

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Escola de Engenharia

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil – PPGEC

***Determinação Experimental e Teórica
da Resposta Transversal à Ação do Vento
de uma Torre de Telecomunicações
de Concreto Armado***

Gustavo Javier Zani Núñez

**Dissertação para obtenção do título de
Mestre em Engenharia**

**Porto Alegre
Abril de 2001**

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Escola de Engenharia

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil – PPGEC

***Determinação Experimental e Teórica
da Resposta Transversal à Ação do Vento
de uma Torre de Telecomunicações
de Concreto Armado***

Gustavo Javier Zani Núñez

Dissertação apresentada ao corpo docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para a obtenção do título de *Mestre em Engenharia*.

**Porto Alegre
Abril de 2001**

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de *Mestre em Engenharia* e aprovada em sua forma final pelos Orientadores e pela banca examinadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil.

Prof. Acir Mércio Loredou-Souza
Ph.D., University of Western Ontario, Canadá
Orientador da dissertação

Prof. Marcelo Maia Rocha
Dr. Techn., Universität Innsbruck, Áustria
Orientador da dissertação

Prof. Francisco de Paula Simões Lopes Gastal
Coordenador do PPGEC / UFRGS

Banca Examinadora:

- *Prof. Joaquim Blessmann*
D.Sc., ITA – Instituto Tecnológico da Aeronáutica, Brasil

- *Prof. Jorge Daniel Riera*
Ph.D., Princeton University, USA

- *Prof. Mário José Paluch*
D.Sc., UFRGS - Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil

*Aos meus pais, Javier e Anita
pelo apoio e carinho;
À minha irmã Ana e especialmente
à Bárbara, dedico este trabalho.*

Agradecimentos

Aos meus orientadores e amigos, Prof. Acir Mércio Loredo-Souza e Prof. Marcelo Maia Rocha, agradeço pela dedicação e estímulo durante minha formação e realização deste trabalho. Um agradecimento especial ao Prof. Acir pela paciência em esclarecer minhas dúvidas.

Ao meu grande amigo Paulo Francisco Bueno pelo apoio incondicional e estímulo em todos meus momentos no túnel de vento, e ao bolsista Leandro Inácio Rippel pela digitalização de figuras para a dissertação.

Ao Prof. Mário José Paluch pela atenção dispensada durante a fase de interpretação dos resultados desta dissertação.

Aos meus amigos e colegas do PPGEC que conviveram comigo durante a realização deste mestrado, em especial a Gabriela Maluf Medero pela amizade e companheirismo.

Aos Professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil pelo conhecimento transmitido, e ao pessoal da secretaria do PPGEC pela atenção e paciência.

Ao CNPq, pela bolsa de estudos concedida.

Sumário

Lista de Tabelas	viii
Lista de Figuras	ix
Lista de Símbolos	xiv
Resumo	xx
Abstract	xxi
1 Introdução	1
1.1 Objetivos	3
2 Revisão Bibliográfica	5
2.1 Vórtices de Kármán	5
2.1.1 Número de Reynolds	5
2.1.2 Número de Strouhal	5
2.1.3 Número de Scruton	6
2.2 Aerodinâmica de um cilindro circular	8
2.2.1 Efeitos de viscosidade	8
2.2.2 Distribuição circunferencial de pressões	9
2.2.3 Regimes de escoamento	11
2.3 Turbulência	15
2.4 Rugosidade superficial	21
2.5 Efeitos de tridimensionalidade	25
2.6 Interação fluido-estrutura	29
3 Modelos Matemáticos	32
3.1 Introdução	32
3.2 Modelos de um grau de liberdade	32
3.2.1 Modelo de Vickery e Clark	32
3.2.2 Modelo de Vickery e Basu	35

3.2.3 Modelo de Vickery e Basu simplificado	45
4 Ensaaios em Túnel de Vento	48
4.1 Simulação do vento natural	50
4.2 Técnicas de simulação: modelos com e sem rugosidade superficial	52
4.2.1 Técnica com o uso de modelos com rugosidade superficial	54
4.2.2 Técnica com o uso de modelos sem rugosidade superficial	55
4.3 Ensaaios Estáticos	56
4.3.1 Determinação experimental das pressões médias	56
4.3.2 Modelos estáticos	56
4.3.2.1 Procedimentos de ensaio	57
4.3.2.2 Equipamentos utilizados	59
4.3.3 Cálculo dos coeficientes aerodinâmicos	61
4.3.4 Resultados e comentários	62
4.4 Ensaaios Dinâmicos	73
4.4.1 Análise por meio de modelo de elementos finitos	73
4.4.1.1 Resultados	76
4.4.2 Modelo Aeroelástico	77
4.4.2.1 Freqüências naturais do modelo	79
4.4.3 Condições de semelhança	80
4.4.3.1 Modelagem	80
4.4.4 Aplicação ao modelo em estudo	82
4.4.5 Instrumentação	84
4.4.6 Resultados	87
4.4.6.1 Comentários	90
5 Comparação: Túnel de Vento x Modelos Matemáticos	92
5.1 Aplicação dos modelos	92
6 Conclusões	100
6.1 Sugestões para futuros trabalhos	101

Referências Bibliográficas	102
Anexo I – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa	107
Anexo II – Verificação dos equipamentos	116
Anexo III – Calibrações	117

Lista de Tabelas

Tabela 4.1	- Condições de ensaio adotadas	57
Tabela 4.2	- Propriedades físicas do concreto armado	73
Tabela 4.3	- Propriedades mecânicas dos materiais do modelo e do protótipo	78
Tabela 4.4	- Propriedades dinâmicas do modelo e do protótipo	80
Tabela 4.5	- Parâmetros de escala do modelo aeroelástico	83
Tabela 5.1	- Parâmetros utilizados nos modelos de Vickery e Basu e de Vickery e Basu simplificado	93
Tabela 5.2	- Resposta transversal segundo diferentes modelos e túnel de vento, relativa a escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$.	94
Tabela 5.3	- Resposta transversal segundo diferentes modelos e túnel de vento, relativa a escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$.	95
Tabela 5.4	- Resposta transversal segundo diferentes procedimentos normativos.	95
Tabela II.1	- Planilha de calibração dos equipamentos	116
Tabela III.1.1	- Planilha de calibração dos transdutores de pressão	117

Lista de Figuras

Figura 1.1	- Vista e corte longitudinal da torre de concreto armado	4
Figura 2.1	- escoamento em torno de um cilindro circular	9
Figura 2.2	- Distribuição circunferencial de pressões	10
Figura 2.3	- Distribuição circunferencial de pressões em protótipo	10
Figura 2.4	- Definição dos regimes de escoamento e parâmetros característicos para cilindros circulares bidimensionais	12
Figura 2.5	- (a) valor rms do coeficiente de sustentação, (b) número de Strouhal, (c) coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds	13
Figura 2.6	- Influência da turbulência no espectro das forças de sustentação	17
Figura 2.7	- Coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds e de diferentes intensidades da turbulência	18
Figura 2.8	- Valor rms do coeficiente de sustentação em função do número de Reynolds e de diferentes intensidades da turbulência	19
Figura 2.9	- Variação de \tilde{C}_L em função de I_1 e I_1^*	20
Figura 2.10	- Efeito da rugosidade superficial relativa (k/d) sobre o coeficiente de arrasto	22
Figura 2.11	- (a) Número de Strouhal e (b) coeficiente de arrasto em termos de (k/d), em função do número de Reynolds	23
Figura 2.12	- Variação de \tilde{C}_L em termos da rugosidade superficial no regime ultracrítico	24
Figura 2.13	- Variação de (a) C_a , (b) C_{pb} e (c) \tilde{C}_L em função da distância medida a partir do topo em diâmetros, $Re = 4,4 \cdot 10^4$	26
Figura 2.14	- Variação de St em função da distância medida a partir do topo em diâmetros, $Re = 4,4 \cdot 10^4$	27
Figura 2.15	- C_a local em função da distância medida a partir do topo, em diâmetros, para diferentes esbeltezes	28
Figura 2.16	- Variação local do \tilde{C}_L com a altura da torre	29
Figura 2.17	- Sincronização ou captura de vórtices	30
Figura 2.18	- Influência da variação da seção transversal nas oscilações	31
Figura 2.19	- Região de sincronização em termos da velocidade reduzida a partir de dados experimentais	31
Figura 3.1	- Variação de K_a em termos de V/V_{cr} para diferentes intensidades da turbulência	37
Figura 3.2	- Variação de $K_{ao\,máx}$ em função do número de Reynolds	38
Figura 3.3	- Variação de $K_{ao} / K_{ao\,máx}$ em função de V/V_{cr}	38
Figura 3.4	- Variação de $K_{ao} / K_{ao\,máx}$ em função de V/V_{cr} , em termos da intensidade da turbulência	39

Figura 3.5	- Variação do parâmetro de amortecimento aerodinâmico em termos de V/V_{cr} , em escoamentos uniforme e suave e deslizante e turbulento	40
Figura 3.6	- Influência do amortecimento aerodinâmico na resposta	41
Figura 3.7	- Zonas de vibração em função do parâmetro de massa e amortecimento	43
Figura 3.8	- Registros da resposta transversal para (a) baixos, (b) médios e (c) altos valores de amortecimento estrutural	44
Figura 3.9	- Fator de pico em função de K_s / K_{ao}	44
Figura 3.10	- Influência da largura de banda B na resposta transversal	46
Figura 4.1	- Túnel de Vento <i>Prof. Joaquim Blessmann</i>	48
Figura 4.2	- Circuito aerodinâmico do Túnel de Vento <i>Prof. Joaquim Blessmann</i>	49
Figura 4.3	- Características do vento uniforme e suave	51
Figura 4.4	- Características do vento deslizante e turbulento simulado com expoente $p=0,11$	51
Figura 4.5	- Características do vento deslizante e turbulento simulado com expoente $p=0,23$	52
Figura 4.6	- Espectro de potência da velocidade do vento ($p=0,23$) para a componente longitudinal da turbulência	53
Figura 4.7	- Modelo de madeira no interior do túnel de vento, sem simuladores da rugosidade	56
Figura 4.8	- Modelo de resina no interior do túnel de vento, com simuladores da rugosidade	56
Figura 4.9	- Dimensões dos modelos estáticos [mm] e localização das tomadas de pressão	58
Figura 4.10	- Referência para o ângulo de incidência do vento	59
Figura 4.11	- Caixa dos transdutores elétricos de pressão e conexões das tomadas de pressão	60
Figura 4.12	- Equipamentos utilizados nos ensaios estáticos	60
Figura 4.13	- Distribuição de $ c_{pb} $ e C_a ao longo da altura do modelo de resina, obtidos em escoamento uniforme e suave	65
Figura 4.14	- Distribuição de $ c_{pb} $ e C_a ao longo da altura do modelo de resina, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,11$	65
Figura 4.15	- Distribuição de $ c_{pb} $ e C_a ao longo da altura do modelo de resina, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,23$	66
Figura 4.16	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 3.10^4$ (modelo de resina)	66
Figura 4.17	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 5.10^4$ (modelo de resina)	67

Figura 4.18 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 5,5 \cdot 10^4$ (modelo de resina)	67
Figura 4.19 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 6 \cdot 10^4$ (modelo de resina)	68
Figura 4.20 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 6,5 \cdot 10^4$ (modelo de resina)	68
Figura 4.21 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 7 \cdot 10^4$ (modelo de resina)	69
Figura 4.22 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 7,5 \cdot 10^4$ (modelo de resina)	69
Figura 4.23 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 8 \cdot 10^4$ (modelo de resina)	70
Figura 4.24 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 1 \cdot 10^5$ (modelo de resina)	70
Figura 4.25 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 1,2 \cdot 10^5$ (modelo de resina)	71
Figura 4.26 - Variação dos C_a em função do número de Reynolds ao longo da altura do modelo, obtidos em escoamento uniforme e suave (modelo de resina)	71
Figura 4.27 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 8 \cdot 10^4$ (modelo de resina)	72
Figura 4.28 - Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 8 \cdot 10^4$ (modelo de resina)	72
Figura 4.29 - Modelo em elementos finitos da torre	75
Figura 4.30 - Modos e respectivas frequências naturais de vibração da torre	76
Figura 4.31 - Vista do modelo aerolástico no interior do túnel de vento com os elementos para simulação das principais características do vento natural	77
Figura 4.32 - Modelo aeroelástico fixado na mesa dinâmica M-II	78
Figura 4.33 - Espectro de potência da resposta do modelo em vibração livre	79
Figura 4.34 - Registro com acelerômetro da curva de decaimento do modelo em vibração livre	80
Figura 4.35 - Locais instrumentados do modelo aeroelástico	84
Figura 4.36 - Equipamentos utilizados nos ensaios aeroelásticos	85

Figura 4.37	- Esquema do sistema de medição das respostas longitudinal e transversal nos ensaios aeroelásticos	85
Figura 4.38	- Registro da variação dos momentos fletores na base do modelo em função do tempo	86
Figura 4.39	- Momento fletor longitudinal médio adimensionalizado, na base da torre, em função da velocidade reduzida	89
Figura 4.40	- Desvio padrão do momento fletor longitudinal adimensionalizado, na base da torre, em função da velocidade reduzida	89
Figura 4.41	- Valor rms do momento fletor transversal adimensionalizado, na base da torre, em função da velocidade reduzida	90
Figura 4.42	- Valores de \hat{y}/d_{topo} , transversal, em função da velocidade média de referência no topo da torre	91
Figura 5.1	- Valor rms do momento fletor transversal na base, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$), obtido em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,11$, sem correções.	96
Figura 5.2	- Valor rms do momento fletor transversal na base, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$), obtido em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,23$, sem correções.	96
Figura 5.3	- Valor rms do momento fletor transversal na base, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$), obtido em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,11$, corrigido.	97
Figura 5.4	- Valor rms do momento fletor transversal na base, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$), obtido em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,23$, corrigido.	97
Figura 5.5	- Resposta transversal estimada através de diversos modelos teóricos e obtida em túnel de vento, com escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,11$, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$).	98
Figura 5.6	- Resposta transversal estimada através de diversos modelos teóricos e obtida em túnel de vento, com escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,23$, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$).	99
Figura I.1	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 4.10^4$ (modelo de madeira).	107
Figura I.2	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 6.10^4$ (modelo de madeira).	107
Figura I.3	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 3.10^4$ (modelo de madeira).	108
Figura I.4	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 5.10^4$ (modelo de madeira).	108
Figura I.5	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de madeira).	109
Figura I.6	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 1.10^5$ (modelo de madeira).	109

Figura I.7	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 3.10^4$ (modelo de madeira).	110
Figura I.8	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 5.10^4$ (modelo de madeira).	110
Figura I.9	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de madeira).	111
Figura I.10	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 1.10^5$ (modelo de madeira).	111
Figura I.11	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 3.10^4$ (modelo de resina).	112
Figura I.12	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 5.10^4$ (modelo de resina).	112
Figura I.13	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de resina).	113
Figura I.14	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 1.10^5$ (modelo de resina).	113
Figura I.15	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 3.10^4$ (modelo de resina).	114
Figura I.16	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 5.10^4$ (modelo de resina).	114
Figura I.17	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de resina).	115
Figura I.18	- Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 1.10^5$ (modelo de resina).	115
Figura III.1.1	- Esquema do sistema de calibração estática dos transdutores de pressão	118
Figura III.2.1	- Curva de calibração longitudinal do modelo aeroelástico de resina	119
Figura III.2.2	- Curva de calibração transversal do modelo aeroelástico de resina	119

Lista de Símbolos

Letras Romanas Maiúsculas:

A	<i>área de uma superfície</i>
B	<i>parâmetro de largura de banda do espectro</i>
C	<i>coeficiente que depende dos parâmetros: l, \tilde{C}_L, St e B</i>
C_a	<i>coeficiente de arrasto = $F_a / q A$</i>
$C_o(z_1, z_2, f)$	<i>espectro cruzado das forças geradas pelo desprendimento de vórtices nas cotas z_1 e z_2</i>
\tilde{C}_L	<i>valor rms do coeficiente de sustentação</i>
$\tilde{C}_L(d_o)$	<i>valor rms do coeficiente de sustentação correspondente à cota de d_o</i>
$\tilde{C}_L(I)$	<i>valor rms do coeficiente de sustentação referente a esbeltez finita</i>
$\tilde{C}_L(\infty)$	<i>valor rms do coeficiente de sustentação referente a esbeltez infinita</i>
E	<i>módulo de Young</i>
$F_{aero}(z, t)$	<i>força de amortecimento aerodinâmico por unidade de comprimento</i>
I	<i>momento de inércia de área</i>
I_1	<i>intensidade da componente longitudinal da turbulência = s_1 / V</i>
I_1^*	<i>intensidade da componente longitudinal da turbulência modificada</i>
K_a	<i>parâmetro de amortecimento aerodinâmico</i>
K_{ao}	<i>parâmetro de amortecimento aerodinâmico para pequenas amplitudes de vibração</i>
K_{ao}^*	<i>valor de K_{ao} referente a escoamento suave = 1,2</i>
$K_{aomáx}$	<i>K_{ao} correspondente a $V / V_{cr} \approx 1$</i>
K_s	<i>Parâmetro de amortecimento estrutural</i>
L	<i>Dimensão característica, comprimento</i>
L_1	<i>Macroescala da componente longitudinal da turbulência</i>

$L(z,t)$	<i>força de sustentação</i>
M_i	<i>massa generalizada correspondente ao modo de vibração i</i>
M_{FL}	<i>momento fletor longitudinal</i>
M_{FT}	<i>momento fletor transversal</i>
\tilde{M}_F	<i>valor flutuante do momento fletor</i>
\hat{M}_F	<i>valor de pico do momento fletor</i>
\bar{M}_{FL}	<i>Momento fletor longitudinal médio</i>
$\bar{M}_{FL \text{ adim}}$	<i>Momento fletor longitudinal médio adimensionalizado</i>
\tilde{M}_{FL}	<i>desvio padrão de momento fletor longitudinal</i>
$\tilde{M}_{FL \text{ adim}}$	<i>desvio padrão de momento fletor longitudinal adimensionalizado</i>
\tilde{M}_{FT}	<i>valor rms do momento fletor transversal</i>
$\tilde{M}_{FT \text{ adim}}$	<i>valor rms do momento fletor transversal adimensionalizado</i>
$R(z_1, z_2)$	<i>Coefficiente de correlação cruzada normalizado nas cotas z_1 e z_2</i>
Re	<i>número de Reynolds = $(V d) / \mathbf{n}$</i>
$Re_{crit.}$	<i>número de Reynolds crítico – correspondente à região crítica do escoamento em torno de corpos arredondados (ver figura 2.4)</i>
Re_i	<i>número de Reynolds de transição inferior (ver figura 2.4)</i>
Re_k	<i>número de Reynolds da rugosidade superficial = $Re \times (k / d)$</i>
Re_s	<i>número de Reynolds de transição superior (ver figura 2.4)</i>
Sc	<i>número de Scruton = $\frac{4\mathbf{p} \text{ me } \mathbf{z}_e}{\mathbf{r} d^2}$</i>
$S_L(f)$	<i>espectro das forças de sustentação $L(z,t)$</i>
$S_{Li}(f)$	<i>espectro das forças modais de sustentação</i>
$S_{Li}(f_i)$	<i>densidade espectral da força modal na frequência natural f_i</i>
St	<i>Número de Strouhal = $(f_s d) / V$</i>

V	<i>velocidade média do vento</i>
$V(z)$	<i>velocidade média do vento na altura z</i>
V_{cr}	<i>velocidade crítica do vento = $(f_n d) / St$</i>
V_r	<i>velocidade reduzida ou adimensional = $V / (f_n d)$</i>
V_{ref}	<i>velocidade média em uma altura de referência</i>

Letras Romanas Minúsculas:

$a_i(t)$	<i>coeficiente modal para o modo i</i>
c	<i>constante numérica</i>
c_{pb}	<i>coeficiente de pressão de base: média dos c_p ao longo da esteira para $\pm 150^\circ \leq \mathbf{q} \leq 180^\circ$ (ver figura 2.1)</i>
c_{pe}	<i>coeficiente de pressão externa = $\Delta p_e / q$</i>
c_{pm}	<i>coeficiente de pressão mínimo</i>
d	<i>diâmetro do cilindro</i>
d_o	<i>diâmetro médio do cilindro sobre o terço superior da torre ou localizado a $5/6$ da altura total da torre h</i>
d_{ref}	<i>diâmetro de referência</i>
d_{topo}	<i>diâmetro do topo da torre = 14m</i>
f	<i>freqüência</i>
f_1, f_2, \dots	<i>freqüências correspondentes ao 1°, 2°, ... modos de vibração</i>
f_i	<i>freqüência natural correspondente ao modo de vibração i</i>
f_n	<i>freqüência natural ou fundamental de vibração da estrutura</i>
f_r	<i>freqüência reduzida ou adimensional = $1/V_r$</i>
f_s	<i>freqüência de desprendimento de um par de vórtices (freqüência de Strouhal)</i>
g_y	<i>fator de pico</i>

h	<i>altura da torre, modelo ou protótipo</i>
k	<i>altura média das partículas da rugosidade</i>
k/d	<i>rugosidade superficial relativa</i>
k_f	<i>rigidez rotacional do bloco de fundação</i>
k_o	<i>coeficiente do túnel de vento que vincula q e Δp_a</i>
k_s	<i>altura média das partículas da rugosidade em relação ao grão de areia</i>
k_s/d	<i>rugosidade superficial relativa em relação ao grão de areia</i>
l	<i>comprimento de correlação longitudinal das forças de sustentação</i>
$m(z)$	<i>massa por unidade de comprimento</i>
m_e	<i>massa equivalente por unidade de comprimento</i>
p	<i>expoente da curva de potência teórica ajustada ao perfil de velocidades médias</i>
q	<i>pressão dinâmica ao longe = $(1/2) \rho V^2$</i>
y	<i>deslocamento transversal</i>
$y(z, t)$	<i>deslocamento transversal na cota z, no instante de tempo t</i>
$\dot{y}(z, t)$	<i>velocidade transversal na cota z, no instante de tempo t</i>
\hat{y}	<i>valor de pico ou amplitude máxima do deslocamento transversal</i>
$\hat{y}(z)$	<i>valor de pico ou amplitude máxima do deslocamento transversal na cota z</i>
z	<i>cota acima de um nível de referência</i>
z_{ref}	<i>cota do eixo longitudinal do túnel = 450mm</i>

Letras Gregas Minúsculas:

$\mathbf{j}(z)$	<i>forma modal</i>
$\mathbf{j}_i(z)$	<i>forma modal correspondente ao modo de vibração i</i>

l	<i>parâmetro de esbeltez da torre = h / d</i>
l_f	<i>escala de frequência</i>
l_F	<i>escala de força</i>
l_L	<i>escala de comprimento</i>
l_M	<i>escala de massa</i>
l_{MF}	<i>escala de momentos</i>
l_T	<i>escala de tempo</i>
l_V	<i>escala de velocidade</i>
l_r	<i>escala de massa específica</i>
n	<i>viscosidade cinemática do ar</i>
q	<i>ângulo de incidência do vento, medido entre o ponto de estagnação e o ponto em estudo (ver figura 4.9)</i>
q_s	<i>ângulo de separação, da linha de separação do escoamento (ver figura 2.4)</i>
r	<i>massa específica do ar</i>
r_s	<i>massa específica referente ao material com o qual o protótipo ou o modelo é constituído</i>
s_1	<i>desvio padrão da componente longitudinal da velocidade</i>
$s_{\text{lim}}(z)$	<i>valor rms de um deslocamento máximo ou limite na cota z</i>
s_L	<i>valor rms da força de sustentação por unidade de comprimento</i>
$s_y(z)$	<i>valor rms ou desvio padrão do deslocamento na cota z</i>
$s_y^2(z)$	<i>variância da resposta ao longo da cota z</i>
s_{yi}^2	<i>variância da resposta modal para o modo i</i>
z	<i>razão de amortecimento crítico efetiva</i>
z_{aero}	<i>razão de amortecimento aerodinâmico crítico</i>
$z_{\text{aero } i}$	<i>razão de amortecimento aerodinâmico crítico correspondente ao modo de vibração i</i>

z_e	<i>razão de amortecimento estrutural crítico</i>
z_{ei}	<i>razão de amortecimento estrutural crítico correspondente ao modo de vibração i</i>

Letras Gregas Maiúsculas:

Δq	<i>variação do ângulo de incidência do vento</i>
Δp_a	<i>pressão de referência (diferença de pressão entre os anéis piezométricos)</i>
Δp_e	<i>pressão estática efetiva média na superfície externa</i>
$\Phi(B, V/V_{cr})$	<i>função que considera a influência da largura de banda B na resposta transversal</i>

Resumo

O vento é uma das principais fontes de carregamento sobre estruturas altas, que quando excitadas, principalmente em sua frequência natural, oscilam transversalmente. Este movimento é produzido pelo desprendimento de vórtices, pelas forças oriundas do movimento da estrutura e pela componente lateral da turbulência atmosférica, com grandes deslocamentos na direção transversal à incidência do vento.

Este trabalho tem por objetivo a determinação da resposta transversal de uma torre de telecomunicações de concreto armado, de seção transversal circular, através de estudo experimental em túnel de vento e previsões teóricas. O programa experimental inclui medições em modelos estático e dinâmico, envolvendo a simulação do escoamento em torno de corpos cilíndricos circulares, o qual é fortemente afetado pelo número de Reynolds, pelas características da turbulência, pela rugosidade superficial do cilindro, pelos efeitos de tridimensionalidade e pela interação fluido-estrutura. A resposta obtida através de ensaios em modelo reduzido será comparada com a indicada por determinados modelos matemáticos, incluindo alguns processos normativos.

Foram determinadas as respostas longitudinal e transversal a partir de ensaios aeroelásticos em escoamento uniforme e suave e deslizante e turbulento. Comparando a resposta transversal obtida em túnel de vento com a indicada pelos modelos matemáticos e processos normativos, observa-se que a resposta transversal máxima obtida através dos ensaios em túnel de vento ocorre a uma velocidade média no topo da torre superior à velocidade determinada a partir dos modelos matemáticos. Essa diferença pode ser explicada pela diminuição do St no topo da estrutura, fator não considerado pelos métodos teóricos.

Também foi observado que a resposta transversal por desprendimento de vórtices em escoamento uniforme e suave é mínima. Esta aparente contrariedade, para a gama de velocidades na qual esperar-se-ia a resposta transversal máxima, deve-se ao fato de estar o escoamento na vizinhança do Re crítico. Por sua vez, constata-se que a resposta transversal flutuante, obtida em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$, é devida principalmente à componente lateral da turbulência atmosférica. Esta situação não se repete no caso do escoamento com $p=0,11$, para o qual a resposta transversal é devida ao desprendimento de vórtices, sendo semelhante, em magnitude, aos valores obtidos pelos modelos matemáticos. Nos casos acima, para a gama de velocidades na qual foi registrada a resposta transversal máxima, o escoamento em torno do modelo encontrava-se no regime supercrítico.

Abstract

The wind is one of the main loading systems acting on tall, slender structures. These kind of structures are prone to oscillate, especially when excited in their natural frequency. The resulting movement may be due to vortex shedding, by forces resulting from the fluid-structure interaction, and by the lateral component of the atmospheric turbulence, resulting in large displacements in a direction perpendicular to the upcoming wind flow.

The objective of this work is to determine the transversal response of a reinforced concrete telecommunications tower of circular section, either through experimental testing of models placed in a boundary layer wind tunnel, as well as through theoretical models. The experimental program includes tests on static and aeroelastic models of the tower and deals with the problem of simulating the wind flow around rounded surfaces. In these circumstances the flow is very Reynolds number (Re) sensitive and is affected by the intensity of turbulence, by the three-dimensional effects, by the roughness of the surface and by the fluid-structure interaction.

Longitudinal and transversal responses were obtained from the aeroelastic tests in both, smooth flow and turbulent flow. From the comparison of the transversal response results obtained from the wind tunnel tests with those calculated from the theoretical methods, it can be observed that the maximum transversal response measured in the experiments occurs with a mean wind velocity higher than the corresponding predicted velocity given by the mathematical models. This difference may be explained by the fact that the Strouhal number at the region close to the top of the structure has a lower value than the remaining portion of the cylinder, a fact which is not taken into account in the theoretical models.

It has been also observed that the transversal response due to vortex shedding in smooth flow is minimum. This apparent antagonism, for the range of wind speeds in which it would be expected that the maximum response would be obtained, may be due to the fact that flow regime occurs in the vicinity of Re critical. However, it is observed that the response obtained in turbulent flow with power law exponent of 0,23 is mainly due to the lateral component of the atmospheric turbulence. For the other type of turbulent wind tested, power law exponent equal to 0,11, the transversal response is mainly due to vortex shedding, being similar, in magnitude, to the values obtained through the use of the mathematical models. For these two turbulent flows mentioned, for the range of wind velocities in which the maximum transversal responses occur, the flow regime was supercritical.

1 Introdução

A real noção de que uma torre esbelta é uma estrutura que tem um comportamento predominantemente dinâmico, e que responde às parcelas flutuantes das forças devidas à turbulência atmosférica é relativamente recente, passando a ser considerada nos códigos normativos apenas na década de 70. Anteriormente, as torres eram tratadas como estruturas rígidas e projetadas como se assim fossem. Os generosos fatores de segurança considerados nos projetos supriam as amplificações dinâmicas até então não consideradas, mascarando quaisquer efeitos. Entretanto, como estas estruturas tornaram-se bastante esbeltas, e com a necessidade cada vez maior de realizar projetos econômicos, os problemas associados aos efeitos dinâmicos tornaram-se mais evidentes. Davenport (1962) e Scruton (1963) foram pioneiros nas pesquisas relacionadas à resposta longitudinal do vento, em estruturas de edifícios altos, pontes, linhas de transmissão e torres. A questão da resposta transversal recebeu menos atenção, embora os problemas envolvidos com a seção transversal circular fossem reconhecidos.

O fenômeno do desprendimento de vórtices tornou-se conhecido pelos pesquisadores em torno de 1878, quando Strouhal foi pioneiro em propor a relação entre o diâmetro, a velocidade do escoamento e a frequência com que um par de vórtices se desprende de um cilindro circular. A descrição do fenômeno através da mecânica dos fluidos foi realizada por Von Kármán (Daly, 1986), cerca de quarenta anos mais tarde. Métodos analíticos para determinar a resposta induzida pelo desprendimento de vórtices são bastante complexos devido a dependência existente entre as forças resultantes e parâmetros como número de Reynolds, rugosidade superficial, intensidade da turbulência e efeitos de tridimensionalidade. A aplicação de qualquer teoria para a determinação da resposta de uma torre à ação do vento, em condições atmosféricas naturais, é complicada pela variação da velocidade do vento com a altura sobre o terreno e pela existência de forças resultantes do movimento da estrutura.

O vento é uma das principais fontes de carregamento sobre estruturas altas, que quando excitadas, principalmente em sua frequência natural de vibração, oscilam. O movimento provocado no topo destas estruturas descreve uma trajetória (envelope) elíptica, com grande amplitude na direção transversal à incidência do vento. Este movimento pode ser atribuído às seguintes origens:

- Desprendimento de vórtices
- Forças induzidas pelo movimento (interação fluido-estrutura)
- Componente lateral da turbulência atmosférica

A complexidade da interação entre a estrutura e o vento deve ser enfatizada. Entretanto, muitas vezes o problema se apresenta após a construção, sendo necessário adotar soluções para reduzir as amplitudes de vibração, tanto através do uso de dispositivos aerodinâmicos tais como lâminas helicoidais, quanto pela utilização de amortecedores de massa sintonizada (Blessmann, 1998).

O estudo do escoamento em torno de corpos cilíndricos de seção transversal circular é bastante complexo. Não é de se surpreender, pois este fenômeno envolve a interação de tópicos difíceis da mecânica dos fluidos, escoamento em torno de corpos rombudos, propriamente dito, e toda a gama de fatores que interferem na resposta deste tipo de estrutura. Esta interferência é percebida na distribuição de pressões médias e flutuantes que dependem fundamentalmente do número de Reynolds, da turbulência do escoamento incidente, da rugosidade superficial externa, dos efeitos de tridimensionalidade, além da interação fluido-estrutura.

Apesar destas estruturas serem consideradas simples, tanto do ponto de vista estrutural como aerodinâmico, a determinação confiável da resposta constitui-se num dos problemas mais difíceis da Engenharia do Vento. Muitos pesquisadores vêm estudando de forma persistente estes fenômenos ao longo de décadas, fornecendo uma bibliografia bastante extensa e de qualidade. O interesse dos Engenheiros está associado na avaliação das forças médias e flutuantes que se estabelecem e nas oscilações transversais que são induzidas pelo desprendimento de vórtices.

A determinação da resposta à ação do vento de estruturas esbeltas de seção circular implica na realização de uma detalhada caracterização do escoamento ao seu redor, através da medição de parâmetros aerodinâmicos em modelo reduzido por meio de ensaios em túnel de vento. A magnitude destes parâmetros é fortemente afetada pelo número de Reynolds, Re . Isto se deve ao fato de que, diferentemente de corpos com arestas vivas, as zonas de separação em superfícies curvas não são fixas. Por exemplo, o escoamento em torno de corpos cilíndricos de seção transversal circular a números de Reynolds críticos, $Re_{crit.}$, provoca uma

drástica redução no coeficiente de arrasto e na intensidade do desprendimento de vórtices, afetando consideravelmente a resposta transversal da estrutura.

A esbeltez elevada de torres e chaminés de seção transversal circular, as limitações de dimensão da seção transversal e ou velocidade do escoamento gerado em túneis de vento, e a necessidade de que a escala geométrica dos modelos não se afaste significativamente da escala de simulação do vento natural, conduz inevitavelmente a que os ensaios em túnel de vento sejam realizados em uma gama de valores de Re entre 10^4 e 10^5 .

Sendo, via de regra, o correspondente Re de estruturas em escala natural superior a 10^6 , ou seja, maior do que é possível de ser atingido em túneis de vento, torna-se necessário introduzir técnicas ou metodologias para contornar o problema, por exemplo o uso de modelos com rugosidade superficial.

Estas técnicas viabilizam, dentro de certos limites, a manutenção das condições de semelhança dinâmica para que as forças devidas ao vento sejam proporcionais. Obviamente, as outras condições de semelhança, tais como a geométrica (forma do modelo, condições de acabamento superficial externo e orientação no escoamento) e a cinemática (estrutura do vento, distribuição de velocidades e turbulência) também devem ser respeitadas.

1.1 Objetivos

Este trabalho tem por objetivo a determinação da resposta transversal através de um estudo experimental e teórico, em modelo reduzido, da ação e efeitos do vento sobre uma torre de telecomunicações de concreto armado de seção transversal circular, dando ênfase à resposta transversal da mesma. Esta torre foi projetada com 90,24m de altura e apresenta uma variação de diâmetro, passando este de 6m a 14m na quarta parte superior da mesma, conforme figura 1.1. Este tipo de estrutura, empregado principalmente em telecomunicações, tem se tornado cada vez mais usual na construção civil, justificando um estudo especial em túnel de vento.

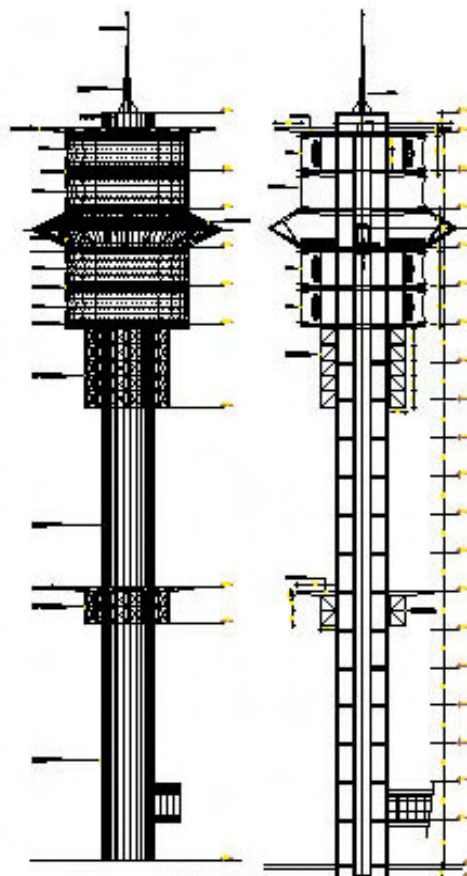


Figura 1.1 – Vista e corte longitudinal da torre de concreto armado.

A proposta de estudo é a realização de ensaios em túnel de vento do modelo reduzido da torre em duas etapas, ensaios estáticos e ensaios dinâmicos.

A primeira etapa consistiu na realização de ensaios com um modelo estático para a medição das pressões médias na superfície externa e determinação de coeficientes aerodinâmicos visando a caracterização do escoamento em torno da estrutura.

Posteriormente, foram realizados ensaios dinâmicos com modelo aeroelástico para a determinação da resposta transversal devida à excitação gerada pelo desprendimento de vórtices. Embora não faça parte dos objetivos deste estudo, a resposta longitudinal também foi determinada.

Finalmente é apresentada uma comparação dos resultados experimentais com os resultados obtidos a partir dos modelos teóricos disponíveis na literatura especializada.

2 Revisão Bibliográfica

A determinação da resposta de estruturas cilíndricas de seção transversal circular aos efeitos do vento está vinculada aos fatores que interferem diretamente na resposta deste tipo de estrutura. Esta interferência é percebida na distribuição de pressões médias e flutuantes que nestas estruturas dependem fundamentalmente do número de Reynolds, da turbulência do escoamento incidente, da rugosidade superficial externa, dos efeitos de tridimensionalidade, além da interação fluido-estrutura.

2.1 Vórtices de Kármán

Ao tratar do fenômeno do desprendimento cadenciado de vórtices é conveniente a definição prévia de alguns parâmetros considerados importantes.

2.1.1 Número de Reynolds

O número de Reynolds, Re , é o parâmetro que estabelece uma relação entre as forças de inércia e as de viscosidade atuantes no escoamento, cuja expressão é:

$$Re = \frac{Vd}{\nu} \quad (2.1)$$

Onde: V é a velocidade média do vento;
 d é a dimensão característica (diâmetro);
 ν é a viscosidade cinemática do ar.

2.1.2 Número de Strouhal

O número de Strouhal, St , estabelece uma relação entre a frequência de desprendimento de um par de vórtices, f_s , o diâmetro do cilindro, d , e a velocidade média do vento, V :

$$St = \frac{f_s d}{V} \quad (2.2)$$

Este parâmetro é utilizado para determinar a velocidade crítica do vento, V_{cr} , para qual a frequência de desprendimento de um par de vórtices, numa dada seção da estrutura, coincide com uma das frequências naturais da estrutura, ou de algum elemento.

$$V_{cr} = \frac{f_n d}{St} \quad (2.3)$$

Onde: f_n é a frequência natural de vibração da estrutura.

A velocidade reduzida, V_r , e frequência reduzida f_r , são definidas por:

$$V_r = \frac{V}{f_n d} = \frac{1}{f_r} \quad (2.4)$$

2.1.3 Número de Scruton

Este parâmetro fornece uma medida da propensão que uma determinada estrutura tem em sofrer fortes vibrações, ou fenômenos de instabilidade, também conhecido como parâmetro de massa e amortecimento.

$$Sc = \frac{4\rho m_e z_e}{r d^2} \quad (2.5)$$

Onde: z_e : razão de amortecimento estrutural crítico;

$$m_e = \frac{\int_0^h m(z) \mathbf{j}^2(z) dz}{\int_0^h \mathbf{j}^2(z) dz} : \text{massa equivalente por unidade de comprimento};$$

$m(z)$: massa por unidade de comprimento;

$\mathbf{j}(z)$: forma modal;

r : massa específica do ar.

Certas estruturas cilíndricas esbeltas auto-portantes, como chaminés, torres de telecomunicação, e em alguns casos, edifícios altos, podem apresentar um comportamento predominantemente dinâmico. Edificações esbeltas e flexíveis devem ser projetadas para resistirem à ação dinâmica do vento causada pelo desprendimento cadenciado de vórtices, que em geral não ocorre com a velocidade do vento de projeto, e sim numa velocidade menor, podendo levar a estrutura a uma situação de instabilidade ou de deslocamentos de amplitudes inaceitáveis. Fatores que irão determinar a amplitude das oscilações provenientes deste efeito são o amortecimento e a rigidez estrutural.

Em corpos rombudos sujeitos à escoamentos com determinado número de Reynolds, ocorre o fenômeno de desprendimento alternado de vórtices, cuja frequência característica é bem definida. São os chamados vórtices de Kármán, que originam forças periódicas, oblíquas em relação à direção do vento médio. Considerando suas componentes, as forças alternadas na direção do vento ocorrem na frequência do desprendimento individual dos vórtices, enquanto que as forças alternadas na direção transversal ao vento ocorrem na frequência de desprendimento de cada par de vórtices. Essas componentes das forças tendem a produzir oscilações nas direções em que agem. Entretanto, as forças na direção do vento são pequenas em comparação com as forças na direção transversal do vento. Na prática, oscilações importantes na direção do vento, por desprendimento de vórtices alternados, raramente acontecem. Por outro lado, oscilações causadas pelas forças periódicas transversais ocorrem em muitas edificações cilíndricas ou quase cilíndricas (seção transversal variando suavemente). Cilindros de seção retangular (incluindo a quadrada), triangular ou com outras formas de cantos vivos estão sujeitas à excitações mais fortes por desprendimento de vórtices que o próprio cilindro circular.

Para que o fenômeno do desprendimento cadenciado de vórtices, em um corpo imerso no escoamento, ocorra de forma efetiva é necessário que a forma do corpo seja rombuda de contorno curvo ou poligonal, que o corpo seja alteado (relação entre o comprimento do eixo e a largura) e que exista uma boa correlação do desprendimento ao longo de todo o cilindro. O escoamento deve ser de baixa turbulência (suave) e aproximadamente uniforme (em termos de velocidade média). Não deve haver recolamento do escoamento após a primeira separação.

Em termos práticos diversos fatores, como a variação de diâmetro e o perfil de velocidades, impedem uma correlação perfeita no processo de desprendimento de vórtices.

2.2 Aerodinâmica de um cilindro circular

2.2.1 Efeitos de Viscosidade

Em termos aerodinâmicos um corpo rombudo (*bluff body*), é um corpo que imerso num escoamento gera uma região denominada de esteira, resultante da separação do escoamento nos dois lados do corpo. A propriedade dos fluidos responsável pelos pontos de separação num corpo de seção transversal circular é a viscosidade. Quando um fluido escoia sobre um corpo nele imerso, uma fina camada forma-se próxima à superfície do mesmo devido à influência da viscosidade. A esta fina camada Prandtl, em 1904 (Blessmann, 1990), denominou de camada limite. A teoria da camada limite foi desenvolvida por vários pesquisadores e hoje constitui importante papel na mecânica dos fluidos.

A figura 2.1 ilustra esquematicamente o escoamento em torno de um cilindro circular liso estacionário desenvolvido a partir de um escoamento incidente uniforme. O desenvolvimento da camada limite tem início no ponto de estagnação. Para números de Reynolds maiores que 5, a espessura da camada limite aumenta consideravelmente até a formação de um escoamento reverso. Neste instante, a camada limite separa da superfície do cilindro e mantém sua estrutura à sotavento como uma camada onde atuam intensas forças de fricção. O campo de escoamento é então dividido em duas regiões distintas, separadas por esta camada. A região externa a esta camada separada não é afetada pelas forças de viscosidade e mantém-se como uma região de escoamento potencial.

A interação entre as duas regiões e a camada separada é bastante complexa. Determinados mecanismos que explicam o fenômeno de desprendimento de vórtices (Daly, 1986) sugerem que o escoamento reverso, que inicia no ponto de separação, dá origem aos vórtices que têm o seu aumento em tamanho alimentado pela camada limite separada. Quando estes vórtices aumentam em tamanho e força, eventualmente tornam-se bastante fortes e capazes de deslocar a camada separada através da esteira. Neste estágio, o vórtice cessa seu desenvolvimento e desloca-se à sotavento dentro da esteira. A ação de deslocar a camada separada através da esteira resulta na formação de um outro vórtice, com sentido de rotação contrário, no outro ponto de separação e assim sucessivamente. A forma do escoamento formado é denominada de *Von Kármán Vortex Street*, que dá origem às forças flutuantes que atuam no cilindro. Na região da esteira, consideráveis pressões negativas (sucções) são criadas atrás dos vórtices que são desprendidos, o que gera uma sucção ao longo

da face de sotavento do cilindro, contribuindo em grande parte para o aumento da força de arrasto.

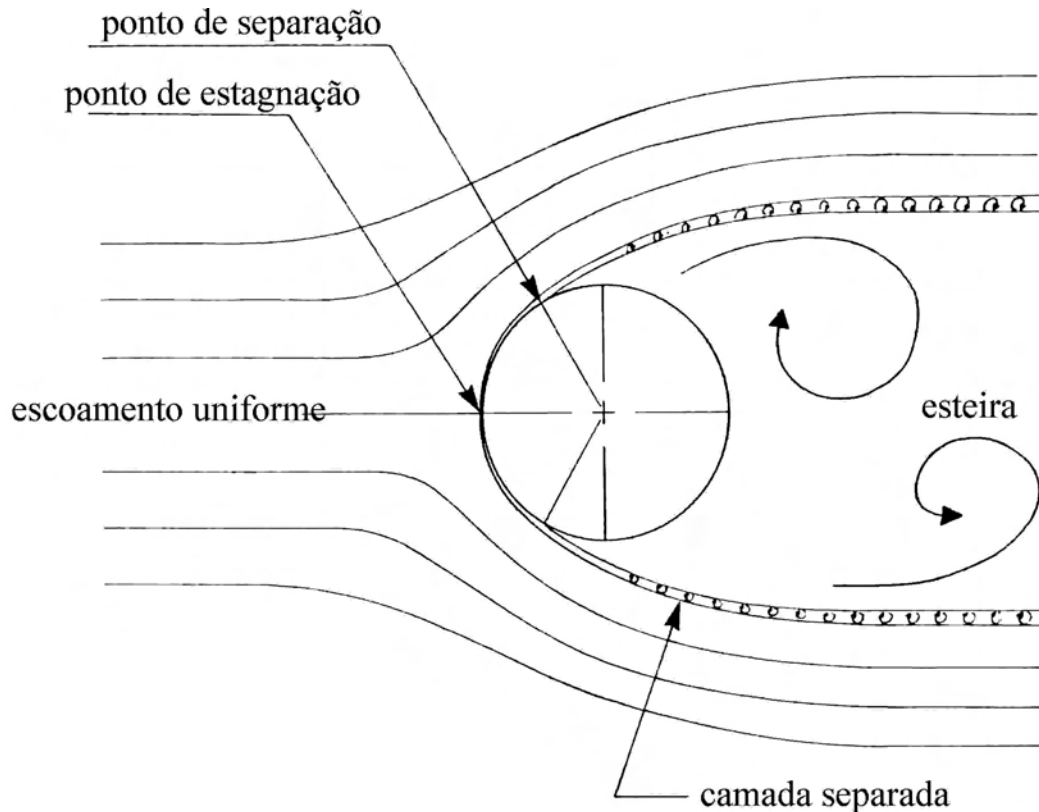


Figura 2.1 – Escoamento em torno de um cilindro circular (Daly, 1986).

2.2.2 Distribuição circunferencial de pressões

Na figura 2.2 são mostradas as curvas de distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em torno de cilindros circulares (Roshko, 1961). Nesta mesma figura, distribuição dos coeficientes de pressão obtida por Roshko (1961) é característica do regime ultracrítico (a), a curva de Flachsbart (1929) representa o regime crítico (b), enquanto que a curva obtida por Fage e Falkner (1931) tem características do regime subcrítico (c).

As curvas oriundas de medições em escala real realizadas por Christensen e Askegaard (1978) são apresentadas na figura 2.3. Estas curvas representam a média entre 4 pontos de medida de pressão. A torre de concreto armado instrumentada por Christensen e Askegaard (1978) tem 130m de altura e diâmetro que varia na zona de medição entre 7m ($z=70,8\text{m}$) e 6m ($z=117,8\text{m}$), respectivamente. Observa-se uma boa concordância entre estas curvas obtidas a partir de medições no protótipo e aquela obtida por Roshko (1961).

