortes foi evidente.

Medições de correlação cruzada entre as forças de sustentação que atuavam nas duas semi-seções de uma mesma seção transversal (dividida pelo diâmetro paralelo ao vento) revelaram que nos ensaios com fluxo suave o correspondente coef. variou entre  $-0,82$  e  $-0,91$ , conforme o tipo de rugosidade. Esses valores refletem uma organização e regularidade no desprendimento de vórtices comparável àquela observada em CC lisos no regime subcrítico. Eles indicam uma excelente correlação (em anti-fase) das forças de sustentação que atuavam em uma e outra semi-seção. Em fluxo turbulento, o referido coef. aumentou para  $-0,62$ , valor que ainda indica uma moderada correlação (em anti-fase).

Medições de correlação cruzada longitudinal das pressões na geratriz  $\theta = 90^\circ$  revelaram um comprimento de correlação longitudinal que variou, conforme o tipo de rugosidade, entre  $3d$  e  $4d$  nos ensaios com fluxo suave. Esses valores são comparáveis àqueles medidos em CC lisos no regime subcrítico e confirmam a boa organização longitudinal dos vórtices. A introdução do fluxo turbulento teve o efeito de diminuir a correlação longitudinal das pressões. Em fluxo turbulento o referido comprimento de correlação ficou reduzido à metade do valor medido em fluxo suave.

## 5. COMENTARIOS FINAIS

### 5.1. Conclusões finais

O presente estudo envolveu ensaios no túnel de vento da UFRGS com modelos de cilindros circulares (CC) fixos em fluxo bi-dimensional. Os modelos (esbeltez  $l/d = 6,1$ ) foram providos de rugosidade superficial. Três tipos de rugosidade foram utilizados (lixa, tela metálica e nervura) em ensaios com fluxo suave ( $I_1 = 0,5\%$ ), e um tipo de rugosidade (nervura) foi utilizado em ensaios com fluxo turbulento ( $I_1 = 10,5\%$ ,  $L_1/d = 0,40$ ). Os ensaios incluíram medições de valores médios e flutuantes (RMS e pico) de coef. de força e de pressão, medições de densidade espectral de potência e de correlação cruzada seccional e longitudinal.

Todos os tipos de rugosidade mostraram-se eficientes em antecipar as transições de regime e permitir o estabelecimento do regime ultracrítico. Mas, nesse regime, quanto maior a rugosidade relativa, maiores as diferenças entre os valores médios dos coef. de força e de pressão medidos nos CC rugosos e aqueles observados em CC lisos. No regime ultracrítico, o uso da rugosidade também conduziu a valores flutuantes dos coef. de força e de pressão mais elevados que aqueles observados em CC lisos.

Devido às diferenças entre os valores médios e flutuantes dos coef. de força e de pressão observados no regime ultracrítico para CC lisos ou rugosos, sugerimos que, em problemas de simulação de estruturas cilíndricas com secção circular e superfície lisa, se utilize a menor rugosidade relativa suficiente para estabelecer o regime ultracrítico. Sugerimos também que preferencialmente se utilize a rugosidade nervura, pois essa rugosidade foi a que revelou as menores diferenças relativas.

No regime ultracrítico, os espectros de potência da força de sustentação, avaliados para os três tipos de rugosidade em fluxo suave, revelaram um desprendimento de vórtices intenso e organizado. Baseados em resultados escassos de espectro de potên-

cia, suspeitamos que nesse regime a organização do desprendimento de vórtices em CC lisos seja tão boa quanto aquela observada em CC rugosos.

Nos ensaios com fluxo suave (regime ultracrítico), medições de correlação cruzada das forças de sustentação que atuavam nas duas semi-secções de uma mesma secção transversal (dividida pelo diâmetro paralelo ao vento) revelaram que o correspondente coef. variou entre  $-0,82$  e  $-0,91$ , conforme o tipo de rugosidade. Esses valores indicam uma excelente correlação (em anti-fase) das forças de sustentação que atuavam em uma e outra semi-secção.

Ainda nos ensaios com fluxo suave, medições de correlação cruzada longitudinal das pressões na geratriz  $\theta = 90^\circ$  revelaram um comprimento de correlação que variou entre  $3d$  e  $4d$ , conforme o tipo de rugosidade. Esses valores refletem uma boa organização longitudinal do desprendimento de vórtices. Os valores medidos dos coef. de correlação cruzada seccional ou longitudinal são comparáveis numericamente àqueles observados em CC lisos no regime subcrítico.

Os ensaios com o CC nervurado em fluxo suave ou turbulento revelaram, nos dois casos, valores RMS praticamente idênticos para os coef. de força e de pressão. Mas os valores de pico dos referidos coef. foram mais elevados em fluxo turbulento.

A introdução da turbulência também originou um espectro de potência de faixa mais larga e pico mais baixo e uma diminuição, em módulo, dos valores dos coef. de correlação cruzada seccional e longitudinal. Isso indica que, em fluxo turbulento, o desprendimento de vórtices não foi tão organizado quanto na condição de fluxo suave; contudo, a presença de vórtices de Kármán fortes ainda foi evidente.

Nos ensaios com fluxo suave, observou-se que na zona  $30^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$  os fatores de pico dos coef. de pressão locais foram menores ( $\cong 2,8$ ). Na zona de separação ( $\theta \leq 30^\circ$ ) e na esteira ( $\theta > 100^\circ$ ) os fatores de pico foram mais elevados, podendo atingir  $4,0$  ou  $5,0$ . Nos ensaios com fluxo turbulento, observou-se o mesmo comportamento qualitativo, mas os fatores de pico foram  $20\%$  a  $40\%$  mais elevados.

## 5.2. Sugestões para pesquisas futuras

O fluxo em torno de cilindros circulares tem sido um dos temas mais pesquisados da fluidodinâmica, no entanto, devido às complexidades do assunto, ainda restam muitos pontos a esclarecer. Na verdade, alguns dos trabalhos mais recentes têm revelado novos campos de pesquisa ainda não investigados. Neste item serão feitos comentários a respeito das investigações que, no nosso entender, poderiam trazer uma importante contribuição ao estudo do fluxo em torno de cilindros circulares.

West e Apelt (1982)<sup>100</sup> fizeram um excelente trabalho isolando os efeitos do bloqueio e da esbeltez sobre os coef. de força e de pressão médios medidos em CC no regime subcrítico. Um estudo nos mesmos moldes do anterior, mas visando o regime ultracrítico, seria muito esclarecedor. Também seria de interesse avaliar o efeito do bloqueio sobre os coef. de força e de pressão flutuantes medidos em CC. A esse respeito as informações são muito escassas.

O efeito das placas terminais sobre o fluxo em torno de CC é um assunto que exige maiores investigações. Particularmente, o estudo empreendido por Stella Fedeniuk (1982)<sup>58</sup> poderia ser completado com a análise da distribuição de pressões flutuantes e da correlação longitudinal das pressões para os casos com e sem placas terminais.

Com respeito aos efeitos da turbulência sobre o fluxo em torno de CC ainda há muitas divergências na literatura. Seria interessante um trabalho experimental que investigasse isoladamente os efeitos da escala e da intensidade de turbulência. Neste estudo seria importante que não houvesse a interferência de outras variáveis, tais como bloqueio, esbeltez, rugosidade ou transições de regime. O efeito de turbulência de muito pequena escala (da ordem de grandeza da espessura da camada limite) é outro aspecto que exige maiores pesquisas.

Muitos autores têm enfatizado que apenas  $k$  (a altura da rugosidade) é insuficiente para caracterizar a rugosidade, pois sua distribuição e densidade também são importantes. Seria de interesse um trabalho experimental que determinasse uma rugosi-

dade relativa efetiva ( $k_e/d$ ) para os mais diversos tipos de rugosidade. A rugosidade efetiva seria definida não em função de sua altura, mas, por exemplo, em função de seu efeito sobre  $Re_{crit}$  (do modo como Achenbach e Heinecke adotaram na ref.5) ou sobre  $Re_c$ . Desse modo, a altura, a distribuição e a densidade da rugosidade superficial estariam implicitamente sendo consideradas.

A partir do trabalho sugerido no parágrafo anterior, seria relativamente simples identificar quais os tipos de rugosidade mais adequados para utilizar em problemas de simulação. Bastaria identificar entre vários tipos de rugosidade com a mesma  $k_e/d$ , ou seja, com a mesma capacidade de antecipar as transições de regime, aqueles que originassem as menores alterações nos coef. de pressões médias e flutuantes verificados em CC lisos.

No presente trabalho observamos que a rugosidade tela metálica gerou um desprendimento de vórtices muito intenso. Especulamos que isso poderia ser um fenômeno de ressonância, que ocorreria para determinadas relações entre os diâmetros dos fios da tela e do cilindro. Uma importante amplificação dos vórtices de Kármán ocorreria quando a turbulência introduzida na camada limite pelos fios da tela fosse constituída de vórtices que se desprendem a uma frequência similar àquela de hipotéticos vórtices secundários.

Wey e Smith (1986)<sup>165</sup> observaram vórtices secundários que se formam na camada limite separada, logo a sotavento de  $\theta_s$ , em CC no regime subcrítico. Existiria uma estrutura similar no regime ultracrítico? Caso as especulações do parágrafo anterior estejam corretas, que relações entre os diâmetros dos fios da tela e do cilindro levariam à máxima amplificação dos vórtices de Kármán? O mesmo fenômeno ocorreria para cilindros com nervuras? Seriam de interesse pesquisas que pudessem responder a essas questões.

A formação de células de vórtice em cilindro é um assunto que ainda não foi suficientemente estudado. O modo como as células de vórtice surgem, desenvolvem-se e propagam-se longitudinalmente é um aspecto que exige maiores pesquisas. Particularmente, investigações no regime ultracrítico e investigações acerca dos efeitos da turbulência sobre as células de vórtice seriam de grande interesse.

Há divergências na literatura com respeito aos valores dos parâmetros característicos do fluxo para CC lisos no regime ultracrítico. Pesquisas a este respeito, eventualmente realizadas em novos túneis de ensaio, de maior capacidade, seriam importantes. Particularmente no que concerne a valores flutuantes os dados reunidos até o presente são muito escassos.

De modo geral, o estudo de forças e de pressões flutuantes em CC ainda não está completo. São necessários estudos adicionais nesse tema. A técnica de médias pneumáticas poderia ser utilizada para facilitar as investigações. Particularmente com respeito a valores de pico há poucas informações na literatura.

Também está incompleto o estudo da correlação seccional e longitudinal das forças e pressões flutuantes. Para o caso de CC lisos no regime ultracrítico, não há resultados publicados na literatura. Essas medições de correlação são muito importantes, pois permitem que se obtenha uma visão completa do fenômeno. Além disso, são essenciais ao desenvolvimento de modelos matemáticos mais apurados.

Modelos matemáticos associados com simulações computacionais do fluxo em torno de CC é outro tema que exige maior aprofundamento. Em geral os trabalhos nessa área restringem-se ao caso de CC lisos no regime subcrítico. Seria importante desenvolver programas computacionais capazes de simular a transição laminar-turbulento na camada limite e, desse modo, as transições de regime. Desenvolver tais programas seria uma tarefa fenomenal em função das dificuldades associadas ao problema.

O desenvolvimento de programas mais gerais, adequados para CC lisos ou rugosos e considerando efeitos tridimensionais, apenas poderia ser concluído se as pesquisas experimentais continuarem progredindo. Conforme listado nos parágrafos anteriores, há muitos aspectos do fluxo em torno de cilindros circulares a respeito dos quais nosso presente conhecimento é incompleto. Contudo, todo o esforço no sentido de obter simulações computacionais mais apuradas seria valioso.

Por fim, um aspecto que vem sendo enfatizado por diversos autores é a necessidade de medições (mais completas e mais freqüentes) em estruturas reais. Apenas essas medições podem

validar as técnicas de simulação em TE ou as técnicas de simulação computacional. Infelizmente, as medições em estruturas reais cilíndricas de secção circular são bastante incompletas, de modo que em muitas áreas de pesquisa ainda faltam os dados comparativos necessários.

## BIBLIOGRAFIA

1. ACHENBACH, E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross flow up to  $Re = 5 \times 10^6$ . *Journal of Fluid Mechanics*, 34(4):625-39, 1968.
2. \_\_\_\_\_. Influence of surface roughness on the cross flow around a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 46(2):321-35, 1971.
3. \_\_\_\_\_. Total and local heat transfer from a small circular cylinder in cross flow at high Reynolds number. *Journal of Heat Mass Transfer*, 18:1387-96, 1975.
4. \_\_\_\_\_. The effect of surface roughness on the heat transfer from a circular cylinder to the cross flow of air. *Journal of Heat Mass Transfer*, 20:359-69, 1977.
5. ACHENBACH, E. & HEINECKE, E. On vortex shedding from smooth, and rough cylinders in the range of Reynolds number  $6 \times 10^5$  to  $5,0 \times 10^6$ . *Journal of Fluid Mechanics*, 109:239-51, 1981.
6. ALEMDAROGLU, N.; REBILLAT, J.; GOETHALS, R. An aeroacoustic coherence function method applied to circular cylinder flow. *Journal of Sound and Vibration*, 69(3):427-39, Apr. 1980.
7. ARMITT, J. The effect of surface roughness and free stream turbulence on the flow around a model cooling tower at critical Reynolds numbers. Trabalho apresentado no Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures, Loughborough, 1968. 13p.
8. AYDUB, A. & KARAMCHETI, K. An experiment on the flow past a finite circular cylinder at high subcritical and supercritical Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 118:1-26, 1982.
9. BACKER, C.J. The laminar horseshoe vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 95(2):347-67, 1979.
10. BARNES, F. & GRANT, I. Vortex shedding in unsteady flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 11:335-44, 1983.
11. BASU, R. Aerodynamic forces on structures of circular cross-section. Part 1. Model scale data obtained under two dimensional conditions in low turbulence streams. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 21:273-94, 1985.

12. \_\_\_\_\_. Aerodynamic forces on structures of circular cross-section. Part 2. The influence of turbulence and three dimensional effects. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 24:33-59, 1986.
13. BASU, R. & VICKERY, B. Across wind vibrations of structures of circular cross-section. Part II. Development of a mathematical model for full scale applications. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 12:75-97, 1983.
14. BATHAM, J.P. Pressure distributions on circular cylinders at critical Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 57(2):209-28, 1973.
15. \_\_\_\_\_. Wind tunnel tests on scale models of a large power station chimney. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 18:75-90, 1985.
16. BEARMAN, P.W. On vortex shedding from a circular cylinder on the critical Reynolds number regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 37(3):577-85, 1969.
17. \_\_\_\_\_. Some measurements of the distortion of turbulence approaching a two-dimensional bluff body. *Journal of Fluid Mechanics*, 53(3):451-67, 1972.
18. BERGER, E. & WILLE, R. Periodic flow phenomena. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 4:313-40, 1972.
19. BETTERMANN, D. Contribution a l'étude de la convection forcée turbulente le long de plaques rugueuses. *International Journal Heat and Mass Transfer*, 9:153-64, Mar. 1966.
20. BISHOP, R.E. & HASSAN, A.Y. The lift and drag forces on a circular cylinder in a flowing fluid. *Proceedings of the Royal Society of London, series A*:277:32-75, 1964.
21. BLAKE, W. Turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls. *Journal of Fluid Mechanics*, 44(4):637-60, 1970.
22. BLESSMANN, J. The boundary layer TV-2 wind tunnel of the UFRGS. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 10:231-48, 1982.
23. \_\_\_\_\_. *Aerodinâmica das construções*. Porto Alegre, Ed. da Universidade, 1983. (Série Engenharia Estrutural, 8).
24. BLEVINS, R.D. The effect of sound on vortex shedding from cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 161:217-37, 1985.
25. BLEVINS, R.D. & BURTON, T.E. Fluid forces induced by vortex shedding. *Journal of Fluids Engineering*, 98:19-26, Mar. 1976.
26. BLOOR, M.S. The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 19(2):290-304, 1964.

27. BRAZA, M.; CHASSAING, P.; MINH, H. Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 165:79-130, 1986.
28. BRITTER, R.; HUNT, J.; MUMFORD, J. The distortion of turbulence by a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 92(2):269-301, May 1979.
29. BRUUN, H.H. & DAVIES, P.O.A.L. An experimental investigation on the unsteady pressure forces on a circular cylinder in a turbulent cross-flow. *Journal of Sound and Vibration*, 40(4):535-59, 1975.
30. BURESTI, G. The effect of surface roughness on the flow regime around circular cylinders. *Journal of the Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 8:105-14, 1981.
31. \_\_\_\_\_. Appraisal of universal wake number from data for roughened circular cylinders. *Journal of Fluids Engineering*, 105:464-8, Dec. 1983.
32. BURESTI, G. & LANCIOTTI, A. Vortex shedding from smooth and roughened cylinders in cross-flow near a plane surface. *Aeronautical Quarterly*, 30(1):305-21, Feb. 1979.
33. CANTWELL, B. & COLES, D. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 136:321-74, 1983.
34. CHEN, Y.N. Fluctuating lift forces of the Kármán vortex streets on single cylinders and in tube bundles. Part 2 - lift forces on single cylinders. *Journal of Engineering for Industry*, 94(2): 613-8, May 1972.
35. CHEUNG, J. & MELBOURNE, W. Turbulence effects on some aerodynamics parameters of a circular cylinder at supercritical Reynolds number. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 14:399-410, 1983.
36. CHIU, W.S. & LIENHARD, J.H. On real fluid flow over yawed circular cylinders. *Journal of Basic Engineering*, 89: 851-7, Dec. 1967.
37. COSSALTER, V. Separation angle effect on vortex shedding frequency. *Journal of the Engineering Mechanics Division*, 108(5):999-1003, Oct. 1982.
38. DAVIES, M.E. The effects of turbulent shear flow on the critical Reynolds number of a circular cylinder. Teddington, National Physical Laboratory, 1976. 14p. (NPL Report Mar. Sci. R151).
39. DVORAK, F. Calculation of turbulent boundary layers on rough surfaces in pressure gradients. *AIAA Journal*, 7(9):1752-8, Sept. 1969.

40. DWYER, H. & McCROSKEY, W. Oscillating flow over a cylinder at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 61 (4):753-67, 1973.
41. El BAROUDI, M.Y. Measurement of two point correlation of velocity near a circular cylinder shedding a Kármán vortex street. Toronto Institute of Aerophysics, University of Toronto, 1960. 27p. (UTIA Technical note, 31).
42. ERICSSON, L. & REDING, P. Criterious for vortex periodicity in cylinder wake. *AIAA Journal*, 17(9):1012-13, Sept. 1979.
43. FAGE, A. & FALKNER, V.M. Further experiments on the flow around a circular cylinder. London, Aeronautical Research Committee, 1931. 26p.(Reports and Memoranda, 1369).
44. FAGE, A. & WARSAP, J.H. The effects of turbulence and surface roughness on the drag of a circular cylinder. London, Aeronautical Research Committee, 1929. 16p. (Reports and Memoranda, 1283).
45. FARELL, C. On the modelling of wind loading on large cooling towers. In: ANNUAL THERMAL POWER CONFERENCE, 2., Pullman, Washington State University, Oct. 1971. p.139-66.
46. \_\_\_\_\_. Flow around circular cylinders: unsteady loads. Part 1. Washington, National Science Foundation, 1979. 47p. (University of Minnesota, St. Anthony Falls Hydraulic Laboratory. Project Report, 188).
47. \_\_\_\_\_. Flow around fixed circular cylinders: fluctuating loads. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, 107(3):565-88, June 1981.
48. FARELL, C. et alii. Effects of wind-tunnel walls on the flow past circular cylinders and cooling towers models. *Journal of Fluids Engineering*, 99:470-9, Sept. 1977.
49. FARELL, C. & BLESSMANN, J. Algunos experimentos sobre flujo alrededor de cilindros circulares a número de Reynolds críticos. In: CONGRESSO LATINO AMERICANO DE HIDRAULICA, México, 1982. p.113-25.
50. \_\_\_\_\_. Um estudo experimental sobre escoamento crítico em torno de cilindros circulares. *Revista Brasileira de Engenharia*. Caderno de Engenharia Estrutural, 1(1):81-102, dez. 1982.
51. \_\_\_\_\_. On critical flow around smooth circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 136:375- 91, 1983.
52. \_\_\_\_\_. Correção do efeito de bloqueio em túneis de vento, com aplicação a determinação de esforços sobre estruturas arredondadas. *Revista Brasileira de Engenharia*. Caderno de Engenharia Estrutural, 1(2):93-101, set. 1983.

53. FARELL, C. & FEDENIUK, S.K. Effect of end plates on the flow around rough cylinders. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON WIND ENGINEERING, 7., Aachen, July 6-10, 1987. Preprints... Aachen, Fotodruck J. Mainz, 1987. v.2, p. 87-98.
54. FARELL, C.; GÜVEN, D.; PATEL, V.C. Laboratory simulation of wind loading of rounded structures. In: IASS WORLD CONGRESS ON SPACE ENCLOSURES, Building Research Centre, Concordia University, Montreal, July 1976. p. 905-13.
55. FARELL, C.; GÜVEN, D.; MAISCH, F. Mean wind loading on rough walled cooling towers. Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, 102(6):1059-81, Dec. 1976.
56. FARELL, C. & PATEL, V.C. Flow around rounded rough-walled structures: experimental and analytical studies. Trabalho apresentado na Special Session on Wind Loading and Response of Large-Scale Cooling Tower Shells, ASCE Annual Convention, San Francisco, Calif., 1977. 24p.
57. FARIVAR, Dj. Turbulent uniform flow around cylinders of finite length. AIAA Journal, 19(2):275-81, Mar. 1981.
58. FEDENIUK, S.K. An investigation of the effect of end plates on the flow behavior around a rough circular cylinder. Minneapolis, Faculty of Graduate School of the University of Minnesota, 1982. 191p. Diss. mestr.
59. FEIEREISEN, W. & ACHARYA, M. Modelling of transition and surface roughness effects in boundary layers flow. AIAA Journal, 24(10):1642-9, Oct. 1982.
60. FRANCK, B.M. Roughness effect on the flow past circular cylinders at high Reynolds numbers. Minneapolis, Faculty of Graduate School of the University of Minnesota, 1981. 76p. Diss. mestr.
61. FUNG, Y.C. Fluctuating lift and drag acting on a cylinder in a flow at supercritical Reynolds numbers. Journal of the Aerospace Sciences, 27(11):801-14, Nov. 1960.
62. GASTER, M. Vortex shedding from circular cylinder at low Reynolds number. Journal of Fluid Mechanics, 46(4):749-56, 1971.
63. GERRARD, J.H. An experimental investigation of the oscillating lift and drag of a circular cylinder shedding turbulent vortices. Journal of Fluid Mechanics, 11(pt.2):244-57, 1961.
64. \_\_\_\_\_. A disturbance-sensitive Reynolds number range on the flow past a circular cylinder. Journal of Fluid Mechanics, 22(pt.1):187-96, 1965.
65. \_\_\_\_\_. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. Journal of Fluid Mechanics, 25(2):401-13, 1966.