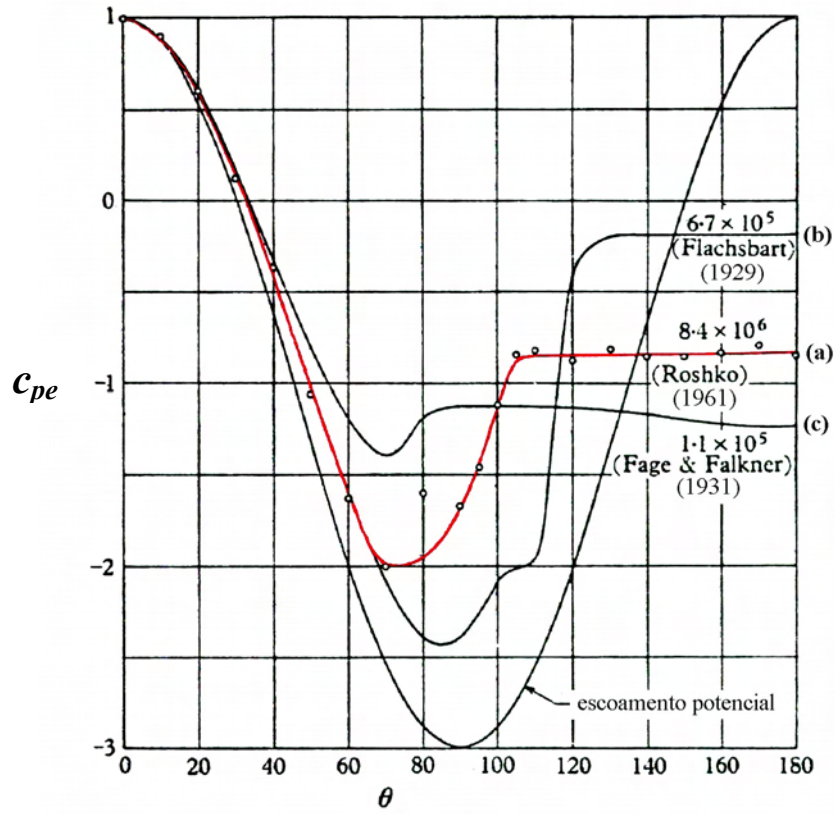


Figura 2.2 – Distribuição circunferencial de pressões (Roshko, 1961).

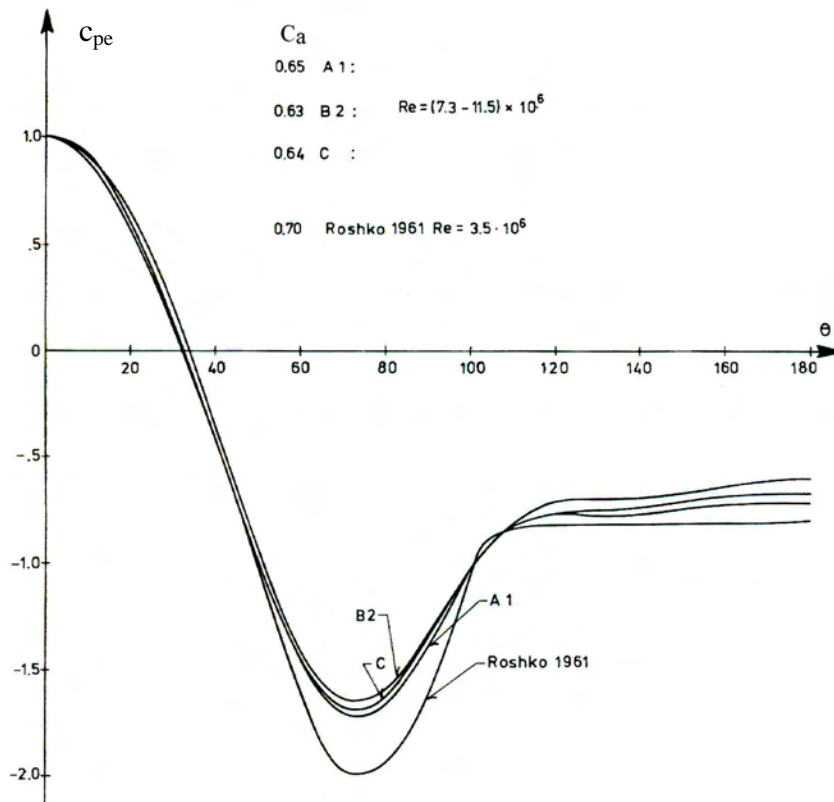


Figura 2.3 – Distribuição circunferencial de pressões em protótipo (Christensen e Askegaard, 1978).

2.2.3 Regimes de escoamento

Observa-se que as características físicas do escoamento em torno de cilindros circulares mudam continuamente com o valor de Re . Entretanto, para Re maiores que 10^4 , é possível distinguir alguns intervalos, regimes, onde as características do escoamento podem ser consideradas constantes. Estes regimes, subcrítico, crítico, supercrítico e ultracrítico, estão definidos na figura 2.4, segundo terminologia adotada por Ribeiro (1989) e sugerida, anteriormente, por Blessmann (Farell e Blessmann, 1983).

No regime subcrítico, em escoamento uniforme e suave em torno de cilindros bidimensionais nominalmente lisos, o escoamento na camada limite é sempre laminar. A separação laminar ocorre a cerca de 75° a partir da linha de estagnação. O desprendimento de vórtices é extremamente regular e ordenado (vórtices de Kármán fortes), e a esteira larga origina um C_a elevado, que segundo Ribeiro (1989) apresenta um valor característico de 1,2. O valor de St situa-se em torno de 0,2. Neste intervalo a maioria dos parâmetros aerodinâmicos tendem a permanecer constantes. A camada limite separada torna-se turbulenta (transição 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 a linha de separação (a qual se desloca mais a sotavento), até que, quando estiver suficientemente próxima, um recolamento turbulento se processa. Essa região de separação laminar ($\alpha_s \approx 105^\circ$) e recolamento turbulento é conhecida como borbulha de separação e caracteriza o regime crítico. Mais a sotavento uma separação turbulenta ocorre definitivamente ($\alpha_s \approx 140^\circ$), mas agora a esteira é muito menor. Isso origina uma drástica queda no coeficiente de arrasto que pode atingir valores baixos como 0,2 e 0,3, sendo o número de Reynolds correspondente designado por número de Reynolds crítico, $Re_{crit.}$. A formação da borbulha pode não ocorrer simultaneamente em ambos os lados do cilindro.

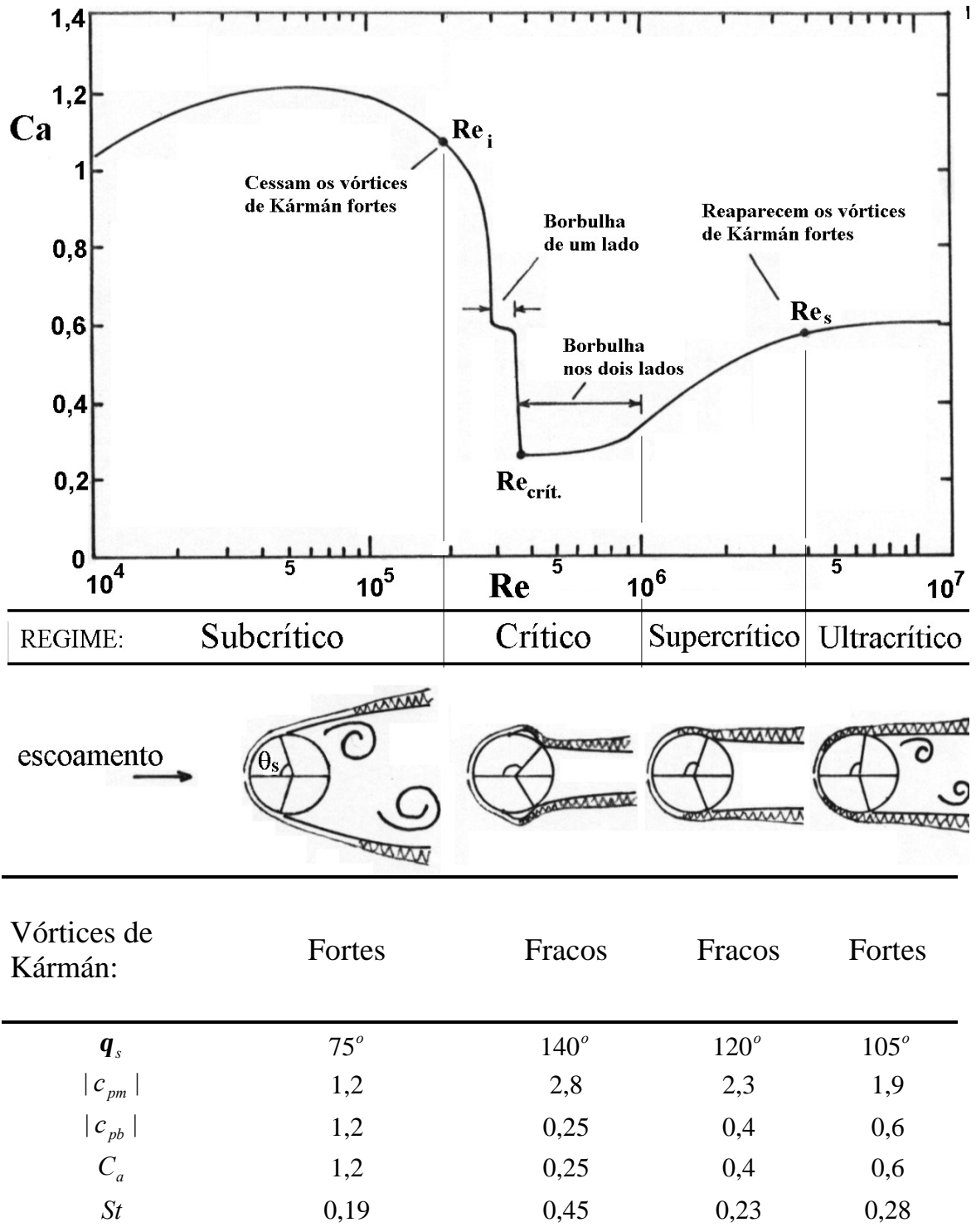


Figura 2.4 - Definição dos regimes de escoamento e parâmetros característicos para cilindros circulares bidimensionais (Ribeiro, 1989).

A figura 2.5 (Schewe, 1983) apresenta: (a) valor rms do coeficiente de sustentação, \tilde{C}_L , (b) número de Strouhal, St , (c) coeficiente de arrasto, C_a , em função do número de Reynolds. As setas A e B indicadas na figura 2.5 (b) e (c) correspondem às variações descontínuas de St e C_a , associadas com a formação da borbulha em um lado e logo em seguida, nos dois lados do cilindro. Neste regime St atinge seu máximo valor, algo em torno de 0,5 (vide figura 2.5 (b)) e, a regularidade do desprendimento de vórtices diminui consideravelmente. Segundo Ribeiro (1989), um valor representativo de \tilde{C}_L no regime crítico é aproximadamente 0,05.

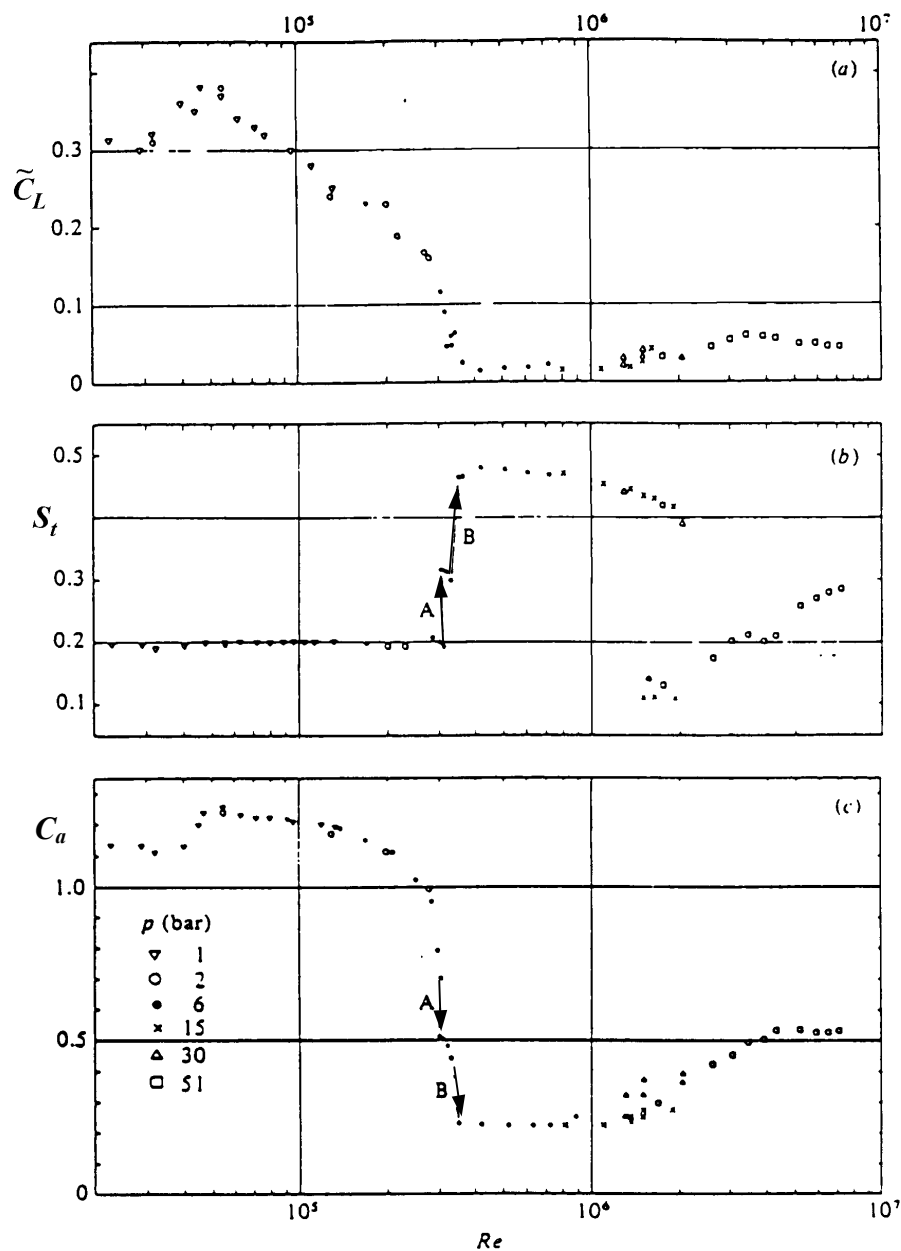


Figura 2.5 – (a) valor rms do coeficiente de sustentação, (b) número de Strouhal, (c) coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds (Schewe, 1983).

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 coeficiente 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). Segundo Zdravkovich (1990), aparentemente a razão pela qual o desprendimento de vórtices perde totalmente sua regularidade no regime supercrítico é devido a formação parcial e fragmentada das borbulhas de separação, o que conduz a uma linha de separação irregular e a um coeficiente de arrasto seccional variável ao longo do cilindro.

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 ($\mathbf{q}_s \approx 105^\circ$), a largura da esteira e outras características do escoamento parecem tender assintoticamente para uma condição de independência com respeito ao número de Reynolds. Segundo Ribeiro (1989) um valor característico para C_a neste regime é 0,6.

A figura 2.5 (Schewe, 1983) mostra que o comportamento de St no regime subcrítico apresenta a mesma tendência, a um valor constante, observada para C_a que embora apresente uma pequena dispersão, 0,20 pode ser considerado como valor característico. Entretanto, no regime ultracrítico St apresenta uma elevada dispersão, sendo que no intervalo 0,18 - 0,30, englobam-se grande parte dos valores medidos (Basu, 1982).

Observa-se na figura 2.5 (a) (Schewe, 1983) que em todos os regimes o valor de \tilde{C}_L apresenta uma dispersão considerável. Para valores de Re subcrítico \tilde{C}_L varia entre 0,3 e 0,4. Concordando com o comportamento de C_a , o valor de \tilde{C}_L cai dramaticamente no regime crítico. Segundo Ribeiro (1989), as medições indicam um aumento muito discreto de \tilde{C}_L no regime supercrítico, atingindo um máximo de 0,15, aproximadamente, na entrada do regime ultracrítico, e a partir de então uma tendência a diminuir. Os resultados de Schewe (1983) indicam valores de \tilde{C}_L não superiores a 0,05 no regime ultracrítico (figura 2.5(a)). Basu (1986) indica que um \tilde{C}_L de 0,12, aproximadamente, é um valor característico (médio) neste último regime.

2.3 Turbulência

A influência da turbulência nas pressões médias e flutuantes desenvolvidas em torno de cilindros circulares é bastante complexa. Não é de se surpreender, pois este fenômeno envolve a interação de dois tópicos difíceis da mecânica dos fluidos, escoamento em torno de corpos rombudos e turbulência propriamente dita.

Uma característica comum dos experimentos com cilindros circulares submetidos à escoamentos turbulentos é a tendência à transição, de um regime a outro, a números de Reynolds menores em relação à escoamentos suaves. Esta característica complica a interpretação dos coeficientes aerodinâmicos, pois uma variação da magnitude deste coeficiente pode apenas representar uma variação no Re .

Ao se caracterizar escoamentos turbulentos é necessária a definição de pelo menos dois parâmetros. O primeiro deles é a intensidade da componente longitudinal da turbulência, I_1 , definida pelo quociente entre o desvio padrão das flutuações da velocidade e uma velocidade média de referência, e o segundo é a macroescala da componente longitudinal da turbulência L_1 , que serve para avaliar as dimensões dos turbilhões. A macroescala varia de acordo com o terreno e a altura em consideração.

Fage e Falkner (Ribeiro, 1989) foram os primeiros a estudar estes efeitos, realizando estudos com vento suave e turbulento. Seus resultados indicam que $Re_{crit.}$ foi relativamente menor no caso de vento turbulento.

Segundo Armit (Ribeiro, 1989) seus resultados permitem afirmar que se a rugosidade superficial implicar $Re_k \geq 600$ ($Re_k = Re \times (k/d)$: número de Reynolds da rugosidade), a distribuição de velocidades será governada principalmente por Re_k , e o efeito da turbulência será pequeno. O efeito da turbulência ($\approx 0 < I_1 < 10,5\%$) seria diminuir $Re_{crit.}$ numa extensão limitada e diminuir $|c_{pm}|$. O módulo do valor do coeficiente de pressão de base, $|c_{pb}|$, praticamente não é afetado.

Os efeitos da turbulência no escoamento em torno de cilindros circulares podem ser divididos associando-os à razão macroescala longitudinal da turbulência em relação ao diâmetro do cilindro (L_1/d). Deste modo os efeitos estarão associados às maiores e menores escalas de comprimento. Pelo fato da turbulência atmosférica estar constituída por uma enorme gama de comprimentos, uma vez que as dimensões dos turbilhões gerados vão da

ordem da espessura da camada limite atmosférica até a ordem de grandeza do milímetro, é sugerida por Basu (1982) a seguinte divisão:

- quando a relação macroescala-diâmetro (L_1/d) é maior que aproximadamente 10, predominam os efeitos das maiores escalas;
- se a macroescala é da ordem da espessura da camada limite, separada ou não, naturalmente predominam os efeitos das menores escalas;
- quando a turbulência é de escala moderada, isto é, (L_1/d) próxima a 1, ela produz uma combinação dos efeitos associados às maiores e menores escalas.

No caso de turbulência com relação (L_1/d) grande, as flutuações da velocidade associadas à mesma são lentas em relação às flutuações na camada limite e na esteira do cilindro, de tal maneira que o escoamento em torno do mesmo percebe a turbulência como lentas variações no vetor velocidade média do vento. Em outras palavras, nas condições indicadas anteriormente, as flutuações longitudinais são percebidas como mudanças na magnitude da velocidade média e as flutuações laterais como alterações na direção do vento. Resulta então, que as maiores escalas da turbulência agem como moduladores da frequência de desprendimento de vórtices e das forças geradas por dito desprendimento.

Avaliando-se o espectro da força de sustentação indicado na figura 2.6 (Blessmann, 1998), podemos observar um pico bastante pronunciado em escoamento de baixa turbulência. Significa que a força de sustentação é praticamente harmônica. Entretanto, a largura de banda deste pico vai aumentando proporcionalmente à turbulência, ao mesmo tempo em que a altura do pico (energia) vai diminuindo. Portanto, quanto maior a turbulência do vento, mais baixo o pico e mais alargado o espectro, afetando assim uma gama maior de frequências. Consequentemente, variações da velocidade em torno da média (dentro de certos limites) não impedem o desprendimento de vórtices.

Os efeitos associados predominantemente às menores escalas de comprimento da turbulência são:

- promover ou antecipar as transições de regime;
- alterar a magnitude das pressões e das forças médias e flutuantes exercidas pelo escoamento no cilindro.

Para relações de (L_1/d) menores, as linhas do escoamento turbulento são distorcidas pela presença do corpo, onde certas componentes são amplificadas e outras atenuadas.

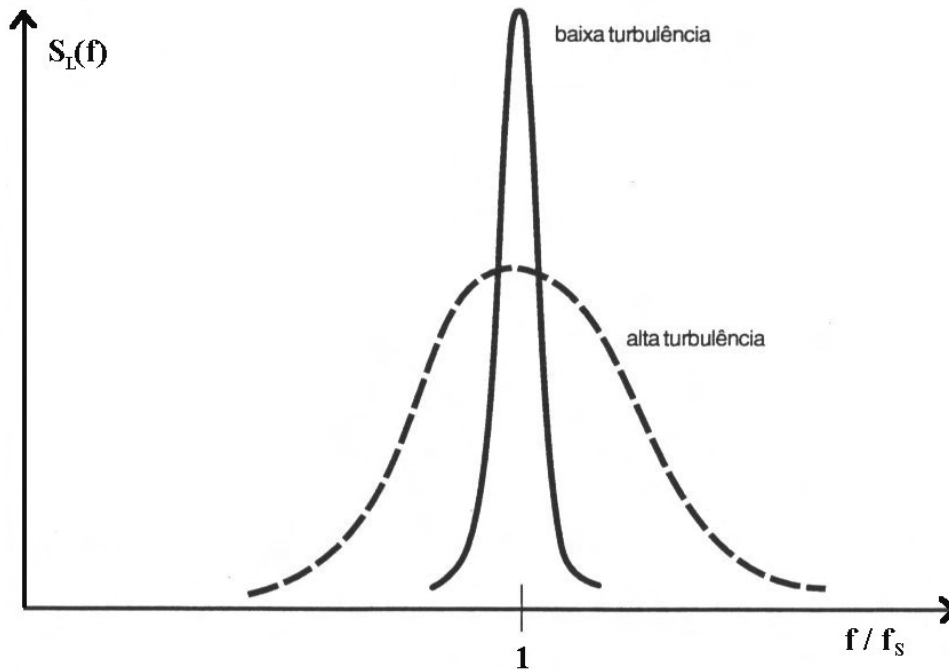


Figura 2.6 – Influência da turbulência no espectro das forças de sustentação (Blessmann, 1998).

Em escoamentos cuja escala da turbulência é pequena, as camadas mais próximas à superfície do cilindro são afetadas de maneira mais efetiva, influenciando assim na distribuição média e flutuante de pressões, além de antecipar a transição entre regimes a determinados números de Reynolds. Também é observado um acentuado aumento na magnitude do valor rms do coeficiente de sustentação, \tilde{C}_L (Basu, 1982).

De acordo com Zdravkovich (1990), o estado identificado por TrS (*transition around separation*), transição próxima à zona de separação, é o mais afetado pela turbulência. Este efeito da turbulência de promover ou antecipar a transição de regime é particularmente importante quando a transição do escoamento, de laminar a turbulento, se produz na camada limite separada ou no entorno da zona de separação. A turbulência atua de forma a destruir certos estados de transição e assim promove a antecipação de regimes.

Conforme exposto na seção 2.2, a principal característica do escoamento no regime subcrítico é o deslocamento da linha de transição na camada limite separada. Além disso, neste regime denominado por Zdravkovich (1990) de TrSL2, transição na camada limite

separada 2 (*transition in free shear layers 2*), C_a cresce de 1,0 para 1,2, e \tilde{C}_L de 0 para 0,4, aproximadamente. Também foi observado que para $2 \times 10^4 \leq Re \leq 10^5$ se produz um pequeno movimento adicional da linha de transição, o que faz com que os parâmetros aerodinâmicos permaneçam aproximadamente constantes. Este último regime é denominado por Zdravkovich (1990) de transição na camada limite separada 3, ou seja TrSL3. Segundo este mesmo autor, TrSL3 é pouco afetado pela turbulência, não sendo assim para o TrSL2, já que uma alta intensidade de turbulência, $I_1 \geq 10\%$, faz com que C_a alcance o valor de 1,2 para $Re = 2 \times 10^3$ e TrSL3 se desloca para $10^3 \leq Re \leq 10^4$. Isto implica que alta intensidade de turbulência pode eliminar o estado TrSL2, e deslocar o regime subcrítico, conforme a nomenclatura de Ribeiro, para $Re < 10^4$, antecipando a transição.

Nas figuras 2.7 e 2.8 (Cheung e Melbourne, 1983) são apresentadas as variações de C_a e \tilde{C}_L , em função do Re , e da intensidade da turbulência.

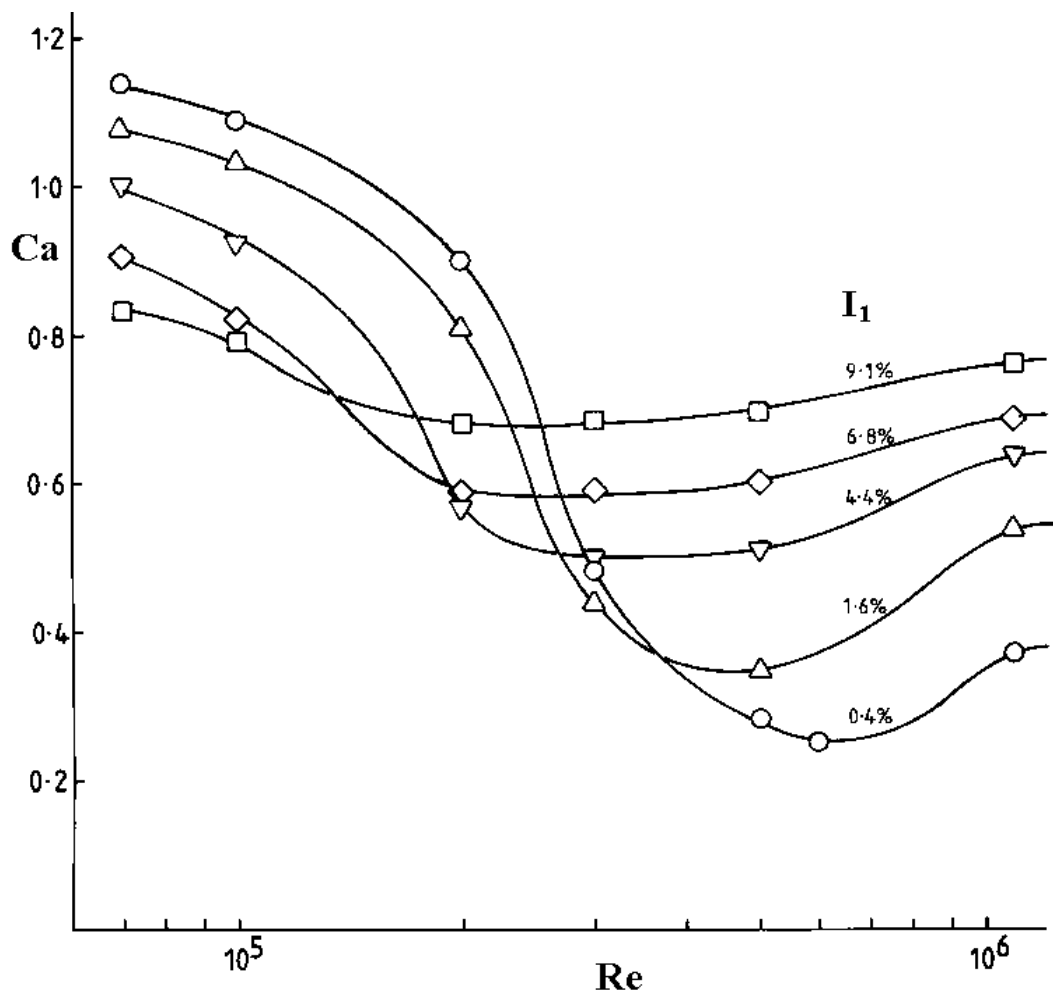


Figura 2.7 - Coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds e de diferentes intensidades da turbulência (Cheung e Melbourne, 1983).

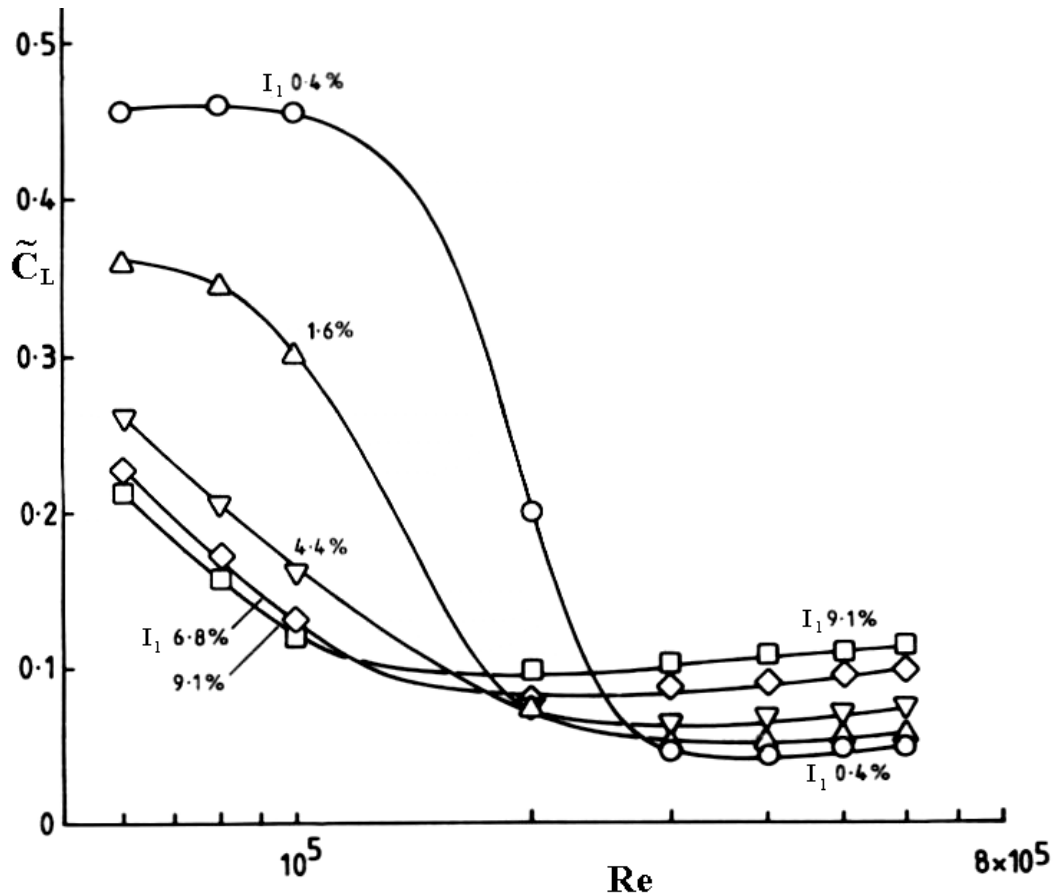


Figura 2.8 – Valor rms do coeficiente de sustentação em função do número de Reynolds e de diferentes intensidades da turbulência (Cheung e Melbourne, 1983).

À semelhança da rugosidade superficial (Zdravkovich, 1990), o efeito da turbulência no regime crítico é inibir a formação das borbulhas de separação, o que implica que o regime pré-crítico, segundo terminologia de Zdravkovich (1990), é seguido pelo supercrítico. Mais ainda, Zdravkovich (1990) propõe a hipótese de que intensidades de turbulência suficientemente elevadas poderiam destruir as borbulhas de separação fragmentadas que caracterizam o regime supercrítico, ou seja, o regime pré-crítico poderia ser seguido pelo ultracrítico. Estas últimas afirmações, significam que se teria desprendimento regular de vórtices para todos os valores de Reynolds.

Na figura 2.9 (Vickery, 1998) é mostrada a variação de \tilde{C}_L obtidos a partir de medições em protótipos (Vickery e Basu, 1984) no regime ultracrítico. Observa-se uma grande dependência de \tilde{C}_L em termos da intensidade da turbulência e da intensidade da turbulência modificada. Vickery (1998) propõe que \tilde{C}_L não é modificado pelas grandes

escalas da turbulência e sugere uma intensidade da turbulência modificada, I_1^* que exclui as grandes escalas da turbulência através da seguinte equação:

$$I_1^* = I_1 \left(\frac{d}{L_1} \right)^{1/3} \quad (2.6)$$

Portanto a variação de \tilde{C}_L em função de I_1^* é apresentada na figura 2.9, bem como em função de I_1 . A equação que descreve graficamente esta variação, ajustada a partir de medições em protótipos é a seguinte:

$$\tilde{C}_L = [0,15 + 0,55 I_1^*] - [0,09 + 0,55 I_1^*] \exp(-20 I_1^*)^3 \quad (2.7)$$

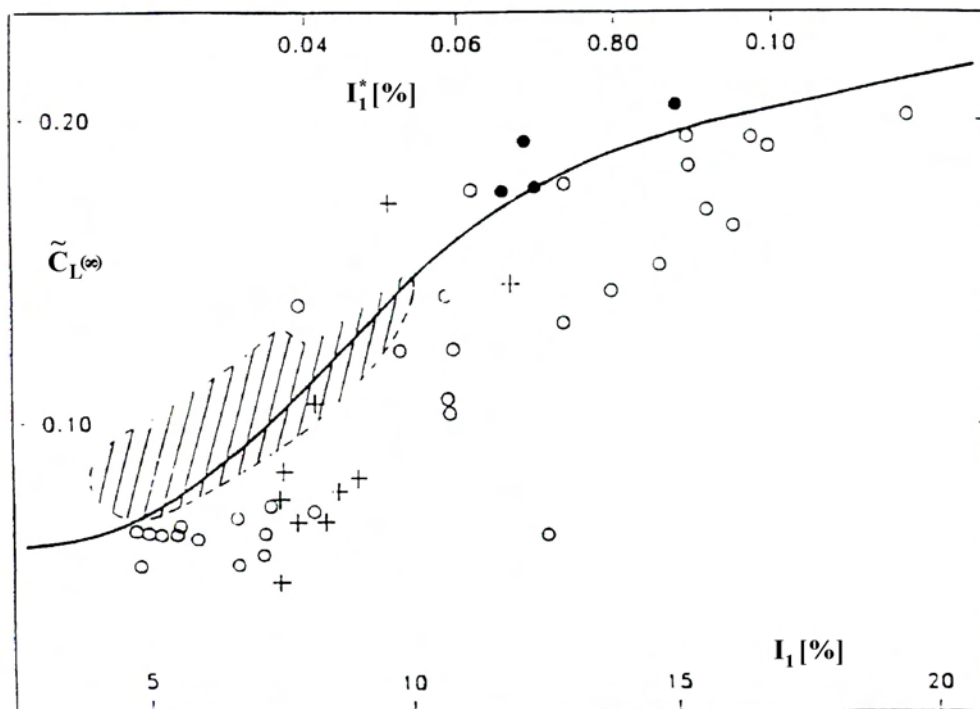


Figura 2.9 – Variação de \tilde{C}_L em função de I_1 e I_1^* (Vickery, 1998).

Os dados a partir dos quais a equação 2.7 foi ajustada, são oriundos de medições do espectro total, ou seja, que inclui as forças de sustentação devidas ao desprendimento de vórtices e à turbulência. A parcela de \tilde{C}_L relacionada ao desprendimento de vórtices corresponde a 75% dos valores apresentados na figura 2.9, aproximadamente.

Estes valores de \tilde{C}_L foram obtidos em condições bidimensionais, portanto devem ser corrigidos em função da esbeltez do cilindro segundo a expressão proposta por Vickery (1998):

$$\frac{\tilde{C}_L(I)}{\tilde{C}_L(\infty)} = \begin{cases} 0,4 & , I < 4 \\ 1,0 & , I > 25 \\ 0,4 + 0,33 \ln(I/4) & , 4 < I < 25 \end{cases} \quad (2.8)$$

A influência dos efeitos de tridimensionalidade será tratada na seção 2.5 com maior atenção.

2.4 Rugosidade superficial

O primeiro efeito observado sobre a influência da rugosidade superficial externa é o de antecipar a transição no regime subcrítico. De acordo com Basu (1986), excluindo-se a dependência de Re e os efeitos de tridimensionalidade, os fatores que exercem maior influência no valor dos coeficientes aerodinâmicos são a rugosidade superficial e a turbulência.

No regime subcrítico os parâmetros aerodinâmicos são pouco afetados pela rugosidade superficial. Entretanto, esta tem a propriedade de antecipar o regime crítico, descaracterizando-o, e gerar um C_a mais elevado nos regimes crítico, supercrítico e ultracrítico, conforme figura 2.10 (Ribeiro, 1989). Ao contrário dos efeitos da turbulência que afetam diretamente a camada limite e a camada separada, a rugosidade superficial afeta diretamente, de forma efetiva, apenas a camada limite, embora a região separada sofra alguma influência. Significa que a rugosidade superficial exerce menor influência nas camadas separadas $TrSL1$ e $TrSL2$, correspondendo a $Re < 10^4$, regime pré-crítico (Zdravkovich, 1990). Em concordância com o exposto por Zdravkovich (1990), Basu (1986) sugere que no regime subcrítico não é observada uma forte dependência do coeficiente de arrasto devido a variação da rugosidade superficial. O St subcrítico pode afastar-se ligeiramente do valor característico obtido para cilindro liso, tornando-se um pouco maior (Niemann e Hölscher, 1990).

A influência mais significativa da rugosidade superficial ocorre nas transições da camada limite, desde que a rugosidade possa ser tratada como um mecanismo que produz turbulência localizada. Fage e Warsap (Zdravkovich, 1990) registraram que mesmo uma pequena rugosidade superficial é capaz de antecipar a transição de regimes.

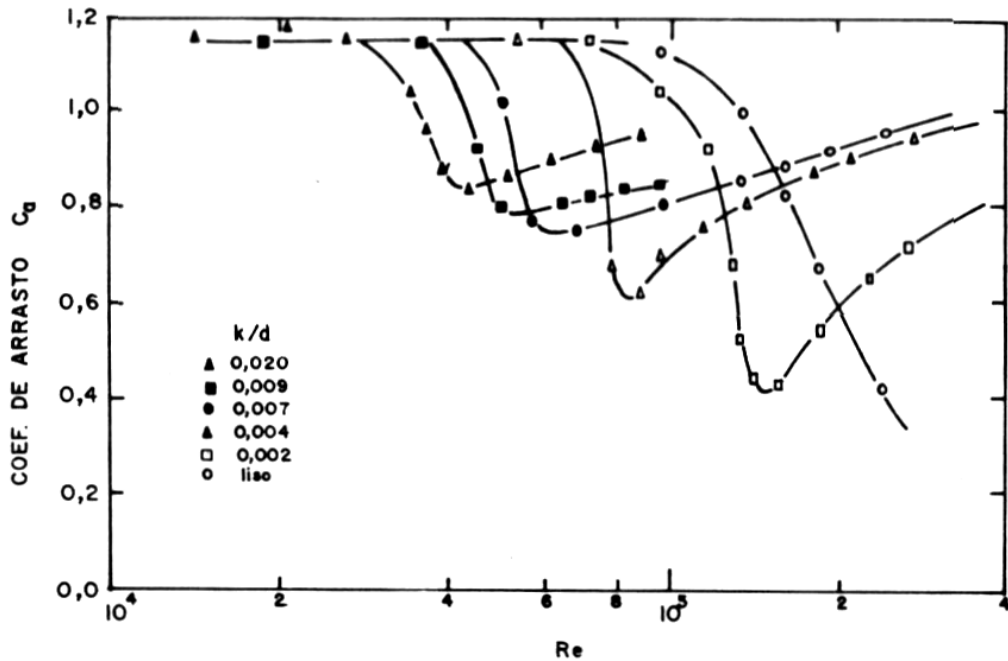


Figura 2.10 – Efeito da rugosidade superficial relativa (k/d) sobre o coeficiente de arrasto, Fage e Warsap (Ribeiro, 1989).

O regime crítico tem sua extensão reduzida, onde a separação é antecipada e laminar. A rugosidade superficial aparentemente tem o efeito de estabilizar as condições do escoamento. O St aumenta na região crítica até um valor máximo quando o $Re_{crit.}$ é atingido, de forma similar ao que ocorre com o cilindro liso, mas o valor máximo é diminuído consideravelmente com o aumento da rugosidade.

Quando o valor de C_a é mínimo, correspondente ao valor de $Re_{crit.}$, a observação da formação de duas borbulhas vale apenas para escoamento sobre cilindros nominalmente lisos. Este regime, crítico, é seguido pela ampla fragmentação das borbulhas que causam inibição no desprendimento de vórtices no regime supercrítico (Zdravkovich, 1990).

O efeito da rugosidade superficial no regime crítico é inibir a formação das borbulhas de separação e ainda descaracterizar os regimes TrS1 e TrS2, da nomenclatura adotada por Zdravkovich, 1990. Na figura 2.11 são apresentados alguns dos resultados obtidos por Buresti (1981). As curvas de C_a e St , mostram a dependência que estes parâmetros têm com Re e com a rugosidade relativa (k/d). Observar que na figura 2.11 (a) (Buresti, 1981), as linhas tracejadas nas curvas de St correspondem ao regime crítico, onde não foram identificados picos no espectro e portanto, St não pode ser medido.

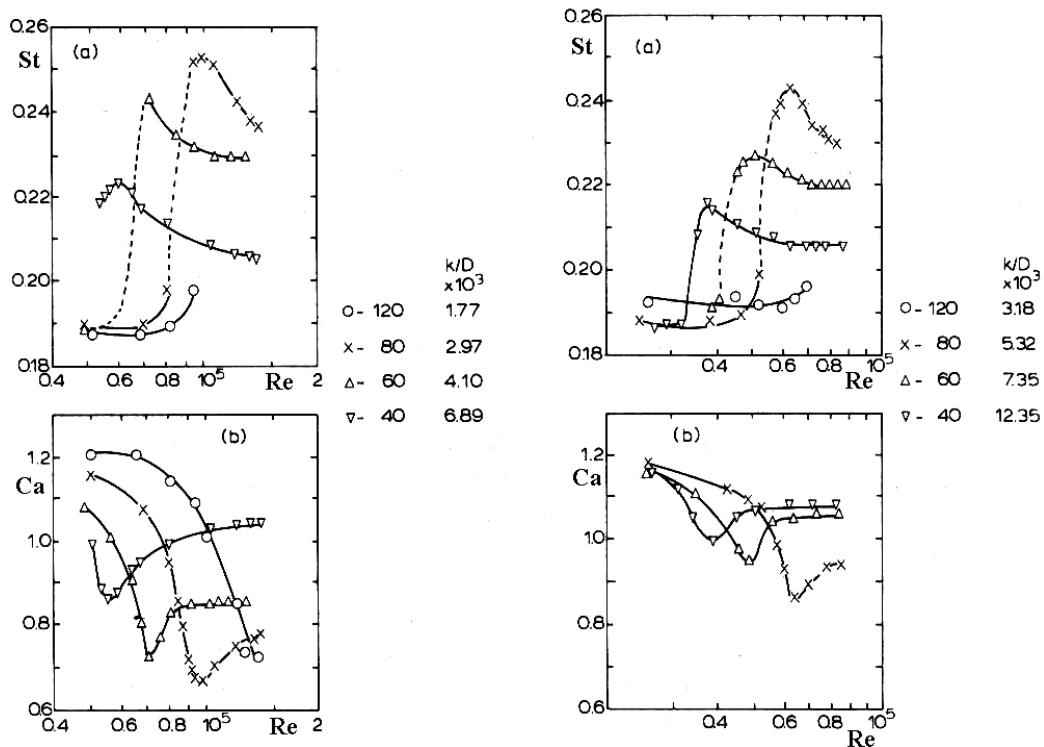


Figura 2.11 – (a) Número de Strouhal e (b) coeficiente de arrasto, em termos de (k/d) , em função do número de Reynolds. (Buresti, 1981).

Analisando-se a figura 2.11 (Buresti, 1981) pode ser visto que altos valores de St estão relacionados com baixos C_a , e deste modo o desprendimento de vórtices no regime supercrítico inicia com um valor consideravelmente elevado de St em relação ao valor no regime subcrítico. Portanto fica evidente que os valores de C_a e St nos regimes supercrítico e ultracrítico dependem da rugosidade relativa. Isto sugere que St no regime ultracrítico dos cilindros rugosos é menor que o dos lisos.

$Re_{crit.}$ decresce quando a rugosidade aumenta e, simultaneamente, o C_a mínimo associado com $Re_{crit.}$ aumenta. No regime ultracrítico o coeficiente de arrasto dos cilindros rugosos é tanto maior quanto maior seja a rugosidade relativa.

O regime crítico estreita-se rapidamente com o aumento da rugosidade superficial, eventualmente desaparecendo, indicando que nenhuma interrupção no desprendimento de vórtices é observada. Ocorre uma inesperada variação no valor de St .

De acordo com Buresti (1981) o desprendimento de vórtices após o regime crítico, para cilindros altamente rugosos, se apresenta intenso e melhor correlacionado em relação ao desprendimento no regime subcrítico.

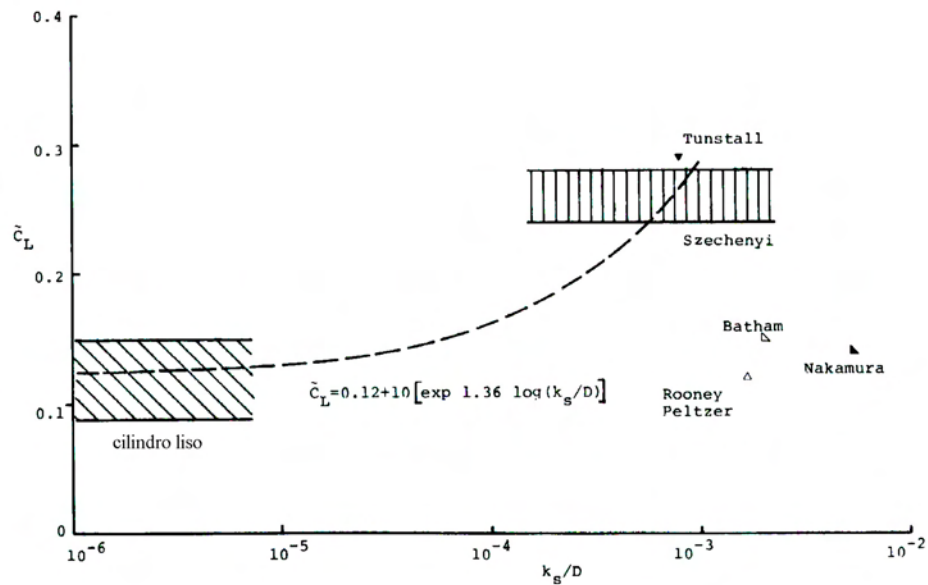


Figura 2.12 – Variação de \tilde{C}_L em termos da rugosidade superficial no regime ultracrítico (Basu, 1985).

Os valores de \tilde{C}_L quando comparados aos de C_a e de St , medidos em função da rugosidade superficial a diferentes Re , não são bem determinados, apresentando uma considerável dispersão em todos os regimes (Basu, 1986). Basu (1986), conclui ainda que qualitativamente ao comportamento de C_a , o \tilde{C}_L , para cilindro circular nominalmente liso, sofre uma drástica redução ao atingir $Re_{crit.}$, passando de valores em torno de 0,5 para 0,05.

A maioria das medições disponíveis de \tilde{C}_L sugerem sua dependência, em termos de rugosidade superficial, no regime ultracrítico. A figura 2.12 mostra a variação de \tilde{C}_L em termos da rugosidade superficial, no regime ultracrítico.

Basu (1985) sugere a seguinte expressão para a determinação de \tilde{C}_L no regime ultracrítico:

$$\tilde{C}_L = 0,12 + 10 \exp[1,36 \log(k_s/d)] \quad (2.9)$$

Na equação 2.9, a valores de $(k_s/d) < 10^{-5}$, o cilindro é considerado como nominalmente liso.

Achenbach e Heinecke (Zdravkovich, 1990) não observaram borbulhas de separação para rugosidade relativa $k/d > 3 \times 10^{-3}$. O regime supercrítico caracterizado pelo desprendimento irregular de vórtices, no caso de cilindros circulares lisos, reduz

gradativamente sua extensão até que desaparece para $k/d > 10^{-2}$, e com isto o desprendimento regular de vórtices persiste para toda a gama de Reynolds. Isto significa que o regime pré-crítico (Zdravkovich, 1990), caracterizado pela redução de C_a e \tilde{C}_L , mas com desprendimento regular de vórtices, é seguido pelo regime ultracrítico.

Buresti (1981) sugere que não é possível definir um grau de rugosidade superficial representado por um único parâmetro sem considerar a forma e a distribuição desta rugosidade.

Niemann e Hölscher (1990) citam que a maior dificuldade é quantificar a efetividade aerodinâmica de uma dada rugosidade, pois pode ser classificada, brevemente, em três tipos: rugosidade uniforme e densa, rugosidade com variação aleatória de tamanho, forma e distância entre elementos e por fim, rugosidade discreta (fios dispostos segundo a geratriz do cilindro). No entanto Achenbach e Heinecke (Niemann e Hölscher, 1990) propõe a relação entre rugosidade superficial, em termos da rugosidade equivalente do grão de areia, k_s/d , e o $Re_{crit.}$, dada por:

$$Re_{crit} = \frac{6000}{(k_s/d)^{1/2}} \quad (2.10)$$

Esta aproximação parece razoável, embora não se aplique a toda gama de k_s/d .

2.5 Efeitos de Tridimensionalidade

A grande maioria dos dados sobre coeficientes aerodinâmicos é obtida através de experimentos nos quais o cilindro se estende sobre toda a largura, ou altura, do túnel de vento, ou ainda em cilindros dotados de placas terminais. Sob estas condições a magnitude dos coeficientes é essencialmente constante sobre toda a extensão do cilindro.

Quando o cilindro tem um extremo livre o escoamento é perturbado afetando consideravelmente a magnitude dos coeficientes de arrasto. Em outras palavras, o topo do cilindro finito introduz efeitos de tridimensionalidade no escoamento, uma vez que o mesmo escapa pelo topo e pelas laterais. A intensidade com a qual estes efeitos ocorrem depende da diferença de pressão existente entre as faces de barlavento e de sotavento do cilindro. Deste

escoamento próximo à borda livre e às laterais do cilindro, são gerados dois vórtices estacionários a uma distância vertical de aproximadamente meio diâmetro do topo (Niemann e Hölscher, 1990).

A introdução desta vorticidade no topo do cilindro (Basu, 1986), causa uma grande redução nos coeficientes de pressão de base (aumento em valor absoluto), resultando num elevado coeficiente de arrasto local.

Entretanto, de acordo com Fox et al. (1993), na região abaixo do topo em que os efeitos da vorticidade acima mencionada são produzidos, a introdução adicional do escoamento oriundo da extremidade do cilindro reduz em valor absoluto a pressão de base provocando uma queda local do coeficiente de arrasto médio. Estes efeitos podem ser detectados a uma distância de 20 diâmetros desde a extremidade livre, conforme indicado na figura 2.13 (a). O efeito global desta vorticidade é a redução no coeficiente de arrasto médio (média ao longo do cilindro). Esta redução é tanto maior, quanto menor a esbeltez do cilindro. A figura 2.13 (b) mostra que o valor rms do coeficiente de sustentação é afetado a uma distância a partir do topo de até $15d$.

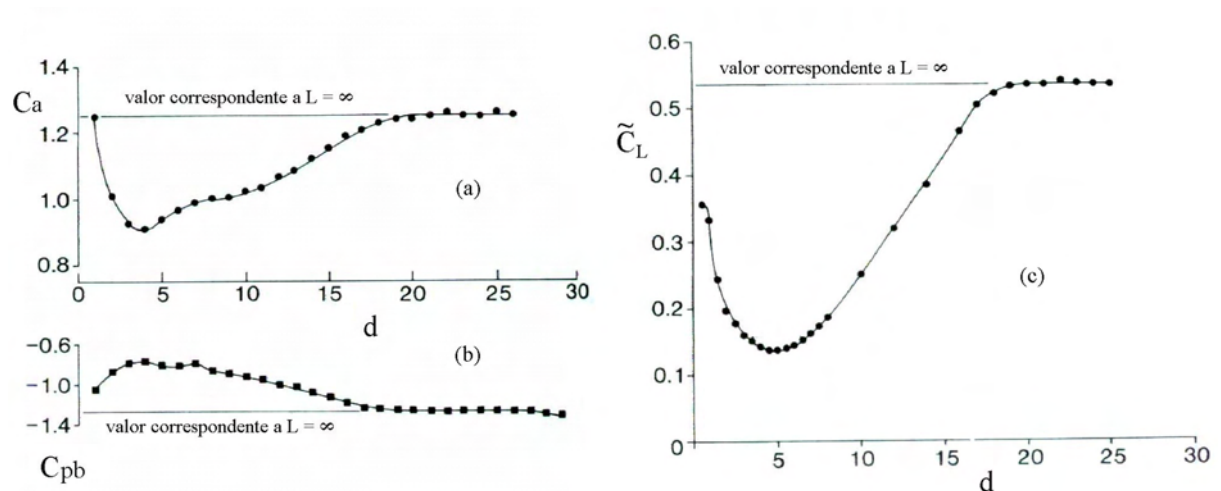


Figura 2.13 – Variação de (a) C_a , (b) c_{pb} e (c) \tilde{C}_L em função da distância medida a partir do topo em diâmetros, $Re = 4,4 \cdot 10^4$. (Fox et al., 1993).

Fox et al. (1993) observaram que a linha de separação de um cilindro circular finito se desloca mais à sotavento a uma distância a partir do extremo livre de até $2d$. Estes autores revelam ainda que o desprendimento de vórtices na região perturbada pelo extremo livre do cilindro circular é caracterizado pela presença de diversas “células” de desprendimento de

vórtices, onde em cada uma das células a frequência de desprendimento é constante, conforme mostrado na figura 2.14.

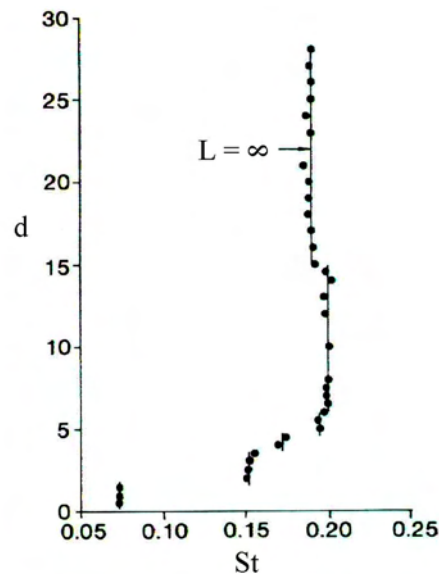


Figura 2.14 – Variação de St em função da distância medida a partir do topo em diâmetros, $Re = 4,4,10^4$. (Fox et al., 1993).

Na figura 2.15 são apresentados registros da variação do coeficiente de arrasto local com a altura obtidos por Gould et al. (1968) e Okamoto e Yagita (1973). Em ambos os registros esta variação é fornecida para diferentes esbeltezes, $I = h/d$, em escoamento uniforme e suave a diferentes Re .

A distribuição do coeficiente de sustentação flutuante, \tilde{C}_L , ao longo de cilindros de esbeltez finita, é qualitativamente semelhante à do C_a (vide figura 2.15), como sugerem os registros de \tilde{C}_L obtidos por Osborne (1981) para valores de Re no regime subcrítico, em um escoamento uniforme e suave (vide figura 2.16, Basu, 1986). Afastando-se da região do topo, à semelhança dos C_a , os St locais também permanecem estáveis. Entretanto, a magnitude destes números de Strouhal é menor que a correspondente a condições bidimensionais. Esta redução é tanto maior quanto menor seja a esbeltez (Okamoto e Yagita, 1973).

Na direção do topo, acompanhando as mudanças dos C_a locais (vide figura 2.15) o St diminui, de acordo com um padrão “celular”, ou seja, com trechos onde a frequência de desprendimento de vórtices é constante. Definitivamente na proximidade do topo a uma distância não maior que um diâmetro do mesmo, o desprendimento de vórtices não é regular (Buresti, 1998).

Entretanto, Ayoub e Karamcheti (1982) estudaram cilindros circulares com esbeltez $I=12$ em escoamento uniforme e suave a Re subcríticos e observaram que existe desprendimento de vórtices consistente, que ocorre numa única frequência e que se estende a uma distância a partir do topo de até $d/3$, aproximadamente. Observaram ainda que, geralmente, o regime de desprendimento de vórtices na região do topo corresponde a um Re menor que o nominal. Portanto, o desprendimento de vórtices no regime subcrítico pode existir na região do topo, mesmo que o escoamento em regime supercrítico ocorra na maior parte do cilindro.

No caso de cilindros de baixa esbeltez, $I < 6$, os efeitos do topo alteram o escoamento em toda a extensão do cilindro, o que produz uma significativa redução no C_a médio, e desprendimento de vórtices com pouca ou nenhuma regularidade (Paluch, 1999).

Usando o mesmo argumento de que a intensidade dos efeitos de topo depende da diferença de pressão existente a barlavento e sotavento no cilindro, Basu (1986) sugere que estes efeitos são mais rigorosos no regime subcrítico que no ultracrítico. Entretanto, Niemann e Hölscher (1990) afirmam o contrário.

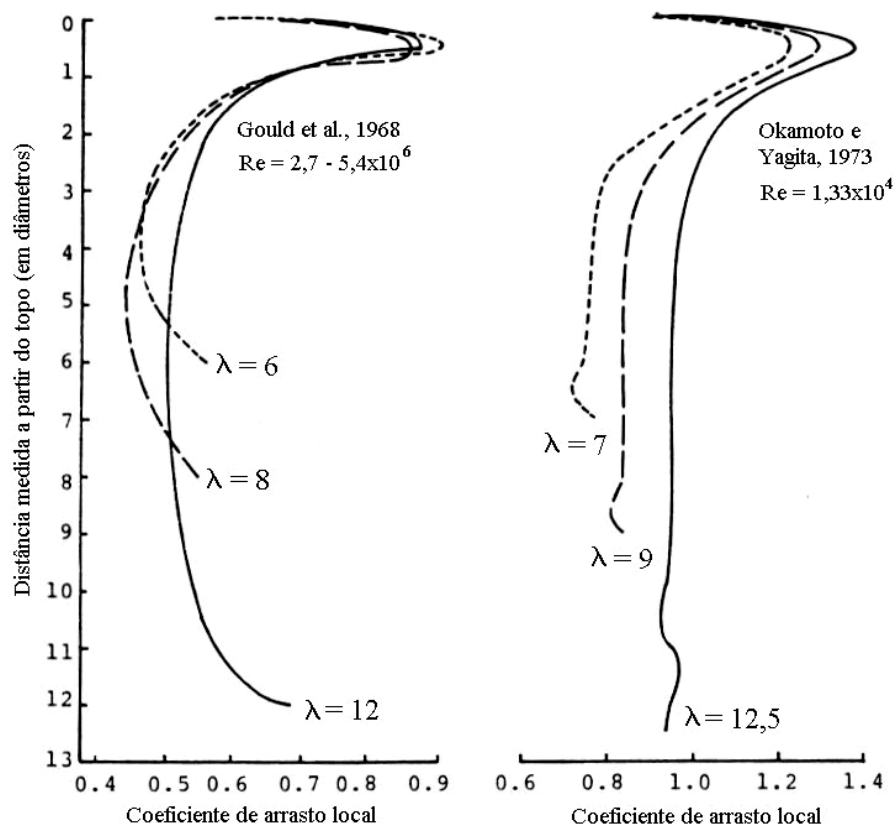


Figura 2.15 - C_a local em função da distância medida a partir do topo, em diâmetros, para diferentes esbeltezes (Basu, 1986).

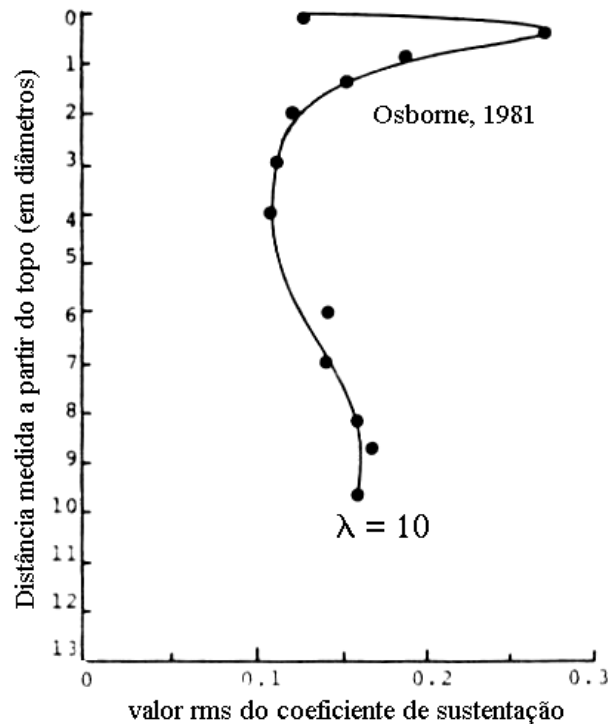


Figura 2.16 – Variação local do \tilde{C}_L com a altura da torre (Basu 1986).

2.6 Interação fluido-estrutura

Quando a frequência de desprendimento de vórtices, f_s , está próxima da frequência natural da estrutura, f_n , vibrações transversais importantes podem ser produzidas. Máximas amplitudes são tipicamente observadas para $5,5 < V_r < 6,5$, ainda que importantes vibrações aconteçam no intervalo $4,75 < V_r < 8$ (Vickery e Basu, 1983a). Para valores suficientemente baixos de Sc , e no intervalo de $5,5 < V_r < 6,5$, se produzem grandes amplitudes de vibração.

O movimento do cilindro exerce algum controle sobre o desprendimento de vórtices, de modo que são observadas oscilações também para velocidades na vizinhança de V_{cr} , principalmente para velocidades maiores que esta. Este fenômeno conhecido pelo nome de captura ou sincronização (*lock-in*) ocorre quando a velocidade do escoamento aumenta ou diminui, de modo que a frequência de desprendimento de um par de vórtices, f_s , aproxima-se de f_n (sem atingí-la), e o cilindro oscila, os vórtices passam a se desprender com a frequência f_n , numa aparente violação da relação de Strouhal. Este fenômeno acontece numa relativamente extensa gama de velocidades, conforme indica a figura 2.17.

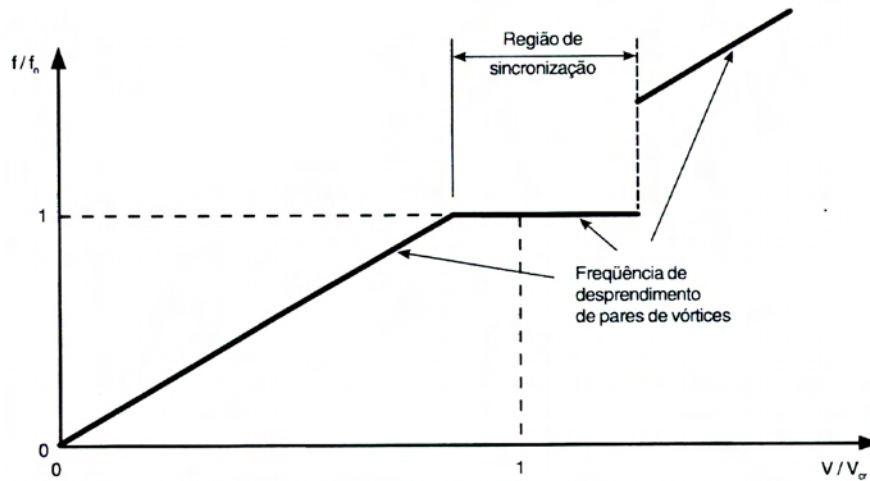


Figura 2.17 – Sincronização ou captura de vórtices (Blessmann, 1998).

Os principais efeitos causados pelo movimento do cilindro são os seguintes (Blessmann, 1998):

- aumento da energia contida nos vórtices;
- melhora a correlação das forças de sustentação ao longo do eixo do cilindro;
- aumenta a força de arrasto;
- ocasiona o efeito de captura.

Nos ensaios realizados com cilindros circulares rugosos, no regime ultracrítico, (Ribeiro, 1989) o comprimento de correlação longitudinal das forças de sustentação variou entre 3 e 4 diâmetros, de acordo com o tipo de rugosidade. Estes valores refletem uma boa organização longitudinal do desprendimento de vórtices. A introdução da turbulência desorganizou o desprendimento de vórtices em relação ao escoamento suave, entretanto a presença de vórtices de Kármán fortes ainda foi evidente.

Os resultados obtidos por Whitbread (Blessmann, 1998) a partir de ensaios realizados com um cilindro circular e um tronco de cone, em escoamento turbulento no regime subcrítico, mostraram que o movimento da estrutura parece ter menor influência no desprendimento dos vórtices numa estrutura tronco-cônica do que em uma cilíndrica circular. A figura 2.18 (Blessmann, 1998) mostra a influência da variação da seção transversal nas oscilações.

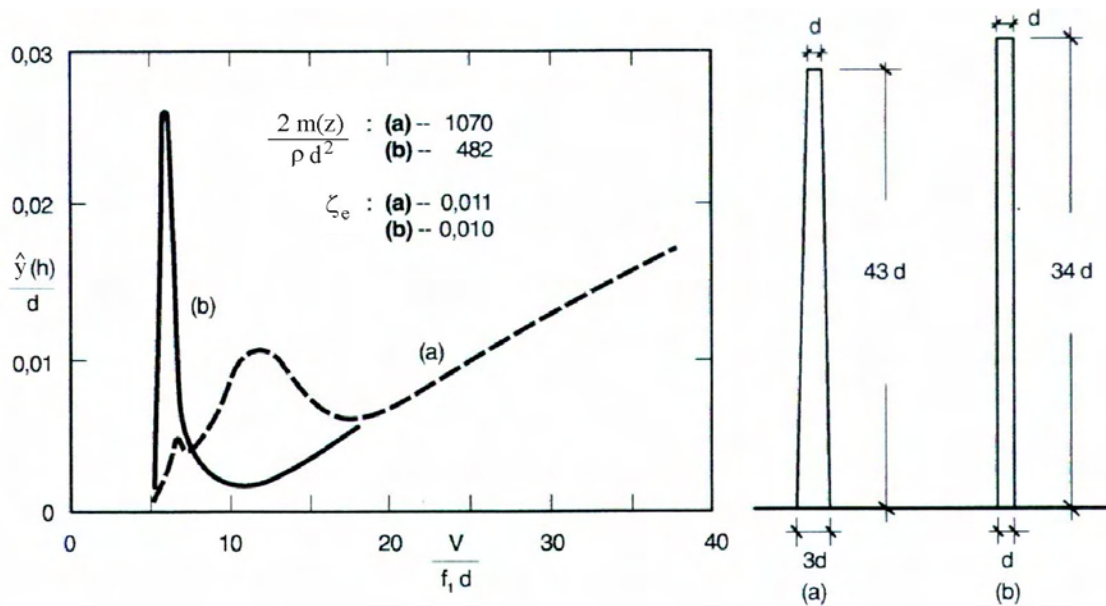


Figura 2.18 – Influência da variação da seção transversal nas oscilações (Blessmann, 1998).

Medições realizadas por Feng (1968) (Vickery e Basu, 1983a) podem ser utilizadas para examinar a natureza das forças flutuantes de sustentação na região de sincronização. A figura 2.19 mostra registros experimentais que indicam a região de captura em termos da velocidade reduzida.

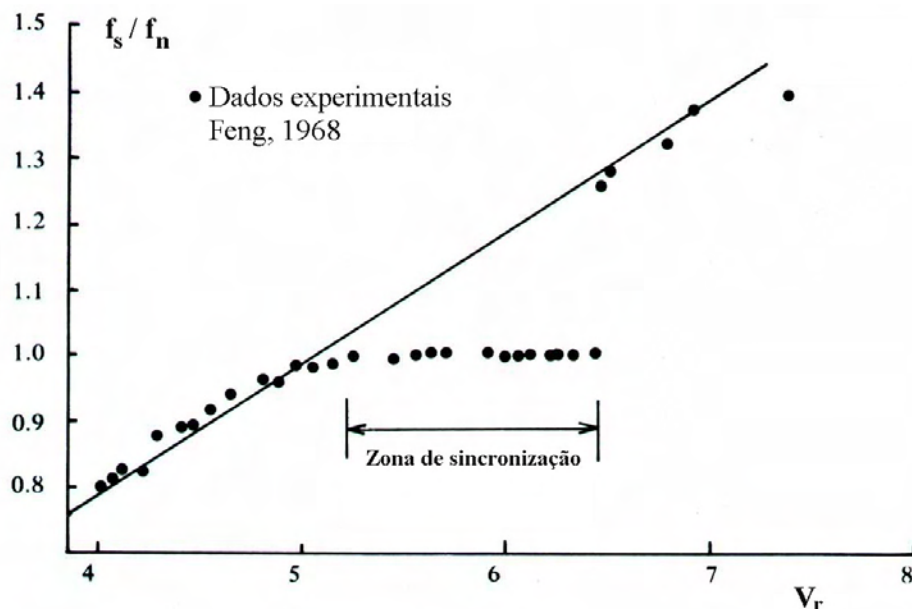


Figura 2.19 – Região de sincronização em termos da velocidade reduzida a partir de dados experimentais (Vickery e Basu, 1983a).

Estas características são incorporadas aos modelos teóricos de um grau de liberdade para a determinação da resposta transversal, através do termo de amortecimento aerodinâmico negativo (Vickery e Basu, 1983a).

3 Modelos Matemáticos

3.1 Introdução

Os modelos teóricos disponíveis para determinar a resposta transversal por desprendimento de vórtices têm caráter fundamentalmente empírico. Estes procedimentos empregam diversas técnicas para reproduzir as forças do escoamento na estrutura e aquelas oriundas da interação fluido-estrutura.

Estes modelos matemáticos podem ser classificados, segundo Paluch (1999), nas seguintes categorias:

- **modelos de esteira osciladora:** sugerem que a esteira interage com o movimento do corpo como se fora um oscilador periódico não linear.
- **modelos de um grau de liberdade:** baseados na idéia do amortecimento aerodinâmico negativo. Ainda dentro desta categoria podem ser incluídos os **modelos do comprimento de correlação**, modelos de Ruscheweyh (1994) e Processo da Norma Brasileira (Blessmann, 1998).

Os modelos matemáticos utilizados neste estudo foram o modelo de Vickery e Basu (1983a) e Vickery e Basu (1983c), os quais são descritos a seguir.

3.2 Modelos de um grau de liberdade

Na categoria de modelos de um grau de liberdade encontram-se os modelos de Vickery e Clark (1972), de Vickery e Basu (1983a), e o modelo simplificado de Vickery e Basu (1983c). Estes modelos são utilizados como base de muitos procedimentos normativos, como por exemplo a Norma Canadense NBC (1985).

3.2.1 Modelo de Vickery e Clark

O modelo de Vickery e Clark (1972) é uma aplicação simplificada do método de análise modal de estruturas submetidas à excitações aleatórias estacionárias. Este modelo não considera a interação fluido-estrutura e portanto é aplicável na zona de vibrações forçadas, na qual a amplitude de vibração não supera 1% do diâmetro da estrutura, aproximadamente.

O fato de que a maioria das estruturas esbeltas e altas têm suas frequências naturais de vibração suficientemente definidas e separadas, além de baixos valores de amortecimento estrutural, implica que o acoplamento entre os modos de vibração é pequeno ou inexistente. Estes fatores indicam que o uso da técnica de análise modal é adequado. A base do método de análise modal consiste em admitir que a resposta total da estrutura pode ser calculada através da soma das respostas obtidas separadamente em cada modo de vibração da estrutura, ou seja:

$$y(z,t) = \sum_{i=1}^n a_i(t) \mathbf{j}_i(z) \quad (3.1)$$

Onde: $y(z,t)$: deslocamento transversal na cota z , no instante de tempo t ;

$a_i(t)$: coeficiente modal para o modo i ;

$\mathbf{j}_i(z)$: forma modal para o modo i .

Na determinação da resposta de estruturas como chaminés e torres, raramente haverá contribuições significativas dos modos de vibração superiores ao primeiro e segundo.

Admitindo que o vento possa ser representado em termos estatísticos, assim como as forças e a resposta, a teoria de vibrações aleatórias pode ser aplicada. Portanto, a equação (3.1) pode ser rescrita em termos estatísticos:

$$\mathbf{s}_y^2(z) = \sum_{i=1}^n \mathbf{s}_{yi}^2 \mathbf{j}_i^2(z) \quad (3.2)$$

Onde: $\mathbf{s}_y^2(z)$: é a variância da resposta ao longo da cota z ;

\mathbf{s}_{yi}^2 : é a variância da resposta modal para o modo i .

A resposta calculada para cada modo de vibração é obtida considerando as seguintes hipóteses:

1) O espectro das forças de sustentação por unidade de comprimento, geradas pelo desprendimento de vórtices fornece valores adequados sob uma gama de frequências $f_s \pm B f_s$. Estas forças, geradas pelo desprendimento de vórtices, podem ser modeladas como forças aleatórias de banda estreita com distribuição Gaussiana. Portanto, o espectro da força de sustentação $L(z,t)$, por unidade de comprimento pode ser escrito como:

$$\frac{f S_L(f)}{\mathbf{s}_L^2} = \frac{f / f_s}{B \sqrt{\mathbf{p}}} \exp \left[- \left(\frac{1 - f / f_s}{B} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

Onde: $S_L(f)$: espectro de $L(z, t)$;

$\mathbf{s}_L = \tilde{C}_L \frac{1}{2} \mathbf{r} V^2 d$: valor rms da força de sustentação por unidade de

comprimento;

\tilde{C}_L : valor rms do coeficiente de sustentação;

B : parâmetro de largura de banda do espectro $B = 0,10 + 2I_1$;

$f_s = \frac{StV}{d}$: frequência de desprendimento de um par de vórtices.

2) No item anterior é definido o espectro das forças geradas pelo desprendimento de vórtices numa seção transversal particular, sendo também necessária a definição da relação entre espectros em duas seções transversais distintas. O espectro cruzado, $C_0(z_1, z_2, f)$, das forças geradas pelo desprendimento de vórtices nas cotas z_1 e z_2 é definido por:

$$C_0(z_1, z_2, f) = R(z_1, z_2) \sqrt{S_L(z_1, f) S_L(z_2, f)} \quad (3.4)$$

Onde o coeficiente de correlação cruzada normalizado $R(z_1, z_2)$ é dado por:

$$R(z_1, z_2) = \cos \left(\frac{2r}{3} \right) \exp \left[- \left(\frac{r}{3} \right)^2 \right] \quad (3.5)$$

$$r = \frac{2|z_1 - z_2|}{d(z_1) + d(z_2)} \quad (3.6)$$

O comprimento de correlação l correspondente à integração da equação 3.5 é aproximadamente igual a 1, ou seja, uma vez o diâmetro.

Portanto, o espectro da força modal $S_{L_i}(f)$ será:

$$S_{L_i}(f) = \int_0^h \int_0^h \sqrt{S_L(z_1, f) S_L(z_2, f)} R(z_1, z_2) \mathbf{j}_i(z_1) \mathbf{j}_i(z_2) dz_1 dz_2 \quad (3.7)$$

A variância da resposta modal i será:

$$\mathbf{s}_{yi}^2 \cong \frac{S_{L_i}(f_i)}{(4\mathbf{p}f_i)^3 M_i^2 \mathbf{z}_{ei}} \quad (3.8)$$

Onde: $S_{L_i}(f_i)$: densidade espectral da força modal na frequência natural f_i ;

f_i : frequência natural, correspondente ao modo i ;

$M_i = \int_0^h m(z) \mathbf{j}_i^2(z)$: massa generalizada, correspondente ao modo i ;

$m(z)$: massa por unidade de comprimento;

\mathbf{z}_{ei} : razão de amortecimento estrutural crítico correspondente ao modo i ;

h : altura da torre.

3.2.2 Modelo de Vickery e Basu

O modelo de Vickery e Basu (1983a) também baseia-se no uso da técnica de análise modal de estruturas submetidas à excitações aleatórias estacionárias. As principais hipóteses deste modelo incluem as hipóteses 1) e 2) do modelo de Vickery e Clark que são adicionadas às seguintes:

3) As forças que agem sobre um corpo estacionário não são afetadas pelo movimento, ou seja, as forças geradas pelo desprendimento de vórtices em 1) e 2) não são afetadas pelo movimento do cilindro.

4) As forças geradas pelo movimento não estão correlacionadas com as produzidas pelo desprendimento de vórtices.

5) As forças geradas pelo movimento podem ser representadas por uma força de sustentação por unidade de comprimento que tem duas parcelas: uma em fase com o deslocamento, e a outra, em fase com a velocidade da estrutura.

6) Scruton (1963) propôs que os efeitos aeroelásticos, ou seja, a influência do movimento da estrutura nas forças aerodinâmicas, são fortemente influenciados pela amplitude do movimento, que por sua vez depende de uma força de amortecimento aerodinâmico. A força de amortecimento $F_{aero}(z,t)$ por unidade de comprimento pode ser escrita como:

$$F_{aero}(z,t) = -4\rho f_n r d^2 K_a \dot{y}(z,t) \quad (3.9)$$

Onde: f_n : frequência fundamental da estrutura;

K_a : parâmetro de amortecimento aerodinâmico;

$\dot{y}(z,t)$: velocidade transversal na cota z , no instante de tempo t .

O parâmetro de amortecimento aerodinâmico pode ser escrito como:

$$K_a = K_{ao} \left[1 - \left(\frac{\mathbf{s}_y(z)}{\mathbf{s}_{lim}(z)} \right)^2 \right] \quad (3.10)$$

Onde: K_{ao} : valor de K_a para pequenas amplitudes $\mathbf{s}_y(z) \rightarrow 0$;

$\mathbf{s}_y(z)$: valor rms ou desvio padrão do deslocamento na cota z ;

$\mathbf{s}_{lim}(z) = cd$: valor rms de um deslocamento máximo ou limite;

c : constante numérica ($c \cong 0,4$).

Observa-se que a força de amortecimento aerodinâmico é uma função não linear e autolimitada do deslocamento, ou seja, quando $\mathbf{s}_y(z)$ tende a $\mathbf{s}_{lim}(z)$ a força tende a zero.

Para a resposta devida ao desprendimento de vórtices o valor de K_a próximo de $f_n = f_s$ pode ser calculado por:

$$K_a = \frac{V/V_{cr}}{10} - K_{ao}^* \frac{(V/V_{cr})^2}{1+6I_1} \exp \left\{ - \left(\frac{6((V/V_{cr})-1)}{1+6I_1} \right)^2 \right\} \quad (3.11)$$

$$\text{Onde: } V_{cr} = \frac{f_n d}{St};$$

I_1 : intensidade da componente longitudinal da turbulência;

$K_{ao}^* = 1,2$: valor de K_{ao} referente a escoamento suave.

Na figura 3.1 é mostrada a variação de K_a em termos de V/V_{cr} para diferentes intensidades da turbulência, fornecida pela equação (3.11).

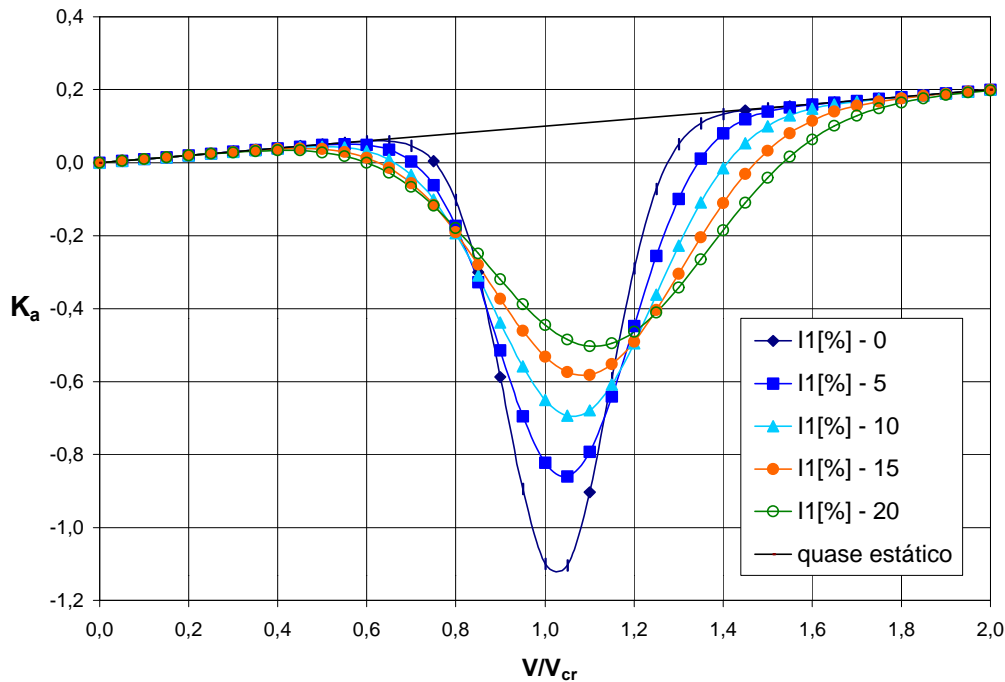


Figura 3.1 – Variação de K_a em termos de V/V_{cr} para diferentes intensidades da turbulência (Vickery, 1998).

O parâmetro de amortecimento aerodinâmico pode ser escrito como:

$$K_a = K_{ao} \left[1 - \left(\frac{\mathbf{s}_y(z)}{\mathbf{s}_{lim}(z)} \right)^2 \right] = + \frac{m_e \mathbf{z}_{aero}}{r d^2} \quad (3.12)$$

Geralmente K_a é função da amplitude de vibração mas pode ser considerado como aproximadamente constante para amplitudes normalizadas y/d não maiores que 0,2, aproximadamente (Vickery e Basu, 1983a). O parâmetro de amortecimento K_{ao} , em pequenas amplitudes, em condições bidimensionais, depende do número de Reynolds, da intensidade da turbulência e da relação V/V_{cr} .

Na figura 3.2 é mostrada a variação de $K_{ao\ máx}$ em função de Re , baseada em dados experimentais. Observa-se um comportamento qualitativamente semelhante ao da variação de C_a e de \tilde{C}_L também em função de Re .

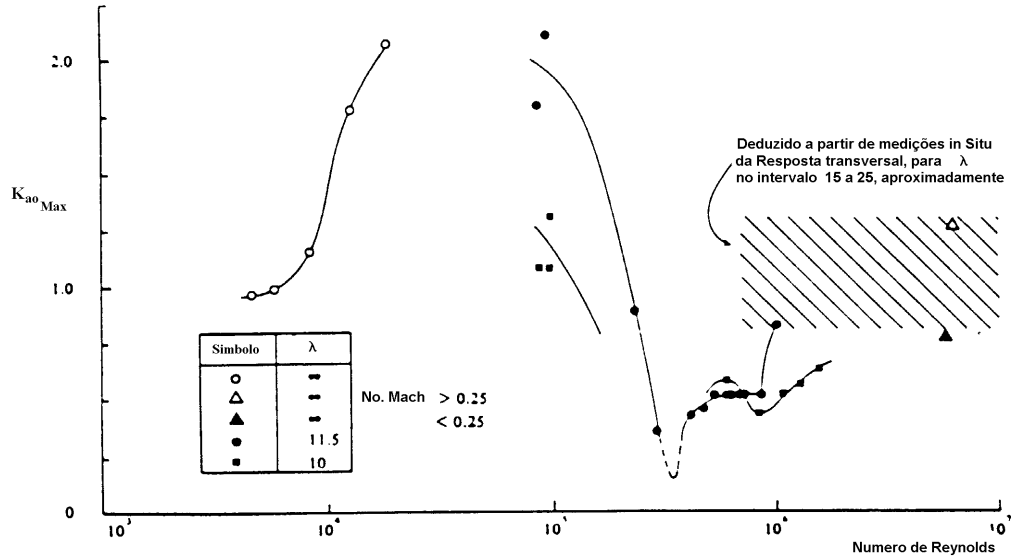


Figura 3.2 - Variação de $K_{ao\ máx}$ em função do número de Reynolds (Vickery e Basu, 1983b).

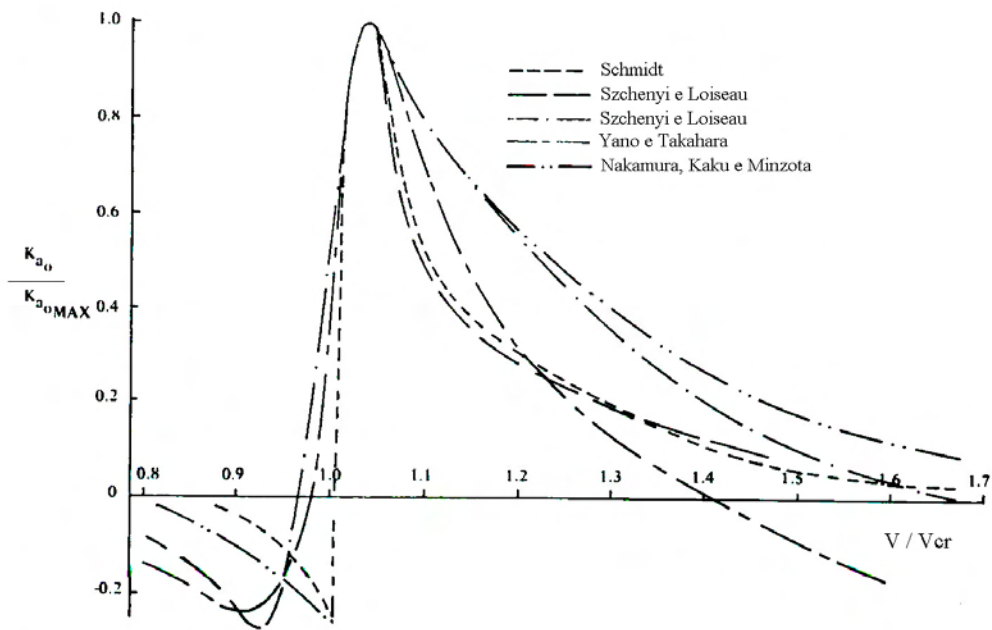


Figura 3.3- Variação de $K_{ao} / K_{ao\ máx}$ em função de V / V_{cr} (Vickery e Basu, 1983a).

Na figura 3.3 é mostrada a variação de $K_{ao} / K_{ao\ máx}$ em função de V / V_{cr} , a partir de ensaios realizados por diversos autores e compilados por Vickery. Registra-se a ocorrência de valores negativos do amortecimento aerodinâmico em torno de $V / V_{cr} = 1$.

A figura 3.4 mostra a variação de $K_{ao} / K_{ao\text{máx}}$, em termos da intensidade da turbulência, novamente em função de V / V_{cr} .

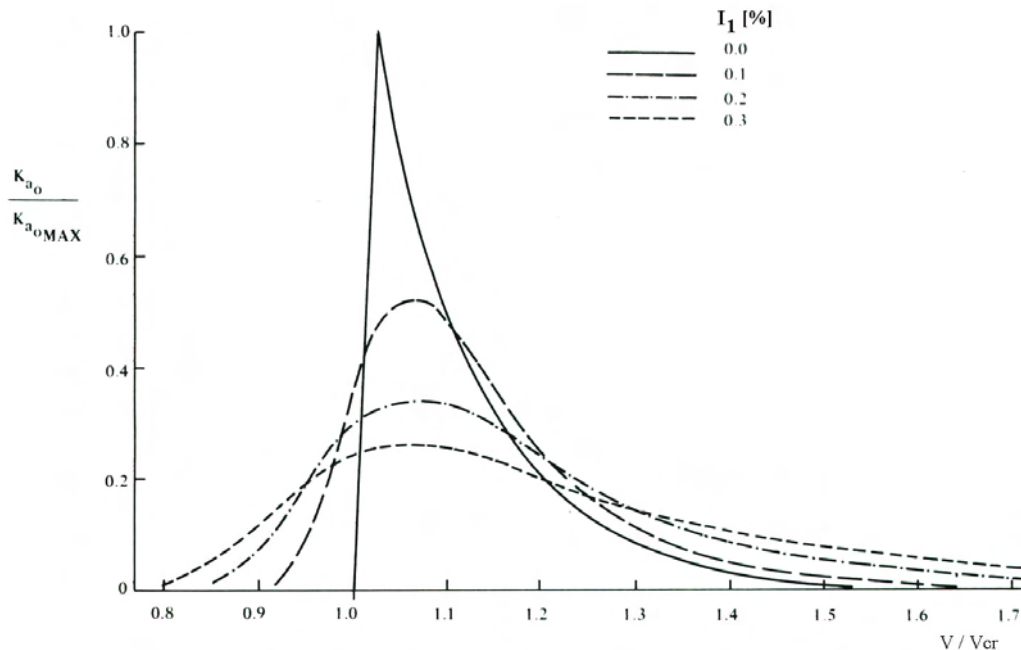


Figura 3.4 – Variação de $K_{ao} / K_{ao\text{máx}}$ em função de V / V_{cr} , em termos da intensidade da turbulência (Vickery e Basu, 1983a).

Medições experimentais do parâmetro de amortecimento aerodinâmico por diversos autores foram comparadas por Vickery (Davenport, 1987). A característica notável destas medições foi a dramática mudança de sinal do parâmetro de amortecimento, passando de positivo a negativo, para V / V_{cr} igual ou ligeiramente superior a unidade. Para velocidades do vento acima de V_{cr} , o amortecimento diminui gradualmente até aproximar-se novamente da aproximação quase estática. A variação do parâmetro de amortecimento aerodinâmico em termos de V / V_{cr} , em escoamentos uniforme e turbulento é mostrada na figura 3.5. A influência da turbulência não é perfeitamente compreendida, entretanto a baixa frequência das flutuações da turbulência tendem a moderar o amortecimento.

A expressão do amortecimento aerodinâmico para um modo i pode ser escrita como:

$$\mathbf{z}_{aero\ i} = - \frac{\mathbf{r} \int_0^h K_a(z) d^2(z) \mathbf{j}_i^2(z) dz}{\int_0^h m(z) \mathbf{j}_i^2(z) dz} \quad (3.13)$$

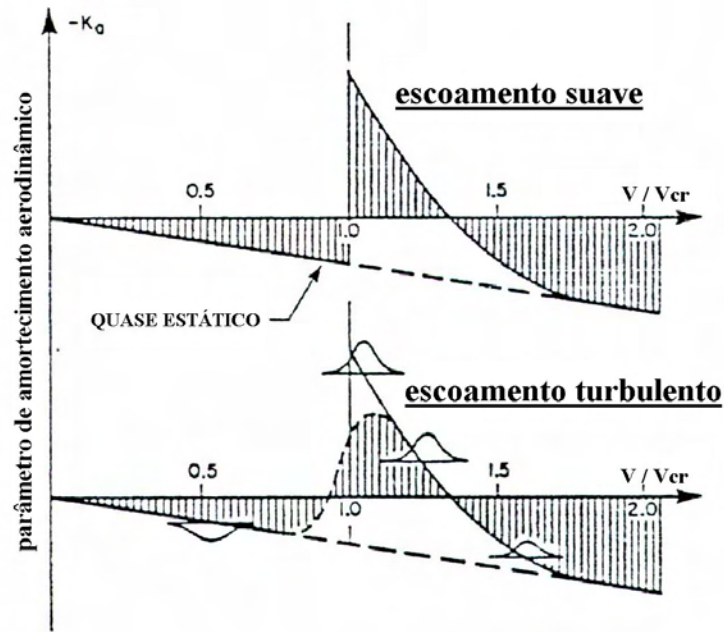


Figura 3.5 – Variação do parâmetro de amortecimento aerodinâmico em termos de V/V_{cr} , em escoamentos uniforme e suave e deslizante e turbulento (Davenport, 1987).

A variância da resposta modal i , considerando que o espectro de força modal, definido em 1) e 2) é constante e igual ao valor correspondente à frequência do modo em estudo, f_i , pode ser calculada por:

$$\mathbf{s}_{yi}^2 = \frac{S_{Li}(f_i)}{(4p f_i)^3 M_i^2 (z_{ei} + z_{aero i})} \quad (3.14)$$

Portanto, o desvio padrão, ou valor rms da resposta modal, será dado por uma expressão do tipo:

$$\frac{\mathbf{s}_{yi}}{d_{ref}} = \frac{1}{d_{ref}} \sqrt{\frac{S_{Li}(f_i)}{(4p f_i)^3 M_i^2 (z_{ei} + z_{aero i})^{1/2}}} \quad (3.15)$$

Onde: d_{ref} : diâmetro de referência.

A equação (3.15) indica que a resposta associada a cada modo de vibração depende do amortecimento total efetivo, $\mathbf{z} = \mathbf{z}_e + \mathbf{z}_{aero}$. Se \mathbf{z}_{aero} é positivo, o amortecimento efetivo disponível será maior que o amortecimento estrutural, portanto menores amplitudes de vibração irão ocorrer. Caso \mathbf{z}_{aero} seja negativo, o amortecimento efetivo disponível será reduzido, portanto menor que o amortecimento estrutural. Nesta situação, as amplitudes de

vibração serão maiores, e se o módulo do amortecimento aerodinâmico negativo for maior que o amortecimento estrutural, a estrutura pode atingir uma situação de instabilidade aerodinâmica e chegar a situação limite de colapso. A influência do amortecimento aerodinâmico na resposta é mostrada na figura 3.6.

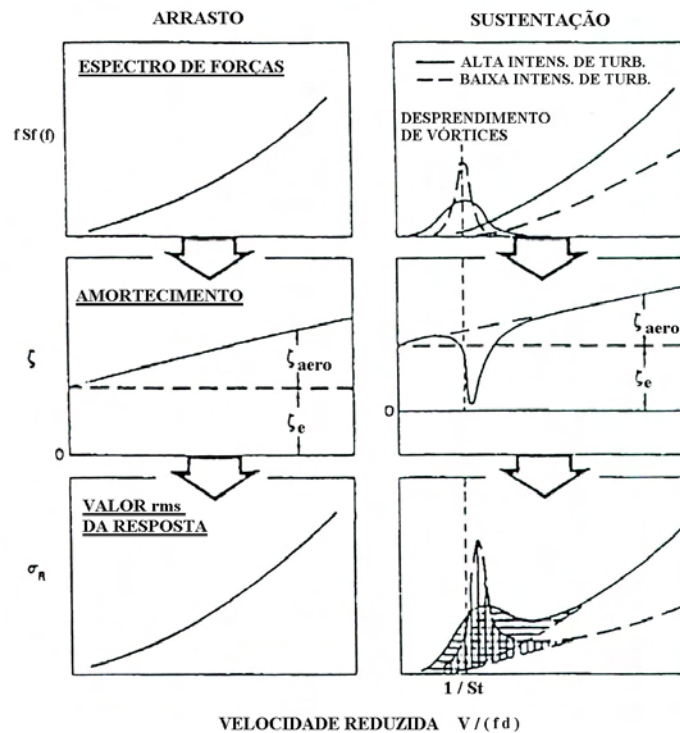


Figura 3.6 – Influência do amortecimento aerodinâmico na resposta (Davenport, 1998).