66. \_\_\_\_\_. The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(1): 143-64, 1966.
67. GOULD, R.; RAYMER, W.; PONSFORD, P.J. Wind tunnel tests on chimneys of circular section at high Reynolds number. In: SYMPOSIUM ON WIND EFFECTS ON BUILDINGS AND STRUCTURES, Loughborough, England, Apr. 1968. v.1, paper 10. 17p.
68. GRAHAM, J.M.R. The effect of end-plates on the two-dimensionality of a vortex wake. *The Aeronautical Quarterly*, 20:237-47, Aug. 1969.
69. GRIFFIN, D. Universal similarity in the wakes of stationary and vibrating bluff structures. *Journal of Fluid Engineering*, 103:52-8, Mar. 1981.
70. GÜVEN, D. An experimental and analytical study of surface-roughness effects on the mean flow past circular cylinders. Iowa City, University of Iowa, Dec. 1975. 176p. Tese dout.
71. GÜVEN, D.; FARELL, C.; PATEL, V. Surface roughness effects on the mean flow past circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 98(4):673-701, 1980.
72. \_\_\_\_\_. Boundary layer development on a circular cylinder with ribs. *Journal of Fluids Engineering*, 105:179-84, June 1983.
73. GÜVEN, D.; PATEL, V.; FARELL, C. Surface roughness effects on the mean flow past cylinders. Iowa City, Iowa Institute of Hydraulic Research, 1975. 184p. (IIHR Report, 175).
74. \_\_\_\_\_. A model for high-Reynolds-number flow past rough-walled circular cylinders. *Journal of Fluids Engineering*, 99:486-94, Sept. 1977.
75. HANSEN, S. Cross-wind vibrations of a 130m tapered concrete chimney. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 8:145-55, July 1981.
76. HOLMES, J.D. Techniques and modelling criteria for the measurement of external and internal pressure. In: INTERNATIONAL WORKSHOP ON WIND TUNNEL MODELING CRITERIA AND TECHNIQUES IN CIVIL ENGINEERING APPLICATIONS, Gaithersburg, Maryland, Apr. 1982. p245-56.
77. HOLMES, J.D. & LEWIS, R.E. Optimization of dynamic-pressure-measurements systems. I. Single point measurements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 25(3): 249-73, Mar. 1987.
78. \_\_\_\_\_. \_\_\_\_\_. II. Parallel-tube-manifold systems. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 25 (3):275-90, Mar. 1987.
79. HOVE, D.T.; SHIH, W.C.L.; CURTIS, R.J. Roughness effects on cylinder flows. Trabalho apresentado no 8th. U.S. National

Congress of Applied Mechanics, University of California, Los Angeles, 26-30 June 1978. 13p.

80. HUMPHREYS, J.S. On a circular cylinder in a steady wind at transition Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 9 (pt.4):603-12, 1960.
81. HURLBUT, S.; SPAULDING, M.; WHITE, F. Numerical solution for laminar two-dimensional flow about a cylinder oscillating in a uniform stream. *Journal of Fluids Engineering*, 104: 214-22, June 1982.
82. JAMES, W.D.; PARIS, S.W.; MALCOM, G.N. A study of viscous cross-flow effects on circular cylinders at high Reynolds numbers. Trabalho apresentado no AIAA 12th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Williamsburg, Virginia, July 23-25, 1979. 14p.
83. \_\_\_\_\_. A study of viscous cross-flow effects on circular cylinders at high Reynolds numbers. *AIAA Journal*, 18(9): 1066-72, Sept. 1980.
84. JAMES, D. & TRUONG, Q. Wind load on cylinders with spanwise protrusion. *Journal of the Engineering Mechanics Division*, 98:1573-89, Dec. 1972.
85. JONES Jr, G.W.; CINCOTTA, J.J.; WALKER, R.W. Aerodynamic forces on a stationary and oscillating circular cylinder at high Reynolds numbers. Springfield, Va., National Aeronautics and Space Administration, 1969. (NASA TR R-300).
86. KACKER, S.; PENNINGTON, B.; HILL, R. Fluctuating lift coefficient for a circular cylinder in cross flow. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 16(4):215-24, 1974.
87. KIYA, M.; ARIE, M.; TAMURA, H. Forces acting on circular cylinders placed in a turbulent plane mixing layer. *Journal of Industrial Aerodynamics*, 5:13-33, 1979.
88. KIYA, M. & SASAKI, K. Free stream turbulence effects on a separation bubble. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 14:375-86, 1983.
89. KIYA, M. et alii. A contribution to the free stream turbulence effect on the flow past a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 115:151-64, 1982.
90. KO, N.; LEUNG, Y.; CHEN, J. Flow past v-groove circular cylinders. *AIAA Journal*, 25(6):806-11, June 1987.
91. KOROTKIN, A.I. The three dimensionality of the flow transverse to a circular cylinder. *Fluid Mechanics Soviet Research*, 5(2):96-103, 1976.
92. KO, S.C. & GRAF, W.H. Drag coefficient of cylinders in turbulent flow. *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 98 (5):897-912, May 1972.

93. KWOK, K.C. Turbulence effect on flow around circular cylinders. *Journal of Engineering Mechanics*, 112(11):1181-97, Nov. 1986.
94. LAWSON, T.V. The use of roughness to produce high Reynolds number flow around circular cylinder at lower Reynolds number. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 10:381-7, 1982.
95. LEE, B.E. A prepared critique on pressure and force measurements in wind tunnels. In: INTERNATIONAL WORKSHOP ON WIND TUNNEL MODELING CRITERIA AND TECHNIQUES IN CIVIL ENGINEERING APPLICATIONS, Gaithersburg, Maryland, Apr. 1982. p.357-69.
96. LOISEAU, H. & SZECHENYI, E. Analyse expérimentale des portances sur un cylindre immobile soumis à un écoulement perpendiculaire à son axe à des nombres de Reynolds élevés. *La Recherche Aérospatiale*, (5): 279-91, sept./oct. 1972.
97. MAIR, W.A. & MAUL, D.J. Bluff bodies and vortex shedding - a report on Euromech 17. *Journal of Fluid Mechanics*, 45(2): 209-24, 1971.
98. MARRIS, A.W. A review on vortex streets, periodic wakes and induced vibrations phenomena. *Journal of Basic Engineering Series D*, 86:185-96, June 1964.
99. MATTEN, R.B. The influence of surface roughness upon the drag of circular cylinders in waves. Trabalho apresentado na 9th Annual Offshore Technology Conference, Houston, Texas, May 2-5, 1977. 8p.
100. MCGREGOR, D.M. An experimental investigation on the oscillating pressures on a circular cylinder in a fluid stream. Toronto, University of Toronto, 1957. (UTIA Technical Note, 14).
101. MILLER, B.L. The hydrodynamic drag of roughened circular cylinders. London, The Royal Institute of Naval Architects, 1976. 16p.
102. \_\_\_\_\_. Wave slamming loads on horizontal circular elements of offshore structures. London, The Royal Institute of Naval Architects, 1977. 18p.
103. MILLER, B.L. & MATTEN, R.B. A technique for the analysis of wave loading data obtained from model tests. Teddington, National Physical Laboratory, 1976. 22p. (Report Mar. Sci. R136).
104. MODI, V. & EL-SHERBINY, S. A free-streamline model for bluff bodies in confined flow. *Journal of Fluids Engineering*, 99:585-98, Sept. 1977.
105. MONTEIL, J.V. Optimisation et automatisation de la technologie des mesure de pression instationnaires. Nantes, Centre Scientifique et Technique du Batiment, 1980. 64p.

106. MORKOVIN, M.V. Flow around circular cylinder - a kaleidoscope of challenging fluid phenomena. In: SYMPOSIUM ON FULLY SEPARATED FLOWS, Philadelphia, Pa., May 18-20, 1964. Papers... New York, American Society of Mechanical Engineers, 1964. p.102-18.
107. MURTHY, U.S. & ROSE, W.C. Surface shear stress measurements on circular cylinder in cross flow at near critical Reynolds numbers. Moffet Field, Cal., National Aeronautics and Space Administration, 1978. 27p. (NASA Technical Memorandum, 78,454).
108. NAKAGAWA, T. A formation mechanism of alternating vortices behind a circular cylinder at high Reynolds number. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 25: 113-29, 1986.
109. NAKAGAWA K. et alii. An experimental study of aerodynamic devices for reducing wind-induced oscillatory tendencies of stacks. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON WIND EFFECTS ON BUILDINGS AND STRUCTURES, National Physical Laboratory, June 26-28, 1963. *Proceedings...* London, Her Majesty's Stationary Office, 1965. v.2, p.774-95.
110. NAKAMURA, Y. Some research on aeroelastic instabilities of bluff structural sections. Japan, Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, 1975.
111. NAKAMURA, Y. & TOMONARI, Y. The effects of surface roughness on the flow past circular cylinders at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 123:363-78, 1982.
112. NAKAMURA, Y.; OHYA, Y.; OZONO, S. The effects of turbulence on bluff-body mean flow. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON WIND ENGINEERING, 7., Aachen, July 6-10, 1987. *Preprints...* Aachen, Fotodruck J. Mainz, 1987. v.2, p.119-28.
113. NAUMANN, A. & QUADFLIEG, H. Aerodynamic aspects of wind effects on cylindrical buildings. In: SYMPOSIUM ON WIND EFFECTS ON BUILDINGS AND STRUCTURES, Loughborough, England, 1968. v.1, paper 9.
114. NOVAK, M. & TANAKA, H. Pressure correlations on a vibrating cylinder. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON WIND EFFECTS ON BUILDINGS AND STRUCTURES, 4., Heathrow, 1975. *Proceedings...* Cambridge, University Press, 1977. p.227-32.
115. van NUNEN, J.W.G.; PERSOON, A.J.; TIJDEMAN, H. Analysis of steady and unsteady pressure and force measurements on a circular cylinder at Reynolds numbers up to  $7.7 \times 10^6$ . Amsterdam, National Aerospace Laboratory, 1971. (NLR TR 69102 U).
116. PEREGRINE, D.H. A note on the steady high Reynolds number flow about a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 157:493-500, 1985.

117. PERRY, A.; CHONG, M.; LIM, T. The vortex shedding process behind two-dimensional bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 116:77-90, 1982.
118. PRENDERGAST, V. Measurement of two-point correlations of the surface pressure on a circular cylinder. Toronto, University of Toronto, Institute of Aerophysics, 1958. 28p (UTIA Technical Note, 23).
119. PRICE, P. Suppression of the fluid induced vibration of circular cylinder. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, 82(3):1030.1-22, July 1956.
120. PRIS, M.R. Influence de la rugosité et de la nervuration sur la résistance aérodynamique des cylindres. *Annales de l'Institut Technique du Batiment et des Travaux Publics*, 155:1231-46, nov. 1960.
121. \_\_\_\_\_. Etudes aérodynamiques IV - réservoirs et Cheminées. *Annales de l'Institut Technique du Batiment et des Travaux Publics*, 163/164:735-55, juil/aout 1961.
122. RAMBERG, S.E. & GRIFFIN, O.M. Velocity correlation and vortex spacing in the wake of a vibrating cable. *Journal of Fluids Engineering*, 98:10-8, Mar. 1976.
123. RICHTER, A. & NAUDASCHER, E. Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confined flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 78(3):561-76, 1976.
124. RIERA, J.D.; BLESSMANN, J.; GALINDEZ, E. Determinação sobre modelos reduzidos da resposta dinâmica de torres de refrigeração submetidas à ação do vento. Porto Alegre, CPGEC/UFRGS, 1983. (Caderno Técnico, A-46).
125. ROONEY, D.M. & PELTZER, R.D. The effects of roughness and shear on vortex shedding cell lengths behind a circular cylinder. New York, American Society of Mechanical Engineers, 1981. 10p.
126. \_\_\_\_\_. Pressure and vortex shedding patterns around a low aspect ratio cylinder in a sheared flow at transitional Reynolds numbers. *Journal of Fluids Engineering*, 103:88-96, Mar. 1981.
127. ROSHKO, A. On the wake and drag of bluff bodies. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 22(2):124-35, Feb. 1955.
128. \_\_\_\_\_. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 10(3):345-56, May 1961.
129. ROSHKO, A. & FISZDON, W. On the persistence of transition in the near wake. In: SOCIETY FOR INDUSTRIAL AND APPLIED MATHEMATICS. *Problems of aerodynamics and continuum mechanics*. Philadelphia, Pa., 1969. p.606-16.