Uma vez determinado o valor rms da resposta, $\sqrt{\mathbf{s}_y^2(z)}$, o valor de pico ou amplitude máxima será:

$$\hat{y}(z) = g_y \sqrt{\mathbf{s}_y^2(z)} \quad (3.16)$$

Onde o fator de pico, g_y , assume o valor de $\cong 3,9$ para vibrações de pequenas amplitudes, na zona de vibração forçada e, $\cong 1,4$ para oscilações de grandes amplitudes, na zona de captura ou vibrações auto-induzidas. Na figura 3.7 são mostradas as zonas de vibração em termos de K_s e na figura 3.8 os valores do fator de pico em termos da relação entre os parâmetros de amortecimento K_s e K_{ao} .

A seguir, são definidos dois parâmetros adimensionais: V_r , velocidade reduzida e K_s parâmetro de amortecimento estrutural, semelhante ao conhecido parâmetro de massa e amortecimento ou número de Scruton, Sc .

$$V_r = \frac{V}{f_n d} \quad (3.17)$$

$$K_s = \frac{m_e z_e}{r d^2} \quad (3.18)$$

$$Sc = \frac{4p m_e z_e}{r d^2} \quad (3.19)$$

Onde:
$$m_e = \frac{\int_0^h m(z) \mathbf{j}_i^2(z) dz}{\int_0^h \mathbf{j}^2(z) dz}$$
 : massa equivalente por unidade de comprimento.

Com o objetivo de examinar a natureza das soluções proporcionadas por este modelo, considere-se a situação simplificada de um cilindro bidimensional vibrando em um modo com amplitude uniforme, em um escoamento uniforme ($V(z) = V$, $d(z) = d$ e $\mathbf{j}(z) = 1$), na condição de ressonância transversal:

$$\frac{\mathbf{s}_y}{d} = \frac{C}{\left\{ K_s - K_{ao} \left[1 - \left(\frac{\mathbf{s}_y}{\mathbf{s}_{lim}} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}} \quad (3.20)$$

Onde o coeficiente C é dependente dos parâmetros l , \tilde{C}_L , St e B , conjuntamente com as propriedades geométricas e estruturais da torre.

A solução fornecida pela equação (3.20) pode ser dividida em duas partes:

1) Resposta com pequenas amplitudes, vide figura 3.7, definindo uma vibração aleatória forçada e estável, com amortecimento resultante linear e positivo, ou seja, $|K_{ao}| < |K_s|$:

$$\frac{\mathbf{s}_y}{d} = \frac{C}{(K_s + K_{ao})^{1/2}} \quad (3.21)$$

Nesta situação a resposta é aproximadamente Gaussiana como indicam o registro do sinal no tempo e o valor do fator de pico (figuras 3.8 (c) e 3.9).

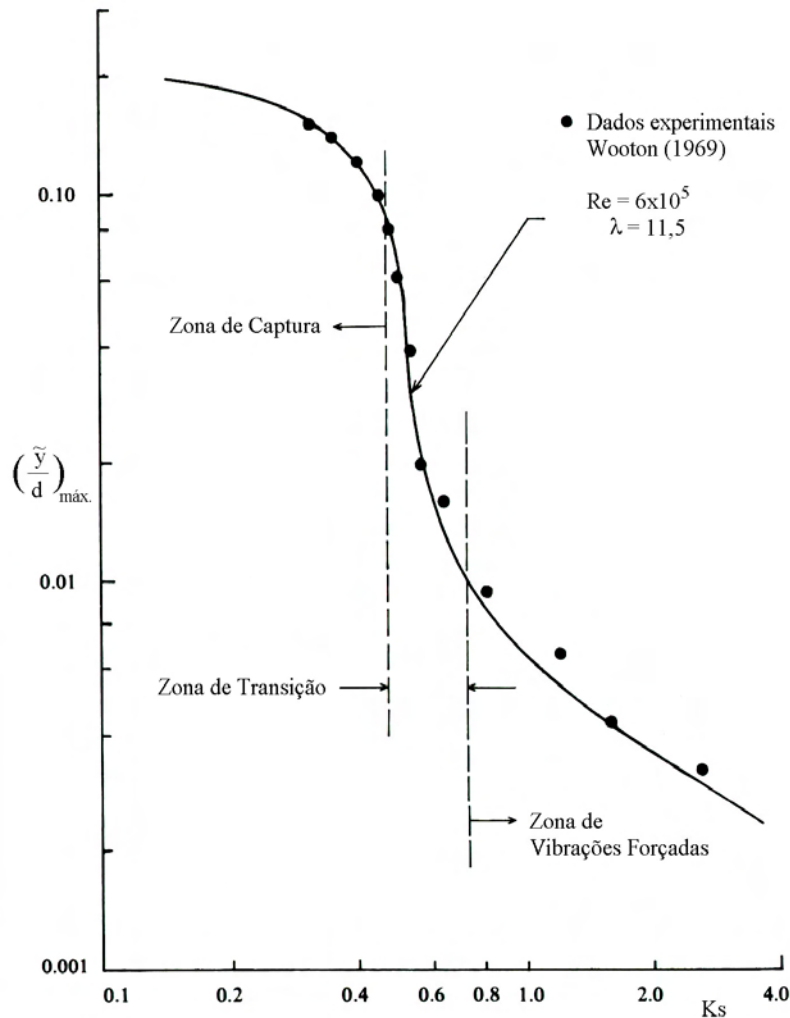


Figura 3.7 – Zonas de vibração em função do parâmetro de massa e amortecimento (Vickery e Basu, 1983a).

2) Resposta com grandes amplitudes (figura 3.7), ou regime de captura, ou ainda vibrações auto-induzidas. A resposta é independente de C , ou seja dos parâmetros l , \tilde{C}_L , St e B , ou pode se dizer que independe das forças que atuam num cilindro estacionário. Esta resposta é governada pelo amortecimento aerodinâmico não linear:

$$\frac{s_y}{s_{\text{lim}}} = \left(1 + \frac{K_s}{K_{ao}}\right)^{1/2} \quad (3.22)$$

Nesta situação a resposta é do tipo senoidal como indicam o registro do sinal no tempo e o valor do fator de pico (figuras 3.8 (a) e 3.9).

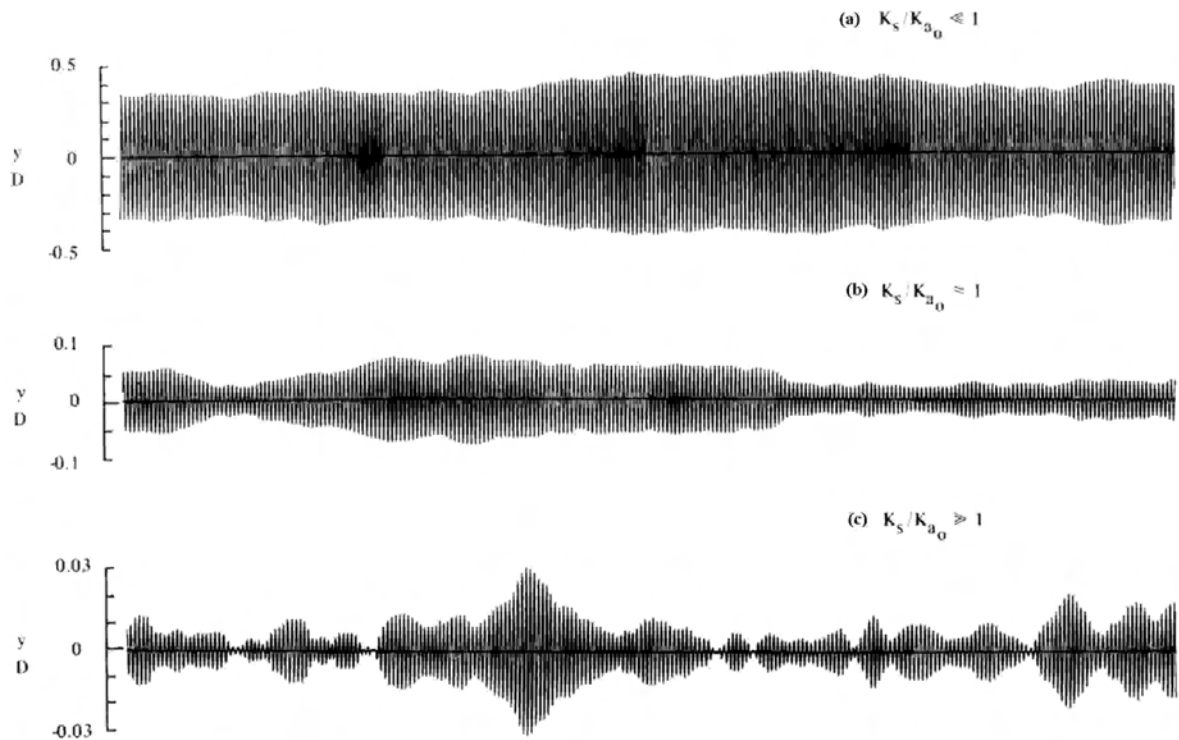


Figura 3.8 – Registros da resposta transversal para (a) baixos, (b) médios e (c) altos valores de amortecimento estrutural (Vickery e Basu, 1983a).

Na situação intermediária, ou seja, na vizinhança de $K_s = K_{ao}$ (figura 3.7), a transição ocorre de forma brusca. Logo a determinação da resposta é bastante incerta, não bastasse a dificuldade envolvida na determinação dos parâmetros K_s e K_{ao} . Segundo Vickery, no caso $K_s < 1,5K_{ao}$, a determinação da resposta pode ter erros de até 1000%.

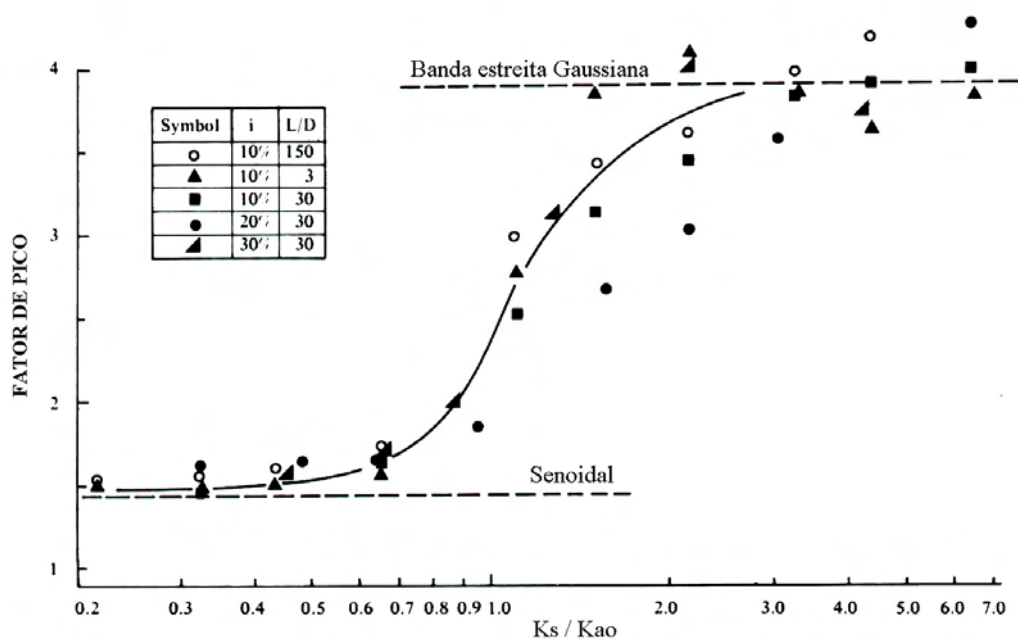


Figura 3.9 - Fator de pico em função de K_s / K_{ao} (Vickery e Basu, 1983a).

3.2.3 Modelo de Vickery e Basu simplificado

Normalmente, a resposta calculada assumindo a atuação das forças apenas no terço superior conduz a valores próximos (diferença menor que 10%) em relação aos valores calculados considerando as forças sobre a altura total da estrutura. De acordo com Vickery e Basu (1983c) é razoável desprezar a variação da velocidade do vento com a altura (gradiente de velocidade nulo) e considerar uma velocidade constante igual a velocidade média do terço superior. A resposta simplificada para este tipo de estrutura é determinada pela seguinte expressão:

- Torres e chaminés de diâmetro aproximadamente constante, $d(z=h)/d(z=0) > 0,5$

$$\frac{\hat{y}(h)}{d_0} = \frac{g_y \tilde{C}_L(d_0) \mathbf{j}(h) \mathbf{r} d_0^2 \left\{ \frac{\sqrt{\mathbf{p}} l}{2(I+2)} \right\}^{1/2} \mathbf{f}(B, V/V_{cr})}{\left\{ \frac{1}{h} \int_0^h \mathbf{j}^2(z) dz \right\}^{1/2} \left\{ \mathbf{z}_e + \mathbf{z}_{aero}(V/V_{cr}) \right\}^{1/2}} \quad (3.23)$$

Onde:

$\hat{y}(h)$: valor de pico ou amplitude máxima esperada;

d_0 : diâmetro médio sobre o terço superior da torre ou diâmetro a 5/6 da altura total da torre h ;

$\tilde{C}_L(d_0)$: valor rms do coeficiente de sustentação, correspondente à cota de d_0 ;

$\mathbf{j}(z)$: forma modal;

\mathbf{r} : massa específica do ar;

l : comprimento de correlação em número de diâmetros;

St : número de Strouhal;

$m_e = \frac{\int_0^h m(z) \mathbf{j}_i^2(z) dz}{\int_0^h \mathbf{j}^2(z) dz}$: massa equivalente por unidade de comprimento;

$I = \frac{h}{d_0}$: parâmetro de esbeltez da torre;

$$f(B, V/V_{cr}) = \frac{1}{\sqrt{B}} (V/V_{cr})^{3/2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{1 - (V/V_{cr})^{-1}}{B}\right)^2\right]$$

A expressão $f(B, V/V_{cr})$ foi deduzida supondo que o gradiente de velocidades e de frequências de desprendimento de vórtices, no terço superior da torre, é nulo;

B : largura de banda do espectro;

V : é a velocidade média do vento no terço superior da torre;

$V_{cr} = \frac{f_n d_0}{St}$: velocidade crítica;

f_n : frequência natural de vibração da estrutura.

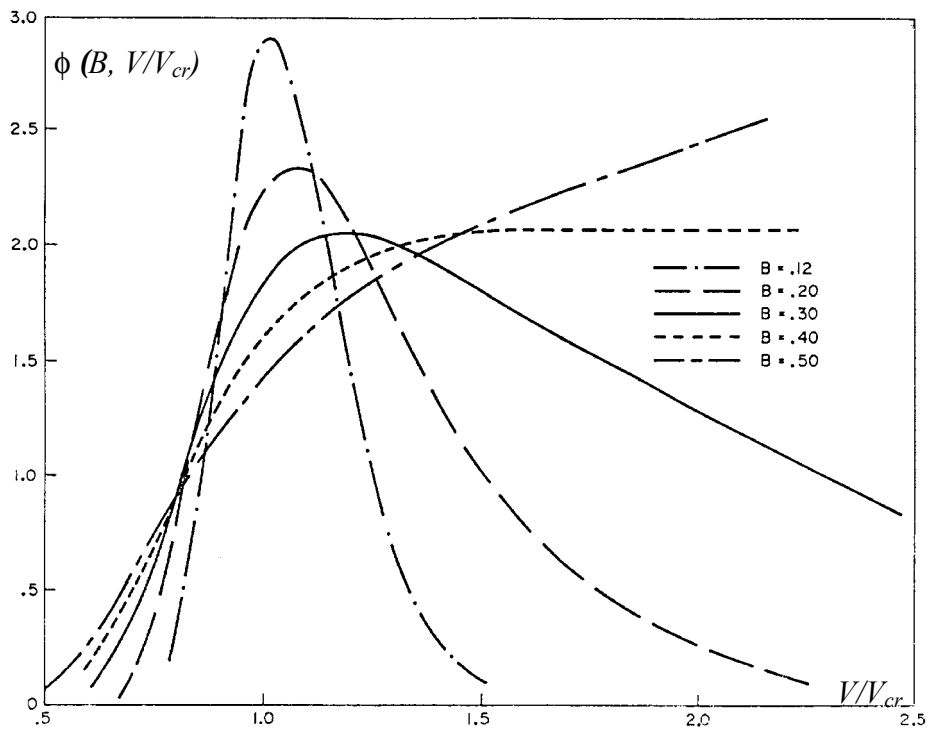


Figura 3.10 – Influência da largura de banda B na resposta transversal (Vickery e Basu, 1983c).

Na figura 3.10 são apresentadas as curvas de $f(B, V/V_{cr})$ em função de V/V_{cr} , para distintos valores de B . Pode-se observar que com o aumento da largura de banda do espectro das forças geradas pelo desprendimento de vórtices, a magnitude da máxima resposta transversal diminui para $V \approx V_{cr}$. A velocidade média para a qual $f(B, V/V_{cr})$ assume seu valor máximo e a gama de velocidades onde a resposta ressonante é produzida, aumentam.

Aparentemente para valores de B , em escoamentos turbulentos, em torno de 0,1 até 0,3, os valores de pico da função $f(B, V/V_{cr})$ assumem um valor médio 2,5, o que ocorre na vizinhança de $V/V_{cr} = 1,1$. Isto significa que a resposta de pico ocorre a uma velocidade do vento ($V_{máx.}$) que é em torno de 10% maior que a velocidade definida pelo número de Strouhal.

Como os demais parâmetros da expressão de $\hat{y}(h)/d_o$ são constantes, a resposta lateral máxima, para um dado B , se produz para aquele V/V_{cr} que torna a relação $f(B, V/V_{cr})/\{z_e + z_{aero}(V/V_{cr})\}^{1/2}$ máxima.

4 Ensaios em Túnel de Vento

Os ensaios foram realizados no Túnel de Vento *Prof. Joaquim Blessmann* da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (Blessmann, 1982), mostrado na figura 4.1. Trata-se de um túnel de vento de camada limite de retorno fechado, projetado especificamente para ensaios estáticos e dinâmicos de modelos de construções civis. Este túnel permite a simulação das principais características de ventos naturais. Tem relação *comprimento / altura* da câmara principal de ensaios superior a 10, e dimensões 1,30m x 0,90m x 9,32m (largura x altura x comprimento). A velocidade máxima do escoamento de ar nesta câmara, com vento uniforme e suave, sem modelos, é de 42 m/s. As hélices do ventilador são acionadas por um motor elétrico de 100 HP e a velocidade do escoamento é controlada manualmente através de aletas radiais metálicas que obstruem a passagem do ar.



Figura 4.1 - Túnel de Vento *Prof. Joaquim Blessmann*.

Atualmente o túnel de vento dispõe de três mesas giratórias para a realização de ensaios estáticos e dinâmicos. A localização destas mesas e outras características físicas do túnel de vento podem ser vistas na figura 4.2. Maiores detalhes e outras informações sobre o túnel de vento podem ser encontrados em Blessmann (1982, 1990).

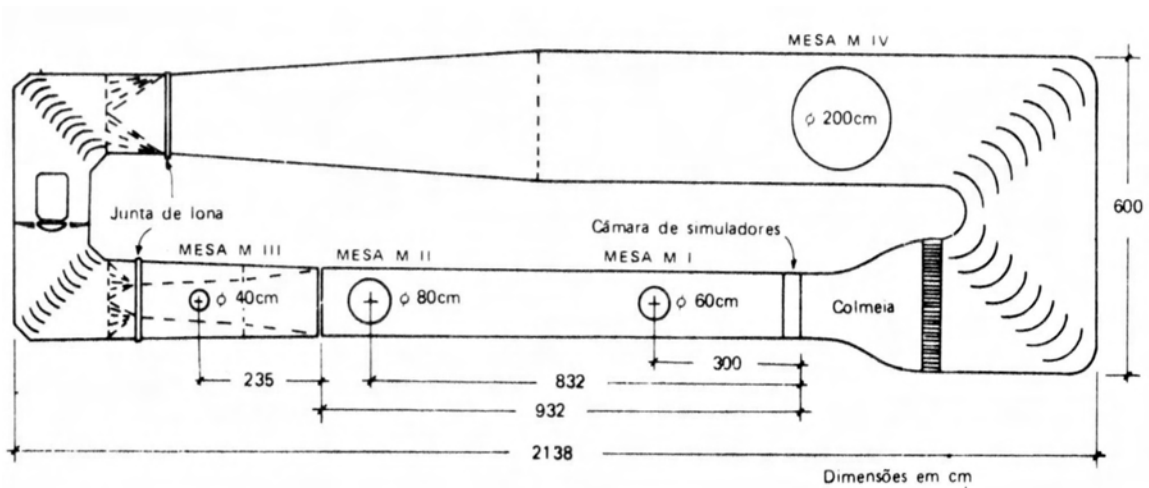


Figura 4.2 – Circuito aerodinâmico do Túnel de Vento Prof. Joaquim Blessmann (Blessmann, 1990).

Durante a realização dos testes a velocidade do túnel é monitorada através da medida diferencial de pressão estática, Δp_a , lida em dois anéis piezométricos situados nos extremos do convergente situado na entrada da seção principal de trabalho. Estas leituras são sempre feitas por meio de um micromanômetro à água tipo Betz, e podem ser acompanhadas de medidas feitas pelos multimanômetros à álcool ou pelos transdutores elétricos de pressão. Para os diversos perfis de velocidade dos ventos simulados no túnel foram determinados os coeficientes k_o , que vinculam a pressão dinâmica, q , no eixo do túnel e a pressão de referência Δp_a . Desta forma é possível calcular a pressão dinâmica e a velocidade do escoamento em qualquer ponto da seção transversal, devidamente mapeada, pela simples leitura da pressão de referência. Esta relação é mostrada na equação 4.1.

$$q = k_o \Delta p_a \quad (4.1)$$

Sendo: q – pressão dinâmica ao longe = $(1/2) \rho V^2$ [Pa];

V – velocidade média do vento [m/s];

k_o – coeficiente que vincula q e Δp_a ;

Δp_a – pressão de referência (diferença de pressão entre os anéis piezométricos) [Pa].

4.1 Simulação do vento natural

A simulação correta das principais características do vento natural em túneis de vento é requisito básico para aplicações em Engenharia Civil (Davenport e Isyumov, 1967), sem a qual os resultados obtidos podem se afastar consideravelmente da realidade.

A reprodução das características do vento é obtida através da combinação adequada de obstáculos colocados em uma gaveta no início da câmara de ensaios e blocos disseminados no piso da seção principal de ensaios. Uma outra possibilidade de reprodução da estrutura do vento natural é através de jatos de ar lançados perpendicularmente ao vento gerado no túnel, a partir de seu piso. Maiores informações sobre a reprodução das características do vento natural no túnel em questão podem ser obtidas em Blessmann (1982, 1990).

Os modelos foram ensaiados em diversos tipos de escoamentos. Na mesa M-I os modelos foram ensaiados com o vento uniforme e suave, cuja intensidade longitudinal da turbulência é de aproximadamente 0,4% e a macroescala da componente longitudinal da turbulência é de aproximadamente 20mm (valores médios, medidos fora da camada limite). Na mesa M-II foram simulados os ventos deslizantes e turbulentos com perfis potenciais de velocidades médias de expoente $p=0,11$ e $p=0,23$. As principais características destes ventos simulados podem ser vistas nas figuras 4.3, 4.4 e 4.5: perfil vertical das velocidades médias, em percentagem da velocidade média no eixo longitudinal do túnel (pontos experimentais e curva potencial teórica), intensidade (I_1) e macroescala (L_1) da componente longitudinal da turbulência. A figura 4.6 mostra o espectro de potência da velocidade do vento ($p=0,23$) para a componente longitudinal da turbulência.

O perfil das velocidades médias é expresso, aproximadamente, pela lei potencial:

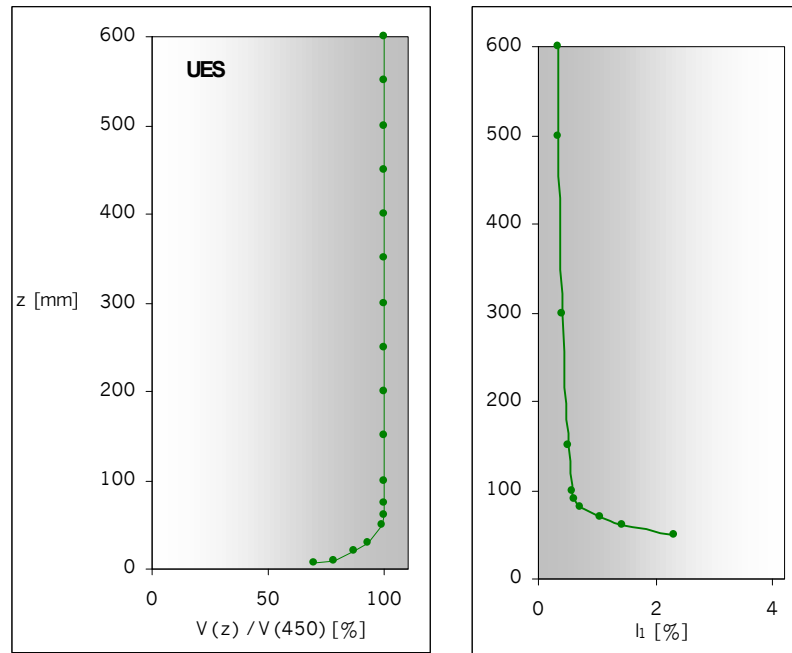
$$\frac{V(z)}{V_{ref}} = \left(\frac{z}{z_{ref}} \right)^p \quad (4.2)$$

Sendo: $V(z)$ – velocidade média na altura z ;

V_{ref} – velocidade média em uma altura de referência (no túnel,

$z_{ref} = 450\text{mm}$ – cota do eixo longitudinal do túnel);

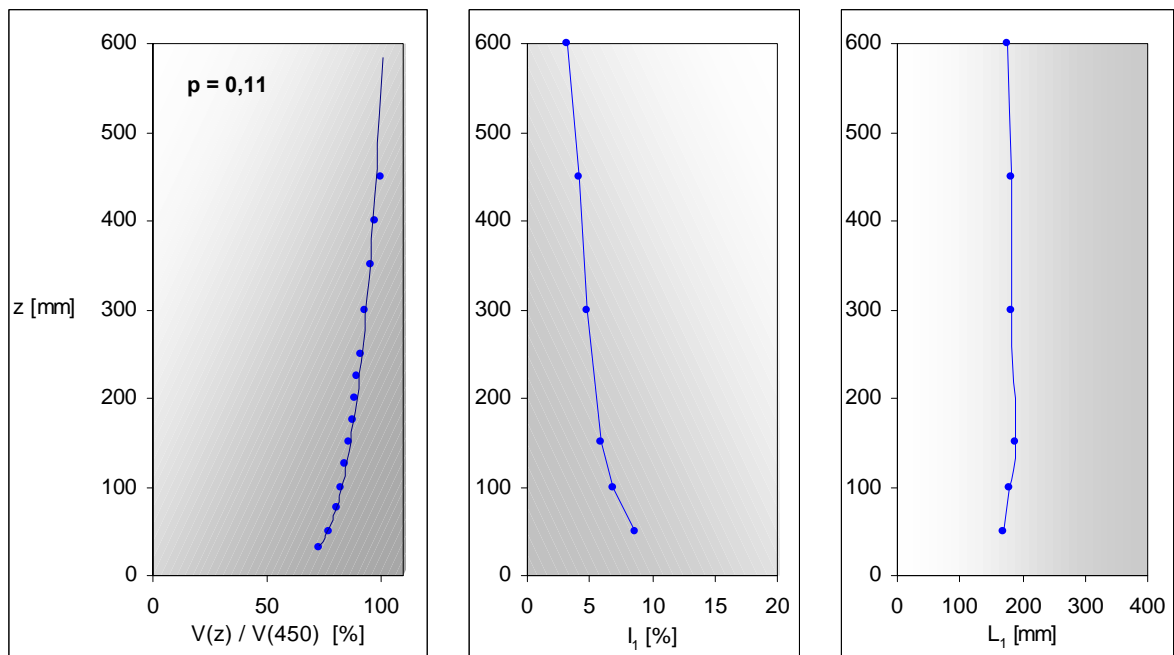
p – expoente da curva de potência.



Perfil de velocidades médias

Intensidade da componente longitudinal da turbulência

Figura 4.3 - Características do vento uniforme e suave.



Perfil de velocidades médias

Intensidade da componente longitudinal da turbulência

Macroescala da componente longitudinal da turbulência

Figura 4.4 - Características do vento deslizante e turbulento simulado com expoente $p=0,11$.

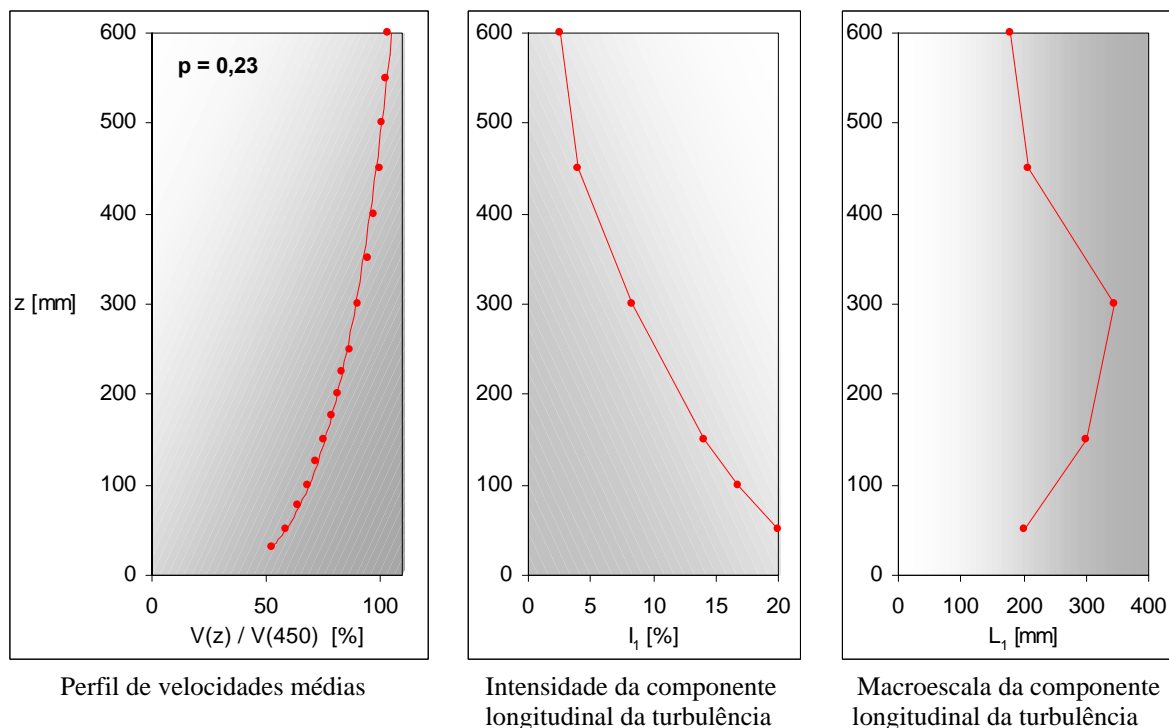


Figura 4.5 - Características do vento deslizante e turbulento simulado com expoente $p=0,23$.

4.2 Técnicas de simulação: modelos com e sem rugosidade superficial

A esbeltez relativamente elevada de torres e chaminés de seção transversal circular, as limitações de seção transversal e ou velocidade dos túneis de vento, e a necessidade de que a escala geométrica dos modelos não se afaste significativamente da escala da simulação do vento natural, conduz inevitavelmente a que os ensaios em túnel de vento sejam realizados em uma gama de valores de Re entre 10^4 e 10^5 .

Verifica-se a incapacidade dos túneis de vento de simular escoamentos turbulentos a elevados números de Reynolds, ou seja, o escoamento em torno de protótipos que atinge valores de Re maiores que 10^6 encontra-se fora da gama de Re obtida em túneis de vento. Esta condição motivou pesquisadores a desenvolverem técnicas ou metodologias de ensaio para contornar este problema. As técnicas empregadas nos ensaios em túneis de vento para a determinação das respostas longitudinal e transversal, de estruturas de seção transversal circular podem ser classificadas em:

- Técnica com o uso de modelos com rugosidade superficial
- Técnica com o uso de modelos sem rugosidade superficial

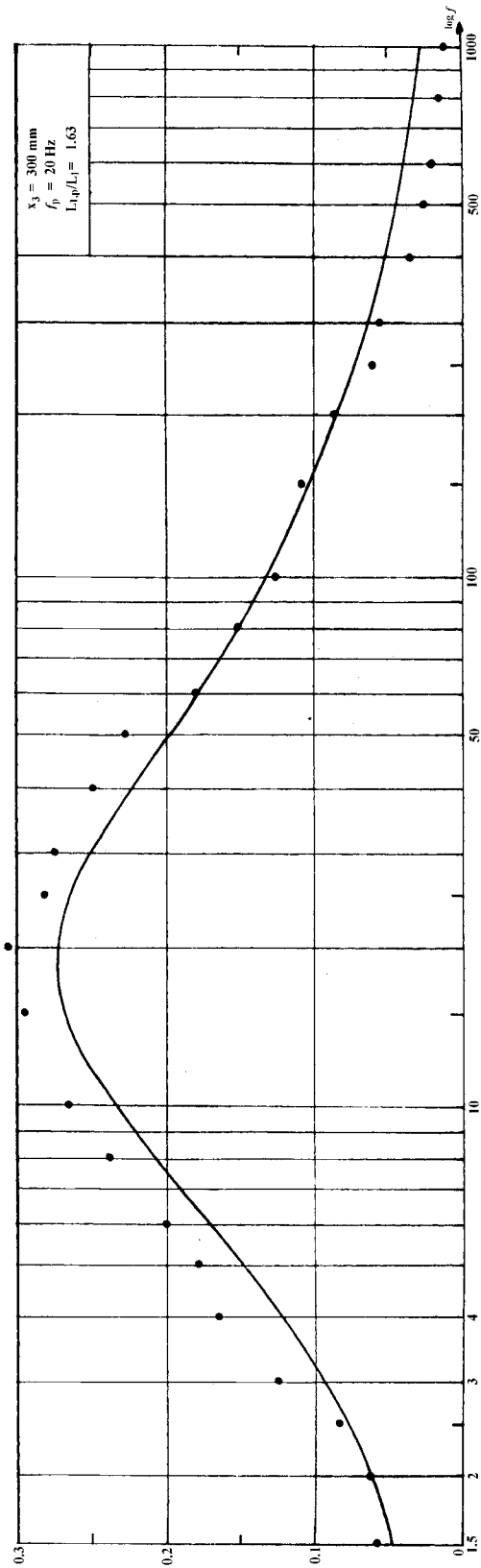


Figura 4.6 - Espectro de potência da velocidade do vento ($p=0,23$) para a componente longitudinal da turbulência.

4.2.1 Técnica com o uso de modelos com rugosidade superficial

Uma das formas com a qual os pesquisadores conseguiram transpor a incapacidade da simulação de elevados números de Reynolds, consiste em revestir a superfície do corpo com determinada rugosidade para simular artificialmente as características do escoamento em torno de cilindros de seção transversal circular, como se este estivesse imerso num escoamento a elevados Re. Portanto, o uso de modelos com rugosidade superficial se baseia na conhecida propriedade da mesma em antecipar ou promover o regime ultracrítico a menores números de Reynolds em relação ao cilindro nominalmente liso (ver seção 2.4).

Estudos conduzidos por Cheng e Kareem (1992) em cilindros com seção transversal circular com esbelteza finita, empregam técnicas para simular escoamentos em túneis de vento. A configuração ótima destes estudos de Cheng e Kareem (1992) foi obtida através da colocação de dois pares de fios (nervuras), longitudinalmente fixados à superfície do cilindro, um situado a $\pm 65^\circ$ em relação a linha de estagnação e o outro a $\pm 105^\circ$. O primeiro par é posicionado a fim de perturbar o escoamento laminar na superfície da camada limite e torná-lo turbulento e o segundo forçar a separação da camada limite no local desejado. Esta técnica desenvolvida por Cheng e Kareem (1992) permite aparentemente uma boa simulação do regime ultracrítico para valores de Re tão baixos como $2,5 \times 10^4$. Estas sugestões foram obtidas a partir de comparações de medições em três estruturas reais, com respectivos modelos ensaiados em túneis de vento, que indicaram uma forma muito boa de simulação em túnel de vento.

Estudos bastante extensos nesta mesma linha de pesquisa também foram conduzidos por Ribeiro (1989), sugerindo que a valores de Re em torno de 10^5 , independentemente do tipo de rugosidade, esta técnica é eficiente em antecipar as transições de regime e permitir o estabelecimento do regime ultracrítico com números de Reynolds relativamente baixos.

4.2.2 Técnica com o uso de modelos sem rugosidade superficial

Quanto ao uso de modelos sem rugosidade superficial, Cheung e Melbourne (1983) sugerem que o estudo de modelos com seção transversal circular em túneis de vento, capazes de simular a camada limite atmosférica, tem validade prática apenas se realizado com escoamentos turbulentos, com intensidade da turbulência maior que 4% a $Re > 2 \times 10^5$. Nas figuras 2.7 e 2.8 (Cheung e Melbourne, 1983) observa-se que nas condições acima mencionadas, os parâmetros aerodinâmicos variam pouco e, possuem magnitudes aceitavelmente semelhantes às correspondentes ao regime ultracrítico. Portanto, os ensaios realizados nestas condições podem ser considerados adequados para a representação de escoamentos em torno de estruturas reais e, a princípio, não é necessário aplicar correções aos resultados. Ainda no trabalho de Cheung e Melbourne (1983) sobre a influência da turbulência atmosférica nos parâmetros aerodinâmicos, os autores concluem a partir de medições:

- A posição da linha de separação, do coeficiente de pressão nula, $c_{pe} = 0$, e do coeficiente de pressão mínimo, c_{pm} , deslocam-se para sotavento com o aumento da intensidade da turbulência;
- O $|c_{pb}|$ aumenta enquanto que o c_{pm} , o C_a e o \tilde{C}_L diminuem com o aumento da intensidade da turbulência no regime subcrítico. No regime ultracrítico estes efeitos ocorrem de forma inversa (vide figuras 2.7 e 2.8, Cheung e Melbourne, 1983);

Paluch (1999) descreve e discute, de forma minuciosa, os aspectos considerados relevantes nos trabalhos realizados por Vickery (1982) e Vickery e Daly (1984). De acordo com Vickery e Daly (1984), os resultados de ensaios obtidos a Re subcríticos podem ser aceitos e extrapolados às condições do protótipo, através do uso dos parâmetros de escala relevantes, ou então, modificados de acordo com um modelo teórico. Se for adotada a primeira opção, as forças no protótipo normalmente serão superestimadas. Caso os ensaios sejam conduzidos a Re entre 10^4 e 10^5 , intervalo este bastante provável, a resposta na direção do vento será superestimada tipicamente por um fator de 2, e a resposta transversal, possivelmente, por um fator de 4. Estes autores sugerem que a resposta longitudinal pode ser corrigida aceitando que esta é diretamente proporcional ao C_a , o qual é suficientemente bem definido nos regimes subcrítico e ultracrítico. Correções da resposta transversal não são tão simples (Vickery e Daly, 1984), já que a mesma depende de uma série de parâmetros aerodinâmicos, tais como \tilde{C}_L , St , l e K_{ao} .

4.3 Ensaios Estáticos

4.3.1 Determinação experimental das pressões médias

A determinação experimental das características do escoamento em torno de um sólido imerso em um fluido em movimento se faz necessária sempre que um estudo teórico não é capaz de fornecer resultados confiáveis ou quando não há informação disponível na literatura. Em raros casos é empregado um modelo em escala natural, entretanto o estudo pode ser feito em modelo reduzido. Este estudo implica na determinação das condições que devem ser satisfeitas para que os escoamentos em torno de corpos geometricamente semelhantes sejam também semelhantes.

4.3.2 Modelos estáticos

Foram construídos dois modelos estáticos em uma escala geométrica de 1/300, a fim de permitir uma boa simulação dos parâmetros de comprimento correspondentes aos turbilhões da camada limite atmosférica, para a determinação do campo de pressões médias em torno da estrutura. Fotografias dos modelos podem ser vistas nas figuras 4.7 e 4.8. Cada modelo é composto por duas partes cilíndricas circulares concêntricas de diâmetros diferentes, sendo o diâmetro menor igual a 20mm e o maior 47mm, com uma altura total de 288,7mm, conforme figura 4.9.



Figura 4.7 – Modelo de madeira no interior do túnel de vento, sem simuladores da rugosidade do terreno.

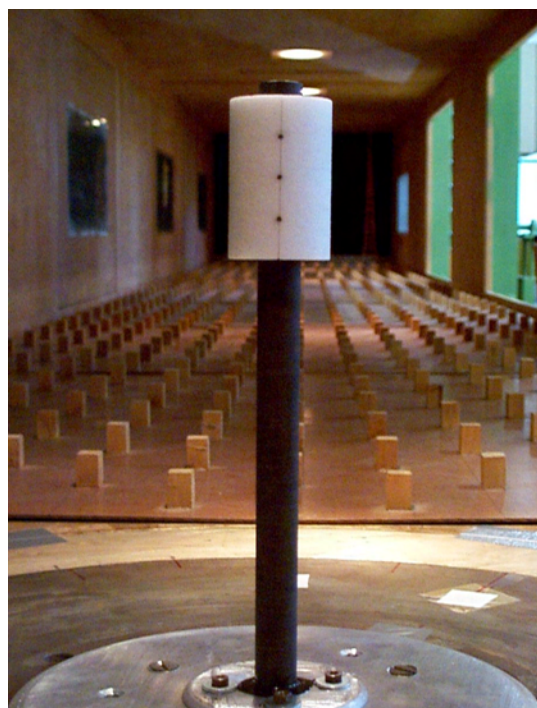


Figura 4.8 – Modelo de resina no interior do túnel de vento, com simuladores da rugosidade do terreno.

Um dos modelos foi confeccionado totalmente em madeira e o outro em dois materiais, o fuste em resina epoxi e o cilindro superior em poliuretano, denominados modelo de madeira e modelo de resina, respectivamente.

O modelo de resina foi construído com o propósito de simular, de forma mais precisa, as mesmas condições de regime de escoamento do modelo aeroelástico, modelo este a ser estudado em uma fase seguinte deste trabalho. Além disso, pode ser estudada a influência da diferença de rugosidade superficial entre os dois modelos.

Cada modelo foi instrumentado com 10 tomadas de pressão estática dispostas ao longo de uma mesma geratriz nos seguintes níveis: 0,20h, 0,37h, 0,44h, 0,51h, 0,58h, 0,65h, 0,68h, 0,78h, 0,85h e 0,91h (h: altura do modelo). As tomadas de pressão são constituídas de tubos de PVC com aproximadamente 1,2m de comprimento, com diâmetro interno de 1,5 mm, fixados em furos na parede dos modelos. Estas mangueiras plásticas foram ligadas, através de conectores, a transdutores elétricos de pressão. A esquematização dos modelos, dimensões e a distribuição das tomadas de pressão são mostrados na figura 4.9.

As dimensões do modelo e da seção de trabalho do túnel implicam numa razão de bloqueio de 0,66%.

4.3.2.1 Procedimentos de ensaio

Os ensaios foram realizados sob a variação de diversos parâmetros. Para efeitos de comparação de resultados ambos os modelos foram submetidos às mesmas condições de ensaio. A tabela 4.1 indica de forma resumida as condições de ensaio adotadas. Cabe salientar que os valores do número de Reynolds indicados na tabela 4.1 são referenciados à velocidade no topo do modelo, diâmetro de 47 mm.

Tabela 4.1 - Condições de ensaio adotadas.

Modelo	Tipo de vento	Mesa de ensaio	Re (x 10⁴)
Madeira	uniforme e suave	M-I	4,0 – 6,0
	deslizante e turbulento - p = 0,11	M-II	3,0 – 10,0
	deslizante e turbulento - p = 0,23	M-II	3,0 – 10,0
Resina	uniforme e suave	M-I	3,0 – 12,5
	deslizante e turbulento - p = 0,11	M-II	3,0 – 10,0
	deslizante e turbulento - p = 0,23	M-II	3,0 – 10,0

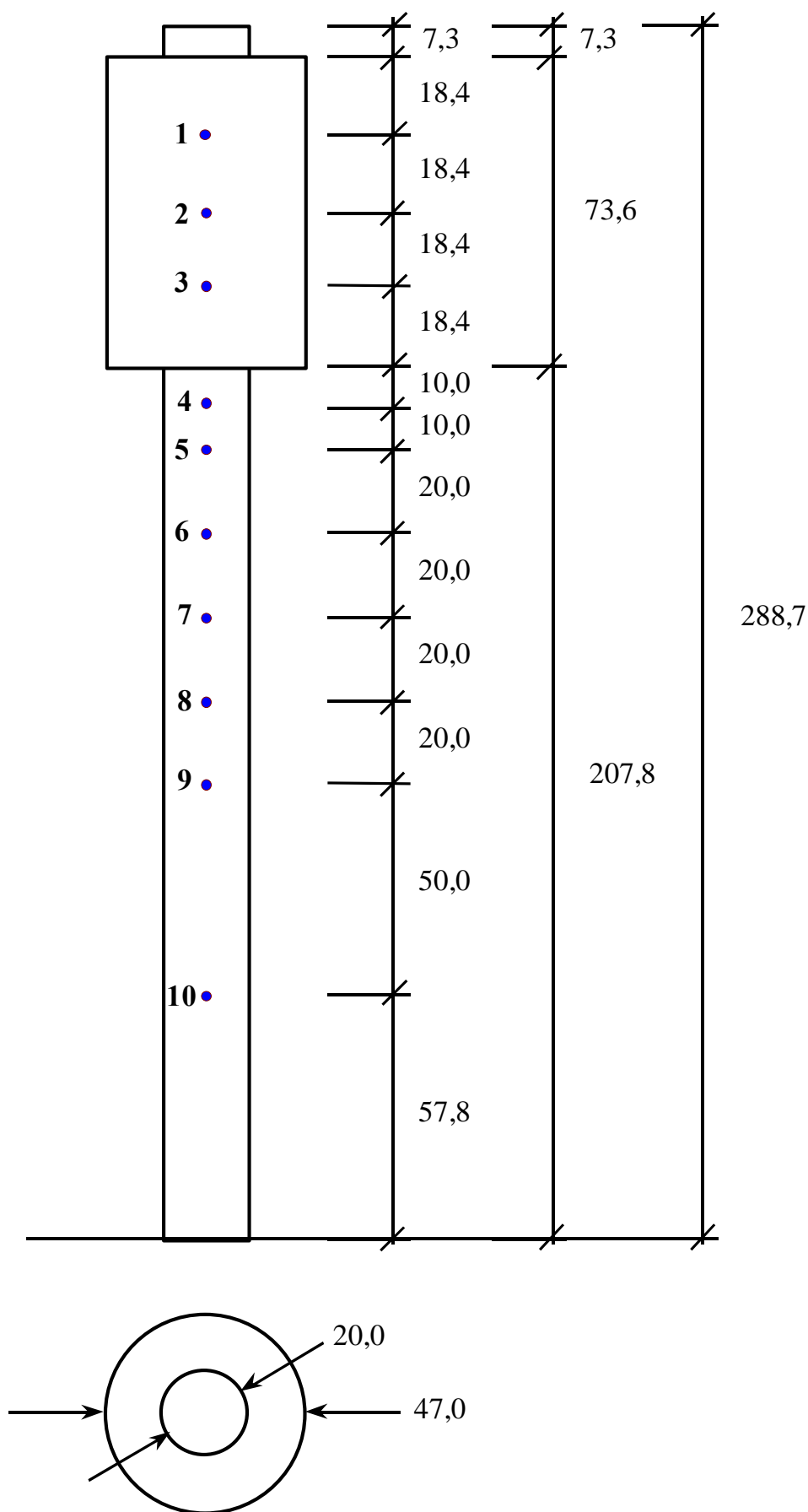


Figura 4.9 - Dimensões dos modelos estáticos [mm] e localização das tomadas de pressão.

Para a determinação circunferencial dos coeficientes aerodinâmicos, de acordo com a distribuição das tomadas de pressão, o modelo foi girado entre 0° e 180° , com leituras a cada 15° , em relação ao eixo longitudinal do túnel. Resultando num montante de 13 incidências para cada conjunto de 10 tomadas, num total de 130 medições de pressão para cada vento simulado. O esquema apresentado na figura 4.10 identifica a referência para o ângulo de incidência do vento.

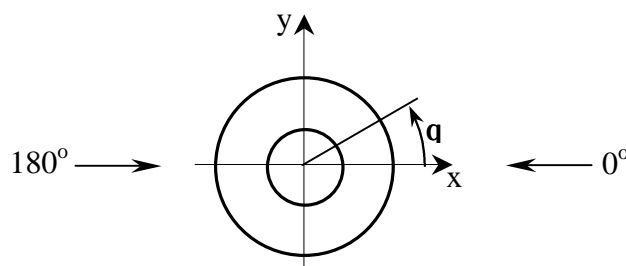


Figura 4.10 - Referência para o ângulo de incidência do vento.

4.3.2.2 Equipamentos utilizados

O estudo de pressões médias sobre modelos requer equipamentos simples para a determinação dos valores médios. Neste estudo cada tomada de pressão e o anel piezométrico foram ligados à caixa dos transdutores elétricos de pressão, marca *Honeywell*, através de conectores (figura 4.11). Este conjunto de transdutores é alimentado por uma fonte de tensão contínua. O sinal oriundo da diferença de pressão lida em cada sensor é transmitido simultaneamente através de um sistema analógico-digital ao computador. Neste computador os registros, independentes, de cada tomada de pressão são lidos, processados e armazenados no disco rígido através do programa HP-VEE. A aquisição dos registros das pressões efetivas se deu a uma frequência de 2000 Hz, sobre intervalos de amostragem de 15s. Com a finalidade de controlar o processo de aquisição e descartar alguma possibilidade de equívocos durante as medições, as mesmas foram monitoradas com um osciloscópio. Com o mesmo objetivo foram feitos registros com o multimanômetro à álcool e calculados os coeficientes de pressão. Não foi observada variação significativa entre os métodos de processamento, legitimando o uso dos transdutores elétricos. O esquema de conexão dos equipamentos acima descritos é mostrado na figura 4.12.

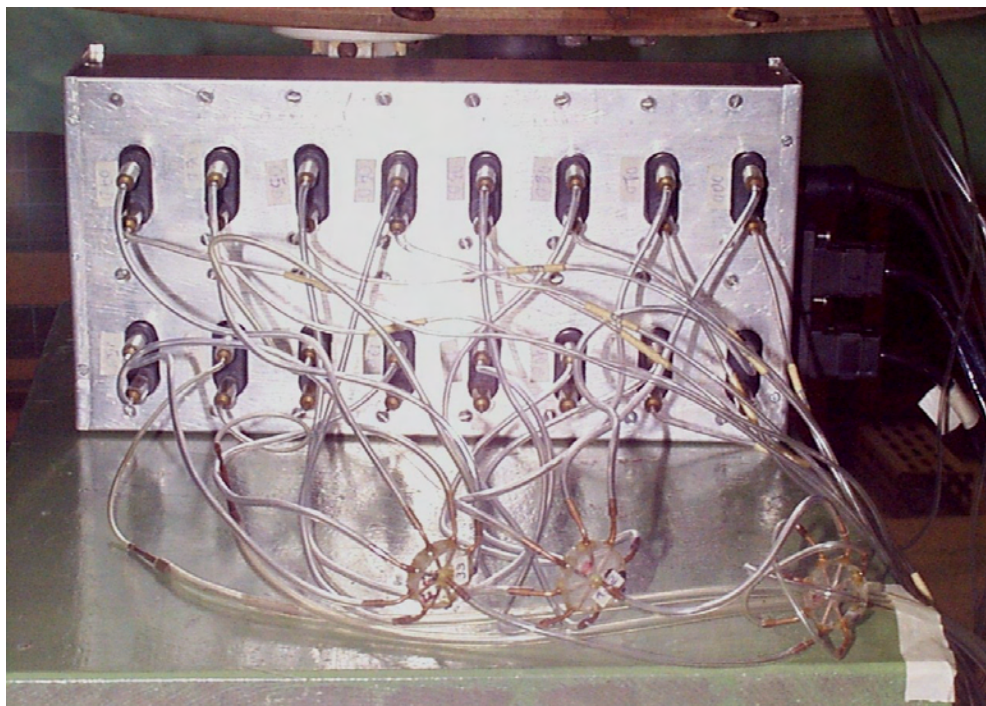


Figura 4.11 – Caixa dos transdutores elétricos de pressão e conexões das tomadas de pressão.



Figura 4.12 – Equipamentos utilizados nos ensaios estáticos.

4.3.3 Cálculo dos coeficientes aerodinâmicos

Os registros provenientes dos transdutores de pressão foram processados através de uma planilha eletrônica convencional. Estes registros são apresentados na forma de distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa, c_{pe} , em diferentes seções do modelo, distribuição de coeficientes de arrasto, C_a , e coeficientes de pressão de base, c_{pb} , ao longo da altura, h , do modelo. Por definição, o coeficiente de pressão externa, c_{pe} , na face do modelo, é dado por:

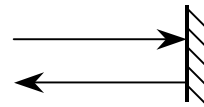
$$c_{pe} = \frac{\Delta pe}{q} \quad (4.4)$$

Onde: Δpe – pressão estática efetiva média no ponto de estudo, na superfície do modelo;
 q – pressão dinâmica de referência, no topo do modelo.

Foi adotada a seguinte convenção de sinais:

coeficientes positivos: sobrepressão (+)

coeficientes negativos: sucção (-)



Os coeficientes de arrasto foram calculados a partir da seguinte expressão:

$$C_a = \frac{\Delta \theta}{2} \sum_{i=1}^{24} c_{pei} \cos \theta_i \quad (4.5)$$

Onde: $\Delta \theta$ – variação do ângulo de incidência do vento (15° em radianos)

Por sua vez, os coeficientes de pressão de base, c_{pb} , são definidos por:

$$c_{pb} = c_{pe} (\pm 150^\circ \leq \theta \leq 180^\circ) \quad (4.6)$$

Neste trabalho o coeficiente de pressão de base, c_{pb} , é definido como a média dos coeficientes de pressão, c_{pe} , em $\theta = \pm 150^\circ$, $\pm 165^\circ$ e 180° . Rigorosamente seria a média ao longo de toda a esteira do modelo. No entanto, a aproximação justifica-se porque nesta zona (a sotavento das linhas de separação) o valor médio das pressões varia pouco.

4.3.4 Resultados e Comentários

A seguir será feita uma avaliação dos resultados obtidos nos ensaios estáticos do modelo de resina da torre. Cabe salientar que os valores do número de Reynolds indicados nas figuras são referenciados à velocidade no topo do modelo, diâmetro de 47 mm.

- O máximo C_a local na região do topo, se produz a uma distância a partir do extremo livre de 1/2 diâmetro aproximadamente, conforme mostrado nas figuras 4.12, 4.13 e 4.14. Este efeito está coerente com o que foi observado por Gould et al. (1968) e por Okamoto e Yagita (1973), indicado na figura 2.15.
- A variação de C_a na zona do topo é influenciada pela introdução da turbulência no escoamento, em geral diminuindo de magnitude com o aumento da turbulência. Esta redução é mais acentuada para $Re > 8.10^4$, conforme indicado nas figuras 4.13, 4.14 e 4.15.
- Nos resultados obtidos em escoamento uniforme e suave (figura 4.13) observa-se que o valor médio de C_a atinge seu valor mínimo a $Re = 8.10^4$ e aumenta até $Re = 1,2.10^5$. Esta evolução pode estar indicando uma transição de regimes.
- Observa-se uma menor dispersão na magnitude dos coeficientes de arrasto ao longo do fuste em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$ na gama de Re estudada (figura 4.15).
- Comparando a figura 4.21, obtida nos ensaios em túnel de vento, com a figura 2.3 obtida a partir dos ensaios em protótipo podem ser feitas as seguintes observações:
 - As medições em escala real, realizadas a $7,3.10^6 < Re < 1,15.10^7$, portanto no regime ultracrítico, apresenta uma distribuição circunferencial de pressões bastante semelhante àquela obtida a partir dos ensaios experimentais obtidos neste estudo em túnel de vento.
 - A estas medições de Christensen e Askegaard (1978) estão associados valores de C_a entre 0,63 e 0,7. Observa-se na figura 4.14 que o C_a medido no presente

trabalho situa-se entre 0,6 e 0,8, para $Re \geq 8.10^4$. Já na figura 4.15 esta configuração também é identificada, para praticamente todos os valores de Re medidos: $0,5 < C_a < 0,8$.

- A distribuição circunferencial de pressões observada nas figuras 4.23, 4.27 e 4.28, para $Re=8.10^4$, em escoamento uniforme e suave e deslizante e turbulento com $p=0,11$ e $p=0,23$, respectivamente, corresponde aos menores valores de C_a medidos (região do topo do modelo). Os valores dos coeficientes de arrasto correspondentes a esta situação são mostrados nas figuras 4.13, 4.14 e 4.15.
- Nas figuras 4.13 a 4.15 observa-se uma redução do valor de C_a com o aumento da intensidade da turbulência. Estas observações estão de acordo com os resultados apresentados por Cheung e Melbourne (1983).
- As figuras 4.16 até 4.25 mostram a distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave, numa gama de $3.10^4 \leq Re \leq 1,2.10^5$. A evolução observada para a região do fuste não sugere nenhuma perturbação que possa estar, a primeira vista, relacionada com transição de regime. Entretanto, na zona do topo do modelo, acompanhando a evolução da distribuição dos coeficientes com o aumento do número de Reynolds, identifica-se o início de uma alteração (figura 4.18) a $Re \approx 5,5.10^4$. Esta perturbação, aumento das sucções laterais ($60^\circ < \mathbf{q} < 105^\circ$), atinge um valor máximo, ou seja, $|c_{pm}|$ maior, a $Re \approx 7.10^4$. Após este valor de Re o $|c_{pm}|$ diminui gradativamente. O ângulo de separação \mathbf{q}_s observado para $Re \geq 6,5.10^4$, em torno de 105° , é característico da separação do escoamento no regime ultracrítico, que se mantém até os mais altos valores do número de Reynolds ensaiados, $Re \approx 1,2.10^5$ (ver evolução das figuras 4.20 até 4.25). Também os valores de $|c_{pb}| \approx 0,6$ enquadram-se na definição do regime ultracrítico, conforme apresentado por Ribeiro (1989), na figura 2.4 deste estudo. Entretanto, os valores de C_a e $|c_{pm}|$ não se enquadram perfeitamente nas definições do regime ultracrítico. Um comportamento semelhante, porém com valores distintos, é observado nos resultados obtidos em escoamentos turbulentos ($p=0,11$ e $p=0,23$), ver figuras 4.27 e 4.28.

- Uma alternativa de raciocínio em relação à identificação do regime de escoamento pode ser feita a partir dos resultados de Fox et al. (1993) que indicam a ocorrência do deslocamento da linha de separação do escoamento mais à sotavento. Este deslocamento foi observado a uma distância de até 2 diâmetros, aproximadamente, a partir do extremo livre, atingindo seu valor máximo no limite do topo, diminuindo linearmente até atingir a linha de separação correspondente à região não perturbada pelos efeitos de topo. A consideração do fenômeno observado por estes pesquisadores pode indicar que as alterações na região do topo observadas neste trabalho, com aumento das sucções laterais, podem ter origem neste efeito, sem ter relação alguma com transição de regime.
- Na figura 4.26 é mostrada a variação do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds. Esta variação resulta da complexidade do escoamento em torno do corpo cilíndrico estudado neste trabalho (variação abrupta do diâmetro e efeitos de tridimensionalidade).
- O valor dos coeficientes de pressão ao longo da altura do modelo, quando as tomadas de pressão estão posicionadas a $\alpha = 0^\circ$, ou seja, com o vento incidindo diretamente sobre as mesmas, para escoamento uniforme e suave atinge o valor da unidade, ver figura 4.23. Entretanto, para escoamento turbulento com $p=0,11$ e $p=0,23$, ocorre uma redução no valor do coeficiente de pressão à medida que os pontos de medição afastam-se do topo, ver figuras 4.27 e 4.28. Esta variação é devida ao do perfil de velocidades do escoamento incidente.

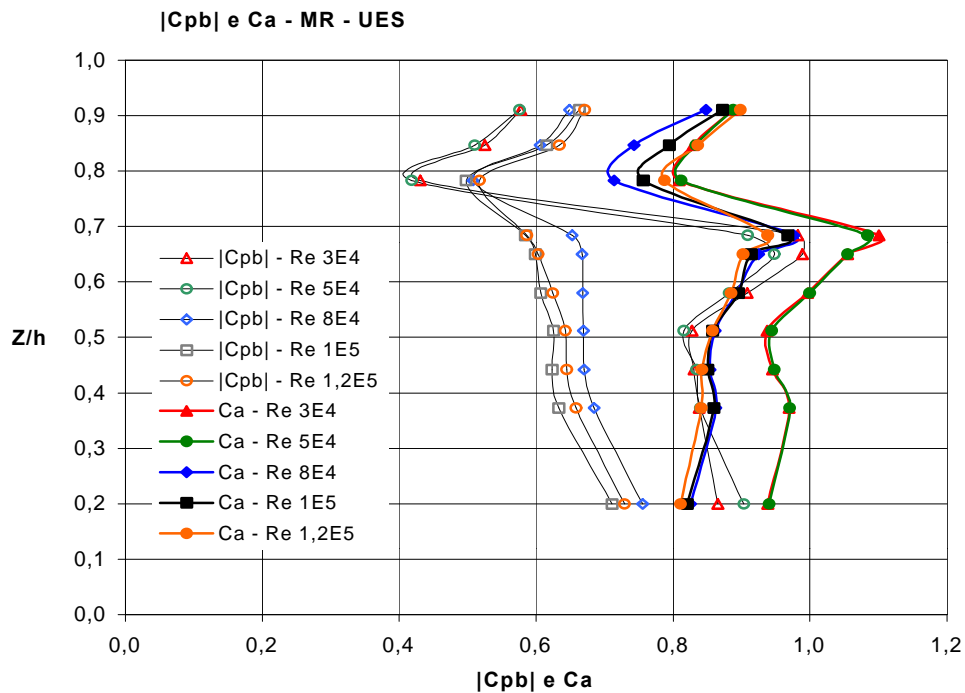


Figura 4.13 – Distribuição de $|c_{pb}|$ e C_a ao longo da altura do modelo de resina, obtidos em escoamento uniforme e suave.

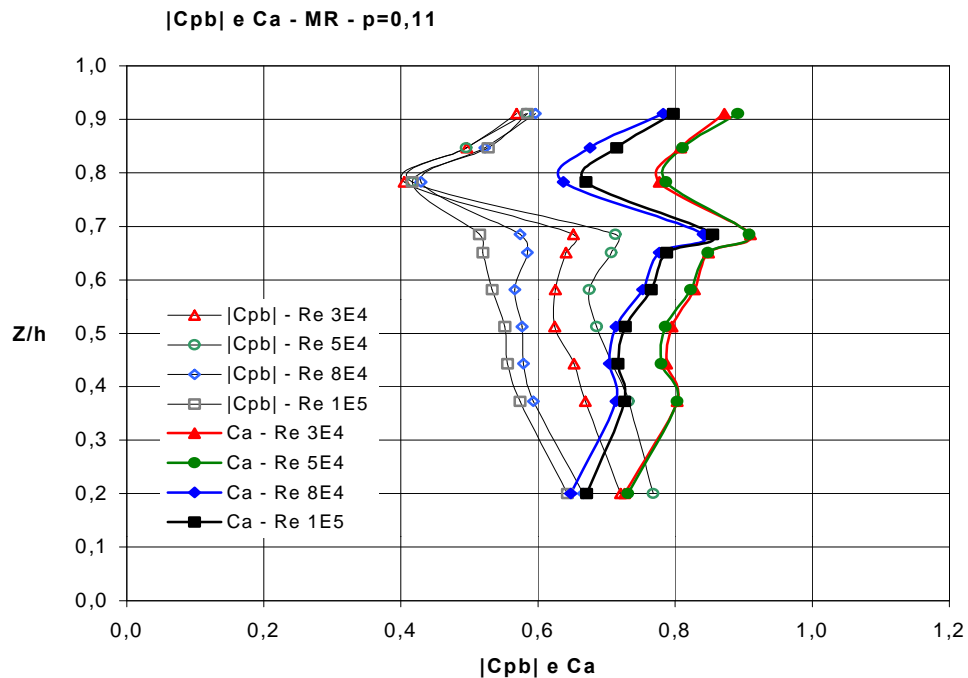


Figura 4.14 – Distribuição de $|c_{pb}|$ e C_a ao longo da altura do modelo de resina, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,11$.

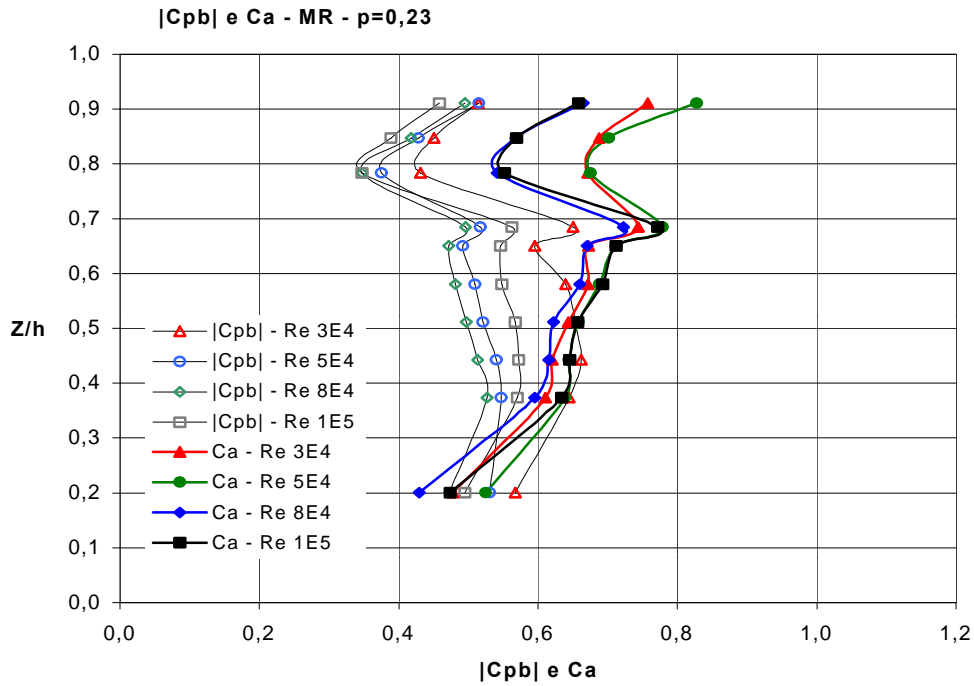


Figura 4.15 – Distribuição de $|c_{pb}|$ e C_a ao longo da altura do modelo de resina, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,23$.

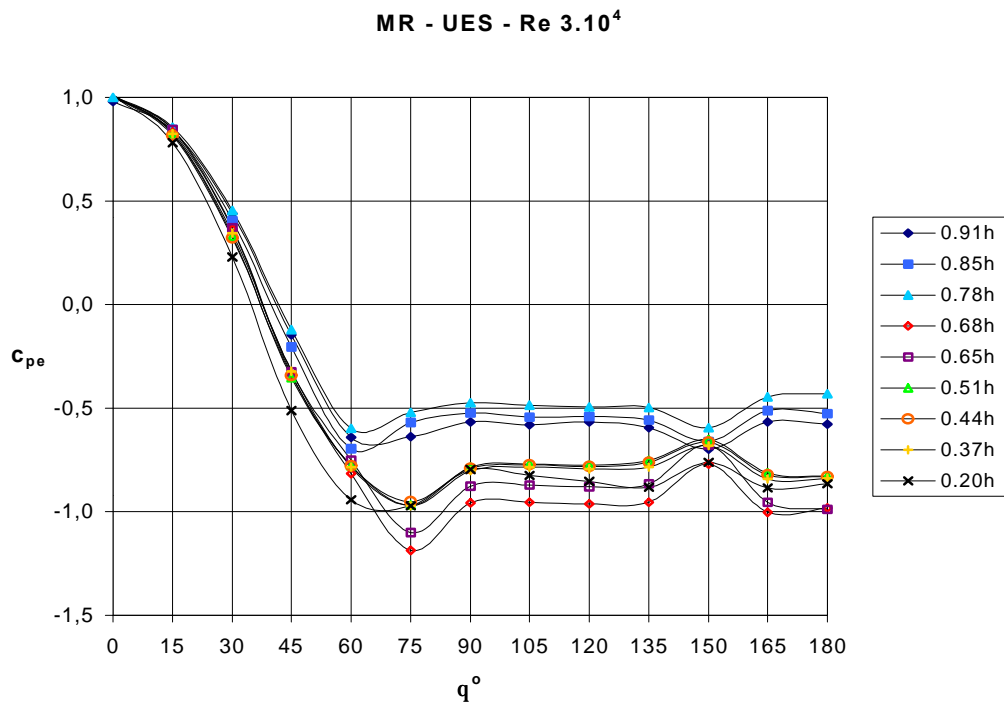


Figura 4.16 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 3 \cdot 10^4$ (modelo de resina).

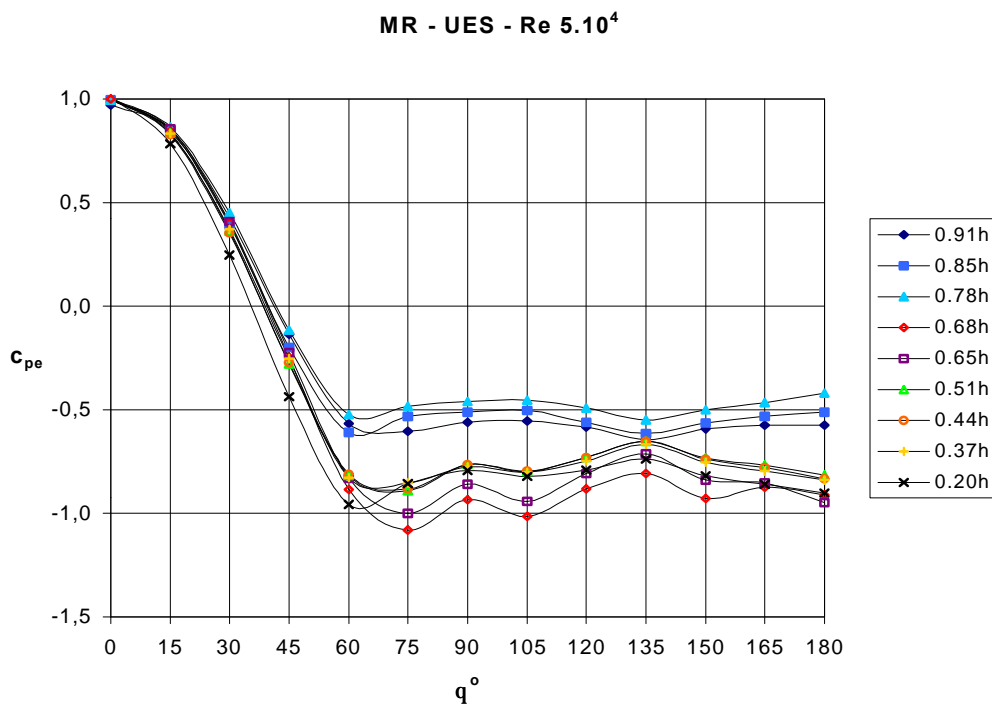


Figura 4.17 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 5.10^4$ (modelo de resina).

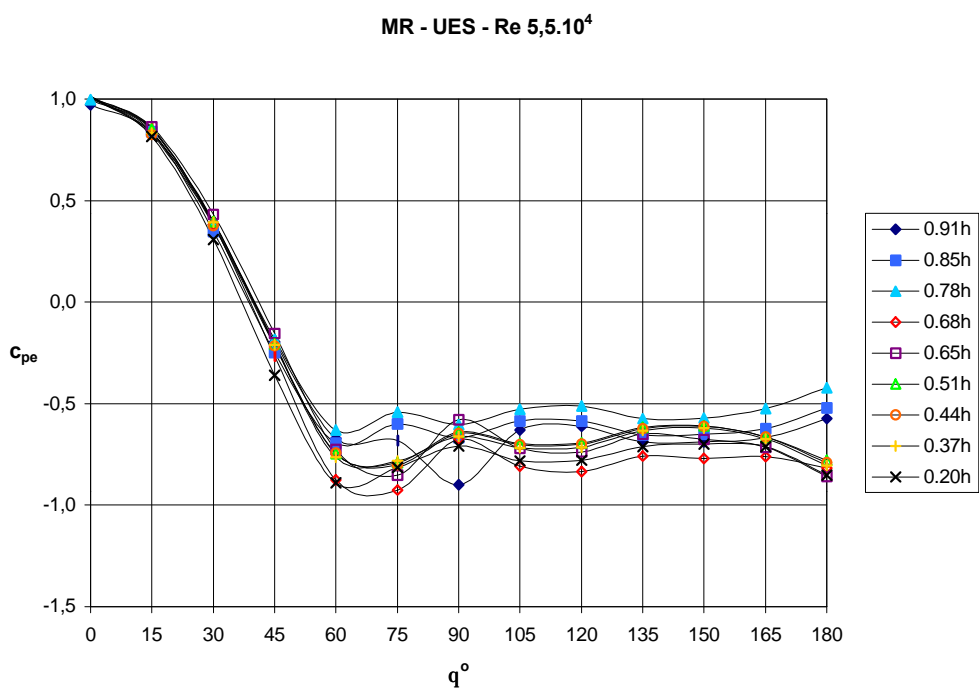


Figura 4.18 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 5,5.10^4$ (modelo de resina).

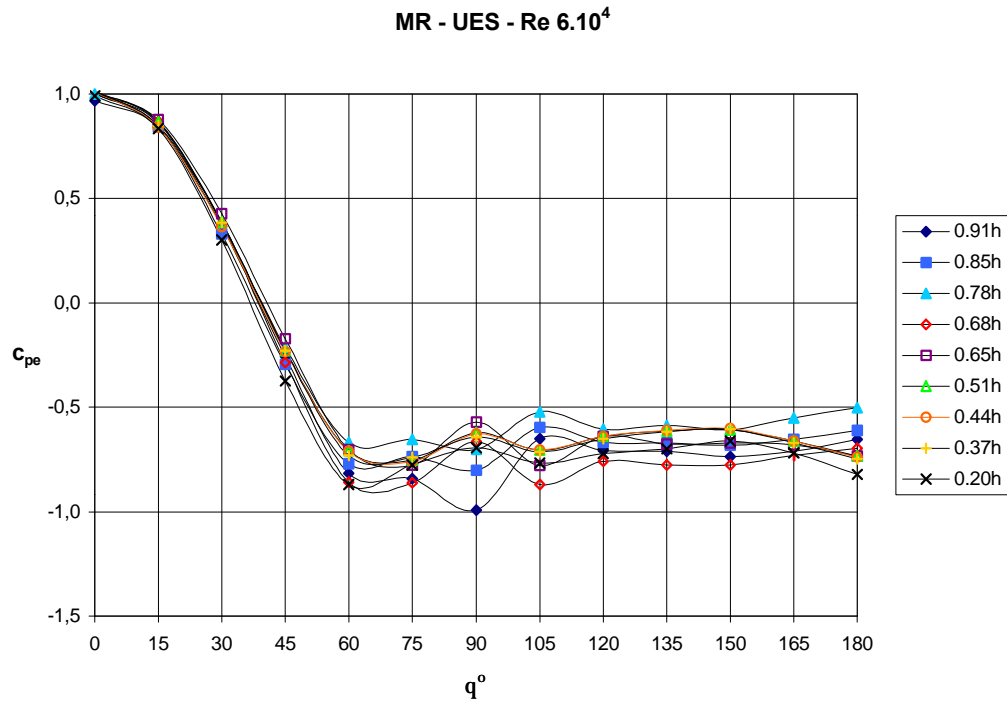


Figura 4.19 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 6.10^4$ (modelo de resina).

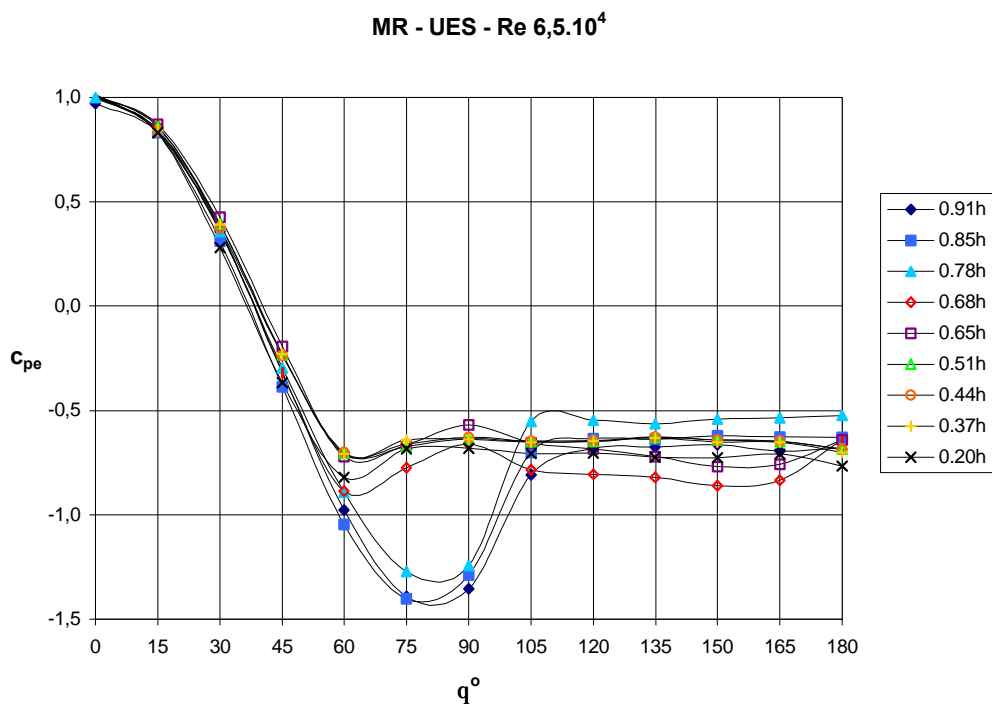


Figura 4.20 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 6,5.10^4$ (modelo de resina).

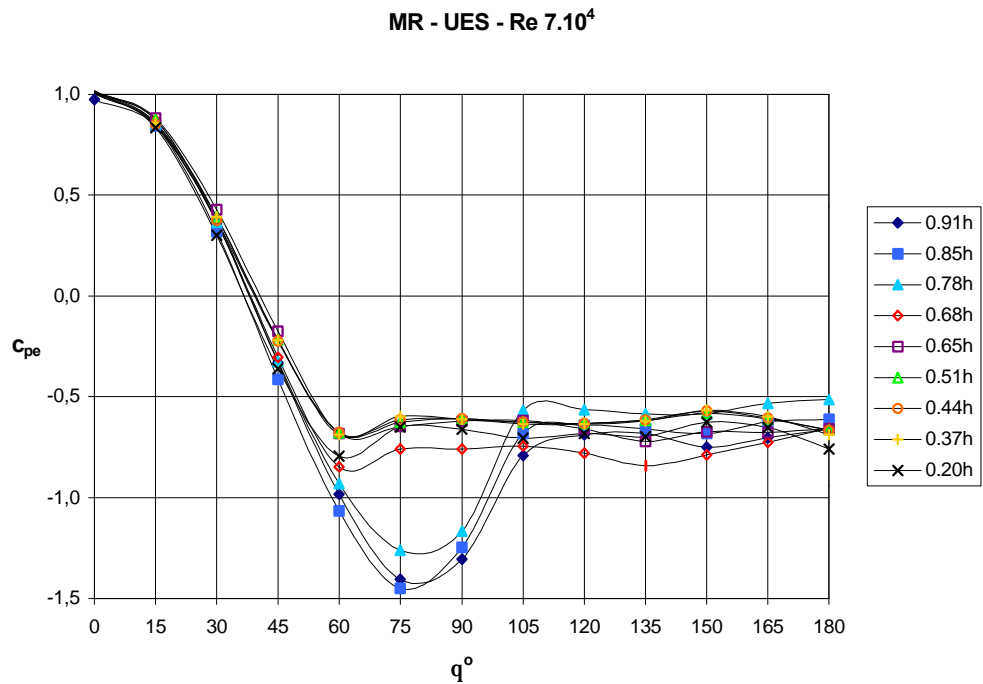


Figura 4.21 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 7.10^4$ (modelo de resina).

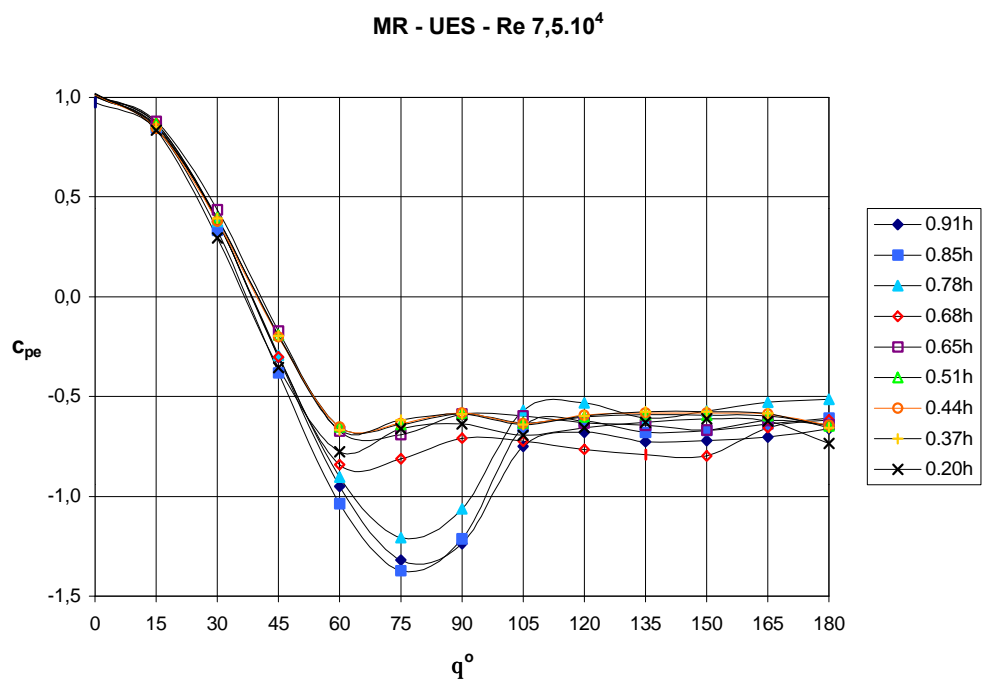


Figura 4.22 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 7,5.10^4$ (modelo de resina).

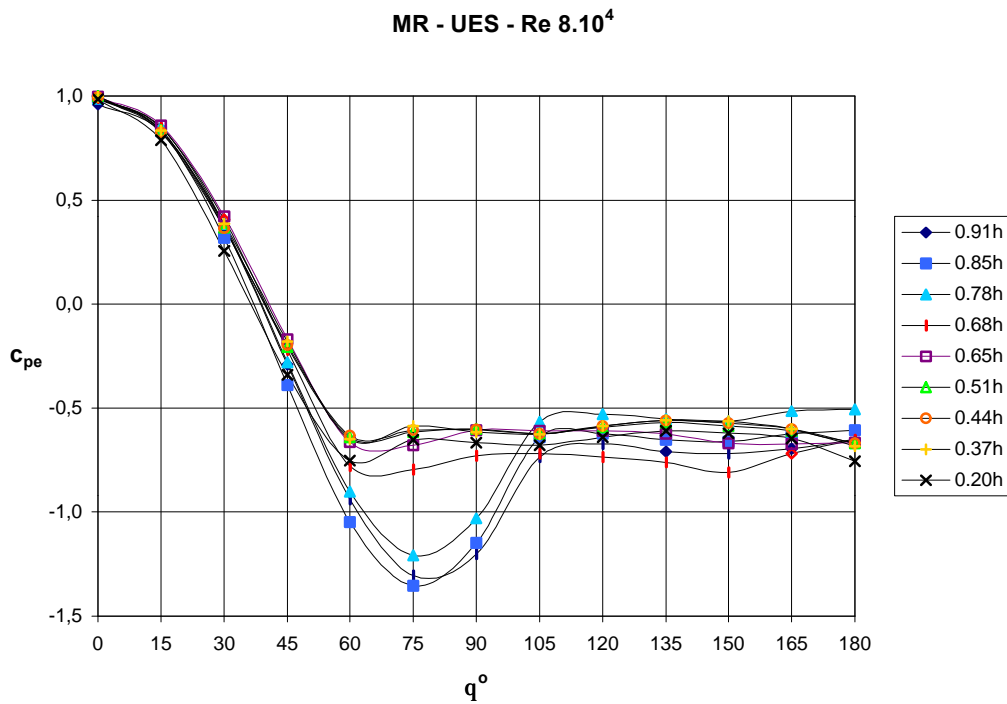


Figura 4.23 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 8 \cdot 10^4$ (modelo de resina).

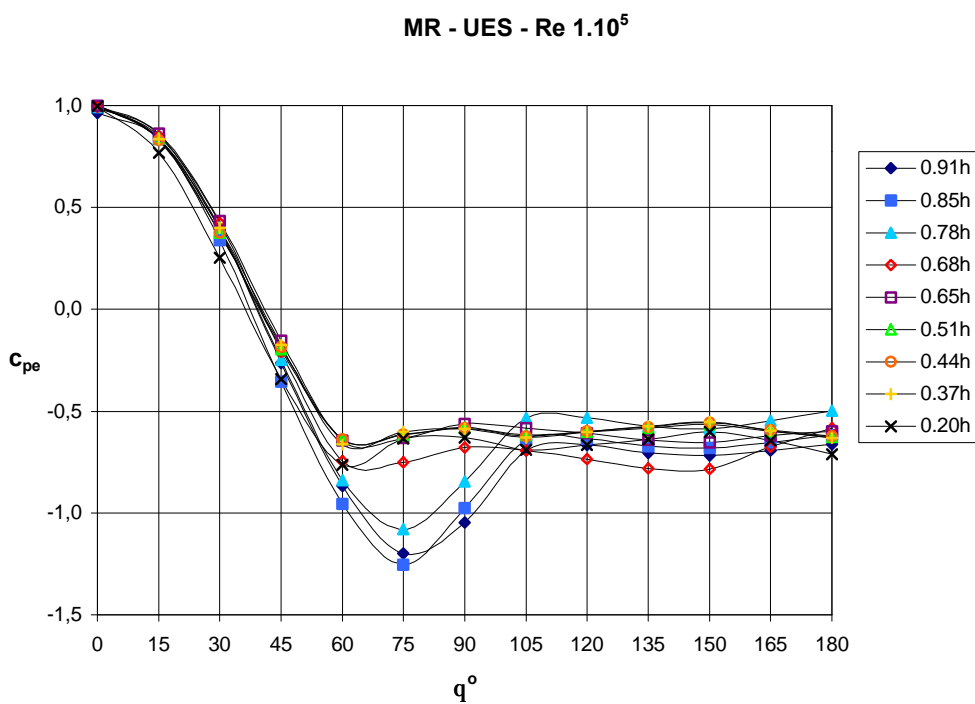


Figura 4.24 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 1 \cdot 10^5$ (modelo de resina).

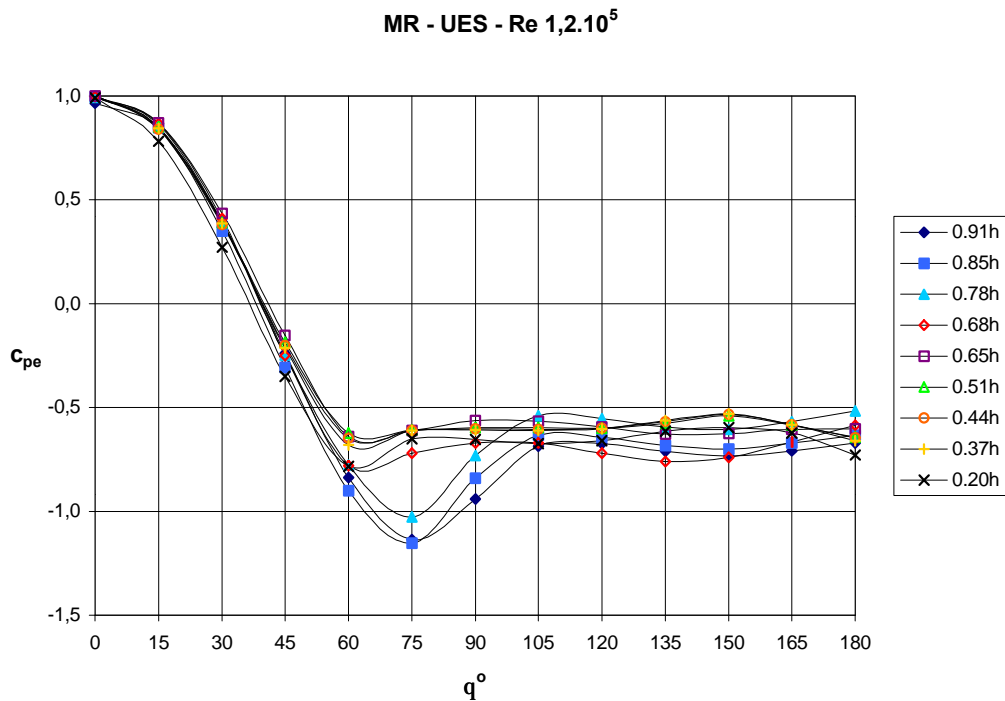


Figura 4.25 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 1,2 \cdot 10^5$ (modelo de resina).

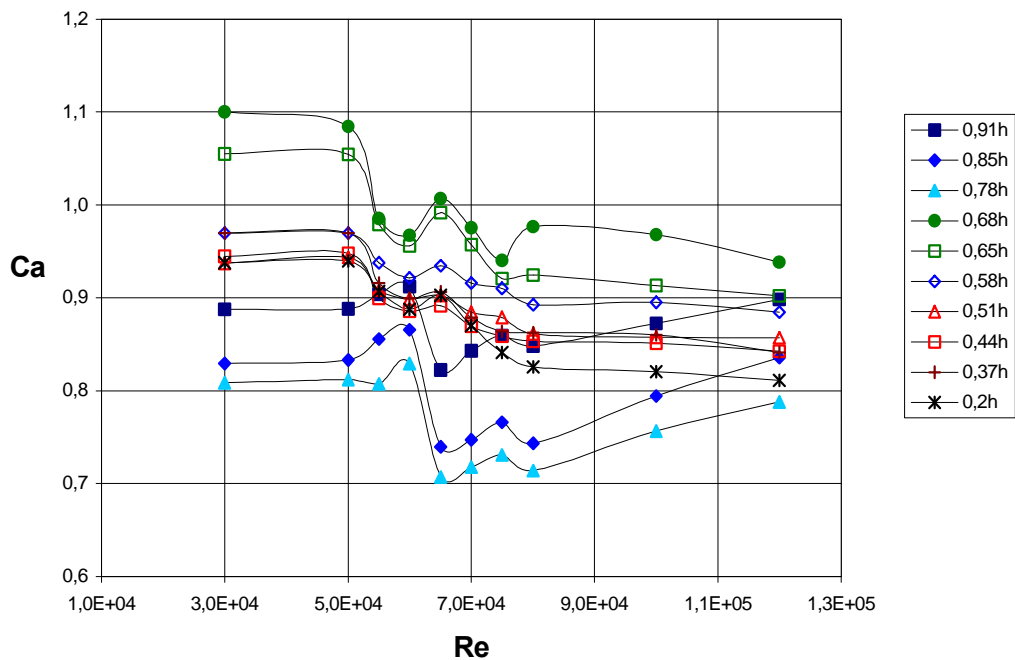


Figura 4.26 – Variação dos C_a em função do número de Reynolds ao longo da altura do modelo, obtidos em escoamento uniforme e suave (modelo de resina).

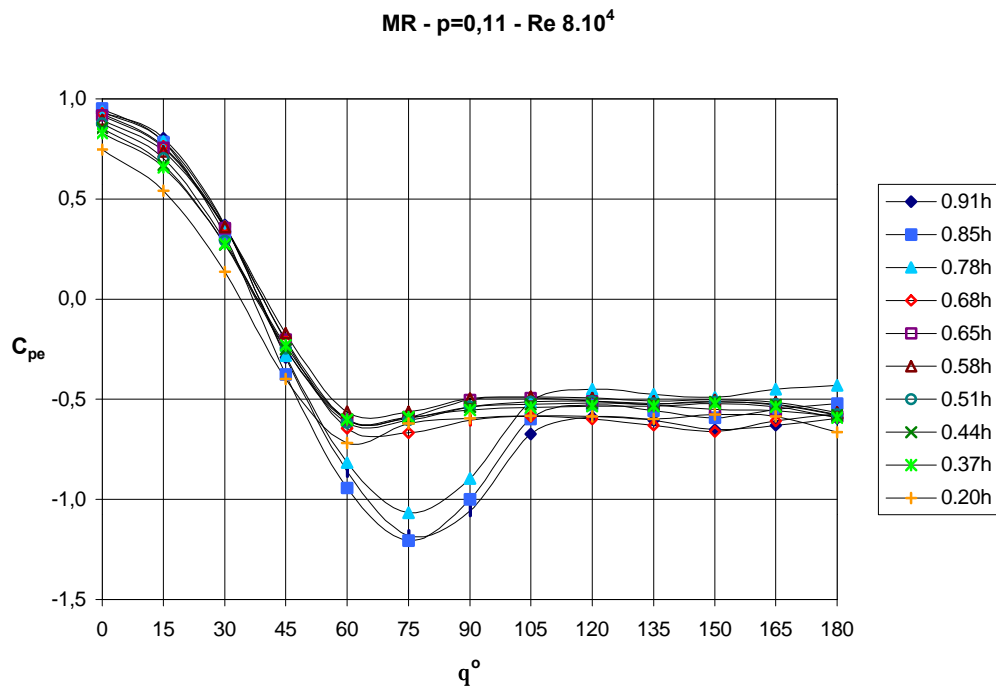


Figura 4.27 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de resina).

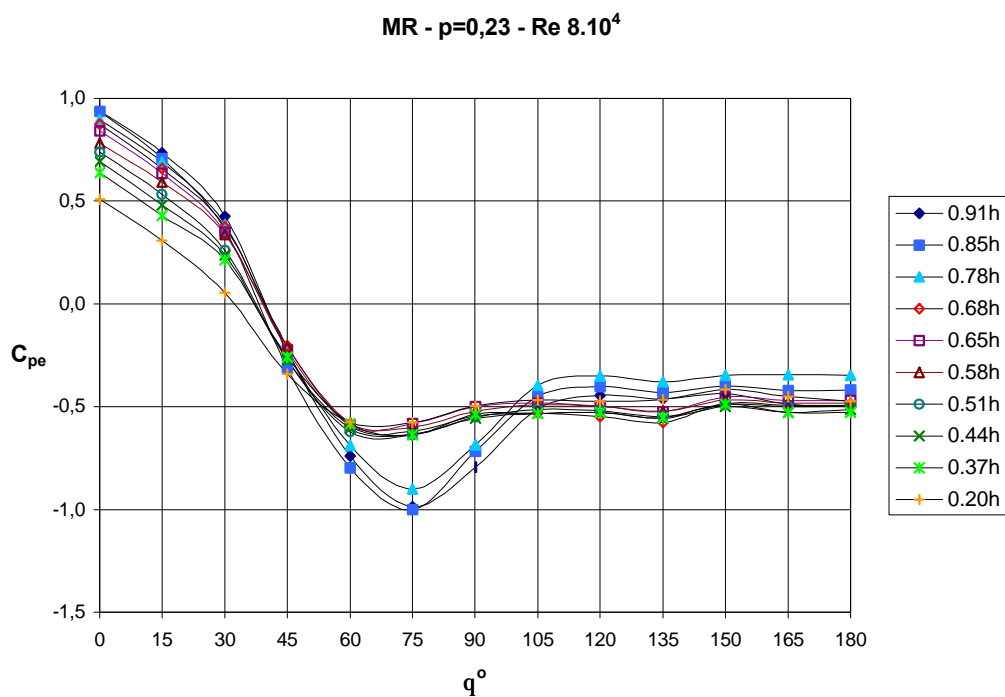


Figura 4.28 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de resina).