130. ROULLE, C. *Reproduction des régimes hypercritiques sur formes rondes en soufflerie atmosphérique.* Nantes, Centre Scientifique et Technique du Batiment, 1980. Tese dout.
131. RUSCHEWEYH, H. Wind loadings on the television tower, Hamburg, Germany. *Journal of Industrial Aerodynamics*, 1(4): 315-33, Aug. 1976.
132. SAATHOFF, P. & MELBOURNE, W. Freestream turbulence and wind tunnel blockage effects on streamwise surface pressures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 26(3):353-370, Dec. 1987.
133. SADEH, W.Z. & BRAUER, H.J. A visual investigation of turbulence in stagnation flow about a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 99:53-64, 1980.
134. SAGEAU, J.F. Etude in situ du champ de pression stationnaire et instationnaire autour d'une cheminée de 240 m. *Journal of Industrial Aerodynamics*, 2:361-83, 1977/78.
135. SAKAMOTO, H. & DIWAKE, S. Fluctuating forces on a rectangular prism and a circular cylinder placed vertically in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluids Engineering*, 106:160-6, June 1984.
136. SARPKEYA, T. Vortex-induced oscillations; a selective review. *Journal of Applied Mechanics*, 46(2):241-58, June 1979.
137. SARPKEYA, T. & KLINE, H.K. Impulsively-started flow about four types of bluff body. *Journal of Fluids Engineering*, 104:207-13, June 1982.
138. SARPKEYA, T. & SCHOAFF, R.L. Inviscid model of two-dimensional vortex shedding by a circular cylinder. *AIAA Journal*, 17(11):1193-1200, Nov. 1979.
139. SAVKAR, S.D. *A survey of flow induced vibration of cylindrical arrays in cross-flow.* New York, American Society of Mechanical Engineers, 1976. 20p.
140. SCANLAN, R. & FORTIER, L. Turbulent winds and pressure effects around a rough cylinder at high Reynolds number. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 9:207-36, 1982.
141. SCHEWE, G. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross-flow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 133: 265-85, 1983.
142. SCHIMDT, L.V. Measurements of fluctuating air loads on circular cylinders. *Journal of Aircraft*, 2(1):49-55, Jan./Feb. 1965.

143. SCHNABEL, W. Field and wind-tunnel measurements of wind pressures acting on a tower. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 8(1):73-91, July 1981.
144. SCHNABEL, W. & PLATE, E.J. Prototype and model experiments on wind induced vibrations of a steel tower. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON WIND ENGINEERING, 5., Fort Collins, Colo., July 8-14, 1979. *Proceedings...* Oxford, Pergamon Press, 1980. v.2, sec.6, p.9-1/9-11.
145. SCIENCE APPLICATION INC. A proposal to investigate high Reynolds number flows around smooth and rough circular cylinders. El Segundo, Calif., 1979.
146. SHAW, R. The influence of hole dimension on static pressure measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 7:550-64, 1960.
147. SHIH, W.C.L. & HOVE, D.T. High Reynolds number flow considerations for the OTEC cold water pipe. El Segundo, Calif., Science Application, 1977. (SAI Report 78-607-LA).
148. SIMMONS, J.E.L. Effect of separation angle on vortex streets. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, 101(5):649-61, Oct. 1975.
149. SO, R.M. & SAVKAR, S. Buffeting forces on rigid circular cylinders in cross flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 105:397-425, Apr. 1981.
150. SONNEVILLE, P. Etude de la structure tridimensionnelle des écoulements autour d'un cylindre circulaire. Paris, Université Pierre et Marie Curie, fév. 1976. Tese dout.
151. STANBY, P. & DIXON, A. The importance of secondary shedding in two-dimensional wake formation at very high Reynolds numbers. *Aeronautical Quarterly*, 33(2):105-23, May 1982.
152. SUN, T. & ZHOU, L. Wind pressure distribution around a ribless hiperbolic cooling tower. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 14:181-92, 1983.
153. SURRY, D. Some effects of intense turbulence on the aerodynamics of a circular cylinder at subcritical Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 52(pt.3):543-63, 1972.
154. SZECHENYI, E. Simulation de nombres de Reynolds élevés sur un cylindre en soufflerie. *La Reserche Aerospaciale*, (3): 155-64, mai-juin 1974.
155. \_\_\_\_\_. Modele mathématique du mouvement vibratoire engendré par un échappement tourbillonnaire. *La Reserche Aerospaciale*, (5):301-12, sept./oct. 1975.
156. \_\_\_\_\_. Supercritical Reynolds number simulation for two-dimensional flow over circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 70(pt.3):529-42, Aug. 1975.

157. SZECHENYI, E. & LOISEAU, H. Portances instationnaires sur un cylindre vibrant dans un écoulement supercritique. *La Recherche Aérospatiale*, (1):45-57, jan./fev. 1975.
158. TAMURA, Y. & AMAND, A. Mathematical model for vortex induced oscillations of continuous systems with circular cross section. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 14:431-42, 1983.
159. TANEDA, S. Downstream development of the wakes behind cylinders. *Journal of the Physical Society of Japan*, 14(6): 843-8, June 1959.
160. TANI, I. On the periodic shedding of vortices from a circular cylinder at high Reynolds numbers. Trabalho apresentado no IUTAM Symposium on Concentrated Vortex Motion in Fluids, Ann Arbor, Michigan, July 6-11, 1964. 17p.
161. TRIANTAFYLLOU, G. et alii. On the formation of vortex streets behind stationary cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 170:461-77, 1986.
162. VICKERY, B.J. & BASU, R. Across-wind vibrations of structures of circular cross-section. Part I. Development of a mathematical model for two-dimensional conditions. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 12: 49-73, 1983.
163. WALDECK, J.L. Measurement of wind effects on a 300m concrete chimney - reference parameters. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON WIND ENGINEERING, 7., Aachen, July 6-10, 1987. Preprints... Aachen, Fotodruck J. Mainz, 1987. v.5, p.45-54.
164. WARSCHAUER, K.A. & LEENE, J.A. Experiments on mean and fluctuating pressures of circular cylinders at cross flow at very high Reynolds numbers. In: CONFERENCE ON WIND EFFECTS ON BUILDINGS AND STRUCTURES, Tokyo, 1971. p.305-15.
165. WEI, T. & SMITH, C. Secondary vortices in the wake of circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 109:513-33, Aug. 1986.
166. WEST, S. & APELT, C. The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between  $10^4$  and  $10^5$ . *Journal of Fluid Mechanics*, 114:361-77, 1982.
167. WILLMARTH, W.W. Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 7: 13-38, 1975.
168. WLEZIEN, R. & WAY, J.L. Techniques for the experimental investigation of the near wake of a circular cylinder. *AIAA Journal*, 17(6):563-70, June 1979.

169. WONG, H.Y. A means of controlling bluff body flow separation. *Journal of Industrial Aerodynamics*, 4:183-201, 1979.
170. ZDRAVKOVICH, M.M. Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements. *Journal of Fluids Engineering*, 99:618-33, Dec. 1977.
171. \_\_\_\_\_. Review and classification of various aerodynamics and hidrodynamics means for suppressing vortex shedding. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 7:145-89, 1981.

## ANEXO 1.

### SOBRE OS DADOS REFERENTES A FATOR DE PICO (ver item 4.4.2)

Estimar fatores de pico para CC é uma tarefa delicada devido a escassez de resultados e a algumas complexidades associadas ao problema. O material que foi possível coletar com respeito a medições de valores de pico será detalhado a seguir.

Fung (1960)<sup>81</sup> mediu valores RMS e de pico para um CC liso e  $200000 \leq Re \leq 1400000$ , ou seja, basicamente no regime crítico. Os principais parâmetros experimentais em seu programa eram:  $l/d = 5,7$ ,  $d/b = 10,5\%$  e  $I_1 = ?$ . O CC não foi provido de placas terminais e apresentava frestas nos extremos. Analisando seus resultados para o coef. de sustentação, obtemos: fator de pico ( $C_{\underline{S}}^{\wedge}/C_{\underline{S}}^{\prime}$ ) = 2,1 a 2,6. Conforme o autor, os valores de pico foram obtidos do oscilograma para um período de 2 segundos. (2 s. correspondiam a 10 oscilações para  $Re = 200000$  e a 80 oscilações para  $Re = 1400000$ ).

TABELA A1.1. Fatores de pico para o coef. de sustentação, definidos a partir de valores fornecidos por Humphreys<sup>80</sup>.

Re	Regime	$C_{\underline{S}}^{\wedge}$	$C_{\underline{S}}^{\prime AMP}$	$C_{\underline{S}}^{\prime RMS}$	FP
38000	Sub	1,30	0,60	0,42	3,1
70000	Sub	1,30	0,64	0,45	2,9
130000	Sub-Crt	1,16	0,50	0,35	3,3
170000	Sub	1,05	0,32	0,23	4.5

Obs: (a) FP = fator de pico = ( $C_{\underline{S}}^{\wedge}/C_{\underline{S}}^{\prime}$ )

(b)  $C_{\underline{S}}^{\prime AMP}$  fornecido pelo autor corresponde a 1/2 do valor médio de crista a crista das flutuações.  $C_{\underline{S}}^{\prime RMS}$  estimado por nós como  $C_{\underline{S}}^{\prime AMP}/\sqrt{2}$ .

Humphreys (1960)<sup>80</sup> mediu valores de pico e valores médios (1/2 de crista a crista) para as flutuações de  $C_p$  no regime subcrítico e na entrada do regime crítico. Seus valores de pico correspondem ao máximo que ocorreu num período de 500 oscilações completas. Os principais parâmetros experimentais em seu programa eram:  $l/d = 6,6$ ,  $d/b = 15,2\%$  e  $I_1 = 1,0\%$ . O CC não foi provido de placas terminais e teve suas frestas seladas.  $C_p$  foi avaliado para um trecho de  $L = 6,6d$ . Analisando seus resultados foi possível montar a Tab. A1.1.

Schewe (1983)<sup>141</sup> apresentou diretamente resultados de fator de pico, positivo e negativo, para cada regime. Esses resultados foram obtidos com registros longos, de 200 osc. ou mais. Os principais parâmetros em seu programa eram:  $l/d = 10,0$ ,  $d/b = 10,0\%$  e  $I_1 \leq 0,4\%$ . O CC não foi provido de placas terminais e apresentava frestas nos extremos.  $C_p$  foi avaliado para um trecho de  $L = 10,0d$ . Os resultados obtidos por Schewe aparecem na Tab. A1.2.

TABELA A1.2. Fatores de pico para o coef. de sustentação de CC. Valores fornecidos por Schewe (1983)<sup>141</sup>.

Re	FP( $\wedge$ )	FP( $\vee$ )	Regime
55000	3,0	3,0	Subcrítico
350000	3,8	4,0	Crítico
2600000	4,4	4,0	Supercrítico
7100000	3,8	4,0	Ultracrítico

James et al. (1979)<sup>82,83</sup> e Cantwell e Coles (1983)<sup>84</sup> mediram valores de pico positivo e negativo (ponto a ponto ao longo de uma secção transversal) para os coef. de pressão em CC lisos e fluxo suave. No entanto, esses autores não apresentam medições de valores RMS, de modo que não é possível definir valores para o fator de pico. Os resultados apresentados por James et al. foram para  $Re = 140000$ ,  $310000$ ,  $2700000$ ,  $5450000$  e  $10900000$ .

Os valores de pico foram definidos num intervalo de 15 seg. (que correspondia aproximadamente a 250 osc. para o menor  $Re$  ou muito mais para os maiores  $Re$ ). Os resultados fornecidos por Cantwell e Coles foram para  $Re = 140000$ ; os valores de pico sendo definidos como o valor máximo que ocorria num intervalo que incluía milhares de oscilações.

As medições de valores flutuantes no TV-2 envolveram apenas o regime ultracrítico. Contudo, ao menos no que concerne a valores de pico, constituíram-se num estudo muito mais completo que os anteriores, uma vez que foram medidos tanto valores de pico globais ( $C_p$ ) como também valores de pico locais ( $c_p$  e  $c_p$ , picos positivo e negativo). Além disso, esses valores foram medidos para fluxo suave e turbulento. Com efeito, muitos dos resultados de valores de pico medidos no TV-2 são inéditos (\*).

Lembrando, os principais parâmetros experimentais do TV-2 eram:  $l/d = 6,1$ ,  $d/b = 11,8$  e  $I_1 = 0,5\%$  ou  $10,5\%$ . O CC não foi provido de placas terminais e não havia frestas nos extremos.  $C_p$  foi avaliado seccionalmente. Os resultados completos de fator de pico (obtidos no TV-2) aparecem na Tab. A1.3. Os resultados de fator de pico extremo, que em geral corresponderam ao pico negativo para os valores flutuantes locais, aparecem sob forma gráfica na Fig. A1.1.

Os valores obtidos do trabalho de Fung parecem relativamente baixos, possivelmente devido ao curto período de tempo adotado em suas medições. Fung avaliou os valores de pico em um período de 2 seg. Baseado na frequência de Strouhal, nesse período ocorreriam 10 a 80 oscilações, conforme a velocidade do TE fosse variada de seu valor mínimo ao máximo.

Por outro lado, os demais parâmetros apresentados revelam uma tendência nítida; qual seja, o fator de pico é menor

(\*) Até onde sabemos, no que se refere a CC, são inéditos todos os valores de pico medidos no TV-2 com fluxo turbulento e os fatores de pico medidos para os coef. de pressão em fluxo suave. James et al, ref.82, também mediram valores de pico para os coef. de pressão, mas não mediram valores RMS, de modo que não é possível extrair o fator de pico de seus resultados. Considerando apenas CC rugosos, então todos os valores de pico medidos no TV-2 são inéditos, pois não há resultados publicados de valores de pico para CC rugosos (em fluxo suave ou turbulento). Com efeito, todo o material que foi possível coletar a respeito de valores de pico para CC é esse que foi detalhado nos parágrafos anteriores.

quando a intensidade e a organização do desprendimento de vórtices são mais acentuadas.

TABELA A1.3. Fatores de pico positivos ( $\wedge$ ) e negativos ( $\vee$ ) para os coef.de força e de pressão medidos nos CC rugosos ensaiados no TV-2.

Posição circunf. (graus)	Fatores de pico p/ os coef.de pressão ( $c_p^{\wedge}$ ou $c_p^{\vee}/c_p'$ )									
	Fluxo : Suave								Turbulento	
	Lixa		Tela		Nervura		val.médios		Nervura	
	$\wedge$	$\vee$	$\wedge$	$\vee$	$\wedge$	$\vee$	$\wedge$	$\vee$	$\wedge$	$\vee$
0	4.6	4.6	3.4	3.7	4.1	4.4	4.0	4.2	4.2	3.2
10	3.5	3.6	2.9	2.9	3.6	3.9	3.3	3.5	3.8	3.2
20	3.1	3.0	2.6	2.7	3.3	3.3	3.0	3.0	4.1	4.0
45	2.7	2.9	2.5	2.5	2.9	2.9	2.7	2.8	3.4	3.9
60	2.6	3.1	2.3	2.6	3.1	3.2	2.7	3.0	3.1	4.1
70	2.2	2.9	2.5	2.8	2.9	3.1	2.7	3.0	3.2	4.3
80	2.8	3.4	2.5	2.8	2.8	3.4	2.7	3.2	3.0	4.3
90	2.7	3.1	2.4	3.1	2.8	3.4	2.6	3.3	3.2	3.9
100	2.7	3.8	2.4	2.9	3.0	3.3	2.7	3.3	3.3	4.3
110	2.6	3.7	2.3	3.0	3.3	3.6	2.7	3.4	3.0	4.1
120	2.8	3.7	2.3	3.0	2.9	3.4	2.7	3.4	3.0	4.1
130	2.8	4.0	2.3	3.1	2.9	3.3	2.7	3.5	2.9	4.8
140	2.8	4.3	2.4	3.3	2.7	4.0	2.6	3.9	3.7	6.4
150	2.8	4.5	2.6	4.2	2.6	4.2	2.7	4.3	4.3	7.1
160	3.1	5.2	3.3	5.3	3.3	4.7	3.2	5.1	3.1	6.0
180	5.1	5.6	4.1	5.0	5.7	5.9	5.0	5.5	5.1	6.0
	Fatores de pico p/ os coef.de força ( $C_F^{\wedge}$ ou $C_F^{\vee}/C_F'$ )									
$C_{s_d}$	2.7	3.0	2.4	3.0	2.5	3.0	2.53	3.00	3.2	3.8
$C_{s_e}$	2.7	3.0	2.2	2.9	2.5	3.0	2.46	2.96	3.4	3.9
$C_s$	2.4	2.5	2.4	2.4	2.9	2.9	2.56	2.60	3.8	3.8

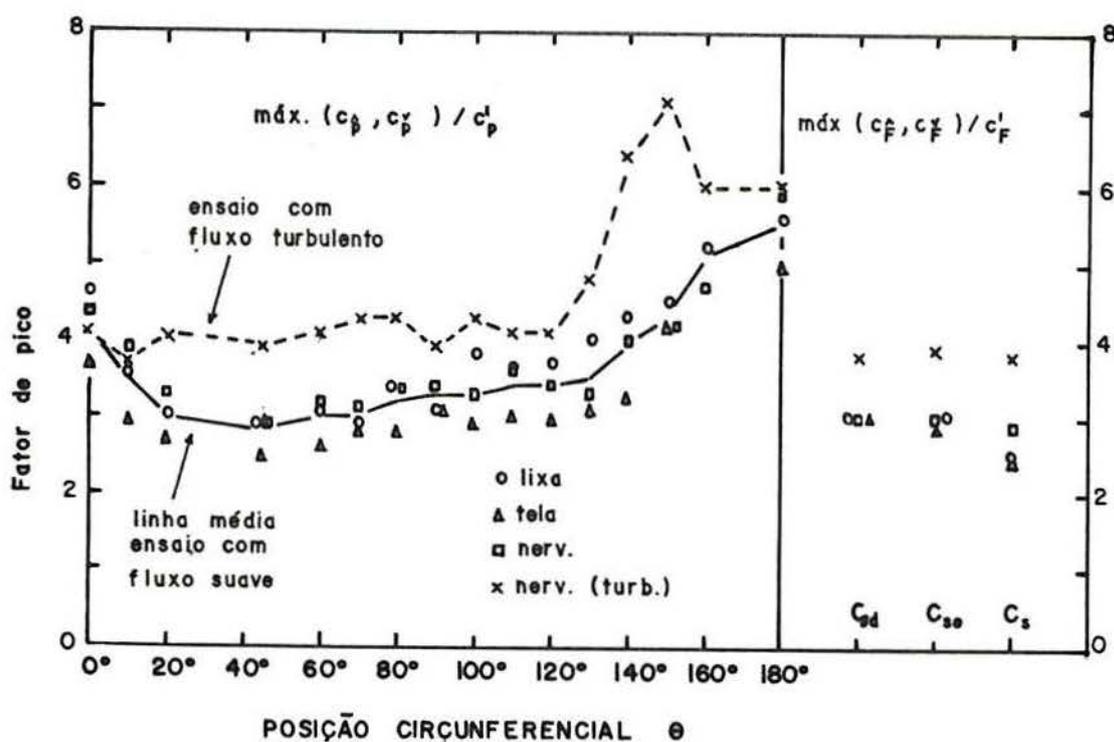


FIGURA A1.1. Fatores de pico extremo para os coef. de força e de pressão medidos nos CC rugosos ensaiados no TV-2.

Os resultados de Humphreys<sup>80</sup> e Schewe<sup>141</sup>, em conjunto com nossos próprios resultados, indicam para o coef. de sustentação um fator de pico similar a 2,5 ou 3,0 quando existe um desprendimento de vórtices intenso e organizado e similar a 4,0 quando o desprendimento de vórtices está perturbado.

Em outras palavras, o fator de pico é menor quando o fenômeno pode ser caracterizado como quase-periódico e maior quando o fenômeno ganha em aleatoriedade. Tipicamente, o fenômeno ganha em aleatoriedade nos regimes crítico e supercrítico ou quando se introduz turbulência ao fluxo incidente. A partir dos valores médios do fator de pico positivo e negativo para os vários regimes foi possível montar a Tab. A1.4.

É natural que os fatores de pico medidos no TV-2 tenham sido um pouco inferiores aos valores oriundos dos trabalhos de Humphreys<sup>80</sup> e Schewe<sup>141</sup>, uma vez que no TV-2 foram medidos fatores de pico para o coef. de sustentação seccional, enquanto que os valores de Humphreys e Schewe correspondem ao coef. de sustentação medido para todo o CC (Humphreys  $L = 6,6d$ ; Schewe  $L =$

10,0d). A medição do coef. de sustentação para todo o cilindro envolve componentes aleatórias que não estão presentes em medições seccionais (\*).

TABELA A1.4. Valores do fator de pico para o coef. de sustentação. Avaliados nas condições de desprendimento de vórtices intenso e organizado ou não.

Referência	Re	Regime	Fluxo	FP	Condição
Humphreys <sup>80</sup>	38000	Sub	suave	3,1	
Humphreys <sup>80</sup>	70000	Sub	"	2,9	Desprend.de vór-
Schewe <sup>141</sup>	55000	Sub	"	3,0	tices intenso e
Ribeiro(pres)	380000	Ult	"	2,5	organizado.
Ribeiro(pres)	380000	Ult	"	2,4	FP $\approx$ 2,5 a 3,0
Ribeiro(pres)	380000	Ult	"	2,9	
-----					
Humphreys <sup>80</sup>	170000	Crt	suave	4,5	Desprend.de vór-
Schewe <sup>141</sup>	350000	Crt	"	3,9	tices fraco e/ou
Schewe <sup>141</sup>	2600000	Sup	"	4,2	desorganizado.
Schewe <sup>141</sup>	7100000	Ult	"	3,9	FP $\approx$ 4,0
Ribeiro(pres)	250000	Ult	turbul.	3,8	

Os resultados de Humphreys (crítico), Schewe (crítico) e Schewe (supercrítico), que aparecem na divisão inferior da Tab. A1.4, representam uma condição onde o desprendimento de vórtices era fraco e desorganizado.

(\*) É interessante observar que as evidências experimentais indicam que quanto mais intenso e organizado é o desprendimento de vórtices, mais o sinal  $C'(t)$  aproxima-se do sinal de uma onda senoidal. No caso  $\rightarrow$  limite, em que o sinal fosse idêntico ao de uma onda senoidal, teríamos  $FP = \sqrt{2}$ . Contudo, mesmo nos regimes sub e ultracrítico, onde pode haver um intenso desprendimento de vórtices,  $C'(t)$  nunca é idêntico a uma onda senoidal e sim "similar a  $\rightarrow$  uma onda senoidal a qual é aleatoriamente modulada em amplitude e frequência" (Schewe, ref 141). Esta observação,  $FP = \sqrt{2}$  para a onda senoidal, explica porque o FP é menor quando o fenômeno é de caráter quase-periódico.