4.4 Ensaios Dinâmicos

4.4.1 Análise por meio de modelo de elementos finitos

O projeto do modelo reduzido da torre depende fundamentalmente das características dinâmicas da estrutura real. Estas informações são obtidas através de uma análise dinâmica teórica a partir do projeto estrutural que fornece fundamentalmente os modos e frequências naturais de vibração livre da estrutura. O modelo aeroelástico reduzido da torre deve apresentar os mesmos modos de vibração (pois a forma geométrica é adimensional) e frequências naturais de vibração determinadas a partir das condições de semelhança, discutidas na seção 4.4.3 deste estudo.

No caso específico da análise da resposta à ação do vento, o primeiro modo e sua respectiva frequência natural de vibração têm maior influência na resposta, embora eventualmente seja necessário dispensar atenção aos modos superiores.

Esta análise foi realizada com a consideração de algumas hipóteses básicas, tais como os valores do módulo de Young, da massa específica dos materiais e do amortecimento estrutural, expresso como uma fração do amortecimento crítico. Os valores adotados nesta análise estão descritos na tabela 4.2.

Tabela 4.2 - Propriedades físicas do concreto armado.

E [N/m^2]: módulo de Young	30×10^9
ρ [kg/m^3]: massa específica	2500
ζ_e [%]: razão de amortecimento estrutural crítico	1,0

Evidentemente que o cálculo da frequência fundamental da torre será influenciado pelos valores adotados. Estes valores são considerados adequados para este estudo e pode-se citar os trabalhos publicados por Paluch (1999) e Dovat (1996), que utilizaram valores semelhantes.

Uma estimativa mais confiável da frequência fundamental, bem como a obtenção dos modos de vibração, pode ser determinada por meio de um procedimento mais detalhado através de um modelo de elementos finitos.

O modelo de discretização da estrutura é mostrado na figura 4.29, onde estão indicados os nós do modelo, os valores de massa e momentos de inércia para cada trecho da estrutura. As hipóteses e características básicas deste modelo são as seguintes:

- A torre é axissimétrica, e portanto a análise em um plano vertical arbitrário é suficiente.
- As massas e inércias rotacionais são concentradas nos nós de discretização.
- São considerados dois graus de liberdade por nó: deslocamento horizontal e rotação. Adotam-se portanto elementos de viga sem deformação axial, sendo desprezados os efeitos de segunda ordem no comportamento dinâmico.
- A base da torre é considerada como rotulada, sendo a rotação restrita por um elemento de mola rotacional, correspondente à rigidez rotacional imposta pela fundação.
- A antena instalada no topo da torre tem massa desprezível em relação às demais massas existentes na sua posição, sendo portanto completamente desconsiderada.

O modelo de discretização apresentado na figura 4.29 tem altura total de $90,24m$, massa total de $1,63 \times 10^6 \text{ kg}$, com seu respectivo centro de massa localizado a $52,5m$ acima do topo do bloco de fundação. A rigidez à flexão dos elementos de viga que unem as massas discretas é $EI = 57,72 \times 10^{10} \text{ Nm}^2$.

A rigidez rotacional do bloco de fundação da torre indicada no projeto é:

$$k_f = 8,7 \times 10^{10} \text{ Nm / rad}$$

A massa do bloco de fundação é irrelevante neste contexto, pois sofrerá translação desprezível e portanto não mobilizará forças inerciais significativas. Por este motivo, a condição de contorno na base da torre é representada pela restrição completa do movimento de translação, rótula.

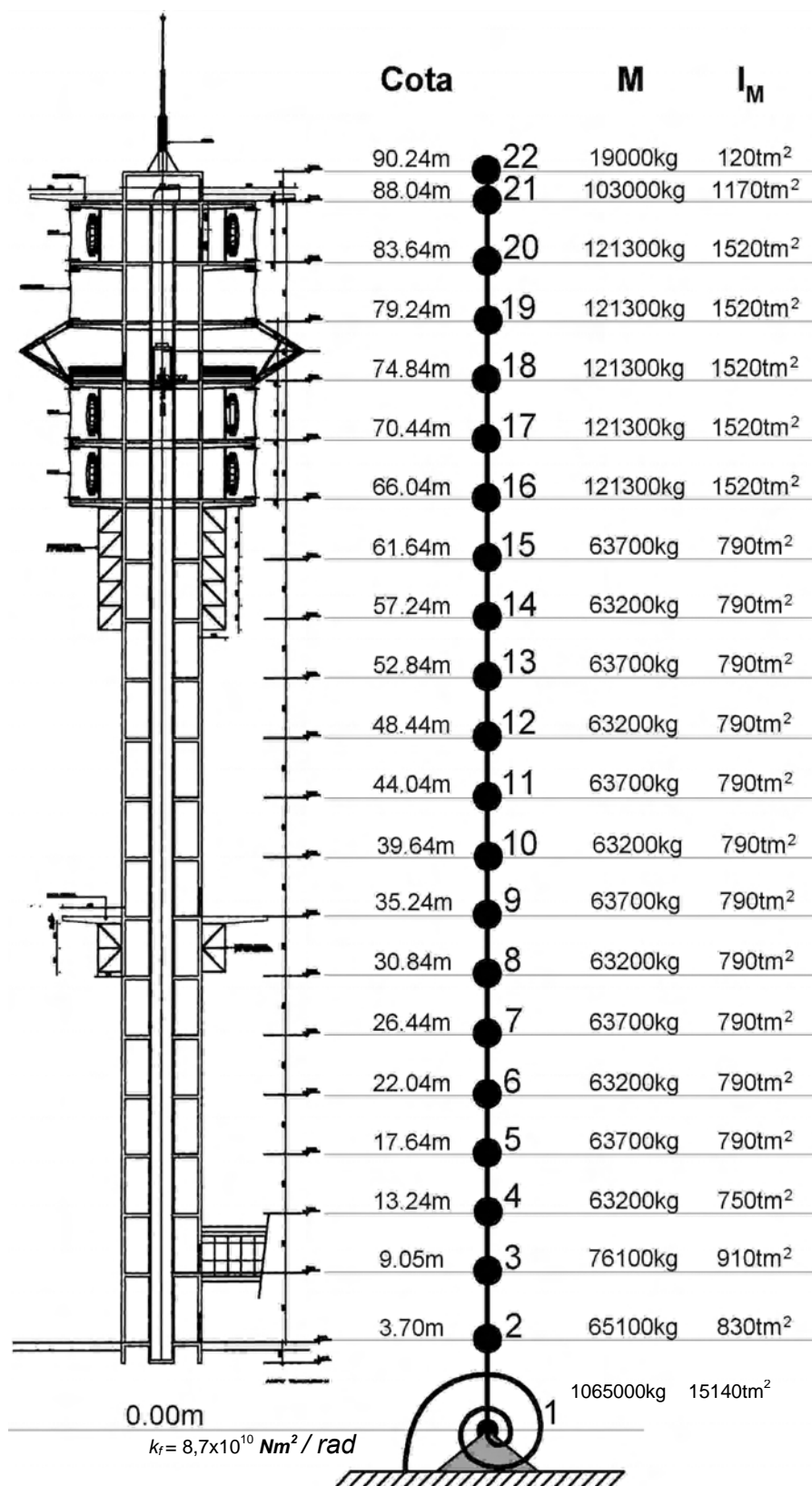


Figura 4.29 - Modelo em elementos finitos da torre.

4.4.1.1 Resultados

De posse das informações procedeu-se o cálculo dos modos e frequências naturais da torre através do programa de elementos finitos ANSYS 5.3. Foram calculadas a forma modal e as respectivas frequências naturais de vibração livre até o terceiro modo, apresentados na figura 4.30.

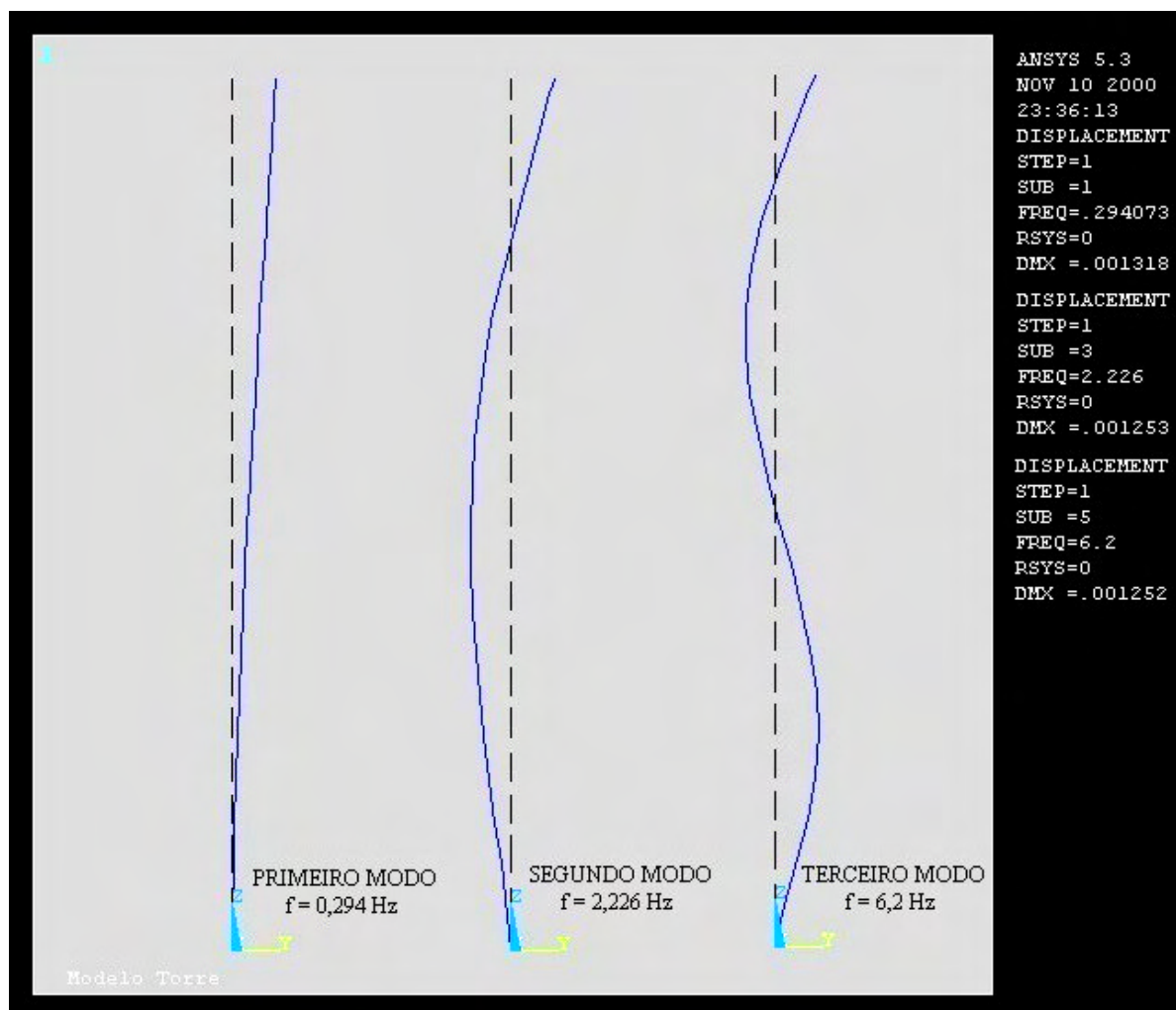


Figura 4.30 - Modos e respectivas frequências naturais de vibração da torre.

A análise realizada pelo método dos elementos finitos indica uma frequência fundamental de 0,294 Hz.

4.4.2 Modelo Aeroelástico

Foi construído um modelo aeroelástico tipo equivalente (figura 4.31), em escala 1/300, para a simulação do comportamento dinâmico do protótipo, o qual permite medidas diretas da resposta da estrutura devida a ação do vento.



Figura 4.31 – Vista do modelo aerolástico no interior do túnel de vento com os elementos para simulação das principais características do vento natural.

A simulação aeroelástica, importante para estruturas esbeltas e flexíveis, tem sentido prático somente se as características do vento natural e as características aerodinâmicas da estrutura forem corretamente simuladas. Além disso, também é necessário que sejam simuladas a rigidez, a massa e amortecimento do sistema estrutural.

O projeto de qualquer modelo aeroelástico é controlado por limitações impostas pela escala e pela disponibilidade de materiais adequados. Neste estudo, a caixa de elevadores não foi reproduzida, por dificuldades de execução, entretanto a seção transversal do modelo foi projetada de maneira a representar os efeitos da referida caixa, em termos de momento de inércia e rigidez estrutural equivalentes.

A definição da escala de comprimento do modelo, tanto para os ensaios estáticos como dinâmicos, foi determinada em função da escala da simulação das características do vento. O

fuste do modelo foi construído em resina epóxi com aditivo metálico comercializada com a designação de ARALDITE SW419/HY419 a qual possui massa específica e amortecimento semelhantes ao concreto. Por esta razão este material tem sido muito utilizado em estudos de modelos aeroelásticos de estruturas de concreto, realizados no Túnel de Vento *Prof. Joaquim Blessmann*, além de diversos estudos de mesma natureza (Isyumov et al., 1982).

Para a modelagem das lajes foram utilizados discos equivalentes de alumínio, que também apresenta massa específica semelhante a do concreto. O revestimento externo entre lajes, no protótipo, é feito com uma manta de nome comercial KEVLAR. No modelo este fechamento entre plataformas foi feito com poliuretano, mostrado na figura 4.32, que possui baixa massa específica e ao mesmo tempo é um material bastante rígido, considerado adequado para representar esta manta.

Na tabela 4.3 são apresentadas as propriedades físicas dos materiais do modelo e do protótipo. As propriedades da resina epóxi foram obtidas a temperatura ambiente e foram determinadas através de ensaios de uma viga de 3x23x195mm, realizados por Paluch (1999), e por informações que constam no catálogo do fabricante.

Tabela 4.3 – Propriedades mecânicas dos materiais do modelo e do protótipo.

	Modelo – ARALDITE	Protótipo – CONCRETO
$E [N/m^2]$: módulo de Young	$6,1 \times 10^9$	30×10^9
$r_s [kg/m^3]$: massa específica	2277	2500



Figura 4.32 – Modelo aeroelástico fixado na mesa dinâmica M-II.

4.4.2.1 Frequências naturais do modelo

As frequências naturais do modelo foram medidas a partir do espectro de potência dos registros dos sinais gerados nos pares de extensômetros. Estes registros de vibração livre foram realizados excitando-se o modelo através de um impacto no topo do mesmo. O modelo estava fixado na mesa M-II de ensaios dinâmicos do túnel de vento, mesa esta metálica com massa considerável, que permite a realização de ensaios dinâmicos sem influenciar os resultados.

Além de registros através dos extensômetros, foi instalado um acelerômetro piezoelétrico no topo do modelo e feito o registro do sinal. Estes registros foram obtidos através de um sistema de aquisição de dados com o uso do programa comercial HP VEE 3.2.

A razão de amortecimento estrutural em relação ao amortecimento crítico foi determinada experimentalmente através do cálculo do decremento logarítmico da curva de decaimento da resposta. Na figura 4.33, podem ser vistos os espectros da vibração livre e respectivos valores de frequência em duas direções ortogonais do modelo. O registro da vibração livre obtido com o acelerômetro é mostrado na figura 4.34.

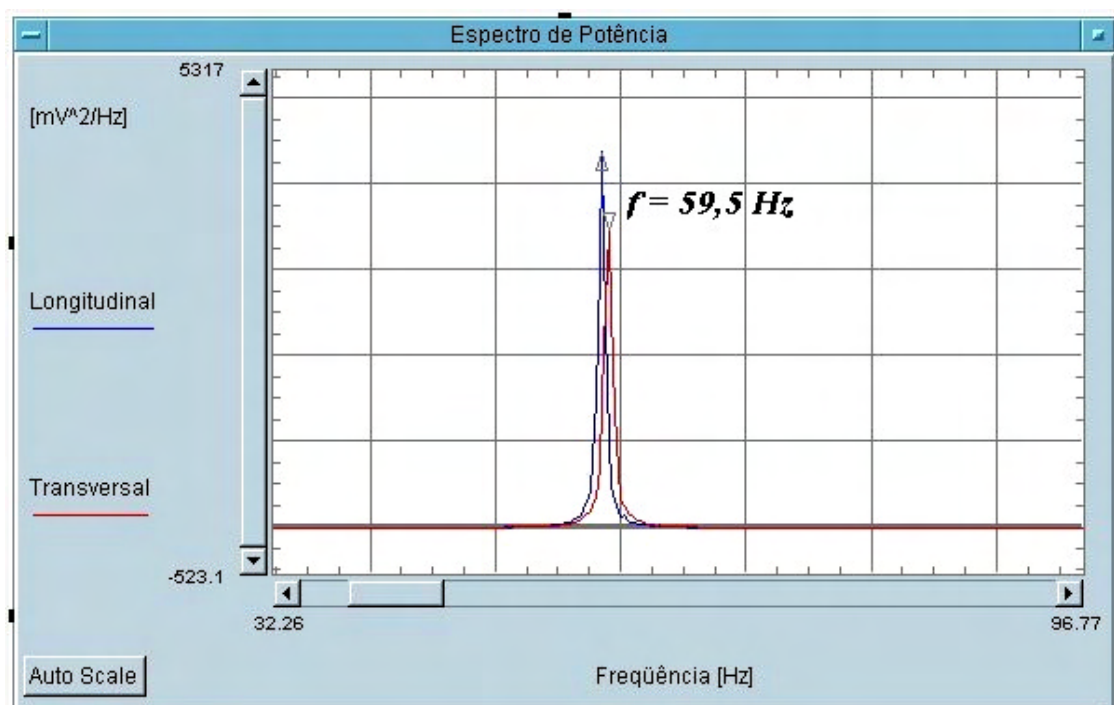


Figura 4.33 - Espectro de potência da resposta do modelo em vibração livre.

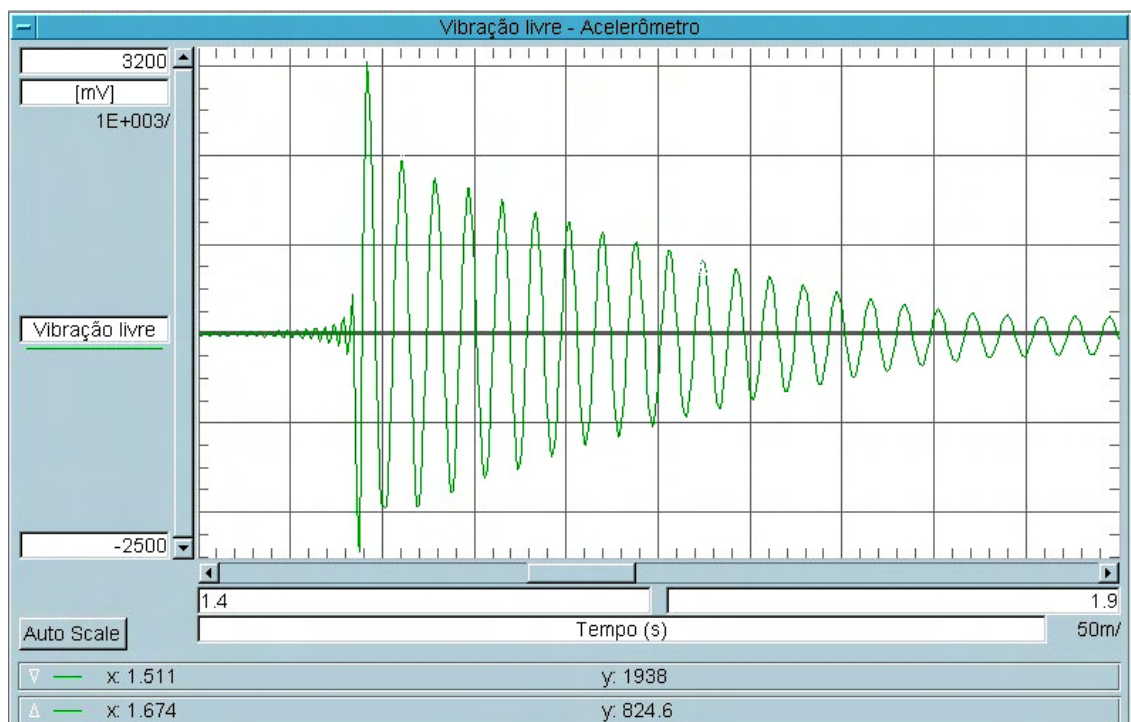


Figura 4.34 - Registro com acelerômetro da curva de decaimento do modelo em vibração livre.

As características dinâmicas do modelo e do protótipo, frequências naturais de vibração e razões de amortecimento em relação ao crítico estão indicadas na tabela 4.4.

Tabela 4.4 – Propriedades dinâmicas do modelo e do protótipo

	Modelo - ARALDITE	Protótipo – CONCRETO
f_1 [Hz]: frequência fundamental	59,5	0,294
f_2 [Hz]: frequência 2º modo	419	2,23
z_e [%]: razão de amortecimento	1,5	1,0

4.4.3 Condições de semelhança

A modelagem aeroelástica de uma estrutura envolve a simulação de suas características geométricas e dinâmicas em escalas de comprimento, massa e tempo, consistentes com a modelagem do vento natural.

4.4.3.1 Modelagem

O modelo aeroelástico foi projetado para simular a geometria exterior da torre, com detalhamento necessário, sua massa, rigidez e amortecimento. Os subíndices m e p são usados para representar valores do modelo e do protótipo respectivamente.

a) Escala geométrica:

$$\ddot{e}_L = \frac{L_m}{L_p} \quad (4.7)$$

Onde L é a dimensão característica.

b) Modelagem de massa:

A similaridade das forças de inércia é garantida pela manutenção da seguinte relação:

$$\left(\frac{\mathbf{r}_s}{\mathbf{r}} \right)_m = \left(\frac{\mathbf{r}_s}{\mathbf{r}} \right)_p \quad (4.8)$$

Onde: \mathbf{r} : massa específica do ar;

\mathbf{r}_s : massa específica do material constituinte do modelo ou do protótipo.

No caso de modelos aeroelásticos equivalentes a expressão 4.8 é substituída pela seguinte relação de massas:

$$\left(\frac{m_e}{\mathbf{r} L^2} \right)_m = \left(\frac{m_e}{\mathbf{r} L^2} \right)_p \quad (4.9)$$

Onde m_e representa a massa equivalente por unidade de comprimento. Se o modelo for do tipo homogêneo, ambos os parâmetros são idênticos.

c) Escala de massa:

$$\ddot{e}_M = I_r I_L^3 = \left(\frac{\mathbf{r}_{sm} L_m^3}{\mathbf{r}_{sp} L_p^3} \right) \quad (4.10)$$

d) Escala de rigidez:

Em situações onde a rigidez da estrutura é predominantemente devida a ação de forças elásticas e essencialmente independente dos efeitos de gravidade ou peso próprio, a manutenção da relação de escala entre as forças elásticas e as forças de inércia induzidas pelo escoamento é obtida pela manutenção do Número de Cauchy.

$$\left(\frac{EI}{\mathbf{r} V^2 L^4} \right)_m = \left(\frac{EI}{\mathbf{r} V^2 L^4} \right)_p \quad (4.11)$$

Onde: E é o módulo de Young;
 I é o momento de inércia;
 V é a velocidade do vento.

e) Escala de amortecimento:

Estabelece a relação entre as forças estruturais dissipativas.

$$\mathbf{z}_m = \mathbf{z}_p \quad (4.12)$$

Onde \mathbf{z} é o amortecimento estrutural, expresso como uma fração do amortecimento crítico.

f) Número de Reynolds:

Relação entre as forças de inércia e as de viscosidade no escoamento.

$$\left(\frac{VL}{\mathbf{n}} \right)_m = \left(\frac{VL}{\mathbf{n}} \right)_p \quad (4.13)$$

Onde \mathbf{n} é a viscosidade cinemática do ar.

4.4.4 Aplicação ao modelo em estudo

Neste estudo a massa específica do modelo, \mathbf{r}_{sm} , é aproximadamente igual à massa específica do protótipo, \mathbf{r}_{sp} , o que conduz a $\mathbf{I}_r \approx 1$, conforme tabela 4.3. Portanto, a escala de velocidades \mathbf{I}_V foi determinada a partir da relação:

$$\mathbf{I}_V = \mathbf{I}_f \mathbf{I}_L \quad (4.14)$$

Onde \mathbf{I}_f representa a escala de frequências:

$$\mathbf{I}_f = \frac{f_m}{f_p} \quad (4.15)$$

Em geral não é possível satisfazer todos os requisitos de similaridade descritos acima, sendo que algumas aproximações são necessárias. Para a modelagem da referida estrutura basta que sejam satisfeitos os seguintes parâmetros adimensionais:

$\frac{\mathbf{r}_s}{\mathbf{r}}$	Efeitos de inércia
$\frac{E I}{\mathbf{r} V^2 L^4}$	Ação elástica
\mathbf{z}	Amortecimento

A seguir estão indicados na tabela 4.5, de forma resumida, os parâmetros para a modelagem aeroelástica do modelo e seus respectivos valores.

Tabela 4.5 – Parâmetros de escala do modelo aeroelástico.

Parâmetro	Escala Aeroelástica	Valor
Comprimento	$\check{e}_L = L_m / L_p$	0,0033 (1/300)
Massa específica	$\check{e}_r = \mathbf{r}_m / \mathbf{r}_p$	1,0
Massa	$\check{e}_M = \mathbf{I}_r \mathbf{I}_L^3$	$3,73 \times 10^{-8}$
Velocidade	$\check{e}_V = \mathbf{I}_L \mathbf{I}_f$	0,66
Frequência	$\check{e}_f = f_m / f_p$	198,3
Tempo	$\check{e}_T = 1 / \mathbf{I}_f$	0,005
Força	$\check{e}_F = \mathbf{I}_V^2 \mathbf{I}_L^2$	$4,84 \times 10^{-6}$
Momentos	$\check{e}_{MF} = \mathbf{I}_V^2 \mathbf{I}_L^3$	$1,62 \times 10^{-8}$

4.4.5 Instrumentação

Para a medição da resposta do modelo aeroelástico da torre em túnel de vento, ou seja, medições dos momentos fletores na base, a mesma foi instrumentada com extensômetros elétricos KYOWA, tipo KFC-5-C1-11 com as seguintes características:

- Comprimento de resistência: 5mm;
- Valor da resistência: $102 \pm 0,3$ omhs;
- *Gauge factor*: $2,11 \pm 1\%$

Foram colados quatro extensômetros na base do modelo, conforme figura 4.35, constituindo duas meias pontes de Wheatstone para medição dos momentos fletores em dois eixos ortogonais horizontais, ou seja, momento longitudinal e momento transversal, de particular interesse neste estudo.

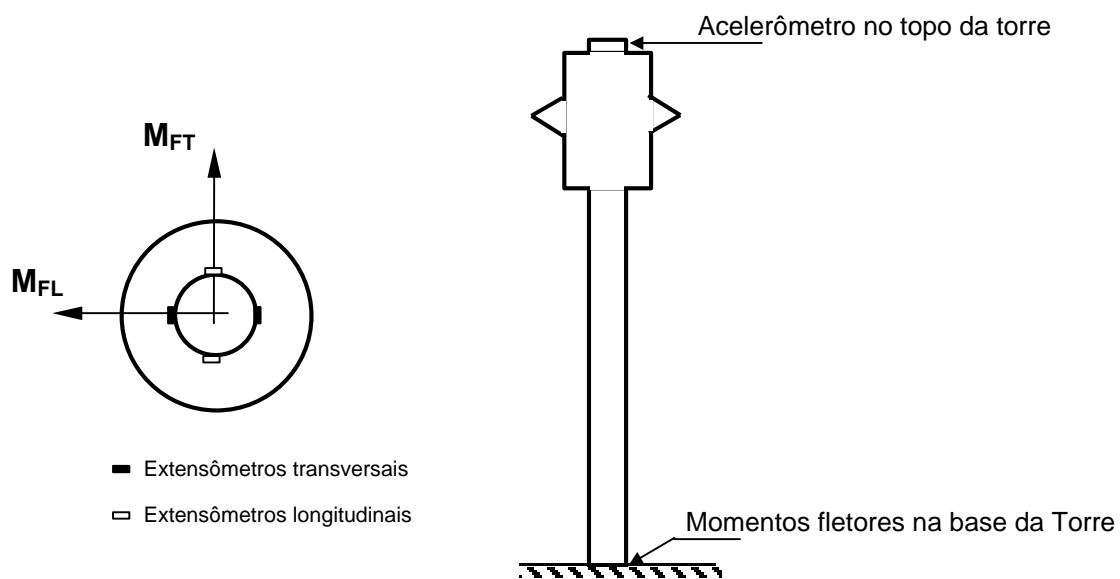


Figura 4.35 – Locais instrumentados do modelo aeroelástico.

Os equipamentos utilizados no ensaio aeroelástico e esquema de conexão dos mesmos são mostrados nas figuras 4.36 e 4.37.



Figura 4.36 – Equipamentos utilizados nos ensaios aeroelásticos.

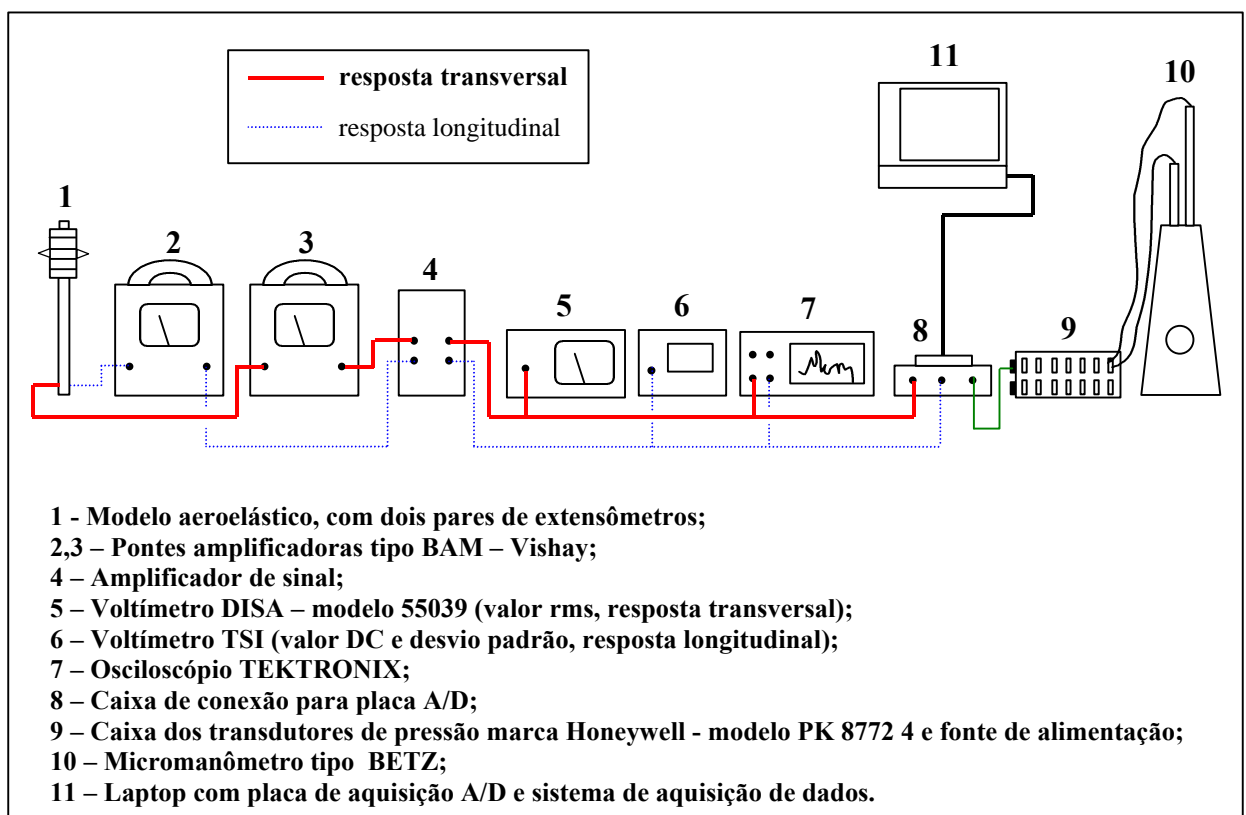


Figura 4.37 – Esquema do sistema de medição das respostas longitudinal e transversal nos ensaios aeroelásticos.

O procedimento de ensaio consistiu na medição dos sinais, em termos de tensão $[mV]$, gerados nas pontes de extensômetros, devidos à excitação do vento. Os sinais transversais e longitudinais foram registrados através do sistema de aquisição de dados que utiliza o programa comercial HP VEE 3.2, conforme mostra a figura 4.38. Os registros dos sinais ao longo do tempo adquiridos tiveram a duração de 32 segundos. Simultaneamente, os sinais também foram medidos por dois voltímetros. O modelo DISA media o valor rms da resposta transversal, enquanto que o modelo TSI os valores DC (médio) e rms da resposta longitudinal. O tempo de integração do voltímetro DISA foi de 10 segundos e do voltímetro TSI 1 segundo, para o valor DC, e 10 segundos para o valor rms. Com a finalidade de monitorar o processo foi ainda utilizado um osciloscópio para a avaliação qualitativa dos sinais.

O modelo foi calibrado antes e após a realização dos ensaios através da aplicação de forças conhecidas no topo do mesmo, num ciclo de carga e descarga. A calibração foi feita nas duas direções, longitudinal e transversal, com registro dos valores através do sistema de aquisição e dos voltímetros. As curvas de calibração longitudinal e transversal encontram-se no anexo deste trabalho.

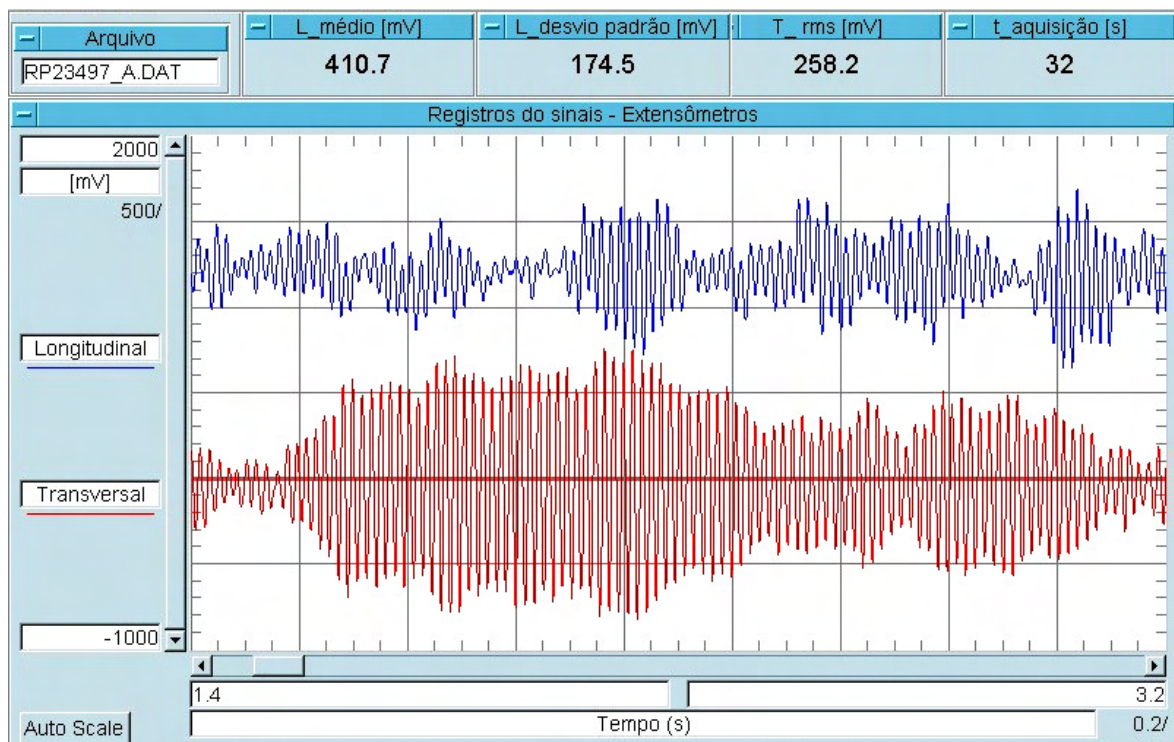


Figura 4.38 – Registro da variação dos momentos fletores na base do modelo em função do tempo.

4.4.6 Resultados

Após a realização dos ensaios aeroelásticos, os registros foram processados em planilha eletrônica, com o objetivo de determinar as solicitações de pico das respostas longitudinal e transversal, esta última de interesse particular neste estudo. A primeira etapa da fase de processamento dos resultados consiste na transformação do sinal registrado, tensão elétrica [mV], em força [N]. Através das curvas de calibração do modelo aeroelástico determinou-se a relação existente entre a tensão gerada nos extensômetros devido à aplicação de uma força conhecida no topo do modelo. Esta relação permite, de forma inversa, transformar um valor de tensão elétrica medido no modelo em força correspondente. Portanto, o momento fletor gerado na base do modelo é igual ao valor da força no topo do modelo, multiplicado pelo seu braço de alavanca. Uma vez determinados os valores do momento fletor na base do modelo, em função da velocidade do vento, aplicam-se as condições de semelhança aeroelástica determinadas na seção 4.4.4, para obter as solicitações em escala real, ou seja, no protótipo.

As solicitações longitudinais na base do modelo são divididas em duas componentes, a média e a flutuante, ou seja, momento fletor médio e desvio padrão. O momento fletor longitudinal médio adimensionalizado é apresentado na figura 4.39, graficado em função da velocidade reduzida.

O momento fletor longitudinal médio foi adimensionalizado, $\overline{M}_{FL \text{ adim}}$, através da seguinte relação:

$$\overline{M}_{FL \text{ adim}} = \frac{\overline{M}_{FL}}{\mathbf{r} f_1^2 h^5} \quad (4.17)$$

Onde: \overline{M}_{FL} : momento fletor longitudinal médio;

\mathbf{r} : massa específica do ar;

f_1 : frequência natural;

h : altura da torre.

O desvio padrão do momento fletor longitudinal adimensionalizado, $\tilde{M}_{FL\text{ adim}}$, e o valor rms do momento fletor transversal adimensionalizado, $\tilde{M}_{FT\text{ adim}}$, são apresentados, respectivamente, nas figuras 4.40 e 4.41. Estes momentos fletores flutuantes foram adimensionalizados através dos mesmos parâmetros utilizados na adimensionalização do momento fletor longitudinal médio.

A velocidade reduzida (eixo das abcissas) das figuras 4.39, 4.40 e 4.41, foi definida como:

$$V_r = \frac{V}{f_1 d_{topo}} \quad (4.18)$$

Conforme indicado na tabela 4.4, o modelo e o protótipo possuem diferentes razões de amortecimento estrutural crítico. Nesta situação é realizada uma correção admitindo-se que a resposta varia inversamente com a raiz quadrada da razão de amortecimento estrutural crítico (Paluch, 1999). Portanto, a correção dos momentos fletores flutuantes é realizada pela seguinte expressão:

$$\frac{(\tilde{M}_F)_m}{(\tilde{M}_F)_p} = \frac{(\sqrt{z_e})_p}{(\sqrt{z_e})_m} \quad (4.19)$$

Onde: \tilde{M}_F : valor flutuante do momento;

z_e : razão de amortecimento estrutural crítico.

As solicitações de pico, momentos fletores longitudinais e transversais, são obtidas através da multiplicação do desvio padrão ou valor rms, do respectivo momento fletor, por um fator de pico:

$$\hat{M}_F = g_y \tilde{M}_F \quad (4.20)$$

Onde: \hat{M}_F : valor de pico do momento fletor;

\tilde{M}_F : valor flutuante do momento fletor, seja desvio padrão ou valor rms;

g_y : fator de pico.

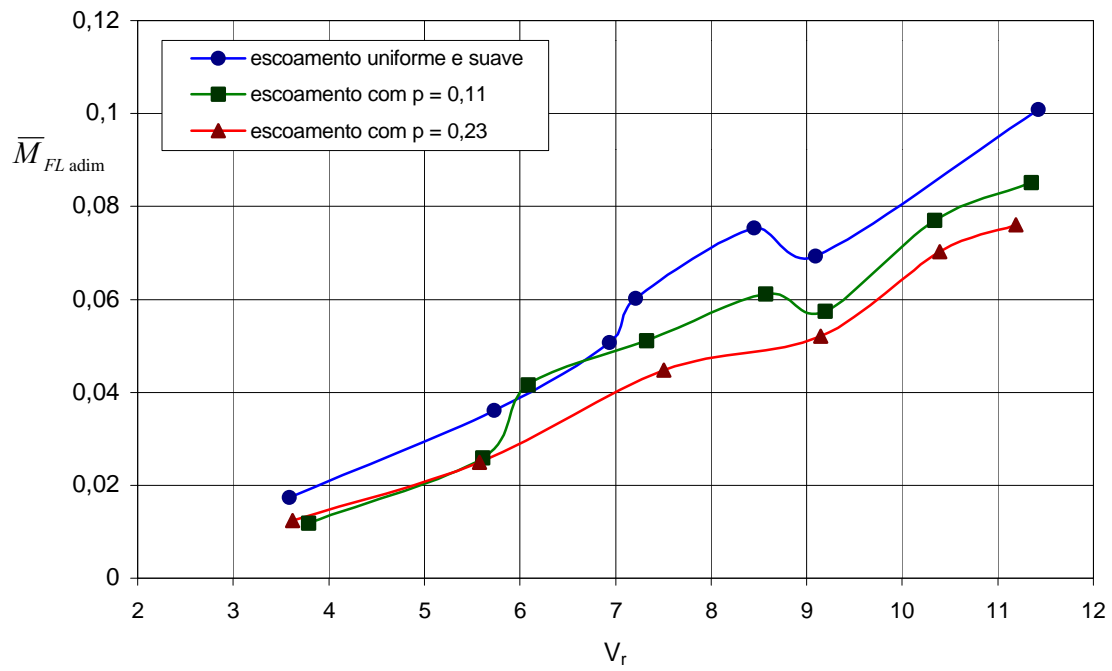


Figura 4.39 – Momento fletor longitudinal médio adimensionalizado, na base da torre, em função da velocidade reduzida.

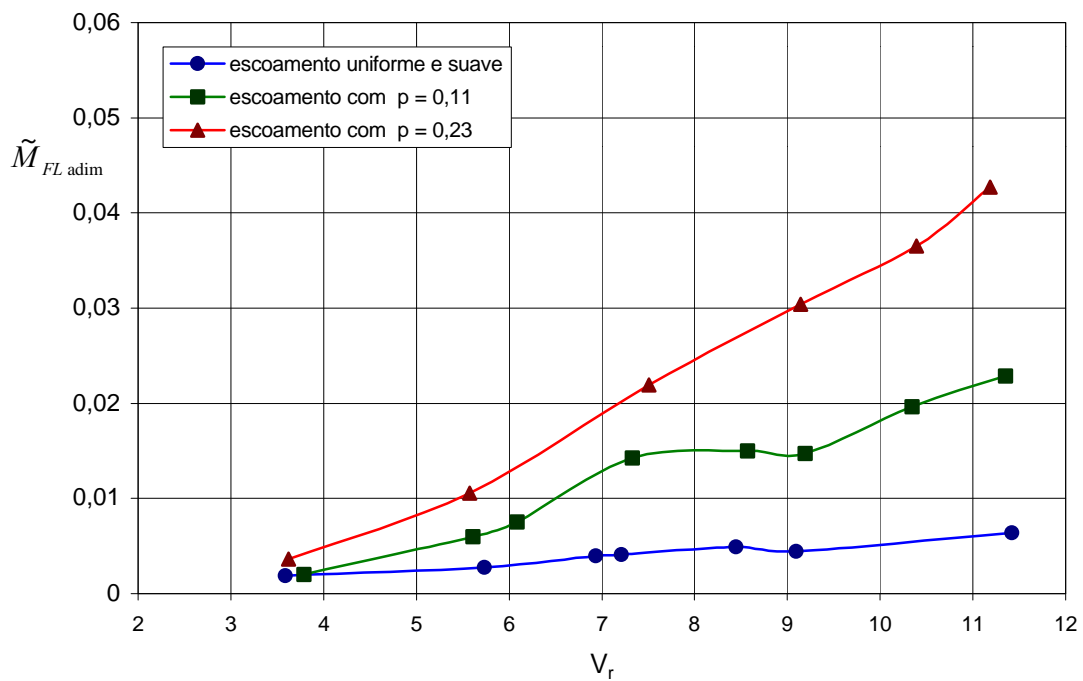


Figura 4.40 – Desvio padrão do momento fletor longitudinal adimensionalizado, na base da torre, em função da velocidade reduzida.

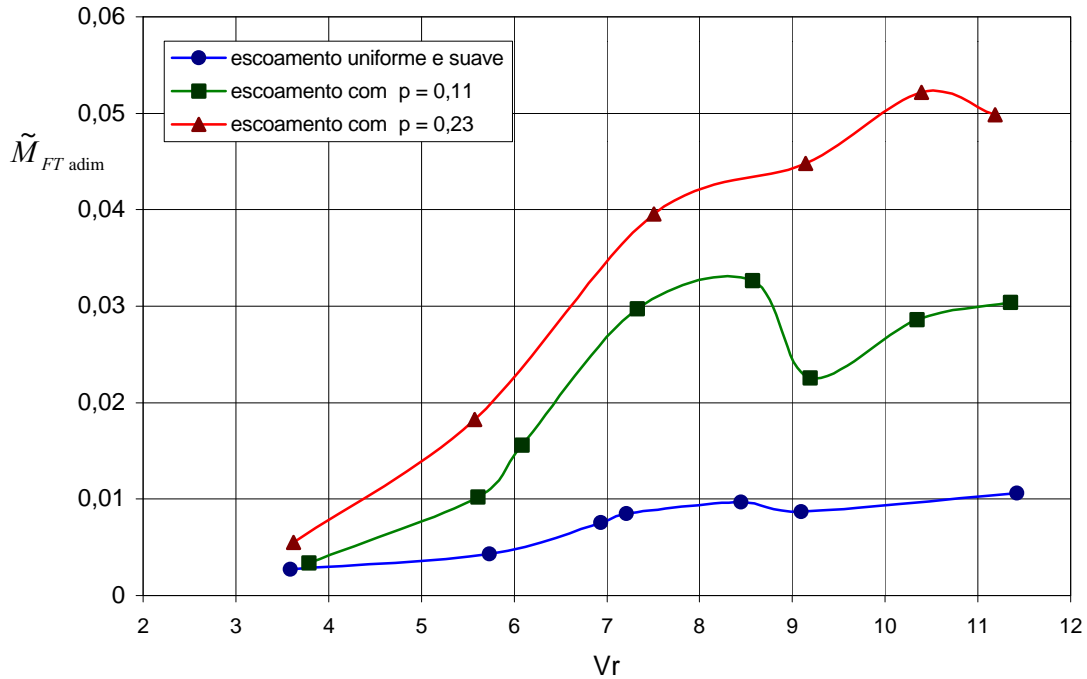


Figura 4.41 – Valor rms do momento fletor transversal adimensionalizado, na base da torre, em função da velocidade reduzida.

4.4.6.1 Comentários

- Na figura 4.41 observa-se que o pico na curva da resposta transversal correspondente ao escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$, ocorre a uma velocidade reduzida $V_r \cong 8$. Esta velocidade reduzida relacionada à resposta de pico está de acordo com o indicado por Vickery e Basu (1983a), onde $V_r \cong 8$ seria o valor correspondente ao limite superior da gama de velocidades reduzidas na qual são produzidas vibrações transversais importantes.
- Nas mesmas regiões (figura 4.41), em termos de V_r , em que são observados picos da resposta transversal da torre, os valores médio e flutuante da resposta longitudinal também sofrem perturbações, aumentando a magnitude.
- Na figura 4.39 as curvas da resposta obtida para os três tipos de escoamentos indicam que na medida em que o perfil de velocidades médias em função da altura perde a uniformidade, ou seja torna-se deslizante, a resposta longitudinal média diminui.