O resultado de Schewe (ultracrítico) representa uma condição onde o desprendimento de vórtices não era desorganizado (o espectro de potência de  $C'_s$  apresentava um pico nítido na frequência de Strouhal), mas era fraco (o pico no espectro era cerca de 25 vezes menor que o correspondente pico medido no regime subcrítico e  $C'_s$  medido no regime ultracrítico foi cerca de 7 vezes menor que o correspondente valor medido no regime subcrítico).

O resultado obtido no TV-2 com fluxo turbulento representa uma condição onde o desprendimento de vórtices não era fraco ( $C'_s(\theta)$  medido com fluxo turbulento foi igual ao valor medido em fluxo suave), mas era desorganizado (o espectro de potência era de faixa larga se comparado com o espectro correspondente ao caso de fluxo suave).

A análise da Fig. A1.1 é interessante porque confirma as observações anteriores, isto é, o fator de pico é menor quando a intensidade e organização do desprendimento de vórtices é maior. Isso se evidencia na diferença entre as curvas traçadas para fluxo suave (linha média) e turbulento. Claramente, a introdução da turbulência, que desorganiza em alguma extensão o desprendimento de vórtices, conduz a fatores de pico mais elevados.

Em particular, analisando a linha média traçada para os ensaios em fluxo suave, observamos que o fator de pico é menor na zona  $30^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ , ou seja, exatamente na zona onde o caráter quase-periódico do fenômeno reflete-se de maneira mais evidente sobre as flutuações de pressão. Na zona de sobrepressão ( $0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$  ou  $35^\circ$ ), as flutuações de caráter quase-periódico oriundas do desprendimento organizado de vórtices não se refletem com muita intensidade. E, na esteira ( $\theta \geq 100^\circ$ ), os turbilhões realçam o caráter aleatório do fenômeno.

Comparando individualmente os resultados obtidos em fluxo suave, observamos que os fatores de pico foram aproximadamente os mesmos nos ensaios com os modelos de rugosidades lixa e nervura, mas foram consistentemente um pouco inferiores no modelo de rugosidade tela. Isto é, o fator de pico foi menor no ensaio em que, conforme realçado em outros itens deste trabalho, o desprendimento de vórtices foi mais intenso e organizado.

Curvas como a linha média obtida para os ensaios realizados no TV-2 em fluxo suave podem ser úteis na estimativa de valores RMS para os coef. de pressão quando a informação fornecida restringe-se a valores de pico. Esse procedimento foi seguido na análise dos resultados de James et al.<sup>82</sup> e Cantwell e Coles<sup>8a</sup>. Esses autores apresentam os valores de pico dos coef. de pressão (medidos ponto a ponto em uma secção transversal) para as condições que aparecem na Tab. A1.5.

TABELA A1.5. Variáveis experimentais nos ensaios de James et al.<sup>82</sup> e Cantwell e Coles<sup>8a</sup> que envolveram medições de valores de pico para os coef. de pressão.

Autor (caso)	d(mm)	Re	Regime	$I_1$ (%)	d/b (%)	l/d	PT
Cantwell e C.	101	140000	Sub	≤0,6	4,8	27,0	não
James et al. (1)	152	140000	Sub	0,1	5,3	17,5	sim
(2)	152	310000	Sub-Crt	0,1	5,3	17,5	sim
(3)	152	2700000	Ult	0,1	5,3	17,5	sim
(4)	316	2700000	Sup	0,1	11,0	11,6	não
(5)	452	2700000	Sup	0,1	15,7	8,1	não
(6)	452	5450000	Ult	0,1	15,7	8,1	não
(7)	452	10900000	Ult	0,1	15,7	8,1	não

É provável que nossas estimativas de valores RMS, associadas com os ensaios de James et al e Cantwell e Coles, tenham resultado razoáveis para os valores obtidos nos regimes sub e ultracrítico, onde o desprendimento de vórtices é mais intenso e organizado, já que os dados do TV-2 foram obtidos nessa condição. Para os valores obtidos na transição subcrítico-crítico ou no regime supercrítico, é provável que os valores RMS tenham resultado superestimados em alguma extensão. Infelizmente, desconhecemos resultados de fator de pico para os coef. de pressão nessas últimas condições.

Nas Fig. A1.2 e A1.3 são apresentados respectivamente os resultados de Cantwell e Coles e parte dos resultados de James et al. para valores de pico positivo e negativo. Nessas figuras estão incluídas nossas estimativas dos valores RMS para os coef. de pressão. Mencionamos que os resultados de James et al. nos regimes super e ultracrítico algumas vezes apresentavam variações bruscas nos valores de pico medidos em posições circunferenciais afastadas entre si de poucos graus. Assim, as curvas que aparecem na Fig. A1.3 representam tão somente uma linha média para ajuda visual.

Nessas figuras também aparecem, a título de comparação, os resultados de  $c_p \times \theta$  obtidos por Sonnevile (1976)<sup>150</sup> e Kiya et al. (1982)<sup>89</sup> com CC no regime subcrítico em fluxo suave. As estimativas dos valores RMS a partir dos resultados de FP obtidos no TV-2 parecem razoáveis.

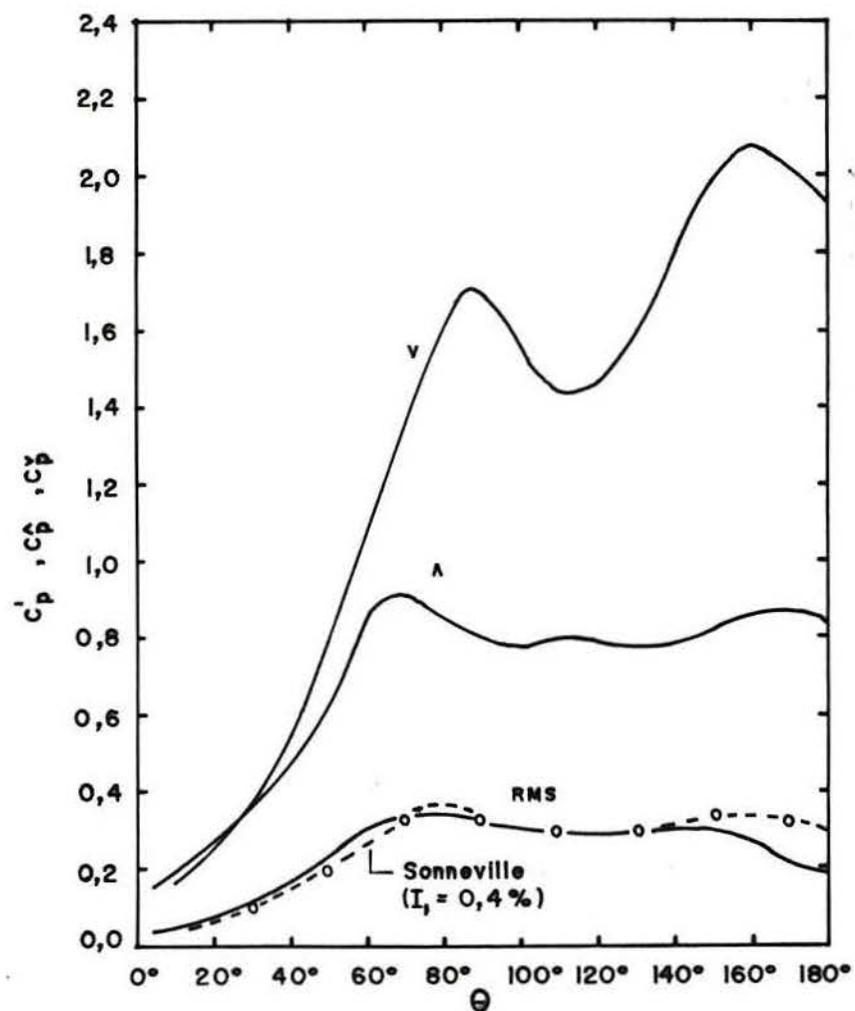


FIGURA A1.2. A partir dos resultados de Cantwell e Coles<sup>aa</sup>: Valores de pico pQ positivo e negativo fornecidos pelos autores; valores RMS estimados a partir dos resultados de FP obtidos no TV-2.

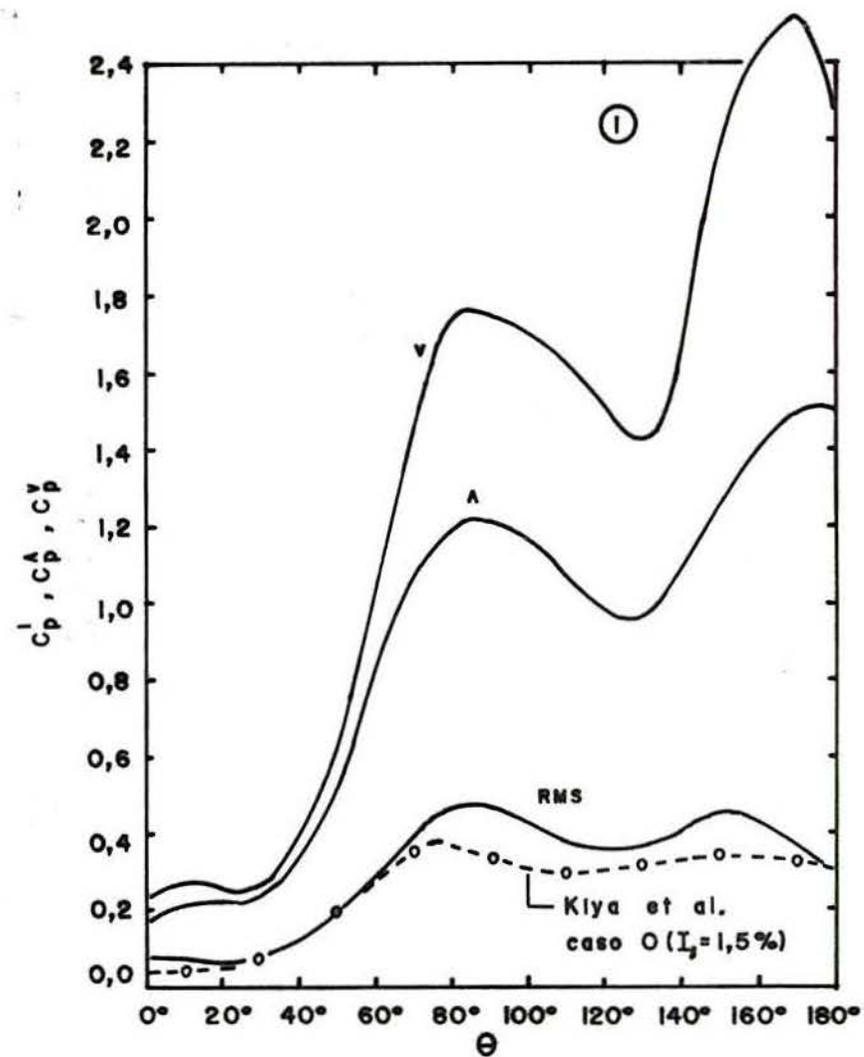


FIGURA A1.3. A partir dos resultados de James et al.<sup>az</sup>: mesmo que Fig. A1.2.