- Na medida em que o escoamento torna-se mais turbulento, conforme figura 4.40, a resposta longitudinal flutuante aumenta, devido à componente longitudinal da turbulência, responsável direta pelas flutuações longitudinais.

O deslocamento transversal de pico, \hat{y} , pode ser estimado a partir da expressão proposta por Simiu e Scanlan (1986):

$$\hat{y} = \frac{\hat{M}_F}{(2p f_n)^2 \int_0^h m(z) \mathbf{j}(z) z dz} \quad (4.21)$$

Onde: f_n : frequência fundamental da torre;

$\mathbf{j}(z)$: forma modal associada à frequência fundamental da torre;

$m(z)$: massa por unidade de altura da torre;

z : cota acima do nível do terreno.

A partir dos valores da componente flutuante do momento fletor transversal foram calculados os valores de pico, e os respectivos deslocamentos relativos, \hat{y}/d_{topo} , em relação ao diâmetro do topo da torre, apresentados na figura 4.42.

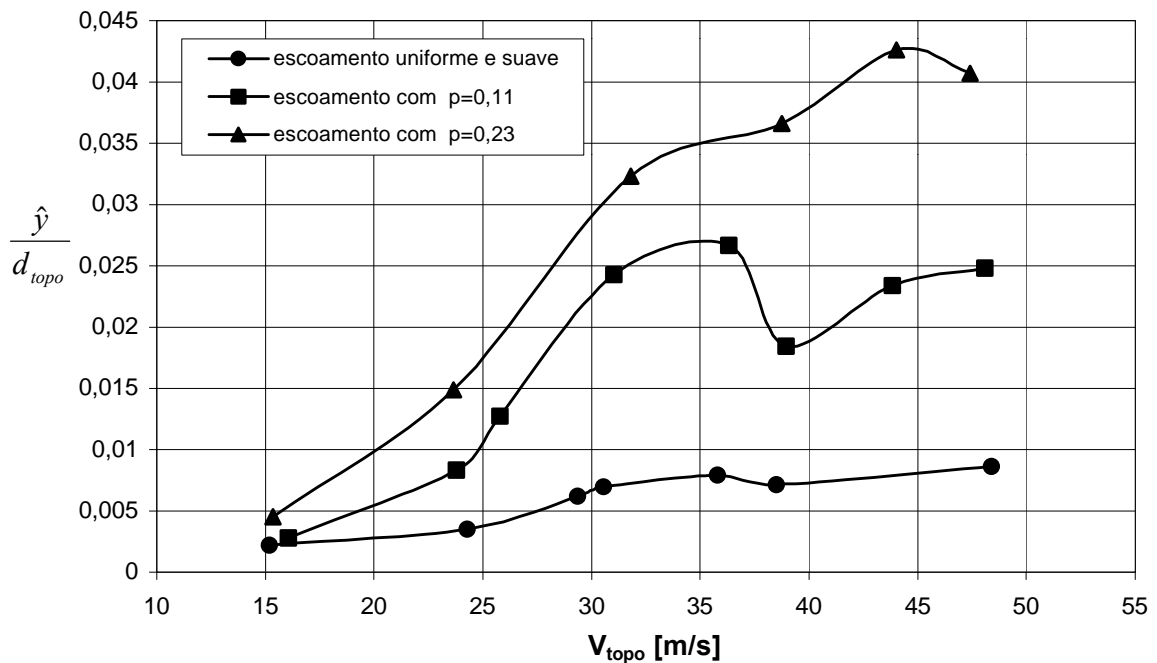


Figura 4.42 – Valores de \hat{y}/d_{topo} , transversal, em função da velocidade média de referência no topo da torre ($z=86,64m$).

5 Comparação: Túnel de Vento x Modelos Matemáticos

A resposta da Torre obtida a partir dos ensaios em Túnel de Vento foi comparada com a determinada pelos modelos teóricos de Vickery e Basu (1983a) e de Vickery e Basu simplificado (1983c), descritos na seção 3 deste estudo. A resposta obtida para estes modelos é apresentada com e sem as correções, que consideram os efeitos de tridimensionalidade, propostas por Vickery (1998). Adicionalmente aos modelos teóricos, a resposta transversal foi obtida através dos seguintes procedimentos normativos:

- Proposta de Norma Brasileira 1 – Blessmann (1998)
- Proposta de Norma Brasileira 1 modificada – Paluch (1999)
- Proposta de Norma Brasileira 2 – Paluch (1999)
- Norma Canadense – NBC (1985)

As propostas de Norma Brasileira 1 (Blessmann 1998) e 1 modificada (Paluch 1999) baseiam-se no modelo proposto por Riera e Paluch (1997). A proposta de Norma Brasileira 2 foi elaborada por Paluch (1999) a partir do modelo simplificado de Vickery e Basu (1983c), pertencendo ao grupo de modelos de amortecimento negativo.

Estes procedimentos foram empregados para a determinação da resposta transversal máxima no topo (diâmetro de 14m), na situação de desprendimento de vórtices com frequência igual à frequência fundamental de vibração da torre.

5.1 Aplicação dos modelos

Nesta seção os modelos apresentados anteriormente são aplicados à torre em estudo. Para a aplicação do modelo de Vickery e Basu (1983a) a torre foi discretizada em 6 elementos, sendo o comprimento de cada elemento definido em termos do comprimento de correlação adotado. Na região do fuste foi admitido igual a aproximadamente 2 vezes o diâmetro, e 1,5 vezes o diâmetro para a região do topo. Admitiu-se que a correlação cruzada das forças devidas ao desprendimento de vórtices entre elementos é nula. A resposta transversal foi obtida admitindo-se as seguintes situações:

- (1) que a frequência de desprendimento de vórtices que ocorre num elemento coincide com a frequência natural de vibração da torre, e nos demais varia de acordo como perfil de velocidades médias do vento;
- (2) que a frequência de desprendimento de vórtices que ocorre nos elementos do modelo não coincide com a frequência natural da torre.

Desta forma fica verificada a resposta na condição de ressonância em cada um dos elementos e respostas intermediárias.

A seleção dos parâmetros aerodinâmicos foi feita a partir das características dos escoamentos deslizantes e turbulentos com $p=0,11$ e $p=0,23$, indicadas na seção 4.1 deste estudo. Os demais parâmetros foram obtidos no trabalho de Vickery (1998) que considera efeitos de tridimensionalidade. A tabela 5.1 apresenta a gama de variação dos parâmetros utilizados nos modelos de Vickery e Basu (1983a) e Vickery e Basu simplificado (1983c).

Paluch (1999) (comunicação pessoal com Vickery), informa que no projeto de Torres e Chaminés devem ser utilizados valores de \tilde{C}_L obtidos em função de I_1^* . A razão desta indicação é que a resposta obtida em função dos parâmetros sugeridos, resulta num intervalo de valores, dentro do qual estaria a resposta real da estrutura. No modelo de Vickery e Basu simplificado a resposta transversal foi calculada com $\tilde{C}_L(I_1)$ e $\tilde{C}_L(I_1^*)$.

Tabela 5.1 – Parâmetros utilizados nos modelos de Vickery e Basu e Vickery e Basu simplificado.

Parâmetro	Vickery e Basu		Vickery e Basu - Simplificado	
	P=0,11	p=0,23	p=0,11	p=0,23
I_1 [%]	5,3 – 8,7	10,4 – 20	5,3	10,4
I_1^* [%]	3,4 -5	5,4 – 9,4	3,4	5,4
$\tilde{C}_L(\infty, I_1)$	-	-	0,07	0,16
$\tilde{C}_L(\infty, I_1^*)$	0,095 - 0,12	0,15 - 0,21	0,095	0,15
L_1 [mm]	105,6 – 183,7	190,8 – 333,6	183,7	333,6
B	0,21 – 0,27	0,31 – 0,5	0,21	0,31
St	0,2		0,2	
l [d]	1,5 – 2,0		2,0	
g_y	3,86		3,86	
z_e [%]	1,0		1,0	
z_{aero} [%] (máximo)	0,53	0,4	0,53	0,4

Nas tabelas 5.2 e 5.3 são apresentadas as respostas obtidas empregando-se os modelos e procedimentos indicados anteriormente. Os parâmetros utilizados nos procedimentos normativos foram determinados a partir de indicações que constam nos mesmos. Cabe destacar que em todos os modelos e procedimentos utilizados neste estudo a razão de amortecimento estrutural em relação ao amortecimento crítico admitida é $\zeta_e = 0,01$.

Nas figuras 5.1 e 5.2 encontram-se graficadas as solicitações transversais, em termos do valor rms do momento fletor transversal, obtidas através dos ensaios em túnel de vento e por diferentes procedimentos analíticos. A resposta indicada nestas figuras, 5.1 e 5.2, foram obtidas sem a consideração das correções propostas por Vickery (1998) devidas aos efeitos tridimensionais (esbeltez finita). Entretanto, as figuras 5.3 e 5.4 apresentam as mesmas solicitações transversais com as correções que levam em consideração os efeitos de tridimensionalidade.

Tabela 5.2 – Resposta transversal segundo diferentes modelos e túnel de vento, relativa a escoamento deslizando e turbulento com $p=0,11$.

Modelo	Deslocamento \hat{y} [m]	Deslocamento relativo $100 * (\hat{y} / d_{topo})$ [%]	Momento fletor na base \hat{M}_{FT} [MNm]
Vickery e Basu I_1^* (∞)	0,27	1,9	48,4
Vickery e Basu I_1^* (I)	0,21	1,5	37,6
Vickery e Basu Simplificado I_1^* (∞)	0,39	2,8	69,1
Vickery e Basu Simplificado I_1^* (I)	0,22	1,6	38,4
Vickery e Basu Simplificado I_1 (∞)	0,3	2,1	53,8
Vickery e Basu Simplificado I_1 (I)	0,17	1,2	30,7
Túnel de Vento	0,37	2,7	66,5

Obs.: (∞) - com \tilde{C}_L obtido em condições bidimensionais; (I) - com \tilde{C}_L corrigido em função da esbeltez.

Tabela 5.3 – Resposta transversal segundo diferentes modelos e túnel de vento, relativa a escoamento deslizando e turbulento com $p=0,23$.

Modelo	Deslocamento \hat{y} [m]	Deslocamento relativo $100 * (\hat{y} / d_{topo})$ [%]	Momento fletor na base \hat{M}_{FT} [MNm]
Vickery e Basu I_1^* (∞)	0,34	2,4	60,3
Vickery e Basu I_1^* (I)	0,26	1,9	44,2
Vickery e Basu Simplificado I_1^* (∞)	0,5	3,6	89,2
Vickery e Basu Simplificado I_1^* (I)	0,27	1,9	47,6
Vickery e Basu Simplificado I_1 (∞)	0,53	3,8	95,2
Vickery e Basu Simplificado I_1 (I)	0,27	1,9	47,6
Túnel de Vento	0,6	4,3	106

Obs.: (∞) - com \tilde{C}_L obtido em condições bidimensionais; (I) - com \tilde{C}_L corrigido em função da esbeltez.

A tabela 5.4 indica as solicitações transversais em termos de deslocamentos do topo e momento fletor na base da torre, obtidas através dos processos normativos indicados.

Tabela 5.4 – Resposta transversal segundo diferentes procedimentos normativos.

Norma	Deslocamento \hat{y} [m]	Deslocamento relativo $100 * (\hat{y} / d_{topo})$ [%]	Momento fletor na base \hat{M}_{FT} [MNm]
Proposta NBR – 1	0,52	3,7	89,7
Proposta NBR – 1 Corrigida	0,43	3,1	73,6
Proposta NBR - 2	0,52	3,7	89,2
NBC	0,5	3,6	86

As figuras 5.5 e 5.6 apresentam o conjunto das respostas transversais obtidas através dos ensaios em túnel de vento e pelos diversos modelos e normas empregados neste estudo.

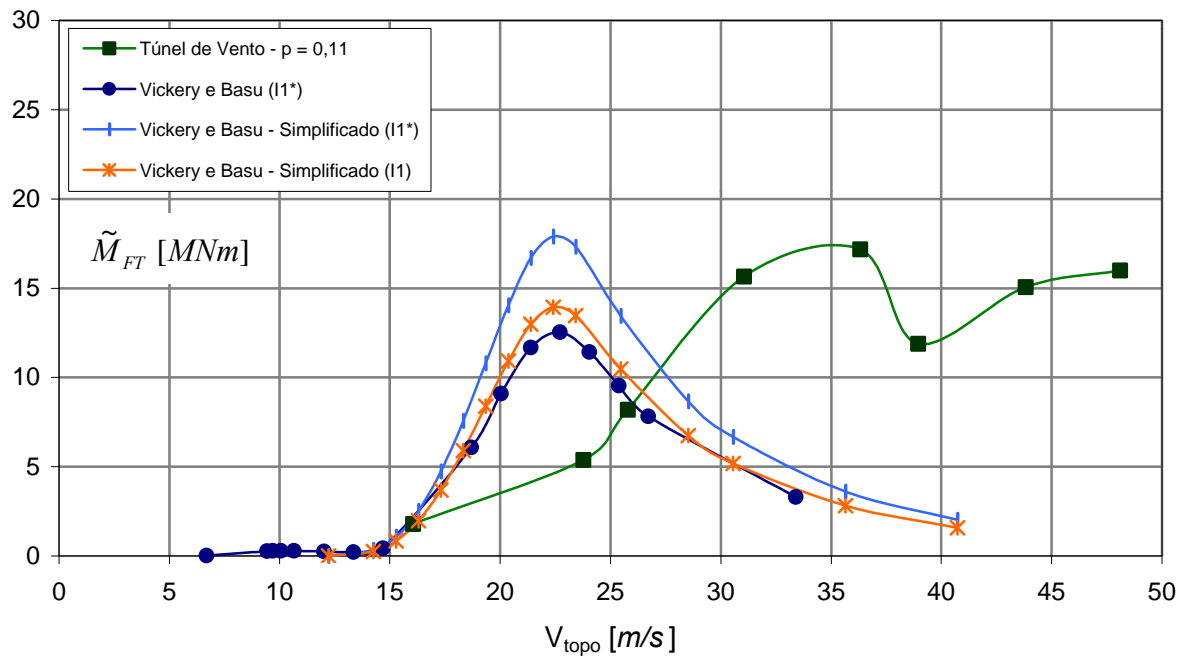


Figura 5.1 – Valor rms do momento fletor transversal na base, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64\text{m}$), obtido em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,11$, sem correções.

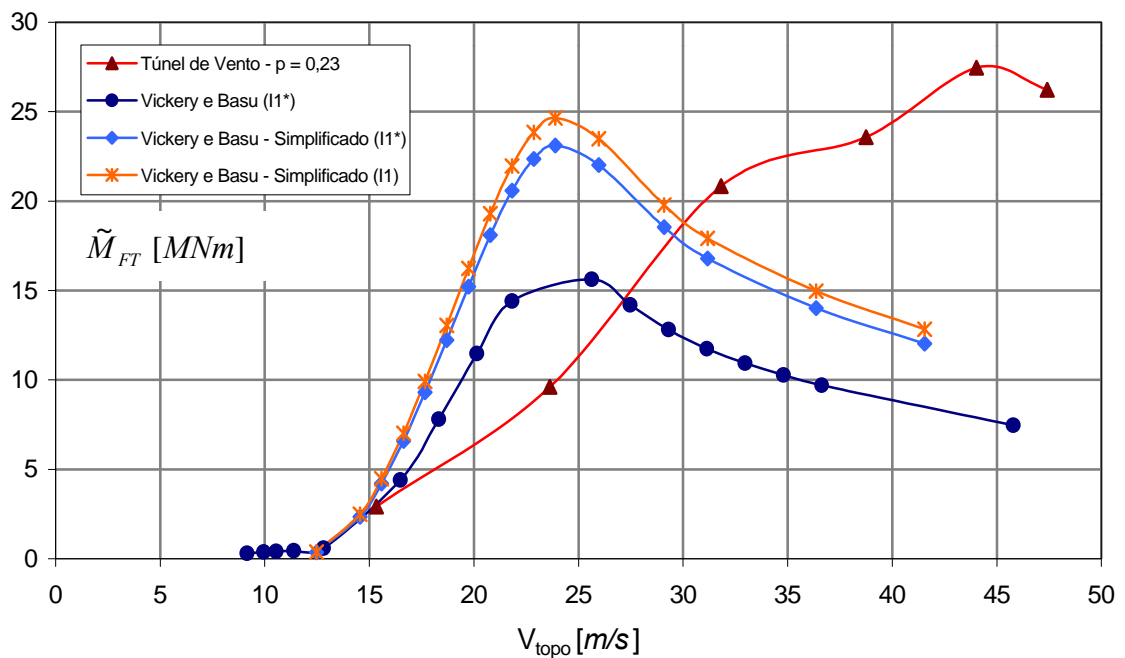


Figura 5.2 – Valor rms do momento fletor transversal na base, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64\text{m}$), obtido em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,23$, sem correções.

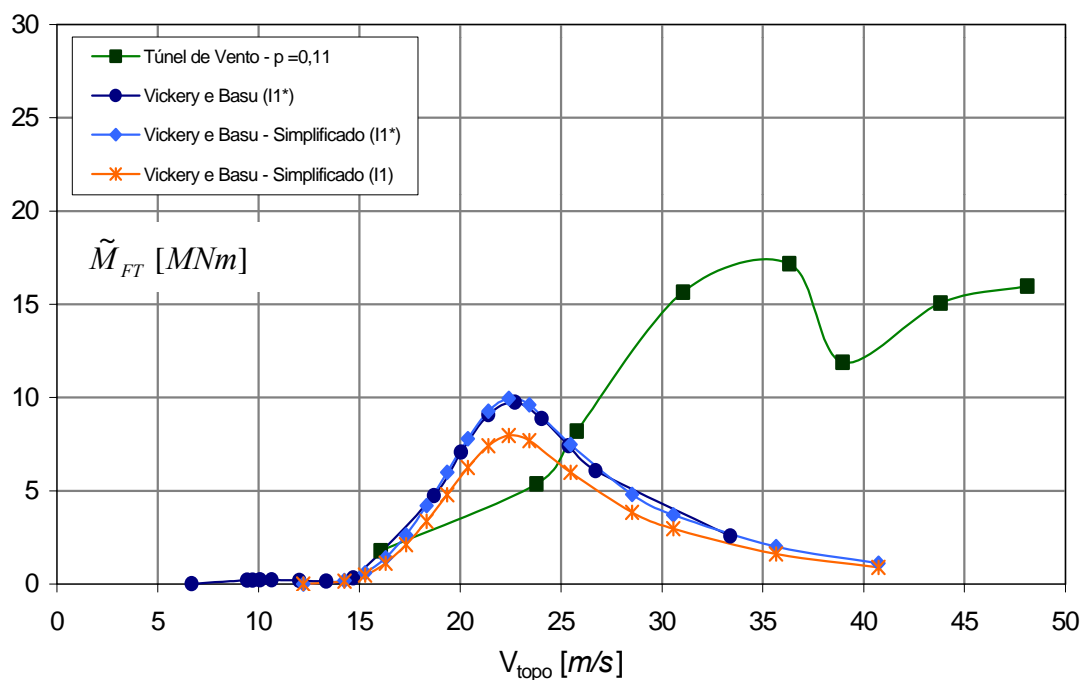


Figura 5.3 – Valor rms do momento fletor transversal na base, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$), obtido em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,11$, corrigido.

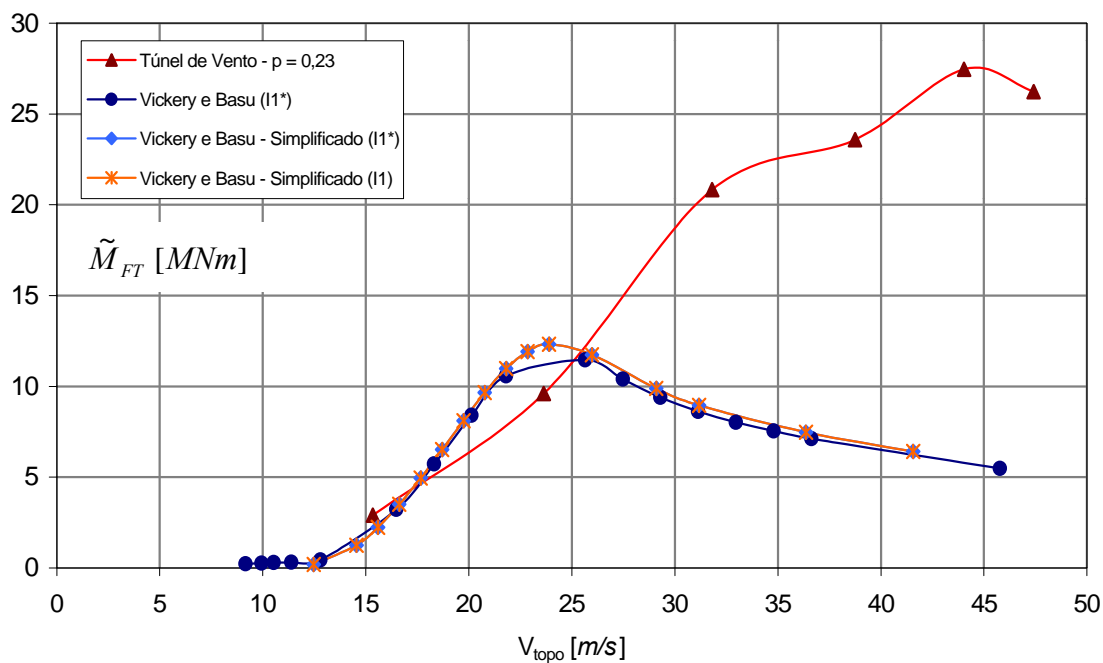


Figura 5.4 – Valor rms do momento fletor transversal na base, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$), obtido em escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,23$, corrigido.

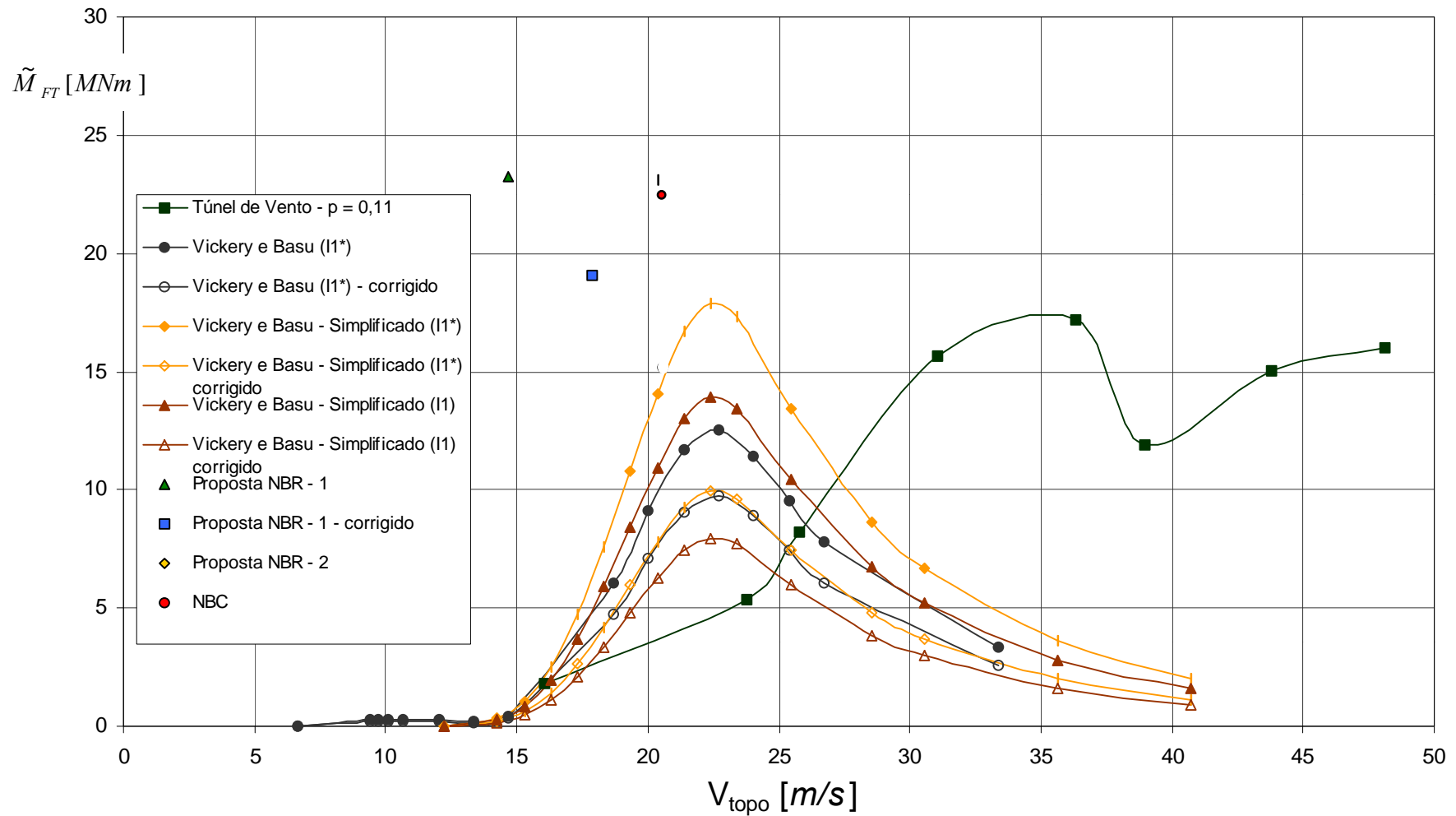


Figura 5.5 – Resposta transversal estimada através de diversos modelos teóricos e obtida em túnel de vento, com escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,11$, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$).

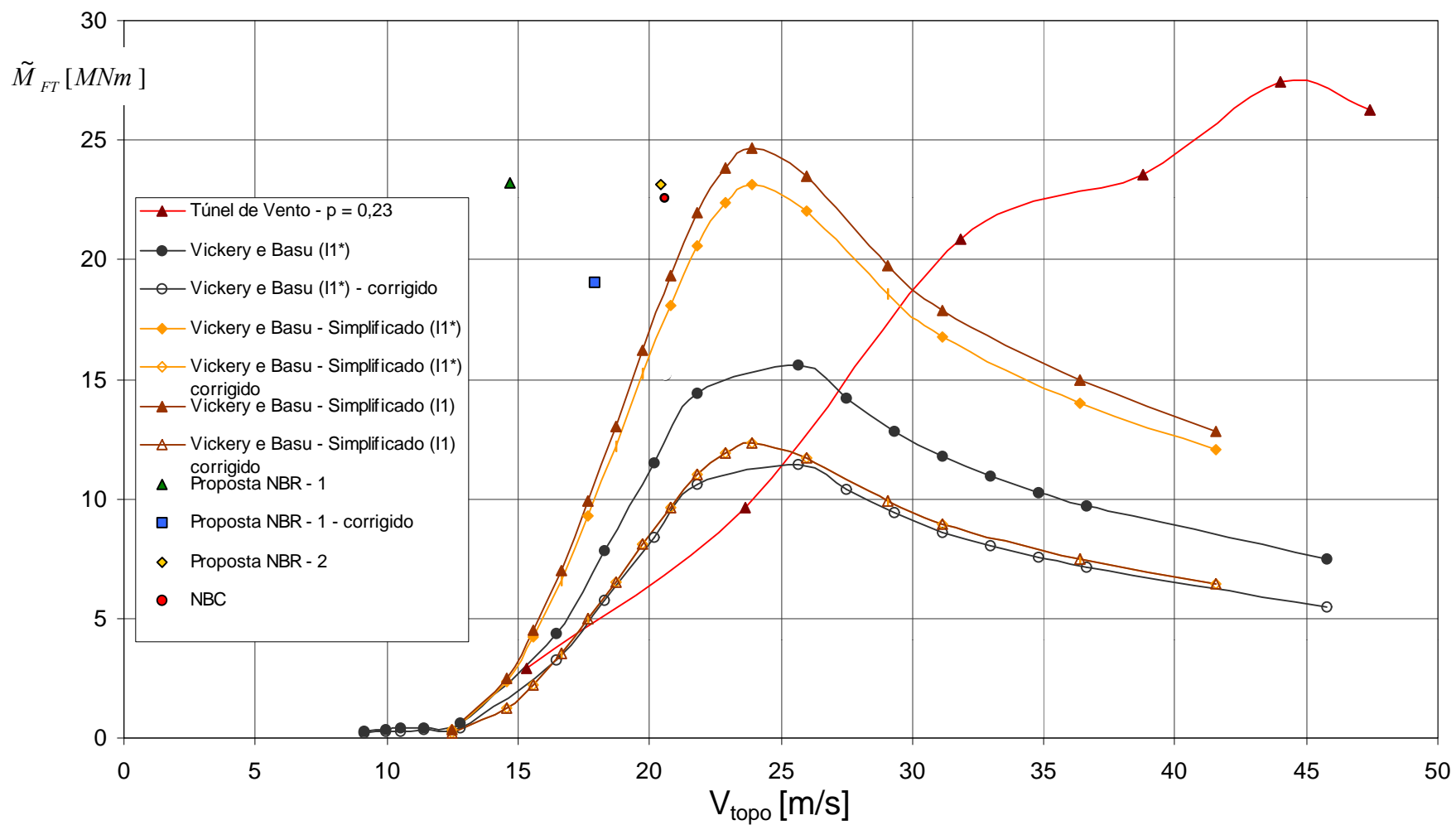


Figura 5.6 – Resposta transversal estimada através de diversos modelos teóricos e obtida em túnel de vento, com escoamento deslizante e turbulento com $p = 0,23$, em função da velocidade média no topo da torre ($z=86,64m$)

6 Conclusões

A resposta transversal obtida a partir dos ensaios aeroelásticos com modelo dinâmico em túnel de vento deve ser considerada como a resposta total, pois as medições realizadas incluem as parcelas devidas ao desprendimento de vórtices, às forças oriundas da interação fluido-estrutura e aquela devida à componente lateral da turbulência atmosférica.

Os modelos matemáticos contemplam somente as parcelas devidas ao desprendimento de vórtices e a interação fluido-estrutura.

Observa-se que a resposta transversal máxima obtida através dos ensaios em túnel de vento ocorre a uma velocidade média no topo da torre superior à velocidade determinada a partir dos modelos matemáticos. Essa diferença pode ser explicada pela diminuição do St no topo da estrutura, fator não considerado pelos métodos teóricos.

Avaliando-se a figura 4.41 em conjunto com aquelas obtidas a partir dos ensaios estáticos pode-se sugerir que a resposta transversal por desprendimento de vórtices, em escoamento uniforme e suave, é mínima, contrariando aparentemente o resultado esperado, devido ao fato de que o escoamento em torno do modelo se encontra na vizinhança do Re crítico para a gama de velocidades na qual deveria ser registrada a resposta transversal máxima.

Sugere-se que as alterações na magnitude da resposta em termos do momento transversal flutuante, obtida em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,23$, são ocasionadas principalmente pela componente lateral da turbulência atmosférica. Esta situação não se repete no caso do escoamento com $p=0,11$.

Somente no caso do escoamento com $p=0,11$ a resposta transversal medida por desprendimento de vórtices é semelhante em magnitude aos valores obtidos pelos modelos matemáticos.

Os registros da resposta transversal obtida para os escoamentos com $p=0,11$ e $p=0,23$, devem ser interpretados considerando que:

a) os escoamentos em torno do modelo, para a gama de velocidades na qual foi registrada a resposta transversal máxima, encontravam-se no regime supercrítico (vide figuras).

b) a introdução de turbulência no escoamento provoca os seguintes efeitos acoplados, dependentes de I_1 e L_1/d :

1) transição prematura do escoamento em direção ao regime ultracrítico, e com isto tende a regularizar o desprendimento de vórtices.

2) incrementa a magnitude de \tilde{C}_L nos regimes crítico, supercrítico e ultracrítico.

3) distribui a energia contida nas forças provocadas pelo desprendimento de vórtices em uma gama de frequências maiores, ou seja, alarga o espectro de \tilde{C}_L .

Como pode ser observado na discussão anterior, na definição da magnitude da resposta transversal participam fatores que tendem tanto a aumentá-la como a diminuí-la.

6.1 Sugestões para futuros trabalhos

- Verificar a possibilidade de realizar medições no protótipo, e avaliar os parâmetros aerodinâmicos correspondentes à resposta medida. Desta forma a simulação em túnel de vento poderia ser aferida, bem como os modelos teóricos.
- Estudar minuciosamente os efeitos de tridimensionalidade impostos pelo alteamento finito do modelo, bem como pela sua geometria. Ensaiai modelos com diferentes esbeltezes e principalmente variações do diâmetro do topo da torre, visando uma melhor compreensão do escoamento próximo à zona de variação de diâmetro.
- Medir no modelo estático os coeficientes de sustentação para auxiliar na caracterização dos regimes de escoamento e no comportamento do modelo frente ao desprendimento de vórtices.

Referências Bibliográficas:

- [1] ACHENBACH, E.; HEINECKE, E. *On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^5 to 5×10^6* . **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, vol.109, pp.239-251, 1981.
- [2] ASCE **Wind Tunnel Model Studies of Buildings and Structures**. Manuals and Reports on Engineering Practice No. 67. American Society of Civil Engineers, New York, 1987.
- [3] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS - ABNT, Rio de Janeiro. Norma Brasileira NBR-6123 (NB-599): Forças devidas ao vento em edificações. Edição 1988.
- [4] ARMITT, J. *The effect of surface roughness and free stream turbulence on the flow around a model cooling tower at critical Reynolds numbers*. In. **Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures**, Loughborough, 1968. 13p.
- [5] AYOUB, A.; KARAMCHETI, K. *An experiment on the flow past a finite circular cylinder at high subcritical and supercritical Reynolds numbers*. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, vol.118, pp.1-26, 1982.
- [6] BASU, R. I. **Across-wind response of slender structures of circular cross-section to atmospheric turbulence**. Ph.D. Thesis, Faculty of Engineering Science, University of Western Ontario London, Ontario, Canada, 1982. 2v.
- [7] BASU, R. I. *Aerodynamic forces on structures of circular cross-section. Part I. Model-scale data obtained under two-dimensional conditions in low-turbulence streams*. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.21, 1985 - pp.273-294.
- [8] BASU, R. I. *Aerodynamic forces on structures of circular cross-section. Part II. The influence of turbulence and three-dimensional effects*. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.24, 1986 - pp.33-59.
- [9] BLESSMANN, J. *The Boundary Layer Wind Tunnel of UFRGS*. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.10, 1982 - pp.231-248.
- [10] BLESSMANN, J. **Aerodinâmica das construções**. 2^a.ed. Porto Alegre. Editora Sagra, 1990. 263p. ISBN 85-241-0273-X.
- [11] BLESSMANN, J. **O vento na engenharia estrutural**. 1^a.ed. Porto Alegre. Editora da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1995. 166p. ISBN 85-7025-362-1.
- [12] BLESSMANN, J. **Introdução ao estudo das ações dinâmicas do vento**. 1^a.ed. Porto Alegre. Editora da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1998. 288p. ISBN 85-7025-440-7.

- [13] BURESTI, G. *The effect of surface roughness on the flow regime around circular cylinders.* **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.8, 1981 - pp.105-114.
- [14] BURESTI, G. *Vortex shedding from bluff bodies.* **Jubileum Conference on Wind Effects on Buildings and Structures.** Proceedings of the Jubileum conference on wind effects on buildings and structures, Porto Alegre, Brasil, 1998. A. A. Balkema, Rotterdam, Brookfield. - pp.61-95. ISBN 90-5410959-9.
- [15] CHENG, C. M.; KAREEM, A. *Acrosswind response of reinforced concrete chimneys.* **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.41, 1992 - pp.2141-2152.
- [16] CHEUNG, J. C. K.; MELBOURNE, W. H. *Turbulence effects on some aerodynamic parameters of a circular cylinder at supercritical Reynolds numbers.* **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.14, 1983 - pp.399-410.
- [17] CHRISTENSEN, O.; ASKEGAARD, V. *Wind forces on and excitation of a 130-m concrete chimney.* **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.3, 1978 - pp.61-77.
- [18] DALY, A. F. **The response of chimneys to wind-induced loads and the evaluation of the resulting fatigue damage.** Ph.D. Thesis, University of Western Ontario London, Ontario, Canada, 1986.
- [19] DAVENPORT, A. G. *Some Aspects of Wind Loading.* **EIC, Engineering Institute of Canada:** Annual General Meeting Paper No. 20, 1962.
- [20] DAVENPORT, A. G.; ISYUMOV, N. *The Application of The Boundary Layer Wind Tunnel to the Prediction of Wind Loading.* **In: Proceedings of the International Research Seminar: Wind Effects on Buildings and Structures.** Ottawa, Canada. September 11-15. Vol. 1. pp. 201-230. 1967.
- [21] DAVENPORT, A. G. *The Response of Slender Structures to Wind.* **Paper presented in: Short Course on "The application of Wind Engineering Principles to the design of structures".** Lausanne, Switzerland, February 23-27, 1987.
- [22] DAVENPORT, A. G. *What makes a structure wind sensitive?.* **Jubileum Conference on Wind Effects on Buildings and Structures.** Proceedings of the Jubileum conference on wind effects on buildings and structures, Porto Alegre, Brasil, 1998. A. A. Balkema, Rotterdam, Brookfield. - pp.1-13. ISBN 90-5410959-9.
- [23] DOVAT, A. A. M. **Sistema para monitorar os momentos de flexão em torres de seção anelar de concreto armado.** Dissertação de Mestrado, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Porto Alegre, 1996. 139p.
- [24] 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).

- [25] FAGE, A.; FALKNER, V. M. *Further experiments on the flow around a circular cylinder*. London, Aeronautical Research Committee, 1931. 26p. (Reports and Memoranda – 1369).
- [26] FARELL, C.; BLESSMANN, J. *On critical flow around smooth circular cylinders*. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, vol.136, pp.375-391, 1983.
- [27] FENG, C. C. *The measurement of vortex-induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders*, M. A. Sc. Thesis, University of British Columbia, Vancouver, 1968.
- [28] FLACHSBART, O. 1929 From an article by H. Muttray, 1932. *Handbook Experimental-physik*, 4, part 2 (Leipzig), 316.
- [29] FOX, T. A .; APELT, C. J.; WEST, G. S. *The aerodynamic disturbance caused by the free-ends of a circular cylinder immersed in a uniform flow*. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.49, 1993 - pp.389-400.
- [30] GOULD, R. W. E.; RAYMER, W. G. E.; PONSFORD, P. J. *Wind tunnel tests on chimneys of circular section at high Reynolds numbers*. **Proceedings Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures**, Loughborough University of Technology, Loughborough, UK., 1968.
- [31] ISYUMOV, N.; STECKLEY, A.; DAVENPORT, A. G. A study of wind effects for the St. Chrisona Tower, Basel, Switzerland. Engineering Science Research Report BLWT – SS34 – 1982.
- [32] KO, C.; GRAF, W. H. Drag coefficient of cylinders in turbulent flow. **ASCE J. Hydr. Div.**, vol.98, p.897-912, 1972.
- [33] LOREDO-SOUZA, A. M.; ROCHA, M. M.; PALUCH, M. J.; NÚÑEZ, G. J. Z. *Determinação experimental dos efeitos do vento sobre uma torre de telecomunicações de concreto armado*. In: **IV Simpósio EPUSP sobre Estruturas de Concreto**, São Paulo, CD, 2000.
- [34] LOREDO-SOUZA, A. M.; ROCHA, M. M.; PALUCH, M. J.; NÚÑEZ, G. J. Z. *Análise experimental dos efeitos dinâmicos do vento sobre uma torre de telecomunicações de concreto armado*. In: **XXIX Jornadas Sudamericanas de Ingeniería Estructural**, Punta del Este, Memórias – Jubileo Prof. Julio Ricaldoni – CD, 2000.
- [35] NIEMANN, H. J.; HÖLSCHER, N. *A review of recent experiments on the flow past circular cylinders*. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.33, 1990 - pp.197-209.
- [36] OKAMOTO, T.; YAGITA, M. *The experimental Investigation on the flow past a circular cylinder of finite length placed normal to the plane surface in a uniform stream*. **Bull. JSME**, vol.16, 1973 - pp.805-814.
- [37] OSBORNE, C. H. **Wind loading on chimneys**, B.E.Sc. Thesis, Faculty of Engineering Science, University of Western Ontario London, Ontario, Canada, 1981.

- [38] PALUCH, M. J. **Vibrações transversais por desprendimento de vórtices de torres e chaminés de concreto armado de seção transversal circular**. Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Porto Alegre, 1999. 215p.
- [39] PALUCH, M. J.; LOREDO-SOUZA, A. M.; ROCHA, M. M.; NÚÑEZ, G. J. Z. *Estudo em túnel de vento de uma torre de telecomunicações de concreto armado*. In: **Congresso de Ingeniería**, Buenos Aires, CD, 2000.
- [40] RIBEIRO, J. L. D. **Efeitos da rugosidade superficial sobre as pressões médias e flutuantes em cilindros circulares fixos em fluxo bidimensional**. Tese de Doutorado, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Porto Alegre, 1989. 199p.
- [41] RIERA, J. D.; PALUCH, M. J. *Determinación de la Respuesta Dinámica de una Torre de Transmisión – Estudio Comparativo*. In: **XXVIII Jornadas Sul-Americanas de Engenharia Estrutural, Vol. 2**, São Carlos, SP, 1997.
- [42] ROSHKO, A. *Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds numbers*. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, vol.10, pp.345-356, 1961.
- [43] RUSCHEWEYH, H. *Vortex Excited Vibrations*. **Wind-excited Vibrations of Structures**, Edited by Technical University, Vienna, 1994, pp 51-84.
- [44] SCHEWE, G. *On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers*. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, vol.133, pp.265-285, 1983.
- [45] SCRUTON, C. *On the Wind-excited Oscillation of Stacks, Towers and Masts*. **Proceedings Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures**, National Physics Laboratory, Teddington, England, 1963, pp 797-832.
- [46] SIMIU, E.; SCANLAN, R. **Wind Effects on Structures**. Second Edition.. USA: A Wiley-Interscience Publication, 1986.
- [47] SUPPLEMENT TO THE NATIONAL BUILDING OF CANADA - NBC. National Research Council of Canada, Associate Committee on the National Building Code, Ottawa, NRCC No. 23178, 1985.
- [48] VICKERY, B. J.; CLARK, A. W. *Lift or cross-wind response of tapered stacks*. **ASCE, Journal of the Structural Division**, vol.98, p.1-19, 1972.
- [49] VICKERY, B. J. *The aeroelastic modeling of chimneys and towers*. In Proceedings: INTERNATIONAL WORKSHOP ON WIND TUNNEL MODELING. 1982, Maryland. Cambridge: Timothy A. Reinhold, pp.408-428.
- [50] VICKERY, B. J.; BASU, R. I. *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**, Amsterdam, vol.12, 1983a - pp.49-73.

- [51] VICKERY, B. J.; BASU, R. I. *Across-wind vibrations of structures of circular cross-section. Part II. Development of a mathematical model for full-scale application.* **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.12, 1983b - pp.75-97.
- [52] VICKERY, B. J.; BASU, R. I. *Simplified approaches to the evaluation of the across-wind response of chimneys.* **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.14, 1983c - pp.153-166.
- [53] VICKERY, B. J.; BASU, R. I. *The Response of Reinforced Concrete Chimneys to Vortex Shedding.* *Engineering Structures*, Vol.6, October, 1984, pp. 324-333.
- [54] VICKERY, B. J.; DALY, A. F. *Wind tunnel modeling as a means of predicting the response of chimneys to vortex shedding.* *Engineering Structures*, Vol.6, October, 1984, pp. 363-368.
- [55] VICKERY, B. J. *Wind loads and design criteria for chimneys.* **Jubileum Conference on Wind Effects on Buildings and Structures.** Proceedings of the Jubileum conference on wind effects on buildings and structures, Porto Alegre, Brasil, 1998. A. A. Balkema, Rotterdam, Brookfield. - pp.273-296. ISBN 90-5410959-9.
- [56] ZDRAVKOVICH, M. M. *Conceptual overview of laminar and turbulent flows past smooth and rough circular cylinders.* **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, vol.33, 1990 - pp.53-62.

Anexo I – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa

MM - UES - $Re\ 4.10^4$

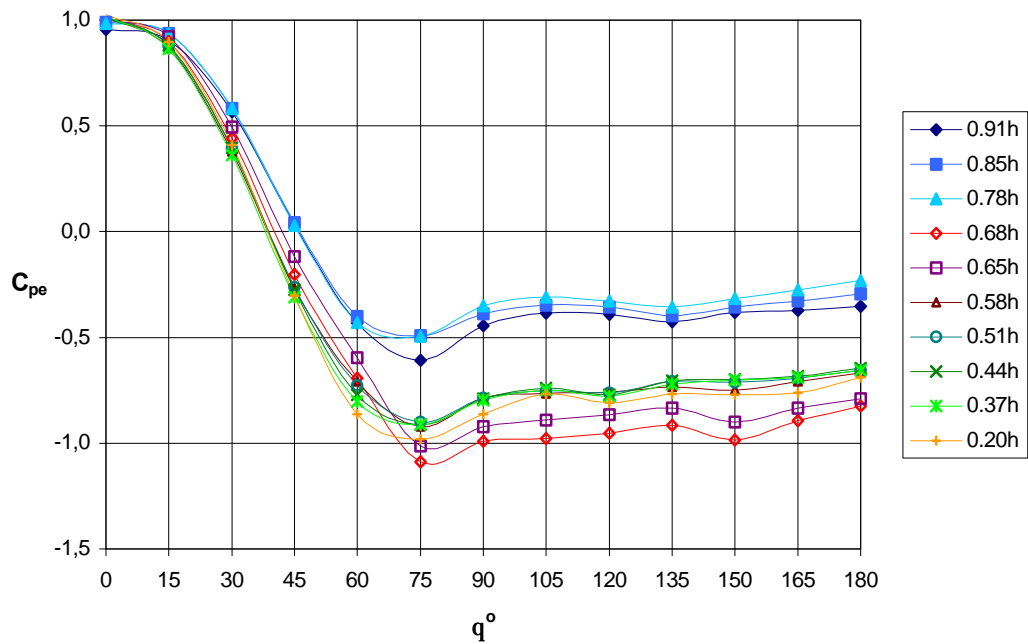


Figura I.1 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 4.10^4$ (modelo de madeira).

MM - UES - $Re\ 6.10^4$

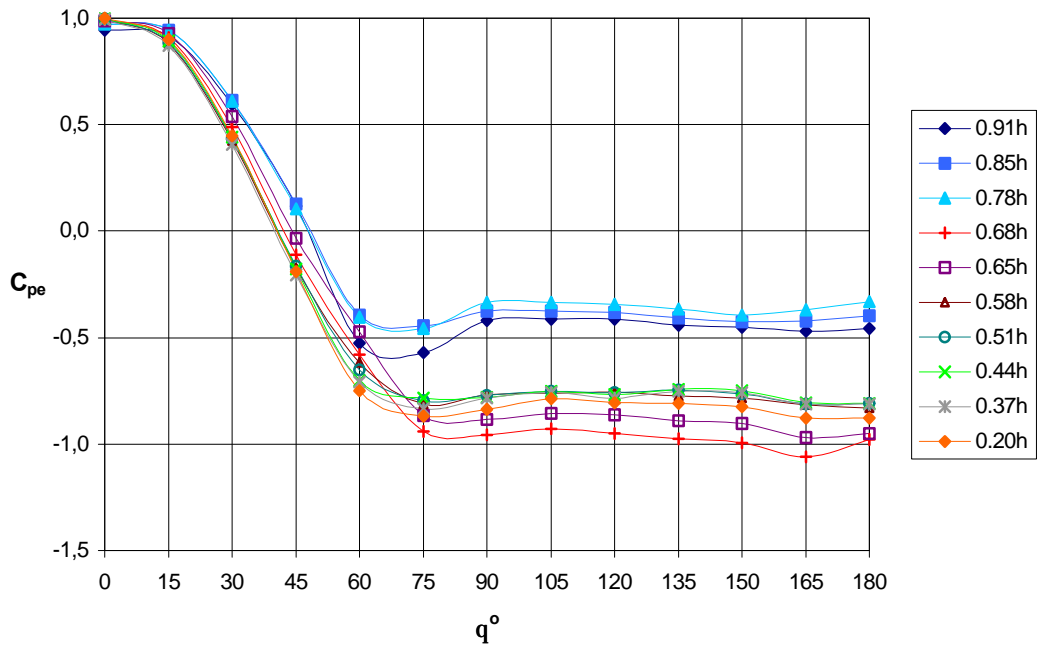


Figura I.2 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento uniforme e suave a $Re = 6.10^4$ (modelo de madeira).