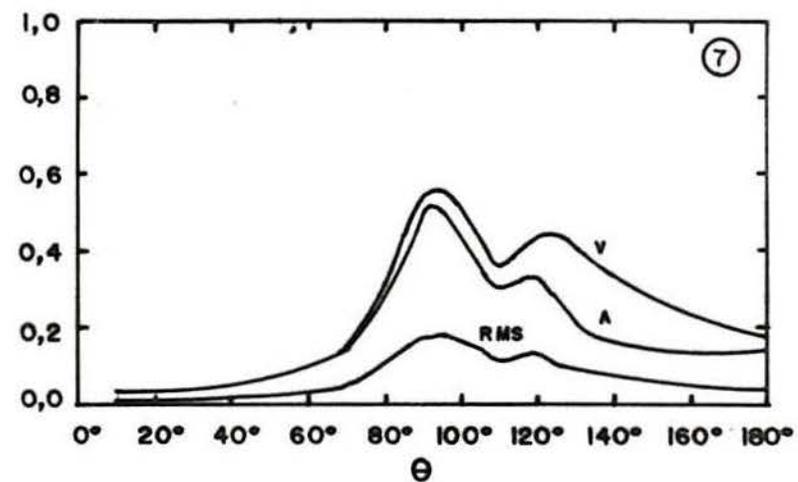
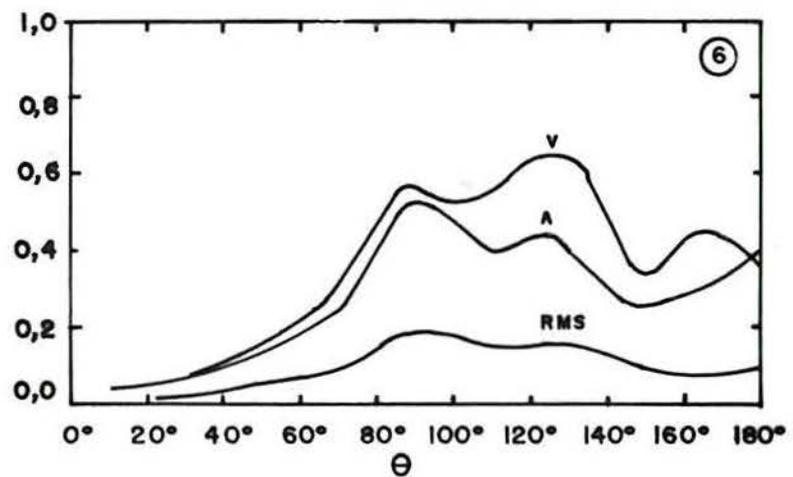
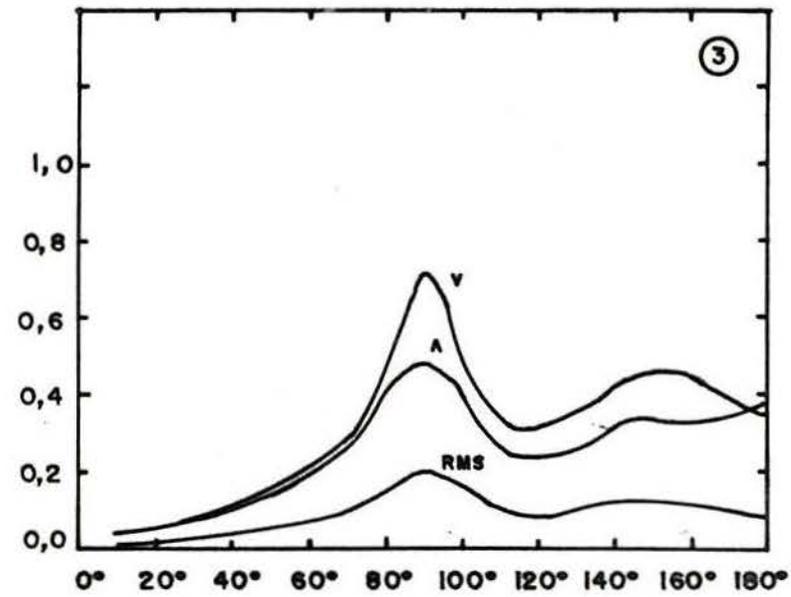
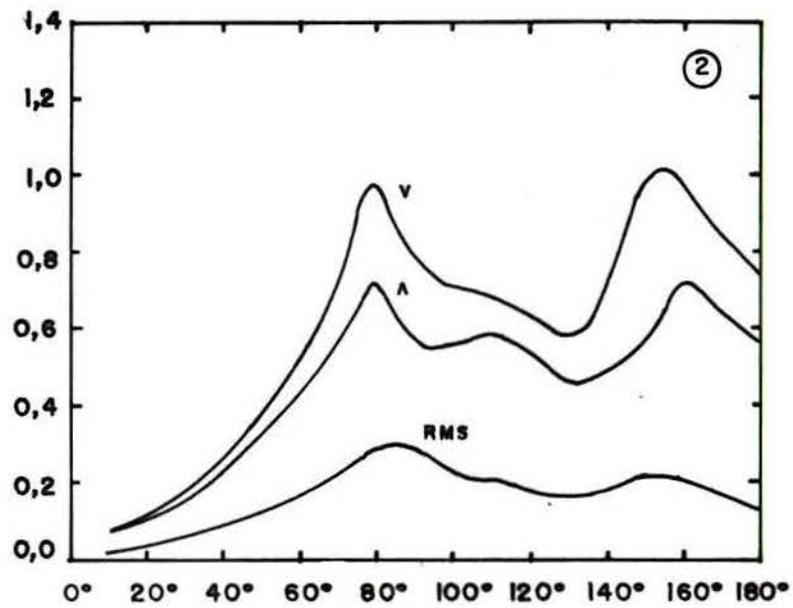


FIGURA A1.3. Continuação

## ANEXO 2

### DETALHES DO SISTEMA DE TUBOS PARA MEDIR FORÇAS E PRESSÕES FLUTUANTES

Conforme detalhado nos itens 4.1.2 e 4.1.3, para medir as forças e pressões flutuantes que atuavam nos modelos, foi utilizado um comutador de canais da marca Scanivalve. Em consequência, foi necessário utilizar tubos plásticos de comprimento total  $\cong 350\text{mm}$  para ligar as tomadas de pressão (na superfície dos modelos) aos canais do comutador.

Devido ao fenômeno conhecido como "efeito de tubo de órgão" (\*), a introdução de tubos possui o inconveniente de gerar picos de ressonância em frequências determinadas, distorcendo o sinal de entrada. Observamos que os tubos de comprimento 350mm (e diâmetro interno 1,5mm) geravam uma resposta consideravelmente amplificada no intervalo de interesse. No presente trabalho o intervalo de interesse esteve entre 0 e 120 Hz, pois nessa faixa situavam-se o 1<sup>o</sup> e 2<sup>o</sup> harmônicos (correspondentes a St e 2St).

Para solucionar o inconveniente, foram colocados estritores em uma posição intermediária ao longo do comprimento dos tubos. Esses estritores amortecem os picos de ressonância e permitem obter uma resposta linear (fator de ganho  $\cong 1,0$ ) dentro do intervalo de interesse. Basicamente, os estritores são tubos de cobre cuja área da secção transversal interna é bastante inferior àquela dos tubos plásticos.

Uma das tomadas do modelo (localizada em  $\theta = -90^\circ$  na secção 3, ver Fig. 4.2, item 4.1.2) foi instrumentada individualmente com um transdutor de pressão da marca Endevco. Esse transdutor poderia ter sido posicionado rente a superfície do modelo, mas também nesse caso foi introduzido um tubo plástico para conectar a tomada ao transdutor. Assim foi possível fazer com que

-----  
(\* ) Ver a esse respeito, por exemplo, os trabalhos de Monteil (1980), ref. 105, e Holmes (1987), ref. 77 e 78.

o sinal que chegava a esse transdutor tivesse essencialmente a mesma defasagem que aquela observada nos sinais que chegavam ao computador de canais (\*).

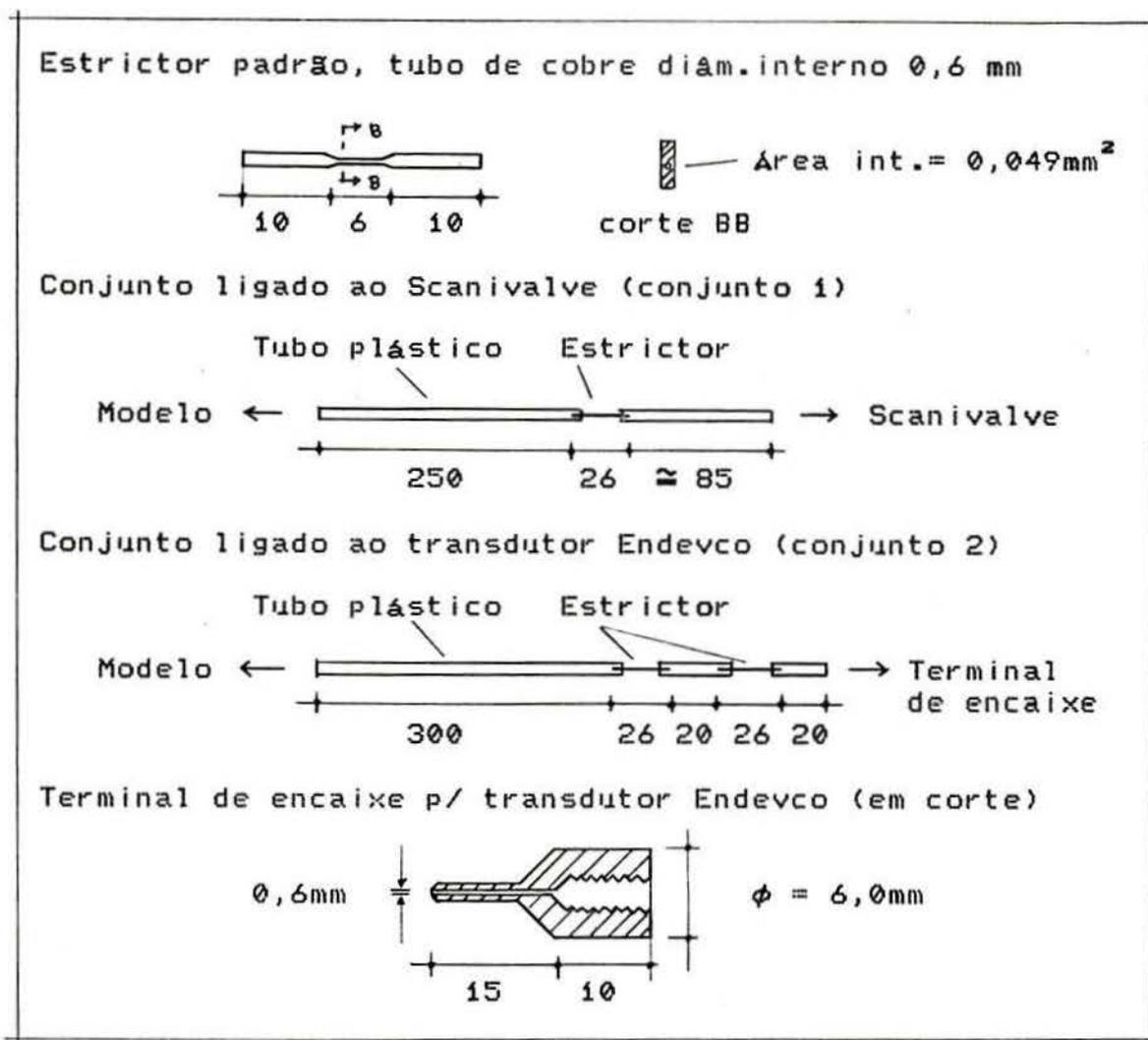


FIGURA A2.1. Detalhes do estrictor padrão, conjunto de tubos e terminal de encaixe (para o transdutor Endeeco). Dimensões em mm.

Na Fig. A2.1 aparece em detalhe as dimensões dos estritores utilizados e, também, os comprimentos de tubos escolhidos para gerar uma resposta ótima (fator de ganho  $\approx 1,0$  dentro do intervalo de interesse). Observamos que o conjunto associado ao transdutor Endeeco possuía dois estritores, enquanto que os

(\*) A introdução de tubos plásticos e estritores gera um atraso no sinal. A defasagem verificada nos conjuntos que aparecem na Fig. A2.1 (tubos + estritores) era de aprox. 1,9 miliseg.

conjuntos associados ao Scanivalve possuíam apenas um. Isso foi necessário para fazer com que os sinais que chegassem ao transdutor Endeeco ou ao transdutor do Scanivalve estivessem essencialmente em fase. O Scanivalve possui tubos metálicos internos de diâmetro reduzido que, na verdade, funcionam como estritores.