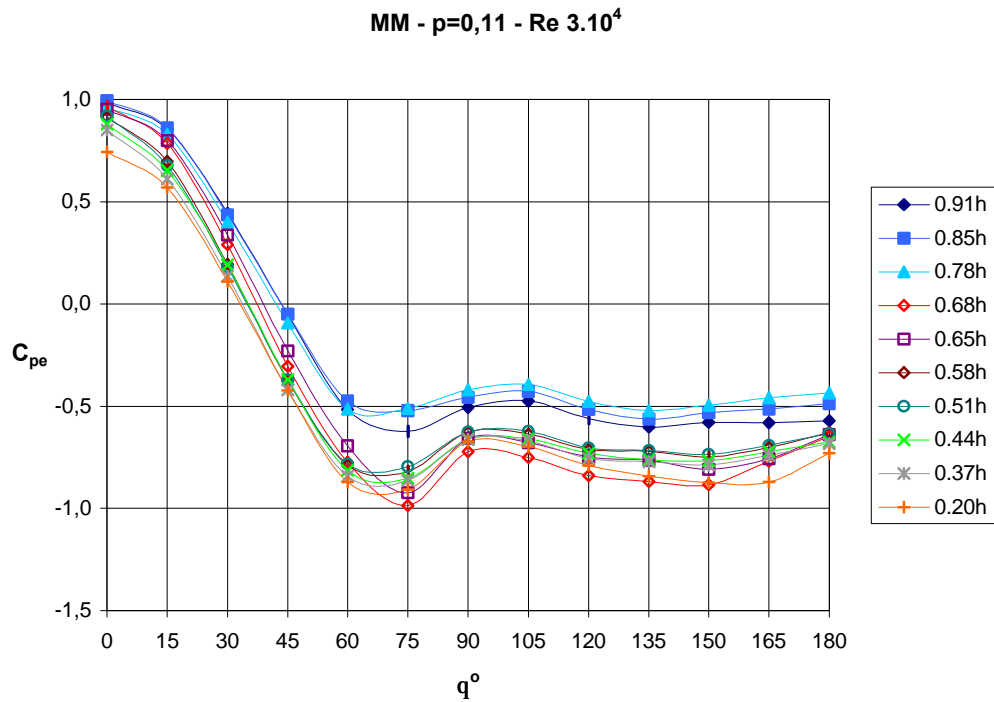


Figura I.3 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizado e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 3.10^4$ (modelo de madeira).

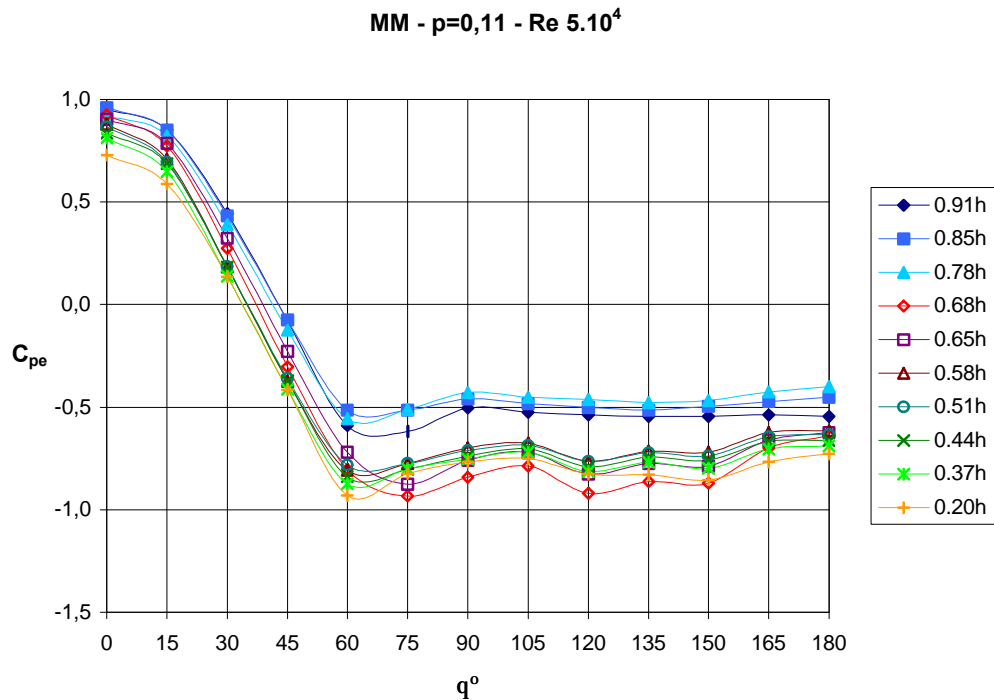


Figura I.4 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizado e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 5.10^4$ (modelo de madeira).

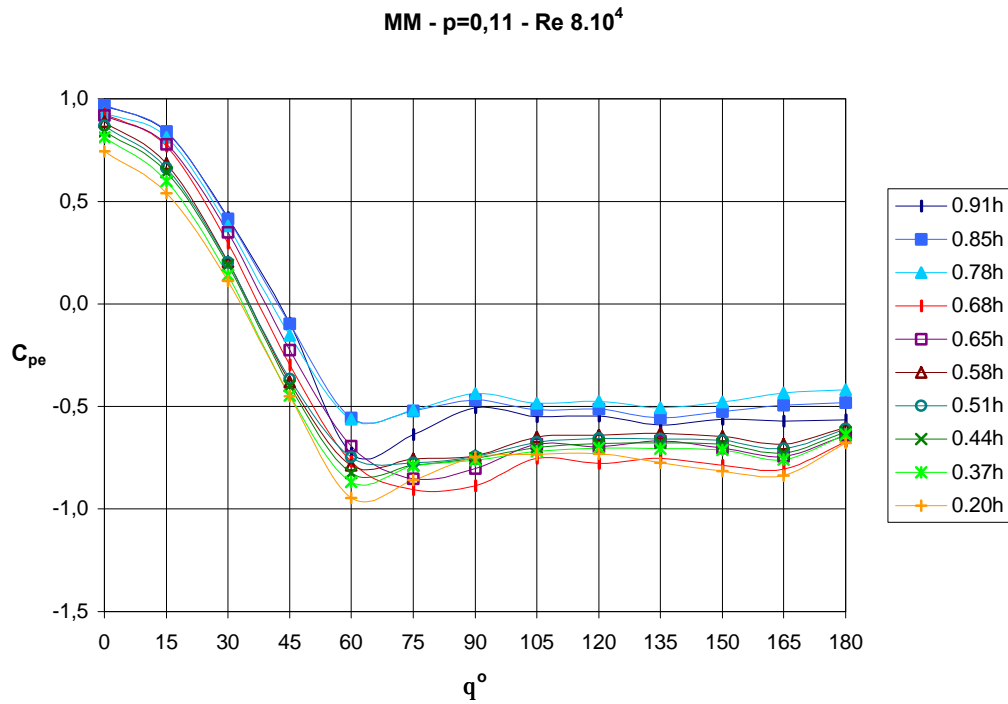


Figura I.5 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de madeira).

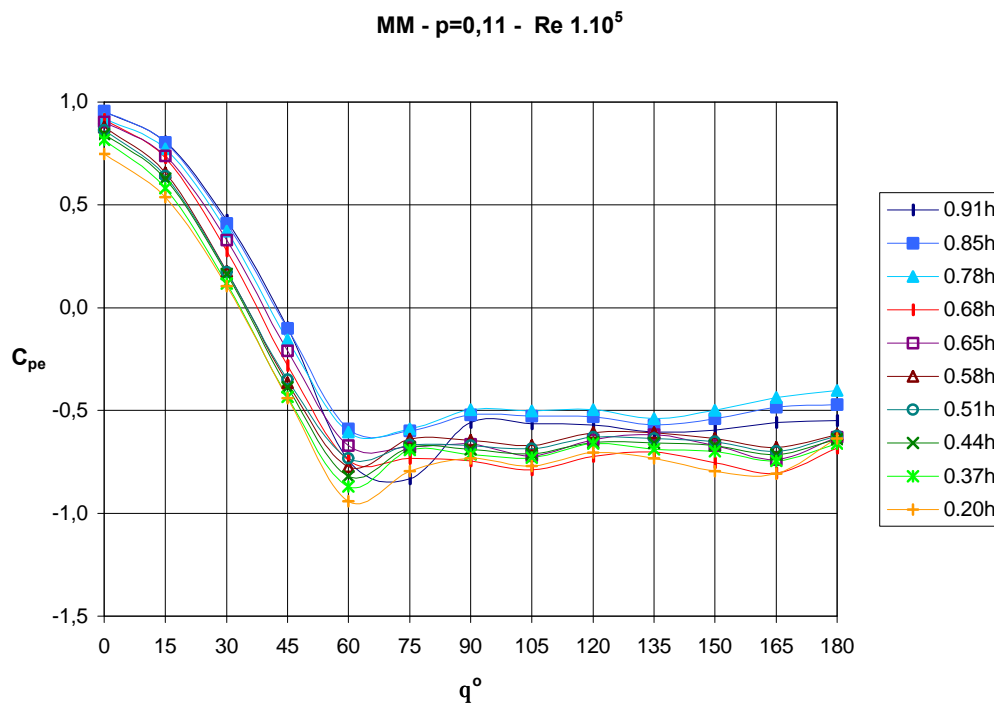


Figura I.6 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 1.10^5$ (modelo de madeira).

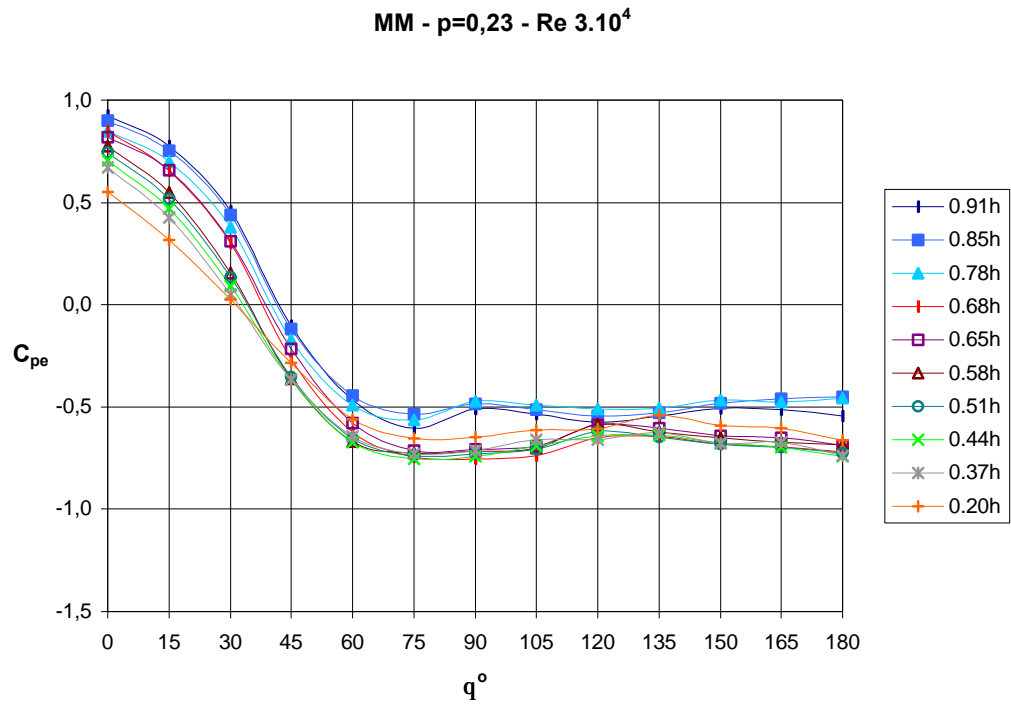


Figura I.7 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 3.10^4$ (modelo de madeira).

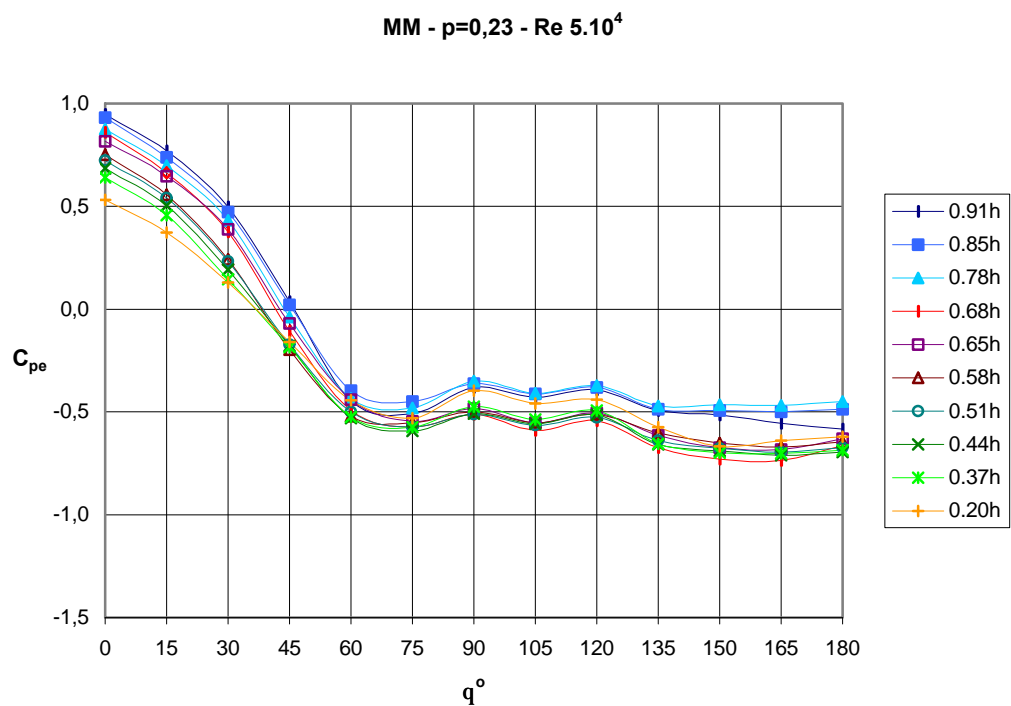


Figura I.8 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 5.10^4$ (modelo de madeira).

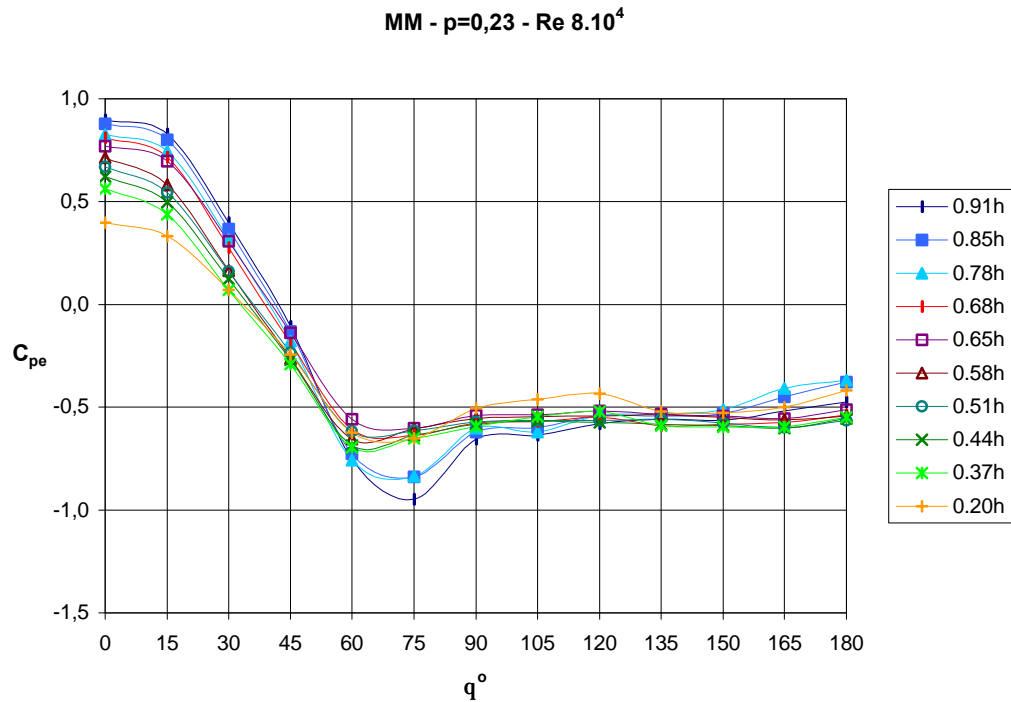


Figura I.9 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de madeira).

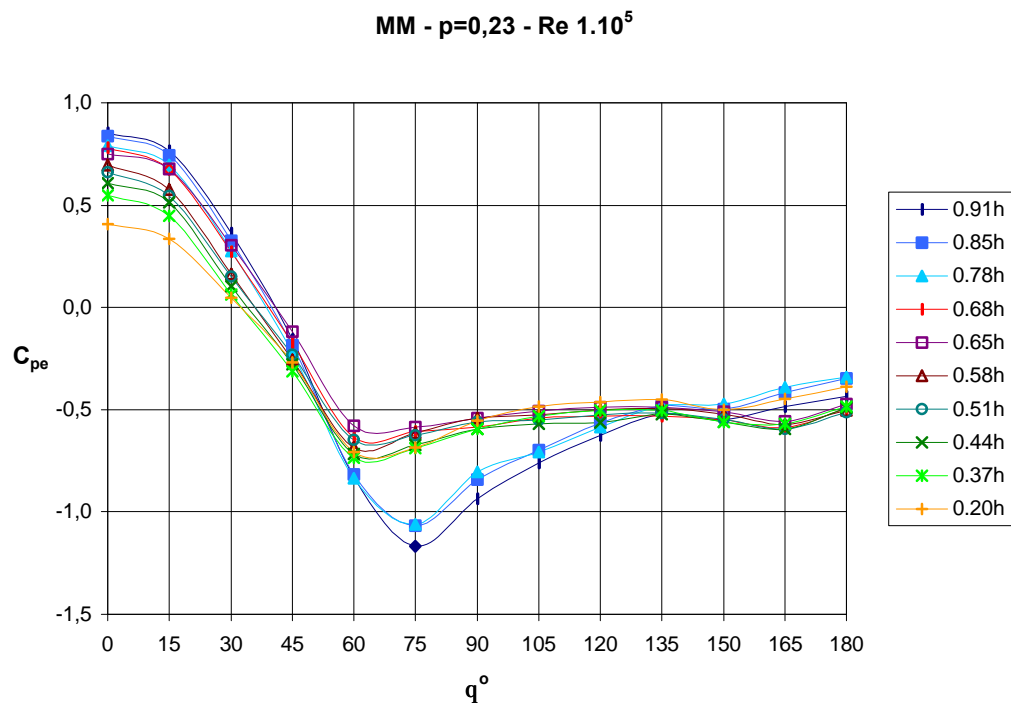


Figura I.10 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 1.10^5$ (modelo de madeira).

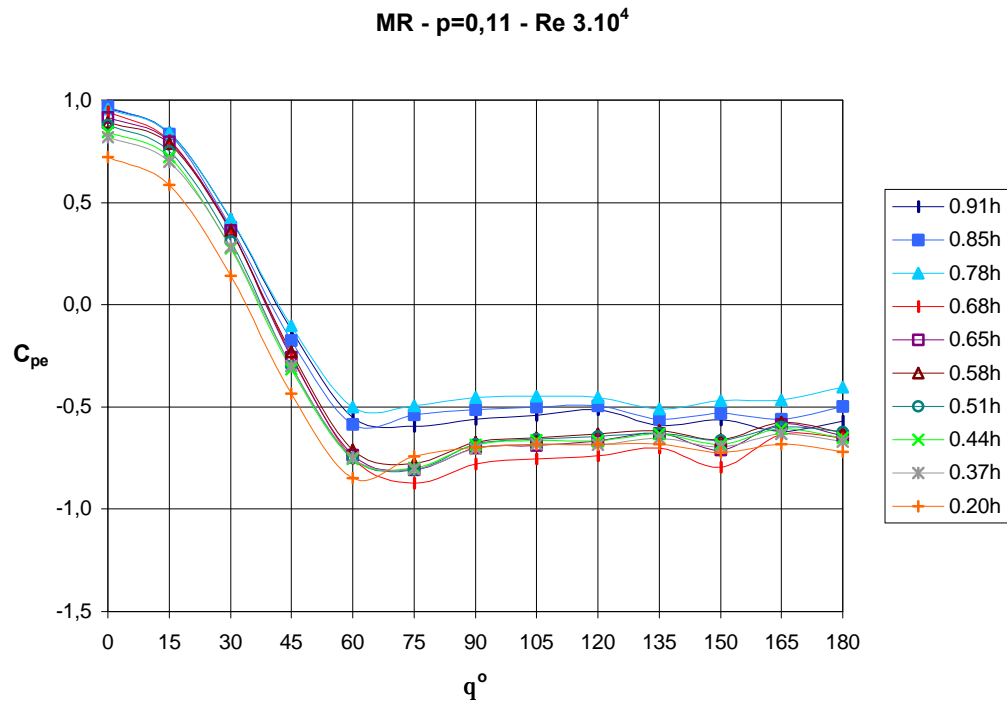


Figura I.11 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 3.10^4$ (modelo de resina).

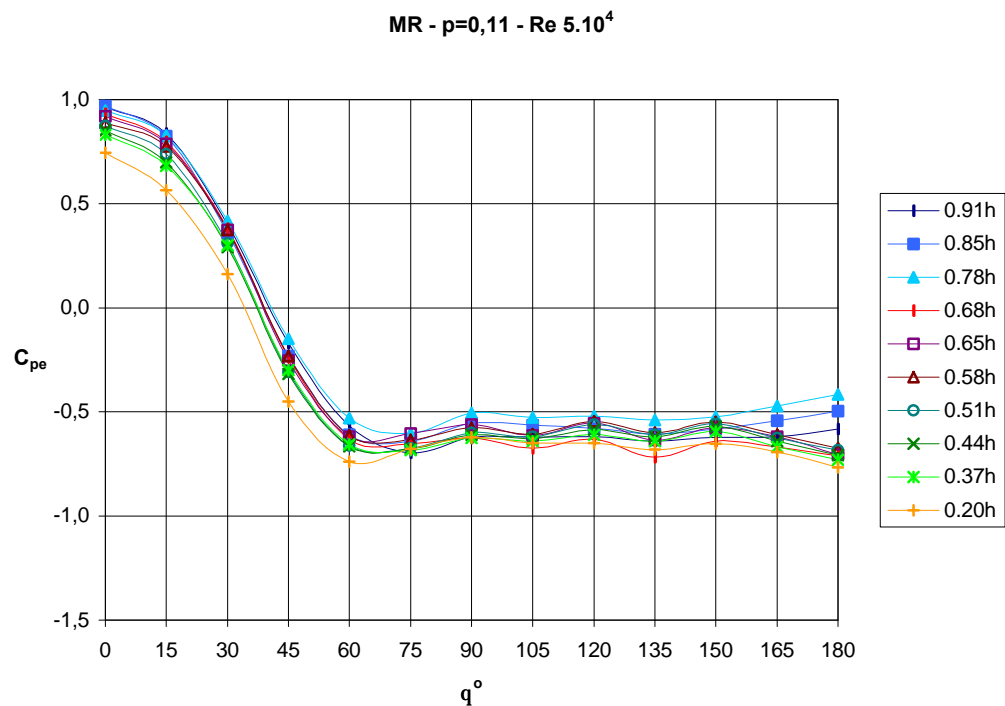


Figura I.12 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizante e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 5.10^4$ (modelo de resina).

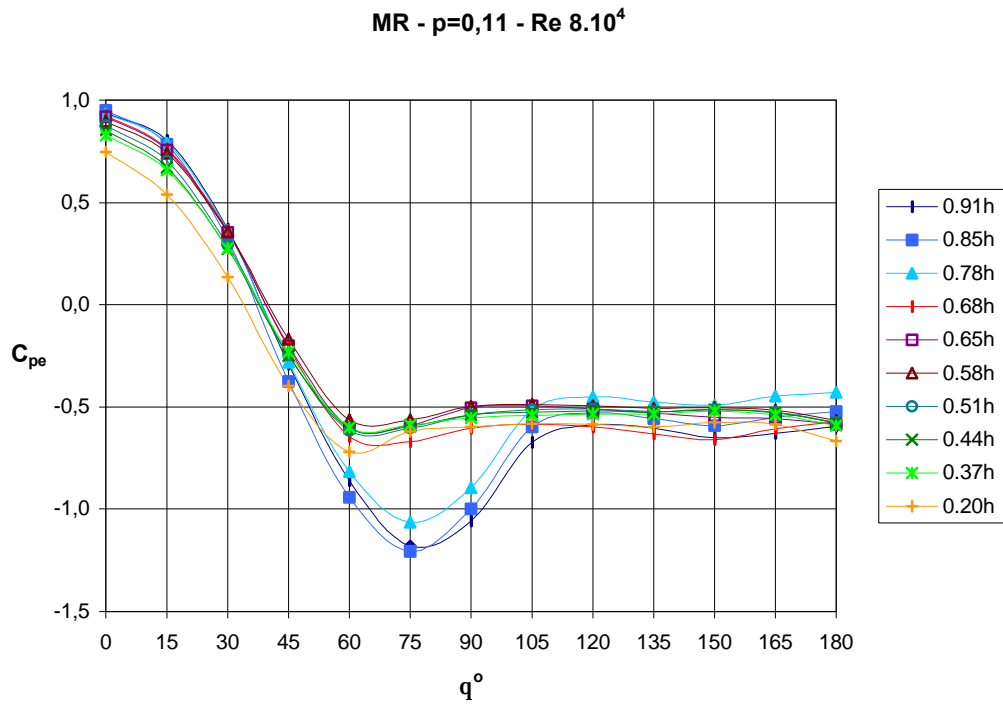


Figura I.13 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de resina).

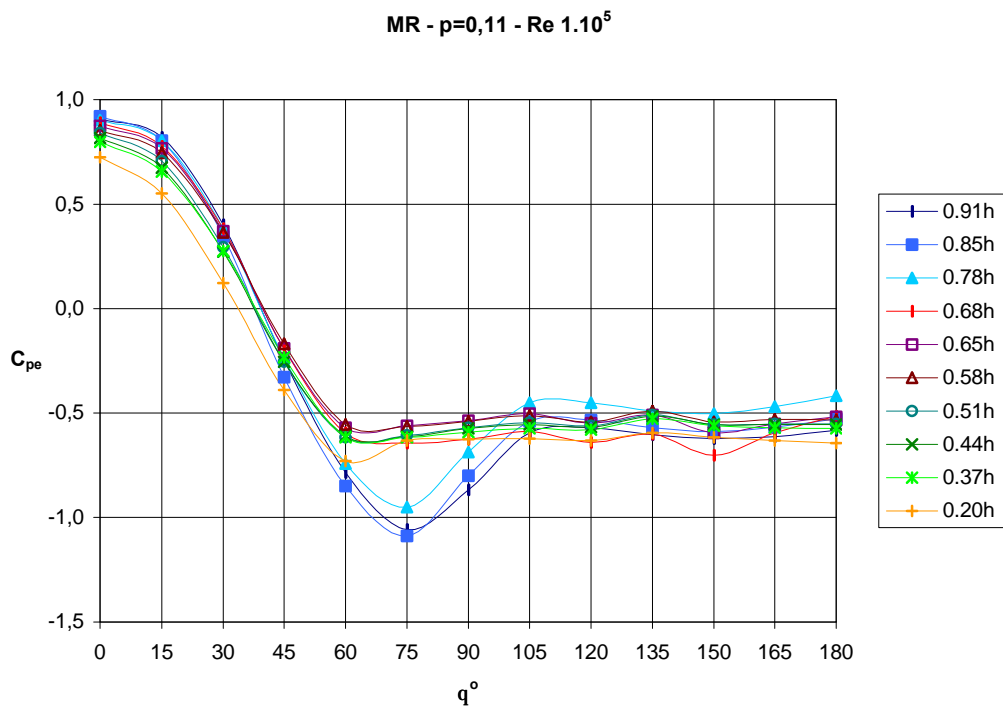


Figura I.14 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizando e turbulento com $p=0,11$ a $Re = 1.10^5$ (modelo de resina).

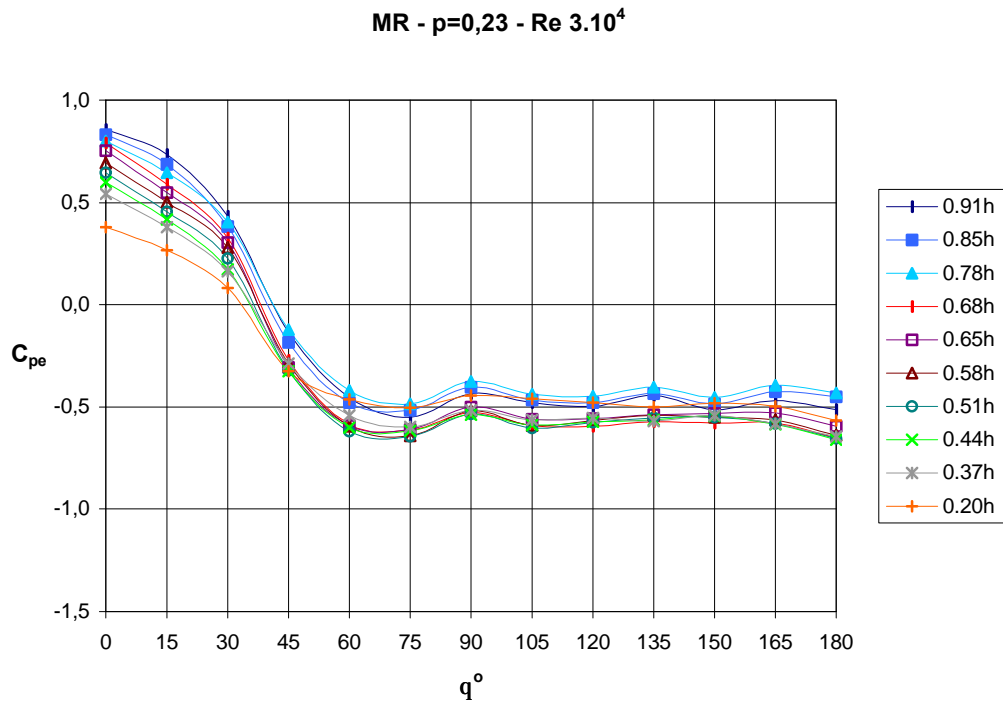


Figura I.15 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizado e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 3.10^4$ (modelo de resina).

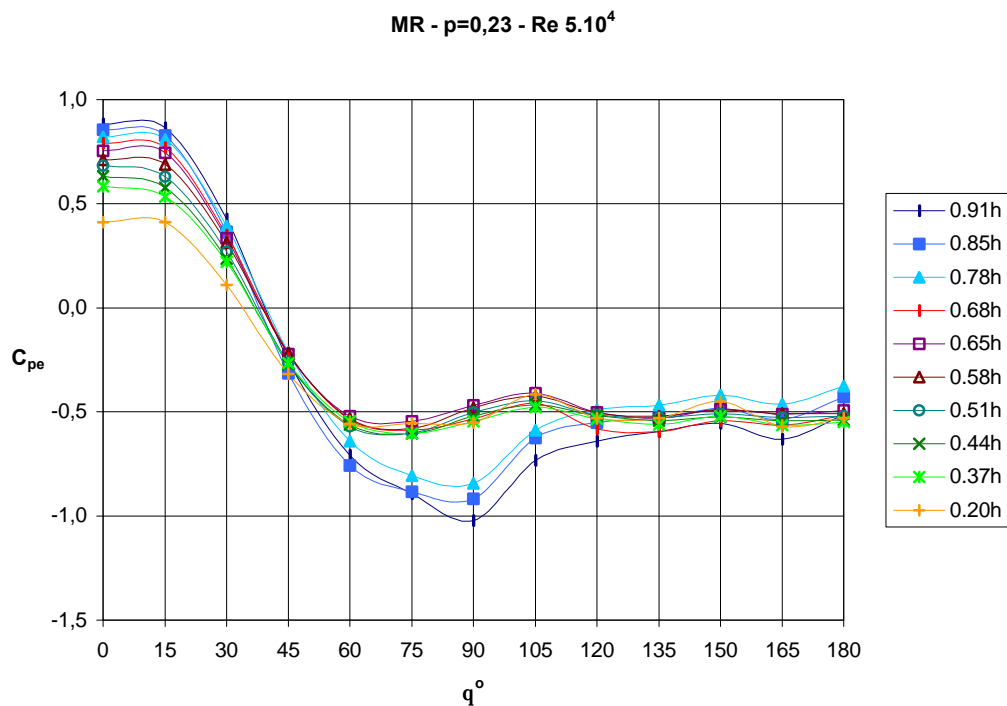


Figura I.16 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizado e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 5.10^4$ (modelo de resina).

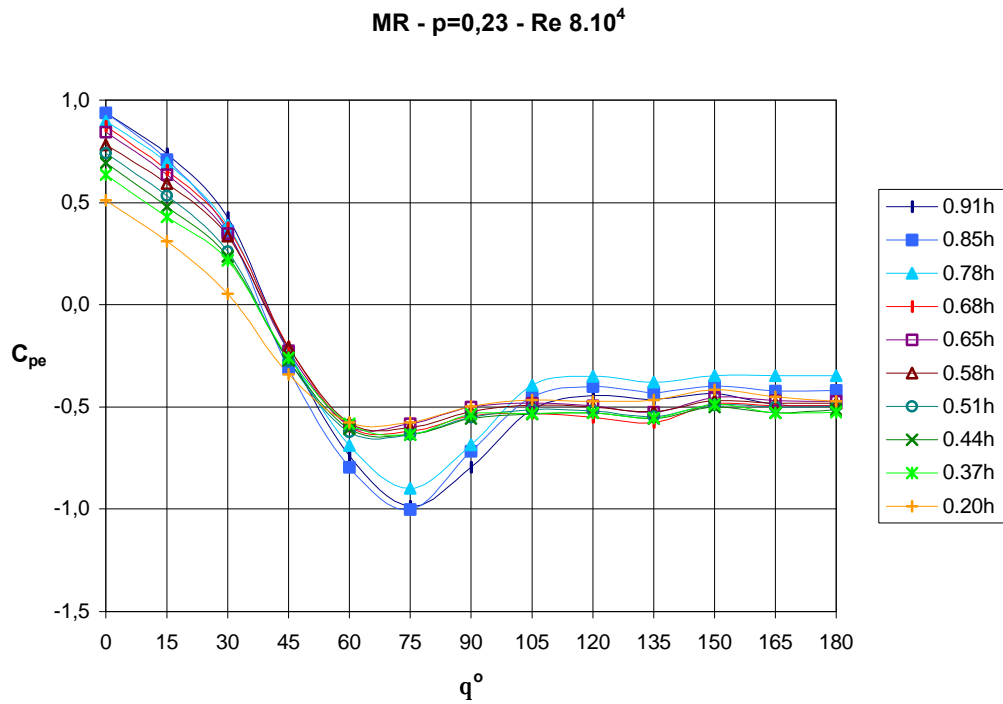


Figura I.17 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizado e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 8.10^4$ (modelo de resina).

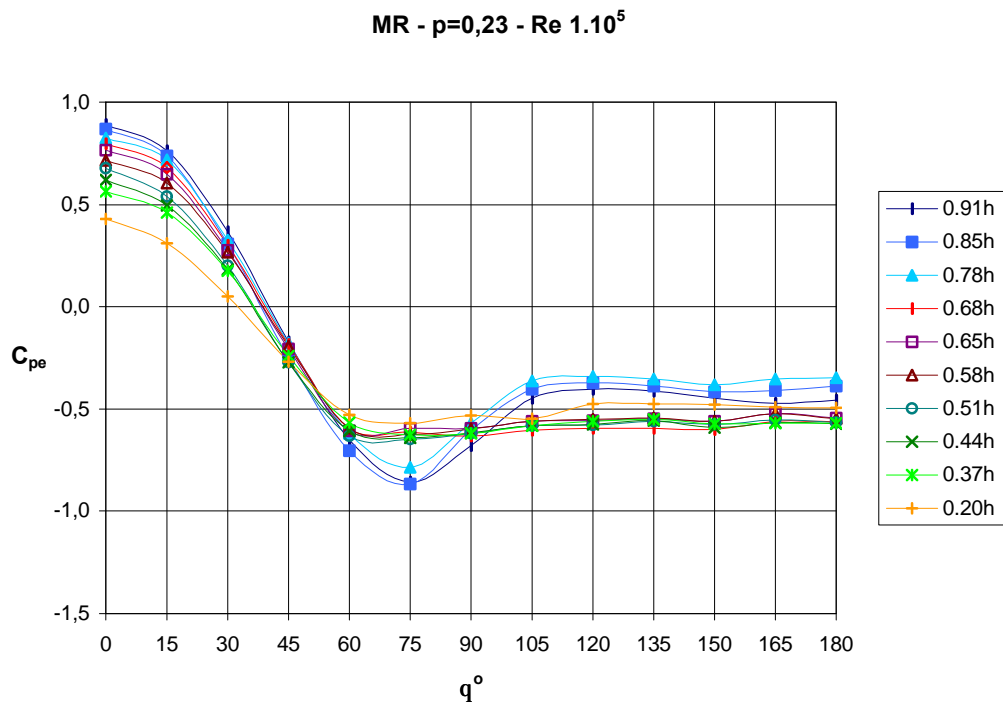


Figura I.18 – Distribuição circunferencial dos coeficientes de pressão externa em diferentes alturas relativas, obtidos em escoamento deslizado e turbulento com $p=0,23$ a $Re = 1.10^5$ (modelo de resina).

Anexo II - Verificação dos equipamentos

II.1 Calibragem – Multímetros TSI / DISA e placa A/D

Foi realizada uma comparação dos valores lidos nos voltímetros e adquiridos através da placa analógica-digital, com os indicados no osciloscópio TEKTRONIX, utilizado como referência por possuir um sistema de auto-calibração e por ser um equipamento mais sofisticado. Neste procedimento foi utilizada uma fonte de tensão DC para alimentação e um oscilador.

Os resultados desta verificação são apresentados na tabela II.1, e permitem afirmar que este procedimento de medição confirma a validade das medidas feitas através da placa analógico-digital dentro de limites aceitáveis.

Tabela II.1 – Planilha de calibração dos equipamentos.

Osciloscópio (ref.) [mV]	Voltímetro TSI [mV]	Voltímetro DISA [mV]	Placa A/D [mV]	Multímetro [mV]
8,2	7,2	8,2	7,7	8,0
13,3	12,4	13,4	12,8	13,1
85,2	85,5	85,8	85,4	84,8
492,0	492,0	500,0	489,0	485,0
933,0	933,0	920,0	930,0	926,0

Anexo III - Calibrações

III.1 Calibragem estática dos transdutores de pressão

A tabela III.1 abaixo, indica as expressões de conversão dos transdutores utilizados nos ensaios e respectivos “zero dos transdutores”.

Tabela III.1.1 – Planilha de calibração dos transdutores de pressão.

Transdutor de pressão	“zero do transdutor” [mV]	Expressão de conversão
Tr_00D	139,21	0,0497.T – 7,1233
Tr_01D	133,90	0,0497.T – 6,8698
Tr_02D	122,30	0,0497.T – 6,2521
Tr_03D	125,34	0,0497.T – 6,4600
Tr_04D	115,42	0,0495.T – 5,9371
Tr_05D	130,69	0,0496.T – 6,7033
Tr_06D	112,04	0,0495.T – 5,7419
Tr_07D	134,96	0,0496.T – 6,8545
Tr_08C	114,41	0,0499.T – 5,9325
Tr_09C	117,80	0,0496.T – 6,0481
Tr_10C	123,41	0,0498.T – 6,3667
Tr_11C	126,32	0,0499.T – 6,5232
Tr_12C	156,98	0,0496.T – 7,9999
Tr_13C	135,21	0,0497.T – 6,9452
Tr_14C	136,45	0,0496.T – 6,9559
Tr_15C	111,38	0,0496.T – 5,7643

A expressão para conversão do sinal em tensão para milímetros de coluna de água é dada por:

$$P = a.T - b \quad (\text{III.1.1})$$

Onde: P é a pressão correspondente a tensão medida [mm H₂O];

T é a tensão medida pelo transdutor [mV];

a e b são os coeficientes da expressão de conversão.

Na figura III.1.1 é mostrado o esquema de calibração estática dos transdutores de pressão.

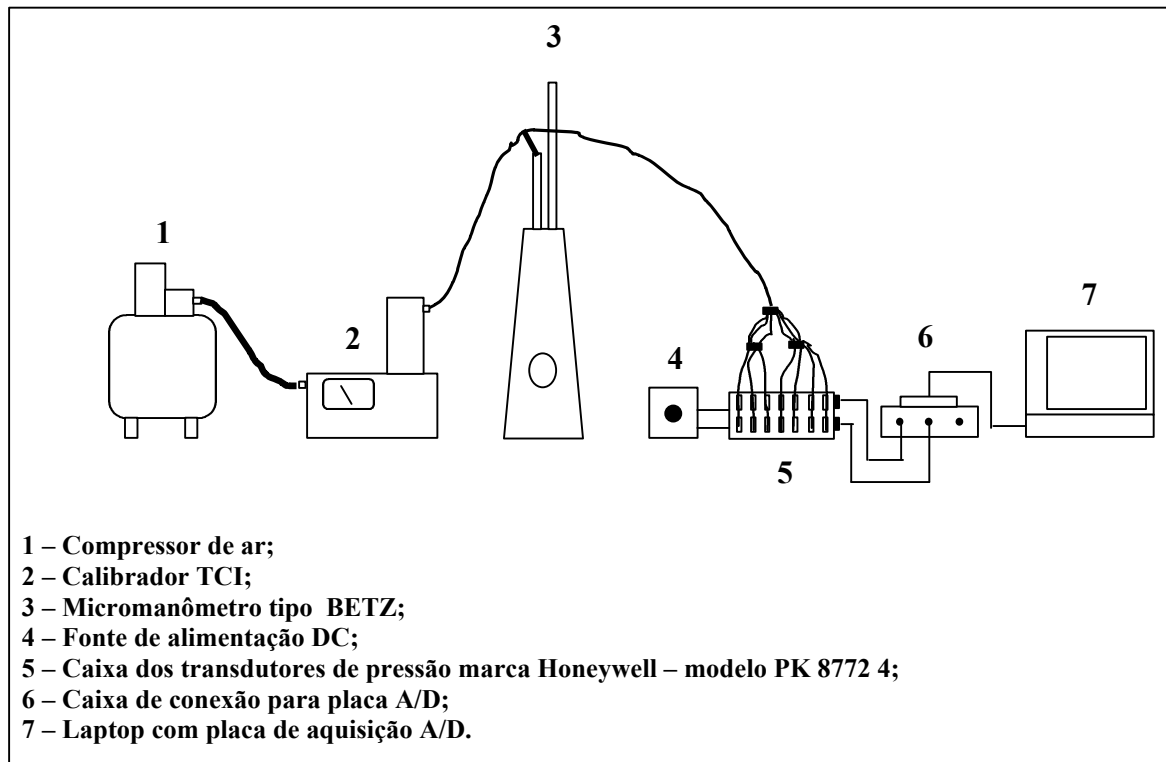


Figura III.1.1 - Esquema do sistema de calibração estática dos transdutores de pressão.

III.2 Calibragem do modelo aeroelástico

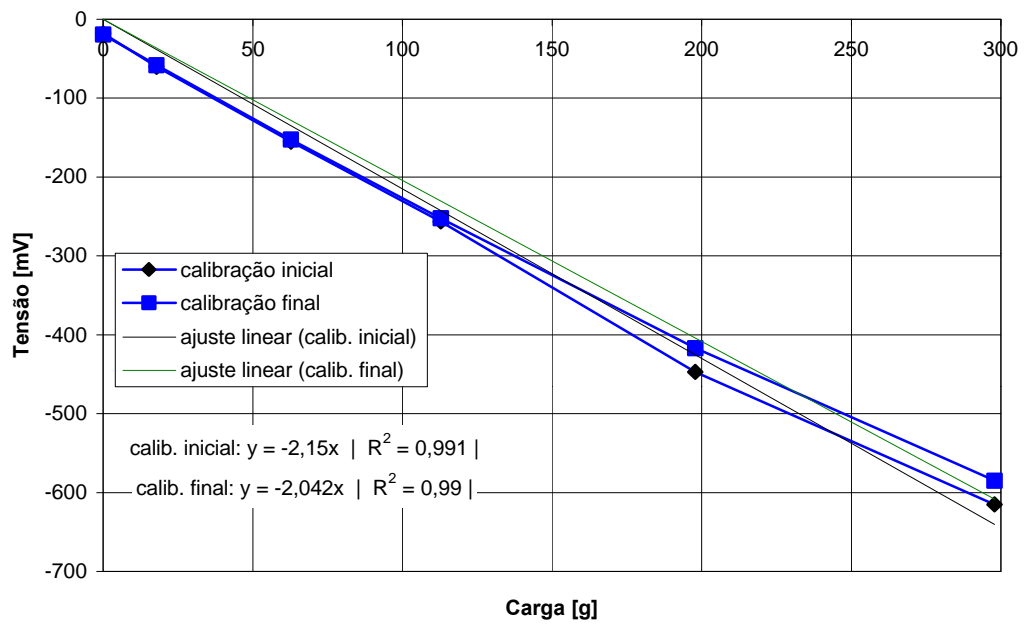


Figura III.2.1 – Curva de calibração longitudinal do modelo aeroelástico de resina.

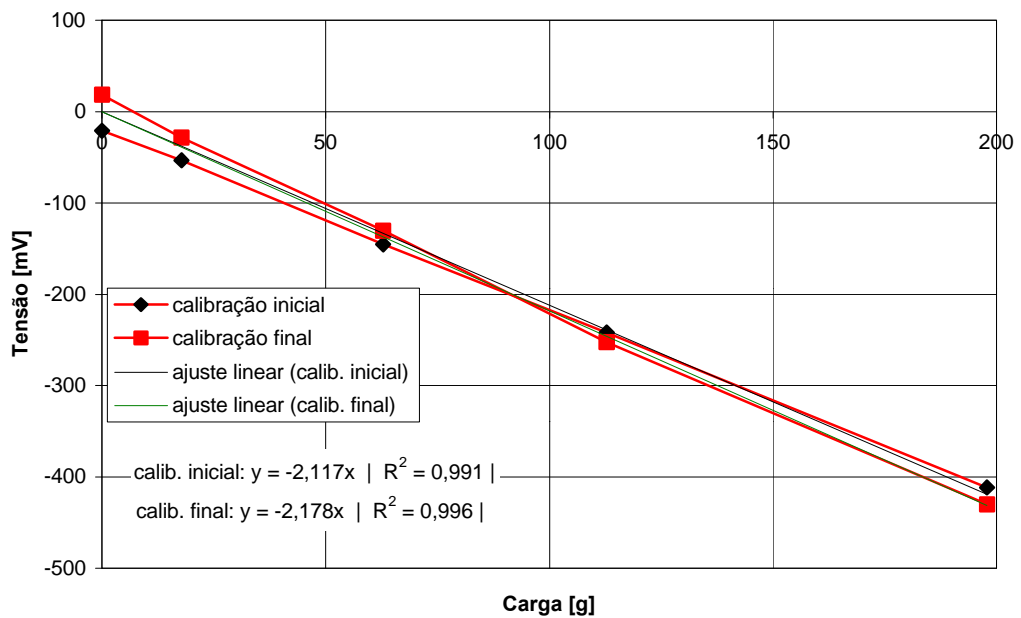


Figura III.2.2 – Curva de calibração transversal do modelo aeroelástico de resina.