Observamos também que o tubo plástico posicionado após o estritor e conectado diretamente aos tubos metálicos do Scanivalve tinha um comprimento variável ( $85\text{mm} \pm 10\text{mm}$ ). Cada conjunto ligado ao Scanivalve foi calibrado individualmente para que todos fornecessem praticamente a mesma resposta (quando sujeitos a um mesmo sinal de entrada, naturalmente).

A calibragem individual foi necessária porque nominalmente os tubos plásticos possuíam diâmetro interno  $1,5\text{mm}$  e os estritores uma área de passagem igual a  $0,049\text{mm}^2$ , mas na verdade esses valores apresentavam alguma variabilidade. Além disso o Scanivalve possui tubos metálicos com três comprimentos distintos; verificamos que as respostas associadas a conjuntos ligados a cada um desses comprimentos não eram exatamente idênticas.

Assim, o comprimento variável do tubo plástico ( $85\text{mm} \pm 10\text{mm}$ ) foi utilizado para compensar esses aspectos mencionados. Vale ressaltar que essa técnica eliminava diferenças tanto na magnitude quanto na defasagem das respostas.

Na Fig. A2.1 também aparece em detalhe o terminal de encaixe que foi utilizado para conectar o conjunto de tubos plásticos ao transdutor Endeeco. O tubo plástico era ligado ao extremo mais fino do terminal, enquanto que o transdutor era rosqueado ao extremo oposto.

Na Fig. A2.2 aparecem as funções de ganho obtidas com os conjuntos detalhados na Fig. A2.1. Como pode ser visto, as respostas desses conjuntos foram muito boas no intervalo de interesse ( $0 \leq f \leq 120\text{ Hz}$ ). Nesse intervalo o fator de ganho esteve entre  $1,00 \pm 0,02$  (\*). Na Fig. A2.2 também aparece a resposta de um tubo plástico simples, sem estritor, de comprimento  $350\text{mm}$ . Nesse caso observamos que a resposta resultou consideravelmente amplificada no intervalo de interesse.

---

(\*) O sinal de entrada era uma onda senoidal cuja frequência e amplitude podiam ser variadas independentemente.

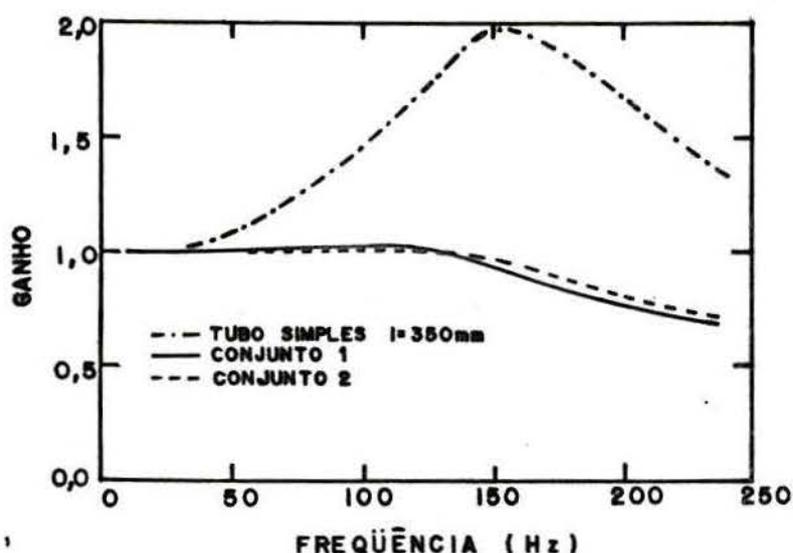


FIGURA A2.2. Função de ganho para os conjuntos detalhados na Fig. A2.1 e para um tubo simples de comprimento 350mm.

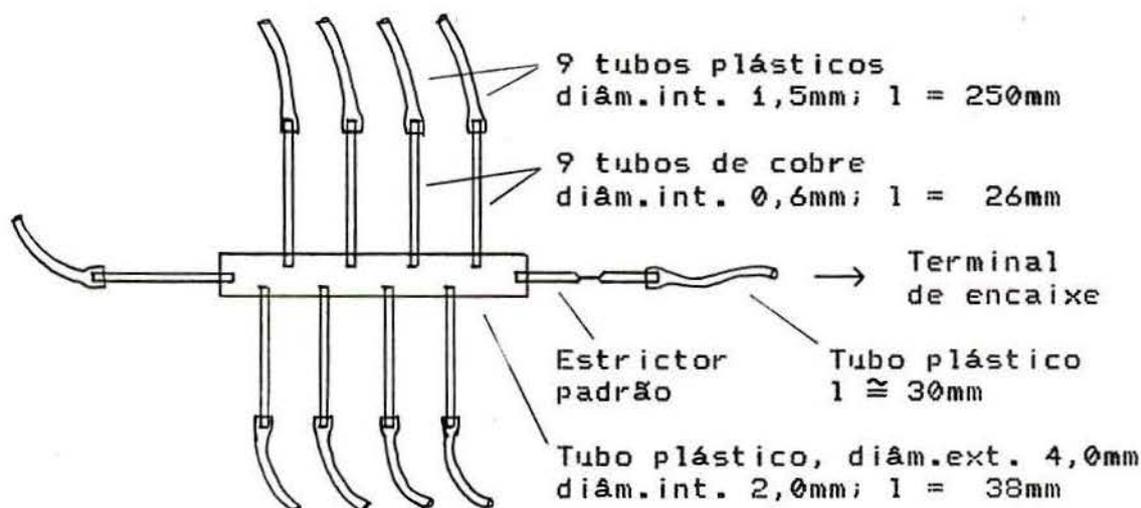


FIGURA A2.3. Detalhes do conector múltiplo e conjunto de tubos.

Conforme mencionado no item 4.1.2, as tomadas assinaladas com um "x" na Fig. 4.2 estavam ligadas em conjunto (através de um conector múltiplo) a um único transdutor de pressão da marca Endevco. O mesmo acontecendo com as tomadas assinaladas com um "+". Na Fig. A2.3 aparecem os detalhes do conector múltiplo utilizado e do comprimento dos tubos plásticos associados a esta instrumentação. Novamente, o último trecho de tubo plástico (conectado ao transdutor de pressão) teve seu comprimento ajustado para em ambos os casos (conjunto das tomadas assinaladas com "x"

ou assinaladas com "+" na Fig. 4.2) fornecer essencialmente a mesma resposta (em fase e magnitude).

Na Fig. A2.4. aparece a função de ganho obtida com o conjunto detalhado na Fig. A2.3 (tubos plásticos + conector múltiplo + estricor). Como pode ser visto, a resposta foi essencialmente constante (o fator de ganho esteve entre  $1,00 \pm 0,01$ ) no intervalo de interesse.

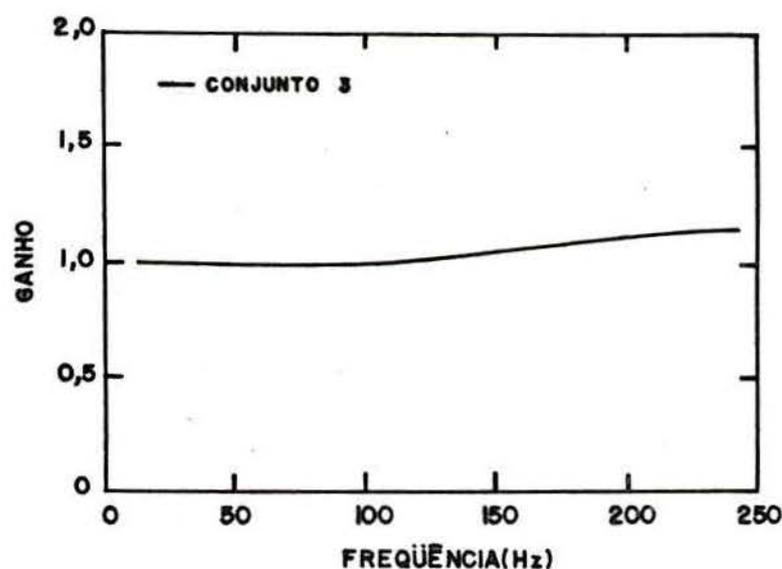


FIGURA A2.4. Função de ganho para o conjunto detalhado na Fig. A2.3.

Na Fig. A2.5 aparece a aparelhagem utilizada na definição da função de ganho. Como pode ser visto, foi utilizado um alto-falante adaptado para funcionar como um gerador de pressão. No controle do alto-falante havia um oscilador e um amplificador. Assim a frequência e a amplitude do sinal podiam ser variadas independentemente. O sinal gerado era uma onda senoidal.

Associada ao alto-falante havia uma câmara de pressão. Um transdutor de referência era ligado diretamente à câmara de pressão, sem nenhuma extensão com tubos. Um par de voltímetros RMS permitia a leitura simultânea do sinal de referência e do sinal proveniente do conjunto tubos + transdutor. Os sinais também podiam ser vistos na tela de um osciloscópio. O osciloscópio permitia avaliar a defasagem entre os sinais e a distorção que o conjunto com tubos introduzia no sinal original (senoidal).

Na Fig. A2.5 aparece um conjunto tubo + estricor ligado a um transdutor individual. No caso da ligação ser feita ao comutador Scanivalve, então o transdutor individual e sua fonte respectiva eram substituídos pelo comutador Scanivalve com sua fonte e seu solenóide (para a troca de canais), mas o restante dos aparelhos permaneciam inalterado. Essa montagem permitiu otimizar o comprimento dos tubos, isto é, definir os comprimentos dos tubos que aparecem nas Fig. A2.1 e A2.3, os quais produziram respostas satisfatórias dentro da faixa de frequências de interesse.

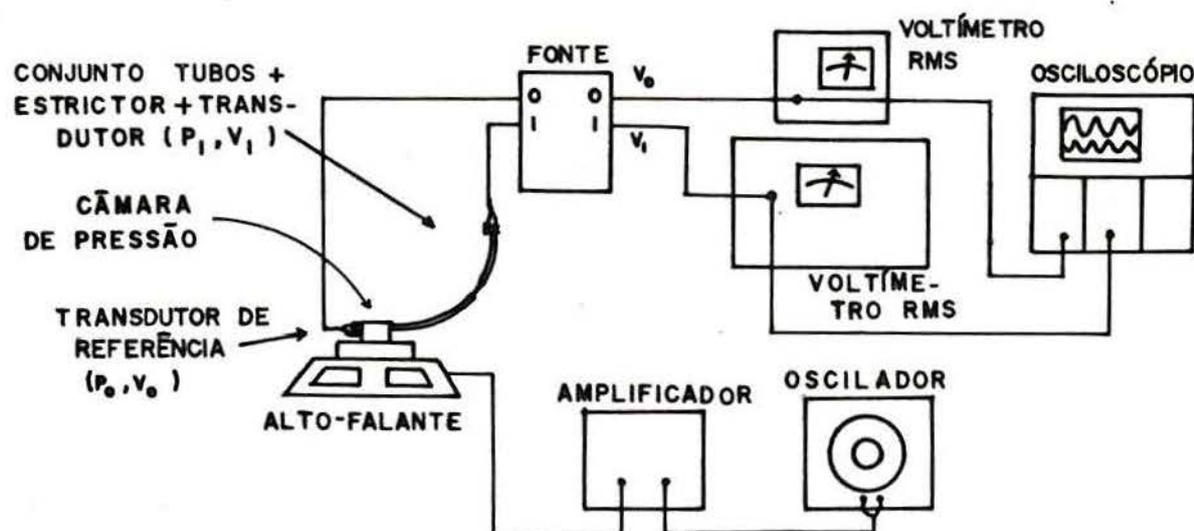


FIGURA A2.5. Esquema dos aparelhos utilizados na definição da função de ganho.